



HAL
open science

Nonlinéarités optiques du second ordre dans le silicium

Mathias Berciano

► **To cite this version:**

Mathias Berciano. Nonlinéarités optiques du second ordre dans le silicium. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COMUE), 2018. Français. NNT : 2018SACLS565 . tel-01978099

HAL Id: tel-01978099

<https://theses.hal.science/tel-01978099>

Submitted on 11 Jan 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Nonlinéarités optiques du second ordre dans le silicium

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à L'Université Paris-Sud

École doctorale n°575 Electrical, optical, bio : physics and engineering
(EOBE)
Spécialité de doctorat: Physique

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 14 décembre 2018, par

Mathias Berciano

Composition du Jury :

Philippe Delaye Directeur de recherche, IOGS (LCF – Laboratoire Charles Fabry)	Président du jury
Vincent Laude Directeur de recherche, Université de Franche-Comté (FEMTO-ST)	Rapporteur
Christophe Peucheret Professeur, ENSSAT (Institut Foton)	Rapporteur
Frédéric Boeuf Senior Manager, STMicroelectronics	Examineur
Philippe Absil Program Director, Imec	Examineur
Laurent Vivien Directeur de recherche, Université Paris-Sud (C2N)	Directeur de thèse
Xavier Le Roux Ingénieur de recherche, Université Paris-Sud (C2N)	Invité

Titre : Nonlinéarités optiques du second ordre dans le silicium

Mots clés : Optique non linéaire, photonique silicium, ingénierie de contrainte

Résumé : L'explosion de la demande en données a imposé de nouvelles exigences en terme de débit de transmission qui sont de plus en plus difficiles à satisfaire sans accroître considérablement les consommations énergétiques dans les centres de données, points névralgiques des réseaux de télécommunications. Dans ce contexte, la photonique silicium est considérée comme la solution la plus adaptée pour répondre de ces problématiques en remplaçant les interconnexions métalliques par des liaisons optiques à base de silicium. Le modulateur électro-optique constitue l'un des composants clés de ces liaisons optiques. Cependant, la centrosymétrie du silicium empêche l'exploitation de l'effet Pockels, un phénomène d'optique non linéaire très efficace dans la conception de modulateurs à très grande bande passante et à faible consommation énergétique. Cette limitation peut être néanmoins contournée lorsque des contraintes mécaniques sont appliquées au silicium de façon à briser sa symétrie d'inversion. Plusieurs travaux théoriques et expérimentaux ont alors été entrepris récemment pour mettre en évidence et quantifier l'effet Pockels induit par contraintes dans le silicium. Mais la nature semi-conductrice du silicium rend l'analyse de l'effet Pockels profondément complexe et cela a soulevé une controverse quant à sa réelle existence dans le silicium contraint. En effet, l'influence des porteurs libres dans le silicium et aux interfaces engendrent un fort signal de modulation, noyant la signature de l'effet Pockels. Pour enrayer les effets de porteurs, la solution apportée par le travail de thèse a été d'étudier le signal de modulation à hautes fréquences (> 5 GHz). Plusieurs études hyperfréquences de l'effet Pockels ont donc été menées dans des structures photoniques en silicium contraint et seront présentées dans ce manuscrit de thèse.

Les premières études ont été réalisées sur une plate-forme SOI et les résultats expérimentaux ont permis de mettre en évidence la présence d'un signal de modulation électro-optique à hautes fréquences et dont l'intensité dépend clairement de l'orientation cristallographique du silicium et de l'amplitude de la contrainte appliquée sur celui-ci. Sur la base d'un modèle théorique décrivant le tenseur de susceptibilité électrique du second ordre $\chi^{(2)}$, un modèle multiphysique a été développé et a permis de décrire de manière très précise à la fois les résultats expérimentaux et la distribution spatiale du $\chi^{(2)}$ dans des guides d'onde silicium contraints. Ces travaux ont également permis de montrer que les faibles intensités des champs électriques appliqués dans les guides d'onde silicium, dues à la distribution des porteurs, sont en grande partie responsable de la faible efficacité de modulation par effet Pockels. Une seconde étude a donc été menée sur une plate-forme SOI modifiée et permettant la conception de circuits électriques plus performants avec des champs électriques générés plus intenses. Les résultats expérimentaux obtenus montrent une amélioration d'un facteur 20 de l'efficacité de modulation par effet Pockels en comparaison des premières études. De plus, le modèle multiphysique a de nouveau permis de décrire ces résultats, renforçant donc davantage sa validité. L'ensemble de ces travaux ouvrent notamment comme perspectives la possibilité d'obtenir un diagramme de l'œil électro-optique dans la mesure où une contrainte plus importante est appliquée aux guides d'onde silicium. De plus, le modèle décrivant le tenseur de susceptibilité électrique du second ordre $\chi^{(2)}$ peut également être exploité pour décrire le phénomène de génération de seconde harmonique en optique guidée dont l'existence reste encore ambiguë à l'heure actuelle.



Title : Second-order optical nonlinearities in silicon

Keywords : Nonlinear optics, silicon photonics, stress engineering

Abstract : The explosion of data demand imposed new requirements in terms of data transmission rate that are more and more difficult to meet without greatly increasing the power consumption in data centres, hot spots of telecommunications networks. In this context, silicon photonics is considered the most adapted solution to address these complex issues by replacing metallic interconnects by silicon-based photonic links. The electro-optic modulator is one major building block in such photonic links and ensure the conversion of data carried by an electric signal to an optical one. However, silicon being a centrosymmetric material, it cannot exhibit the Pockels effect, a very efficient optical nonlinear phenomenon used in most high-speed and low power consumption modulators. This limitation is nonetheless relaxed by applying deformations to the silicon lattice by means of stress in order to break its inversion symmetry. Numerous theoretical and experimental studies were recently reported to demonstrate and quantify the Pockels effect. But, the semiconductor nature of silicon tremendously complicate the analysis of the Pockels effect, which existence was questioned in strained silicon and source of controversy. Indeed, free carriers in silicon waveguides and at the interfaces induce a strong modulation signal, thereby screening Pockels effect. To stem the influence of free carriers, the work done in the thesis consisted in studying high frequency-based modulation signal (> 5 GHz). Various microwave studies were then performed in strained silicon photonic structures and will be presented in the following thesis manuscript.

First studies were achieved on a SOI platform and the experimental results demonstrated the presence of a weak high-frequency electro-optic modulation signal which intensity clearly depends on the silicon crystallographic direction and the level of stress applied to silicon. Based on a theoretical model describing the second-order nonlinear electric susceptibility $\chi^{(2)}$, a multiphysic model has been developed and successfully described both experimental results and the spatial distribution of $\chi^{(2)}$ within strained silicon waveguides.

These studies also showed that the weak intensities of the applied electric fields, due to the free carriers distribution, are responsible for the weak measured Pockels-based modulation efficiencies. A second study has then been carried out on a modified SOI platform allowing the design of more efficient electric circuits inducing stronger electric fields. An improvement by a factor of 20 was observed on the obtained experimental results compared to the previous ones. Moreover, the multiphysic model could again describe those results, proving its reliability. As outlooks, electro-optic eye diagram of complex electric signals could be obtained at the condition of stronger stress applied to silicon waveguides. Furthermore, the model describing the second-order nonlinear susceptibility $\chi^{(2)}$ can also be exploited to depict the second harmonic generation in strained silicon waveguides, which existence is still not clear for the moment.



Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse, Dr Laurent Vivien pour m'avoir donné l'opportunité de travailler sur un sujet de recherche aussi riche et passionnant. Malgré son planning chargé, Laurent a toujours trouvé du temps pour m'aider lors des caractérisations expérimentales, les relectures d'articles à publier, des répétitions pour les conférences, ... Je le remercie aussi pour m'avoir donné l'opportunité de participer à de nombreuses conférences lors de ma thèse.

Je remercie Pr Eric Cassan pour ses nombreux conseils sur les aspects scientifiques ou administratifs de la thèse. Je n'aurais sans doute pas travaillé sur cette thèse s'il ne m'avait pas initialement recruté et fait confiance pour effectuer mon stage M2R au sein de l'équipe MINAPHOT.

Je remercie également Pr Delphine Marris-Morini pour ses nombreux conseils et discussions scientifiques sur des concepts qui ne m'étaient pas forcément toujours familiers mais qui me seront probablement très utiles dans ma carrière.

Je souhaite également remercier mes collègues de salle blanche et tout particulièrement Xavier Le Roux pour m'avoir accompagné et formé sur la majeure partie des étapes de fabrication des échantillons de la thèse et du stage. Je remercie également Jean-René Coudeville, François Maillard, David Bouville, Géraldine Hallais, Cédric Villebasse, Marie-Paule Planté, Etienne Herth et Xavier Lafosse pour les formations à l'utilisation de différentes machines dans la salle blanche.

Je remercie aussi Pr Paul Crozat pour m'avoir énormément aidé et formé pour les caractérisations hyperfréquences de mes échantillons. J'ai énormément appris dans ce domaine que ce soit au niveau expérimental ou théorique.

Je remercie mes collègues de bureau Guillaume Marcaud et Christian Lafforgue avec qui j'ai bien rigolé pendant les 3 ans (et des poussières) de la thèse. Je remercie Pedro Damas pour m'avoir guidé au début de ma thèse afin que je puisse reprendre le flambeau dans les meilleures conditions possibles. Je remercie Carlos Alonso Ramos et Daniel Benedikovic pour les nombreuses aides qui m'ont apportées pour bien comprendre comment simuler et optimiser des réseaux de couplages optiques intégrés. Je remercie Vladyslav Vakarín pour l'aide qu'il m'a apporté dans l'optimisation d'une étape technologique critique pour la fabrication de certains échantillons. Je salue également Etienne Thiebaut et Aurore Ecartot pour les sorties jogging et badminton. Je remercie également mes collègues Samuel Serna, Elena Durán-Valdeiglesias, Joan-Manel Ramirez, Sylvain Guerber, Thi-Phuong Do, Qiankun Liu, Alicia Ruiz-Caridad, Dorian Oser, Lucas Deniel, Miguel Montesinos et mes anciens collègues Weiwei Zhang, Thi Hong Cam Hoang et Diego Pérez-Galacho. Chacun, à sa façon, m'aura beaucoup aidé sur des aspects scientifiques ou techniques.

Je remercie également Amanda Trepagny pour m'avoir proposé d'animer des ateliers scientifiques auprès d'enfants d'écoles maternelle et primaire, que ce soit dans le cadre de projets de vulgarisation scientifique ou lors de la Fête de la Science. Ce furent des expériences très enrichissantes pour lesquelles j'en garde de très bons souvenirs. Je remercie par ailleurs mes camarades d'atelier Olivier Lefebvre et Alexandra Petreto pour leur soutien dans la préparation des ateliers scientifiques.

Je salue également mes amis Kilian et Yoann pour les nombreuses sorties randonnées, cinémas et les excellents voyages en Espagne, Norvège et Pays-bas.

Enfin, je voudrais dire un grand merci à mon père, ma mère et mon petit frère qui m'ont constamment soutenu depuis mon arrivée au C2N en Mars 2015. Ils m'ont énormément aidé pendant les périodes difficiles et remplies de doutes.

À mon père, ma mère et mon petit frère qui m'ont accompagné tout au long de cette
aventure.

Table des matières

Table des figures	viii
Liste des tableaux	xiv
Acronymes	xv
1 Introduction	1
1.1 La photonique silicium pour les communications optiques	1
1.1.1 Enjeux de l'explosion des consommations de données	2
1.1.2 Interconnexions optiques en photonique silicium	4
1.2 État de l'art sur le silicium contraint pour la photonique intégrée	10
1.2.1 Travaux pionniers	10
1.2.2 Remise en question de l'existence des non-linéarités du second ordre dans le silicium contraint	17
1.2.3 Articles parus pendant la période de la thèse	18
1.3 Organisation de la thèse	21
2 Fondamentaux théoriques	23
2.1 Introduction	24
2.2 Notions d'électromagnétisme	25
2.2.1 Équations de Maxwell et équations constitutives	25
2.2.2 Optique non linéaire	26
2.3 Théorie de l'élasticité	29
2.3.1 Contraintes et déformations	29
2.3.2 Loi de Hooke généralisée	30
2.3.3 Gradients de déformation	31
2.4 Modélisation du tenseur de susceptibilité électrique du second ordre dans le silicium contraint	32
2.5 Propagation guidée des ondes optiques	33
2.6 Éléments de physique des semi-conducteurs	35
2.6.1 Équations des semi-conducteurs	35
2.6.2 Régimes des porteurs libres	36

2.6.3	Charges fixes et pièges aux interfaces	38
2.7	Modélisation des effets électro-optiques en régime DC	38
2.7.1	Théorie des perturbations pour les guides d'onde	38
2.7.2	Influence des porteurs libres	39
2.7.3	Influence de l'effet Kerr	40
2.7.4	Influence de l'effet Pockels	40
2.8	Extension du modèle dans le domaine micro-onde	41
2.8.1	Propagation des ondes hyperfréquences	41
2.8.2	Déphasage optique due à l'effet Pockels induit par un signal micro-onde	43
2.9	Conclusion	44
3	Fabrication des structures photoniques en silicium contraint	46
3.1	Préparations préliminaires	47
3.1.1	Enrésinement de wafer	47
3.1.2	Prédécoupe d'échantillons	48
3.2	Définition des guides d'onde optiques	48
3.2.1	Lithographie électronique	48
3.2.2	Gravure sèche du silicium	52
3.3	Dépôt de la couche contrainte	54
3.3.1	Mécanismes physiques de génération de contraintes dans des couches minces	54
3.3.2	Dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma	55
3.3.3	Caractérisation par ellipsométrie : épaisseur et indice optique	57
3.3.4	Mesure de la contrainte interne	60
3.3.5	Caractérisations Capacité-Tension $C(V, \omega)$ et Conductance-Tension $G(V, \omega)$	62
3.4	Définition des lignes de transmission micro-onde	67
3.4.1	Lithographie électronique	67
3.4.2	Dépôt de métal par évaporation et lift-off	68
3.5	Conclusion	69
4	Caractérisation du tenseur de susceptibilité électrique du second ordre $\chi^{(2)}$ dans le silicium contraint	70
4.1	Stratégies d'élaboration des modulateurs électro-optiques à effet Pockels	71
4.1.1	Configurations des modulateurs et choix de la plate-forme	71
4.1.2	Géométrie des guides d'onde	73
4.1.3	Optimisation des électrodes	78
4.1.4	Design final des dispositifs	79

4.2	Caractérisation en régime micro-onde	80
4.2.1	Caractéristiques électriques des lignes coplanaires	80
4.2.2	Mesure des réponses électro-optiques	84
4.2.3	Influence du régime de porteurs libres	89
4.2.4	Caractérisation complète du tenseur Γ	91
4.2.5	Influence de la contrainte interne au SiN sur la modulation par effet Pockels	95
4.3	Caractérisation en régime continu	97
4.3.1	Montage expérimental et calcul des variations d'indice effectif	97
4.3.2	Influence de la longueur d'onde	100
4.3.3	Influence de l'orientation cristallographique et de la contrainte	102
4.4	Conclusion	104
5	Vers une première optimisation de modulateurs à effet Pockels dans le silicium contraint	105
5.1	Élaboration de modulateurs électro-optiques à effet Pockels	106
5.1.1	Configurations des modulateurs et choix de la plate-forme	106
5.1.2	Réseau de couplage optique	107
5.1.3	Diviseur et combineur optique	112
5.1.4	Circuit électrique micro-onde	114
5.1.5	Géométrie finale des interféromètres de Mach-Zehnder	119
5.2	Caractérisations en régime continu	122
5.3	Caractérisations en régime micro-onde	123
5.3.1	Caractéristiques électriques hyperfréquences des lignes micro-rubans	123
5.3.2	Caractérisations électro-optiques	125
5.3.3	Mesures de diagramme de l'œil	130
5.4	Conclusion	135
6	Conclusion et perspectives	136
6.1	L'AlN comme alternative au SiN pour la génération de contraintes dans le silicium	137
6.2	Génération de la seconde harmonique dans le silicium contraint	138
6.3	Optimisation de la géométrie des guides d'onde	139
	Bibliographie	141
	Articles dans des revues avec comité de lecture	153
	Communications dans des congrès internationaux	154

Table des figures

1.1.1 Évolution du trafic Internet depuis les 30 dernières années (issu de [1])	2
1.1.2 Statistiques sur la consommation en énergie des centres de données	2
1.1.3 Technologies utilisées par les communications de données selon les dis- tances de transmission à couvrir (issu de [2])	3
1.1.4 Schéma d'un circuit photonique comprenant les briques de bases élémentaires	4
1.1.5 Effet Franz-Keldysh	7
1.1.6 Effet Stark confiné quantiquement	8
1.1.7 Différentes géométries de diodes	9
1.2.1 Illustrations et résultats issus de [3]	11
1.2.2 Stratégie de conception de guides d'onde silicium contraints pour la géné- ration de seconde harmonique proposée par [4]	12
1.2.3 Étude de la génération de seconde harmonique proposée par [5]	12
1.2.4 Analyse de l'effet Pockels dans des guides d'onde silicium contraints por- posée par [6]	13
1.2.5 Première étude de la génération de seconde harmonique dans des guides d'onde silicium contraints proposée par [7]	14
1.2.6 Influence de la largeur des guides d'onde silicium contraints sur la valeur effective de $\chi^{(2)}$ [8]	15
1.2.7 Illustrations et résultats expérimentaux issus de [9]	15
1.2.8 Analyse de l'effet Pockels dans des guides d'onde silicium contraints par une épaisse couche de nitrure de silicium proposée dans [10]	16
1.2.9 Illustrations et résultats issus de [11]	17
1.2.10 Variation théorique de l'indice de réfraction complexe du silicium en fonc- tion de la tension de polarisation continue appliquée à des électrodes copla- naires (issu de [12])	18
1.2.11 Illustrations et résultats issus de [13]	19
1.2.12 Schéma expliquant l'influence de l'homogénéité de la déformation du cris- tal de silicium sur les polarités de liaison [14]	19
1.2.13 Variation expérimentale de l'indice effectif en fonction de la tension conti- nue appliquée pour différents types de contraintes [15]	20

1.2.14 Illustrations et résultats issus de [16]	20
2.1.1 Compétition d'effets électro-optiques dans le silicium contraint	24
2.2.1 Déformation du nuage électronique d'un atome sous l'action d'un champ électrique et création d'un moment dipolaire électrique	26
2.3.1 Déformation d'un matériau élastique sous contraintes en tension ou en com- pression	29
2.3.2 Illustration des tenseurs de contraintes σ et de déformations ϵ	30
2.3.3 Déformations homogène et hétérogène	31
2.4.1 Points clés de la modélisation du tenseur de susceptibilité électrique du se- cond ordre $\chi^{(2)}$ proposée dans [17]	32
2.5.1 Exemples de guides d'onde optiques sur plate-forme SOI	33
2.5.2 Profil spatial (en V/m) des différentes composantes d'un mode optique fon- damental quasi-TE dans un guide ruban silicium à 1550 nm	35
2.6.1 Différents régimes de porteurs libres dans un semi-conducteur de type p	37
2.6.2 Présence de charges fixes et de pièges au niveau de l'interface isolant/semi- conducteur	38
2.8.1 Exemples de lignes de propagation micro-onde	42
2.8.2 Tronçon élémentaire d'un guide d'onde métallique modélisé par des éle- ments localisés RLCG	42
3.1.1 Wafer SOI	47
3.1.2 Découpe des puces	48
3.2.1 Principe d'écriture de la lithographie électronique	49
3.2.2 Exemple de schéma <i>gds</i> d'un guide d'onde optique droit de 50 μm de long	50
3.2.3 Influence du pas d'écriture de la lithographie électronique sur la rugosité	52
3.2.4 Préparation du masque pour la définition des guides d'onde optiques	52
3.2.5 Gravure sèche du silicium et nettoyage post-gravure	53
3.2.6 Exemples de photographie MEB de guides d'onde silicium gravés	54
3.3.1 États de contraintes possibles	55
3.3.2 Mécanismes de génération de la contrainte intrinsèque au SiN	56
3.3.3 Dépôt de SiN par PECVD	57
3.3.4 SiN délaminé sur un échantillon SOI	57
3.3.5 Diagramme de l'ellipsomètre spectroscopique à angle variable WOOLLAM	58
3.3.6 Résultats d'une mesure à l'ellipsomètre WOOLLAM sur un wafer silicium 4 pouces recouvert d'une couche de SiN	59
3.3.7 Variation de l'indice de réfraction complexe du SiN en fonction de la lon- gueur d'onde optique	59
3.3.8 Diagramme du <i>FSM 500TC</i>	60

3.3.9 Exemple de flèches mesurées sur wafer contraint à -1,3 GPa par une couche mince de SiN	61
3.3.10 Capacité MIS avec barrière isolante de SiN pour les caractérisations électriques $C(V, \omega)$ et $G(V, \omega)$	62
3.3.11 Capacité MIS en fonction de la tension de polarisation V_{DC}	63
3.3.12 Capacité MIS théorique idéale (sans charges fixes ni pièges) en fonction de la tension de polarisation V_{DC} et influence de la fréquence AC sur le comportement de la capacité en régime d'inversion	64
3.3.13 Principe de mesure des densités de pièges à l'interface isolant/semi-conducteur	66
3.3.14 Capacité MIS en fonction de la fréquence AC	66
3.4.1 Préparation du masque pour la définition des électrodes	68
3.4.2 Fond de résine subsistant après développement	68
3.4.3 Dépôt de métal et lift-off	69
4.1.1 Exemples d'interféromètres	72
4.1.2 Optimisation de l'épaisseur de SiN	73
4.1.3 Evolution des pertes d'absorption métalliques du mode TE fondamental selon l'épaisseur de la surcouche SiN	74
4.1.4 Faisceau gaussien en sortie d'une fibre optique lentillée	75
4.1.5 Vue de dessus d'un taper linéaire adiabatique connectant deux guides d'onde de largeur différente	75
4.1.6 Simulation de la distribution spatiale des gradients de déformation η_{xy} et η_{yy} (en m^{-1}) dans un guide d'onde silicium ruban induit par du SiN contraint à -1,3 GPa pour différentes orientations cristallographiques	76
4.1.7 Module de Young et coefficient de Poisson du silicium selon différentes orientations cristallographiques	77
4.1.8 Schéma d'un interféromètre de Mach-Zehnder orienté selon un angle φ	77
4.1.9 Méthode de calcul de l'impédance caractéristique de la ligne coplanaire	78
4.1.10 Impédance caractéristique de la ligne coplanaire	79
4.1.11 Schéma de l'électrode d'accès de référence	79
4.1.12 Photo prise au microscope optique d'un interféromètre de Mach-Zehnder et des lignes coplanaires l'accompagnant	80
4.2.1 Paramètres S	81
4.2.2 Schéma du montage de caractérisations électriques micro-onde	81
4.2.3 Evolution de l'impédance caractéristique de la ligne coplanaire en fonction de la fréquence micro-onde	82
4.2.4 Evolution des pertes linéiques de propagation et de l'indice de groupe des lignes coplanaires en fonction de la fréquence micro-onde	83
4.2.5 Principe de modulation électro-optique	85

4.2.6 Schéma du montage de caractérisations électro-optiques en régime micro-onde	85
4.2.7 Exemple d'un spectre de transmission optique obtenu avec le montage de caractérisations électro-optiques en régime micro-onde	86
4.2.8 Exemple d'interférences produites par l'interféromètre de Fabry-Perot formé par les deux facettes clivées de l'échantillon	86
4.2.9 Choix de point de fonctionnement en quadrature pour la mesure des réponses électro-optiques	88
4.2.10 Tension crête en sortie de l'analyseur de composants en fonction de la fréquence micro-onde	88
4.2.11 Influence du point de fonctionnement électrique sur les réponses électro-optiques pour l'orientation 40°	89
4.2.12 Distribution des concentrations de porteurs libres (en échelle logarithmique) et distribution de la composante verticale F_y du champ électrique pour différentes tensions continues et sous l'action d'une tension pic AC de 10 V	90
4.2.13 Evolution de l'efficacité de modulation électro-optique en fonction de l'orientation de l'interféromètre à 15 GHz	92
4.2.14 Evolution de l'efficacité de modulation électro-optique en fonction de la fréquence micro-onde pour différentes orientations cristallographiques	92
4.2.15 Distribution de $\chi_{xy}^{(2)}$ (en pm/V) pour deux orientations de guide d'onde	93
4.2.16 Evolution de la valeur effective de $\chi_{xy}^{(2)}$ en fonction de l'orientation des guides d'onde	94
4.2.17 Influence de la contrainte sur l'efficacité de modulation électro-optique par effet Pockels	96
4.3.1 Schéma du montage de caractérisation électro-optique en régime continu	98
4.3.2 Exemple de spectre de transmission optique d'interféromètre de Mach-Zehnder obtenu	98
4.3.3 Cycle de tensions entre -20 V et +20 V	99
4.3.4 Exemple de variation d'indice effectif Δn_{eff} en fonction de la tension V_{DC} appliquée aux électrodes	100
4.3.5 Variation de l'indice effectif Δn_{eff} en fonction de tension V_{DC} appliquée aux électrodes pour différents niveaux de contrainte du SiN et différents angles d'orientation φ	101
4.3.6 Variation de l'indice effectif Δn_{eff} en fonction de la longueur d'onde λ_{opt} pour un angle $\varphi=35^\circ$ et une tension $V_{\text{DC}}=20$ V	101
4.3.7 Variation de l'indice effectif Δn_{eff} à 1550 nm en fonction de l'orientation cristallographique φ pour plusieurs tensions continues V_{DC} et pour les deux niveaux de contraintes de SiN étudiées	103

5.1.1	Wafer SOIOM	106
5.1.2	Vue de côté d'un réseau de couplage optique sur plate-forme SOI	108
5.1.3	Vue en perspective de réseaux de couplage uniformes sur plate-forme SOI	108
5.1.4	Création d'un métamatériau à partir d'une structure sub-longueur d'onde	109
5.1.5	Optimisation du recouvrement du profil transverse du champ électrique diffracté en fonction de la largeur $w_{\text{réseau}}$ du réseau	110
5.1.6	Comparaison du profil longitudinal du champ électrique diffracté par le réseau avec le mode LP_{01} de la fibre optique à 1550 nm	111
5.1.7	Evolution de l'efficacité de couplage $\eta_{\text{réseau}}$ en fonction de la longueur d'onde optique λ_{opt}	111
5.1.8	Image MEB d'un réseau de couplage sub-longueur d'onde.	111
5.1.9	Design d'un MMI à 1 port d'entrée et 2 ports de sortie vue du dessus	112
5.1.10	Evolution du paramètre de transmission S_{21} en fonction de la longueur L_{MMI} du MMI	113
5.1.11	Résultats de simulation FDTD de MMI	115
5.1.12	Image MEB d'un MMI à une entrée et deux sorties	115
5.1.13	Vue en coupe de la ligne micro-ruban utilisée (a) et modélisation équivalente à partir de capacités en série (b)	116
5.1.14	Optimisation de la largeur w_{micro} d'une ligne micro-ruban longue de 5 mm	116
5.1.15	Design des circuits ouvert et court-circuit	117
5.1.16	Images MEB d'un guide d'onde d'accès optique après gravure humide au HF	118
5.1.17	Images MEB des VIA	119
5.1.18	Étapes de fabrication des VIA	119
5.1.19	Exemple de VIA obtenu sur l'échantillon final	120
5.1.20	GDSII d'un interféromètre de Mach-Zehnder avec les lignes micro-rubans métalliques	120
5.1.21	Image MEB des différents interféromètres de Mach-Zehnder avec les lignes micro-rubans métalliques	121
5.1.22	Vues en coupe d'un guide d'onde dans un des bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder avec l'électrode micro-ruban	122
5.3.1	Paramètres S_{11} et S_{21} expérimentaux et théoriques des lignes micro-rubans	124
5.3.2	Représentation schématique du circuit micro-onde sous <i>ADS Agilent</i>	124
5.3.3	Evolution des pertes linéiques de propagation et de l'indice de groupe des lignes micro-rubans en fonction de la fréquence micro-onde obtenue depuis <i>ADS</i>	126
5.3.4	Stratégie de choix des points de quadrature pour la mesure des réponses électro-optiques	127

5.3.5 Résultats expérimentaux de l'efficacité de modulation électro-optique en fonction de la fréquence micro-onde	128
5.3.6 Comportement de la tension micro-onde le long du modulateur.	129
5.3.7 Modélisation des réponses de modulation électro-optique en fonction de la fréquence micro-onde pour différentes longueurs d'interféromètres	129
5.3.8 Exemple de signal PRBS NRZ-OOK unipolaire cadencé à 10 Gbps	130
5.3.9 Schéma-block équivalent à la mesure de diagrammes de l'œil électro-optiques	131
5.3.10 Schéma du montage de caractérisation de diagrammes de l'œil électriques .	132
5.3.11 Diagramme de l'œil expérimental à 10 Gbps de la ligne électrique micro-ruban associée à l'interféromètre de Mach-Zehnder de longueur $L_{\text{bras}} = 1$ mm	132
5.3.12 Schéma du montage de caractérisation de diagrammes de l'œil électro-optiques	133
5.3.13 Exemple de diagramme de l'œil électro-optique théorique à 10 Gbps associé à l'interféromètre de Mach-Zehnder de longueur $L_{\text{bras}} = 5$ mm	134
6.1.1 Vue en coupe des échantillons contraints par une couche mince d'AlN . . .	137
6.1.2 Vue en coupe d'un guide d'onde silicium contraint par une couche mince d'AlN aligné avec des électrodes micro-rubans	138
6.1.3 Vue en coupe d'une jonction PIN silicium contrainte par une couche mince d'AlN pour l'exploitation de l'effet Pockels	138
6.3.1 Propositions d'amélioration de recouvrement spatial entre les modes optiques et le tenseur $\chi^{(2)}$	139

Liste des tableaux

2.2.1 Liste des différents effets non linéaires du second ordre	28
2.2.2 Liste non exhaustive de différents effets non linéaires du troisième ordre . . .	28
2.7.1 Comparaison des temps de réponse de différents mécanismes à l'origine d'une variation d'indice de réfraction	41
3.2.1 Paramètres d'exposition de la <i>ZEP520A</i>	51
3.2.2 Paramètres de gravure du Si	53
3.3.1 Coefficients d'expansion thermique du silicium et du nitrure de silicium . . .	55
3.3.2 Paramètres de dépôt du SiN contraint	56
3.3.3 Coefficients de Cauchy du SiN contraint déposé par PECVD	59
3.3.4 Caractéristiques géométrique et optique du SiN	60
3.4.1 Paramètres d'exposition de la résine électronique <i>SML1000</i>	67
5.1.1 Caractéristiques géométriques du réseau de couplage sub-longueur d'onde .	110
5.1.2 Caractéristiques optiques du réseau de couplage sub-longueur d'onde	110
5.1.3 Caractéristiques géométriques du MMI	114
5.1.4 Paramètres des recettes de gravure RIE pour la fabrication des VIA	118

Acronymes

AC	Alternative Current
C2N	Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies
CEA	Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives
DC	Direct Current
EDFA	Erbium-Doped Fiber Amplifier
EME	EigenMode Expansion
FDTD	Finite-Difference Time-Domain
GDEH	Gradient de Déformation Effectif Harmonique
GDE	Gradient de Déformation Effectif
GDS	Graphic Database System
GSG	Ground-Signal-Ground
HF	Hydrogen Fluoride
ICP	Inductively Coupled Plasma
IPA	IsoPropyl Alcohol
ISL	Intervalle Spectral Libre
LETI	Laboratoire d'Électronique et de Technologie de l'Information
LP	Linearly Polarized
MEB	Microscopie Electronique à Balayage
MINAPHOT	MIcroNAo silicon PHOTonics
MIS	Metal-Insulator-Semiconductor
MMI	MultiMode Interference
NJF	Nanobeam Job Format
NPF	Nanobeam Pattern Format

NRZ Non Return to Zero

OOK On-Off Keying

PE-ALD Plasma Enhanced Atomic Layer Deposition

PECVD Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition

PRBS PseudoRandom Binary Sequence

RF Radio-Fréquence

RIE Reactive Ion Etching

SMF Single Mode Fiber

SOIOM Silicon-On-Insulator-On-Metal

SOI Silicon-On-Insulator

TEM Transverse Electrique-Magnétique

TE Transverse Electrique

TM Transverse Magnétique

TTV Total Thickness Variation

UV UltraViolet

VCSEL Vertical Cavity Surface Emitting Laser

VIA Vertical Interconnect Access

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1 La photonique silicium pour les communications optiques	1
1.1.1 Enjeux de l’explosion des consommations de données	2
1.1.2 Interconnexions optiques en photonique silicium	4
1.2 État de l’art sur le silicium contraint pour la photonique intégrée	10
1.2.1 Travaux pionniers	10
1.2.2 Remise en question de l’existence des non-linéarités du second ordre dans le silicium contraint	17
1.2.3 Articles parus pendant la période de la thèse	18
1.3 Organisation de la thèse	21

Ce premier chapitre a pour vocation de contextualiser les travaux entrepris durant cette thèse. Pour cela, une rapide présentation de la photonique sur silicium sera au préalable effectuée à travers les enjeux actuels des communications de données. Les différentes composantes essentielles au bon fonctionnement d’un circuit photonique sur silicium seront ensuite abordées une par une et feront l’objet d’un état de l’art. Nous montrerons en particulier que l’étude des non linéarités optiques du second ordre sont d’intérêt pour la photonique intégrée sur silicium et nous présenterons de manière chronologique l’ensemble des travaux y étant consacrés. Cette revue nous permettra notamment de mettre en exergue des points critiques auxquels nous répondrons dans les chapitres qui suivront dans ce manuscrit de thèse.

1.1 La photonique silicium pour les communications optiques

L’ordinateur, le smartphone, la console de jeux vidéo ou encore le robot aspirateur (dans le domaine de la domotique) sont tout autant d’objets connectés à Internet et générateurs de données. Ces dernières sont acheminées et stockées dans des centres de données dans lesquels sont rangés un très grand nombre de serveurs disposés en racks et interconnectés.

1.1.1 Enjeux de l’explosion des consommations de données

Internet a connu une croissance fulgurante depuis les 30 dernières années. En effet, chaque décennie a vu le trafic Internet se décupler (figure 1.1.1), jusqu’à dépasser le zetta-byte très récemment en 2016 [1]. Avec l’émergence de l’*Internet des Objets* et des crypto-monnaies ainsi que de la demande en contenu vidéo, cette tendance va fortement s’accroître.

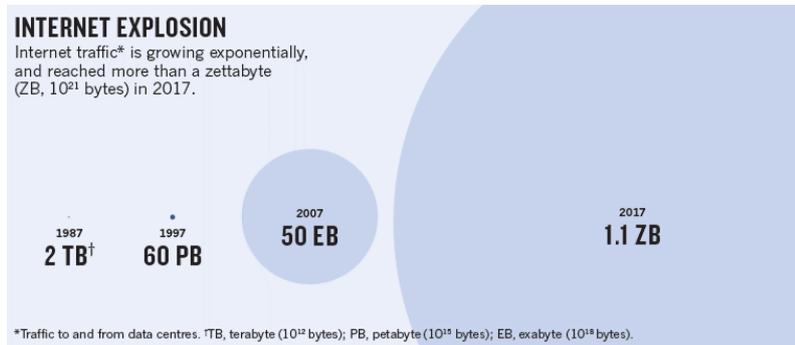


FIGURE 1.1.1 – Évolution du trafic Internet depuis les 30 dernières années (issu de [1]).

Cependant, cette évolution s’accompagne également de nombreuses problématiques concernant le fonctionnement et la gestion des centres de données. Le principal problème vient de la dissipation de l’énergie thermique. En effet, la densification des serveurs entraîne inexorablement une augmentation de la température au sein de ces centres de données qui compromet leur bon fonctionnement si elle n’est pas correctement contrôlée. Des techniques de refroidissement sont alors nécessaires et elles constituent aujourd’hui près de 40 % [18] (voire plus) de la consommation en énergie dans ces centres de données (figure 1.1.2a).

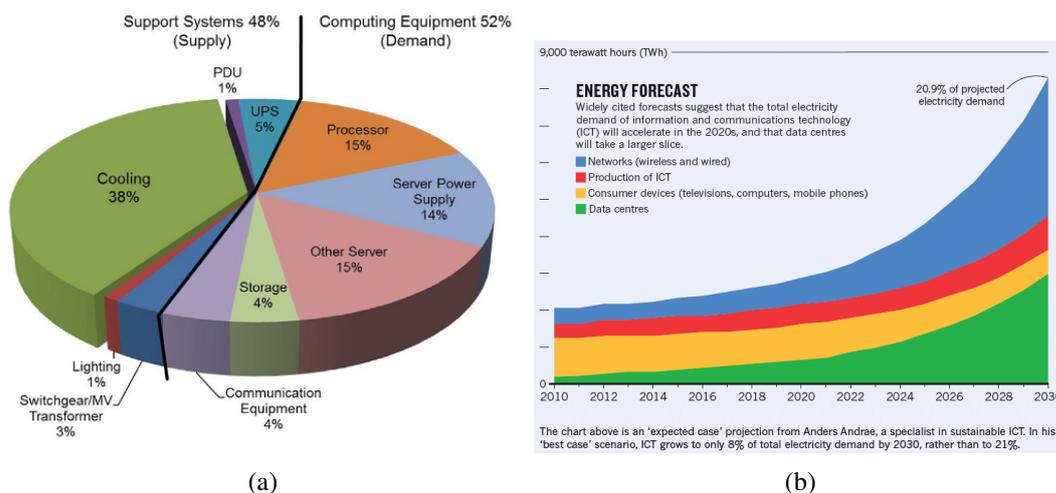


FIGURE 1.1.2 – Statistiques sur la consommation en énergie des centres de données. (a) Répartition de la consommation électrique dans un centre de donnée (issu de [18]). (b) Prévission jusqu’à 2030 de la fraction de consommation globale d’énergie électrique due aux communications de données (issu de [1]).

Cette consommation d’énergie électrique pour la communication des données tend éga-

lement à s'aggraver dans la prochaine dizaine d'années [1] et les centres de données en seront en grande partie responsable (figure 1.1.2b).

La seconde grande problématique provient des limitations en bande passante des interconnexions au sein d'un même serveur et aussi entre plusieurs d'entre eux. En effet, la forte demande en données impose à ces réseaux de communications d'augmenter les débits de transmission. Actuellement, différentes technologies sont utilisées selon les distances à couvrir pour la communication des données. Les très courtes distances (< 10 m) sont assurées par les classiques câbles coaxiaux en cuivre très peu coûteux. Mais compte-tenu des exigences actuelles, leur limitation en bande passante pose de plus en plus de problèmes. Cette problématique a déjà été réglée pour les communications très longues distances grâce à la fibre optique. Leurs faibles pertes de propagation (moins de 0,2 dB/km à 1550 nm dans des fibres monomodes standards) ainsi que de la très grande bande passante accessible du fait des fréquences optiques utilisées supérieures à 100 THz ont complètement changé le paysage des télécommunications. Pour les communications en dehors des centres de données, les transmissions optiques sont plutôt recherchées à 1,3 μm puisque cette longueur d'onde correspond au zéro de dispersion de ces fibres optiques monomodes standards. Par ailleurs, les diodes laser à cavité verticale émettant par la surface (ou VCSEL pour l'acronyme anglais *Vertical-Cavity-Surface-Emitting-Laser*) ont permis, avec l'utilisation de fibres optiques multimodes, d'assurer la transmission de données à plus haut débit sur des distances plus longues (> 20 m et < 500 m) que celles couvertes par les câbles coaxiaux. Mais comme pour les câbles coaxiaux en cuivre, cette technologie pose également de plus en plus de problèmes du point de vue des débits exigés.

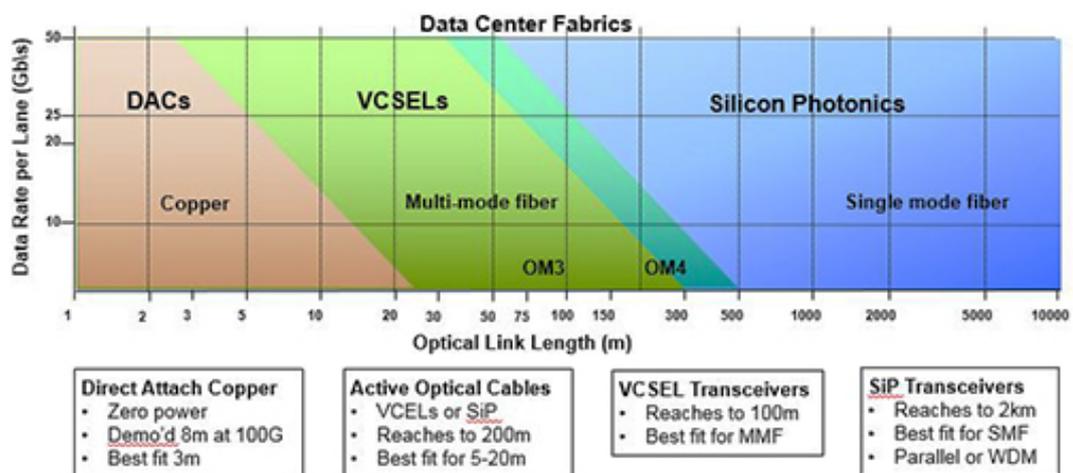


FIGURE 1.1.3 – Technologies utilisées par les communications de données selon les distances de transmission à couvrir (issu de [2]).

La photonique silicium se propose alors comme une solution à ces deux grandes problématiques que sont l'augmentation des consommations d'énergie et des débits de données. Les raisons qui en font un excellent candidat face aux enjeux de communications de données

sont :

- La conception de circuits photoniques à grand volume de production et faible coût peut se faire avec les technologies de fabrication matures de la microélectronique.
- Le fort contraste d'indice de réfraction entre le silicium et la silice (matériaux centraux en microélectronique) permet de confiner la lumière dans des guides d'onde de très faibles dimensions. Ainsi, des circuits photoniques compacts peuvent être obtenus.

Cependant, même si des produits en photonique silicium sont déjà commercialisés à l'heure actuelle, cette thématique reste encore porteuse de nombreux sujets de recherche et de développement [19], que ce soit au niveau physique, composant ou système.

1.1.2 Interconnexions optiques en photonique silicium

Considérons deux systèmes électroniques (par exemple des puces au sein de deux serveurs d'un centre de données) s'échangeant des informations sous forme de bits de données. La communication des données se fait par l'intermédiaire d'un circuit photonique dont une représentation schématique est donnée figure 1.1.4.

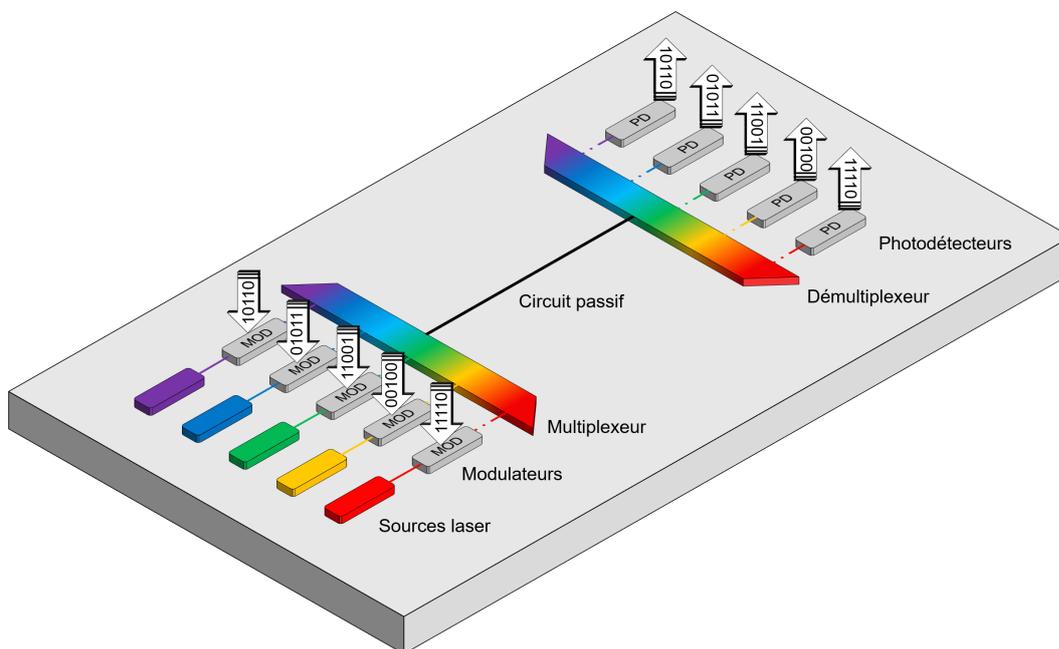


FIGURE 1.1.4 – Schéma d'un circuit photonique comprenant les briques de bases élémentaires.

Un signal optique continu à une longueur d'onde donnée est dans un premier temps émis par une source laser. Un modulateur électro-optique va ensuite transférer les bits de données portés par un signal électrique vers la porteuse optique. Celle-ci va pouvoir transporter l'information dans un circuit passif (i.e. un canal de transmission pouvant être par exemple une fibre optique ou des guides d'onde sur puce) avec en aval un photodétecteur

convertissant les bits de données vers un signal électrique qui sera traité par la puce électronique destinataire. Cette opération peut être cascadée en groupant les différents signaux optiques dans le canal de transmission par le biais d'un multiplexeur en longueur d'onde puis en les dissociant avec un démultiplexeur en longueur d'onde. Cette technique, appelée multiplexage fréquentiel, permet d'augmenter le débit de données transmises.

Plusieurs briques élémentaires sont donc nécessaires pour assurer le fonctionnement du circuit photonique. Chacune d'entre elles a fait l'objet d'un grand nombre de travaux de recherche et développement. Nous en donnerons quelques exemples dans la suite.

Source laser

Le premier élément essentiel dans un circuit photonique est la source de lumière cohérente, i.e. un laser. Une source laser se compose d'un matériau à gain disposé dans une cavité optique. Le pompage (assuré de manière électrique, optique ou même chimique) du matériau à gain déclenche une succession d'émissions spontanées et stimulées. La cavité amplifie ces phénomènes en imposant plusieurs aller-retours aux photons dans le matériau à gain, conduisant finalement à une émission laser. La cavité joue également le rôle de filtre optique, ce qui permet d'obtenir dans certains cas des sources laser quasi-monochromatiques. Les matériaux couramment utilisés en microélectronique sont des cristaux semi-conducteurs décrits par la théorie des bandes. Dans ce cas de figure, seuls les cristaux semi-conducteurs à structures de bande interdite directe peuvent être utilisés pour concevoir des sources lasers, ce qui n'est pas le cas du silicium. Différentes solutions ont donc été étudiées pour pouvoir intégrer sur plate-forme silicium des matériaux permettant l'effet laser [20]. Ces solutions peuvent être classées dans deux groupes :

- L'utilisation de matériaux de la colonne IV du tableau périodique.
- L'intégration d'autres matériaux comme milieu à gain.

Dans ce dernier groupe, une des solutions les plus employées consiste à intégrer, sous la forme de systèmes à puits ou boîtes quantiques, des matériaux semi-conducteurs III-V (comme le gallium, l'aluminium, l'indium, le phosphore ou l'arsenic) à structure de bande directe sur silicium [21, 22, 23, 24] et à les pomper électriquement. L'alliage de ces différents matériaux III-V permet de sélectionner la plage spectrale d'émission laser. Même si cette technologie a montré qu'elle pouvait être utilisée pour intégrer des sources laser sur silicium de manière efficace [25] avec une plate-forme de fabrication mature, elle reste encore coûteuse pour son déploiement à très grande échelle. Par ailleurs, l'intégration de matériaux organiques à gain sur silicium a également été envisagée [26] pour obtenir un effet laser. Dans ce cas de figure, un pompage optique du milieu à gain est obtenu par interaction du champ électrique évanescent de modes guidés du silicium au sein des matériaux organiques.

Dans le cas des matériaux uniquement issus de la colonne IV, le germanium, bien qu'à structure de bande indirecte dans son état naturel, peut voir celle-ci devenir à bande di-

recte [27, 28, 29]. L'effet laser dans l'infrarouge proche peut être obtenu en appliquant des contraintes en tension à du germanium fortement dopé en atomes donneurs (i.e. dopage de type N) [30, 31]. Des effets laser dans l'infrarouge moyen ont également été démontrés dans des alliages germanium-étain [32, 33, 34]. Obtenir l'effet laser dans le silicium a également fait l'objet de nombreux travaux. Les premières démonstrations ont exploité l'effet Raman [35, 36, 37] mais avec de faibles efficacités d'émission laser. Très récemment, l'effet laser a pu être démontré en exploitant la diffusion Brillouin (couplage photon-phonon) [38]. Enfin, il a été démontré un effet laser entre 760 nm et 770 nm à partir de nanocristaux de silicium pompés optiquement [39].

Circuit passif

Le circuit passif consiste en un assemblage de composants ne nécessitant pas d'alimentation en énergie pour fonctionner. En voici une liste non exhaustive :

- Des guides d'onde intégrés
- Des diviseurs de faisceau
- Des coupleurs
- Des filtres optiques

Ces composants permettent d'acheminer les signaux optiques d'un point à un autre.

Photodétecteur

Un autre élément important dans un circuit photonique est le photodétecteur, convertissant un signal optique en courant électrique. Cependant, le silicium étant transparent pour les longueurs d'onde utilisées en télécommunication, il ne peut être utilisé en tant que photodétecteur. Le germanium, en revanche, absorbe la lumière pour des longueurs d'onde inférieures à 1,8 μm . Il peut donc être utilisé en tant que photodétecteur et des démonstrations de photodétecteurs germanium ont déjà été proposées [40, 41].

Modulateur

Une source laser peut être modulée directement [42], en l'alimentant avec le signal électrique comprenant l'information binaire à communiquer. Cependant, dans le cas où cette source laser est pompée électriquement dans un semi-conducteur, les fortes variations de densité de charges dans la région à gain du laser entraînent des variations de la longueur d'onde d'émission. Ce phénomène, appelé chirp, limite la qualité des transmissions de données. Par ailleurs, un laser, lorsqu'il est mis en marche, met un certain temps pour atteindre son régime stationnaire. Par conséquent, il ne sera pas possible de moduler directement l'intensité optique d'un laser à de très grands débits en alternant allumage et extinction du

fait du temps caractéristique des oscillations de relaxation prenant place en régime transitoire (notamment lors de l'allumage du laser). Enfin, un taux d'extinction limité est obtenu lorsque le laser est modulé autour d'un point de fonctionnement situé au delà de son seuil de fonctionnement. Pour contourner ces problèmes, le laser reste allumé en continu et un modulateur externe est utilisé pour transférer l'information d'un signal électrique sur l'onde optique émise par le laser. La modulation de la lumière passe par la modification de l'indice de réfraction complexe \tilde{n} du matériau dans lequel elle se propage. Cet indice de réfraction complexe s'écrit :

$$\tilde{n} = n + ik \quad (1.1.1)$$

avec n l'indice de réfraction du matériau et k son coefficient d'absorption. La dénomination des modulateurs sera différente selon laquelle de ces deux grandeurs est exploitée. Nous parlerons donc de modulateurs de phase lorsque n est modifié et de modulateurs d'absorption lorsque k est modifié. Pour ces derniers, l'intensité de la lumière est directement modifiée. Pour les modulateurs de phase, la phase de l'onde optique est modifiée et il sera nécessaire d'exploiter un dispositif générant des interférences pour convertir cette variation de phase en variation d'intensité. Différents phénomènes physiques peuvent être exploités pour modifier n ou k . Nous allons commencer par énumérer ceux permettant d'obtenir des modulateurs d'intensité.

Deux phénomènes physiques principaux permettent de modifier le coefficient d'absorption d'un matériau. Le premier est l'effet Franz-Keldysh [43]. Il se produit dans des semi-conducteurs massifs et consiste en une variation de leur coefficient d'absorption sous l'action d'un champ électrique pour des longueurs d'onde proches du bord de bande d'absorption. Plus particulièrement, sous l'action d'un champ électrique, les bandes d'énergie du semi-conducteur s'inclinent, ce qui réduit l'énergie nécessaire à un photon pour être absorbé (voir figure 1.1.5).

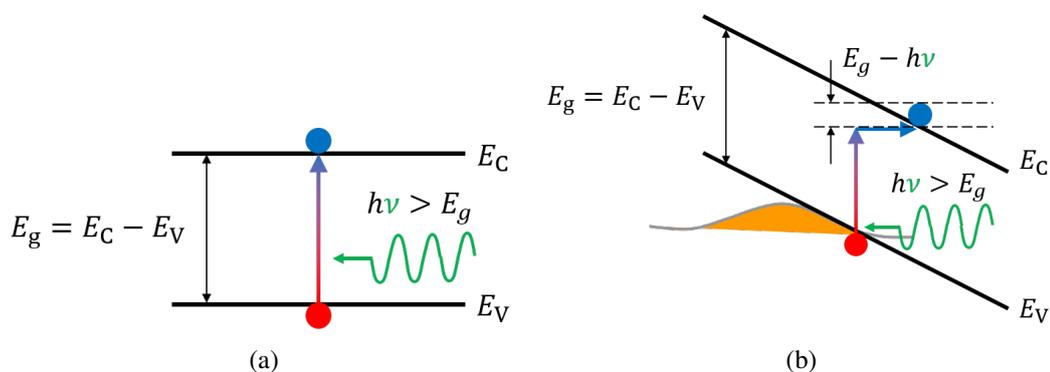


FIGURE 1.1.5 – Effet Franz-Keldysh. (a) Absorption d'un photon à l'équilibre. (b) Absorption d'un photon sous l'action d'un champ électrique.

Des exemples de modulateurs à électro-absorption basés sur l'effet Franz-Keldysh ont été développés à partir de jonctions PIN en germanium sur silicium [44, 45, 46, 47, 48]. Ils ont pour avantage d'être relativement compacts (quelques dizaines de μm), d'être à faible

consommation d'énergie et de pouvoir moduler à hautes fréquences (> 25 GHz). Cependant, la fenêtre spectrale exploitable pour la modulation est très réduite et n'est pas accordable.

L'autre phénomène est l'effet Stark confiné quantiquement. Il décrit l'influence d'un champ électrique sur le coefficient d'absorption optique de structures à puits quantiques [49]. Cet effet est notamment exploité dans des hétérostructures Ge/SiGe [50, 51, 52] et peut permettre une modulation de l'intensité optique à $1,3 \mu\text{m}$, longueur d'onde d'intérêt pour les communications optiques depuis les centres de données vers l'extérieur du fait de la dispersion nulle obtenue dans les fibres optiques à cette longueur d'onde.

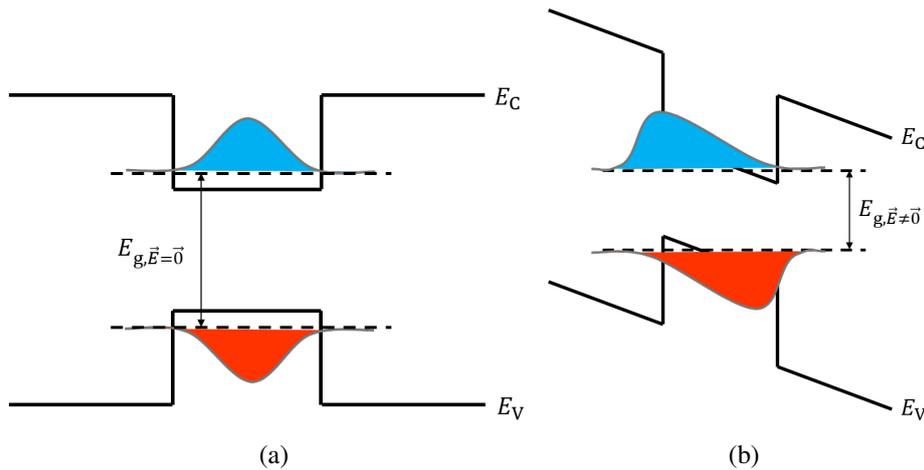


FIGURE 1.1.6 – Effet Stark confiné quantiquement. (a) Absorption d'un photon à l'équilibre dans un puit quantique. (b) Absorption d'un photon dans un puit quantique sous l'action d'un champ électrique.

Nous allons à présent énumérer les différents phénomènes permettant de concevoir des modulateurs de phase.

L'effet thermo-optique consiste en la modification de l'indice de réfraction d'un matériau sujet à des variations de température et peut être utilisé pour la conception de modulateurs dits thermo-optiques. Cependant, les variations de température sont des phénomènes plutôt lents (de l'ordre de quelques MHz [53, 54]) et ne peuvent donc être utilisés dans des applications très haute vitesse comme celles visées dans les centres de données. Les effets thermo-optiques peuvent néanmoins servir à introduire des déphasages modifiant le point de fonctionnement de modulateurs [55].

La dispersion induite par effet de plasma de porteurs libres est un phénomène couramment utilisé pour fabriquer des modulateurs électro-optiques. La variation de la densité de porteurs libres au niveau de jonctions PN, PIN ou PON (voir figure 1.1.7) dans des matériaux semi-conducteurs permet de modifier l'indice de réfraction de ces matériaux. La lumière guidée au niveau de la jonction, où la variation de la densité de porteurs est la plus forte, subit un déphasage du fait de cette modification d'indice de réfraction.

Dans le cas des diodes à jonction PN, une zone de charge d'espace (ou zone de déplétion de porteurs) prend forme à l'interface entre les contacts N et P. En polarisant la diode avec

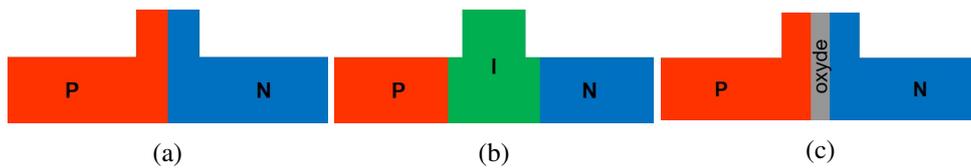


FIGURE 1.1.7 – Différentes géométries de diodes. (a) Jonction PN. (b) Jonction PIN. (c) Jonction PON.

une polarisation inverse, cette zone de déplétion s'élargit et la variation de porteurs libres s'y produit donc. Les diodes à jonction PIN sont polarisées avec une polarisation directe de façon à injecter des porteurs dans la région intrinsèque I. Les diodes à jonction PON sont polarisées avec une polarisation directe et les porteurs de charge s'accumulent au niveau d'une couche isolante (souvent un oxyde). Les modulateurs à électro-réfraction basés sur les diodes à jonctions PIN permettent les plus fortes variations de densité de porteurs mais sont limités en bande passante à cause des temps de diffusion et de recombinaison des porteurs. Réciproquement, les modulateurs à jonction PN proposent de plus faibles variations de densité de porteurs mais ne seront limités que par le circuit RC équivalent de la jonction. Enfin, les modulateurs à jonction PON sont dans une configuration intermédiaire. Des démonstrations de modulateurs à électro-réfraction basés sur ces différentes géométries de diode ont été proposés [56].

L'indice de réfraction d'un matériau peut également être modifié sous l'action d'un fort champ électrique qui va déformer les nuages électroniques des atomes et générer des non-linéarités optiques. Deux phénomènes électro-optiques sont exploités dans ce sens, à savoir l'effet Pockels, pour lequel la variation d'indice de réfraction est proportionnelle au champ électrique, et l'effet Kerr qui dépend du champ électrique de manière quadratique :

$$\Delta n = \underbrace{\frac{\chi^{(2)}E}{2n}}_{\text{Effet Pockels}} + \underbrace{\frac{3\chi^{(3)}E^2}{8n}}_{\text{Effet Kerr}} + \dots \quad (1.1.2)$$

L'effet Pockels est massivement exploité dans les modulateurs électro-optiques basés sur le niobate de lithium. Cependant, pour les applications bas coûts et hauts rendements imposés par le secteur des communications de données, il est préférable de pouvoir exploiter cet effet dans le silicium. Mais le silicium étant un cristal centrosymétrique, il ne peut dans son état naturel être à l'origine d'effets non linéaires du second ordre comme l'effet Pockels. Néanmoins, cette symétrie d'inversion peut être brisée lorsque le silicium est sujet à des déformations mécaniques. Partant de cette idée, de nombreux travaux de recherches ont été entrepris pour démontrer, comprendre et exploiter les effets non linéaires du second ordre, incluant bien sûr l'effet Pockels, en photonique silicium. Nous allons les présenter dans l'ordre chronologique dans la suite de ce chapitre.

1.2 État de l'art sur le silicium contraint pour la photonique intégrée

Parmi les effets non linéaires optiques du second ordre, l'attention a été particulièrement portée sur l'étude de l'effet Pockels et la génération de la seconde harmonique dans le silicium contraint. Dans la suite, nous allons décrire dans l'ordre chronologique les différents articles qui ont été publiés jusqu'au moment de la rédaction du présent manuscrit de thèse.

1.2.1 Travaux pionniers

En 1989, Govorkov *et al.* ont proposé la première démonstration expérimentale de la génération de la seconde harmonique à l'interface de substrats de silicium contraints par une couche mince de silice (SiO_2) ou de nitrure de silicium (SiN) [57]. L'efficacité de génération de l'onde de seconde harmonique a pu être améliorée d'un facteur 20 dans le cas de la silice et d'un facteur 200 avec le nitrure de silicium. Par ailleurs, ils ont également construit un modèle permettant de calculer le tenseur de susceptibilité électrique du second ordre $\chi^{(2)}$ du silicium soumis à des contraintes uniaxiales. Ce modèle se base sur une description sp^3 des orbitales formant les liaisons covalentes entre les atomes de silicium dans le cristal. L'influence des déformations mécaniques sur ces orbitales a été prise en compte via la théorie des perturbations. Bien qu'ils aient réussi à faire concorder leurs résultats expérimentaux avec ce modèle théorique, ce dernier est limité au cas des substrats silicium déformés de manière uniaxiale.

En 1994, Huang *et al.* ont combiné l'approche de Govorkov *et al.* [57] avec des mesures par spectroscopie Raman pour étudier l'influence de l'épaisseur d'une couche contrainte de silice sur l'efficacité de génération de seconde harmonique [58]. Leurs résultats ont montré une nette dépendance de cette efficacité en fonction de l'épaisseur de silice, directement en lien avec le niveau de déformation induit dans le silicium. Ces deux publications exploitent la génération de seconde harmonique comme un marqueur de la présence de contraintes ou non à la surface de couches de silicium. Il faut attendre près de 18 ans pour voir émerger des travaux exploitant le silicium contraint dans le domaine de la photonique intégrée pour des applications en communication de données notamment.

En effet, en 2006, Jacobsen *et al.* ont publié la première démonstration expérimentale de l'effet Pockels dans des guides d'onde optiques silicium contraints [3]. Pour cela, ils ont fabriqué un cristal photonique en silicium encapsulé par un empilement de $1,2 \mu\text{m}$ de silice et de 750 nm de nitrure de silicium afin d'appliquer une contrainte de 1 GPa sur les guides d'onde silicium. La structure du cristal photonique permet d'obtenir des ondes lentes et de renforcer l'interaction lumière-matière dans une certaine gamme spectrale. Ce composant a été placé dans un des deux bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder fibré et soumis à un champ électrique de façon à induire un déphasage et obtenir une modulation optique

(voir figure 1.2.1a). Ce déphasage induit un déséquilibre de l'interféromètre, qu'ils ont pu compenser par un modulateur de phase niobate de lithium (LiNbO_3) fonctionnant par effet Pockels et placé dans le second bras de l'interféromètre. De cette façon, ils ont pu estimer une valeur de $\chi^{(2)}$ à travers la mesure de $\chi_{enh}^{(2)}$ directement fournie par le déphasage requis par le modulateur LiNbO_3 pour rééquilibrer l'interféromètre. Cette technique de mesure a été exploitée avec et sans nitrure de silicium pour montrer l'impact de la contrainte seule sur l'efficacité du déphasage induit dans le cristal photonique par effet Pockels (voir figure 1.2.1b). Des mesures complémentaires ont été effectuées pour vérifier l'éventuelle influence des porteurs libres, d'effets thermo-optiques ou photo-élastiques lors de la mesure de $\chi^{(2)}$. Ils ont ainsi pu estimer $\chi^{(2)} \approx 15 \text{ pm/V}$ dans le cas de plus forte contrainte (i.e. en présence du nitrure de silicium).

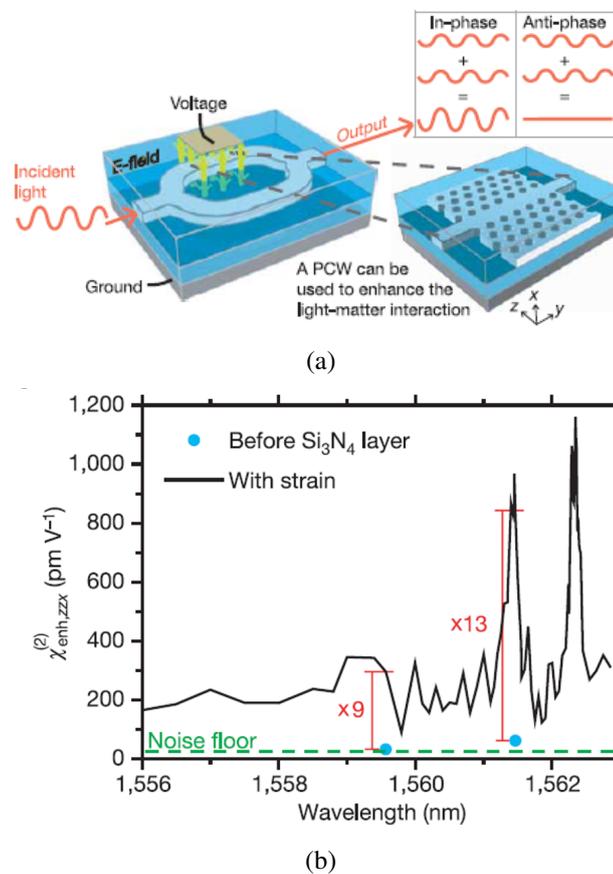


FIGURE 1.2.1 – Illustrations et résultats issus de [3]. (a) Représentation schématique de l'interféromètre de Mach-Zehnder fibré exploité pour la caractérisation du $\chi^{(2)}$ dans le silicium contraint. Le cristal photonique, disposé dans un des deux bras de l'interféromètre et soumis à un champ électrique, induit un déphasage entraînant la formation d'interférences. (b) Résultats de mesure de $\chi_{enh}^{(2)}$ en fonction de la longueur d'onde selon la présence ou non de nitrure de silicium.

En 2009, Hon *et al.* ont proposé une stratégie de conception de guides d'onde silicium contraints pour la génération de seconde harmonique [4]. Celle-ci se base sur l'alternance périodique de contraintes en tension et en compression sur un guide silicium (voir figure 1.2.2) de façon à inverser périodiquement le signe de $\chi^{(2)}$ et de pouvoir également obtenir,

sous certaines conditions, un quasi-accord de phase entre l'onde de pompe et la seconde harmonique. Ils ont, par ailleurs, modélisé le tenseur $\chi^{(2)}$ de manière linéaire avec les déformations induites sur les guides d'onde silicium. Ces déformations ont été calculées avec des outils de simulation. Cependant, la description du tenseur $\chi^{(2)}$ proposée ici n'est pas rigoureuse. En effet, elle considère la présence de déformations suffisantes pour faire émerger le tenseur $\chi^{(2)}$ alors qu'il est déjà généralement accepté que des déformations homogènes ne le permettent pas.

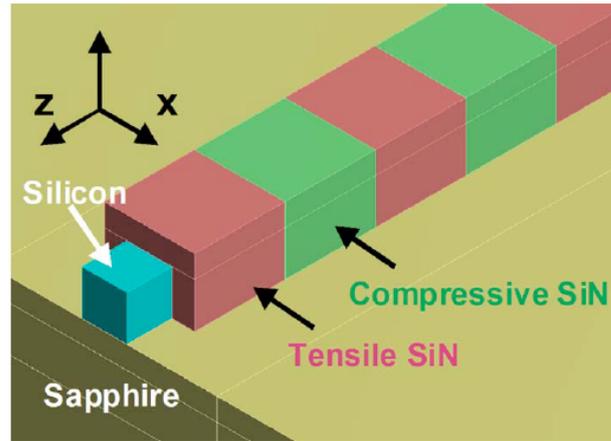


FIGURE 1.2.2 – Stratégie de conception de guides d'onde silicium contraints pour la génération de seconde harmonique proposée par [4].

En 2010, Schriever *et al.* proposent de modéliser le tenseur $\chi^{(2)}$ de la même façon que celle présentée dans [57, 58]. En exploitant de plus un résultat de la théorie de l'élasticité, ils ont pu montrer que le tenseur $\chi^{(2)}$ était proportionnel à la contrainte du matériau utilisé pour déformer le silicium [5]. Une série de caractérisations de génération de seconde harmonique en surface (voir figure 1.2.3a), comme celles présentées dans [57, 58], leur ont permis de valider ce modèle (voir figure 1.2.3b).

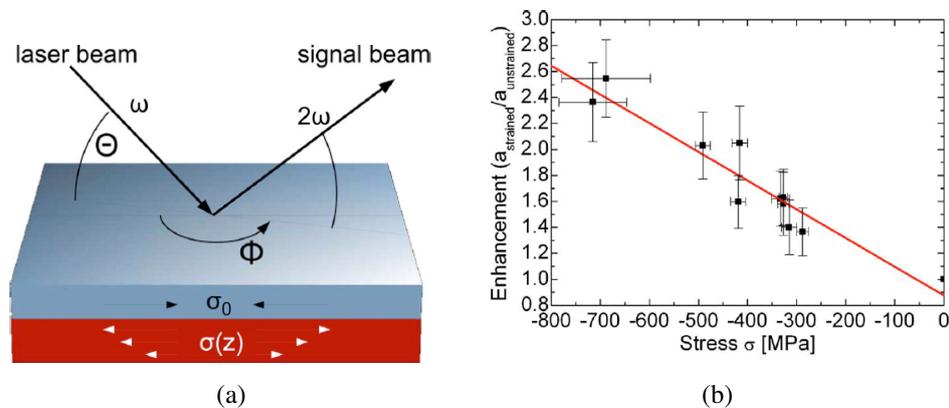


FIGURE 1.2.3 – Étude de la génération de seconde harmonique proposée par [5]. (a) Configuration expérimentale pour la génération de seconde harmonique. (b) Évolutions expérimentale et théorique de l'efficacité de génération de la seconde harmonique en fonction du niveau de contrainte appliqué au substrat silicium.

En 2011, Chmielak *et al.* exploitent, dans la continuité de [3], l'effet Pockels dans des guides d'onde silicium contraints [6]. Toutefois, ils ont directement intégré le modulateur sur un échantillon SOI. La structure du modulateur est basée sur un interféromètre de Mach-Zehnder asymétrique comprenant des électrodes coplanaires et permettant d'appliquer un champ électrique quasi-vertical dans les guides d'onde silicium (cf figures 1.2.4a et 1.2.4b). Ils ont pu observer une variation linéaire de la position des longueurs d'onde de résonance de l'interféromètre avec la tension électrique continue appliquée aux électrodes. À partir de ces résultats expérimentaux, ils en ont déduit une valeur $\chi_{yz}^{(2)} = 122$ pm/V. Cette valeur est à un, voire, deux ordres de grandeurs supérieures comparées à celles reportées jusqu'alors (au moment de la publication de cet article) dans la littérature pour le silicium contraint.

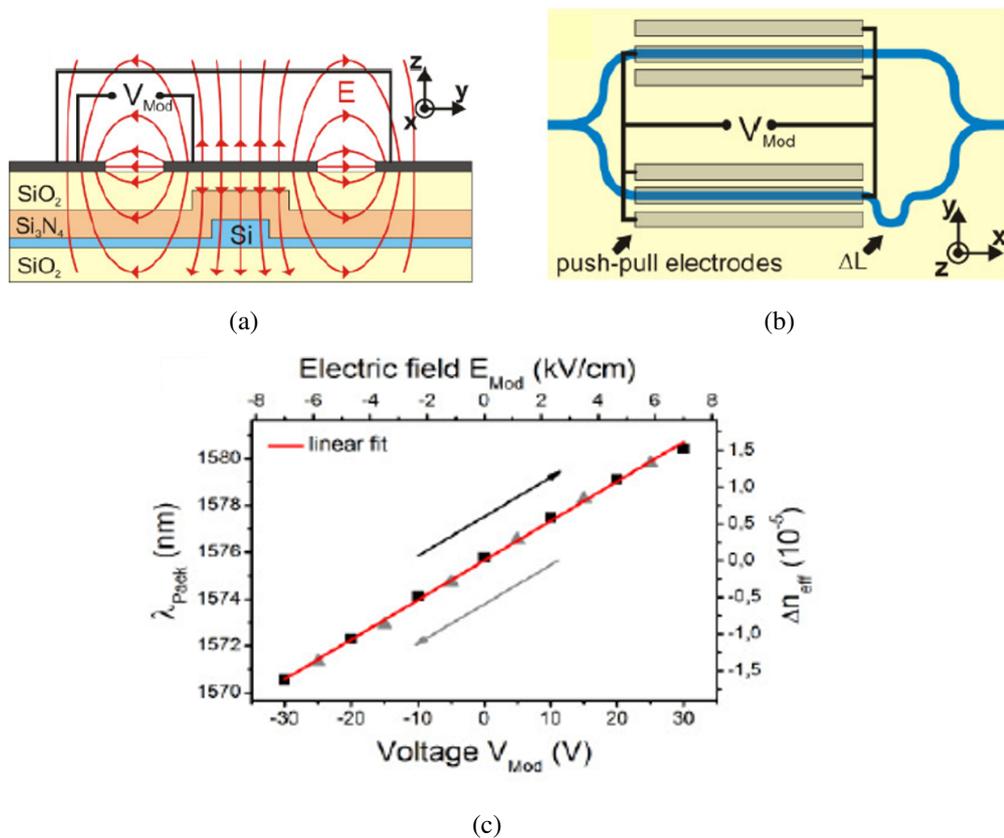


FIGURE 1.2.4 – Analyse de l'effet Pockels dans des guides d'onde silicium contraints proposée par [6]. (a) Vue en coupe schématique d'un guide d'onde silicium contraint soumis à un champ électrique généré par des électrodes coplanaires. (b) Vue de dessus schématique du modulateur électro-optique basé sur un interféromètre de Mach-Zehnder asymétrique et disposant d'électrodes coplanaires alignées sur chacun de ses deux bras. (c) Évolution de la position d'une résonance en fonction de la tension continue appliquée aux électrodes.

Au début de l'année 2012, Cazzanelli *et al.* ont publié la première démonstration de génération de seconde harmonique dans des guides d'onde silicium contraints [7] (figure 1.2.5a). Pour cela, ils ont exploités des guides d'onde épais ($\geq 2,0 \mu\text{m}$) pour obtenir facilement un accord de phase modal entre les modes TE fondamentaux aux longueurs d'onde de pompe et de seconde harmonique. En modélisant par ailleurs l'efficacité de conversion pompe-harmonique avec le formalisme de l'équation des modes couplés dans le cas d'une

onde de pompe continue et faiblement déplétée, ils ont pu extraire une valeur maximum $\chi^{(2)} = 40$ pm/V à 2300 nm et comparable aux valeurs reportées dans [3, 6].

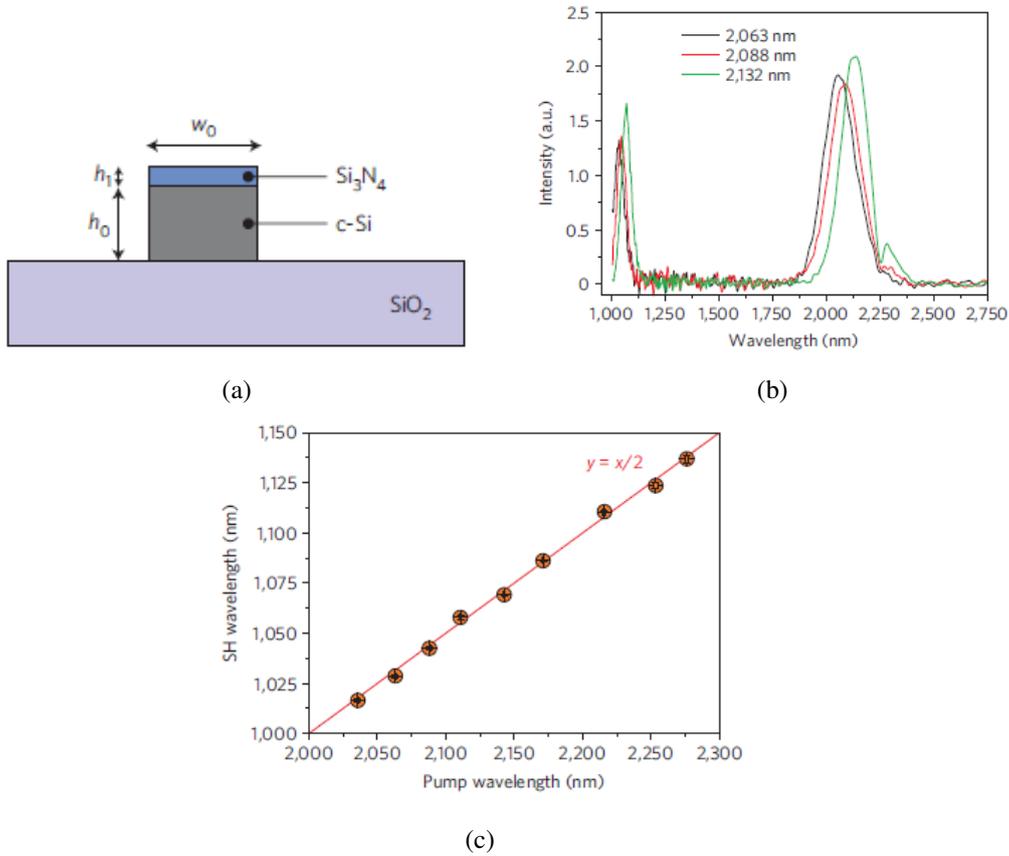


FIGURE 1.2.5 – Première étude de la génération de seconde harmonique dans des guides d’onde silicium contraints proposée par [7]. (a) Vue en coupe schématique d’un guide d’onde silicium contraint en son sommet par une fine couche de nitrure de silicium. (b) Spectres d’intensité des ondes de pompe et de seconde harmonique. (c) Évolution de la longueur d’onde de seconde harmonique en fonction de la longueur d’onde de pompe.

En 2013, Chmielak *et al.* proposent de nouveau une étude de l’effet Pockels dans des guides d’onde contraints par du nitrure de silicium [8] et basée sur les mêmes stratégies que celles employées dans leur précédente étude [6]. Ils démontrent notamment l’influence de la largeur des guides d’onde silicium sur l’efficacité de modulation électro-optique par effet Pockels (voir figure 1.2.6). Cette étude particulière leur permet de mettre en avant une nouvelle valeur record $\chi_{yyz}^{(2)} = 190$ pm/V pour le silicium contraint.

Peu de temps après, Damas *et al.* ont publié un modèle décrivant chaque composantes du tenseur $\chi^{(2)}$ du silicium contraint à partir des gradients de déformations [59] :

$$\chi_{ijk}^{(2)} = \Gamma_{mnl}^{ijk} \frac{\partial \epsilon_{mn}}{\partial x_l} \quad (1.2.1)$$

où les coefficients Γ_{mnl}^{ijk} sont uniques et intrinsèques au silicium.

En 2014, Puckett *et al.* ont proposé une caractérisation expérimentale de certaines composantes du tenseur $\chi^{(2)}$ à partir de mesures électro-optiques en régime continu effectuée

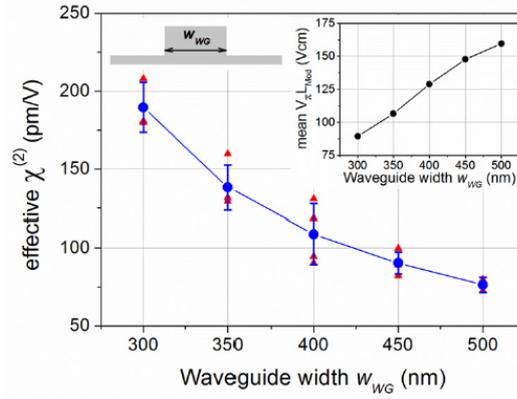


FIGURE 1.2.6 – Influence de la largeur des guides d’onde silicium contraints sur la valeur effective de $\chi^{(2)}$ [8].

sur un modulateur Fabry-Perot [9] (voir figure 1.2.7a). Ils ont ainsi déduit $\chi_{\text{eff},xy}^{(2)} = -74$ pm/V et $\chi_{\text{eff},yy}^{(2)} = 188$ pm/V à partir d’un modèle de variation d’indice effectif simpliste.

Par ailleurs, ils ont modélisé les composantes $\chi_{xy}^{(2)}$ et $\chi_{yy}^{(2)}$ en fonction du gradient de déformation $\frac{\partial \epsilon_{xx}}{\partial y}$ comme suit :

$$\begin{cases} \chi_{xy}^{(2)} = C_{xy} \frac{\partial \epsilon_{xx}}{\partial y} \\ \chi_{yy}^{(2)} = C_{yy} \frac{\partial \epsilon_{xx}}{\partial y} \end{cases} \quad (1.2.2)$$

où C_{xy} et C_{yy} sont des coefficients inconnus à déterminer à partir de données expérimentales. Cette modélisation des composantes du tenseur $\chi^{(2)}$ s’apparente à celle proposée dans [59] même s’ils n’en font pas mention. En combinant les résultats de simulation des profils de contraintes, de champ électrique et de modes optiques dans les guides d’onde avec leurs données expérimentales, ils en ont déduits $C_{xy} = -5,89 \times 10^{-15} \text{ m}^2/\text{V}$ et $C_{yy} = 3,06 \times 10^{-14} \text{ m}^2/\text{V}$.

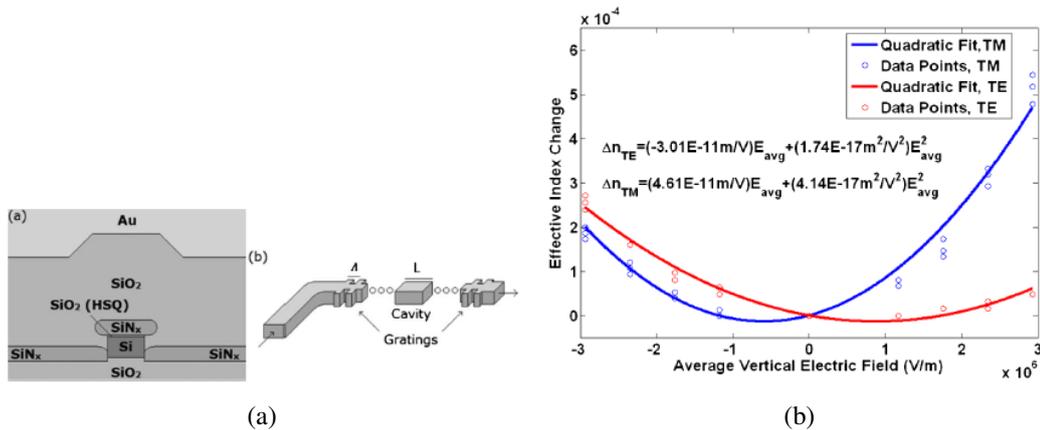


FIGURE 1.2.7 – Illustrations et résultats expérimentaux issus de [9]. (a) Représentations schématiques des guides d’onde silicium contraints (à gauche) et de l’interféromètre de Fabry-Perot (à droite) exploités pour l’étude de la modulation électro-optique par effets Pockels et Kerr. (b) Variations expérimentale et théorique de l’indice effectif des modes fondamentaux TE et TM en fonction du champ électrique vertical moyen appliqué dans les guides d’onde.

Peu après, Damas *et al.* [10] ont mis en avant la dépendance en longueur d’onde (entre

1,3 μm et 1,63 μm) de la susceptibilité électrique du second ordre $\chi^{(2)}$ en exploitant un modulateur électro-optique basé sur un interféromètre de Mach-Zehnder couplé avec des électrodes coplanaires (figures 1.2.8a et 1.2.8b). Ils ont montré une évolution linéaire de la position des résonances en fonction de la tension appliquée (figure 1.2.8c). En associant largeur de guide et longueur d'onde pour modifier le confinement de la lumière dans les guides avec la distribution des déformations dans ces guides, ils ont pu extraire une valeur maximum $\chi_{xy}^{(2)} = 336 \text{ pm/V}$ (figure 1.2.8d), repoussant encore une fois la valeur record de $\chi^{(2)}$ mesurée dans le silicium contraint.

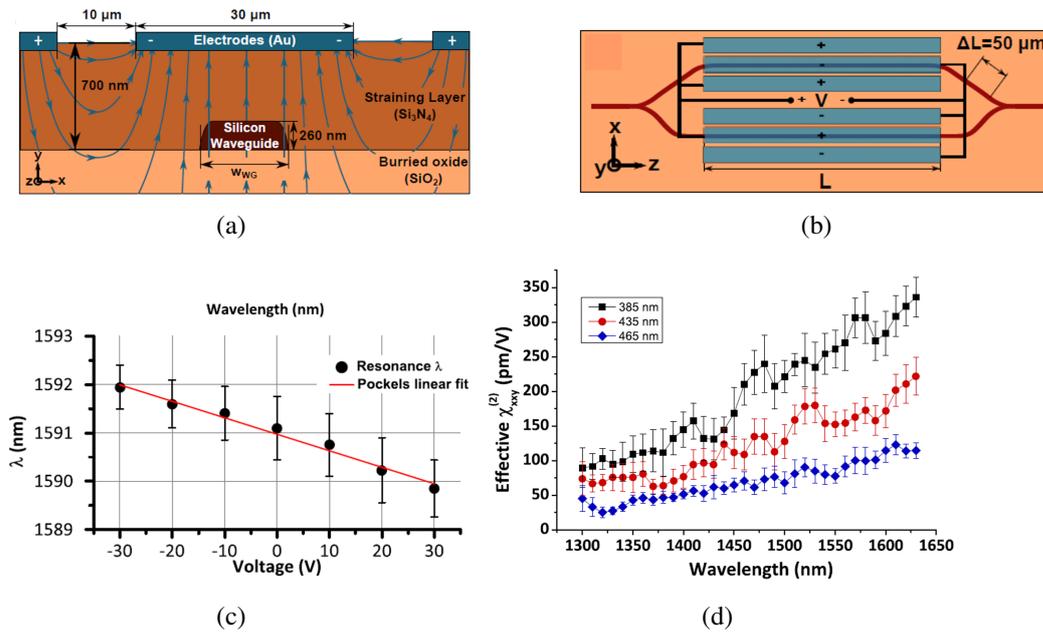


FIGURE 1.2.8 – Analyse de l'effet Pockels dans des guides d'onde silicium contraints par une épaisse couche de nitrure de silicium proposée dans [10]. (a) Vue en coupe schématique d'un guide d'onde silicium contraint et soumis à un champ électrique généré par des électrodes coplanaires polarisées en tension. (b) Vue de dessus schématique de l'interféromètre de Mach-Zehnder asymétrique muni d'électrodes coplanaires sur ses deux bras. (c) Évolution de la position d'une résonance selon la tension continue appliquée. (d) Estimations de la valeur effective de la composante $\chi_{xy}^{(2)}$ en fonction de la longueur d'onde.

Après la publication de cet article, Jeremy Witzens a présenté une méthode de calcul des diagrammes de bandes, du tenseur photoélastique et du potentiel de déformation associés au silicium à travers la résolution numérique des fonctions d'ondes électroniques par méthode des différences finies [60]. Il a notamment obtenu une très bonne concordance entre les coefficients élastiques calculés avec cette technique et les valeurs expérimentales. Il a également expliqué que cette méthode pouvait servir à estimer les coefficients du tenseur $\chi^{(2)}$ dans des guides d'onde silicium contraints.

1.2.2 Remise en question de l'existence des non-linéarités du second ordre dans le silicium contraint

En 2015, Schriever *et al.* ont démontré l'influence des charges positives présentes à l'interface silicium/nitride de silicium dans les caractérisations de génération de seconde harmonique [11]. Ces charges positives génèrent un fort champ électrique statique \vec{E}_{DC} dans les guides d'onde silicium et contribuent donc à la génération de seconde harmonique via un processus non-linéaire du troisième ordre ($\chi^{(3)}$). Ce processus, appelé génération de seconde harmonique assistée par champ électrique, est affecté d'une "fausse" susceptibilité électrique du second ordre $\chi^{(2)} = \chi^{(3)} \cdot \vec{E}_{DC}$, rendant donc difficile l'estimation de la véritable valeur de $\chi^{(2)}$ induite par les déformations du silicium. Pour vérifier cela, ils ont étudié la génération de seconde harmonique dans des guides d'onde contraints par de la silice (figure 1.2.9a)). Celle-ci est nettement moins chargée que le nitride de silicium et en se basant sur les valeurs expérimentales de $\chi^{(3)}$ données dans la littérature, ils ont montré que cela réduisait énormément l'influence du $\chi^{(3)}$ dans la génération de seconde harmonique (figure 1.2.9b). Les résultats de cette publication ont complètement remis en question la contribution de la susceptibilité électrique du second ordre $\chi^{(2)}$ du silicium contraint pour la génération de la seconde harmonique.

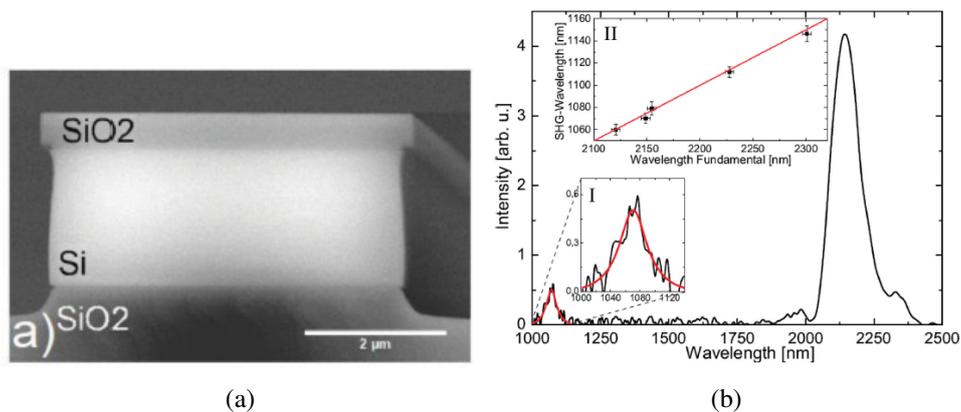


FIGURE 1.2.9 – Illustrations et résultats issus de [11]. (a) Photo MEB d'un guide d'onde silicium contraint par de la silice et vue en coupe. (b) Spectre d'intensité des signaux de pompe et de seconde harmonique en fonction de la longueur d'onde.

Un peu plus tard cette même année, Azadeh *et al.* ont également démontré l'influence des charges positives présentes dans le nitride de silicium sur les comportements de modulation électro-optique attribués à l'effet Pockels dans [6, 8, 9, 10]. Ces charges fixes disposées autour des guides d'onde génèrent un champ électrique statique permanent qui entraîne les porteurs libres du silicium dans un régime d'inversion (dominé par les porteurs minoritaires) pour lequel la variation d'indice effectif possède une évolution linéaire sur une certaine plage de tensions appliquées aux électrodes (voir figure 1.2.10).

Trois articles théoriques ont par la suite été publiés. Sharma *et al.* ont théoriquement confirmé, suite à la publication des résultats de [12], l'influence des porteurs libres du sili-

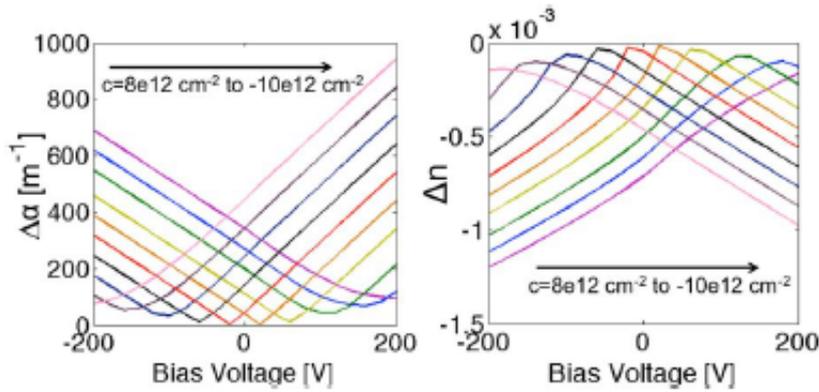


FIGURE 1.2.10 – Variation théorique de l'indice de réfraction complexe du silicium en fonction de la tension de polarisation continue appliquée à des électrodes coplanaires (issu de [12]). Variation de l'absorption (à gauche) et de l'indice de réfraction (à droite) due aux porteurs libres.

cium, des charges fixes et des pièges aux interfaces sur le champ électrique induit dans des guides d'onde silicium pour la modulation électro-optique [61]. Luppi *et al.* ont proposé une approche *ab initio* pour calculer le tenseur de susceptibilité électrique du second ordre $\chi^{(2)}$ du silicium contraint [62]. Enfin Manganelli *et al.* ont développé un modèle décrivant l'effet Pockels de manière simplifiée en exploitant des arguments de symétrie [63].

1.2.3 Articles parus pendant la période de la thèse

Suite à la grande controverse soulevée par ces deux derniers articles quant à l'existence et la quantification du tenseur $\chi^{(2)}$ dans le silicium contraint, Borghi *et al.* ont proposé une analyse à hautes fréquences des effets électro-optiques [13]. En particulier, ils ont montré la diminution progressive de la susceptibilité électrique du second ordre à mesure que la fréquence augmente, prouvant bien que les porteurs sont majoritairement responsables des phénomènes de modulation observés en régime continu. Cependant, seule une borne supérieure de la composante $\chi_{zzz}^{(2)}$ a pu être donnée car leur résultats de mesure obtenus vers 5 GHz correspondent à la limite de détection de leurs appareils.

En 2016, Damas *et al.* ont publié un modèle théorique reliant chaque composante du tenseur $\chi^{(2)}$ avec les gradients de déformations induits dans le silicium contraint [17] plus complet que celui proposé 3 ans plus tôt [59]. Ce modèle se base sur une description sp^3 des orbitales formant les liaisons covalentes entre les atomes de silicium dans le cristal afin de réécrire la polarisation électrique macroscopique du silicium lorsque celui-ci est soumis à des déformations mécaniques. Chaque composante du tenseur $\chi^{(2)}$ peut ainsi être extraite et développée selon les gradients de déformations de la forme suivante :

$$\chi_{ijk}^{(2)} = \sum_{mnl} \Gamma_{mnl}^{ijk} \frac{\partial \epsilon_{mn}}{\partial x_l} \quad (1.2.3)$$

où Γ_{mnl}^{ijk} sont des coefficients phénoménologiques inconnus au même titre que ceux donnés

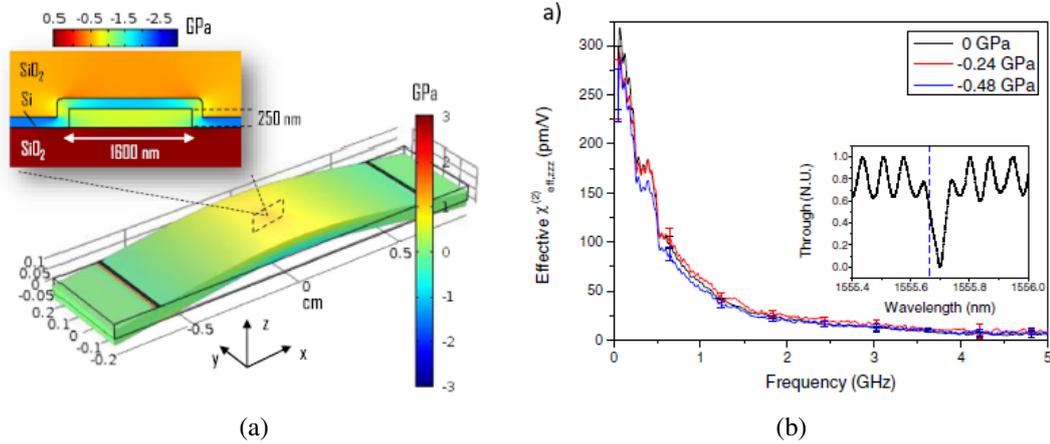


FIGURE 1.2.11 – Illustrations et résultats issus de [13]. (a) Résultats de simulations 3D et 2D des contraintes générées dans des guides d’onde silicium. (b) Variation de la susceptibilité électrique du second ordre effective $\chi_{zzz}^{(2)}$ en fonction de la fréquence du signal électrique sinusoïdal appliqué.

dans [59, 9]. Ces coefficients nécessitent une caractérisation expérimentale robuste (i.e. permettant d’exclure des effets parasites) pour pouvoir être déterminés.

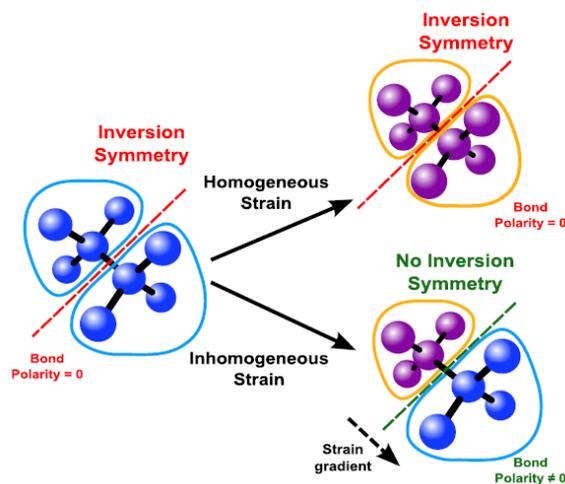


FIGURE 1.2.12 – Schéma expliquant l’influence de l’homogénéité de la déformation du cristal de silicium sur les polarités de liaison [14].

En 2017, Olivares *et al.* [15] ont également étudié l’influence du type de la contrainte (en tension ou en compression) sur les caractéristiques de modulation électro-optique en régime continu.

Plus tard dans la même année, Timurdogan *et al.* ont proposé une technique de génération de seconde harmonique assistée par champ électrique statique en exploitant des jonction PIN silicium non contrainte [16] (figure 1.2.14a). En associant leur résultats expérimentaux avec un modèle théorique basé sur l’équation des modes couplés en régime non linéaire avec l’approximation d’une onde de pompe faiblement déplétée, ils ont ainsi pu estimer une valeur de susceptibilité électrique du second ordre $\chi^{(2)} = 41$ pm/V assistée par la susceptibilité électrique du troisième ordre $\chi^{(3)}$ (figure 1.2.14b). Malgré la non utili-

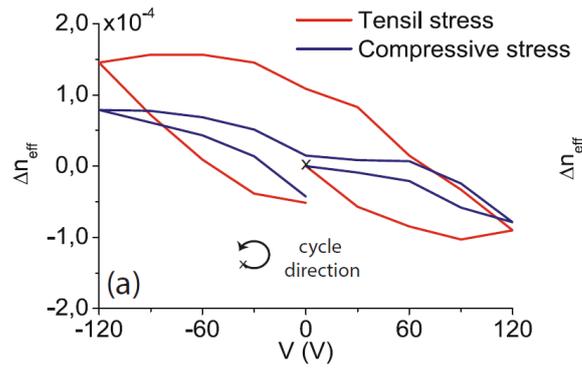


FIGURE 1.2.13 – Variation expérimentale de l’indice effectif en fonction de la tension continue appliquée pour différents types de contraintes [15].

sation des contraintes dans leurs travaux, ils démontrent néanmoins la possibilité d’obtenir des non-linéarités du second ordre dans le silicium.

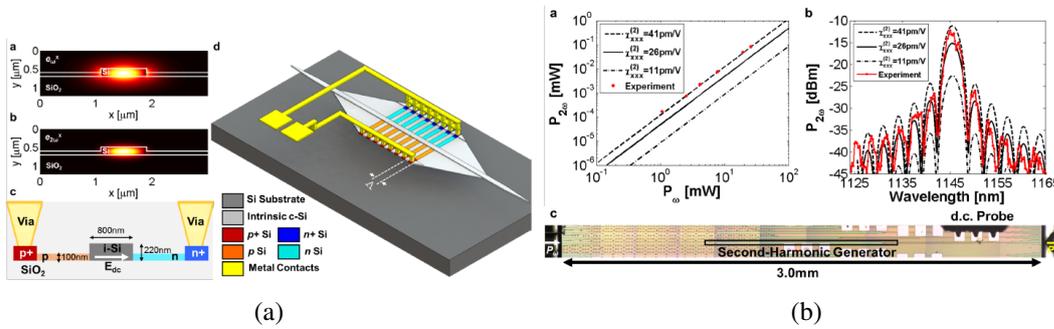


FIGURE 1.2.14 – Illustrations et résultats issus de [16]. (a) Représentations schématiques du dispositif à génération de seconde harmonique assistée par champ électrique statique. (b) Résultats expérimentaux obtenus. Le spectre expérimental en intensité de l’onde de seconde harmonique est comparé au modèle théorique.

Vers la fin de l’année 2017, nous avons proposé un modèle théorique décrivant la variation de l’indice effectif de modes optiques induit par différents effets électro-optiques (porteurs libres, effet Pockels et effet Kerr) pour des guides d’onde silicium contraints [14]. Nous avons pour cela associé la description du tenseur $\chi^{(2)}$ proposée dans [17] avec la théorie des perturbations des modes optiques guidés. Ce modèle théorique complexe repose principalement sur le résultat donné dans [14] et illustré par l’équation (1.2.3). Celui-ci doit néanmoins être validé avec des résultats expérimentaux. Les objectifs de ma thèse se sont donc construits de la manière suivante :

- Démontrer expérimentalement et sans ambiguïté l’existence de l’effet Pockels dans des guides d’onde silicium contraints soumis à un champ électrique extérieur.
- Caractériser les coefficients inconnus Γ_{mnl}^{ijk} , de l’équation (1.2.3), de la manière la plus précise possible de façon à valider les travaux de [17] et de proposer ainsi une description du tenseur de susceptibilité électrique du second ordre $\chi^{(2)}$ du silicium contraint la plus fine possible à ce jour.

J'ai pu remplir ces objectifs en publiant dans le dernier trimestre de l'année 2018 la première démonstration de modulation électro-optique par effet Pockels en régime micro-onde dans des guides d'onde silicium contraints [64].

1.3 Organisation de la thèse

Pour rendre compte de ce travail, la suite du manuscrit sera organisée en 4 chapitres de la manière suivante :

- Le chapitre 2, à dominante théorique, aura pour but de construire un modèle décrivant l'effet Pockels en régime micro-onde dans des guides d'onde silicium contraints. Ce modèle étant intrinsèquement pluridisciplinaire, l'ensemble des domaines de la physique utiles à sa description seront abordés. Plus particulièrement, nous donnerons l'ensemble des équations importantes requises à la construction dudit modèle. Une équation générale pourra ainsi être déduite et dont la validité sera à prouver expérimentalement.
- Le chapitre 3 présentera les différents procédés de fabrication des échantillons exploités pour tester le modèle théorique. Chacune des étapes de fabrication fera l'objet d'une description détaillée et les stratégies de caractérisations de grandeurs physiques utiles pour certains aspects de la modélisation seront développées.
- Dans le chapitre 4, nous proposerons une preuve de l'existence de l'effet Pockels dans le silicium contraint ainsi qu'une méthode de caractérisation des coefficients inconnus Γ_{mnl}^{ijk} . Cela sera rendu possible par la mesure de bandes passantes électro-optiques de modulateurs. Nous montrerons que le modèle construit au chapitre 2 permet de décrire précisément ces bandes passantes et une description fine du tenseur $\chi^{(2)}$ dans des guides d'onde silicium contraints pourra alors être donnée. Enfin, une analyse en régime continu des caractéristiques de modulation électro-optique sera effectuée.
- Le chapitre 5, scindé en deux parties, proposera une piste d'amélioration de l'efficacité de modulation par effet Pockels basée sur une modification de la géométrie des circuits électriques. La première partie est dédiée aux modifications apportées aux procédés de fabrication expliqués dans le chapitre 3. Une étape de fabrication supplémentaire, ayant fait l'objet de nombreux développements sera notamment détaillée. De meilleurs résultats de mesures de bandes passantes électro-optiques de modulateurs seront donnés et de nouveaux confrontés avec le modèle théorique. Enfin, une première tentative d'exploitation de l'effet Pockels pour l'obtention de diagrammes de l'œil électro-optiques à 10 Gbps sera présentée. Nous aurons également l'occasion de développer davantage le modèle théorique proposé au chapitre 2 pour pouvoir simuler, par effet Pockels, les diagrammes de l'œil électro-optiques.

Une conclusion des travaux menés durant cette thèse sera bien entendu réalisée. Pour finir, de nouvelles pistes d'améliorations ou d'idées d'études seront finalement proposées.

Chapitre 2

Fondamentaux théoriques

Sommaire

2.1	Introduction	24
2.2	Notions d'électromagnétisme	25
2.2.1	Équations de Maxwell et équations constitutives	25
2.2.2	Optique non linéaire	26
2.3	Théorie de l'élasticité	29
2.3.1	Contraintes et déformations	29
2.3.2	Loi de Hooke généralisée	30
2.3.3	Gradients de déformation	31
2.4	Modélisation du tenseur de susceptibilité électrique du second ordre dans le silicium contraint	32
2.5	Propagation guidée des ondes optiques	33
2.6	Éléments de physique des semi-conducteurs	35
2.6.1	Équations des semi-conducteurs	35
2.6.2	Régimes des porteurs libres	36
2.6.3	Charges fixes et pièges aux interfaces	38
2.7	Modélisation des effets électro-optiques en régime DC	38
2.7.1	Théorie des perturbations pour les guides d'onde	38
2.7.2	Influence des porteurs libres	39
2.7.3	Influence de l'effet Kerr	40
2.7.4	Influence de l'effet Pockels	40
2.8	Extension du modèle dans le domaine micro-onde	41
2.8.1	Propagation des ondes hyperfréquences	41
2.8.2	Déphasage optique due à l'effet Pockels induit par un signal micro-onde	43
2.9	Conclusion	44

Ce premier chapitre est consacré à la description des notions physiques nécessaires pour la bonne compréhension des études menées lors de cette thèse. Du fait de son caractère

pluridisciplinaire, plusieurs pans de la physique doivent être couverts de manière à bien saisir les liens qui seront tissés entre eux. Un modèle décrivant l'effet Pockels dans un semi-conducteur contraint (Silicium) dans le domaine micro-onde sera ainsi construit et utilisé par la suite dans ce manuscrit (chapitres 4 et 5) pour comprendre les différents résultats expérimentaux obtenus et pour en extraire notamment des informations sur la susceptibilité électrique du second ordre du silicium.

2.1 Introduction

L'étude de l'effet Pockels pour la modulation électro-optique dans le silicium contraint est très complexe du fait notamment du caractère semi-conducteur de ce matériau. En effet sous l'action d'un champ électrique \vec{F} , plusieurs mécanismes physiques entrent en jeu, comme en témoigne le schéma suivant donné figure 2.1.1.

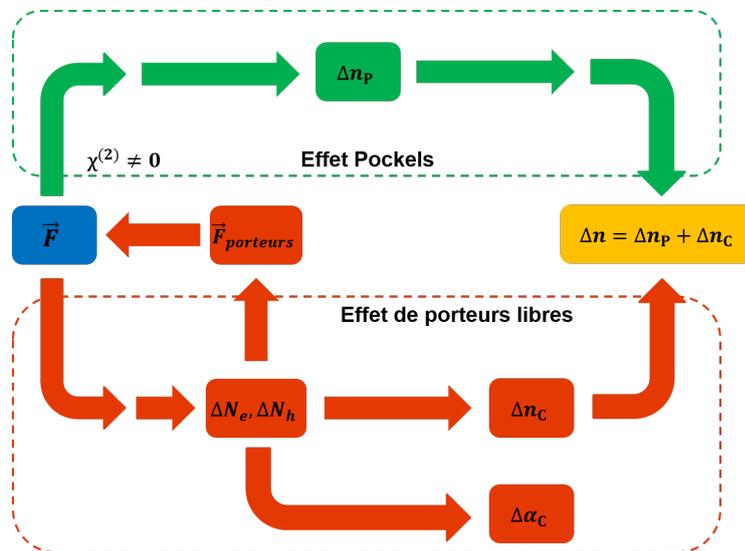


FIGURE 2.1.1 – Compétition d'effets électro-optiques dans le silicium contraint.

Les porteurs libres du silicium participent à la variation $\Delta \alpha_c$ de son coefficient d'absorption. Ils participent aussi à la variation de son indice de réfraction Δn_c au même titre que l'effet Pockels (via Δn_p). Cependant, ils modifient également le champ électrique \vec{F} initialement appliqué dans le silicium (par l'intermédiaire du champ électrique $\vec{F}_{\text{porteurs}}$), rendant ainsi l'effet Pockels complètement dépendant des effets de porteurs libres.

Pour pouvoir bien cerner l'effet Pockels appliqué à des signaux optiques, nous détaillerons par la suite les caractéristiques de propagation des ondes lumineuses et leurs interactions avec le silicium contraint. Cela sera rendu possible par le formalisme de l'électromagnétisme et de l'optique non linéaire. Par ailleurs, une étude quantique permettra de comprendre l'influence de la contrainte sur les propriétés non linéaires du silicium, et de pouvoir quantifier l'effet Pockels. Enfin, une description du comportement des porteurs libres fera l'objet d'une analyse approfondie, à la fois pour des signaux électriques continus et oscillant à des fréquences micro-onde.

2.2 Notions d'électromagnétisme

Dans un premier temps, il convient de fixer le cadre physique général permettant de décrire l'évolution des signaux optique et micro-onde ainsi que leurs propriétés. La théorie de l'électromagnétisme, établie par James Maxwell en 1864, nous le permettra.

2.2.1 Équations de Maxwell et équations constitutives

Les équations de Maxwell permettent de décrire, entre autres, la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu matériel ou non. De manière générale, elles relient le champ électrique \vec{E} et le champ magnétique \vec{H} avec le champ électrique induit \vec{D} et le champ magnétique induit \vec{B} . Ces équations sont formulées de la manière suivante, avec \vec{r} le vecteur position dans l'espace et t le temps :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}, t) \quad (2.2.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \quad (2.2.2)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}(\vec{r}, t) \quad (2.2.3)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{j}(\vec{r}, t) + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}(\vec{r}, t) \quad (2.2.4)$$

où ρ et \vec{j} sont respectivement la densité de charges libres et la densité de courants libres. Les champs \vec{E} et \vec{H} interagissent avec la matière constituant le milieu de propagation, donnant ainsi naissance aux champs \vec{D} et \vec{B} . Cette interaction onde-matière est quantifiée par les équations constitutives :

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{P}(\vec{r}, t) \quad (2.2.5)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 \left(\vec{H}(\vec{r}, t) + \vec{M}(\vec{r}, t) \right) \quad (2.2.6)$$

où \vec{P} et \vec{M} sont respectivement les polarisations électrique et magnétique, et représentent les réponses du milieu aux champs excitateurs \vec{E} et \vec{H} . Par ailleurs, dans le cas des matériaux conducteurs ou semi-conducteurs nous avons l'équation constitutive suivante :

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = \sigma(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (2.2.7)$$

où σ est la conductivité du matériau considéré. Cette équation illustre le fait que des charges libres sont mises en mouvement lorsqu'elles sont soumises à un champ électrique.

Comme nous travaillons avec des matériaux non magnétiques, il en résulte que $\vec{M} = \vec{0}$. Par conséquent l'interaction onde-matière se fait uniquement à travers la polarisation électrique \vec{P} . Celle-ci peut-être vue comme un résultat de la déformation du nuage électronique des atomes sous l'influence d'un champ électrique \vec{E} . En effet, le barycentre des charges négatives n'est plus confondu avec celui du noyau positif, créant ainsi un moment dipolaire électrique \vec{p} (figure 2.2.1b).

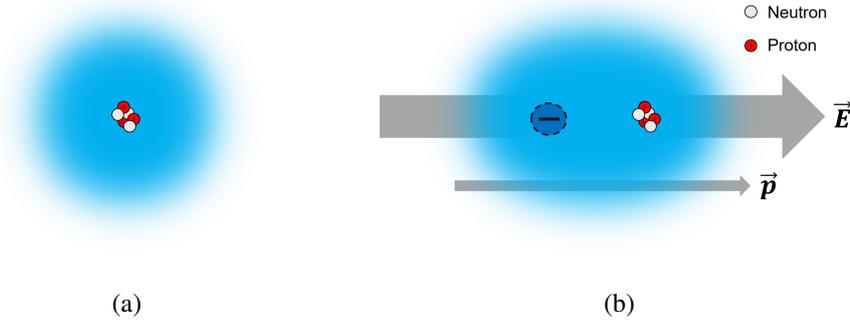


FIGURE 2.2.1 – Déformation du nuage électronique d'un atome sous l'action d'un champ électrique et création d'un moment dipolaire électrique. (a) L'atome est "au repos". Les barycentres positif et négatif sont confondus. (b) L'atome est soumis à un champ électrique \vec{E} et un moment dipolaire électrique \vec{p} prend naissance, engendrant ainsi une polarisation électrique \vec{P} .

En sommant tous les moments dipolaires électriques de chacun des atomes, nous obtenons la polarisation électrique macroscopique \vec{P} . Selon l'amplitude du champ électrique \vec{E} des ondes, la déformation des nuages électroniques peut donner naissance à des effets dits non linéaires.

2.2.2 Optique non linéaire

Dans un milieu local, sans mémoire et homogène, la polarisation électrique peut être décomposée en série de Taylor comme suit dans le domaine fréquentiel [65, 66] :

$$\begin{aligned} \vec{P}(\vec{r}, \omega) = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)}(\omega) \cdot \vec{E}(\vec{r}, \omega) + \chi^{(2)}(\omega = \omega_1 + \omega_2; \omega_1, \omega_2) : \vec{E}(\vec{r}, \omega_1) \otimes \vec{E}(\vec{r}, \omega_2) \right. \\ \left. + \chi^{(3)}(\omega = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3; \omega_1, \omega_2, \omega_3) : \vec{E}(\vec{r}, \omega_1) \otimes \vec{E}(\vec{r}, \omega_2) \otimes \vec{E}(\vec{r}, \omega_3) + \dots \right) \end{aligned} \quad (2.2.8)$$

où $\chi^{(n)}$ est le tenseur (de rang $n + 1$) de susceptibilité électrique d'ordre n , \vec{r} est le vecteur position dans l'espace et où ω et les ω_i sont les pulsations de différentes harmoniques.

Ainsi, chaque composante de la polarisation électrique s'écrit :

$$\begin{aligned}
 P_i(\vec{r}, \omega) = \epsilon_0 \left(\sum_j \chi_{ij}^{(1)}(\omega) E_j(\vec{r}, \omega) \right. \\
 \left. + \sum_{jk} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega = \omega_1 + \omega_2; \omega_1, \omega_2) E_j(\vec{r}, \omega_1) E_k(\vec{r}, \omega_2) \right. \\
 \left. + \sum_{jkl} \chi_{ijkl}^{(3)}(\omega = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3; \omega_1, \omega_2, \omega_3) E_j(\vec{r}, \omega_1) E_k(\vec{r}, \omega_2) E_l(\vec{r}, \omega_3) + \dots \right)
 \end{aligned} \tag{2.2.9}$$

Les termes d'ordre un $\chi_{ij}^{(1)}$ correspondent à la réponse linéaire du milieu, traduit par son indice de réfraction (correspond au cas de l'optique linéaire isotrope ou anisotrope). Dans ce cas, la polarisation électrique est directement proportionnelle au champ électrique :

$$\vec{P}(\vec{r}, \omega) = \epsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) \cdot \vec{E}(\vec{r}, \omega) \tag{2.2.10}$$

Cela permet d'écrire l'équation constitutive (2.2.5), dans le domaine fréquentiel, sous la forme :

$$\vec{D}(\vec{r}, \omega) = \epsilon(\omega) \cdot \vec{E}(\vec{r}, \omega) \tag{2.2.11}$$

où ϵ est la permittivité diélectrique du matériau et s'écrit :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_0 \epsilon_r(\omega) = \epsilon_0 \left(1 + \chi^{(1)}(\omega) \right) = n^2(\omega) \tag{2.2.12}$$

avec ϵ_r la permittivité relative du matériau et n son indice de réfraction. L'indice de réfraction n_{ii} selon l'axe i est alors obtenu de la façon suivante :

$$n_{ii}(\omega) = \sqrt{1 + \chi_{ii}^{(1)}(\omega)} \tag{2.2.13}$$

L'indice de réfraction est une grandeur complexe dont la partie imaginaire caractérise l'absorption du matériau. Cette dernière est liée à la partie réelle via les relations de Kramers-Kronig. Par la suite, nous travaillerons uniquement dans les régions de transparence des matériaux, i.e. à absorption nulle.

Le terme du second ordre décrit les différentes interactions que deux ondes peuvent avoir, comme l'illustre le tableau 2.2.1.

Cependant, comme le silicium est un cristal centrosymétrique, la susceptibilité électrique d'ordre deux est nulle. Par conséquent, aucun de ces effets non linéaires ne peuvent être exploités dans ce matériau. Dès lors, les effets non linéaires du troisième ordre sont préférentiellement étudiés. Ils résultent des différentes interactions que trois ondes peuvent avoir. Quelques exemples de tels effets sont listés dans le tableau 2.2.2.

Génération de la fréquence somme	$\chi^{(2)}(\omega_1 + \omega_2; \omega_1, \omega_2)$
Génération de la seconde harmonique	$\chi^{(2)}(2\omega; \omega, \omega)$
Génération de la fréquence différence	$\chi^{(2)}(\omega_1 - \omega_2; \omega_1, \omega_2)$
Rectification optique	$\chi^{(2)}(0; \omega, \omega)$
Effet Pockels	$\chi^{(2)}(\omega \pm \omega_s; \omega, \omega_s)$ où $\omega_s \ll \omega$

TABLE 2.2.1 – Liste des différents effets non linéaires du second ordre.

Génération de la fréquence somme	$\chi^{(3)}(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3; \omega_1, \omega_2, \omega_3)$
Génération de la troisième harmonique	$\chi^{(3)}(3\omega; \omega, \omega, \omega)$
Effet Kerr	$\chi^{(3)}(\omega; \omega, \omega_s, \omega_s)$ où $\omega_s \ll \omega$

TABLE 2.2.2 – Liste non exhaustive de différents effets non linéaires du troisième ordre.

Cependant, aucun de ces effets n'a fait l'objet d'une étude lors de cette thèse. Aussi, nous nous intéresserons uniquement aux effets non linéaires du second ordre. Dans le cas de l'effet Pockels où un champ électrique \vec{E} interagit avec un champ électrique \vec{F} quasi-statique (i.e. dont la fréquence d'oscillation est négligeable devant celle du champ électrique \vec{E}), la polarisation électrique prend la forme suivante :

$$\vec{P}(\vec{r}, \omega) = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)}(\omega) \cdot \vec{E}(\vec{r}, \omega) + 2\chi^{(2)}(\omega \pm \omega_s; \omega, \omega_s) : \vec{E}(\vec{r}, \omega) \otimes \vec{F}(\vec{r}, \omega_s) \right) \quad (2.2.14)$$

où le coefficient 2 provient des règles de symétrie de Kleinman [66], valable dans la région de transparence du matériau et loin de toutes résonances. La permittivité diélectrique du matériau a donc pour nouvelle expression :

$$\epsilon(\vec{r}, \omega) = \epsilon_0 \epsilon_r(\vec{r}, \omega) = \epsilon_0 \left(1 + \chi^{(1)}(\omega) + 2\chi^{(2)}(\omega; \omega, \omega_s) \cdot \vec{F}(\vec{r}, \omega_s) \right) \quad (2.2.15)$$

Elle se décompose en un terme linéaire, explicité plus haut dans l'équation (2.2.12), et une perturbation comme suit :

$$\epsilon(\vec{r}, \omega) = \epsilon(\omega) + \Delta\epsilon(\vec{r}, \omega) \quad (2.2.16)$$

où

$$\Delta\epsilon(\vec{r}, \omega) = \epsilon_0 \left(2\chi^{(2)}(\omega; \omega, \omega_s) \cdot \vec{F}(\vec{r}, \omega_s) \right) \quad (2.2.17)$$

correspond à la variation de la permittivité diélectrique induite par l'effet Pockels sous un champ électrique. Cela entraîne ainsi une variation de l'indice de réfraction du matériau et donc modifie la phase d'une onde optique s'y propageant. Cependant, de par la centrosymétrie du silicium, il est impossible d'exploiter l'effet Pockels (ou encore la génération de seconde harmonique) dans ce matériau à moins de briser cette symétrie d'inversion. La solution qui a été traitée dans le cadre de cette thèse consiste à venir appliquer des déformations au cristal par le biais de contraintes mécaniques.

2.3 Théorie de l'élasticité

La relation entre les déformations d'un corps solide au repos et les contraintes mécaniques s'y appliquant peut-être expliquée par la théorie de l'élasticité [67, 68]. Le régime d'élasticité correspond au cas où il y a linéarité entre déformations et contraintes et est valide jusqu'à un certain seuil, appelé limite d'élasticité. Au-delà, le régime de plasticité prend place et toute déformation d'un corps est irréversible. Dans le cas du silicium, cette limite d'élasticité est estimée à plus de 8 GPa [69]. Comme nous le verrons au chapitre suivant, les contraintes exercées sont inférieures à cette limite, ce qui justifie l'utilisation de la théorie de l'élasticité pour décrire les déformations subies par le silicium.

2.3.1 Contraintes et déformations

Une contrainte uniaxiale σ appliquée à un matériau élastique isotrope engendre une déformation $\varepsilon = (L - L_0)/L_0$ le long de l'axe de cette contrainte, comme représentée sur la figure (2.3.1). La contrainte σ est liée à la déformation ε par la relation linéaire suivante :

$$\sigma = E\varepsilon \quad (2.3.1)$$

où E est le module d'Young du matériau. Celui-ci peut-être interprété comme la contrainte à appliquer au matériau de façon à le déformer à 100%, que ce soit en compression ou en tension.

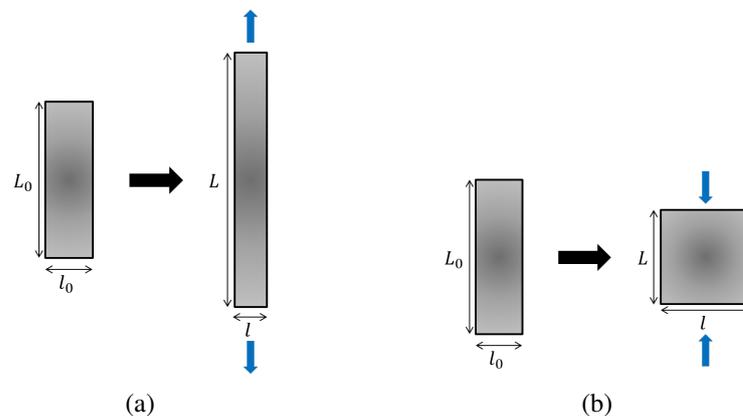


FIGURE 2.3.1 – Déformation d'un matériau élastique sous contraintes en tension ou en compression. (a) Contrainte en tension. (b) Contrainte en compression.

La déformation du matériau se traduit donc par une modification de sa taille le long de l'axe de contrainte. Cependant, une déformation transverse a également lieu de façon à conserver le volume du matériau. Cette déformation transverse est caractérisée par le coefficient de Poisson ν . Dans le cas où d'une contrainte uniaxiale, il s'exprime :

$$\nu = -\frac{(l - l_0)/l_0}{(L - L_0)/L_0} \quad (2.3.2)$$

où L_0 et L représentent respectivement la longueur du matériau à l'équilibre et sous contrainte et où l_0 et l représentent respectivement la largeur du matériau à l'équilibre et sous contrainte. Ainsi, les matériaux élastiques isotropes comme le nitrure de silicium amorphe ou la silice sont caractérisés par leur couple (E, ν) .

2.3.2 Loi de Hooke généralisée

Dans le cas général d'un matériau élastique quelconque la relation contraintes/déformations s'exprime tensoriellement avec la loi de Hooke généralisée :

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{C} : \boldsymbol{\varepsilon} \quad (2.3.3)$$

où \mathbf{C} est le tenseur de rigidité. Ainsi, une composante de la matrice $\boldsymbol{\sigma}$ s'écrit $\sigma_{ij} = \sum_k \sum_l C_{ijkl} \varepsilon_{kl}$ où $i, j, k, l \in \{x, y, z\}$. La contrainte σ_{ij} représente la pression appliquée le long de l'axe j sur une surface normale à la direction i tandis que la déformation ε_{kl} représente la déformation le long de l'axe k sur une surface normale à la direction l :

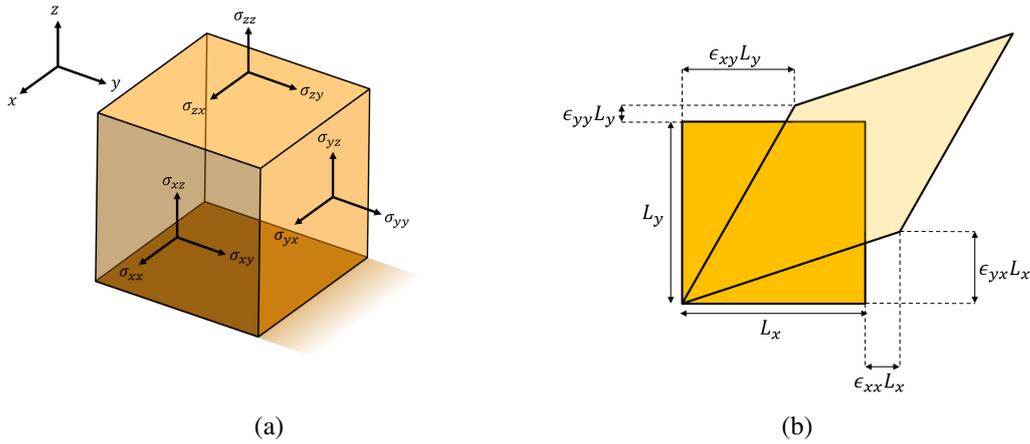


FIGURE 2.3.2 – Illustration des tenseurs de contraintes $\boldsymbol{\sigma}$ et de déformations $\boldsymbol{\varepsilon}$. (a) Tenseur de contraintes. (b) Tenseur de déformations.

Les matrices $\boldsymbol{\sigma}$ et $\boldsymbol{\varepsilon}$ étant symétriques, il est donc possible de restreindre l'équation (2.3.3) sous forme matricielle en utilisant les règles de symétrie suivante : $xx \rightarrow 1$, $yy \rightarrow 2$, $zz \rightarrow 3$, $yz \rightarrow 4$, $xz \rightarrow 5$ et $xy \rightarrow 6$. Ces règles de symétries permettent d'écrire la loi de Hooke généralisée tensorielle (2.3.3) sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_4 \\ \sigma_5 \\ \sigma_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} & C_{26} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} & C_{34} & C_{35} & C_{36} \\ C_{41} & C_{42} & C_{43} & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ C_{51} & C_{52} & C_{53} & C_{54} & C_{55} & C_{56} \\ C_{61} & C_{62} & C_{63} & C_{64} & C_{65} & C_{66} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_3 \\ \varepsilon_4 \\ \varepsilon_5 \\ \varepsilon_6 \end{pmatrix} \quad (2.3.4)$$

où la matrice C_{ij} est symétrique. Le silicium cristallin possède un structure cristallogra-

phique de type cubique diamant. Par conséquent, sa matrice de rigidité pourra s'écrire sous la forme [70] :

$$C = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & 0 & 0 & 0 \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{pmatrix} \quad (2.3.5)$$

Selon l'orientation du silicium les coefficients de cette matrice prendront différentes valeurs. Par exemple, selon l'axe [100] nous avons : $C_{11} = C_{22} = C_{33} = 166$ GPa, $C_{12} = C_{13} = C_{23} = C_{21} = C_{31} = C_{32} = 64$ GPa et $C_{44} = C_{55} = C_{66} = 80$ GPa [71]. Ainsi, il est possible de définir un couple (E, ν) pour chaque orientation. Au final, cette anisotropie mécanique du silicium implique qu'à contraintes égales, les déformations selon chaque axes cristallographiques seront différentes. Celles-ci ne sont pas nécessairement uniformes, donnant ainsi lieu à des gradients de déformations.

2.3.3 Gradients de déformation

La déformation des mailles du silicium ne brise pas nécessairement la symétrie d'inversion. Cela se produit notamment lorsque les déformations sont homogènes (i.e. uniformes) dans le matériau. Il faut donc recourir à des gradients de déformations de façon à obtenir une susceptibilité électrique du second ordre non nulle et ainsi pouvoir exploiter en particulier l'effet Pockels dans le silicium.

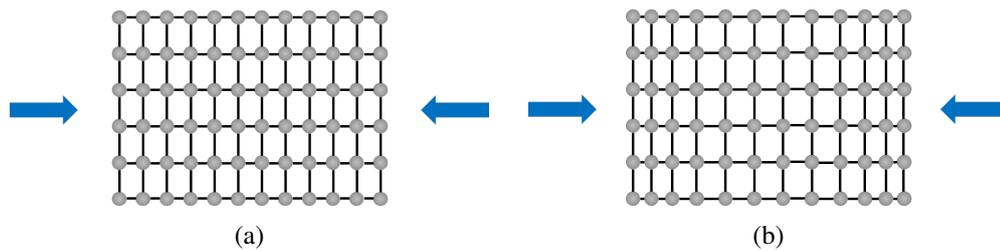


FIGURE 2.3.3 – Déformations homogène et hétérogène. (a) Les déformations sont homogènes. La symétrie d'inversion est conservée. (b) Les déformations sont hétérogènes (i.e. un gradient de déformations non nul est présent). Le matériau n'est localement plus centrosymétrique.

Avec la connaissance du profil spatial des déformations ε_{ij} , il est possible de déterminer les gradients de déformations η_{ijk} . Ces derniers sont définis de la manière suivante :

$$\eta_{ijk} = \frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial x_k} \quad (2.3.6)$$

La distribution spatiale, dans le silicium, de ces gradients de déformations peut être déter-

minée avec des méthodes numériques en éléments finis par l'intermédiaire du calcul des déformations grâce à la loi de Hooke généralisée. Mais le lien entre la susceptibilité électrique du second ordre et les gradients de déformations n'est connu que qualitativement. Un modèle quantitatif adéquat est donc indispensable pour calculer les différentes composantes du tenseur $\chi^{(2)}$ du silicium contraint. Pour ce faire, il faut étudier au niveau atomique la façon dont la polarisation électrique \vec{P} est affectée lorsque le silicium est contraint.

2.4 Modélisation du tenseur de susceptibilité électrique du second ordre dans le silicium contraint

Plusieurs modèles théoriques permettant de calculer le tenseur de susceptibilité électrique du second ordre du silicium contraint ont été proposés [4, 63]. Cependant, nous allons travailler exclusivement avec celui développé par *Damas et al.* [17]. Au cours de la thèse, j'ai pu travailler avec Pedro Damas pour la mise en application de ce modèle dans l'analyse de l'effet Pockels. Ce modèle se base sur une description des liaisons orbitales des atomes de silicium dans un cristal cubique de type diamant. Dans cette configuration cristallographique, les atomes de silicium (de configuration électronique $[\text{Ne}]3s^23p^2$) forment des tétraèdres par l'intermédiaire de deux procédés physiques :

- Un mélange d'orbitales se produit via une hybridation sp^3 pour laquelle un électron de l'orbitale s est promu à l'orbitale p .
- Chaque atome crée une liaison covalente avec ses voisins en partageant un électron.

Quatre orbitales hybrides voient ainsi le jour dans un atome de silicium et forment des liaisons covalentes ξ avec celles des atomes voisins. Ces liaisons hybrides forment les nuages électroniques autour des atomes. Les propriétés de chacun des électrons constituant ces liaisons hybrides sont décrites par un opérateur hamiltonien. Le lecteur désireux de connaître les détails des calculs quantiques pourra se référer à la thèse de Pedro Damas ou à l'article [17]. Nous ne donnerons ici que les grandes lignes à travers le schéma suivant :

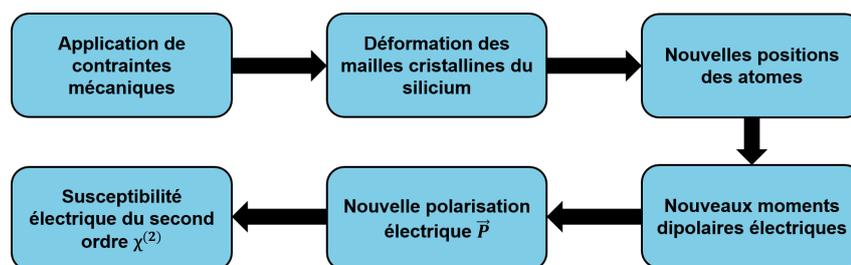


FIGURE 2.4.1 – Points clés de la modélisation du tenseur de susceptibilité électrique du second ordre $\chi^{(2)}$ proposée dans [17].

Ce modèle permet d'écrire chaque composante du tenseur $\chi^{(2)}$ du silicium contraint

comme combinaison linéaire de gradients de déformations :

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\vec{r}) = \sum_{mnl} \Gamma_{mnl}^{ijk} \eta_{mnl}(\vec{r}) \quad (2.4.1)$$

où η_{mnl} sont les gradients de déformation et Γ_{mnl}^{ijk} sont des coefficients uniques et caractéristiques du matériau considéré. Ces derniers s'écrivent en fonction de deux uniques paramètres α et β , également fonctions du matériau. À moins de connaître précisément le potentiel V dans lequel baigne les électrons, ces deux paramètres doivent être déterminés expérimentalement de façon à connaître entièrement le tenseur Γ . Ainsi, la distribution spatiale du tenseur $\chi^{(2)}$ pourra être calculée en connaissant celle des gradients de déformations. Il est alors nécessaire de travailler avec des ondes optiques pouvant interagir avec le silicium contraint à travers la susceptibilité du second ordre. Pour ce faire, il convient de décrire leur propagation dans des guides d'onde.

2.5 Propagation guidée des ondes optiques

Pour exploiter le modèle précédemment décrit en photonique intégrée, nous allons confiner les signaux optiques dans des guides d'onde en silicium. Il est en effet possible de guider la lumière dans un matériau lorsque l'indice de réfraction de ce dernier est supérieur aux indices de réfraction des différents matériaux l'entourant. La lumière se retrouve donc confinée dans le matériau à fort indice, ce dernier devenant ainsi un guide d'onde. La plate-forme SOI (de l'acronyme anglais *Silicon-On-Insulator* pour *silicium-sur-isolant*) peut ainsi être exploitée de façon à concevoir des guides en silicium sur une couche de silice enterrée reposant sur un substrat silicium. Le fort contraste d'indice permet de confiner la lumière dans des structures guidantes dont les dimensions sont typiquement de l'ordre de quelques centaines de nanomètres. Ainsi de fortes densités de champ électrique peuvent être obtenues de manière localisée dans le silicium, facilitant ainsi l'exploitation d'effets non linéaires. Des exemples de tels guides d'onde optiques sont donnés ci-dessous :

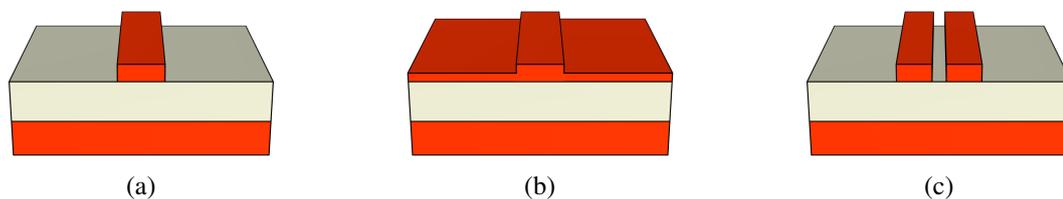


FIGURE 2.5.1 – Exemples de guides d'onde optiques sur plate-forme SOI. (a) Guide ruban. (b) Guide en arête. (c) Guide à fente.

Les modes pouvant être guidés forment ainsi un ensemble dénombrable dont le nombre d'éléments est déterminé par les dimensions du guide et le contraste d'indice. Nous parlerons de guide *monomode* quand un seul mode est supporté par le guide et *multimode* quand plusieurs modes peuvent se propager simultanément. En combinant dans le domaine fré-

quentiel les équations de Maxwell avec les équations constitutives, nous pouvons obtenir l'équation de propagation d'une onde électromagnétique :

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}) (\vec{r}, \omega) - \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - i \frac{\sigma(\vec{r})}{\omega \epsilon_0} \right) \vec{E} (\vec{r}, \omega) = \mu_0 \omega^2 \vec{P} (\vec{r}, \omega) \quad (2.5.1)$$

où \vec{r} est le vecteur position dans l'espace, ω la pulsation de l'onde et σ la conductivité. Le champ électrique \vec{E}_u d'un mode optique guidé u , harmonique à la pulsation ω et se propageant dans la direction z , peut être décrit comme suit :

$$\vec{E}_u(x, y, z, \omega) = \vec{E}_{T,u}(x, y) e^{-i\beta_u(\omega)z} \quad (2.5.2)$$

où $\vec{E}_{T,u}$ correspond au profil spatial du mode dans un plan transverse à sa direction de propagation et β_u est la constante de propagation du mode u considéré s'écrivant en fonction de l'indice effectif $n_{\text{eff},u}$ de la manière suivante :

$$\beta_u(\omega) = \frac{\omega}{c} n_{\text{eff},u}(\omega) \quad (2.5.3)$$

Aux fréquences optiques de travail (> 100 THz), nous pouvons négliger l'influence des charges libres et des courants libres. De plus, pour la détermination des modes guidés, nous ne prendrons pas en compte les effets non linéaires. Ces derniers seront traités comme des perturbations sur les modes optiques comme nous le verrons plus loin dans ce chapitre. Ainsi la polarisation électrique est restreinte au terme du premier ordre et l'équation (2.5.1) devient pour les signaux optiques utilisés :

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}) (\vec{r}, \omega) - \frac{\omega^2}{c^2} \left(\mathbb{I} + \chi^{(1)}(\omega) \right) \cdot \vec{E} (\vec{r}, \omega) = \vec{0} \quad (2.5.4)$$

où \mathbb{I} est la matrice identité. La résolution de cette équation (aux valeurs propres) peut-être effectuée par des méthodes numériques (différences finies ou éléments finis) pour déterminer le profil spatial des modes optiques (i.e. \vec{E}_T) et leur indice effectif à une longueur d'onde donnée. Les modes typiquement étudiés sont des modes quasi-TE ou quasi-TM (souvent appelés par abus de langage modes TE pour transverse électrique ou TM pour transverse magnétique) selon la polarisation prédominante. Un exemple des distributions spatiales de chaque composante du champ électrique du mode quasi-TE fondamental est donné figure 2.5.2 dans le cas d'un guide ruban.

La composante transverse principale du champ électrique est horizontale pour les modes quasi-TE et verticale pour les modes quasi-TM.

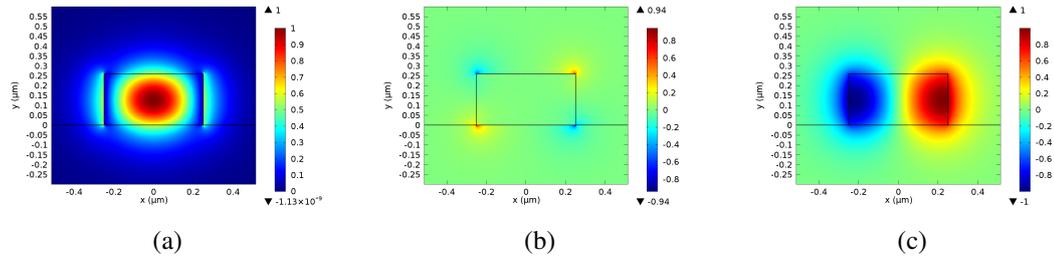


FIGURE 2.5.2 – Profil spatial des différentes composantes d’un mode optique fondamental quasi-TE dans un guide ruban silicium à 1550 nm. (a) Composante transverse E_x . (b) Composante transverse E_y . (c) Composante longitudinale E_z .

2.6 Éléments de physique des semi-conducteurs

Nous avons vu à la section (2.2.2) que l’effet Pockels entraîne une variation de la permittivité diélectrique d’un matériau sous l’action d’un champ électrique, modulant ainsi la phase d’une onde optique se propageant dans ce matériau. Or, le silicium étant un matériau semi-conducteur, des porteurs libres y sont présents et peuvent circuler librement. Sous l’action d’un champ électrique \vec{F} , ces porteurs se déplacent et modifient drastiquement le champ électrique initialement appliqué dans le semi-conducteur. Il est donc nécessaire de connaître précisément le champ électrique effectivement généré dans les guides d’onde silicium pour caractériser l’effet Pockels. Pour ce faire, nous allons avoir recours aux équations des semi-conducteurs.

2.6.1 Équations des semi-conducteurs

À partir des équations de Maxwell, nous pouvons écrire un ensemble d’équations décrivant le champ électrique \vec{F} et la répartition des porteurs libres dans un matériau semi-conducteur [72, 73]. Par ailleurs, la polarisation électrique \vec{P} sera restreinte au premier ordre linéaire de telle sorte que nous puissions écrire $\vec{D} = \epsilon \cdot \vec{F}$. Ainsi, l’équation de Poisson décrit le comportement du champ électrique en fonction des concentrations des porteurs libres :

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon \cdot \vec{F})(\vec{r}, t) = e(n(\vec{r}, t) - p(\vec{r}, t) + N_A(\vec{r}) - N_D(\vec{r})) \quad (2.6.1)$$

où e est la charge élémentaire, n et p sont respectivement la concentration des électrons et des trous et où N_A et N_D sont les concentrations d’éventuelles impuretés présentes dans le semi-conducteur et acceptant ou donnant des électrons (et témoignant d’un éventuel dopage du semi-conducteur). D’autre part, les équations de dérive et de diffusion décrivent l’évolution du courant (associé à chaque type de porteurs) due à la présence d’un champ électrique \vec{F} et de la répartition non uniforme des porteurs libres dans le semi-conducteur :

$$\vec{j}_n(\vec{r}, t) = e\mu_n n(\vec{r}, t) \vec{F}(\vec{r}, t) + e \frac{k_B T}{\mu_n} \vec{\nabla} n(\vec{r}, t) \quad (2.6.2)$$

$$\vec{j}_p(\vec{r}, t) = e\mu_p p(\vec{r}, t) \vec{F}(\vec{r}, t) - e \frac{k_B T}{\mu_p} \vec{\nabla} p(\vec{r}, t) \quad (2.6.3)$$

où k_B est la constante de Boltzmann, T est la température et μ_n et μ_p sont respectivement les mobilités de électrons et des trous. Enfin, les équations de continuité assurent la conservation de la charge :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{j}_n(\vec{r}, t) - e \frac{\partial n}{\partial t}(\vec{r}, t) = -e(G_n - U_n) \quad (2.6.4)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{j}_p(\vec{r}, t) + e \frac{\partial p}{\partial t}(\vec{r}, t) = e(G_p - U_p) \quad (2.6.5)$$

où G et U désignent respectivement les taux de génération et de recombinaison des porteurs libres. Différents modèles décrivant ces grandeurs existent selon les mécanismes physiques impliqués [72, 73] (par exemple la recombinaison Auger ou l'ionisation par impact électronique). Ces équations sont non linéaires et leur résolution nécessite d'utiliser des méthodes purement numériques (méthode de Newton-Raphson en particulier). Dans la suite nous travaillerons uniquement en régime stationnaire en temps, correspondant à des situations d'équilibre.

Dans un premier temps, à l'équilibre thermique (i.e. en l'absence de champs électriques appliqués dans le semi-conducteur), les distributions spatiales des porteurs libres sont uniformes et peuvent être décrites en utilisant la statistique de Maxwell-Boltzmann :

$$n(\vec{r}) = N_C e^{-\frac{E_C - E_F}{k_B T}} \quad \text{et} \quad p(\vec{r}) = N_V e^{\frac{E_V - E_F}{k_B T}} \quad (2.6.6)$$

où N_C et N_V sont respectivement la densité effective d'états dans les bandes de conduction et de valence. Ces répartitions spatiales sont constantes dans le semi-conducteur et reliées par loi d'action de masse $n \cdot p = n_i^2$, avec n_i la concentration intrinsèque de porteurs. Cette loi est valable à la fois pour les semi-conducteurs intrinsèques (sans dopage) et extrinsèques (avec dopage). Selon le dopage du semi-conducteur, le niveau de Fermi est décalé vers la bande de conduction pour le type n ou vers la bande de valence pour le type p, favorisant ainsi certains types de porteurs dans le semi-conducteur. Dans le cas du silicium, le dopant de type p est le bore et celui de type n est le phosphore.

2.6.2 Régimes des porteurs libres

Lorsqu'un champ électrique statique est généré dans un semi-conducteur, par l'intermédiaire d'une différence de potentiel appliquée au niveau de contacts métalliques, l'équilibre thermique est rompu et les distributions spatiales des porteurs libres ne sont plus uniformes. Leur description à l'équilibre thermique, données par l'équation (2.6.6) n'est donc plus valide. Cependant, elles peuvent être écrites de manière analogue en utilisant la notion de quasi-niveau de Fermi pour les électrons (E_{F_n}) et les trous (E_{F_p}) :

$$n(\vec{r}) = N_C e^{-\frac{E_C(\vec{r}) - E_{F_n}(\vec{r})}{k_B T}} \quad \text{et} \quad p(\vec{r}) = N_V e^{-\frac{E_V(\vec{r}) - E_{F_p}(\vec{r})}{k_B T}} \quad (2.6.7)$$

Il faut donc recourir aux équations des semi-conducteurs pour décrire la nouvelle répartition des porteurs ainsi que le champ électrique résultant. Dans notre cas, le silicium est séparé des contacts métalliques par une couche isolante. Aucun courant ne peut donc circuler, ce qui entraîne que $E_{F_n}(\vec{r}) = E_{F_p}(\vec{r}) = E_F$. Par conséquent, les distributions de porteurs sont fortement affectées lorsque les bandes de valence et conduction sont modifiées. Pour comprendre cela, prenons l'exemple d'une capacité MIS [74] (de l'acronyme anglais *Metal-Insulator-Semiconductor*) avec un semi-conducteur de type p. Selon les tensions électriques appliquées, les concentrations des porteurs sont modifiées au niveau de l'interface isolant/semi-conducteur :

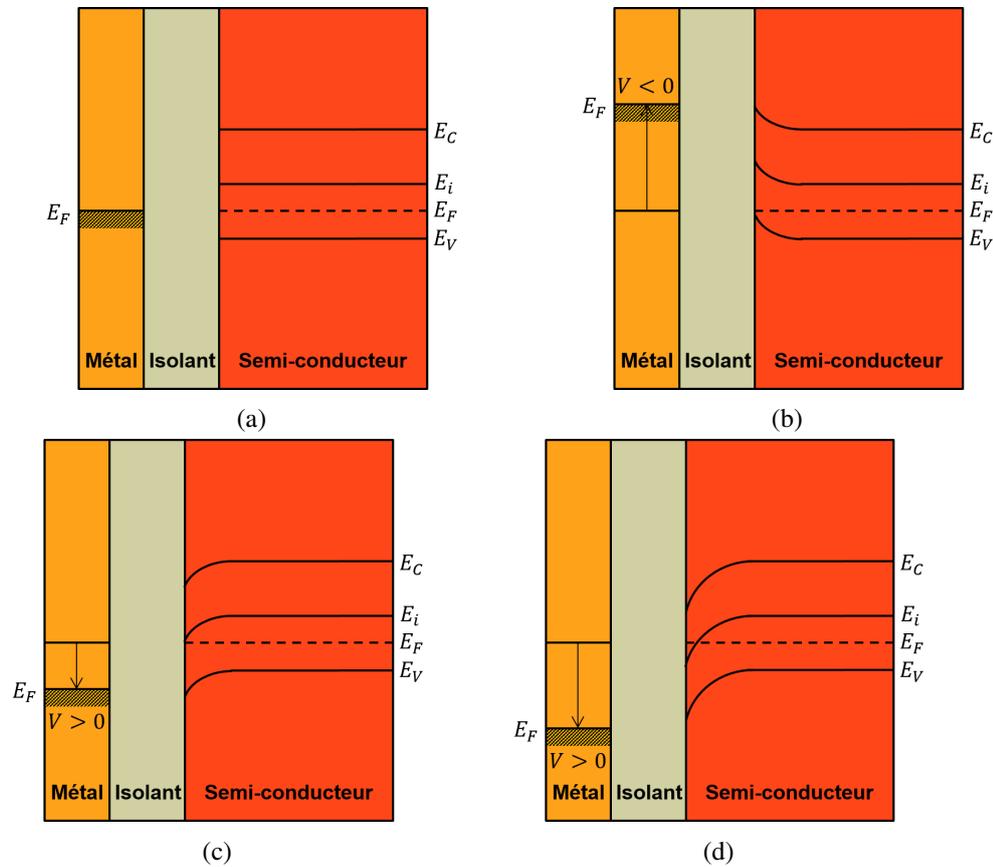


FIGURE 2.6.1 – Différents régimes de porteurs libres dans un semi-conducteur de type p. (a) À l'équilibre thermique. (b) En accumulation. (c) En déplétion. (d) En inversion.

Lorsqu'une tension négative est appliquée, une accumulation de trous s'effectue à l'interface isolant/semi-conducteur. À l'inverse, lorsqu'une tension positive est appliquée les concentrations des trous et des électrons commencent à être comparables (régime de déplétion) jusqu'à ce que les électrons deviennent majoritaires (régime d'inversion). Ces différents régimes auront une influence sur la phase de l'onde optique et sur le champ électrique \vec{F} . Ces caractéristiques seront également retrouvées dans le cas des guides d'onde rubans silicium employés comme nous le verrons aux chapitres 4 et 5.

2.6.3 Charges fixes et pièges aux interfaces

En pratique la couche isolante n'est pas purement neutre. Elle contient des charges fixes (bien souvent des ions). Ces charges fixes, de densité surfacique Q_{fc} , créent un champ électrique statique permanent dans le semi-conducteur, amenant les porteurs libres dans un certain régime, selon le signe des charges fixes. D'autre part, à l'interface isolant/semi-conducteur, une rupture de la cristallinité du semi-conducteur se produit, introduisant ainsi des niveaux d'énergie supplémentaires dans la bande interdite du semi-conducteur. Ces niveaux d'énergie sont autant de "réservoirs" à remplir ou à vider lors du passage du régime d'inversion à celui d'accumulation et réciproquement. En conséquence, de plus forts niveaux de tensions électriques seront nécessaires pour modifier le régime des porteurs libres. La densité surfacique Q_{it} de pièges dépend du matériau isolant utilisé ainsi que des conditions de dépôt de celui-ci sur le substrat semi-conducteur.

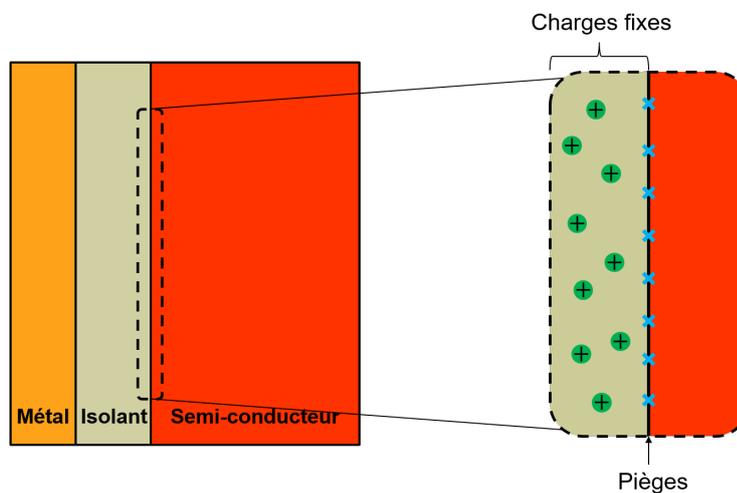


FIGURE 2.6.2 – Présence de charges fixes et de pièges au niveau de l'interface isolant/semi-conducteur.

Les densités de charges fixes Q_{fc} et de pièges Q_{it} peuvent être déterminées par le biais de mesures électriques $C(V, \omega)$ et $G(V, \omega)$ [74]. Nous détaillerons au chapitre 3 les techniques de mesures employées pour estimer ces deux grandeurs.

Il est primordial de connaître le comportement des porteurs libres dans les guides d'onde puisqu'ils sont responsables de fortes variations du champ électrique. Cela permet de bien modéliser l'effet Pockels dans le silicium contraint comme nous allons le voir dans la suite.

2.7 Modélisation des effets électro-optiques en régime DC

2.7.1 Théorie des perturbations pour les guides d'onde

En photonique intégrée, une perturbation consiste en un faible changement d'une ou plusieurs propriétés caractéristiques du milieu propageant la lumière ou des milieux environnants. Cette perturbation vient affecter la façon dont les modes optiques se propagent,

en modifiant notamment leur constante de propagation β . Cette variation, notée $\Delta\beta$, pour un mode donné s'écrit [75] :

$$\Delta\beta = \frac{\iint_{\infty} \left[\Delta(\omega\epsilon) \vec{E} \cdot \vec{E}^* + \Delta(\omega\mu) \vec{H} \cdot \vec{H}^* \right] dx dy}{\iint_{\infty} \left(\vec{E} \wedge \vec{H}^* + \vec{E}^* \wedge \vec{H} \right) \cdot \vec{z} dx dy} \quad (2.7.1)$$

Dans notre cas, seule la permittivité diélectrique du guide silicium est modifiée via des effets électro-optiques. Ainsi l'équation (2.7.1) peut s'écrire en terme de variation d'indice effectif de la manière suivante :

$$\Delta n_{\text{eff}} = c \frac{\iint_{\text{guide}} \Delta\epsilon \vec{E} \cdot \vec{E}^* dx dy}{\iint_{\infty} \left(\vec{E} \wedge \vec{H}^* + \vec{E}^* \wedge \vec{H} \right) \cdot \vec{z} dx dy} \quad (2.7.2)$$

Cette dernière formule est applicable aux effets électro-optique Pockels, Kerr ou de porteurs libres. La variation de la permittivité diélectrique $\Delta\epsilon$ pourra être modélisée différemment selon l'effet considéré.

2.7.2 Influence des porteurs libres

Sous l'action d'un champ électrique, les porteurs libres d'un matériau semi-conducteur se voient redistribués dans le guide d'onde. Cela conduit à une variation de l'indice de réfraction du silicium de manière non uniforme, affectant donc l'indice effectif Δn_{eff_c} des modes optiques guidés :

$$\Delta n_{\text{eff}_c} = 2c\epsilon_0 n \frac{\iint_{\text{guide}} \Delta n \vec{E} \cdot \vec{E}^* dx dy}{\iint_{\infty} \left(\vec{E} \wedge \vec{H}^* + \vec{E}^* \wedge \vec{H} \right) \cdot \vec{z} dx dy} \quad (2.7.3)$$

Pour décrire la variation Δn , plusieurs approches existent. La plus connue est le modèle de Drude-Lorenz [76]. Ce dernier se base sur une description classique du mouvement des électrons libres. Ainsi, une redistribution des porteurs libres entraîne une variation de l'indice de réfraction du matériau semi-conducteur traduite par la relation suivante :

$$\Delta n = -\frac{e^2 \lambda^2}{8\pi^2 c^2 \epsilon_0 n} \left(\frac{\Delta N_e}{m_{ce}^*} + \frac{\Delta N_h}{m_{ch}^*} \right) \quad (2.7.4)$$

Une variation de l'absorption a également lieu, exprimée comme suit :

$$\Delta\alpha = \frac{e^3 \lambda^2}{4\pi^2 c^3 \epsilon_0 n} \left(\frac{\Delta N_e}{m_{ce}^{*2} \mu_e} + \frac{\Delta N_h}{m_{ch}^{*2} \mu_h} \right) \quad (2.7.5)$$

Une approche expérimentale a également été proposée par Richard Soref et Brian Bennett [77] pour décrire de manière plus réaliste la variation de l'indice de réfraction en fonction des concentrations de porteurs libres. Ils ont montré en particulier qu'à 1550 nm la variation d'indice de réfraction du silicium suit la loi empirique ci-dessous :

$$\Delta n = - \left(8,8 \times 10^{-22} \Delta N_e + 8,5 \times 10^{-18} \Delta N_h^{0,8} \right) \quad (2.7.6)$$

et où la variation de l'absorption à cette même longueur d'onde s'écrit :

$$\Delta \alpha = 8,5 \times 10^{-18} \Delta N_e + 6 \times 10^{-18} \Delta N_h \quad (2.7.7)$$

2.7.3 Influence de l'effet Kerr

Tous les matériaux arborent des effets non linéaires du troisième ordre. Parmi eux, l'effet Kerr électro-optique (ou effet électro-optique quadratique) permet de modifier la permittivité diélectrique sous l'action d'un champ électrique \vec{F} :

$$\Delta \varepsilon = \varepsilon_0 \Delta \varepsilon_r = \varepsilon_0 \left(3\chi^{(3)} : \vec{F} \otimes \vec{F} \right) \quad (2.7.8)$$

Cependant, dans le silicium $\chi^{(3)} \sim 10^{-19} \text{ m}^2/\text{V}^2$ [78]. Par conséquent, compte-tenu de l'intensité des champs électriques (de l'ordre de 10^6 V/m comme nous le verrons aux chapitres 4 et 5) obtenus dans les guides d'onde optiques silicium, l'équation (2.7.8) conduit à des variations d'indice effectif de l'ordre de 10^{-7} - 10^{-6} . L'influence de l'effet Kerr sur la modulation électro-optique sera donc négligée.

2.7.4 Influence de l'effet Pockels

Dans le cas de l'effet Pockels, la variation de la permittivité diélectrique sous l'action d'un champ électrique \vec{F} s'écrit :

$$\Delta \varepsilon = \varepsilon_0 \Delta \varepsilon_r = \varepsilon_0 \left(2\chi^{(2)} \cdot \vec{F} \right) \quad (2.7.9)$$

En appliquant le résultat des équations (2.4.1) et (2.7.9) à l'équation (2.7.2), la variation d'indice effectif induit par effet Pockels Δn_{eff_p} s'écrit donc :

$$\Delta n_{\text{eff}_p} = \sum_{ijk} \sum_{mnl} \Gamma_{mnl}^{ijk} \widehat{\eta}_{mnl}^{ijk} \quad (2.7.10)$$

où

$$\widehat{\eta}_{mnl}^{ijk} = 2c\varepsilon_0 \frac{\iint_{\text{guide}} \eta_{mnl} E_i E_j^* F_k dx dy}{\iint_{\infty} \left(\vec{E} \wedge \vec{H}^* + \vec{E}^* \wedge \vec{H} \right) \cdot \vec{z} dx dy} \quad (2.7.11)$$

sont les *gradients de déformation effectifs* (GDE) et représentent l'efficacité de recouvrement du mode optique et du champ électrique extérieur avec les gradients de déformation. Ce modèle a fait l'objet d'une publication [14] dans la revue *Journal of Applied Physics* en octobre 2017. Combiné aux effets de porteurs libres, ce modèle permet de comprendre les comportements électro-optiques obtenus dans le silicium contraint en régime DC. Mais en pratique, les porteurs libres ont une forte influence sur la modulation électro-optique dans

ce régime, rendant l'analyse de l'effet Pockels très difficile, voire impossible. Cependant, ces porteurs libres ont des temps de relaxation faibles en comparaison de ceux des nuages électroniques [79] (voir tableau 2.7.1).

Mécanisme	Temps de réaction (s)	Temps de relaxation (s)
Distorsion des nuages électroniques	$10^{-15} \sim 10^{-16}$	$10^{-15} \sim 10^{-16}$
Variation des distributions de porteurs	$10^{-10} \sim 10^{-13}$	$10^{-8} \sim 10^{-10}$

TABLE 2.7.1 – Comparaison des temps de réponse de différents mécanismes à l'origine d'une variation d'indice de réfraction.

Ainsi, en travaillant avec des champs électriques oscillant à des fréquences micro-ondes (où les variations de champs électriques sont de l'ordre de $10^{-10} \sim 10^{-11}$ s), il est possible de séparer l'effet Pockels des effets de porteurs libres. Un nouveau modèle doit donc être construit pour décrire l'effet Pockels, prenant en compte les caractéristiques électriques des signaux micro-ondes, ce qui fait l'objet de la section suivante.

2.8 Extension du modèle dans le domaine micro-onde

2.8.1 Propagation des ondes hyperfréquences

En régime AC basses fréquences (< 10 MHz), la longueur d'onde des signaux est très grande devant les dimensions des circuits électriques. L'approximation des régimes quasi stationnaires (ARQS) est alors utilisée pour étudier le comportement de ces signaux électriques dans le cadre de l'électronique classique. Lorsque la longueur d'onde devient comparable aux dimensions des circuits, cette approximation n'est plus valide et le caractère ondulatoire des signaux doit être pris en compte. La propagation de ces ondes peut être décrite de façon analogue aux ondes optiques en prenant néanmoins en compte les effets de charges et courants libres, plus significatifs aux fréquences micro-ondes. L'équation de propagation s'écrit alors dans ce cas :

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}) (\vec{r}, \omega) - \frac{\omega^2}{c^2} \left(\left(1 - i \frac{\sigma(\vec{r})}{\omega \epsilon_0} \right) \mathbb{I} + \chi^{(1)}(\omega) \right) \cdot \vec{E} (\vec{r}, \omega) = \vec{0} \quad (2.8.1)$$

et se résout par des méthodes numériques (différences finies ou éléments finis) pour déterminer le profil spatial des modes micro-ondes et leur indice effectif. Pour propager de tels modes hyperfréquences, des guides d'onde métalliques avec un milieu de propagation diélectrique sont utilisés. En voici quelques exemples :

Du fait de la présence de deux lignes métalliques, les modes supportés par ces guides sont souvent TEM (Transverse électrique-magnétique) dans le cas de la ligne coaxiale ou quasi-TEM pour les lignes micro-ruban et coplanaire. Cette propriété des ondes hyperfréquences permet de faire correspondre un couple tension-intensité (V, I) au couple champ électrique-champ magnétique (E, H). Ainsi, il est possible de décrire la propagation de ces

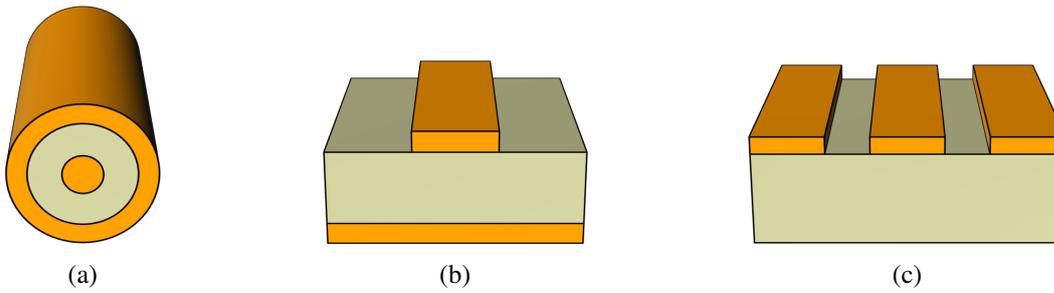


FIGURE 2.8.1 – Exemples de lignes de propagation micro-onde. (a) Ligne coaxiale. (b) Ligne micro-ruban. (c) Ligne coplanaire.

ondes avec le formalisme de la *théorie des lignes* [80]. Une section de ligne de propagation micro-onde de longueur infinitésimale dz pourra être modélisée de la manière suivante :

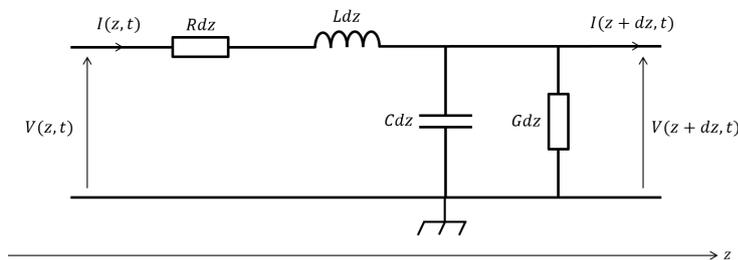


FIGURE 2.8.2 – Tronçon élémentaire d'un guide d'onde métallique modélisé par des éléments localisés RLCG.

En écrivant les lois de Kirchhoff dans cette cellule élémentaire, nous pouvons écrire *les équations des télégraphistes* pour la tension V et l'intensité I . Pour la tension V , nous avons :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}(z,t) = LC \frac{\partial^2 V}{\partial t^2}(z,t) + (RC + GL) \frac{\partial V}{\partial t}(z,t) + GRV(z,t) \quad (2.8.2)$$

En régime harmonique ($V(z,t) = V(z)e^{i\omega t}$), l'équation (2.8.2) s'écrit plus simplement :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}(z,t) = \underbrace{(R + i\omega L)(G + i\omega C)}_{=\gamma^2 = (\alpha + i\beta)^2} V(z,t) \quad (2.8.3)$$

Ainsi, la résolution de l'équation (2.8.3) permet d'écrire en régime harmonique la tension V_{AC} comme la superposition de deux ondes se propageant en sens opposé l'une de l'autre :

$$V_{AC}(z,t) = V^+ e^{-\alpha z} e^{i(\omega t - \beta z)} + V^- e^{\alpha z} e^{i(\omega t + \beta z)} \quad (2.8.4)$$

où α représente les pertes linéiques de propagation et $\beta = \frac{\omega}{c} n_{\text{eff}}$ la constante de propagation de l'onde hyperfréquence. En pratique les signaux sont quasi-harmoniques et donc il faut considérer un paquet d'ondes centré sur une fréquence. Dans le cas où ce paquet d'ondes se propage uniquement dans le sens direct, la tension AC en régime micro-onde (à une fréquence donnée) pourra s'écrire :

$$V_{AC}(z, t) = V_{AC_0}(f_\mu) e^{-\alpha_\mu(f_\mu)z} e^{-i\frac{2\pi f_\mu}{c} n_{g_\mu}(f_\mu)z} e^{i2\pi f_\mu t} \quad (2.8.5)$$

où f_μ est la fréquence micro-onde, V_{AC_0} la tension pic à l'entrée de la ligne et n_{g_μ} l'indice de groupe du mode micro-onde. Cette tension hyperfréquence se propage en parallèle de l'onde optique. Nous notons t' l'instant à partir duquel un photon quelconque commence à "voir" le signal micro-onde. Ainsi, nous pouvons écrire :

$$t = t' + \frac{n_{g_o}}{c} z \quad (2.8.6)$$

Par conséquent, la tension V_{AC} (dans l'espace fréquentiel) vue par les photons de l'onde optique peut s'écrire [81, 82, 83] :

$$V_{AC}(z, f_\mu) = V_{AC_0}(f_\mu) e^{-\alpha_\mu(f_\mu)z} e^{-i\frac{2\pi f_\mu}{c} \delta_{\mu o}(f_\mu)z} \quad (2.8.7)$$

où $\delta_{\mu o}(f_\mu) = n_{g_\mu}(f_\mu) - n_{g_o}$ correspond à l'écart en indice de groupe entre les signaux optique et micro-onde. Le cas idéal de modulation électro-optique efficace est obtenu lorsque $\alpha_\mu = 0 \text{ m}^{-1}$ et $\delta_{\mu o} = 0$, i.e. quand le signal micro-onde se propage sans pertes et à la même vitesse que le signal optique. Mais en pratique ces conditions ne sont jamais remplies. Par conséquent, ces deux grandeurs doivent faire l'objet d'une caractérisation expérimentale spécifique dont nous donnerons les détails aux chapitres 4 et 5.

2.8.2 Déphasage optique due à l'effet Pockels induit par un signal micro-onde

La description de l'effet Pockels dans le domaine micro-onde nécessite de modifier le modèle précédemment établi en régime DC, de façon à prendre en compte la variation de la tension le long de la zone d'interaction (ZI) des ondes optique et électrique. La variation d'indice effectif d'un mode optique devient ainsi fonction de la position z sur cette ZI. Le déphasage optique subi par ce mode se calcule donc en intégrant cette variation, comme suit :

$$\Delta\phi_P = \int_{ZI} \frac{2\pi}{\lambda_{opt}} \Delta n_{eff_p}(z) dz \quad (2.8.8)$$

Grâce à la théorie des perturbations pour les guides d'onde nous pouvons donc écrire, en utilisant l'équation (2.7.10), l'expression suivante pour le déphasage optique :

$$\Delta\phi_P = \frac{2\pi}{\lambda_{opt}} \sum_{ijk} \sum_{mnl} \Gamma_{mnl}^{ijk} \int_{ZI} \widehat{\eta}_{mnl}^{ijk}(z) dz \quad (2.8.9)$$

Cette formule est générale et peut être appliquée pour n'importe quels signaux électriques de commande. Cependant, nous travaillerons uniquement dans le cas où un signal électrique quasi-harmonique micro-onde V_{AC} est superposé à un signal électrique continu V_{DC} . Par

conséquent les gradients de déformation effectifs s'écrivent :

$$\widehat{\eta}_{mnl}^{ijk}(V_{DC} + V_{AC}(z, f_\mu)) = 2c\epsilon_0 \frac{\iint_{\text{guide}} \eta_{mnl} E_i E_j^* F_k (V_{DC} + V_{AC}(z, f_\mu)) dx dy}{\iint_{\infty} (\vec{E} \wedge \vec{H}^* + \vec{E}^* \wedge \vec{H}) \cdot \vec{z} dx dy} \quad (2.8.10)$$

Le signal AC peut être vu comme une perturbation du signal DC. Un développement de Taylor sur le champ électrique \vec{F} implique donc :

$$F_k(V_{DC} + V_{AC}(z, f_\mu)) \simeq F_k(V_{DC}) + \frac{\partial F_k}{\partial V}(V_{DC}, f_\mu) V_{AC}(z, f_\mu) \quad (2.8.11)$$

En appliquant ce développement limité à l'équation (2.8.10), nous pouvons donc écrire :

$$\widehat{\eta}_{mnl}^{ijk}(V_{DC} + V_{AC}(z, f_\mu)) \simeq \widehat{\eta}_{mnl}^{ijk}(V_{DC}) + \frac{\partial \widetilde{\eta}_{mnl}^{ijk}}{\partial V}(V_{DC}, f_\mu) V_{AC}(z, f_\mu) \quad (2.8.12)$$

Le premier terme correspond au gradient de déformation effectif obtenu en régime DC, comme décrit dans la section précédente. Le second terme décrit la variation du GDE quand un signal harmonique est appliqué. Selon la fréquence de l'harmonique, les porteurs libres peuvent être plus ou moins sollicités et influencer le champ électrique \vec{F} . Il est donc nécessaire de recalculer les GDE en tant compte du signal harmonique comme une perturbation. Ce faisant, nous obtenons les *gradients de déformation effectifs harmoniques* $\widetilde{\eta}_{mnl}^{ijk}$ (GDEH). Par conséquent, le déphasage optique induit par effet Pockels via une commande électrique micro-onde peut s'écrire de la manière suivante :

$$\Delta\phi_P^{AC}(f_\mu, V_{DC}) = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{opt}}} \left(\sum_{ijk} \sum_{mnl} \Gamma_{mnl}^{ijk} \frac{\partial \widetilde{\eta}_{mnl}^{ijk}}{\partial V}(V_{DC}, f_\mu) \right) \int_{ZI} V_{AC}(z, f_\mu) dz \quad (2.8.13)$$

Cette formule rassemble tous les aspects physiques développés au cours de ce chapitre. Nous verrons au chapitre 4 comment l'exploiter pour notamment déterminer les coefficients Γ_{mnl}^{ijk} , nécessaires pour décrire le tenseur $\chi^{(2)}$ du silicium. Les GDEH seront notamment calculés en utilisant le logiciel de simulations multi-physiques *COMSOL* [84]. Ce modèle a fait l'objet d'une publication dans la revue *Nature Communications Physics* [64] dont je suis le premier auteur.

2.9 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit l'ensemble des éléments théoriques permettant d'appréhender l'étude de l'effet Pockels dans le silicium contraint du point de vue de l'optique non linéaire via une formulation issue de la théorie de l'électromagnétisme. En particulier, un modèle liant le tenseur de susceptibilité électrique du second ordre aux gradients de dé-

formation induits mécaniquement a été décrit. Cependant, la nature semi-conductrice du silicium et la dynamique complexe des porteurs libres sous l'action d'un champ électrique compliquent considérablement l'analyse de l'effet Pockels dans des guides d'onde silicium. De ce fait, une description en régime micro-onde a été adoptée afin de la simplifier. Ainsi, une formulation condensée de l'influence de l'effet Pockels sur la variation de phase d'une optique a été proposée. Pour pouvoir la mettre en application du point de vue expérimental, des échantillons doivent être conçus selon les techniques de micro-fabrication spécifiques, ce qui fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 3

Fabrication des structures photoniques en silicium contraint

Sommaire

3.1 Préparations préliminaires	47
3.1.1 Enrésinement de wafer	47
3.1.2 Prédécoupe d'échantillons	48
3.2 Définition des guides d'onde optiques	48
3.2.1 Lithographie électronique	48
3.2.2 Gravure sèche du silicium	52
3.3 Dépôt de la couche contrainte	54
3.3.1 Mécanismes physiques de génération de contraintes dans des couches minces	54
3.3.2 Dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma	55
3.3.3 Caractérisation par ellipsométrie : épaisseur et indice optique	57
3.3.4 Mesure de la contrainte interne	60
3.3.5 Caractérisations Capacité-Tension $C(V, \omega)$ et Conductance-Tension $G(V, \omega)$	62
3.4 Définition des lignes de transmission micro-onde	67
3.4.1 Lithographie électronique	67
3.4.2 Dépôt de métal par évaporation et lift-off	68
3.5 Conclusion	69

Dans ce chapitre, nous allons détailler les principaux procédés de fabrication utilisés pour concevoir les échantillons exploités durant la thèse pour l'étude des effets électro-optiques présentés au chapitre précédent. Chacune des étapes de fabrication fera l'objet d'une description détaillée de façon à bien comprendre l'évolution des échantillons depuis la puce vierge jusqu'au dispositif final. L'ensemble des équipements de fabrication sont intégralement issus de la salle blanche du C2N. Par ailleurs, différentes techniques de caractérisation permettant un suivi contrôlé à chacune des étapes de la fabrication seront également

décrites. Les résultats de ces caractérisations sont très importants pour la modélisation des effets électro-optiques, justifiant de ce fait leur mise en avant dans ce chapitre.

3.1 Préparations préliminaires

Les wafers utilisés pour fabriquer les échantillons sont des wafers SOI (*Silicon-on-Insulator*) de 200 mm de diamètre fournis par le CEA-LETI (cf figure 3.1.1a). Ils sont constitués d'une couche mince de silicium d'une épaisseur de 260 nm séparée du substrat de silicium épais de 725 μm par 2 μm de silice enterrée (voir figure 3.1.1b) pour empêcher les fuites de lumière dans ledit substrat. Cependant, le grand diamètre de ces wafers est incompatible avec les différents équipements de lithographie, de gravure ou encore de dépôts disponibles au C2N. Une étape préliminaire consiste donc à prélever dans ces wafers des échantillons plus petits, typiquement 4 x 2 cm^2 .

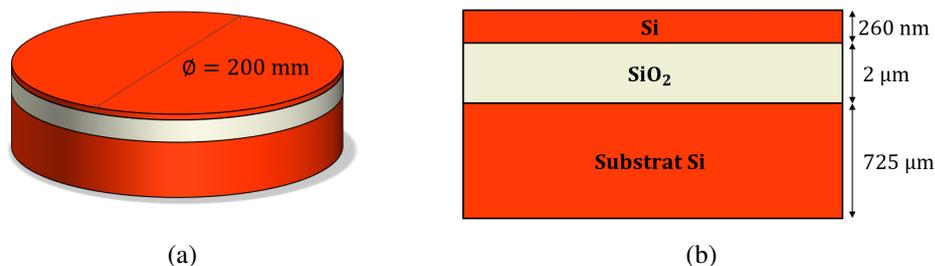


FIGURE 3.1.1 – Wafer SOI. (a) Vue en perspective. (b) Vue en coupe

3.1.1 Enrésinement de wafer

Dans un premier temps, une fine couche de promoteur d'adhérence (*Primer Deposit*) est déposée à la surface du wafer par enduction centrifuge. Elle permet de déposer la résine électronique positive ZEP520A [85] diluée dans l'anisole (avec un taux de dilution en masse de 2) en garantissant son adhérence sur la surface du wafer. L'enduction est effectuée dans les deux cas pendant 60 secondes avec une vitesse de rotation fixée à 6000 tours par minute. De cette façon, la résine a donc une épaisseur d'environ 100 nm (d'après la documentation de la résine), relativement uniforme sur la quasi totalité de la surface du wafer. De fortes variations d'épaisseur de résine (aussi appelés effets de bords) se retrouvent aux extrémités du wafer, non exploitées dans la fabrication des structures photoniques. Les échantillons ont donc une couche de résine homogène, favorable pour l'étape de lithographie. Finalement, un recuit de la résine à 180°C pendant 3 minutes est effectué pour la densifier (son épaisseur diminue d'une dizaine de nanomètres environ) et améliorer son adhérence afin de la rendre prête pour l'écriture en lithographie électronique.

3.1.2 Prédécoupe d'échantillons

Le wafer est ensuite clivé de façon à obtenir des puces de dimensions 4cm x 2cm (figure 3.1.2).

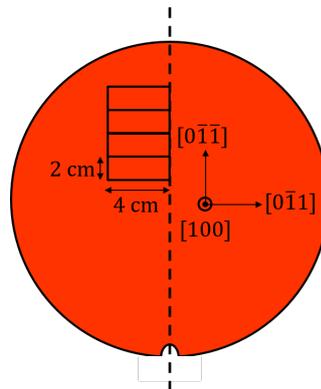


FIGURE 3.1.2 – Découpe des puces.

Le clivage s'effectue selon des directions équivalentes à la direction $[110]$, correspondant à des plans cristallins du silicium, ce qui permet d'obtenir des échantillons dont les dimensions peuvent être bien contrôlées. En effet, la largeur 2 cm a été choisi de façon à être compatible avec les équipements de lithographie électronique, et doit donc être la plus précise possible. Une erreur de 1 mm sur cette dimension entraînerait inévitablement des complications techniques, puisque les échantillons doivent pouvoir être insérés dans des encoches de manière à ne pas bouger lors des écritures en lithographie, dont nous donnerons une description par la suite.

3.2 Définition des guides d'onde optiques

La première étape dans la conception des modulateurs consiste à définir les structures optiques dans la fine couche de silicium en gravant ce dernier de manière sélective. Pour ce faire, la résine électronique ZEP520A préalablement déposée doit pouvoir servir de masque respectant les géométries des motifs souhaités. Cela est rendu possible par la lithographie à faisceau d'électrons ou lithographie électronique [86, 87].

3.2.1 Lithographie électronique

La lithographie électronique est une technique d'écriture de motifs dont les dimensions peuvent descendre jusqu'à la dizaine de nm. Elle utilise un faisceau d'électrons focalisé sur quelques nanomètres pour insoler des résines avec grande précision, ce qui en fait un outil tout à fait adapté pour la fabrication des structures optiques compte-tenu de leurs très faibles dimensions.

Un filament (le plus souvent en tungstène), situé dans la partie supérieure d'une colonne sous ultra-vide, émet un faisceau d'électrons en direction de l'échantillon situé en contre-

bas. Ces électrons sont considérablement accélérés grâce à l'application d'un fort champ électrique dans la colonne de façon à limiter l'élargissement du faisceau lorsque celui-ci traverse la couche de résine électronique (due aux collisions élastiques des électrons avec la matière). D'autre part, un ensemble de lentilles magnétiques et de défecteurs permet de manipuler ce faisceau d'électrons en le positionnant et en le focalisant sur la résine à différents emplacements, venant ainsi y modifier sa solubilité (par la dislocation de chaînes polymères constituant la résine). Dans ce cas, aucun masquage physique de la résine n'est nécessaire puisque la position du faisceau est pilotée de manière logicielle et peut ainsi être paramétrée de façon à suivre une certaine géométrie prédéfinie par l'utilisateur.

Nous avons utilisé l'équipement de lithographie électronique *nB4* [88]. Celui-ci permet d'atteindre une accélération des électrons à 80kV, garantissant alors une profondeur de pénétration du faisceau d'électrons sur quelques microns dans l'échantillon. L'écriture d'un motif dans la résine s'effectue par l'intermédiaire de grilles de champs et sous-champs. Chaque champ correspond à un déplacement de la platine interférométrique contrôlant la position du porte-échantillon sous la colonne. Les sous-champs constituent une subdivision des champs et contiennent les positions des spots du faisceau d'électrons (voir figure 3.2.1).

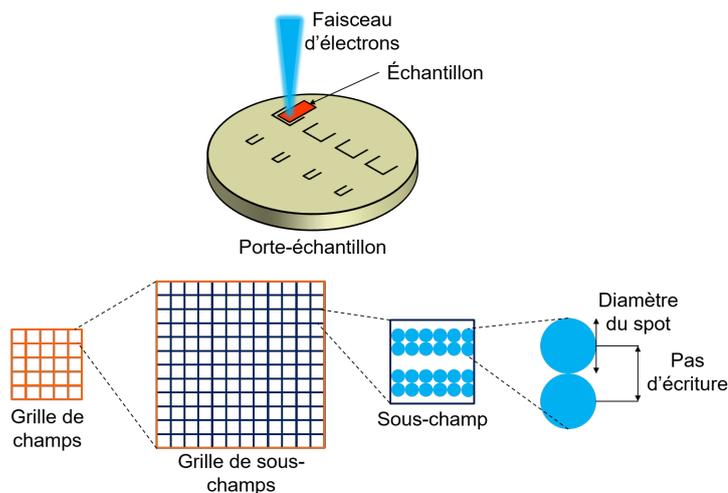


FIGURE 3.2.1 – Principe d'écriture de la lithographie électronique.

Des masques sont générés au format *GDSII* en utilisant le langage de programmation *Python* et la bibliothèque *gdspy*. La *ZEP520A* étant une résine positive, des zones de détournages autour des guides d'onde doivent être dessinées. En effet, une résine positive insolée est plus soluble et disparaîtra donc lors du développement, laissant le silicium non protégé libre pour une gravure. La largeur de détournage a été fixée à $3 \mu\text{m}$ de façon à bien isoler les guides d'onde (figure 3.2.4) du plan silicium non gravé évitant ainsi tout couplage de la lumière dans celui-ci. Par ailleurs, l'insolation de la résine est accompagnée d'effets de proximité. En effet les électrons secondaires rétro-diffusés ayant assez d'énergie pour insolée la résine vont agrandir les tailles des motifs souhaités. Il est néanmoins possible d'ajuster les dimensions des structures optiques lors de la conception des fichiers *gds* connaissant

l'impact des effets de proximité. Cela permet ainsi de ne pas modifier les paramètres d'insolation. Un exemple de code *Python* permettant de tracer un guide d'onde optique en ligne droite est donné ci-dessous :

```
import gdspy

gds_file_name = 'gds_python_code.gds'

mask = gdspy.Cell('MASK')
unit_choice = 1.0e-6
precision_choice = 5.0e-9
layer_choice = 1

proximity_effect = 0.03

x0 = 0
y0 = 0
w_etch = 3.0
w_wg = 0.4+2*proximity_effect
L_wg = 50.0

waveguide = gdspy.Path(w_etch, (x0, y0), number_of_paths=2,\
                        distance=w_etch+w_strip)
waveguide.segment(L_wg, layer=layer_choice)
mask.add(waveguide)

gdspy.gds_print(gds_file_name, unit=unit_choice,\
                precision=precision_choice)
```

L'unité de l'ensemble des distances est ici donnée en μm et la distance minimum entre deux points est fixée à 5 nm. Le motif à dessiner est placé dans une cellule et est affecté d'un numéro de couche. Après compilation de ce code, nous obtenons le fichier *gds* dont une représentation schématique est donnée figure 3.2.2.

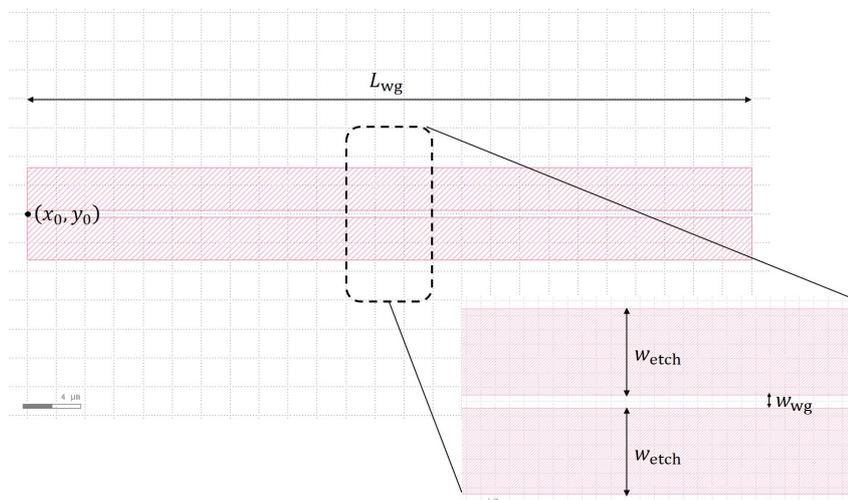


FIGURE 3.2.2 – Exemple de schéma *gds* d'un guide d'onde optique droit de $50\ \mu\text{m}$ de long.

Les fichiers *gds* ainsi conçus sont ensuite convertis au format *npf* (pour *nanobeam pattern format*) via un programme java fourni par le constructeur. Cette conversion se base sur une fracturation de l'ensemble des géométries dessinées dans les fichiers *gds* en polygones à partir des grilles de champs et sous-champs. Les fichiers *npf* sont ainsi encodés de façon à pouvoir être interprétés par la machine et ainsi piloter les déflecteurs lors de l'écriture. Enfin, des fichiers au format *nif* (pour *nanobeam job format*) comprenant des paramètres du faisceau d'électrons et des lignes d'instructions permettant l'exploitation des fichiers *npf* sont préparés. En particulier, quatre valeurs de mise au point du faisceau sont mesurées aux coins de l'échantillon. Un plan moyen de mise au point est ainsi obtenu sur toute sa surface, de façon à homogénéiser l'écriture. Les paramètres du faisceau d'électrons utilisés pour la *ZEP520A* sont les suivants :

Paramètres	Valeur
Courant (nA)	1,9
Dose (C/m ²)	3
Pas d'écriture (nm)	5
Taille des champs (μm)	300
Taille des sous-champs (μm)	10

TABLE 3.2.1 – Paramètres d'exposition de la *ZEP520A*.

Lorsque le courant est réglé à 2 nA (ou moins), le diamètre du spot du faisceau d'électrons est estimé à 4-5 nm. Le pas d'écriture a été fixé à 5 nm, avec une dose de 3 C/m² pour insoler la résine le plus rapidement possible (la fréquence d'écriture est ainsi proche de la limite de fonctionnement de la machine). Cependant, parce que le diamètre du faisceau d'électrons est similaire au pas d'écriture, l'insolation n'est pas effectuée parfaitement au niveau des bords, créant par conséquent une rugosité de la résine qui sera inévitablement transférée dans le silicium lors de la gravure. Plus la rugosité des flancs des guides d'onde optiques est importante, plus les pertes de propagation optique augmenteront. Néanmoins, il est possible de limiter cette rugosité en réduisant le courant à 0,5 nA et le pas d'écriture à 2 nm tout en conservant une dose de 3 C/m², mais au détriment du temps d'insolation complet de l'échantillon (celui-ci étant doublé voire triplé par rapport au cas précédent). Cela dit, il est très difficile de calibrer la lithographie électronique avec cette faible valeur de courant. Aussi, nous avons choisi de travailler exclusivement avec un courant de 5 nA en ce qui concerne l'utilisation de la résine *ZEP520A*. Une illustration de l'impact du pas d'écriture sur la rugosité des flancs de guides est proposé à la figure 3.2.3.

Une fois l'insolation terminée, l'échantillon est ensuite développé dans une solution *ZEDN50* durant 30 secondes de façon à retirer la résine insolée par le faisceau d'électrons (voir figure 3.2.4).

Nous obtenons ainsi un masquage sélectif de la couche mince de silicium.

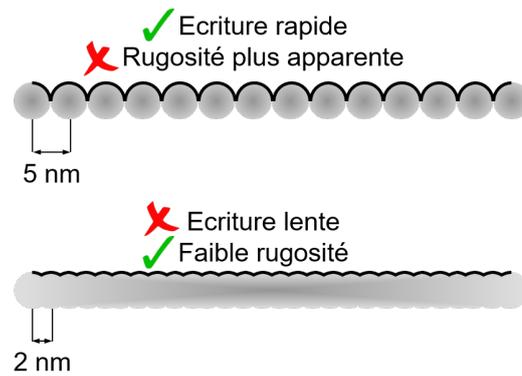


FIGURE 3.2.3 – Influence du pas d'écriture de la lithographie électronique sur la rugosité.

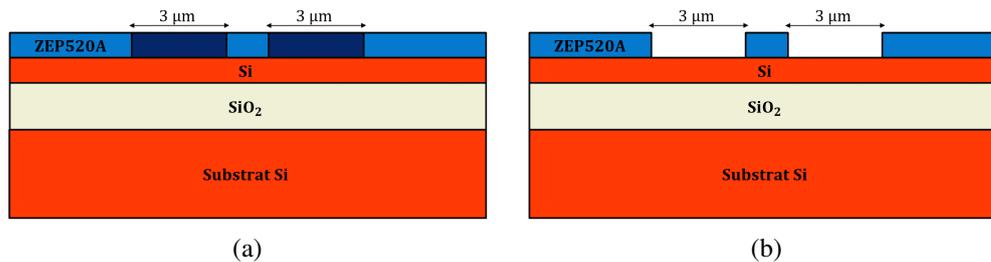


FIGURE 3.2.4 – Préparation du masque pour la définition des guides d'onde optiques. (a) Insolation de la résine. (b) Développement.

3.2.2 Gravure sèche du silicium

Le transfert des motifs dessinés dans la résine dans le silicium peut donc être effectué de façon à obtenir les guides d'onde. Pour ce faire, nous avons recours à une gravure ionique réactive en utilisant un plasma à couplage inductif (ICP-RIE) [89]. Un mélange de gaz octafluorocyclobutane (C_4F_8) et hexafluorure de soufre (SF_6) est utilisé pour graver le silicium de manière à obtenir des parois quasi verticales pour les guides d'onde. Le silicium est gravé par le SF_6 tandis que le C_4F_8 génère du téflon (C_2F_n) venant passiver la surface de la résine :



Cette passivation permet d'augmenter la sélectivité de la résine, i.e. de réduire sa vitesse de gravure par rapport à celle du silicium. De cette façon, nous pouvons être sûr qu'il reste toujours de la résine quand la gravure est terminée et donc que l'épaisseur de la couche mince silicium demeure inchangée.

Lors du processus de gravure, un courant électrique alternatif traverse une série de bobines, générant alors un champ magnétique. Ce dernier engendre par conséquent un intense champ électrique oscillant. Cela a pour conséquence d'ioniser le mélange gazeux en créant un plasma en haut de la chambre et de diriger les ions vers la surface de l'échantillon. En travaillant à faible pression, les ions bombardés sur l'échantillon possèdent donc un long libre parcours moyen qui permet de graver de la manière la plus verticale possible, à condition que les flancs de la résine le soient également (ce qui dépend de la qualité de la lithographie).

Paramètres	Valeur
Fréquence RF (MHz)	13,56
Puissance RF (W)	2500
Pression (mTorr)	5
Température (°C)	10

TABLE 3.2.2 – Paramètres de gravure du Si.

Les paramètres de la gravure sèche du silicium sont listés dans le tableau 3.2.2.

Une fois la gravure terminée, l'échantillon est nettoyé dans une solution piranha (avec un mélange d'un volume de peroxyde d'hydrogène H_2O_2 pour trois volumes d'acide sulfurique H_2SO_4) de façon à retirer la résine rémanente et la couche de téflon.

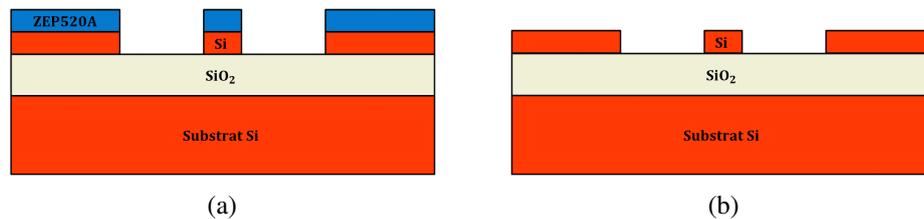


FIGURE 3.2.5 – Gravure sèche du silicium et nettoyage post-gravure. (a) Gravure du silicium. (b) Nettoyage.

Les dimensions des guides d'onde peuvent être vérifiées par microscopie électronique à balayage (MEB). Comme pour la lithographie électronique, un faisceau d'électrons vient bombardier la surface d'un échantillon à analyser en différentes positions. Les électrons secondaires rétro-diffusés sont collectés par un détecteur adéquat. Selon la topographie de l'échantillon ou des matériaux présents, les électrons secondaires seront émis avec plus ou moins d'énergie. En balayant ainsi une zone autour d'un motif, il est possible de reconstituer une cartographie de cette zone. Une image en niveaux de gris représentant le motif d'intérêt est ainsi obtenu par traitement informatique. Chacun des pixels est affecté d'un niveau de gris caractéristique de l'énergie des électrons secondaires détectés depuis le point de mesure. Ainsi, des mesures précises des dimensions des structures fabriquées sont possibles. Nous avons utilisé les microscopes électroniques *Raith150*, *Hitachi SU8000* ou *SEMFEF Philips* pour observer les échantillons. Des exemples de photographie MEB de guides d'onde silicium gravés sont donnés figure 3.2.6.

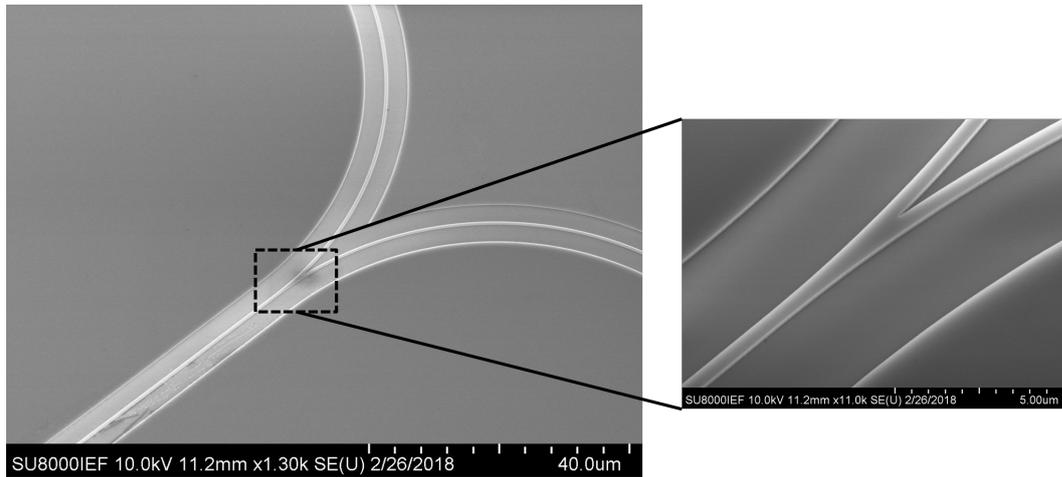


FIGURE 3.2.6 – Exemples de photographie MEB de guides d'onde silicium gravés.

3.3 Dépôt de la couche contrainte

Dans un second temps, nous devons venir exercer une contrainte mécanique sur les guides d'onde de façon à briser la symétrie d'inversion du silicium. Cela sera rendu possible en déposant une couche mince de nitrure de silicium (SiN) hautement contrainte. En effet, cette stratégie a été utilisée dans la majorité des publications sur le silicium contraint pour la photonique intégrée (voir chapitre 1). Ainsi, pour pouvoir simuler les gradients de déformation générés dans les guides d'onde, les caractéristiques mécaniques de ce matériau doivent être déterminées. Le SiN affecte également le comportement des modes optiques de par son épaisseur et son indice de réfraction et les propriétés électroniques des guides silicium de par la présence de charges fixes et de pièges aux interfaces. Des techniques de caractérisations de ces grandeurs physiques seront également détaillées.

3.3.1 Mécanismes physiques de génération de contraintes dans des couches minces

La contrainte interne propre à une couche mince déposée sur un substrat est le résultat de plusieurs contributions [90] :

- Contrainte intrinsèque σ_i
- Contrainte thermique σ_{th}
- Contrainte externe σ_{ext}

La contrainte externe a pour origine l'application de forces mécaniques sur l'échantillon supportant la couche mince. Cette stratégie a notamment été exploitée dans [13]. Nous n'utilisons pas de tels procédés dans notre cas et donc cette contrainte sera considérée comme inexistante par la suite.

La différence de coefficient d'expansion thermique entre la couche mince et le substrat est à la source de la contrainte thermique. En effet, lorsque le dépôt de la couche mince

est terminé, la température, initialement élevée pour le dépôt, est progressivement diminuée jusqu'à température ambiante. Le volume des deux matériaux va alors se réajuster en fonction de la température perçue. La différence de réajustement de volume entre les deux matériaux génère ainsi une contrainte dans le moins épais des deux. Plus les écarts en température et en coefficients d'expansion thermique entre les matériaux seront prononcés et plus la contrainte thermique sera importante. Cela est illustré par la formule suivante [91] :

$$\sigma_{th} = \frac{E_{subs}}{1 - \nu_{subs}} \int_{T_d}^{T_{amb}} (\alpha_s - \alpha_{cm}) dT \quad (3.3.1)$$

où E_{subs} et ν_{subs} sont respectivement le module d'Young et le coefficient de Poisson du substrat, T_d et T_{amb} sont respectivement les températures de dépôt et ambiante et α_s et α_{cm} sont respectivement les coefficients d'expansion thermique du substrat et de la couche mince. Dans notre cas, nous nous intéressons uniquement au dépôt de SiN sur Si. Leurs coefficients d'expansion thermique sont donnés dans le tableau ci-dessous [92] :

Matériau	Valeur (K ⁻¹)
Silicium	2,6
Nitride de silicium	3,3

TABLE 3.3.1 – Coefficients d'expansion thermique du silicium et du nitride de silicium.

La contrainte intrinsèque contribue majoritairement à la contrainte interne. Elle est le résultat de plusieurs mécanismes physiques pouvant avoir lieu lors du dépôt et que détaillerons plus loin. Au final, comme expliqué au chapitre 2, la contrainte effective finale peut être soit en tension ou en compression (figure 3.3.1).

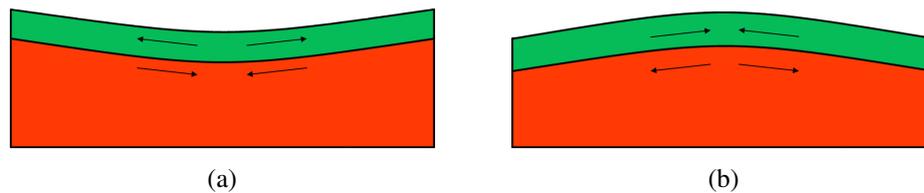


FIGURE 3.3.1 – États de contraintes possibles. (a) Contrainte en tension. (b) Contrainte en compression.

3.3.2 Dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma

La méthode de dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma ou PECVD (de l'acronyme anglais *Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition*) est employée pour déposer une couche contrainte sur les structures optiques silicium. En utilisant les gaz précurseurs silane (SiH_4) dilué à 2 % dans le diazote, ammoniac (NH_3) et diazote (N_2), nous pouvons déposer du nitride de silicium amorphe contraint :



Lors du dépôt, deux processus physiques entrent en compétition (cf figure 3.3.2). L'implémentation d'ions par bombardement vient étendre le réseau d'atomes de la couche de SiN, entraînant de ce fait une contrainte en compression. D'autre part, la désorption d'ions hydrogène depuis la couche de SiN génère des contraintes en tension. Ainsi, la nature de

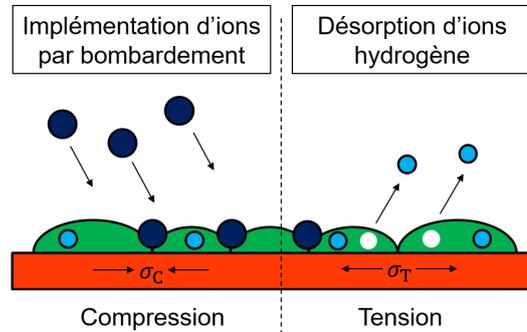


FIGURE 3.3.2 – Mécanismes de génération de la contrainte intrinsèque au SiN.

la contrainte finale (en tension ou en compression) est le résultat d'un équilibre entre ces deux processus. Dans notre cas, nous visons une contrainte interne au SiN de l'ordre de 1 GPa en compression. La recette de dépôt utilisée pour atteindre cet objectif possède les caractéristiques listées dans le tableau ci-contre.

Paramètres	Valeur
Fréquence RF (kHz)	380
Puissance RF (W)	20
Pression (mTorr)	400
Température (°C)	300
Débit volumique de SiH ₄ (sccm)	40
Débit volumique de NH ₃ (sccm)	30
Débit volumique de N ₂ (sccm)	2000

TABLE 3.3.2 – Paramètres de dépôt du SiN contraint.

La fréquence d'excitation du plasma est suffisamment faible pour que les ions y soient sensibles, favorisant de ce fait leur bombardement à la surface de l'échantillon. Une contrainte en compression est alors acquise à la fin des dépôts. En revanche, pour des fréquences d'excitation plus élevées (par exemple 13,56 MHz), les ions sont beaucoup moins excités et donc la désorption devient le processus majoritaire lors du dépôt, entraînant ainsi une contrainte finale en tension. Ici, le SiN contraint croît à une vitesse moyenne d'environ 15 nm/min. Les structures optiques sont finalement encapsulées par une couche de SiN (figure 3.3.3).

La stabilité, au cours du dépôt de SiN, de la puissance du plasma est cruciale pour garantir une couche contrainte stable. Cela est garanti par la bonne adaptation en impédance de boîtes d'accord RF contrôlant la puissance RF générée dans la chambre de dépôt. Dans le cas contraire, le SiN se délamine comme montré figure 3.3.4, rendant celui-ci caduc. La chambre doit donc être nettoyée très régulièrement pour éviter que les dépôts successifs n'affectent le bon fonctionnement des boîtes d'accords RF.

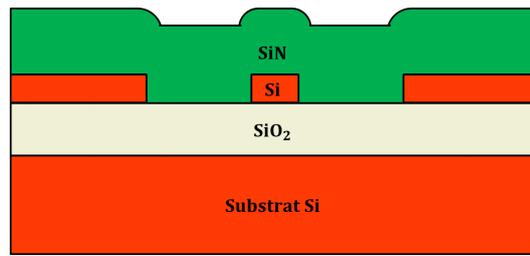


FIGURE 3.3.3 – Dépôt de SiN par PECVD.

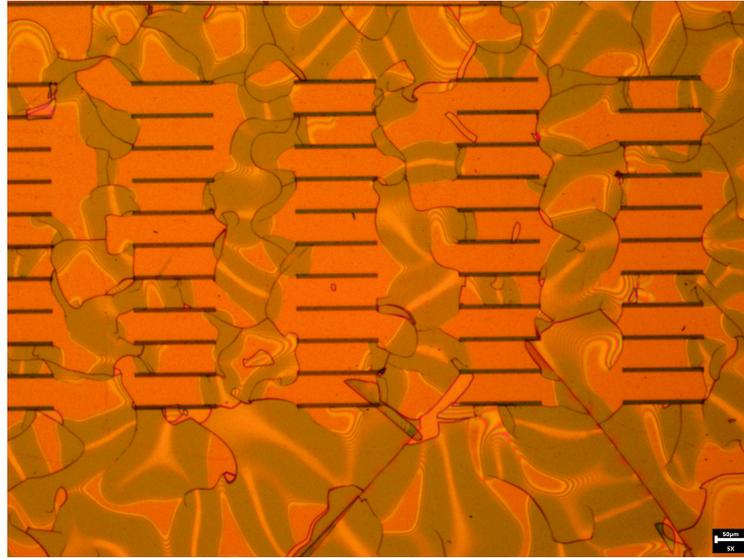


FIGURE 3.3.4 – SiN délaminé sur un échantillon SOI.

Cette étape particulière dans la fabrication apporte un grand nombre de changements dans les propriétés optiques, électriques et mécaniques des guides d'onde. En effet, l'épaisseur et l'indice de réfraction du SiN doivent être déterminés pour pouvoir connaître le comportement des modes optiques (i.e. indices de groupe et effectif, confinement spatial, ...). De plus, pour pouvoir simuler les gradients de déformation dans les guides d'onde, la contrainte interne au SiN doit être connue précisément. Enfin, les propriétés électroniques (charges fixes et pièges aux interfaces) doivent être déterminées pour pouvoir décrire le comportement du champ électrique induit dans les guides d'onde. Dans la suite, nous détaillerons une série de caractérisations expérimentales que j'ai effectuée pour déterminer les grandeurs physiques énoncées précédemment.

3.3.3 Caractérisation par ellipsométrie : épaisseur et indice optique

L'épaisseur de la couche mince déposée peut être estimée très grossièrement en utilisant une table de couleurs obtenue par méthode d'interférences optiques [93, 94, 95] pour des substrats silicium. Cependant, pour des mesures précises d'épaisseur, nous avons recours à l'ellipsomètre spectroscopique à angle variable *WOOLLAM* [96] (voir figure 3.3.5).

Une source étendue spectralement (couvrant le proche UV, le visible et le proche infra-rouge) émet un signal lumineux non polarisé. Celui-ci est polarisé rectilignement après avoir

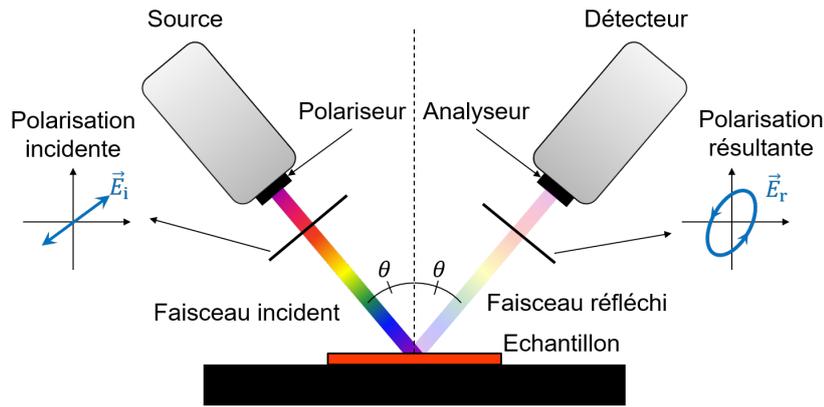


FIGURE 3.3.5 – Diagramme de l'ellipsomètre spectroscopique à angle variable WOOL-LAM.

traversé un premier polariseur. Ce signal est émis vers l'échantillon avec un certain angle θ ajustable. Après interaction avec l'échantillon, la lumière réfléchie possède une polarisation elliptique dont les caractéristiques vont pouvoir être déterminées par le biais d'un second polariseur (appelé analyseur) monté sur un axe en rotation. Ainsi, le changement d'état de polarisation induit par l'échantillon est comparé au signal de référence (polarisé rectilignement). L'angle d'incidence θ offre un degré de liberté supplémentaire pour mieux caractériser des empilements de couches plus complexes [97] et ainsi mieux extraire les indices de réfraction par exemple. La variation d'état de polarisation est quantifiée par la relation suivante :

$$\rho = \frac{r_p}{r_s} = \tan(\psi) e^{i\Delta} \quad (3.3.3)$$

où r_p et r_s sont les coefficients de réflectivité décrits par les équations de Fresnel. Une fois la mesure terminée, l'ellipsomètre retourne les paramètres ψ et Δ de l'équation (3.3.3) en fonction de la longueur d'onde et plusieurs angles θ .

En confrontant un modèle multi-couches (basé sur les coefficients de Fresnel en réflexion et en transmission) avec les résultats expérimentaux obtenus, l'indice optique et l'épaisseur du SiN sont calculés. Une bibliothèque de matériaux divers souvent utilisés en micro et nano fabrications est disponible. Du fait de la transparence de la couche de SiN dans la gamme de longueur d'onde analysée par l'appareil, un modèle de Cauchy est adopté pour décrire son indice de réfraction :

$$n(\lambda_{\text{opt}}) = A + \frac{B}{\lambda_{\text{opt}}^2} + \frac{C}{\lambda_{\text{opt}}^4} \quad (3.3.4)$$

où A , B et C sont les coefficients de Cauchy du matériau. Pour déterminer ces coefficients pour le SiN contraint déposé par PECVD, nous avons effectué la caractérisation par ellipsométrie spectroscopique d'un substrat silicium vierge sur lequel a été déposé pendant 25 min le SiN contraint. Nous avons ainsi obtenu les résultats expérimentaux illustrés figure 3.3.6.

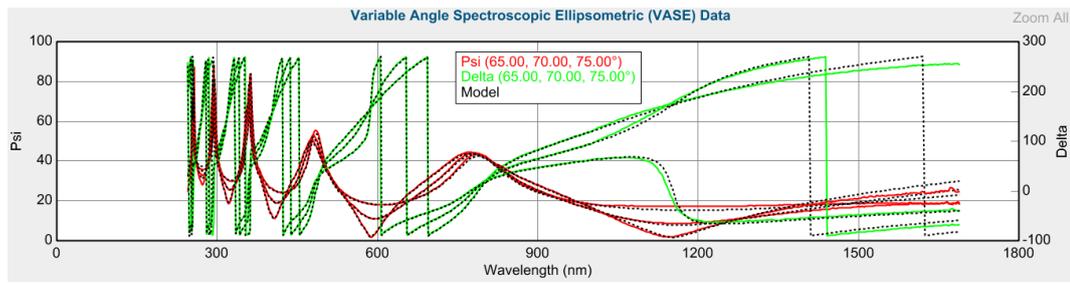


FIGURE 3.3.6 – Résultats d’une mesure à l’ellipsomètre WOOLAM sur un wafer silicium 4 pouces recouvert d’une couche de SiN.

La modélisation de la couche mince de SiN par l’équation (3.3.4), nous a permis d’extraire les valeurs suivantes pour les différents coefficients de Cauchy :

Coefficients	Valeur
A	1,92
B (μm^2)	$9,77 \times 10^{-3}$
C (μm^4)	$5,1 \times 10^{-4}$

TABLE 3.3.3 – Coefficients de Cauchy du SiN contraint déposé par PECVD.

L’évolution de l’indice de réfraction du SiN dans la gamme de longueur d’onde de l’ellipsomètre en est donc déduite (figure 3.3.7). Nous constatons que le coefficient d’ab-

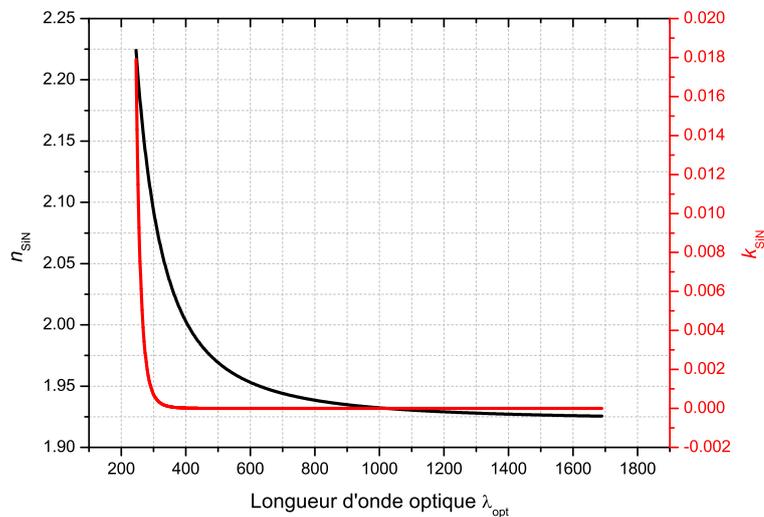


FIGURE 3.3.7 – Variation de l’indice de réfraction complexe du SiN en fonction de la longueur d’onde optique.

sorption du SiN est quasi-nul entre 400 nm et 1700 nm, ce qui montre bien sa transparence dans cette partie du spectre électromagnétique.

La bonne concordance entre les résultats expérimentaux et la modélisation multi-couche (figure 3.3.6) nous permet également de déterminer l’épaisseur de la couche de SiN, i.e. près de 350 nm. En résumé nous avons donc les résultats du tableau 3.3.4.

Enfin, cette méthode de caractérisation de couches minces peut également s’appliquer

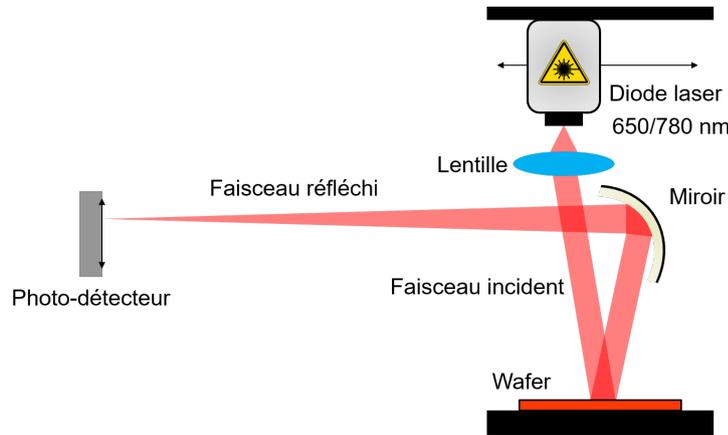
Paramètres	Valeur
Épaisseur déposée (nm)	350
Indice de réfraction à $\lambda_{\text{opt}} = 1550$ nm	1,93
Coefficient d'absorption à $\lambda_{\text{opt}} = 1550$ nm	0

TABLE 3.3.4 – Caractéristiques géométrique et optique du SiN.

aux échantillons à l'empilement de couches plus complexe.

3.3.4 Mesure de la contrainte interne

Afin de déterminer la distribution des gradients de déformation dans les guides d'onde silicium, il nous faut connaître la contrainte interne de la couche de SiN. Nous avons recours à la technique de mesure du rayon de courbure de wafers silicium en utilisant l'équipement *FSM 500TC*. Celui-ci se compose d'une source laser rouge (à 650 nm ou 780 nm) montée sur un rail de façon à pouvoir balayer la surface du wafer le long d'un axe :

FIGURE 3.3.8 – Diagramme du *FSM 500TC*.

Le signal laser est émit vers différentes positions le long de cet axe et selon la courbure locale du wafer le signal réfléchi sera renvoyé à une position précise à la surface d'un photo-détecteur. La flèche est ainsi mesurée tout du long de l'axe et le rayon de courbure moyen du wafer en est déduit. Ainsi, en mesurant le rayon de courbure moyen du wafer avant (donc sur le substrat silicium vierge) et après le dépôt de la couche mince contrainte, nous pouvons calculer la contrainte interne σ_i associée à cette couche via la formule de Stoney [98] :

$$\sigma_i = \frac{E_{\text{Si}} e_{\text{Si}}^2}{6(1 - \nu_{\text{Si}}) e_{\text{film}}} \left(\frac{1}{R_f} - \frac{1}{R_i} \right) \quad (3.3.5)$$

où $E_{\text{Si}}/(1 - \nu_{\text{Si}})$ est le module biaxial du silicium (et est constant quelque soit la direction cristallographique), t_{Si} et t_{film} sont respectivement l'épaisseur du substrat silicium et la couche contrainte et où R_i et R_f sont respectivement les rayons de courbure moyens obtenus avant et après dépôt. Cette formule n'est valide que lorsque le wafer est à géométrie cylindrique et quand la couche mince a une épaisseur négligeable devant celle du substrat. Nous

avons utilisé un wafer silicium 4 pouces faible TTV (de l'acronyme anglais *Total Thickness Variation*), ultra-plat (rayon de courbure > 200 m en valeur absolue) et fin (d'épaisseur $330 \mu\text{m}$) pour les mesures de contrainte. Après dépôt d'une couche de SiN d'environ 350 nm , le rayon de courbure du wafer est égal à -7 m, une valeur négative correspondant à une contrainte en compression de $-1,3 \text{ GPa}$.

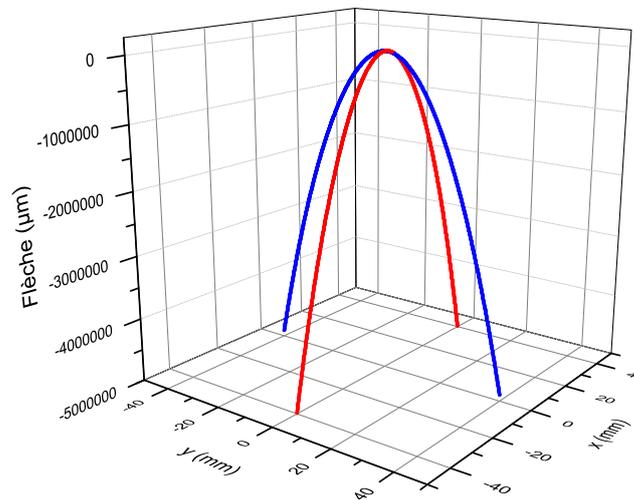


FIGURE 3.3.9 – Exemple de flèches mesurées sur wafer contraint à $-1,3 \text{ GPa}$ par une couche mince de SiN.

Un protocole expérimental a donc été mis en place de façon à mesurer la contrainte σ_i le plus précisément possible :

- Dans un premier temps, le wafer silicium est nettoyé à l'acide fluorhydrique (HF) de manière à retirer la ou les couches minces précédemment déposées, puis est rincé à l'eau. S'ensuit un nettoyage dans un bain acétone aux ultrasons pendant 5 min avec rinçage à l'isopropanol (IPA). Par conséquent, avec le wafer vierge, la mesure du rayon de courbure initial R_i peut être effectuée.
- Ensuite, un premier dépôt de la couche contrainte est réalisé sur le wafer seul. Ici l'épaisseur déposée t_{film} correspond à la moitié de celle visée pour l'échantillon final et est mesurée par ellipsométrie spectroscopique. Cela permet donc de calculer la contrainte interne à la couche mince σ_i par la mesure du nouveau rayon de courbure R_f du wafer.
- Finalement, l'échantillon sur lequel se trouvent les structures photoniques est nettoyé au délaqueur plasma oxygène à 240 W pendant 5 min sous une pression de $0,8 \text{ mbar}$. Puis le dépôt de la couche contrainte est effectué sur l'échantillon. Enfin, l'épaisseur et l'indice optique de cette couche sont déterminées par ellipsométrie spectroscopique.

3.3.5 Caractérisations Capacité-Tension $C(V, \omega)$ et Conductance-Tension $G(V, \omega)$

Comme nous l'avons déjà expliqué au chapitre 2, le SiN déposé par PECVD possède des charges fixes et génère des défauts à l'interface du silicium sous forme de pièges pour les porteurs libres. Pour calculer leur densité, il est d'usage de recourir à des mesures électriques sur des capacités Métal/Isolant/Semi-conducteur (MIS) [74]. Dans notre cas, nous avons fabriqué de tels composants en utilisant le SiN contraint à -1,3 GPa comme barrière isolante à partir d'un wafer silicium 4 pouces :

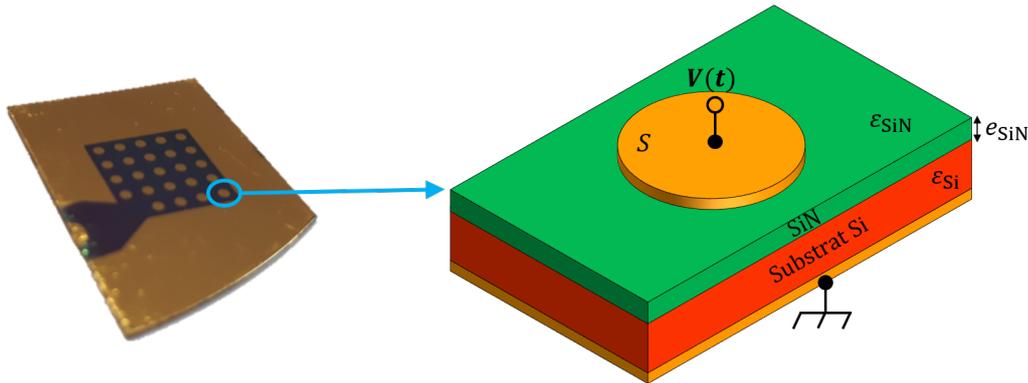


FIGURE 3.3.10 – Capacité MIS avec barrière isolante de SiN pour les caractérisations électriques $C(V, \omega)$ et $G(V, \omega)$.

La face arrière du wafer est entièrement recouverte de métal (le procédé de dépôts métalliques est expliqué dans la section suivante) tandis que la face avant est structurée avec de multiples plots métalliques circulaires de diamètre 1 mm et dont la surface est notée S .

Un signal électrique est appliqué à la capacité par la combinaison d'une tension continue modifiant le régime des porteurs dans le substrat semi-conducteur et d'une faible tension alternative permettant d'influer sur leur dynamique :

$$V(t) = V_{DC} + V_{AC} \cos(2\pi ft) \quad (3.3.6)$$

La tension crête V_{AC} du signal alternatif est choisie de telle sorte à travailler dans un régime continu soumis à une faible perturbation harmonique. Dès lors, les paramètres V_{DC} et f peuvent être exploités donnant ainsi lieu à deux techniques de mesures différentes pour déterminer les densités de charges fixes Q_{fc} et de pièges aux interfaces D_{it} :

- Les mesures $C(V, \omega)$ consistent en la détermination de la capacité du composant MIS en fonction de la tension continue DC à une fréquence f donnée.
- Les mesures $G(V, \omega)$ permettent une analyse fréquentielle de la capacité MIS en différents points de fonctionnement DC.

Pour les caractérisations $C(V, \omega)$, nous avons utilisé un capacitance-mètre *HP4280A* opérant à une fréquence $f=1$ MHz. La tension continue est balayée de 25 V à -30 V de ma-

nière à effectuer un cycle recouvrant les régimes d'accumulation, de déplétion et d'inversion de la capacité MIS (cf figure 3.3.11).

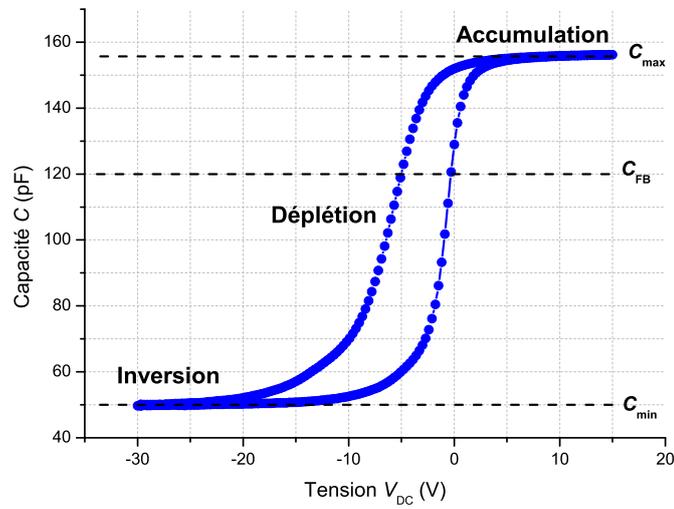


FIGURE 3.3.11 – Capacité MIS en fonction de la tension de polarisation V_{DC} .

L'information sur la densité de charges fixes est contenue dans la tension d'équilibre V_{FB} (pour laquelle les bandes d'énergies du semi-conducteur sont plates) comme suit :

$$V_{FB} = \phi_{ms} + V_{fc} \quad (3.3.7)$$

avec

$$V_{fc} = -\frac{Q_{fc}}{C_i} \quad (3.3.8)$$

la tension électrique induite par les charges fixes au niveau de la couche isolante de capacité C_i et ϕ_{ms} la différence de fonction de travail métal/semi-conducteur. À la tension d'équilibre, la capacité de la structure MIS vaut :

$$C_{FB} = \frac{\epsilon_i \epsilon_s}{\epsilon_s e_i + \epsilon_i L_D} S \quad (3.3.9)$$

où e_i est l'épaisseur de la couche isolante, S est la surface de l'électrode métallique en contact avec la couche isolante, ϵ_i et ϵ_s sont respectivement les permittivités diélectriques de l'isolant et du semi-conducteur et où

$$L_D = \sqrt{\frac{kT \epsilon_s}{q^2 N_A}} \quad (3.3.10)$$

correspond à la longueur de la zone de déplétion et s'écrit en fonction de la concentration de dopants (ici accepteurs) N_A , de la température T , de la constante de Boltzmann k et de la charge électrique élémentaire q . En connaissant ainsi la permittivité ϵ_i de l'isolant et la concentration de dopants accepteurs N_A dans le substrat semi-conducteur, il est donc

possible de remonter à la tension V_{FB} , par l'intermédiaire du calcul de C_{FB} . Pour ce faire, nous devons analyser le comportement de la capacité MIS dans les régimes d'accumulation et d'inversion.

En régime d'accumulation, les porteurs majoritaires sont acculés à l'interface isolant/semi-conducteur, créant ainsi une barrière électrique. La capacité mesurée correspond donc à celle qui serait obtenue dans un condensateur plan classique. Connaissant l'épaisseur de l'isolant, nous pouvons déterminer sa permittivité diélectrique relative via la relation ci-dessous :

$$C_{\max} \simeq C_i = \epsilon_0 \epsilon_{r_{SiN}} \frac{S}{e_{SiN}} \quad (3.3.11)$$

Ainsi, nous avons estimé la permittivité relative du SiN à 7,8. Cette valeur a été utilisée par la suite pour la conception des lignes de transmissions micro-onde comme nous le verrons aux chapitres 4 et 5.

En régime de déplétion, les porteurs majoritaires acculés à l'interface isolant/semi-conducteur laissent peu à peu place aux porteurs minoritaires, créant ainsi une zone de charge d'espace. Sa taille augmente au fur et à mesure que l'inversion de porteurs s'accroît, ce qui a pour conséquence de réduire la capacité.

En inversion, deux comportements peuvent avoir lieu selon la fréquence appliquée (figure 3.3.12).

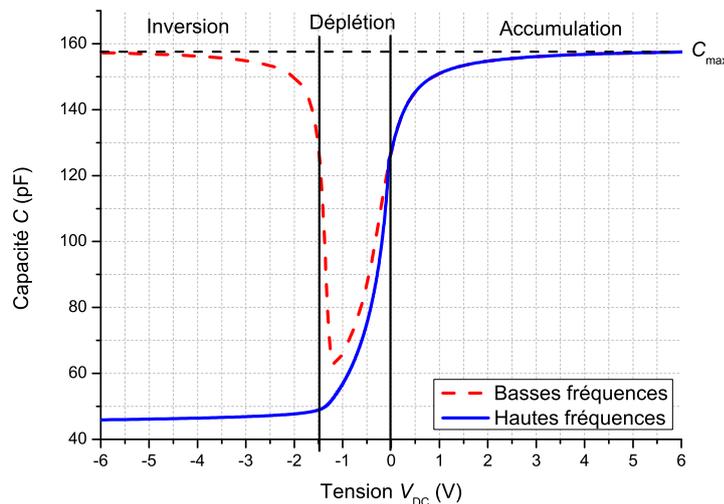


FIGURE 3.3.12 – Capacité MIS théorique idéale (sans charges fixes ni pièges) en fonction de la tension de polarisation V_{DC} et influence de la fréquence AC sur le comportement de la capacité en régime d'inversion.

En basses fréquences ou régime quasi-statique, les porteurs minoritaires sont générés à l'interface isolant/semi-conducteur. Une barrière électrique y est donc de nouveau formée et la capacité est exactement la même qu'en régime d'accumulation. À hautes fréquences,

les porteurs minoritaires n'ont pas le temps d'être générés, laissant la zone de déplétion à sa taille maximale W_{Dm} dans le substrat. La capacité, en régime d'inversion s'écrit donc :

$$C_{\min} = \frac{\epsilon_i \epsilon_s}{\epsilon_s e_i + \epsilon_i W_{Dm}} S \quad (3.3.12)$$

où

$$W_{Dm} \simeq \sqrt{\frac{4\epsilon_s kT \ln(N_A/n_i^2)}{q^2 N_A}} \quad (3.3.13)$$

où n_i est la concentration intrinsèque de porteurs libres dans le semi-conducteur. La mesure de C_{\min} donne donc accès à la concentration de dopants accepteurs N_A en ayant recours à la méthode de Newton-Raphson [99] pour résoudre l'équation (3.3.12). Par conséquent, nous avons calculé une densité de charges fixes $Q_f \sim 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, comparable aux valeurs reportées dans la littérature [100, 61]. Par ailleurs, les résultats expérimentaux obtenus mettent en évidence un cycle d'hystérésis témoignant de la présence de pièges aux interfaces. Il est possible de calculer leur densité via une étude fréquentielle apportée par une série de caractérisations $G(V, \omega)$. Celles-ci reposent sur la modélisation des pièges comme une jonction RC parallèle comme montré figure 3.3.13b, représentant le circuit électrique équivalent à la capacité MIS. Un nouveau circuit électrique équivalent en est déduit comme représenté figure 3.3.13d. Celui-ci sera utilisé pour calculer les paramètres R_{it} et C_{it} . Cependant, en pratique le capacitance-mètre mesure la capacité d'un composant en modélisant ce dernier par un circuit RC parallèle dont une illustration est donné à la figure 3.3.13c (une modélisation par un circuit RC en série est également possible).

Pour les caractérisations $G(V, \omega)$, nous avons utilisé l'analyseur d'impédance *HP4192A*, fonctionnant entre 5 Hz et 13 MHz. Une tension $V_{DC} = 0 \text{ V}$ a été appliquée avec un balayage fréquentiel entre 200 kHz et 5 MHz avec un pas de 100 kHz sur ce point de fonctionnement. La capacité G_p/ω a été calculée pour chaque fréquence à partir des résultats expérimentaux obtenus (cf figure 3.3.14). Deux modèles représentant G_p/ω peuvent être utilisés selon la nature discrète ou continue de la distribution des pièges dans la bande interdite du semi-conducteur. Cependant, la modélisation des pièges aux interfaces selon une distribution continue a montré qu'elle rendait mieux compte des résultats expérimentaux obtenus (cf figure 3.3.14). Dans ce cas, nous pouvons écrire :

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{C_{it}}{2\omega\tau_{it}} \ln(1 + \omega^2\tau_{it}^2) \quad (3.3.14)$$

où $\tau_{it} = R_{it}C_{it}$ est la constante de temps des pièges. Le calcul de la densité de pièges D_{it} à l'interface SiN/Si est par conséquent estimée à partir de l'équation (3.3.15).

$$D_{it} = \frac{C_{it}}{q^2} \quad (3.3.15)$$

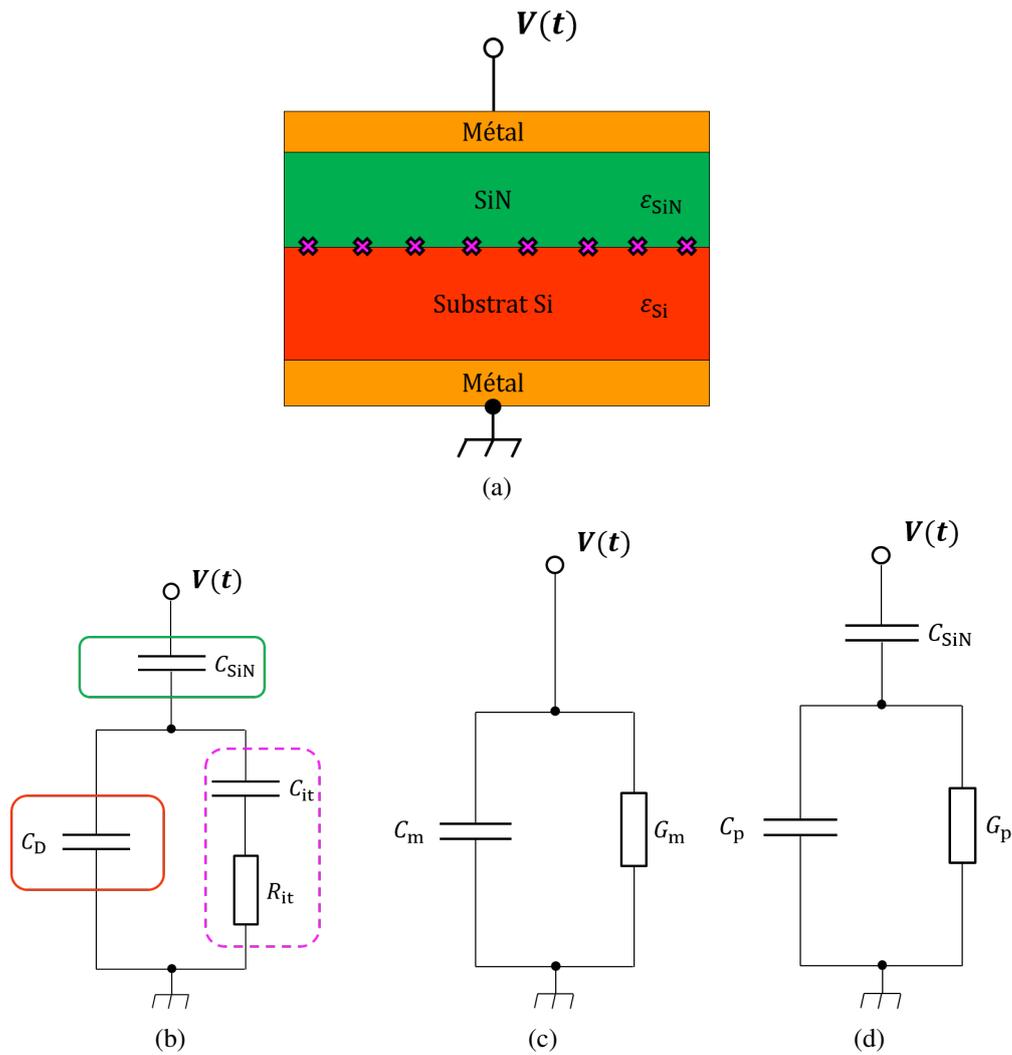


FIGURE 3.3.13 – Principe de mesure des densités de pièges à l’interface isolant/semi-conducteur. (a) Vue en coupe de la capacité MIS avec une barrière isolante SiN. (b) Circuit électrique équivalent de la capacité MIS, prenant en compte les pièges. (c) Circuit électrique mesuré. (d) Circuit électrique intermédiaire équivalent entre les circuits (b) et (c).

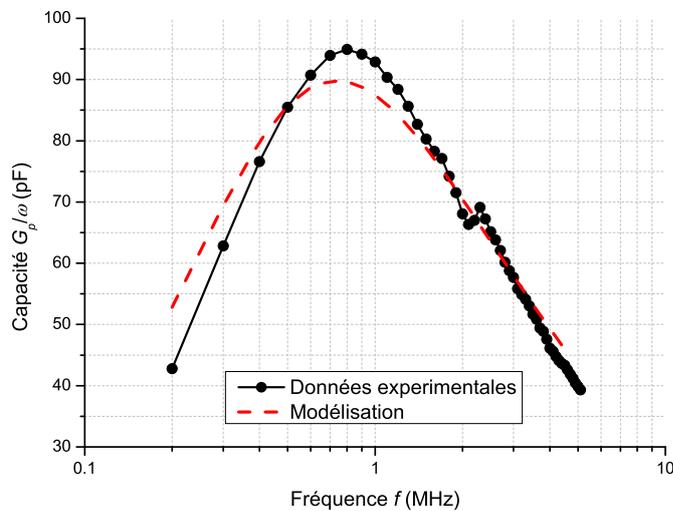


FIGURE 3.3.14 – Capacité MIS en fonction de la fréquence AC.

La capacité C_{it} est calculée à partir de la courbe d'ajustement des données expérimentales :

$$\left(\frac{G_p}{\omega}\right)_{\max} \simeq \frac{C_{it}}{2,5} \quad (3.3.16)$$

Nous trouvons donc $D_{it} \sim 10^{12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$. Les valeurs Q_f et D_{it} seront associées aux simulations semi-conducteurs pour mieux rendre compte de l'état électronique des guides d'onde silicium lorsqu'un champ électrique y est appliqué.

3.4 Définition des lignes de transmission micro-onde

Pour finir, les lignes de transmissions électriques doivent être fabriquées et alignées le long des guides d'onde silicium de façon à ce que les signaux optique et micro-onde interagissent.

3.4.1 Lithographie électronique

De la même manière que pour l'étape de conception des guides d'onde optiques, une fine couche de promoteur d'adhérence (*Primer Deposit*) est utilisée à la surface du wafer par enduction centrifuge pour déposer la résine électronique positive SML1000 [101]. L'enduction est effectuée pendant 30 secondes avec une vitesse de rotation fixée à 1000 tours par minute. De cette façon, la résine a une épaisseur d'environ $2 \mu\text{m}$ (d'après la documentation de la résine). Finalement, un recuit de la résine à 180°C pendant 3 minutes est effectué. Les paramètres du faisceau d'électrons utilisés pour la *SML1000* sont donnés ci-dessous :

Paramètres	Valeur
Courant (nA)	13
Dose (C/m^2)	13
Pas d'écriture (nm)	5
Taille de champs (μm)	300
Taille des sous-champs (μm)	10

TABLE 3.4.1 – Paramètres d'exposition de la résine électronique *SML1000*.

Un alignement des électrodes avec les guides d'onde est nécessaire. Cela est rendu possible par l'utilisation de marques d'alignements gravées dans le silicium en même temps que les structures optiques et disposées aux quatre coins de l'échantillon.

Par ailleurs, cette résine étant très épaisse, le faisceau d'électrons est très rapidement élargi à l'intérieur de celle-ci. Cela a pour conséquence de créer un profil "undercut" au niveau des bords des régions insolées, idéalement souhaité pour les dépôts métalliques car il autorise le lift-off (figure 3.4.1a). Par ailleurs, la forte épaisseur de la résine nécessite de travailler avec de plus forts courants et doses de manière à pouvoir bien la développer.

L'échantillon est ensuite développé dans un mélange d'isopropanol et d'eau (7 volumes d'IPA pour 3 volumes d' H_2O) pendant 90 secondes dans un bain à ultrasons de manière

retirer la résine exposée au faisceau d'électrons (figure 3.4.1b).

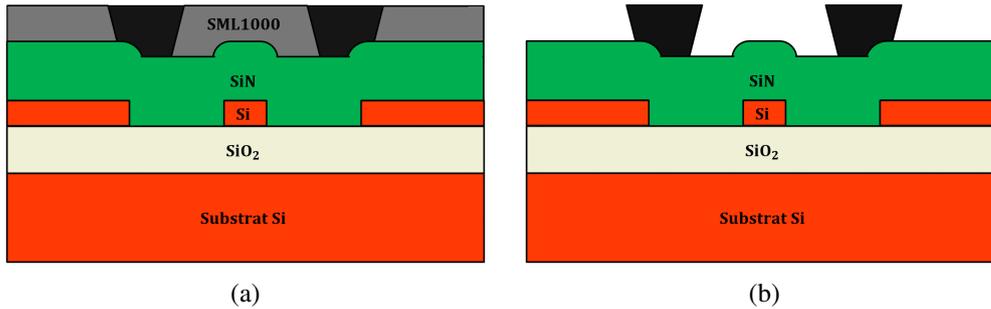


FIGURE 3.4.1 – Préparation du masque pour la définition des électrodes. (a) Insolation de la résine. (b) Développement.

Cependant, il est très fréquent que le développement ne soit pas optimal car des fonds de résines mal insolés subsistent et ne peuvent être retirés complètement, même après une gravure O₂ (cf figure 3.4.2). Néanmoins, cela n'empêche pas de faire le lift-off.

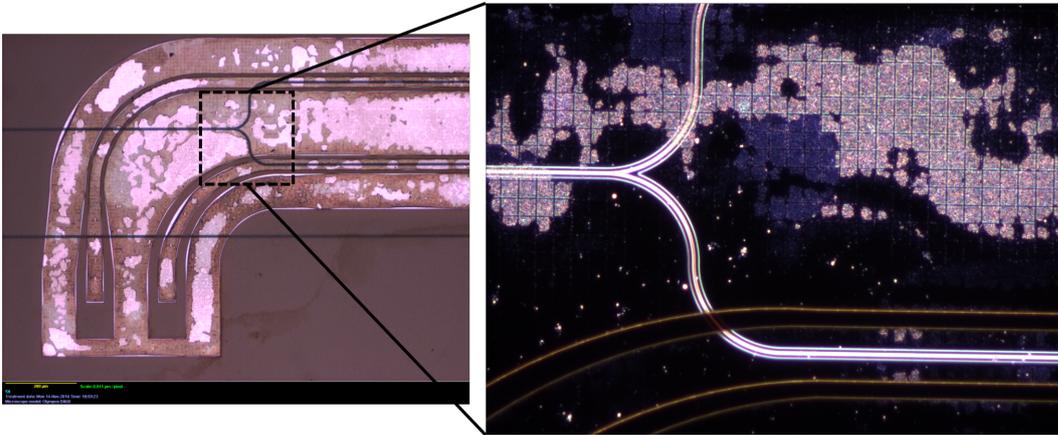


FIGURE 3.4.2 – Fond de résine subsistant après développement.

3.4.2 Dépôt de métal par évaporation et lift-off

Les dépôts de métaux sont réalisés par évaporation à faisceau d'électrons avec un équipement PLASSYS. Différents creusets contenant différents métaux (Aluminium, chrome, or, titane, ...) utilisables pour les dépôts sont accessibles. Un faisceau d'électron émis par un filament irradie la source de métal choisie et la fait s'évaporer en direction des échantillons placés en partie supérieure. Une microbalance à quartz permet de mesurer en temps réel l'épaisseur de métal déposé sur ces échantillons avec une précision de quelques nanomètres.

Une première couche de chrome d'une épaisseur de 20 nm faisant office de couche d'accroche est initialement déposée sur les échantillons. Ce premier dépôt est réalisé avec une vitesse de 0,05 nm/s. Ensuite, une couche d'or d'épaisseur 500 nm (pour réduire les pertes électriques à hautes fréquences dues à l'effet de peau) est déposée avec une vitesse progressivement augmentée de 0,05 nm/s jusqu'à 0,2 nm/s (figure 3.4.3a). Les premiers 100

nm sont déposés à 0,05 nm/s de façon à garantir à la fois la bonne accroche de l'or sur le chrome et une bonne qualité d'or. Une vitesse de dépôt trop rapide entraîne la formation de grains fragilisant les électrodes. Finalement, le métal déposé sur la résine est retiré par lift-off dans un bain d'acétone de plusieurs heures (figure 3.4.3b).

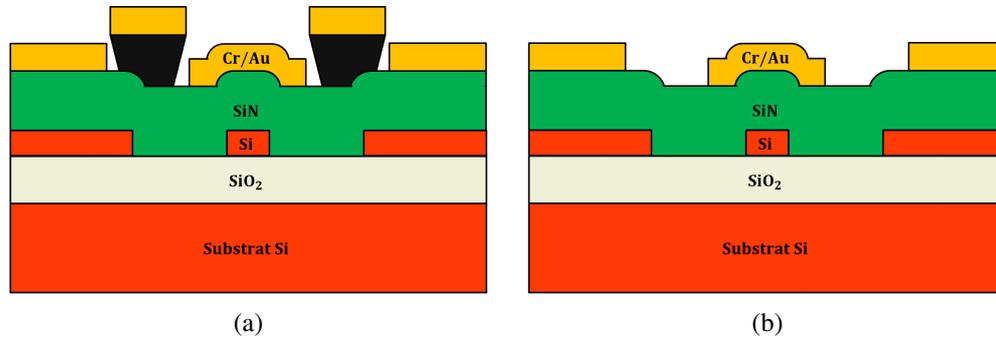


FIGURE 3.4.3 – Dépôt de métal et lift-off. (a) Dépôt de métal. (b) Lift-off.

L'échantillon peut être éventuellement clivé selon les techniques d'injection optique employées comme nous le verrons plus loin dans ce manuscrit.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons détaillé l'ensemble des étapes technologiques nécessaires à la fabrication des échantillons exploités durant la thèse. Nous avons en particulier mis l'accent sur l'étape de génération de contraintes mécaniques pour déformer des guides d'onde silicium. Le nitrure de silicium (SiN) a été exploité à cette fin à partir de la technique de dépôt PECVD. Les propriétés mécaniques, optiques et électriques du SiN ont également été déterminées grâce à une série de techniques de caractérisations adaptées dont nous avons décrit le fonctionnement. La connaissance de ces différentes propriétés est cruciale pour bien étudier l'effet Pockels dans le silicium contraint à partir des modèles théoriques construits au chapitre 2. Des confirmations expérimentales sont néanmoins nécessaires pour confirmer la validité de ces modèles. Les deux prochains chapitres présenteront donc les principaux résultats expérimentaux obtenus à partir d'échantillons fabriqués selon les techniques décrites précédemment.

Chapitre 4

Caractérisation du tenseur de susceptibilité électrique du second ordre $\chi^{(2)}$ dans le silicium contraint

Sommaire

4.1 Stratégies d'élaboration des modulateurs électro-optiques à effet Pockels	71
4.1.1 Configurations des modulateurs et choix de la plate-forme	71
4.1.2 Géométrie des guides d'onde	73
4.1.3 Optimisation des électrodes	78
4.1.4 Design final des dispositifs	79
4.2 Caractérisation en régime micro-onde	80
4.2.1 Caractéristiques électriques des lignes coplanaires	80
4.2.2 Mesure des réponses électro-optiques	84
4.2.3 Influence du régime de porteurs libres	89
4.2.4 Caractérisation complète du tenseur Γ	91
4.2.5 Influence de la contrainte interne au SiN sur la modulation par effet Pockels	95
4.3 Caractérisation en régime continu	97
4.3.1 Montage expérimental et calcul des variations d'indice effectif	97
4.3.2 Influence de la longueur d'onde	100
4.3.3 Influence de l'orientation cristallographique et de la contrainte	102
4.4 Conclusion	104

Ce chapitre a pour principal objectif d'exploiter le modèle micro-onde construit au chapitre 2 pour déterminer de manière précise les coefficients Γ_{mnl}^{ijk} et ainsi en déduire le tenseur de susceptibilité du second ordre $\chi^{(2)}$ dans des guides d'onde silicium contraints. Pour ce faire, nous détaillerons dans un premier temps les différents choix adoptés pour la conception de modulateurs électro-optiques permettant l'étude de l'effet Pockels. Par la suite, les

différentes caractérisations expérimentales en régime micro-onde seront détaillées. En particulier, un ensemble de mesures purement électriques serviront à déterminer les paramètres clés de la propagation des ondes hyperfréquences, utiles pour la modélisation des réponses électro-optiques. Enfin, les comportements de modulation électro-optique en régime continu seront traités à partir de l'exploitation des résultats obtenus à hautes fréquences. Les caractérisations électro-optiques en régime micro-onde seront effectuées avant celles en régime continu car à hautes fréquences nous pourrions facilement séparer l'effet Pockels des effets de porteurs libres dans les résultats de modulation électro-optique.

4.1 Stratégies d'élaboration des modulateurs électro-optiques à effet Pockels

Nous abordons, dans un premier temps, les différents choix de conception adoptés pour pouvoir mettre en évidence et étudier l'effet Pockels via la détermination expérimentale des coefficients Γ_{mnl}^{ijk} .

4.1.1 Configurations des modulateurs et choix de la plate-forme

L'étude de l'effet Pockels passe avant tout par la conception de modulateurs électro-optiques basés sur le phénomène d'électro-réfraction. Ces derniers se composent :

- d'un circuit métallique permettant d'appliquer une commande électrique venant modifier la phase d'une onde optique à travers un ou plusieurs effets électro-optiques (voir chapitre 2).
- d'un interféromètre optique de façon à traduire une variation de phase en variation d'intensité optique détectable et exploitable.

Plusieurs géométries d'interféromètre existent et peuvent être utilisées pour étudier les effets électro-optiques (voir figure 4.1.1).

Les résonateurs en anneau ont l'avantage d'être compacts, ce qui permet une certaine densification dans un seul circuit photonique. Cependant, de par leur géométrie non symétrique, ils sont très sensibles à des variations de température, ce qui est notamment le cas du silicium, possédant un fort coefficient thermo-optique [102]. Les interféromètres de Fabry-Perot ont également l'avantage de pouvoir être compacts, mais l'utilisation de miroirs de Bragg pour former la cavité réduit la bande spectrale exploitable. De plus, ces derniers sont très sensibles aux erreurs de fabrication. Les interféromètres de Mach-Zehnder sont des structures souvent longues (plusieurs millimètres) mais simples à réaliser car ne nécessitant pas l'optimisation de miroirs (pour les cavités Fabry-Perot) ou de taux de couplage (pour les anneaux). Nous avons donc orienté notre choix sur ce type de structure. Dans ce cas, l'intensité optique en sortie P_{out} sera liée à celle en entrée P_{in} via un déphasage $\Delta\phi$ entre les deux bras de l'interféromètre à travers la relation suivante :

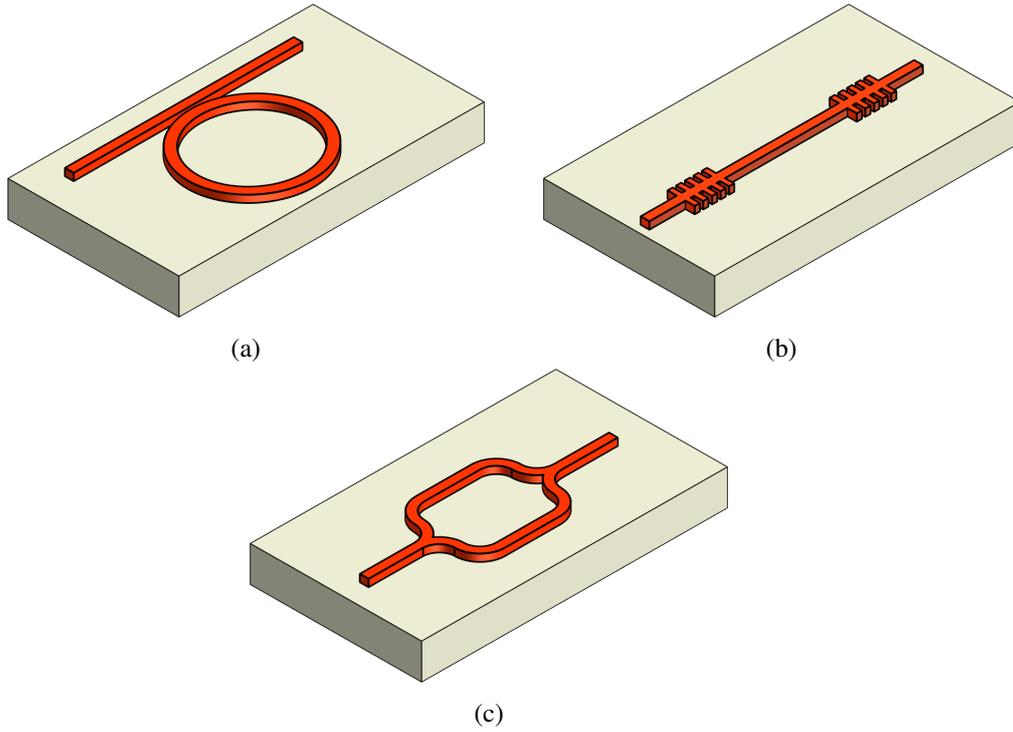


FIGURE 4.1.1 – Exemples d’interféromètres. (a) Résonateur en anneau. (b) Interféromètre de Fabry-Perot Interféromètre de Mach-Zehnder. (c) Interféromètre de Mach-Zehnder.

$$P_{\text{out}} = \frac{P_{\text{in}}}{2} (1 + \cos(\Delta\phi)) \quad (4.1.1)$$

Le déphasage $\Delta\phi$ est à l’origine d’interférences destructives et constructives, à certaines longueurs d’onde, entre les deux ondes optiques se recombinaut en sortie de l’interféromètre. Pour étudier facilement l’impact des effets électro-optiques sur ce déphasage, il est préférable de concevoir des structures asymétriques présentant par défaut ces interférences destructives que nous appellerons abusivement par la suite des résonances. Une différence de longueur ΔL entre les deux bras de l’interféromètre entraîne un déphasage $\Delta\phi_0$ ayant pour expression :

$$\Delta\phi_0 = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{opt}}} n_{\text{go}} \Delta L \quad (4.1.2)$$

avec λ_{opt} la longueur d’onde optique et n_{go} l’indice de groupe du mode optique responsable de la propagation de la lumière dans les guides d’onde. Des résonances sont alors obtenues périodiquement. La période, également appelée intervalle spectral libre (ou ISL) est donnée en fréquence par :

$$\Delta f_{\text{ISL}}(f_{\text{opt}}) = \frac{c}{n_{\text{go}}(f_{\text{opt}}) \Delta L} \quad (4.1.3)$$

et en longueur d'onde par :

$$\Delta\lambda_{\text{ISL}}(\lambda_{\text{opt}}) = \frac{\lambda_{\text{opt}}^2}{n_{\text{go}}(\lambda_{\text{opt}})\Delta L} \quad (4.1.4)$$

En pratique, pour exploiter les effets électro-optiques (et notamment l'effet Pockels), un circuit électrique adéquat doit donc être conçu de manière à pouvoir appliquer un champ électrique par l'intermédiaire d'une commande électrique. Par conséquent, le circuit électrique doit être en mesure d'assurer la propagation de signaux micro-ondes hautes fréquences (> 5 GHz) pour pouvoir soustraire l'influence des porteurs libres et ne laisser que l'effet Pockels comme effet électro-optique dominant car ce dernier est intrinsèquement ultra-rapide (plusieurs dizaines de GHz). Pour ce faire, nous avons exploité un wafer SOI de 200 mm de diamètre fournis par le CEA-LETI (voir figure 3.1.1) pour lequel les deux couches de silicium sont à haute résistivité ($\rho_{\text{Si}} > 1000 \Omega\cdot\text{cm}$). La haute résistivité du silicium permet de réduire les pertes de propagation des signaux micro-onde (par la réduction de la capacité parasite due au substrat silicium et à la couche de silice enterrée), augmentant de ce fait grandement la bande passante électrique. Par conséquent, l'ensemble des échantillons exploités pour cette étude ont été fabriqués spécifiquement à partir de ce wafer.

Nous allons à présent montrer que les choix de conception des guides d'onde et des circuits électriques permettront d'isoler la composante $\chi_{\text{xyy}}^{(2)}$ du tenseur de susceptibilité électrique du second ordre responsable de la modulation par effet Pockels. D'après le modèle (2.4.1) cette composante s'écrit, en négligeant les gradients de déformation issus des termes de déformation en cisaillement, de la manière suivante :

$$\chi_{\text{xyy}}^{(2)} = \Gamma_{\text{xyy}}^{\text{xyy}}\eta_{\text{xyy}} + \Gamma_{\text{yyy}}^{\text{xyy}}\eta_{\text{yyy}} \quad (4.1.5)$$

où $\Gamma_{\text{xyy}}^{\text{xyy}}$ et $\Gamma_{\text{yyy}}^{\text{xyy}}$ sont à déterminer expérimentalement.

4.1.2 Géométrie des guides d'onde

Des guides d'onde silicium rubans contraints par du SiN déposé par PECVD ont été utilisés pour la transmission des signaux optiques. L'épaisseur de SiN a été déterminée de façon à réduire les pertes d'absorption causée par la présence de métal au dessus des guides au niveau des bras des interféromètres de Mach-Zehnder (figure 4.1.2).

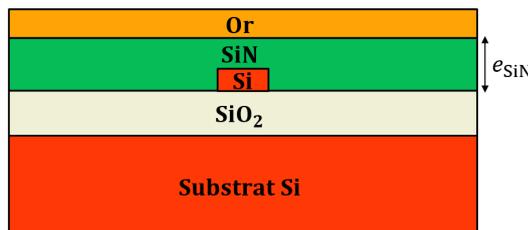


FIGURE 4.1.2 – Optimisation de l'épaisseur de SiN.

Il est possible de travailler avec les polarisations TE ou TM. Mais du fait de la faible épaisseur de la couche mince silicium (260 nm), le confinement des modes TM est très faible. Leurs interactions avec les gradients de déformation ne sont donc pas efficaces, à l'inverse des modes TE qui sont beaucoup mieux confinés. De plus, de par la configuration des électrodes, l'absorption métallique pour les modes TM peut être considérable. Par conséquent, il a été décidé de travailler exclusivement avec des modes TE. Ainsi, en considérant une largeur de guide de 400 nm pour fonctionner en régime monomode en polarisation TE à la longueur d'onde $\lambda = 1550$ nm, les pertes d'absorption métalliques théoriquement attendues en fonction de l'épaisseur de SiN déposée suivent la tendance montrée à la figure 4.1.3.

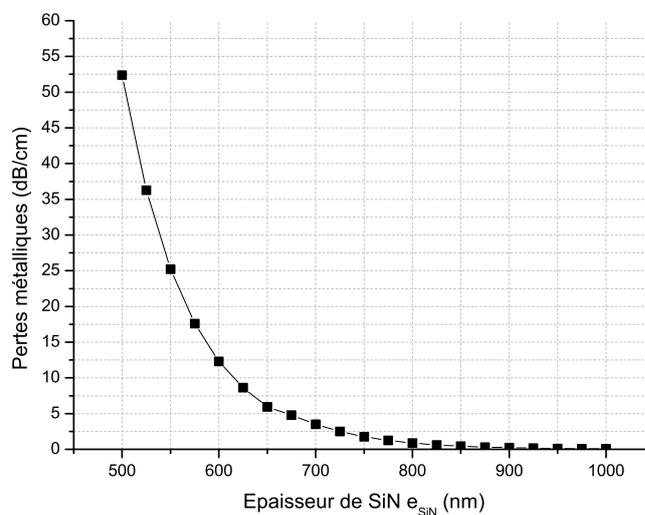


FIGURE 4.1.3 – Evolution des pertes d'absorption métalliques du mode TE fondamental selon l'épaisseur de la surcouche SiN.

Un bon compromis pour isoler le mode TE fondamental de la couche de métal au dessus du guide est obtenu pour une épaisseur de SiN de minimum 700 nm. Pour des épaisseurs de SiN plus importantes, les gradients de déformations générés dans le silicium deviennent en moyenne plus faibles.

Les équipements de caractérisations optiques disponibles permettent l'injection de la lumière dans les échantillons de deux différentes façons :

- Par l'intermédiaire de réseaux de couplage. De très bons taux d'injection peuvent être atteints mais au détriment d'une faible bande passante (typiquement de l'ordre de 30 nm).
- En injectant la lumière par les facettes clivées de l'échantillon. Une très grande plage de longueurs d'onde peut ainsi être exploitée. Cependant, le fort contraste d'indice entre les guides d'onde silicium et l'air compromet grandement l'efficacité de couplage dans les échantillons, avec environ 10 dB de pertes par facette.

Pour pouvoir exploiter le maximum de plage spectrale, notamment pour les caractérisations électro-optiques en régime continu, notre choix s'est porté sur un couplage de la lumière par les facettes des échantillons. Cela est rendu possible par l'utilisation de fibres optiques lentillées :

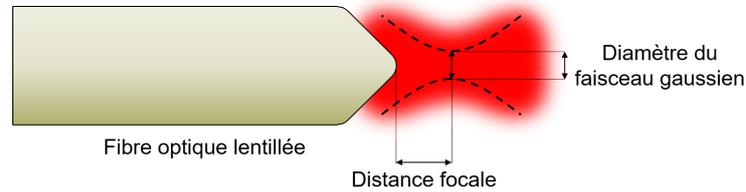


FIGURE 4.1.4 – Faisceau gaussien en sortie d'une fibre optique lentillée.

Dans notre cas, le diamètre de la tâche lumineuse à la distance focale de la fibre est d'environ $2 \mu\text{m}$. Des études antérieures au sein de l'équipe ont montré qu'un couplage fonctionnel est obtenu avec des guides d'onde d'accès (i.e. au niveau des facettes) d'une largeur de $3 \mu\text{m}$. Cependant, des guides d'une telle largeur sont fortement multimodes. Cela complique grandement l'analyse des effets électro-optiques et à ce titre, nous devons seulement exploiter le mode fondamental. Pour ce faire, la largeur des guides d'accès est progressivement réduite afin de filtrer les modes d'ordre supérieur. Le changement de la largeur des guides d'onde est effectuée par le biais de taper linéaires adiabatiques (voir figure 4.1.5).

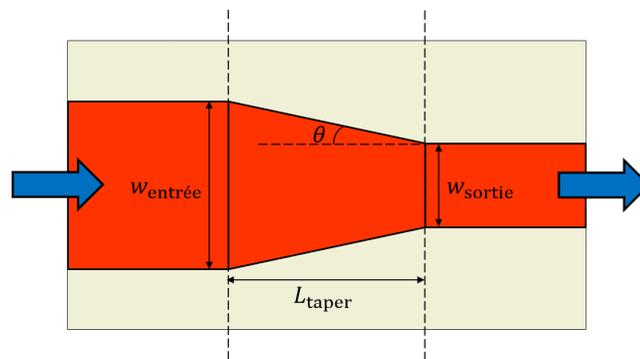


FIGURE 4.1.5 – Vue de dessus d'un taper linéaire adiabatique connectant deux guides d'onde de largeur différente.

L'angle θ du taper est donné par :

$$\theta = \arctan \left(\left| \frac{w_{\text{entrée}} - w_{\text{sortie}}}{2L_{\text{taper}}} \right| \right) \quad (4.1.6)$$

Un angle θ inférieur à 1° est systématiquement choisi de façon à minimiser l'excitation de modes radiatifs qui sont sources de pertes. La longueur L_{taper} du taper peut donc être calculée selon ce critère. Par exemple, pour une transition entre un guide large de $3 \mu\text{m}$ et un autre large de 400 nm , un taper linéaire adiabatique long de $100 \mu\text{m}$ peut être utilisé.

Les interféromètres de Mach-Zehnder ont été orientés selon différentes directions cris-

tallographiques. En effet, le silicium possède une anisotropie mécanique [71] qui implique qu'à une contrainte donnée, les déformations (et *a fortiori* les gradients de déformation) ne sont pas identiques selon la direction cristallographique (figure 4.1.6).

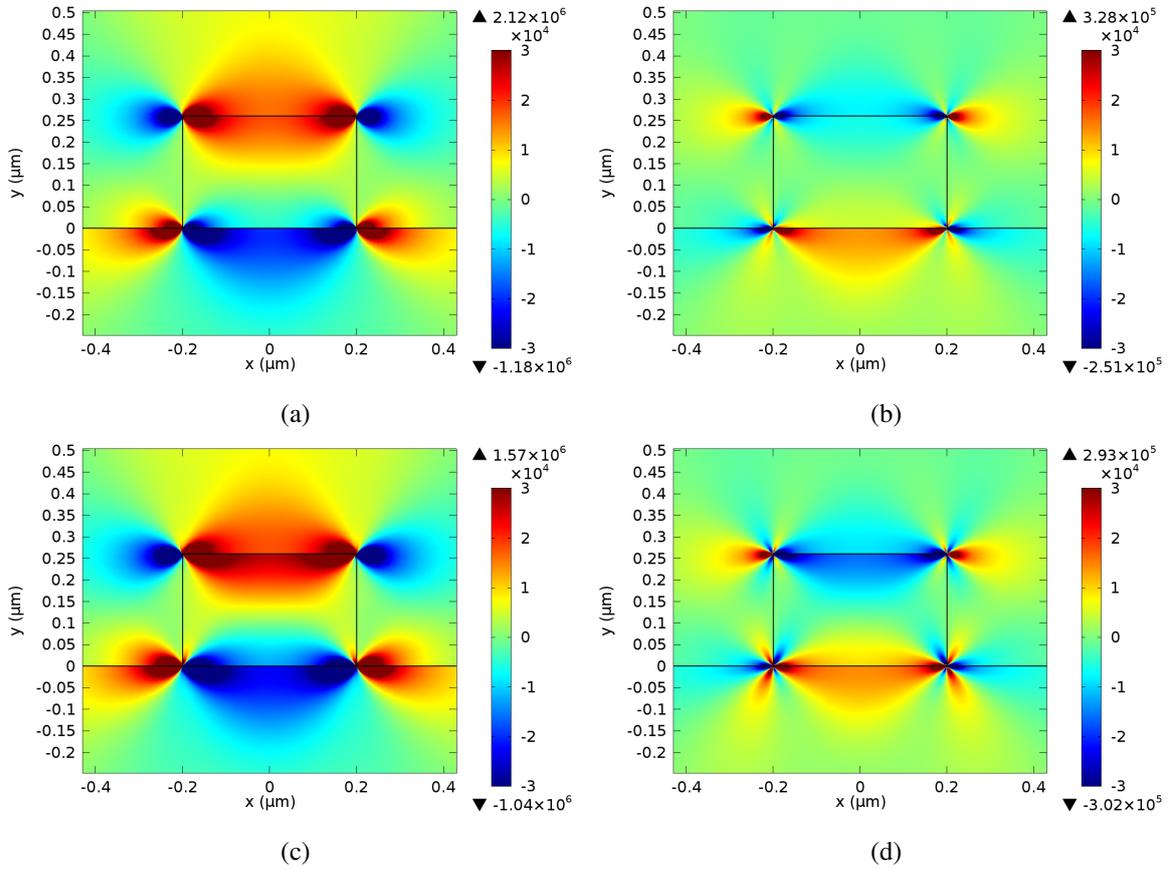


FIGURE 4.1.6 – Simulation de la distribution spatiale des gradients de déformation η_{xy} et η_{yy} dans un guide d'onde silicium ruban induit par du SiN contraint à -1,3 GPa pour différentes orientations cristallographiques. (a) η_{xy} obtenu selon [110]. (b) η_{yy} obtenu selon [110]. (c) η_{xy} obtenu selon [010]. (d) η_{yy} obtenu selon [010].

À partir du tenseur de rigidité de l'équation (2.3.5), il est possible de déterminer les modules d'Young et coefficients de Poisson équivalents pour chaque direction cristallographique (figures 4.1.7a et 4.1.7b).

La symétrie du cristal silicium restreint donc cette étude cristallographique sur une plage angulaire de 45°. Nous avons par conséquent conçu des interféromètres de Mach-Zehnder avec les bras orientés selon plusieurs angles entre 0° et 45° (voir figure 4.1.8). Un écart de longueur de 60 μm a été choisi entre les deux bras de chaque interféromètres. Un indice de groupe optique d'environ 4 pour le mode TE fondamental peut être estimé par la simulation, ce qui entraîne un ISL en longueur d'onde d'environ 10 nm dans la bande C (i.e. autour de 1550 nm) d'après l'équation (4.1.4). D'autre part, des diviseurs de puissance sous forme de jonctions Y ont été utilisés pour répartir équitablement la puissance optique dans les deux bras de l'interféromètre et améliorer le contraste des résonances. Enfin le rayon de courbure des virages optiques a été fixé à 50 μm pour réduire les pertes sous forme de fuites.

Les structures optiques étant optimisées pour l'observation de bonnes résonances, il faut

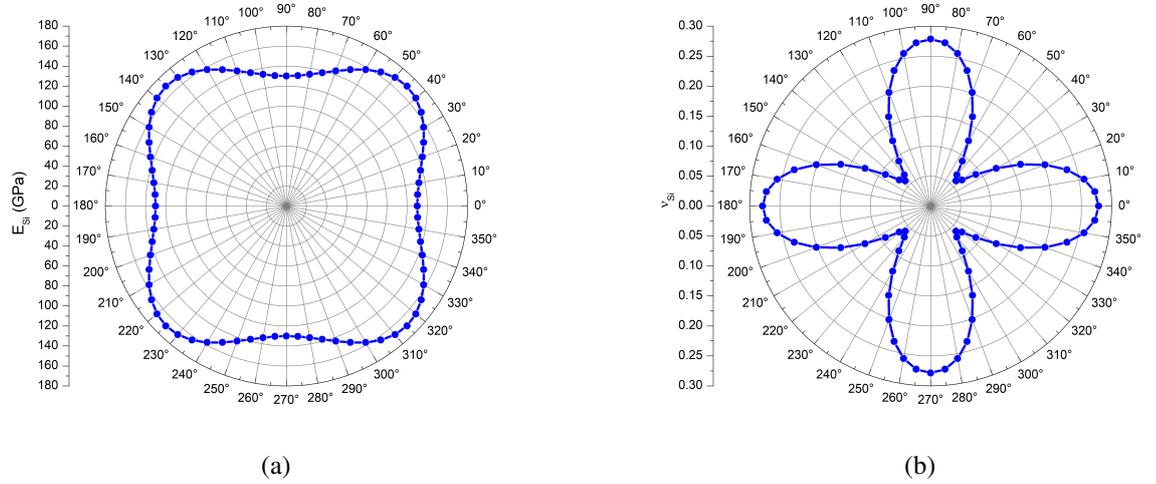


FIGURE 4.1.7 – Module de Young (a) et coefficient de Poisson (b) du silicium selon différentes orientations cristallographiques.

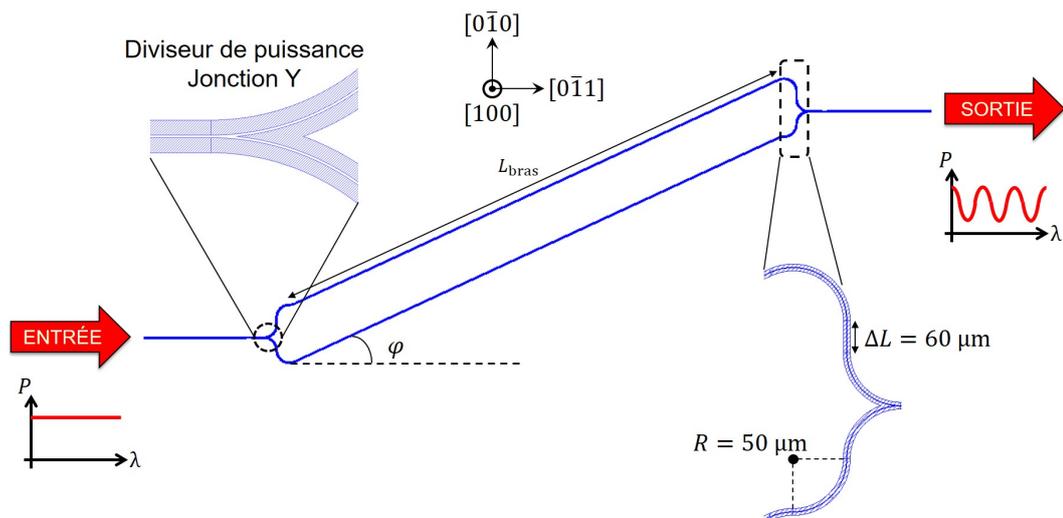


FIGURE 4.1.8 – Schéma d'un interféromètre de Mach-Zehnder orienté selon un angle φ .

à présent ajouter un circuit électrique adéquat pour l'étude des interactions électro-optiques.

4.1.3 Optimisation des électrodes

L'ensemble des équipements utilisés pour les caractérisations en régime micro-onde travaillent avec une impédance caractéristique de 50Ω . Il faut donc concevoir des lignes de transmission électriques adaptées à cette impédance dans la gamme de fréquence de ces appareils. Afin de générer un champ électrique vertical dans les guides d'onde silicium, nous avons choisi d'utiliser des lignes coplanaires avec l'électrode centrale alignée avec les guides d'onde optiques. L'impédance d'une ligne coplanaire correspondant à un mode hyperfréquence peut être calculée à partir du profil spatial des champs électrique et magnétique du mode en question :

$$Z_0(\omega_\mu) = \frac{\int_L \vec{E}(\vec{r}, \omega_\mu) \cdot d\vec{l}}{\oint_C \vec{H}(\vec{r}, \omega_\mu) \cdot d\vec{l}} \quad (4.1.7)$$

où C est un contour fermé autour de l'électrode centrale et L une ligne connectant celle-ci avec la masse (voir figure 4.1.9).

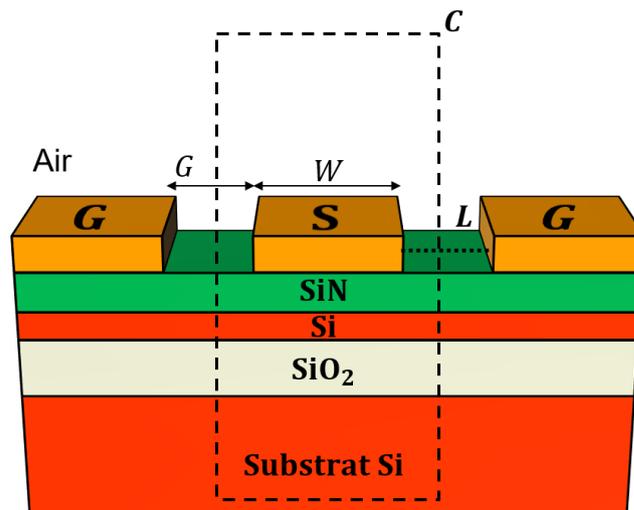


FIGURE 4.1.9 – Méthode de calcul de l'impédance caractéristique de la ligne coplanaire.

En faisant varier à une fréquence donnée la largeur W de l'électrode centrale et son écart G avec la masse, une carte d'impédances de la ligne est obtenue, permettant ainsi de cibler les dimensions pour lesquelles le résultat est 50Ω . À 10 GHz, nous obtenons la carte 4.1.10.

Nous utilisons des sondes RF de type GSG (pour *Ground-Signal-Ground*) dont les pointes sont séparées de $100 \mu\text{m}$. Compte-tenu de leur taille, de larges électrodes d'accès doivent être conçues pour assurer une certaine ergonomie lors des caractérisations. Elles doivent également être adaptées 50Ω pour correctement accommoder les signaux micro-ondes dans le circuit électrique de l'échantillon en évitant toute réflexion parasite. Une largeur de $50 \mu\text{m}$ pour les électrodes d'accès S a donc été retenue avec un espacement de l'ordre de $27 \mu\text{m}$ avec la masse G. Les masses sont connectées entre elles à l'arrière des

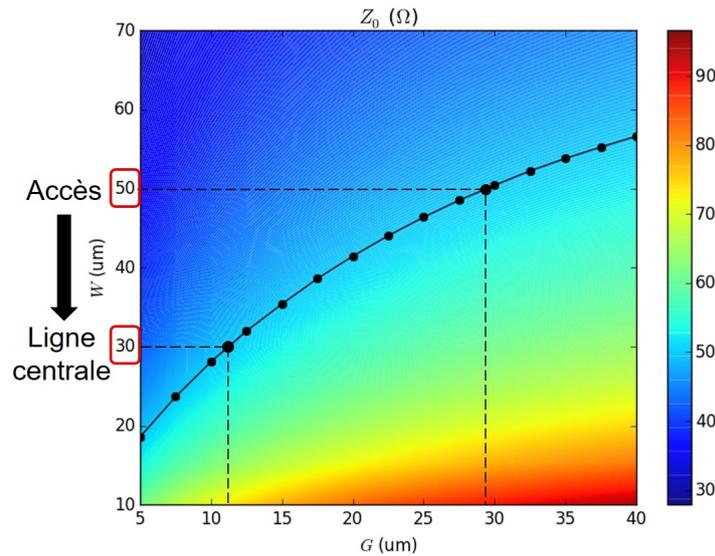


FIGURE 4.1.10 – Impédance caractéristique de la ligne coplanaire.

contacts pour garantir leur bonne polarisation au cas où une des pointes ne touche pas correctement un des contacts G. La connexion des masses est effectuée à $150 \mu\text{m}$ à l'arrière des contacts pour éviter toute capacité parasite entre la piste S et cette connexion. Les largeurs des pistes S et des espacements signal-masse sont progressivement réduites avec l'aide de tapers linéaires. L'ensemble des spécifications évoquées jusqu'ici sont comprises dans une électrode de référence (i.e. pour une longueur $L_{\text{bras}} = 0 \text{ m}$) dont une représentation schématique est donnée figure 4.1.11. Ces électrodes sont utilisées pour la définition des lignes

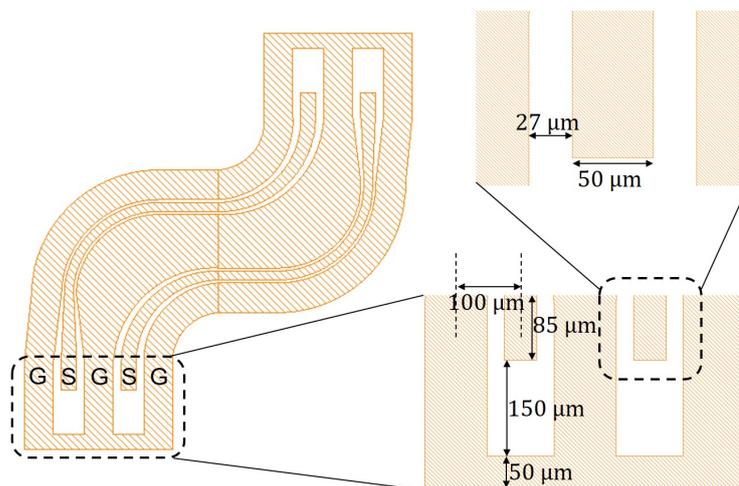


FIGURE 4.1.11 – Schéma de l'électrode d'accès de référence.

électriques à superposer avec les interféromètres.

4.1.4 Design final des dispositifs

Les circuits électriques sont donc placés au dessus des interféromètres (figure 4.1.12) de façon à aligner les lignes S au dessus des guides d'onde pour pouvoir générer un champ

électrique vertical dans ces derniers, et ce quelque soit l'orientation des guides.

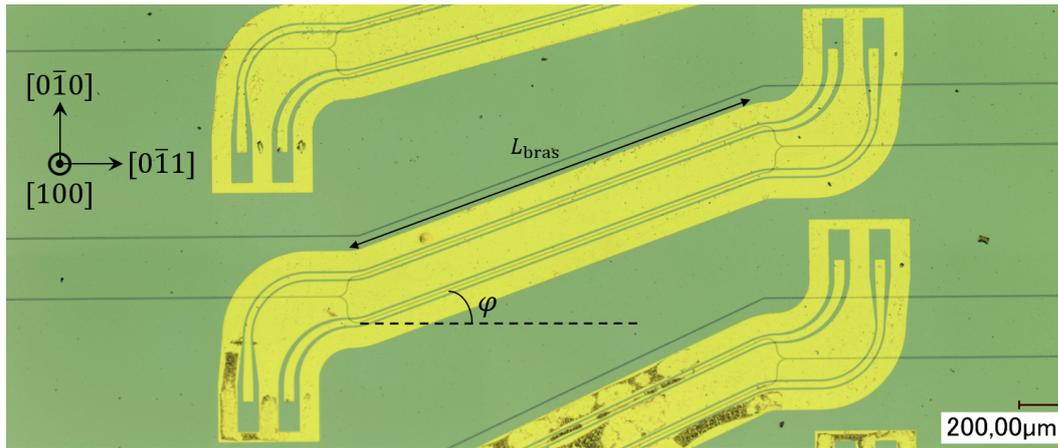


FIGURE 4.1.12 – Photo prise au microscope optique d'un interféromètre de Mach-Zehnder et des lignes coplanaires l'accompagnant.

Grâce à cette configuration de modulateurs, une étude cristallographique permettra de calculer les coefficients Γ_{xx}^{xy} et Γ_{yy}^{xy} en travaillant en régime micro-onde afin de décrire précisément la distribution spatiale du coefficient $\chi_{xy}^{(2)}$ dans les guides d'onde silicium contraints.

4.2 Caractérisation en régime micro-onde

Pour bien comprendre l'influence de l'effet Pockels dans la modulation électro-optique sur silicium contraint en général, il est dans un premier temps nécessaire de travailler en régime micro-onde de façon à s'affranchir de l'influence des porteurs libres. Des ondes hyperfréquences sont donc injectées dans les lignes coplanaires. Lorsque ces lignes sont adaptées 50Ω , la propagation de ces ondes peut être décrite par l'équation (2.8.5). Cette description nécessite la connaissance des pertes linéiques de propagation ainsi que l'indice de groupe (tous les deux fonctions de la fréquence micro-onde), rendue possible à travers une série de caractérisations électriques appropriées.

4.2.1 Caractéristiques électriques des lignes coplanaires

Les caractérisations électriques en régime micro-onde s'effectuent en mesurant les paramètres S des lignes de transmission. Ces derniers sont définis à partir des ondes de tension entrantes a et sortantes b de la manière suivante :

où $S_{11} = b_1/a_1$ et $S_{22} = b_2/a_2$ correspondent respectivement aux coefficients de réflexion à l'entrée et à la sortie de la ligne, $S_{21} = b_2/a_1$ et $S_{12} = b_1/a_2$ définissent respectivement les coefficients de transmission direct et inverse. Pour les mesurer sur les lignes coplanaires, nous avons utilisé un analyseur de réseau vectoriel *Agilent 8517B* opérant entre 45 MHz et 50 GHz. Toutes les calibrations préliminaires à chaque caractérisations ont été effectuées en utilisant un kit de calibration *Agilent 85056A* adapté aux connecteurs 2,4 mm

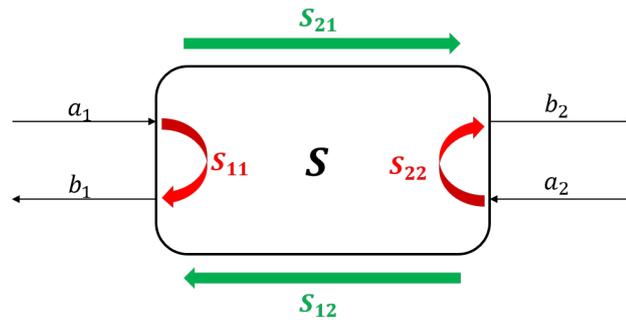


FIGURE 4.2.1 – Paramètres S.

(compatibles jusqu'à 50 GHz). Ce kit permet un étalonnage complet sur deux ports et donc de mesurer correctement tous les paramètres S de n'importe quelle structure micro-onde. Il comprend des connecteurs circuit ouvert, court-circuit ainsi qu'une charge 50Ω pour calibrer les paramètres S_{11} et S_{22} . Les paramètres S_{21} et S_{12} sont quant à eux directement calibrés en connectant les deux ports de l'analyseur de réseau vectoriel via des câbles coaxiaux de référence. Pour pouvoir caractériser les lignes coplanaires, nous avons utilisé deux câbles coaxiaux 2,4 mm chacun d'une longueur de 1 m et deux ensembles de sondes *ZProbes* de profil GSG (de l'acronyme anglais *Ground-Signal-Ground* pour lesquels les pointes sont séparées d'une distance de $100 \mu\text{m}$). Le signal micro-onde est émis alternativement depuis le port 1 ou le port 2, traverse le circuit électrique (i.e. les câbles, les pointes et les électrodes) à caractériser, puis termine sa course sur une charge 50Ω . L'ensemble des paramètres S sont ainsi mesurés pour chaque fréquence (cf figure 4.2.2).

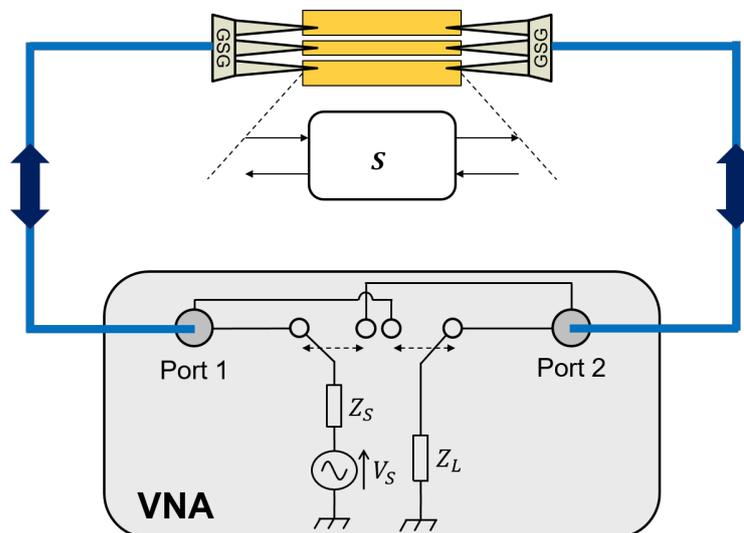


FIGURE 4.2.2 – Schéma du montage de caractérisations électriques micro-onde.

L'analyseur de réseau vectoriel est adapté 50Ω , ce qui implique par conséquent $Z_S = Z_L = 50 \Omega$. La source électrique alternative au sein de l'analyseur délivre par ailleurs des signaux V_S de faibles amplitudes de façon à travailler en régime petit signal lors des caractérisations de composants électriques hyperfréquences.

Dans un premier temps, nous pouvons calculer l'impédance caractéristique de chaque

ligne (voir figure 4.2.3) via la formule suivante pour un système à deux ports :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{(Z_{\text{ref}}^* + S_{11}Z_{\text{ref}})(Z_{\text{ref}}^* + S_{22}Z_{\text{ref}}) - S_{12}S_{21}Z_{\text{ref}}^2}{(1 - S_{11})(1 - S_{22}) - S_{12}S_{21}}} \quad (4.2.1)$$

où Z_{ref} correspond à l'impédance caractéristique des équipements micro-onde et vaut 50Ω .

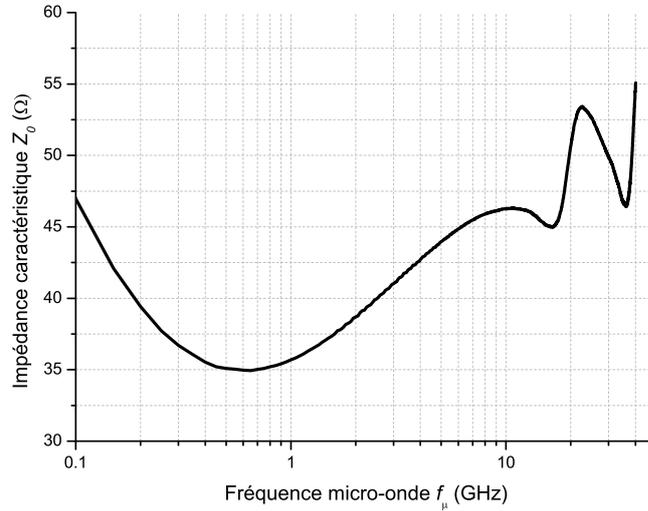


FIGURE 4.2.3 – Evolution de l'impédance caractéristique de la ligne coplanaire en fonction de la fréquence micro-onde.

Les paramètres de réflexion S_{11} et S_{22} étant faibles, il est donc légitime de considérer que la tension de l'onde hyperfréquence le long de la ligne coplanaire puisse être décrite par l'équation (2.8.5). Ce faisant, l'indice de groupe $n_{g\mu}$ et le coefficient d'atténuation linéique a_μ de l'onde doivent être déterminés pour complètement décrire celle-ci. Ces paramètres sont contenus dans le coefficient complexe $S_{21} = |S_{21}|e^{i\phi_{21}}$. En effet, pour une ligne de transmission de longueur L , nous pouvons écrire :

$$|S_{21}| = e^{-a_\mu L} \quad (4.2.2)$$

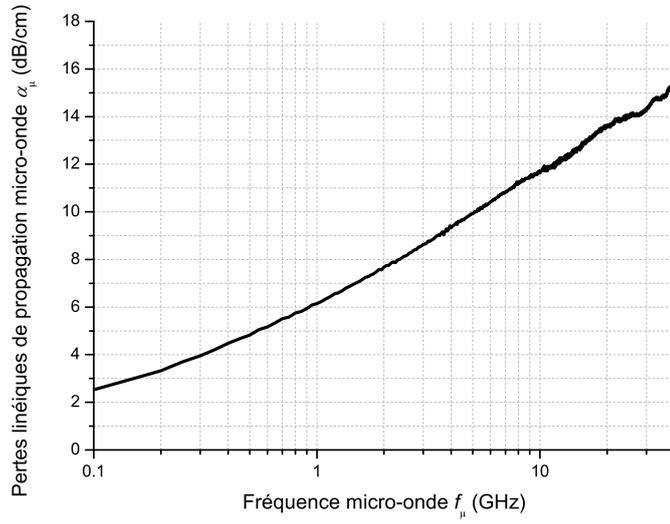
$$\phi_{21} = -\frac{2\pi f_\mu}{c} n_{g\mu} L \quad (4.2.3)$$

La mesure du paramètre S_{21} donne donc accès aux deux paramètres a_μ et $n_{g\mu}$. Dans le cas des lignes coplanaires le long des bras des interféromètres de Mach-Zehnder, nous avons obtenu les résultats illustrés aux figures 4.2.4a et 4.2.4b.

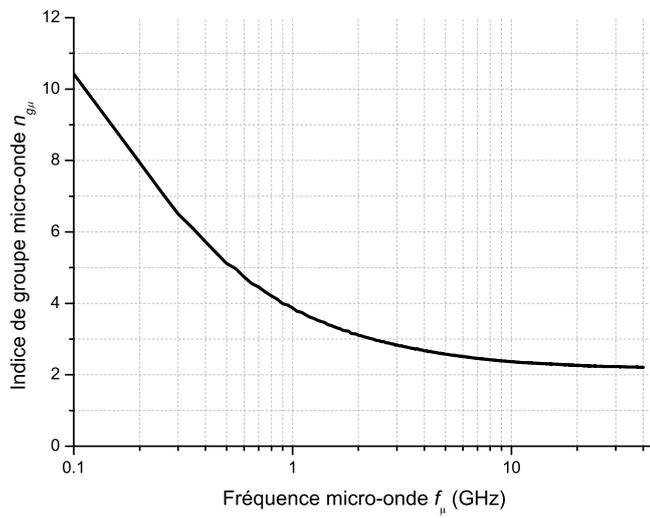
Avec les notations complexes et l'équation (2.8.7), l'intégration du signal électrique AC sur un segment de longueur L s'écrit :

$$\int_0^L V_{\text{AC}}(z, f_\mu) dz = V_{\text{AC}0}(f_\mu) \frac{c}{ca_\mu(f_\mu) + 2i\pi\delta_{\mu o}(f_\mu) f_\mu} \left(1 - e^{-a_\mu(f_\mu)} e^{-\frac{2i\pi\delta_{\mu o}(f_\mu) f_\mu}{c} L} \right) \quad (4.2.4)$$

et peut être calculée pour chaque fréquence micro-onde. Cependant, nous ne considérerons



(a)



(b)

FIGURE 4.2.4 – Evolution des pertes linéiques de propagation (a) et de l'indice de groupe (b) des lignes coplanaires en fonction de la fréquence micro-onde.

que sa partie réelle lors des calculs. En effet, la notation complexe est employée ici pour simplifier l'écriture des formules.

4.2.2 Mesure des réponses électro-optiques

Pour mesurer l'efficacité de modulation électro-optique, nous avons utilisé un analyseur de composants *Agilent 86032A*. Celui-ci permet de caractériser, entres autres, la bande passante de modulateurs électro-optiques et de photo-diodes dans la gamme de fréquences 100 MHz-50 GHz. En particulier, nous avons paramétré l'analyseur de composants en mode électro-optique de façon à caractériser les modulateurs à effet Pockels. De cette façon, un signal électrique micro-onde est transmis depuis l'analyseur de composants jusqu'aux électrodes de l'échantillon. Ce signal vient modifier la phase de l'onde optique dans un des deux bras de l'interféromètre de Mach-Zehnder, entraînant ainsi une modulation de l'intensité du signal optique. Ce dernier est ensuite détecté par une photo-diode rapide, intégrée dans l'analyseur de composants, fonctionnant jusqu'à 50 GHz et supportant au maximum une puissance optique moyenne de 10 mW. La réponse électro-optique R_m fréquentielle est finalement tracée sur un analyseur de spectre électrique. Celle-ci est définie par :

$$R_m = \frac{P_{\text{out}}^{\text{AC}}}{I_{\text{in}}^{\text{AC}}} = \frac{P_{\text{out}}^{\text{AC}}}{V_{\text{in}}^{\text{AC}}} Z_{\text{ref}} \quad (4.2.5)$$

où $P_{\text{out}}^{\text{AC}}$ est la puissance crête du signal sinusoïdal optique en sortie du modulateur, $V_{\text{in}}^{\text{AC}}$ la tension crête du signal sinusoïdal délivré par l'analyseur de composants et Z_{ref} son impédance caractéristique (valant 50 Ω). Il est de plus à noter que cette réponse R_m est normalisée à 1 W/A. L'ensemble des caractérisations électro-optiques ont été effectuées aux points de quadrature de l'interféromètre, i.e. dans des régions linéaires, de façon à pouvoir garantir la bonne opération de modulation électro-optique. Dans le cas de l'interféromètre de Mach-Zehnder, cela correspond aux points à mi-hauteur de sa fonction de transfert (figure 4.2.5).

À partir du spectre optique des interféromètres, nous avons pu identifier ces régions linéaires et choisir la longueur d'onde optique associée. Pour mener à bien les mesures de bande passante des modulateurs à effet Pockels, nous avons exploité le montage expérimental représenté à la figure 4.2.6.

Du côté du circuit photonique, une source laser *TUNICS Plus* continue, accordable en longueur d'onde et opérant dans la bande C (de 1520 nm à 1580 nm) a été utilisée. Le signal optique ainsi délivré par la source laser est ensuite amplifié jusqu'à environ 40 mW (ou +16 dBm) grâce à un amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA) avant d'être injecté dans l'échantillon par le biais d'une fibre lentillée. Cette étape d'amplification est nécessaire du fait des pertes de couplage d'environ 10 dB obtenues au niveau des facettes de l'échantillon. 90 % de la puissance optique en sortie de l'échantillon est amplifiée par un second EDFA avant d'être détectée par la photo-diode rapide de l'analyseur de composants. Les 10 % res-

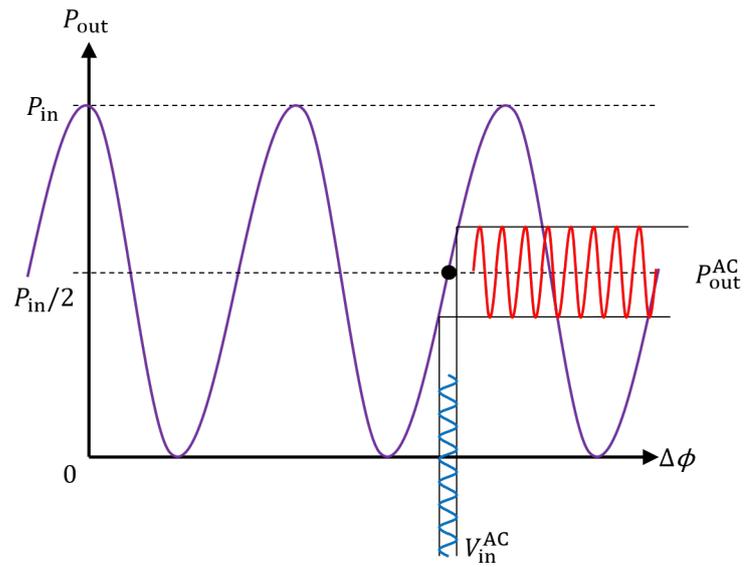


FIGURE 4.2.5 – Principe de modulation électro-optique.

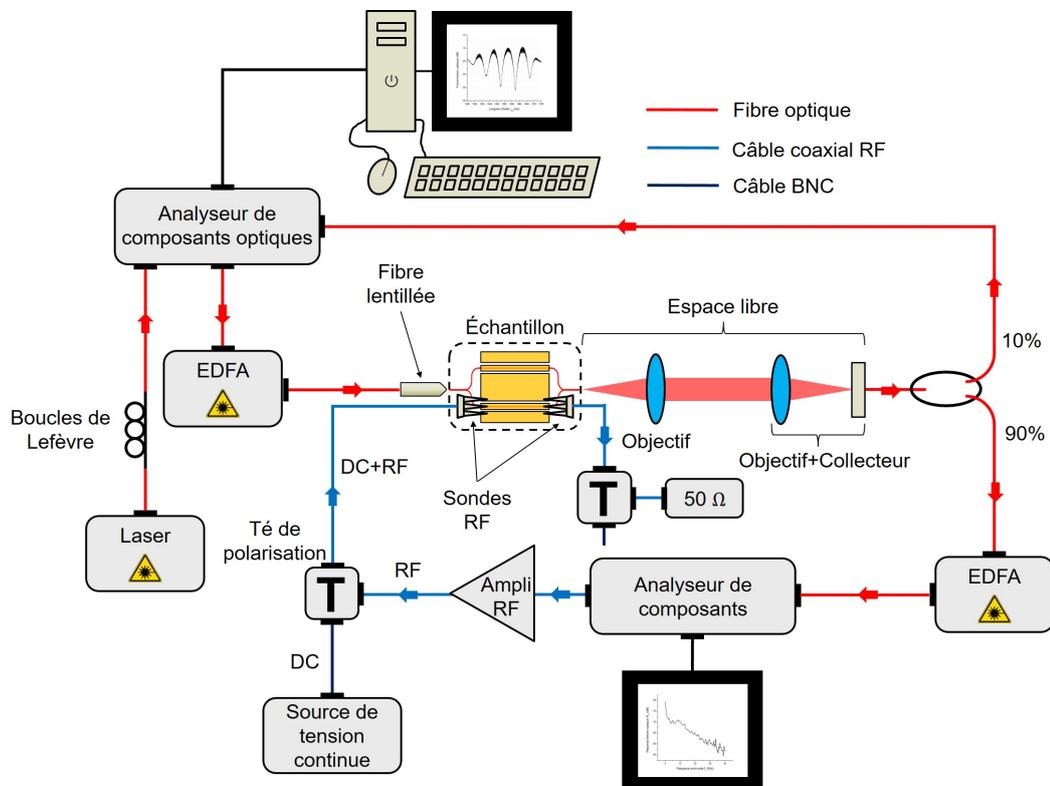


FIGURE 4.2.6 – Schéma du montage de caractérisations électro-optiques en régime micro-onde.

tants sont exploités de façon à obtenir le spectre de transmission optique des interféromètres de Mach-Zehnder grâce à un analyseur de composants optiques CT400. Du fait de la bande spectrale d'amplification des EDFA, nous avons travaillé entre 1520 nm et 1580 nm. Un exemple de spectre optique est donné figure 4.2.7.

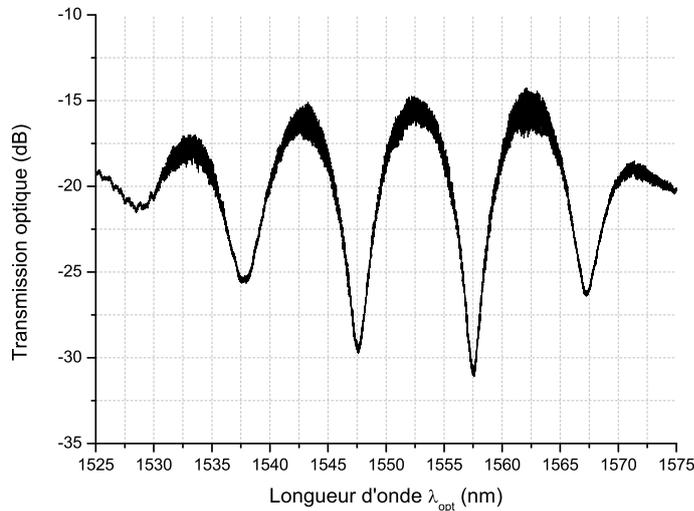


FIGURE 4.2.7 – Exemple d'un spectre de transmission optique obtenu avec le montage de caractérisations électro-optiques en régime micro-onde.

Des oscillations de très petites périodes (notées $FSR_{\text{Fabry-Perot}}$ sont visibles (figure 4.2.8). Elles correspondent aux interférences de l'interféromètre de Fabry-Perot formé par les deux facettes clivées de l'échantillon. Malgré leur amplitudes (2-3 dB), elles ne sont pas gênantes pour les mesures.

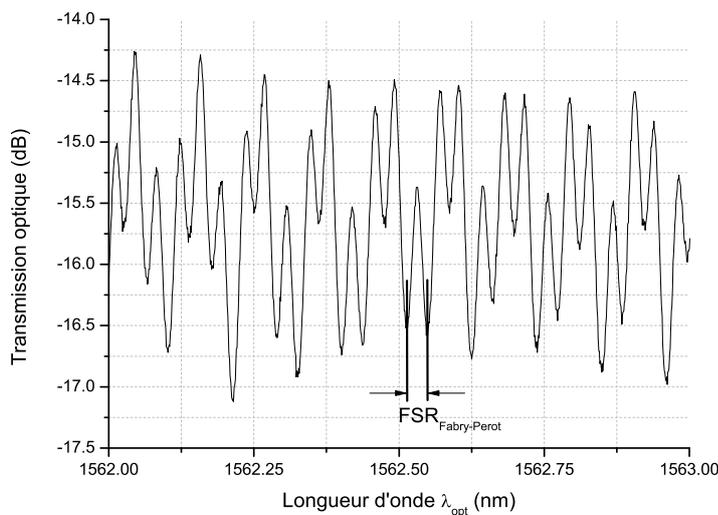


FIGURE 4.2.8 – Exemple d'interférences produites par l'interféromètre de Fabry-Perot formé par les deux facettes clivées de l'échantillon.

Du côté du circuit électrique, différents signaux micro-onde quasi-harmoniques, dont la

fréquence évolue entre 100 MHz et 40 GHz, sont générés depuis l'analyseur de composants. Ces signaux sont ensuite amplifiés grâce à un amplificateur radio-fréquence *SHF 806 E*. Celui-ci permet d'amplifier d'environ 27 dB les signaux micro-onde compris entre 40 kHz et 38 GHz. Cela dit pour être plus précis quant au niveau d'amplification atteint à chaque fréquence, nous avons mesuré le paramètre S_{21} de ce dispositif. Un té de polarisation relié à une source électrique continue délivrant une tension V_{DC} est connecté en sortie de l'amplificateur RF. Cette composante continue permet de modifier le régime des porteurs libres dans le guide d'onde silicium et d'étudier son influence sur les mesures électro-optiques comme nous le verrons plus loin. Les mêmes sondes *ZProbes* sont utilisées pour amener l'ensemble des signaux électriques au niveau des électrodes. En sortie du circuit électrique, un second té de polarisation est disposé pour pouvoir connecter la branche continue sur un circuit ouvert (permettant ainsi d'éviter toute circulation de fort courants électriques au niveau des électrodes) tandis que la branche RF est connectée à une charge 50Ω pour éviter tout retour de signal par réflexion.

Par conséquent, la tension continue et l'onde hyperfréquence induisent ensemble un déphasage optique $\Delta\phi$ pouvant se décomposer de la manière suivante :

$$\Delta\phi = \Delta\phi^{DC} + \Delta\phi^{AC} \quad (4.2.6)$$

En choisissant pour chaque tension continue V_{DC} une longueur d'onde correspondant à un point de quadrature de l'interféromètre (voir figure 4.2.9), i.e. $\Delta\phi^{DC} = (k + \frac{1}{2})\pi$ où $k \in \mathbb{Z}$, il est ainsi possible de faire un développement limité de l'équation (4.1.1). Cela permet d'écrire la puissance optique à la sortie de l'interféromètre de la manière suivante :

$$P_{out} \simeq \frac{P_{in}}{2} (1 \pm \Delta\phi^{AC}) = P_{out}^{DC} + P_{out}^{AC} \quad (4.2.7)$$

où

$$P_{out}^{DC} = \frac{P_{in}}{2} \quad \text{et} \quad P_{out}^{AC} = \frac{P_{in}}{2} \Delta\phi^{AC} \quad (4.2.8)$$

La puissance optique de sortie se compose donc d'un signal continu autour duquel évolue un signal oscillant, ce qui est bien caractéristique des points de fonctionnements linéaires. Mais seul le signal oscillant est pris en compte dans la mesure des réponses électro-optiques. Par conséquent, R_m peut s'écrire :

$$R_m \simeq \frac{\frac{P_{in}}{2} \Delta\phi^{AC}}{V_{in}^{AC}} Z_{ref} \quad (4.2.9)$$

Nous avons mesuré pour plusieurs fréquences la tension crête V_{in}^{AC} en utilisant un analyseur de spectre électrique. À partir de ces données, nous avons pu l'extrapoler sur toute la gamme de fréquences employée (cf figure 4.2.10).

Par ailleurs, nous avons vérifié le niveau de puissance optique en sortie du second EDFA

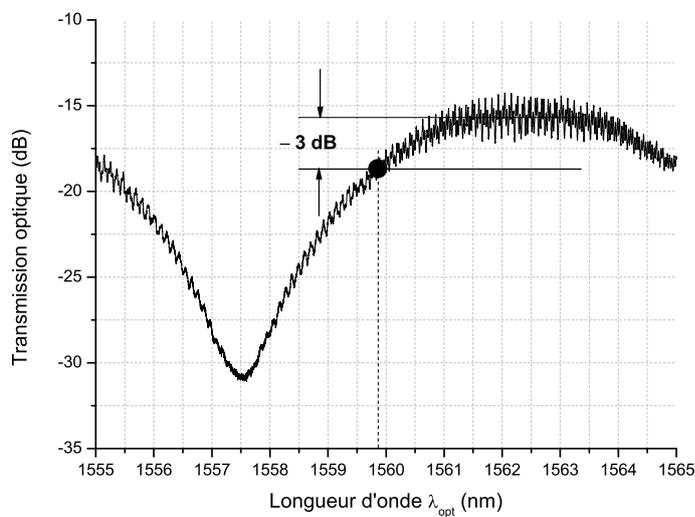


FIGURE 4.2.9 – Choix de point de fonctionnement en quadrature pour la mesure des réponses électro-optiques.

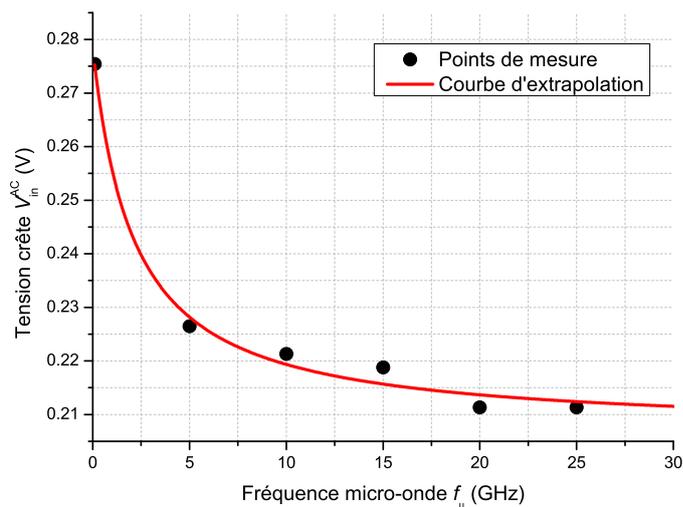


FIGURE 4.2.10 – Tension crête en sortie de l'analyseur de composants en fonction de la fréquence micro-onde.

en utilisant un puissance-mètre. En faisant varier, grâce à un atténuateur optique, la puissance à l'entrée de l'amplificateur, nous avons mesuré en sortie une puissance constante et environ égale à 7,2 mW (lorsque l'EDFA est réglé de manière à délivrer 10 mW). La puissance délivrée par cet EDFA correspond donc à $\frac{P_m}{2}$. L'ensemble des paramètres de l'équation (4.2.9) sont donc connus à l'exception du déphasage optique $\Delta\phi^{AC}$ induit par effet Pockels. Pour le déterminer, nous exploitons le modèle développé au chapitre 2. Pour ce faire, nous détaillons dans la suite deux études différentes :

- L'impact de la tension continue V_{DC} sur les réponses électro-optiques
- L'influence de l'angle d'orientation φ des modulateurs sur les réponses électro-optiques

Deux paramètres sont donc ajustables. Nous pouvons les étudier séparément l'un de l'autre.

4.2.3 Influence du régime de porteurs libres

Dans un premier temps, nous pouvons nous intéresser à l'influence de la composante électrique continue sur les résultats de mesure des réponses électro-optiques. Lorsqu'une tension continue V_{DC} est appliquée aux électrodes, la distribution des porteurs libres dans le guide d'onde silicium et celle des porteurs libres aux interfaces se retrouvent toutes deux modifiées. Par défaut (i.e. $V_{DC} = 0$ V), les porteurs libres dans le guide d'onde sont en régime d'inversion du fait de la présence de charges fixes positives dans la couche de SiN. Ainsi, en appliquant une tension négative, le régime des porteurs se rapproche de la déplétion tandis qu'une tension positive privilégie davantage l'inversion. Ces différents régimes affectent notamment les réponses électro-optiques entre 100 MHz et environ 2 GHz (voir figure 4.2.11).

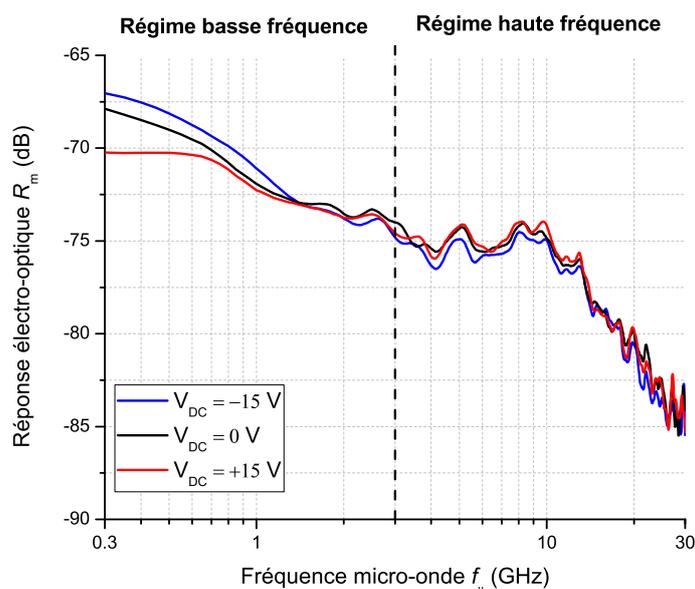


FIGURE 4.2.11 – Influence du point de fonctionnement électrique sur les réponses électro-optiques pour l'orientation 40° .

En effet, dans cette gamme de fréquences les porteurs libres sont suffisamment sensibles aux signaux oscillants. Ils affectent donc plus facilement le champ électrique dans le guide d'onde silicium. Dans le cas où le point de fonctionnement DC est choisi de façon à travailler en régime de déplétion, la variation de la concentration des porteurs sous l'action d'un signal électrique harmonique est plus importante, conduisant ainsi à de plus fortes variations du champ électrique dans le guide d'onde. Les réponses électro-optiques dans ce régime sont donc plus importantes. Cela n'est plus le cas dans le régime d'inversion, dans lequel les variations de porteurs sont moins prononcées. La figure 4.2.12 illustre l'ensemble de ces observations du point de vue des simulations.

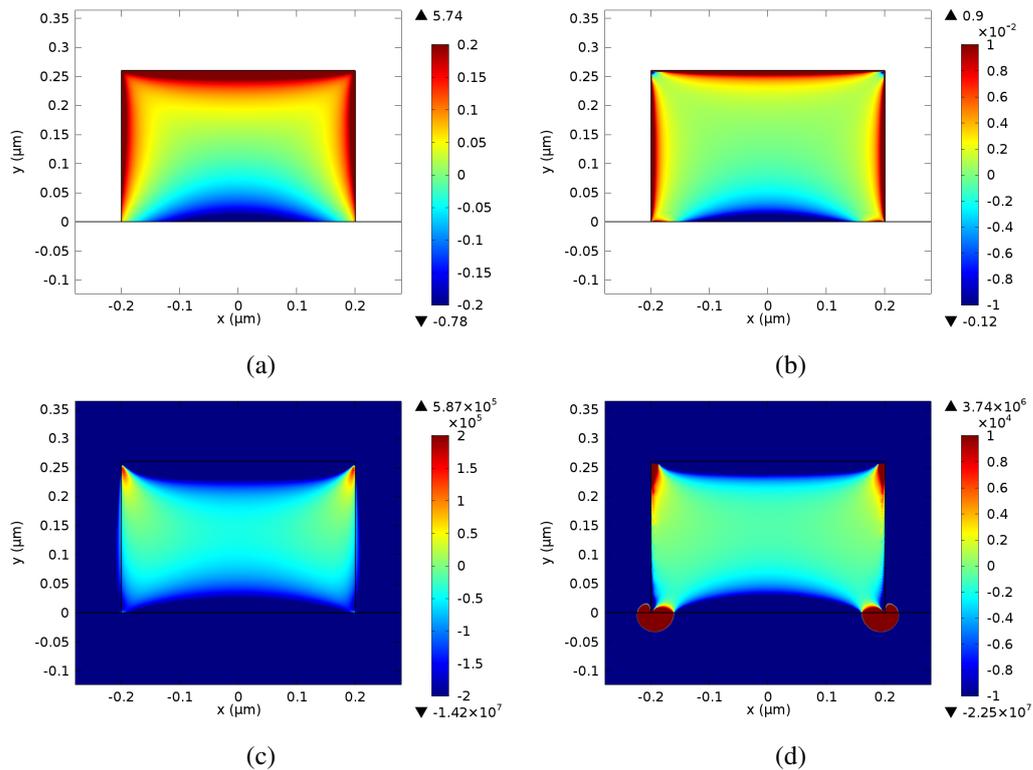


FIGURE 4.2.12 – Distribution des concentrations de porteurs libres (en échelle logarithmique) et distribution de la composante verticale F_y du champ électrique pour différentes tensions continues et sous l'action d'une tension pic AC de 10 V. (a) Variation de la concentration d'électrons lorsque $V_{DC} = -15$ V. (b) Variation de la concentration d'électrons lorsque $V_{DC} = +15$ V. (c) Distribution de la composante verticale du champ électrique lorsque $V_{DC} = -15$ V. (d) Distribution de la composante verticale du champ électrique lorsque $V_{DC} = +15$ V

Par ailleurs, compte-tenu des limitations techniques des tés de polarisation, nous ne pouvions appliquer des tensions continues qu'entre -15 V et +15 V. Il nous a donc été impossible de vérifier le comportement électro-optique en régime d'accumulation par exemple. Cependant, nous pouvons vérifier que le modèle physique de l'effet Pockels décrit dans le chapitre 2 rend bien compte de ces premières observations expérimentales. Pour ce faire, nous rappelons la formule du déphasage optique induit par effet Pockels en ajoutant la contribution de la variation d'orientation φ des modulateurs :

$$\Delta\phi_P^{AC}(f_\mu, \varphi, V_{DC}) = \frac{2\pi}{\lambda_{opt}} \left(\sum_{ijk} \sum_{mnl} \Gamma_{mnl}^{ijk} \frac{\partial \widetilde{\eta}_{mnl}^{ijk}}{\partial V}(V_{DC}, \varphi, f_\mu) \right) \int_0^L V_{AC}(z, f_\mu) dz \quad (4.2.10)$$

Pour un angle φ donné, la réponse électro-optique en basses fréquences sera grandement déterminée par les GDEH (gradients de déformations effectifs harmoniques, i.e. les $\widetilde{\eta}_{mnl}^{ijk}$) puisque les porteurs libres ont une influence non négligeable sur le champ électrique dans les guides d'onde à ces fréquences. Le champ électrique varie d'autant plus que les porteurs libres sont dans le régime déplétion, dans lequel les variations de concentration des porteurs libres sont les plus fortes. Au contraire, en régime d'inversion la variation de la concentration des porteurs libres est moins prononcée ce qui réduit les variations du champ électrique.

Les dérivées premières des GDEH évoluent de la même façon que les réponses électro-optiques obtenues entre 300 MHz et 3 GHz pour différentes tensions continues V_{DC} . De plus, pour des fréquences supérieures, les dérivées premières des GDEH convergent vers une valeur constante, qui semble *a priori* uniquement dépendre de l'angle φ . Pour vérifier cette hypothèse, nous pouvons examiner le comportement des réponses électro-optiques à des fréquences supérieures à 3 GHz pour un régime de porteurs libres fixé.

4.2.4 Caractérisation complète du tenseur Γ

Le premier constat que nous pouvons faire sur les réponses électro-optiques obtenues en régime "hautes" fréquences (figure 4.2.11) provient de leur "constance" jusqu'à 10 GHz puis par la suite de leur décroissance. Cette soudaine diminution de l'efficacité de modulation électro-optique est principalement attribuée à la différence de vitesse de groupe entre les ondes optique et hyperfréquence. Le calcul de l'intégrale dans l'équation (4.2.10) fait émerger cette caractéristique. Ces comportements sont retrouvés identiquement quelque soit l'angle d'orientation φ , hormis le niveau d'efficacité de modulation électro-optique. En effet lorsque l'angle augmente, la réponse du modulateur est translatée verticalement vers de plus fortes efficacités de modulation, comme le montrent notamment les figures (4.2.14) et (4.2.13). Les meilleures efficacités sont obtenues à l'angle 45° , correspondant à une direction cristallographique principale dans la famille $\langle 100 \rangle$ du silicium où les déformations de ce dernier sont les plus importantes lorsqu'il est soumis à des contraintes mécaniques, comme mis en avant d'après les figures (4.1.7a) et (4.1.7b).

Les coefficients Γ_{xy}^{xy} et Γ_{yy}^{xy} s'écrivent en fonction de deux paramètres mathématiques α et β , caractéristiques du matériau considéré, de la manière suivante :

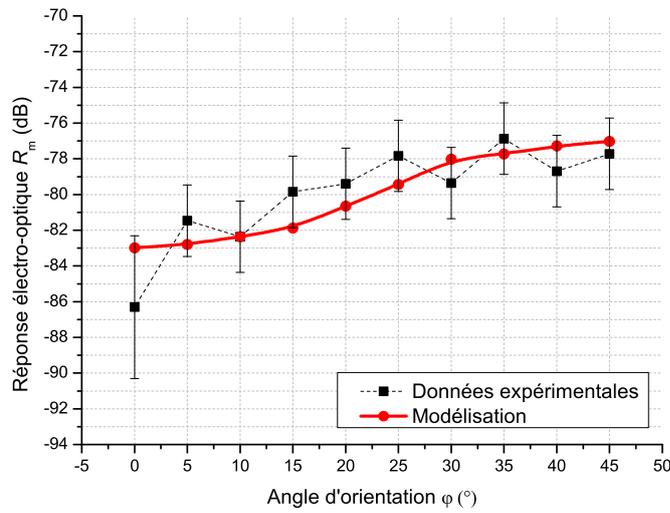


FIGURE 4.2.13 – Evolution de l’efficacité de modulation électro-optique en fonction de l’orientation de l’interféromètre à 15 GHz.

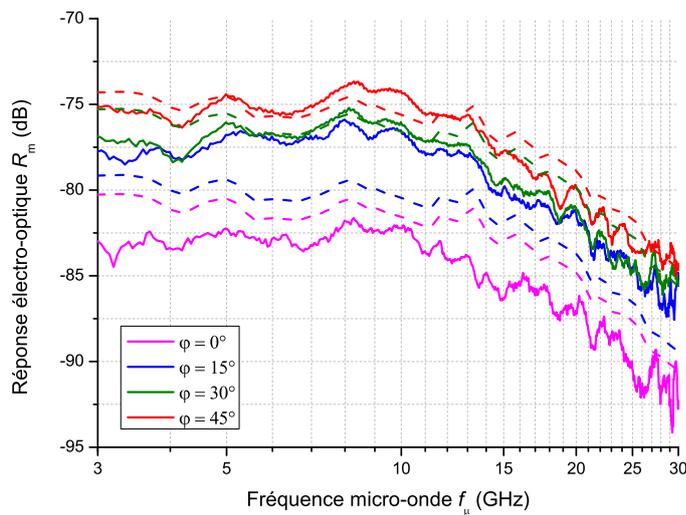


FIGURE 4.2.14 – Evolution de l’efficacité de modulation électro-optique en fonction de la fréquence micro-onde pour différentes orientations cristallographiques. Les courbes en traits pleins correspondent aux données expérimentales tandis que les courbes en traits pointillés correspondent aux résultats décrits par le modèle théorique.

$$\begin{cases} \Gamma_{xxy}^{xxy} = \frac{d^6 K}{27\epsilon_0} (5\beta - 3\alpha - (\alpha + \beta) \cos(4\varphi)) \\ \Gamma_{yyy}^{xxy} = -\frac{d^6 K}{27\epsilon_0} (2(\alpha - 3\beta)) \end{cases} \quad (4.2.11)$$

où $K \simeq -7,25 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}\text{V}^{-3}\text{s}^6$ [17] et $d = 0.235 \text{ nm}$ la distance entre deux atomes de silicium liés de manière covalente. Il est donc possible de calculer les coefficients mathématiques α et β en ajustant le modèle de l'effet Pockels avec les résultats expérimentaux obtenus. Cela suppose de connaître la tension crête à l'entrée du modulateur en fonction de la fréquence micro-onde. Pour ce faire, nous avons recours au paramètre S_{21} de chaque composant électrique se trouvant entre l'échantillon et l'analyseur de composants. Finalement, le résultat de l'ajustement des courbes avec le modèle permet d'extraire les valeurs des coefficients α et β :

$$\begin{cases} \alpha = (2,9 \pm 1,7) \times 10^4 \text{ J/m}^2 \\ \beta = (1,5 \pm 0,2) \times 10^5 \text{ J/m}^2 \end{cases} \quad (4.2.12)$$

La forte incertitude sur la valeur de α peut s'expliquer par le fait que l'interféromètre de Mach-Zehnder orienté à 0° présentait une qualité de transmission optique inférieure aux autres, probablement due à la présence de défauts sur cette structure particulière. Néanmoins, la connaissance des coefficients α et β permet de construire entièrement le tenseur de susceptibilité électrique du second ordre dans le silicium, à partir de la seule connaissance des distributions des gradients de déformation (cf équation 2.4.1). En particulier, la distribution spatiale de la composante $\chi_{xxy}^{(2)}$ dans les guides d'onde silicium de l'échantillon pour les orientations 0° et 45° peut être déterminée (figure 4.2.15).

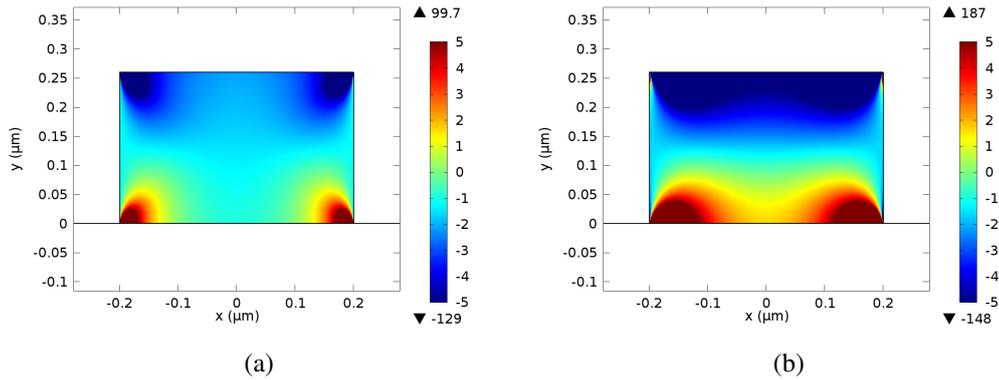


FIGURE 4.2.15 – Distribution de $\chi_{xxy}^{(2)}$ (en pm/V) pour deux orientations de guide d'onde. (a) 0° . (b) 45° .

Les valeurs des deux coefficients α et β sont comparables en ordre de grandeur à celles estimées théoriquement dans [17]. Cela nous amène à penser que le protocole expérimental combiné au modèle développé au chapitre 2 permet de caractériser finement ces deux coefficients, critiques pour la description du tenseur de susceptibilité électrique du second ordre.

Nous pouvons constater que les plus fortes valeurs de $\chi_{xxy}^{(2)}$ (ici supérieures à 10 pm/V) sont obtenues près des bords du guide d'onde où les gradients de déformations sont les plus importants. Pour pouvoir calculer une valeur effective de la composante $\chi_{xxy}^{(2)}$, nous devons considérer son recouvrement spatial avec le mode optique de l'onde guidée. Cependant, la présence à la fois de valeurs positives et négatives de $\chi_{xxy}^{(2)}$ entraîne une forte réduction de sa valeur effective. Cette valeur est obtenue, à une longueur d'onde donnée, à partir du recouvrement spatial avec le mode optique TE fondamental (Le choix du mode dépend de celui utilisé pour propager la lumière dans les guides d'onde). Elle peut également être déterminée en fonction de l'orientation des guides d'onde. Pour une longueur d'onde égale à 1550 nm, nous avons les résultats présentés à la figure 4.2.16.

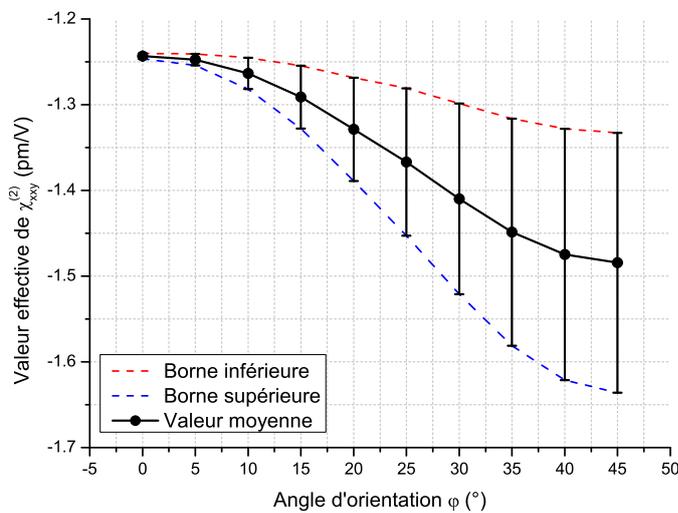


FIGURE 4.2.16 – Evolution de la valeur effective de $\chi_{xxy}^{(2)}$ en fonction de l'orientation des guides d'onde.

La forte incertitude sur la valeur du coefficient α se répercute directement sur les estimations de $\chi_{xxy\text{eff}}^{(2)}$ pour des directions cristallographiques proches de celles constituant la famille $\langle 100 \rangle$. Cependant, la valeur effective de $\chi_{xxy}^{(2)}$ augmente bien (en valeur absolue) lorsque l'angle augmente, ce qui est en accord avec les prévisions attendues dans cette étude. Nous pouvons noter que la valeur effective maximale $\chi_{xxy\text{eff}}^{(2)}$, obtenue dans le cas des guides d'onde orientés à 45° , vaut :

$$\chi_{xxy\text{eff}}^{(2)} = -1,5 \pm 0,2 \text{ pm/V} \quad (4.2.13)$$

Cette valeur est très faible et inférieure à la borne inférieure estimée dans [13], correspondant à une valeur limite de détection. Néanmoins, plusieurs solutions existent pour augmenter sa valeur. La première consiste à optimiser la géométrie des guides d'onde de façon à améliorer le recouvrement spatial entre le $\chi^{(2)}$ et le mode optique pour obtenir une valeur $\chi^{(2)}$ effective plus importante. Nous n'avons pas exploré cette solution au cours de la

thèse. Une autre solution consiste à accroître la contrainte exercée sur les guides silicium. Une autre recette de dépôt de SiN contraint à -1,8 GPa était disponible mais ne permettait pas d'obtenir des couches stables de SiN et épaisses de 700 nm. Nous avons donc choisi d'étudier le cas inverse avec des matériaux moins contraints.

4.2.5 Influence de la contrainte interne au SiN sur la modulation par effet Pockels

Intuitivement nous pouvons comprendre que plus la contrainte exercée sur les guides d'onde silicium sera forte et plus les gradients de déformation seront importants et inversement. En effet, par linéarité de la théorie de l'élasticité, nous pouvons écrire :

$$\frac{\sigma_{i_1}}{\sigma_{i_2}} = \frac{(\eta_{mnl})_{\sigma_{i_1}}}{(\eta_{mnl})_{\sigma_{i_2}}} \quad (4.2.14)$$

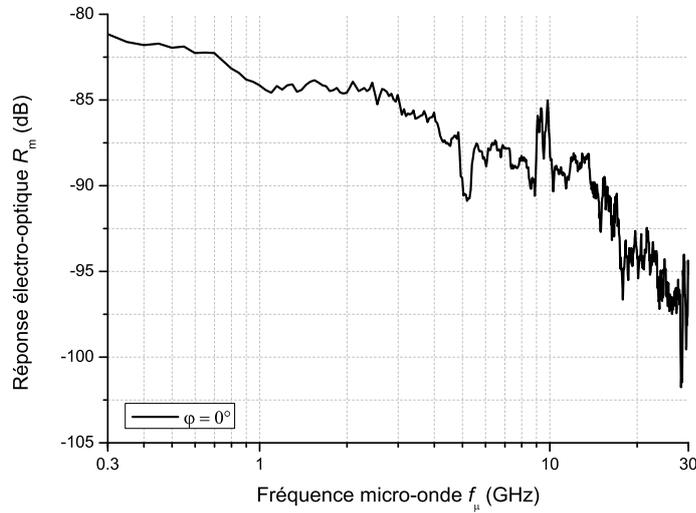
où σ_{i_1} et σ_{i_2} sont deux contraintes internes (à la couche de SiN par exemple) arbitraires. En modifiant la contrainte interne, nous devons nous attendre à une variation des efficacités de modulation Pockels de par la combinaison des équations (4.2.14) et (2.8.13) :

$$R_{m,i_1} = R_{m,i_2} + \underbrace{20 \log_{10} \left(\frac{\sigma_{i_1}}{\sigma_{i_2}} \right)}_{\Delta R_m} \quad (4.2.15)$$

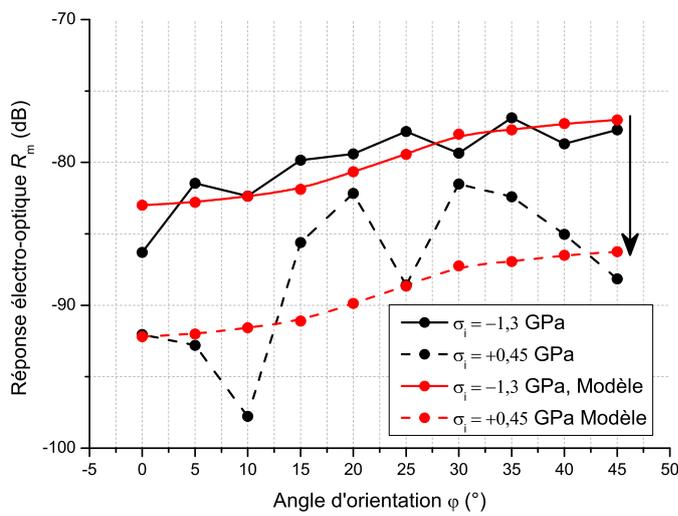
Pour vérifier cette hypothèse, nous avons fabriqué un second échantillon similaire en tout point à celui décrit dans la sous-section précédente, à ceci près que la couche de SiN est contrainte en tension à +0,45 GPa. En effectuant les mesures électro-optiques dans les mêmes conditions que celles décrites précédemment dans ce chapitre, nous avons pu obtenir des comportements de modulation Pockels similaires (figure 4.2.17a), avec cependant des niveaux d'efficacités plus faibles (figure 4.2.17b), ce qui était le résultat attendu.

Avec les deux niveaux de contraintes utilisés ici, nous avons $\Delta R_m \simeq -9,2$ dB. En appliquant ce décalage avec la description théorique des résultats obtenus en forte contrainte, nous constatons que le modèle rend assez bien compte des résultats obtenus en plus faible contrainte. Néanmoins, un énorme écart a lieu pour les orientations comprises entre 15° et 35° . Deux facteurs peuvent expliquer cette différence de comportement :

- Les réponses électro-optiques étant globalement plus faibles, elle manifestent donc plus de bruit et sont plus difficiles à analyser.
- Des variations plus importantes de champs électriques dans les guides d'onde sont responsables de cet écart. Cette hypothèse trouvera une confirmation expérimentale plus loin dans ce chapitre.



(a)



(b)

FIGURE 4.2.17 – Influence de la contrainte sur l’efficacité de modulation électro-optique par effet Pockels. (a) Evolution de l’efficacité de modulation électro-optique en fonction de la fréquence micro-onde pour des guides d’onde faiblement contraints orientés à 0° . (b) Comparaison des réponses électro-optiques à 15 GHz en fonction de l’angle d’orientation des guides d’onde pour deux contraintes interne de SiN différentes.

4.3 Caractérisation en régime continu

À présent que l'effet Pockels dans le silicium contraint est entièrement caractérisé via la connaissance des coefficients Γ_{mnl}^{ijk} , il est intéressant de le comparer aux effets de porteurs en régime continu. Il a déjà été démontré que ces derniers dominent les caractéristiques de modulation électro-optique dans ce régime [12]. Nous proposons d'aller plus loin et de quantifier l'influence de l'effet Pockels par rapport à l'ensemble des effets électro-optiques jouant un rôle dans le phénomène de modulation. Pour ce faire, nous définissons la figure de mérite FdM suivante :

$$FdM = \frac{\Delta n_{\text{effp}}}{\Delta n_{\text{effp}} + \Delta n_{\text{effc}}} \quad (4.3.1)$$

où Δn_{effp} est la variation d'indice effectif induite par effet Pockels et Δn_{effc} celle induite par les porteurs libres. L'influence de trois paramètres sur la variation d'indice effectif $\Delta n_{\text{eff}} = \Delta n_{\text{effc}} + \Delta n_{\text{effp}}$ sera étudiée, à savoir :

- La tension continue V_{DC}
- La longueur d'onde λ
- L'angle d'orientation φ des guides d'onde

4.3.1 Montage expérimental et calcul des variations d'indice effectif

Le mesure de la variation d'indice effectif totale Δn_{eff} est rendue possible par la caractérisation expérimentale du décalage des résonances de l'interféromètre de Mach-Zehnder sous l'action d'un champ électrique. Dans le cas présent, celui-ci est statique du fait de l'application d'une tension électrique continue au niveau des électrodes. Le schéma représenté figure 4.3.1 décrit le montage expérimental permettant de réaliser lesdites mesures.

Deux sources lasers continues et accordables en longueur d'onde *TUNICS* sont combinées de manière à couvrir les bandes E, S, C et L (i.e. de 1350 nm à 1680 nm). La polarisation de chaque laser est contrôlée par des boucles de Lefèvre et optimisée selon la polarisation voulue des modes de propagation dans les échantillons (i.e. TE ou TM). Un polariseur placé juste avant l'échantillon à tester permet d'isoler la direction de polarisation souhaitée. Enfin, l'injection de la lumière dans les échantillons s'effectue par le biais de fibres lentillées. Chaque caractérisation spectrale d'interféromètre de Mach-Zehnder est accompagnée d'une mesure de pertes optiques. Un exemple de tel spectre est donné figure 4.3.2.

Nous constatons que la qualité des résonances obtenues pour des longueurs d'onde optiques inférieures à 1500 nm est plutôt faible. Cela est causé par deux phénomènes distincts. Le premier est mis en évidence par la mesure de transmission optique du banc de caractérisation dans cette gamme de longueur d'onde. En effet, plusieurs pics d'absorption apparaissent autour de 1400 nm. Ils correspondent aux pics d'absorption de l'eau (provenant de

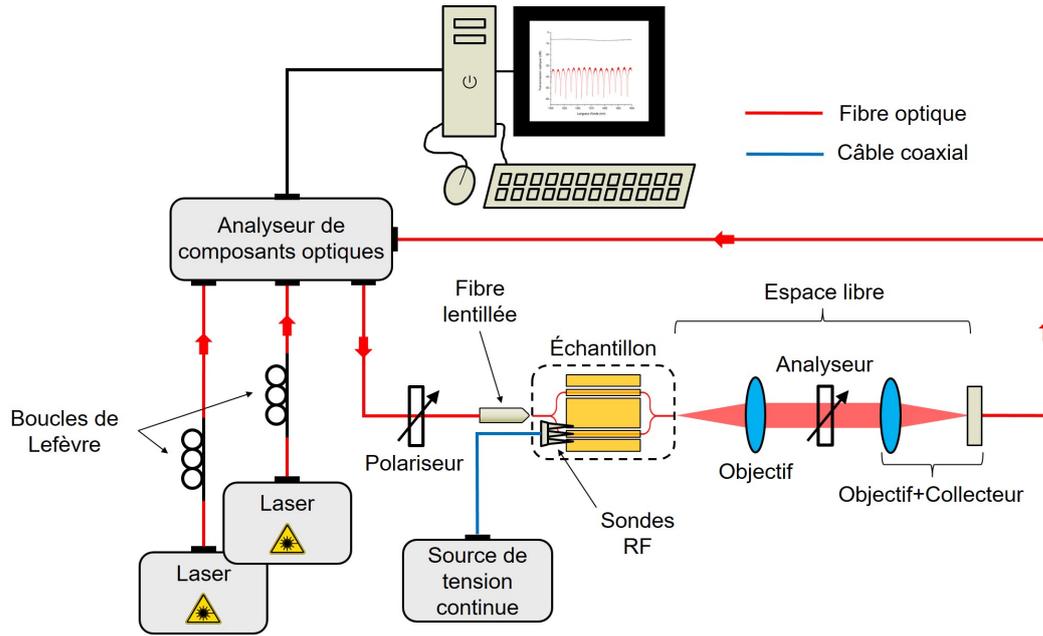


FIGURE 4.3.1 – Schéma du montage de caractérisation électro-optique en régime continu.

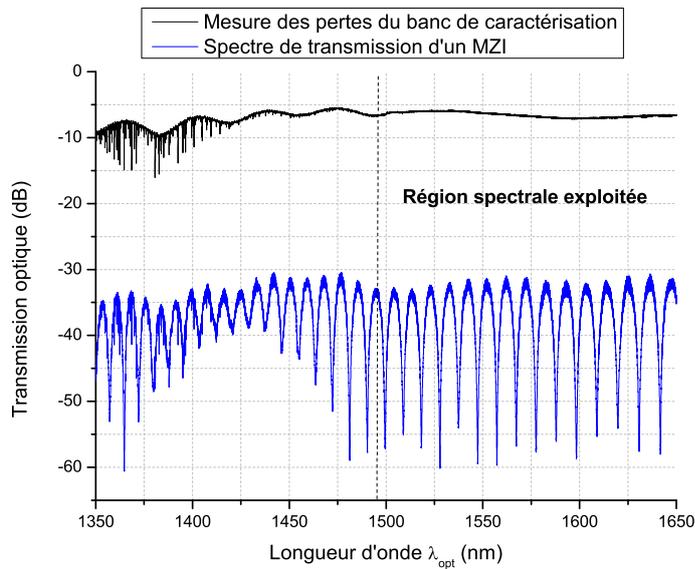


FIGURE 4.3.2 – Exemple de spectre de transmission optique d'interféromètre de Mach-Zehnder obtenu.

l'humidité atmosphérique). Le second est mis en évidence autour de 1425 nm par la forte diminution du contraste des résonances ainsi que de leur distorsion dont l'origine n'est pas bien comprise. Nous n'exploiterons donc que les résonances de fort contraste dans la région spectrale allant de 1500 nm à 1650 nm par la suite.

Une source de tension continue *Keithley* permet d'appliquer une tension DC aux bornes des électrodes. Nous faisons remarquer que le circuit électrique est ouvert, empêchant par conséquent toute circulation de courants électriques le long des lignes. Chaque tension continue V_{DC} appliquée aux électrodes est accompagnée d'une acquisition de spectre optique. L'évolution des décalages des résonances peut ainsi être suivie continûment. Pour étudier le comportement des porteurs libres et l'influence des pièges aux interfaces sur les variations d'indice effectif, nous avons décidé de polariser les électrodes selon un cycle de tension dont un exemple est donné figure 4.3.3.

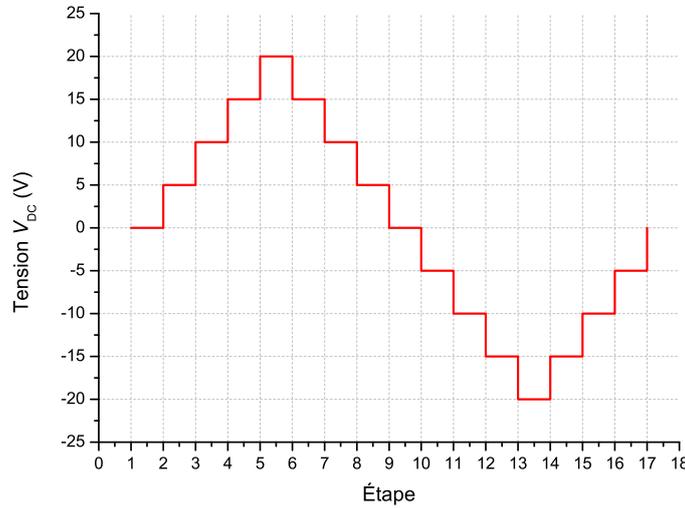


FIGURE 4.3.3 – Cycle de tensions entre -20 V et +20 V.

Ce profil particulier de cycle de tension permet de déceler tout comportement d'hystérésis généré par les pièges aux interfaces et donc de vérifier leur présence.

Nommons $\lambda_{r,k}$ la résonance numérotée k . La variation d'indice effectif Δn_{eff} associée à cette résonance s'écrit :

$$\Delta n_{\text{eff}_k}(V_{DC}, \lambda_{r,k}) = \frac{\lambda_{r,k} \Delta \lambda_{r,k}(V_{DC})}{L_{\text{bras}} ISL(\lambda_{r,k})} \quad (4.3.2)$$

où ISL est l'intervalle spectral libre associé à la résonance $\lambda_{r,k}$ est donné par la moyenne des écarts de celle-ci avec les résonances voisines $\lambda_{r,k+1}$ et $\lambda_{r,k-1}$:

$$\Delta \lambda_{ISL}(\lambda_{r,k}) = \frac{\lambda_{r,k+1} - \lambda_{r,k-1}}{2} \quad (4.3.3)$$

La mesure de l'intervalle spectral libre, pour une résonance donnée, permet notamment de

calculer l'indice de groupe du mode optique à cette longueur d'onde :

$$n_{g,k} = \frac{c}{ISL(\lambda_{r,k}) \Delta L} \quad (4.3.4)$$

où ΔL est la différence de longueur entre les deux bras de l'interféromètre.

Nous mesurons directement sur les spectres optiques les valeurs de $\Delta\lambda_{r,k}$ et de $ISL(\lambda_{r,k})$ associées à chaque tension continue V_{DC} appliquée. L'équation (4.3.2) donne ainsi accès aux valeurs de Δn_{eff} . Un exemple de mesure de Δn_{eff} en fonction de la tension continue V_{DC} est donné figure 4.3.4.

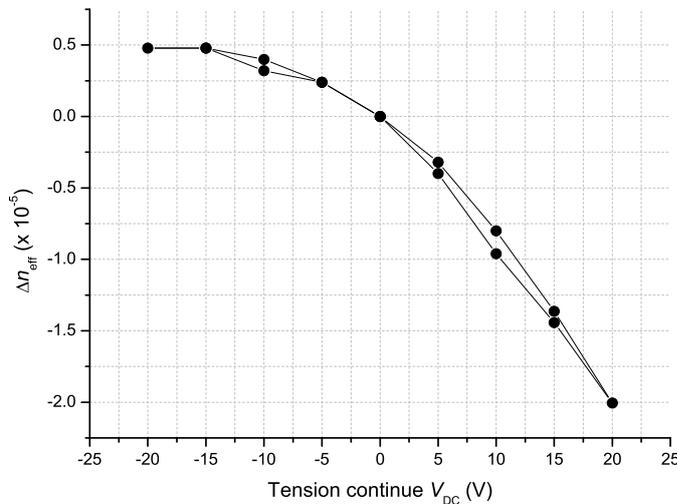


FIGURE 4.3.4 – Exemple de variation d'indice effectif Δn_{eff} en fonction de la tension V_{DC} appliquée aux électrodes.

Par ailleurs, la variation d'indice effectif Δn_{effp} due à l'effet Pockels en fonction de la tension continue V_{DC} peut être décrite à partir de l'équation (2.7.10) et des coefficients Γ calculés plus haut. L'efficacité de l'effet Pockels augmente lorsque l'angle d'orientation φ se rapproche d'une direction cristallographique de la famille $\langle 100 \rangle$, ce qui est en accord avec les résultats obtenus lors de l'étude en régime micro-onde. De plus, quand la contrainte imposée au silicium est plus faible, l'effet Pockels influe moins la modulation électro-optique. Mais les ordres de grandeurs de Δn_{effp} sont bien inférieurs aux valeurs de Δn_{eff} mesurées. En effet, nous avons une figure de mérite FdM comprise entre 5% et 15%.

Dans la suite, nous allons utiliser la méthode de régression linéaire détaillée plus haut pour étudier les influences de la longueur d'onde, de la contrainte ainsi que de la direction cristallographique sur les variations d'indice effectif total Δn_{eff} .

4.3.2 Influence de la longueur d'onde

Lorsque la longueur d'onde optique augmente, les variations d'indice de réfraction du silicium deviennent plus importantes d'après le modèle de Drude-Lorenz (cf équation

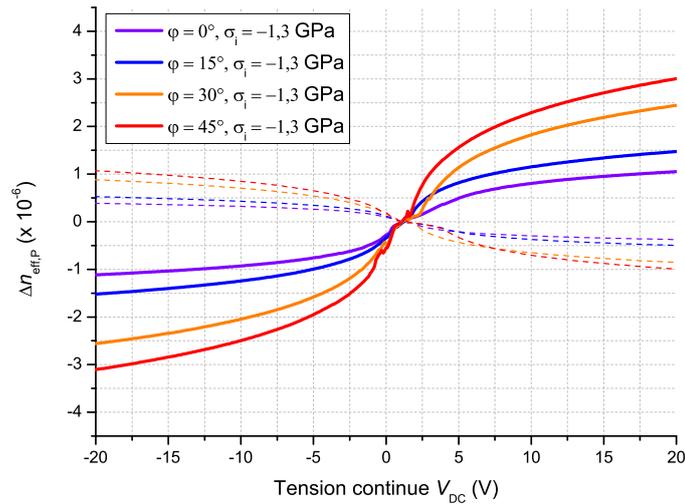


FIGURE 4.3.5 – Variation de l'indice effectif Δn_{eff} en fonction de tension V_{DC} appliquée aux électrodes pour différents niveaux de contrainte du SiN et différents angles d'orientation φ . Les courbes en traits pointillés correspondent au cas de la contrainte interne en tension $\sigma_i = +0,45$ GPa.

2.7.4). Par conséquent, les variations d'indice effectif doivent également suivre cette tendance. Pour vérifier cela, nous pouvons, pour une tension V_{DC} et un angle d'orientation φ donnés, analyser la dépendance de Δn_{eff} en fonction des longueurs d'onde de résonance. Un exemple est donné figure 4.3.6 pour $V_{\text{DC}} = 20$ V et $\varphi = 35^\circ$.

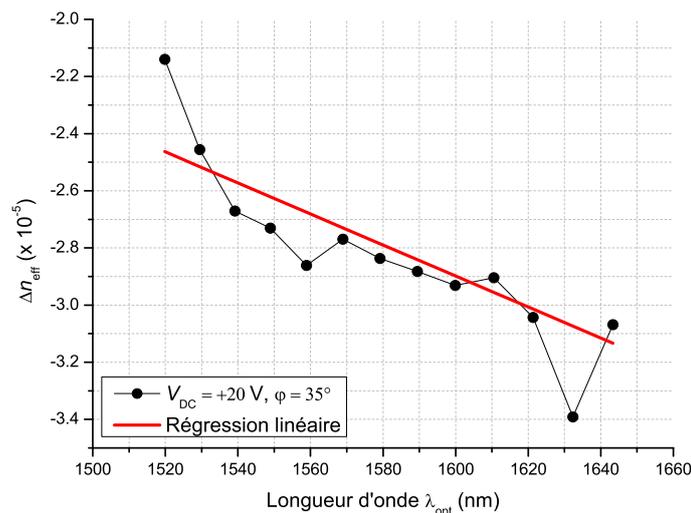


FIGURE 4.3.6 – Variation de l'indice effectif Δn_{eff} en fonction de la longueur d'onde λ_{opt} pour un angle $\varphi=35^\circ$ et une tension $V_{\text{DC}}=20$ V.

La variation d'indice effectif Δn_{eff} semble globalement suivre une variation linéaire avec la longueur d'onde. Nous pouvons alors définir des coefficients a et b dépendants de

la tension continue V_{DC} et de l'angle d'orientation des guides φ de façon à écrire :

$$\Delta n_{\text{eff}}(\lambda, V_{DC}, \varphi) = a(V_{DC}, \varphi) \lambda + b(V_{DC}, \varphi) \quad (4.3.5)$$

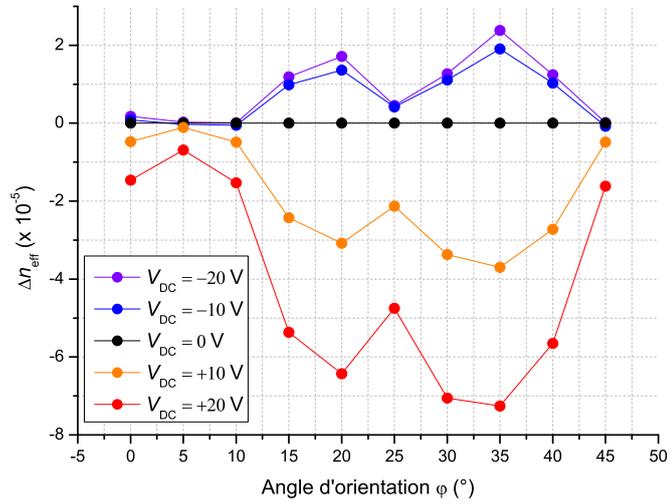
Cette régression linéaire permet d'extrapoler le comportement de Δn_{eff} sur l'ensemble de la région spectrale étudiée (i.e. de 1500 nm à 1650 nm). Nous appliquerons cette régression linéaire pour l'ensemble des interféromètres de Mach-Zehnder de façon à pouvoir comparer, à une longueur d'onde donnée (par exemple 1550 nm), le comportement de Δn_{eff} en fonction de la tension continue V_{DC} et de l'orientation cristallographique φ .

4.3.3 Influence de l'orientation cristallographique et de la contrainte

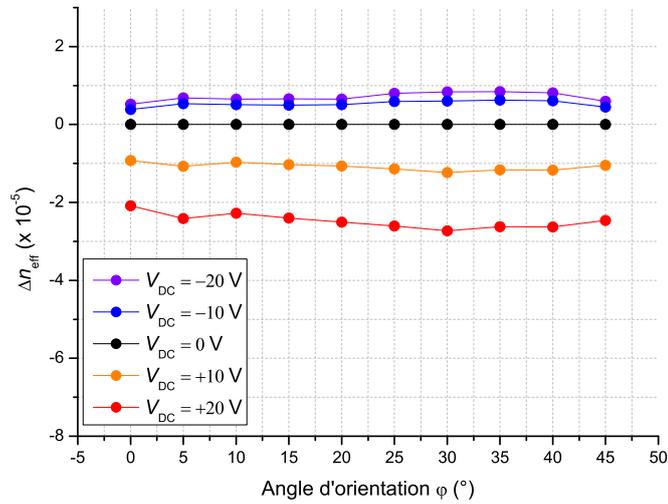
En suivant les procédés de calcul des variations d'indice effectif expliqués dans les deux sous-sections précédentes, nous pouvons étudier l'influence de la contrainte et de l'orientation des guides d'onde sur l'efficacité de modulation électro-optique. En utilisant les valeurs des coefficients a et b de régression linéaire, nous pouvons extrapoler le comportement de Δn_{eff} en fonction de l'angle d'orientation des guides à la longueur d'onde 1550 nm et à une tension continue V_{DC} donnée. Nous pouvons donc comparer ces comportements angulaires pour les deux niveaux de contraintes du SiN, i.e. -1,3 GPa et +0,45 GPa (figure 4.3.7).

Nous remarquons immédiatement que lorsque le SiN est moins contraint et en tension (i.e. sa contrainte interne est positive), de forts Δn_{eff} sont obtenus lorsque les guides d'onde ont un angle d'orientation compris entre 15° et 40° . Ce comportement est très similaire à celui observé pour les réponses électro-optiques à hautes fréquences et avec le même niveau de contrainte (figure 4.2.17b). Les grandes variations d'indice effectif dans cette gamme angulaire s'expliquent par la plus forte variation des concentrations de porteurs libres dans les guides d'onde silicium. En conséquence, le champ électrique dans les guides d'onde varie beaucoup plus, ce qui se répercute dans les mesures à hautes fréquences. Nous constatons par ailleurs que les variations d'indice effectif sont plus faibles pour les angles 0° , 5° , 10° et 40° , c'est-à-dire là où la modélisation de l'effet Pockels en régime micro-onde rend le mieux compte des résultats expérimentaux. À l'inverse, quand la contrainte est plus élevée et en compression, l'évolution de Δn_{eff} selon l'angle d'orientation des guides est plus stationnaire.

Ici, la contrainte et son signe influent donc de deux façons les effets électro-optiques observés. D'une part, lorsque la contrainte est plus élevée en valeur absolue, l'effet Pockels voit son efficacité augmenter mais l'impact sur les porteurs libres est minime. Néanmoins le signe de la contrainte semble améliorer l'efficacité de modulation électro-optique due aux porteurs libres. En effet, la déformation du cristal modifie les bandes d'énergies du silicium et donc les masses effectives et mobilités de ses porteurs libres. Lorsque la contrainte est en tension, la masse effective des trous et des électrons diminue (et donc leur mobilité augmente) ce qui les rend plus facilement susceptibles d'affecter le champ électrique dans



(a)



(b)

FIGURE 4.3.7 – Variation de l'indice effectif Δn_{eff} à 1550 nm en fonction de l'orientation cristallographique φ pour plusieurs tensions continues V_{DC} et pour les deux niveaux de contraintes de SiN étudiées. (a) $\sigma_1 = +0,45$ GPa. (b) $\sigma_1 = -1,3$ GPa.

le semi-conducteur [103]. Dans le cas d'une contrainte en compression, la masse effective des électrons diminue tandis que celle des trous augmente [103]. En régime d'inversion, les porteurs minoritaires (ici les électrons) sont prépondérants et ils auront donc la plus forte contribution dans les variations d'indice de réfraction et donc d'indice effectif.

Une étude plus poussée du comportement des porteurs libres selon la contrainte appliquée au silicium et son orientation cristallographique doit être menée. Plusieurs méthodes existent pour construire le diagramme de bandes du silicium cristallin, qu'il soit soumis à des déformations ou non [104, 105, 106, 107]. Les masses effectives des électrons et des trous peuvent ainsi être calculées depuis ces diagrammes d'énergie et servir dans les simulations semi-conducteurs pour mieux décrire le comportement du champ électrique induit par les porteurs libres.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé une technique de caractérisation du tenseur de susceptibilité du second ordre dans le silicium contraint par l'intermédiaire de l'effet Pockels. Le tenseur Γ intrinsèque au silicium a ainsi pu être déterminé expérimentalement, laissant de ce fait entrevoir la possibilité d'optimiser l'efficacité des effets non linéaires du second ordre dans ce matériau lorsque celui-ci est soumis à des contraintes mécaniques. Dans le cadre de l'effet Pockels, ces optimisations seront obtenues en améliorant le recouvrement spatial entre les modes optiques, les gradients de déformations et les champs électriques générés par des électrodes sous tension. Dans le chapitre suivant, une première tentative d'amélioration de ces champs électriques sera proposée en modifiant la géométrie des électrodes.

Chapitre 5

Vers une première optimisation de modulateurs à effet Pockels dans le silicium contraint

Sommaire

5.1	Élaboration de modulateurs électro-optiques à effet Pockels	106
5.1.1	Configurations des modulateurs et choix de la plate-forme	106
5.1.2	Réseau de couplage optique	107
5.1.3	Diviseur et combineur optique	112
5.1.4	Circuit électrique micro-onde	114
5.1.5	Géométrie finale des interféromètres de Mach-Zehnder	119
5.2	Caractérisations en régime continu	122
5.3	Caractérisations en régime micro-onde	123
5.3.1	Caractéristiques électriques hyperfréquences des lignes micro-rubans	123
5.3.2	Caractérisations électro-optiques	125
5.3.3	Mesures de diagramme de l'œil	130
5.4	Conclusion	135

À présent que l'ensemble des effets non linéaires du second ordre dans le silicium contraint peuvent être décrit précisément, nous pouvons explorer des pistes d'optimisations. Dans ce chapitre, nous proposons une approche basée sur une différente géométrie des électrodes pour l'étude de l'effet Pockels de façon à améliorer la distribution du champ électrique dans les guides d'onde optiques. Cette approche a nécessité de modifier en profondeur la conception et la fabrication des structures photoniques et électriques. Après avoir présenté la conception des électrodes et leur fabrication, une étude de l'effet Pockels en régime continu et en régime micro-onde sera décrite ainsi que les résultats expérimentaux obtenus. Enfin, nous présenterons les résultats d'une première tentative d'obtention de dia-

grammes de l'œil électro-optiques à 10 Gbps à partir des structures photoniques en silicium contraint.

5.1 Élaboration de modulateurs électro-optiques à effet Pockels

Dans un premier temps, nous décrivons l'ensemble des choix de conception adoptés pour cette nouvelle génération d'échantillons. Le but principal consiste à accentuer le champ électrique dans les guides d'onde silicium et donc d'améliorer l'efficacité de modulation électro-optique par effet Pockels.

5.1.1 Configurations des modulateurs et choix de la plate-forme

Pour cette étude, nous avons utilisé un wafer SOI de 200 mm de diamètre fourni par le CEA-LETI. Ce wafer a pour particularité d'avoir un plan métallique (ici un alliage d'aluminium, de titane et de cuivre) enterré dans la couche de silice (5.1.1). Nous utiliserons dans la suite la dénomination SOIOM (pour *Silicon-on-Insulator-on-Metal*) pour qualifier ce wafer.

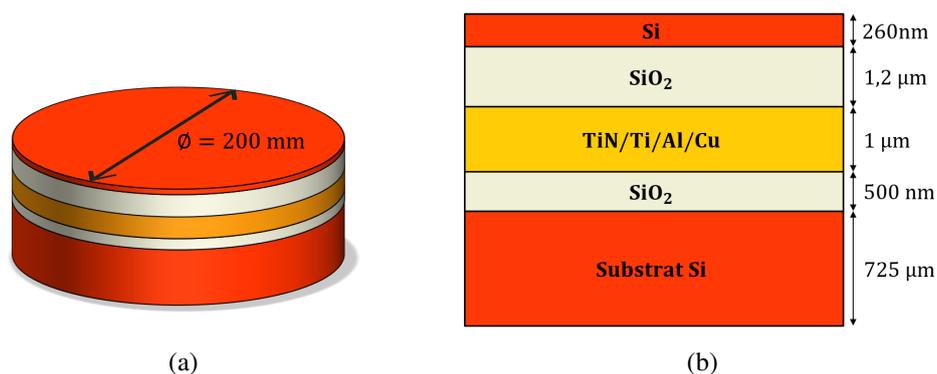


FIGURE 5.1.1 – Wafer SOIOM. (a) Vue en perspective. (b) Vue en coupe.

Les électrodes coplanaires exploitées au chapitre précédent dans des échantillons SOI ont l'inconvénient majeur de générer un champ électrique insuffisant pour contrebalancer efficacement la barrière électrique induite par les charges fixes réparties autour des guides d'onde optiques. Dans le cas des échantillons SOIOM, le plan métallique enterré peut être utilisé pour concevoir des électrodes à forts champs électriques. La géométrie d'électrodes micro-ruban (figure 2.8.1b) a été retenue puisqu'elle permet, en comparaison des guides coplanaires utilisés jusqu'ici, de générer un champ électrique purement vertical. Par ailleurs, des champs électriques de plus en plus intenses sont obtenus lorsque la distance entre le plan de masse et la ligne métallique supérieure diminue. Cela est notamment permis en ajustant l'épaisseur de la couche de silice reposant sur le plan métallique. Cependant, cette distance ne doit pas être trop réduite car les modes optiques supportés par les guides d'onde risquent d'interagir avec les couches métalliques en augmentant ainsi les pertes de propagation optiques. Mais avec une épaisseur de silice enterrée de 1,2 µm, ces pertes sont négligeables.

Pour la conception des modulateurs électro-optiques, nous avons eu recours à des interféromètres de Mach-Zehnder en nous basant sur les mêmes stratégies que celles explicitées au chapitre 4 et avec le même niveau de contrainte du SiN (i.e. environ -1,3 GPa). Néanmoins, certaines modifications ont été apportées du point de vue micro-onde et du point de vue photonique, ce qui sera abordé dans la suite.

5.1.2 Réseau de couplage optique

Le couplage de la lumière par des facettes clivées semble toujours envisageable pour ce type d'échantillons. Cependant, nous avons observé après plusieurs essais de clivage que la couche de métal enterrée pouvait se rompre, endommageant de ce fait les guides d'onde d'accès situés plus haut. Il a donc été décidé d'employer des réseaux de couplage optiques comme alternative. Par diffraction de la lumière à travers de tels réseaux, il est possible de coupler celle-ci depuis une fibre monomode, placée au dessus de l'échantillon, vers un guide d'onde silicium et vice-versa. Cette technique de couplage de la lumière a fait l'objet de beaucoup d'études [108, 109, 110, 111], notamment parce qu'elle permet de vérifier rapidement le fonctionnement de circuits photoniques au cours de la fabrication sans devoir effectuer de découpes ou de clivages. Par ailleurs, de meilleures efficacités de couplage peuvent être atteintes en comparaison de la technique de couplage par facettes clivées, mais au détriment de la bande passante optique et de la sensibilité à la polarisation.

Par le phénomène de diffraction, la lumière peut être transférée hors du plan de guidage de l'échantillon. Plus précisément, lorsqu'un mode optique rencontre un réseau de couplage, sa puissance P_{totale} est distribuée de quatre façons (figure 5.1.2) :

- Par réflexion à l'entrée du réseau, due à la différence d'indice effectif entre le mode arrivant dans le réseau et le mode de Bloch-Floquet se propageant dans la structure périodique. La puissance réfléchie sera notée R .
- Par diffraction en direction du substrat, notée P_{bas}
- Par diffraction vers le haut de l'échantillon, notée P_{haut} .
- Par transmission après traversée du réseau du fait de la diffraction non totale de la lumière en dehors du plan de guidage de l'échantillon. La puissance transmise sera notée T .

Dans le cas de matériaux transparents, nous avons la conversation d'énergie suivante, en considérant que les pertes de propagations optiques sont négligeables :

$$P_{\text{totale}} = R + T + P_{\text{haut}} + P_{\text{bas}} \quad (5.1.1)$$

Le cas idéal d'un couplage optimum de la lumière hors de l'échantillon vers une fibre optique est donc obtenu lorsque $P_{\text{haut}} = P_{\text{totale}}$ et lorsque le profil du champ électrique diffracté est identique au profil du mode optique de la fibre. Mais en pratique, ces caractéris-

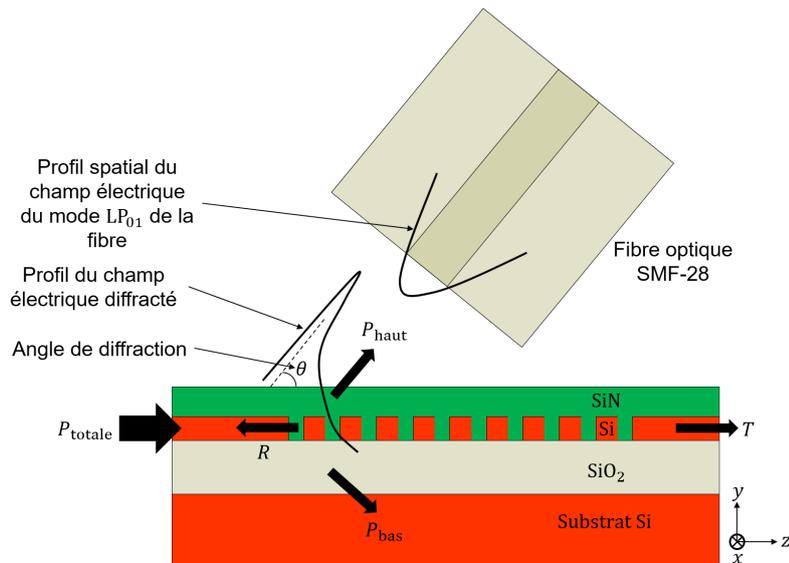


FIGURE 5.1.2 – Vue de côté d'un réseau de couplage optique sur plate-forme SOI.

tiques ne peuvent être remplies totalement. En effet, il se produit notamment une réflexion du signal optique à l'entrée du réseau du fait du fort contraste d'indice entre le silicium et le matériau recouvrant celui-ci (ici le SiN). Nous pouvons néanmoins réduire le coefficient de réflexion R en ayant recours à des motifs sub-longueurs d'onde disposés transversalement dans le réseau (voir figures 5.1.3a 5.1.3b).

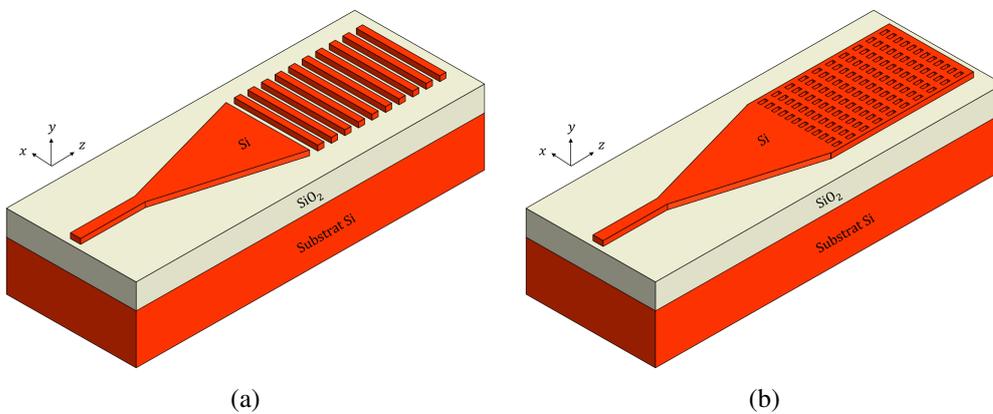


FIGURE 5.1.3 – Vue en perspective de réseaux de couplage uniformes sur plate-forme SOI. (a) Sans structurations sub-longueurs d'onde. (b) Avec structurations sub-longueurs d'onde.

En effet, une structuration périodique sub-longueur d'onde des "tranchées" du réseau crée un métamatériau dont l'indice de réfraction n_{swg} constitue ici une "moyenne" entre celui du Si noté n_{Si} et du SiN noté n_{SiN} (figure 5.1.4).

Cet indice de métamatériau n_{swg} est ajustable en fonction de la période et du rapport cyclique de la structuration périodique transverse. Des travaux antérieurs menés au sein de l'équipe ont montré qu'un indice de métamatériau de 2,4 permet d'obtenir *in fine* de faibles réflexions pour ce type de réseaux. Par ailleurs, de bonnes efficacités de couplage peuvent être atteintes en dimensionnant correctement les paramètres du réseau (période et rapport cyclique longitudinaux). L'efficacité de couplage optique d'un réseau, que nous noterons

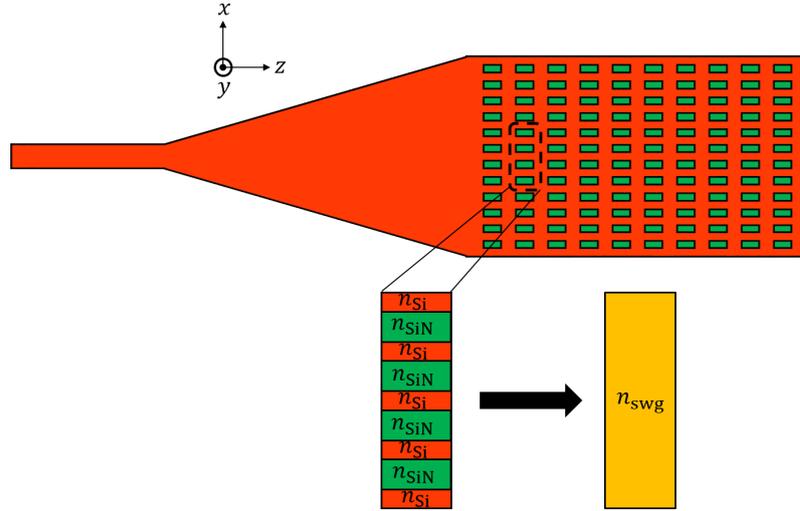


FIGURE 5.1.4 – Création d'un métamatériau à partir d'une structure sub-longueur d'onde.

$\eta_{\text{réseau}}$, s'écrit :

$$\begin{cases} \eta_{\text{réseau}} = \eta_1 \eta_2 \eta_3 \\ \eta_1 = 1 - T - R \\ \eta_2 = \frac{P_{\text{haut}}}{P_{\text{haut}} + P_{\text{bas}}} \\ \eta_3 = \eta_{3x} \eta_{3z} \end{cases} \quad (5.1.2)$$

où η_{3x} et η_{3z} représentent respectivement les efficacités de recouvrement transverse et longitudinale du champ électrique diffracté par le réseau avec le mode optique de la fibre :

$$\eta_{3x} = \frac{\left(\int_{-\infty}^{+\infty} E_{x_{\text{guide},1D}}(x) E_{x_{\text{fibre},1D}}^*(x) dx \right)^2}{\left(\int_{-\infty}^{+\infty} E_{x_{\text{guide},1D}}^2(x) dx \right) \left(\int_{-\infty}^{+\infty} E_{x_{\text{fibre},1D}}^2(x) dx \right)} \quad (5.1.3)$$

$$\eta_{3z} = \frac{\left(\int_{-\infty}^{+\infty} E_{z_{\text{diffracté},1D}}(z) E_{z_{\text{fibre},1D}}^*(z) dz \right)^2}{\left(\int_{-\infty}^{+\infty} E_{z_{\text{diffracté},1D}}^2(z) dz \right) \left(\int_{-\infty}^{+\infty} E_{z_{\text{fibre},1D}}^2(z) dz \right)} \quad (5.1.4)$$

Nous utilisons en pratique des fibres monomodes standards *SMF-28* pour lesquelles le diamètre du mode fondamental LP_{01} quasi-gaussien est estimé à environ $10,5 \mu\text{m}$ à la longueur d'onde 1550 nm d'après la relation de Marcuse [112]. Le profil du champ électrique du mode LP_{01} quasi-gaussien peut être décrit de la manière suivante :

$$E_{x_{\text{fibre},1D}}(x) = e^{-\left(\frac{x}{MFD_{\text{fibre}}/2}\right)^2} \quad (5.1.5)$$

$$E_{z_{\text{fibre},1D}}(z) = e^{-\left(\frac{z}{MFD_{\text{fibre}}/2}\right)^2} \quad (5.1.6)$$

où $MFD_{\text{fibre}} = 10,5 \mu\text{m}$. Le profil transverse du champ électrique diffracté est optimisé en ajustant la largeur du réseau à partir de simulations 1D de modes optiques (cf figures ?? et 5.1.5).

Un facteur η_{3x} maximum à environ 0,98 est obtenu pour une largeur de réseau de 15

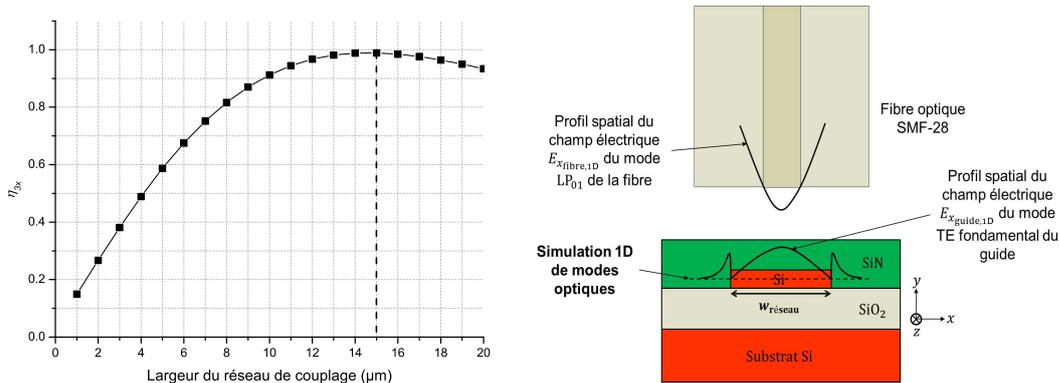


FIGURE 5.1.5 – Optimisation du recouvrement du profil transverse du champ électrique diffracté en fonction de la largeur $w_{\text{réseau}}$ du réseau.

μm . Par conséquent, du fait de la très grande largeur du réseau par rapport à l'épaisseur du guide d'onde optique, nous pouvons avoir recours à une approximation 2D du réseau pour le calcul et l'optimisation des paramètres R , T , P_{haut} , P_{bas} et η_{3z} . Des simulations *FDTD* 2D ont permis de montrer que les dimensionnements suivants permettent d'atteindre les meilleures performances de couplage en ne considérant qu'une seule étape de gravure (voir table 5.1.1). De cette façon, le champ électrique diffracté le long du réseau prendra la forme

Paramètres	Valeur
Période longitudinale (nm)	830
Rapport cyclique longitudinale (%)	35
Nombre de périodes longitudinales	40
Période transverse (nm)	450
Rapport cyclique transverse (%)	35
Indice de réfraction équivalent du métamatériau n_{swg}	2,4

TABLE 5.1.1 – Caractéristiques géométriques du réseau de couplage sub-longueur d'onde.

suivante :

Il est à noter qu'ici la couche de métal enterrée agit comme un miroir, empêchant donc toute fuite de lumière dans le substrat. Par conséquent, nous obtenons un facteur η_2 valant 1. La bande passante optique du réseau est également déterminée par simulations *FDTD* (voir figure 5.1.7).

Les caractéristiques optiques du réseau sont données dans le tableau 5.1.2.

Paramètres	Valeur
Efficacité de couplage maximum $\eta_{\text{réseau,max}}$ (à $\lambda_{\text{opt}} = 1550 \text{ nm}$) (dB)	-2,61
Bande passante optique $\Delta\lambda_{\text{opt},-3 \text{ dB}}$ (nm)	72
Angle de diffraction θ ($^\circ$)	30

TABLE 5.1.2 – Caractéristiques optiques du réseau de couplage sub-longueur d'onde.

Une image MEB d'un réseau de couplage sub-longueur d'onde vue de dessus prise avant le dépôt de SiN est représentée figure 5.1.8. La structuration périodique transverse permettant d'obtenir un métamatériau y est notamment visible.

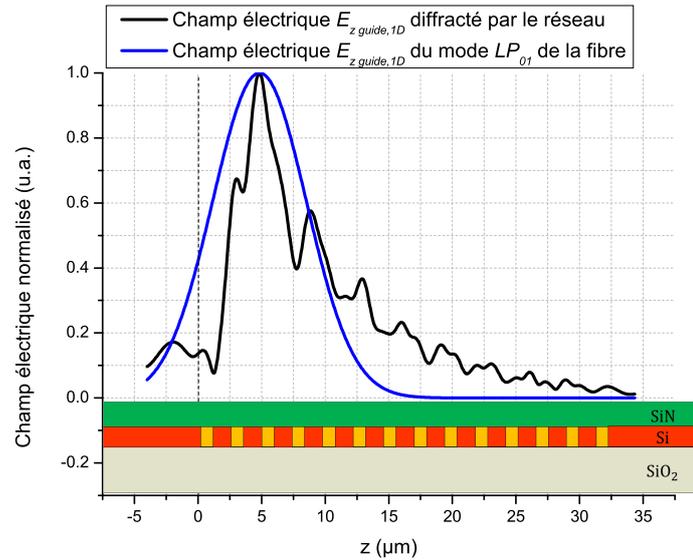


FIGURE 5.1.6 – Comparaison du profil longitudinal du champ électrique diffracté par le réseau avec le mode LP_{01} de la fibre optique à 1550 nm.

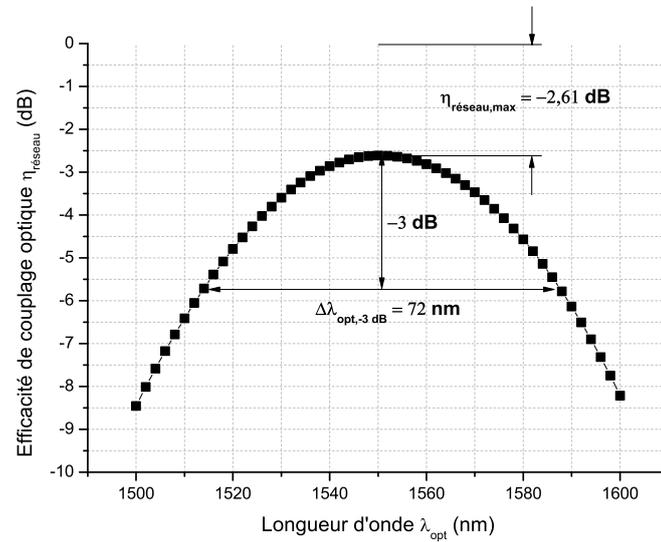


FIGURE 5.1.7 – Evolution de l’efficacité de couplage $\eta_{\text{réseau}}$ en fonction de la longueur d’onde optique λ_{opt} .

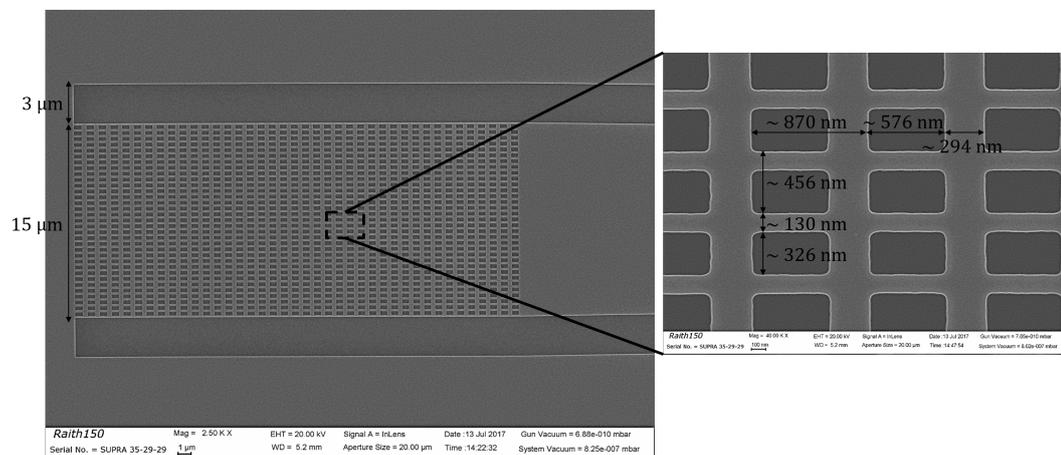


FIGURE 5.1.8 – Image MEB d’un réseau de couplage sub-longueur d’onde.

5.1.3 Diviseur et combineur optique

L'équilibre en puissance optique dans les deux bras de l'interféromètre est crucial pour obtenir des interférences à fort contraste. Cela nécessite un diviseur de puissance de bonne qualité et surtout tolérant aux éventuelles erreurs de fabrication. Les diviseurs en Y utilisés pour les échantillons analysés au chapitre 4 sont extrêmement sensibles à ces erreurs. Pour contourner ce problème, nous pouvons remplacer ces diviseurs en Y par des diviseurs de faisceau de type MMI (acronyme anglais de *Multimode interferometer*). De tels diviseurs de faisceau sont constitués de plusieurs guides d'onde connectés à un large bloc. Ce dernier supporte un grand nombre de modes optiques interférant entre eux [113, 114, 115]. Plus précisément, le profil spatial du mode optique à une entrée du MMI est répété périodiquement tout du long de la propagation grâce aux multiples interférences se produisant entre les modes pouvant s'y propager. Mais le plus important est que ce profil spatial peut être distribué un certain nombre de fois à différentes positions le long du MMI, avec une division en puissance. Nous avons donc exploité cette propriété pour concevoir des MMI permettant la division de puissance sur deux sorties (et leur recombinaison sur une sortie par principe de retour inverse de la lumière).

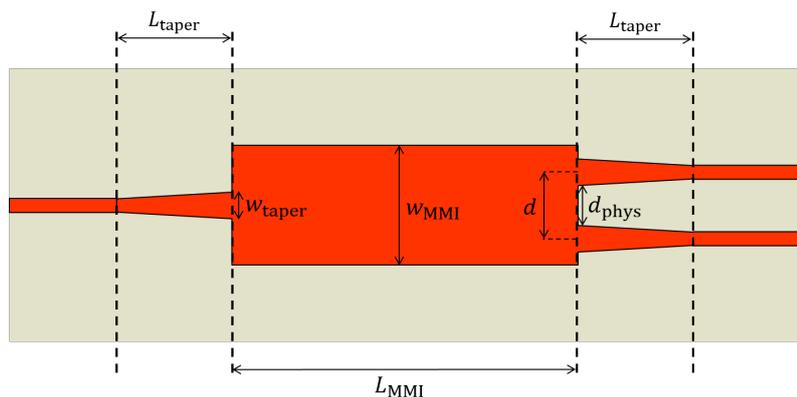


FIGURE 5.1.9 – Design d'un MMI à 1 port d'entrée et 2 ports de sortie vue du dessus.

Les guides d'accès sont élargis de manière à réduire les réflexions dues au brusque changement d'indice effectif lors de la transition avec le MMI. Des travaux antérieurs menés au sein de l'équipe ont montrés qu'une largeur w_{taper} de guide d'accès de $1 \mu\text{m}$ entraîne de bonnes performances du MMI en terme de pertes d'insertion et de bande passante optique. Ensuite, la distance physique d_{phys} entre les deux guides de sortie doit être ajustée de manière à éviter tout couplage évanescent parasite entre ceux-ci. En déterminant les indices effectifs des supermodes formés par la combinaison des deux guides, cette distance peut être ajustée. Dans la configuration des guides d'onde silicium rubans recouvert de SiN, une séparation physique de 600 nm a été retenue. La distance modale $d = d_{\text{phys}} + w_{\text{taper}}$ en est par conséquent déduite. Cette distance modale permet de choisir la largeur du MMI selon le nombre de ports d'entrée. Dans le cas d'un MMI à 1 port d'entrée et 2 ports de sortie, sa largeur w_{MMI} est donnée par la formule suivante :

$$w_{\text{MMI}} = 2d \quad (5.1.7)$$

Dès lors, une estimation de la longueur L_{MMI} du MMI peut être obtenue à partir de la formule suivante :

$$L_{\text{MMI}} = \frac{3}{8}L_{\pi} \quad (5.1.8)$$

où L_{π} correspond à la période d'interférence entre le mode fondamental et celui du premier ordre. Dans le cas où la polarisation est TE, cela conduit à :

$$L_{\pi} = \frac{\lambda_{\text{opt}}}{2(n_{\text{effTE0}} - n_{\text{effTE1}})} \quad (5.1.9)$$

Cependant, pour plus de précisions, L_{MMI} est déterminée en utilisant la méthode *EME* (de l'acronyme anglais *Eigenmode Expansion*) disponible sous le logiciel Lumerical [116]. Celle-ci consiste à décrire les signaux lumineux sous la forme d'une superposition des modes supportés par le guide d'onde et de les faire se propager le long de celui-ci. En combinant plusieurs types de guides, comme pour les MMI, il est possible de connaître le comportement en transmission et réflexion grâce au formalisme des paramètres S. L'avantage de cette méthode réside dans la possibilité de simuler des structures longues rapidement en comparaison de la méthode FDTD (pour *Finite Difference in Time Domain*) habituellement utilisée et très gourmande en mémoire. Nous pouvons donc ainsi chercher la bonne L_{MMI} permettant une division identique de la puissance optique dans les deux guides de sortie du MMI. Pour cela, nous faisons varier la longueur L_{MMI} de façon à ce que le paramètre de transmission S_{21} soit le plus proche possible de -3 dB (voir figure 5.1.10).

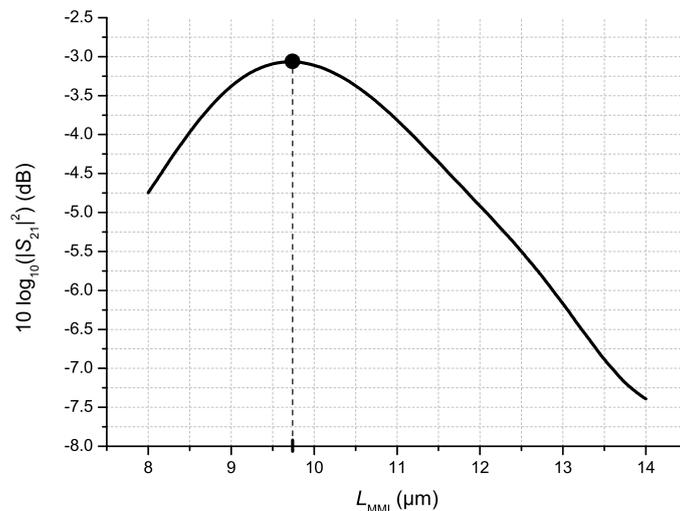


FIGURE 5.1.10 – Evolution du paramètre de transmission S_{21} en fonction de la longueur L_{MMI} du MMI.

Paramètres	Valeur
Largeur des guides d'accès (μm)	1
Séparation physique entre les guides (nm)	600
Largeur du MMI (μm)	3,2
Longueur du MMI (μm)	9,73
Pertes d'insertion à 1550 nm (dB)	< 0,1

TABLE 5.1.3 – Caractéristiques géométriques du MMI.

Les dimensionnements du MMI sont donc connus (cf tableau 5.1.3) pour une répartition équilibrée de la puissance optique à 1550 nm. Néanmoins, la méthode EME étant employée dans le domaine fréquentiel, le comportement du MMI ne peut être vérifié que pour une seule longueur d'onde. Pour connaître sa bande passante, des simulations FDTD 3D doivent donc être effectuées. Après optimisation de la longueur du MMI, nous pouvons obtenir le profil de champ électrique à 1550 nm (voir figure 5.1.11a) ainsi que sa bande passante optique (figure 5.1.11b). Cette dernière est suffisamment large pour pouvoir exploiter correctement la bande C dans les mesures électro-optiques.

Après gravure du silicium pour former les guides d'onde, les MMI ont la forme donnée à la figure 5.1.12.

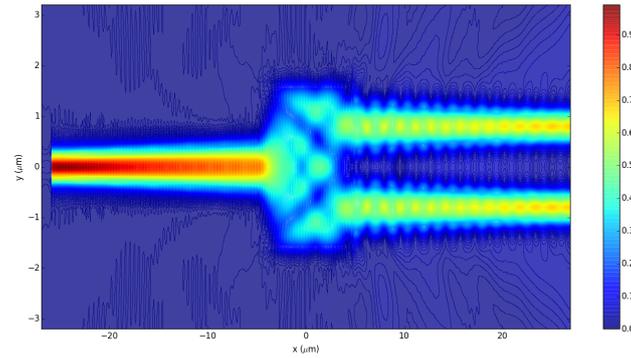
5.1.4 Circuit électrique micro-onde

Le dimensionnement des lignes micro-ruban doit respecter l'impédance caractéristique du circuit micro-onde, à savoir 50Ω . Pour vérifier cette condition, le calcul de l'impédance de la ligne micro-ruban peut être effectué en modélisant l'empilement de couches diélectriques entre les deux électrodes comme un ensemble de capacités en série (figure 5.1.13b). La capacité équivalente obtenue s'assimile donc à une mono-couche diélectrique dont la permittivité relative $\epsilon_{r_{\text{eq}}}$ est donnée, selon les paramètres de la figure 5.1.13a, par :

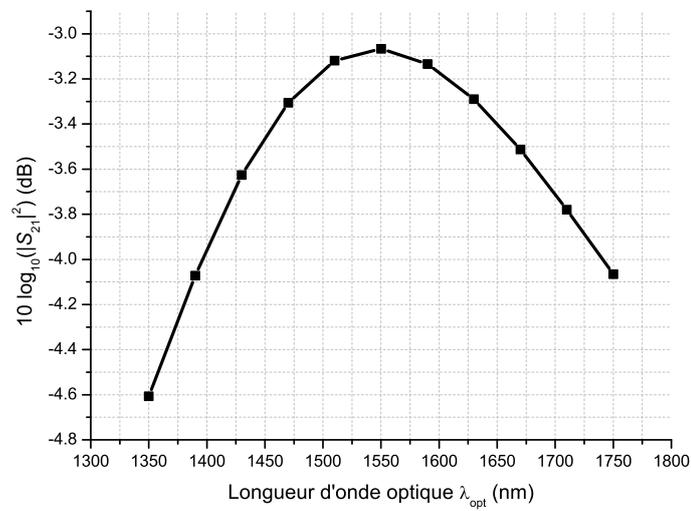
$$\epsilon_{r_{\text{eq}}} = \frac{\epsilon_{\text{SiN}} + \epsilon_{\text{Si}} + \epsilon_{\text{SiO}_2}}{\frac{\epsilon_{\text{SiN}}}{\epsilon_{r_{\text{SiN}}}} + \frac{\epsilon_{\text{Si}}}{\epsilon_{r_{\text{Si}}}} + \frac{\epsilon_{\text{SiO}_2}}{\epsilon_{r_{\text{SiO}_2}}}} \quad (5.1.10)$$

Il est ainsi possible de calculer l'impédance caractéristique de la ligne micro-ruban avec cette couche diélectrique équivalente. Le logiciel *ADS Agilent* a été employé à cette fin. Celui-ci permet notamment de déterminer les paramètres S d'une ligne dans le cas des systèmes mono-couches.

Une largeur de ligne micro-ruban de $5 \mu\text{m}$ a été retenue de façon à limiter au mieux les réflexions (caractérisées par le paramètre S_{11}) sur un ensemble de longueurs de lignes. Cependant, l'application des signaux micro-onde nécessite d'utiliser des électrodes de contact de type coplanaire suffisamment larges pour que les pointes des sondes RF puissent y être posées. Pour des électrodes de contact de mêmes dimensions que celles employées pour l'étude menée au chapitre 4, l'impédance caractéristique est ici fortement réduite. En effet,



(a)



(b)

FIGURE 5.1.11 – Résultats de simulation FDTD de MMI. (a) Profil spatial de l'intensité du champ électrique dans un MMI. (b) Bande passante optique théorique du MMI.

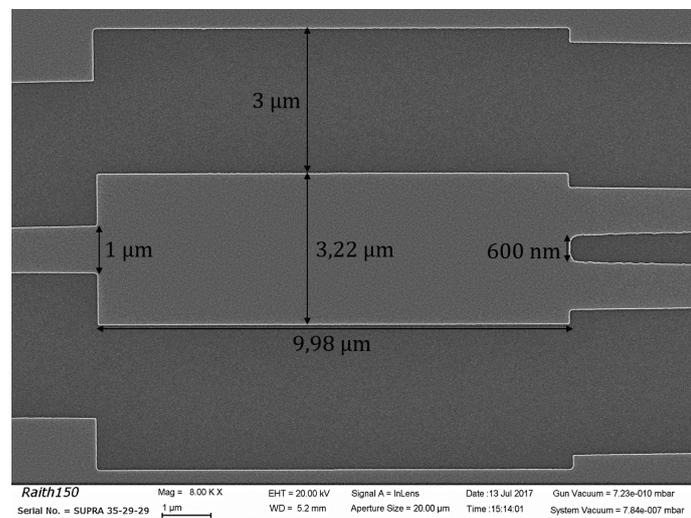


FIGURE 5.1.12 – Image MEB d'un MMI à une entrée et deux sorties.

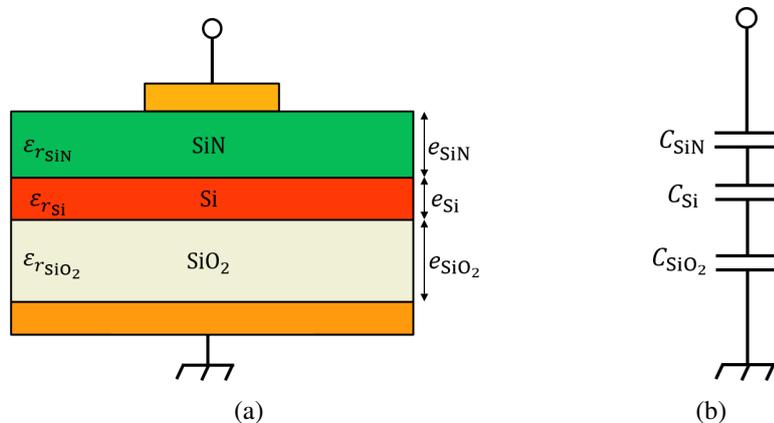


FIGURE 5.1.13 – Vue en coupe de la ligne micro-ruban utilisée (a) et modélisation équivalente à partir de capacités en série (b).

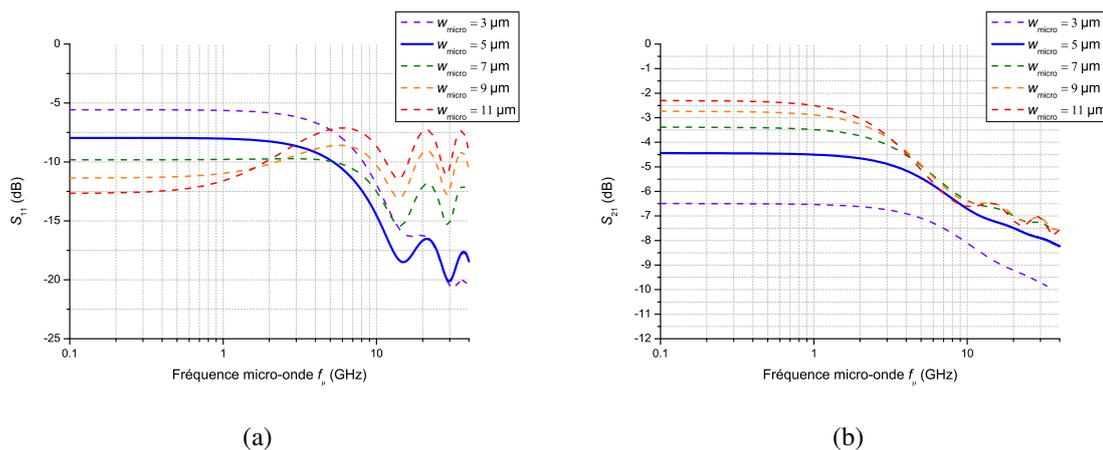


FIGURE 5.1.14 – Optimisation de la largeur w_{micro} d'une ligne micro-ruban longue de 5 mm. Paramètres S_{11} (a) et S_{21} (b).

du fait de la forte proximité du plan de masse enterré avec les électrodes coplanaires, ces dernières devraient voir leurs dimensions diminuées d'un facteur dix pour remplir la condition d'adaptation d'impédance, ce qui n'est donc pas compatible avec les équipements RF à notre disposition. De fortes réflexions sont donc attendues au niveau de ces électrodes, ce qui rend beaucoup plus difficile la détermination des paramètres micro-ondes nécessaire à la description de l'effet Pockels et notamment la tension pic AC à l'entrée des modulateurs électro-optiques. Pour contourner ce problème, nous avons fabriqué ces électrodes de contact en circuits ouvert et court-circuit comme représenté figure 5.1.15.

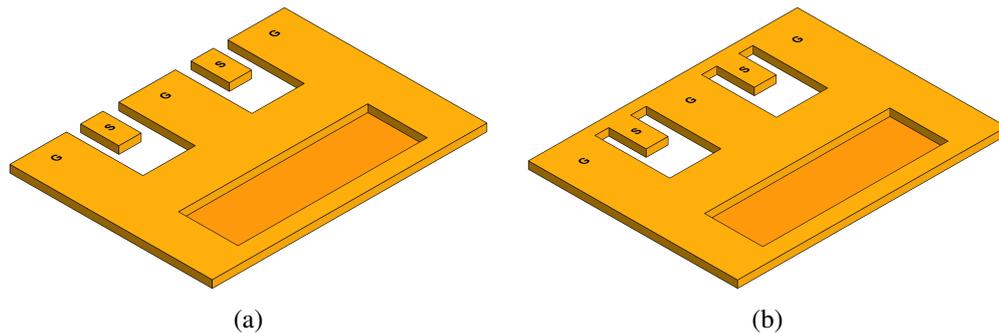


FIGURE 5.1.15 – Design des circuits ouvert (a) et court-circuit (b).

En mesurant les paramètres S en réflexion de ces électrodes, il nous est possible d'isoler la contribution des accès sur la réponse globale en transmission des lignes micro-ondes. Par ailleurs, la couche de métal à déposer à la surface de l'échantillon doit entrer en contact avec le plan de masse enterré. Pour ce faire, des interconnexions électriques verticales (VIA) peuvent être conçues derrière les électrodes d'accès comme illustré figure 5.1.15. La procédure de fabrication expliquée au chapitre 4 a donc été modifiée en y ajoutant une étape technologique supplémentaire entre le dépôt de SiN et celui des électrodes. Celle-ci consiste à graver le SiN et la silice enterrée pour atteindre le plan de masse métallique. Cependant, avec la forte profondeur de gravure (environ $2 \mu\text{m}$), il faut également nous assurer qu'il y ait continuité entre le métal déposé au fond des VIA et les électrodes. Pour bien répondre à ce cahier des charges, il faut, avant de déposer le SiN, graver de grandes ouvertures dans le Si en même temps que les guides d'onde optiques de façon à ne laisser que le SiN et la silice enterrée comme matériau à graver pour concevoir les VIA. À partir de là, deux pistes de gravure profonde ont été donc explorées. La première a consisté à effectuer une première gravure humide de la silice enterrée en utilisant de l'acide fluorhydrique (HF). Cependant cette stratégie s'est très vite avérée vaine car le HF a pour effet de révéler des défauts dans le silicium et donc de sous-graver la silice au niveau de tous ces défauts. De plus, nous avons observé une forte dégradation de la couche métallique enterrée (figure 5.1.16) lorsque celle-ci se trouve en contact avec le HF. Au delà du fait que cette stratégie de gravure ne soit pas adaptée pour concevoir des VIA, elle montre également que l'utilisation d'un acide quelconque est à proscrire pour ce type d'échantillons. Les nettoyages doivent par conséquent

Paramètres	Valeur
Fréquence RF (MHz)	13,56
Puissance RF (W)	100
Pression (mTorr)	150
Débit volumique de CF ₄ (sccm)	42
Débit volumique de O ₂ (sccm)	3

(a)

Paramètres	Valeur
Fréquence RF (MHz)	13,56
Puissance RF (W)	200
Pression (mTorr)	20
Débit volumique de CHF ₃ (sccm)	50

(b)

TABLE 5.1.4 – Paramètres des recettes de gravure RIE pour la fabrication des VIA. (a) Gravure du SiN. (b) Gravure du SiO₂.

être accomplis uniquement avec des solvants (acétone et isopropanol) ou par plasma O₂.

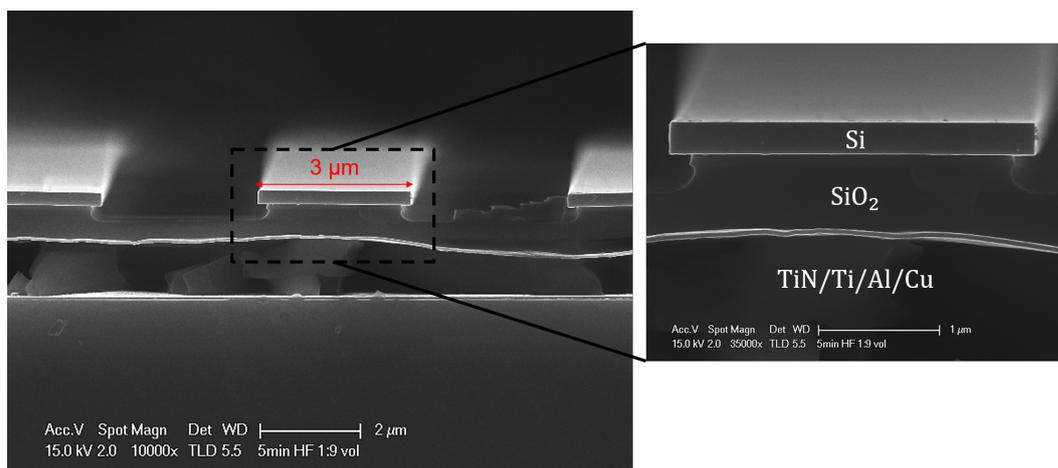


FIGURE 5.1.16 – Images MEB d’un guide d’onde d’accès optique après gravure humide au HF. La silice enterrée est gravée de manière isotrope par le HF mais la couche de métal est fortement dégradée par l’acide.

Nous avons donc décidé de recourir à la gravure sèche de type RIE comme alternative. Dans ce cas, il nous est possible de graver successivement le SiN et la silice enterrée sans affecter le silicium ni le plan de masse métallique. Un masquage sélectif (figure 5.1.18a) de l’échantillon est nécessaire puisque la gravure doit se faire uniquement au niveau des grandes ouvertures. Nous avons donc eu recours à la résine photosensible UV3 [117], mais utilisée ici en lithographie électronique. Des tests préliminaires de gravure sur substrats Si recouverts de silice et de SiN ont été réalisés avec l’aide de Vladyslav Vakarin. Nous avons utilisé et adapté des recettes de gravure déjà développées pour d’autres projets. Les paramètres de ces recettes sont listés dans les tables 5.1.4a et 5.1.4b. 6 min de gravure de SiN (figure 5.1.18b) suivies d’une heure de gravure de silice (figure 5.1.18c) ont permis de montrer que les deux couches pouvaient être gravées successivement et complètement

avec une seule étape de lithographie (car la sélectivité de l'UV3 est extrêmement grande), tout en assurant la continuité du dépôt de métal comme en témoignent les photos MEB présentes à la figure 5.1.17. Une fois les gravures terminées, la résine restante est retirée par des nettoyages à l'acétone, à l'isopropanol et par plasma O₂ (5.1.18d). Ce procédé de

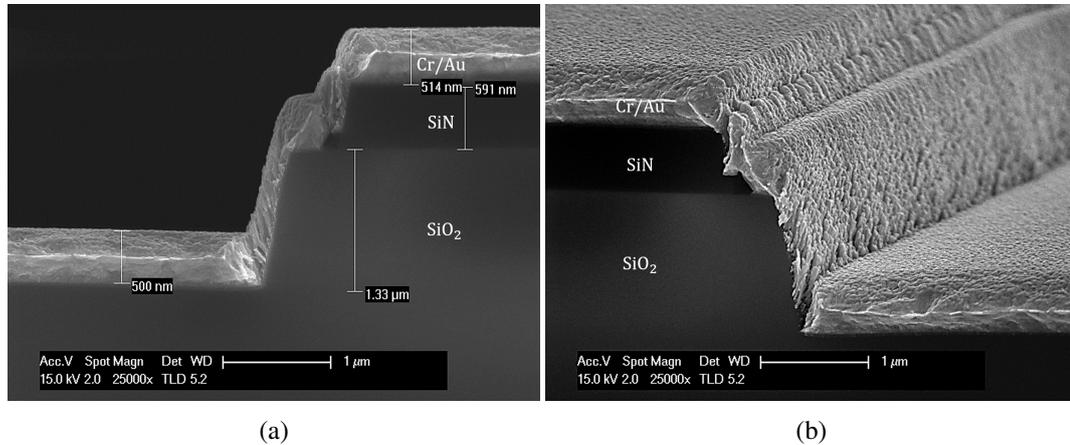


FIGURE 5.1.17 – Images MEB des VIA. (a) Vue en coupe. (b) Vue de trois quart.

fabrication des VIA a ensuite été utilisé pour la conception des véritables échantillons (voir figures 5.1.18 et 5.1.19). Des mesures de courants électriques $I(V)$ ont permis de vérifier la gravure totale de la silice enterrée pour l'ensemble des VIA de l'échantillon avant le dépôt métallique final.

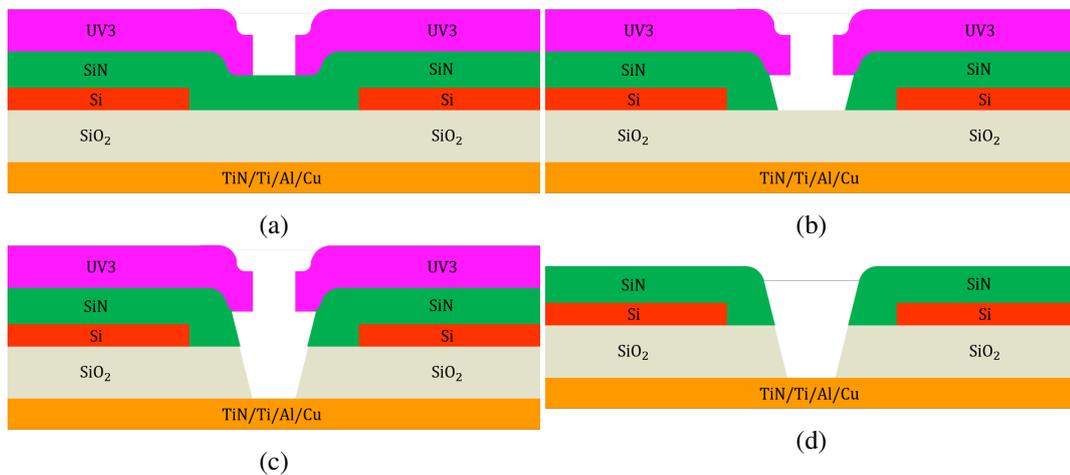


FIGURE 5.1.18 – Étapes de fabrication des VIA. (a) Enrésinement, insolation et développement de la résine UV3. (b) Gravure du SiN. (c) Gravure du SiO₂. (d) Nettoyage.

5.1.5 Géométrie finale des interféromètres de Mach-Zehnder

En prenant en compte toutes les modifications photoniques et électriques présentées précédemment, nous pouvons redéfinir une nouvelle géométrie d'interféromètres de Mach-Zehnder pour l'étude de l'effet Pockels (figures 5.1.20 et 5.1.21). Pour bien analyser ce comportement, nous avons fabriqué un ensemble de 5 interféromètres de Mach-Zehnder

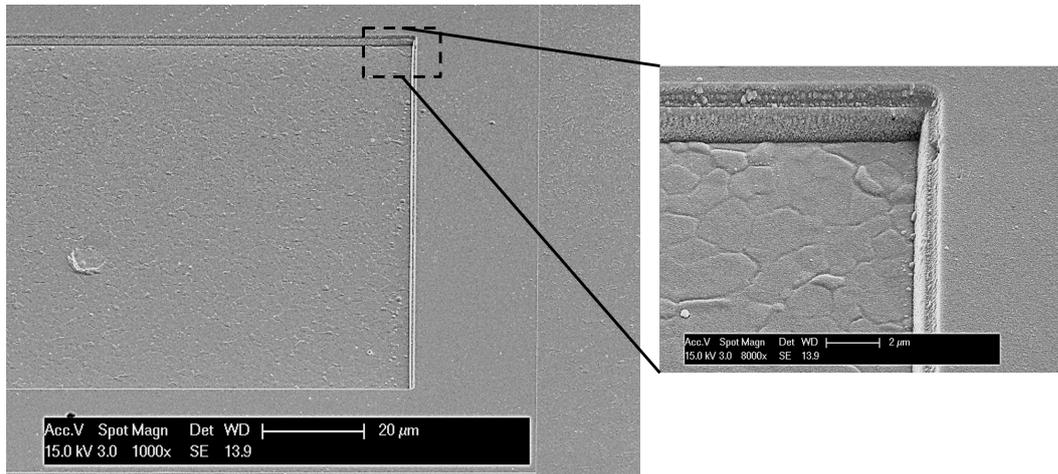


FIGURE 5.1.19 – Exemple de VIA obtenu sur l'échantillon final.

orientés selon la même direction cristallographique (équivalente à $[0\bar{1}1]$ et donc correspondant à l'angle 0° de l'étude cristallographique du chapitre 4) mais pour lesquels la longueur des bras L_{arm} varie de 1 mm à 5 mm avec un pas de 1 mm (figure 5.1.21). Plus la longueur des bras est grande et plus la variation de phase est élevée et donc plus l'effet de modulation sera visible mais au détriment de la bande passante (du fait notamment de la différence en vitesse de groupe entre les signaux optiques et électriques).

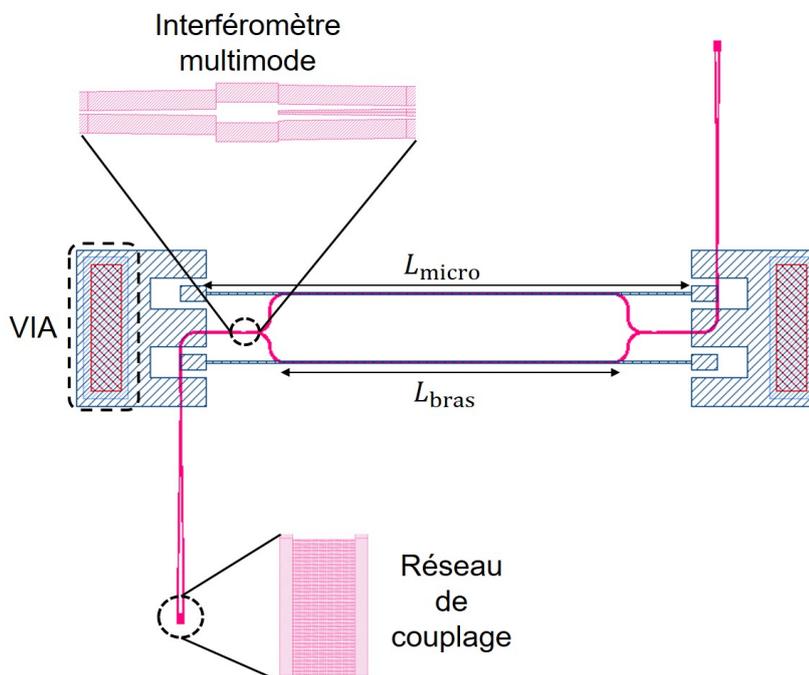


FIGURE 5.1.20 – GDSII d'un interféromètre de Mach-Zehnder avec les lignes micro-rubans métalliques.

Les guides d'onde dans les bras des interféromètres ont été dimensionnés de la même façon qu'au chapitre précédent, à savoir complètement gravés et monomodes pour la polarisation TE (figures 5.1.22a et 5.1.22b). Le SiN utilisé pour déformer les guides d'onde silicium possède les caractéristiques présentées au chapitre 3 (indice de réfraction et contrainte

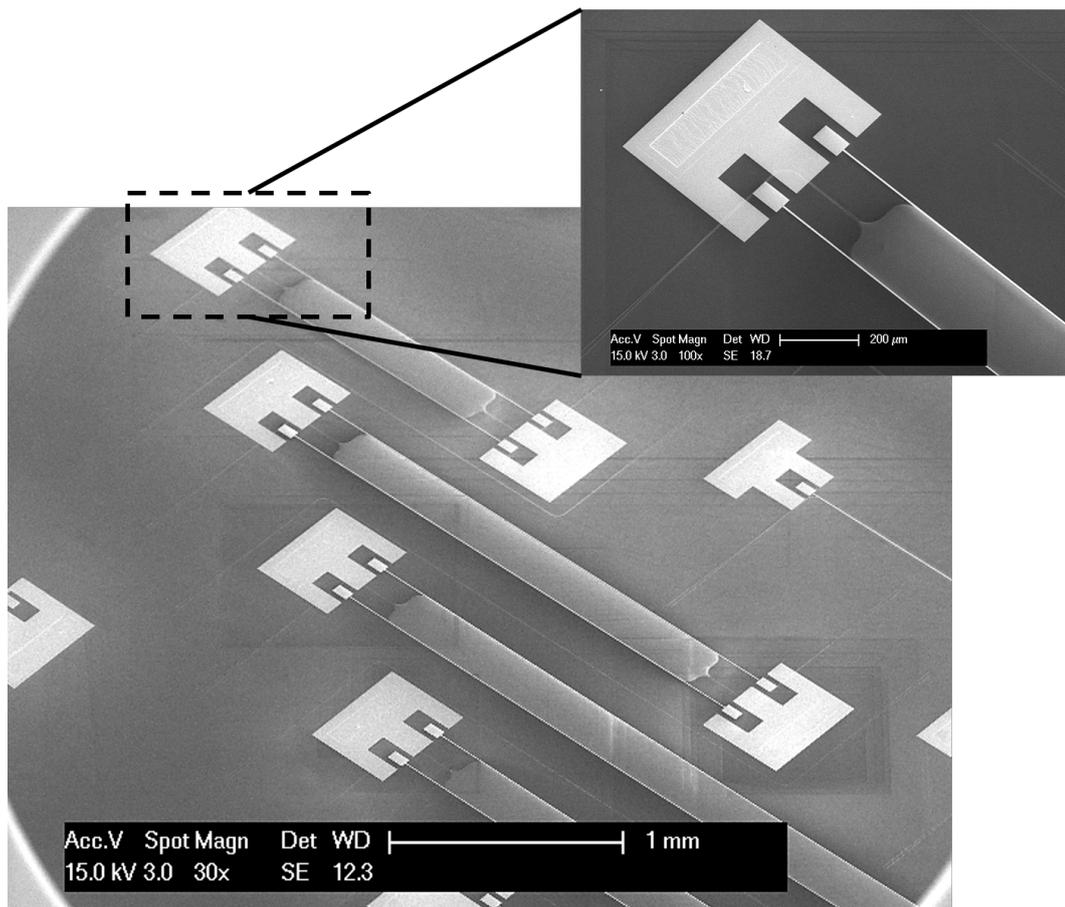


FIGURE 5.1.21 – Image MEB des différents interféromètres de Mach-Zehnder avec les lignes micro-rubans métalliques.

intrinsèque).

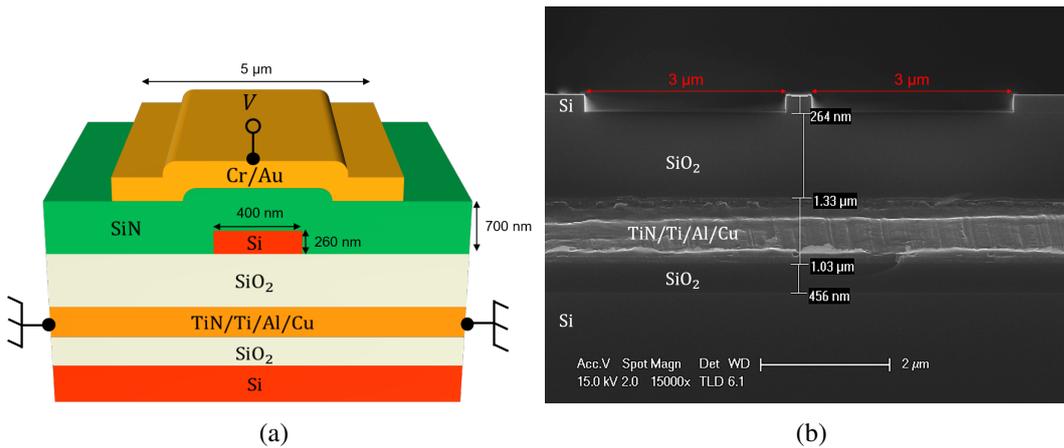


FIGURE 5.1.22 – Vues en coupe schématique d’un guide d’onde dans un des bras d’un interféromètre de Mach-Zehnder avec l’électrode micro-ruban. (a) Représentation schématique. (b) Image MEB d’un guide d’onde avant les dépôts de SiN et de métal.

D’une manière similaire au chapitre 4, nous étudierons les propriétés de modulation électro-optique dans les régimes continu et hyperfréquence. Le modèle développé au chapitre 2 et exploité au chapitre 4 sera de nouveau utilisé pour décrire les résultats expérimentaux obtenus.

5.2 Caractérisations en régime continu

L’étude de la modulation électro-optique en régime continu a été accomplie de la même façon qu’au chapitre précédent. Nous avons calculé les variations d’indice effectif en fonction de la tension DC pour chaque interféromètre grâce aux équations (4.3.2) et (4.3.3). Les résultats pour les structures courte et longue sont rassemblés figure 5.2.1.

Nous notons que les variations d’indice effectif sont globalement plus importantes par rapport au cas des électrodes coplanaires de l’échantillon SOI étudié au chapitre 4. Les distributions de porteurs libres dans les guides d’onde sont donc plus fortement altérées, contribuant de ce fait à des décalages de résonances plus prononcés. Le champ électrique induit dans les guides est donc plus intense. Cela doit par conséquent améliorer l’efficacité de modulation par effet Pockels. Pour vérifier cette hypothèse, il nous faut travailler encore une fois à hautes fréquences pour nous affranchir des effets de porteurs libres sur la modulation électro-optique et isoler l’effet Pockels.

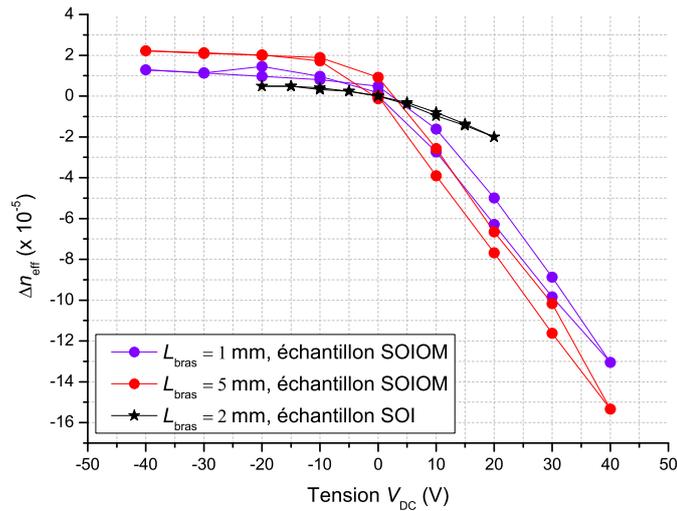


FIGURE 5.2.1 – Comparaison de l'évolution de la variation de l'indice effectif du mode TE fondamental en fonction de la tension continue V_{DC} appliquée aux différentes géométries d'électrodes.

5.3 Caractérisations en régime micro-onde

Une nouvelle analyse de l'efficacité de modulation basée sur l'effet Pockels est possible en travaillant en régime hyperfréquences.

5.3.1 Caractéristiques électriques hyperfréquences des lignes micro-rubans

De manière analogue au chapitre 4, les pertes linéiques de propagation et l'indice de groupe des signaux électriques hyperfréquences se propageant le long des lignes micro-rubans doivent être déterminés afin de pouvoir modéliser les bandes passantes de modulation électro-optiques par effet Pockels. Des mesures de paramètres S doivent donc de nouveau être effectuées sur ces lignes électriques. Cependant, nous avons choisi de calibrer cette fois-ci le montage hyperfréquence jusqu'au niveau des sondes RF, de façon à mesurer directement les paramètres S des lignes électriques de l'échantillon. Les coefficients S_{11} et S_{21} obtenus expérimentalement sont décrits aux figures 5.3.1a, 5.3.1b, 5.3.1c et 5.3.1d. Par symétrie des lignes hyperfréquences et du positionnement des points RF sur les électrodes d'accès, le paramètre S_{22} est donc identique au paramètre S_{11} de la même façon que S_{21} est identique au paramètre S_{12} .

Ces résultats de mesure peuvent être confrontés avec un modèle théorique simple (voir figure 5.3.2) qu'il nous est possible de construire grâce au logiciel *ADS Agilent* à partir des différents paramètres géométriques (dimensions des lignes métalliques et du substrat) et physiques (permittivité électrique et conductivité des matériaux) utilisés pour la conception des lignes hyperfréquences. Une bonne description des résultats expérimentaux peut ainsi être obtenue comme en témoigne les figures 5.3.1a, 5.3.1b, 5.3.1c et 5.3.1d.

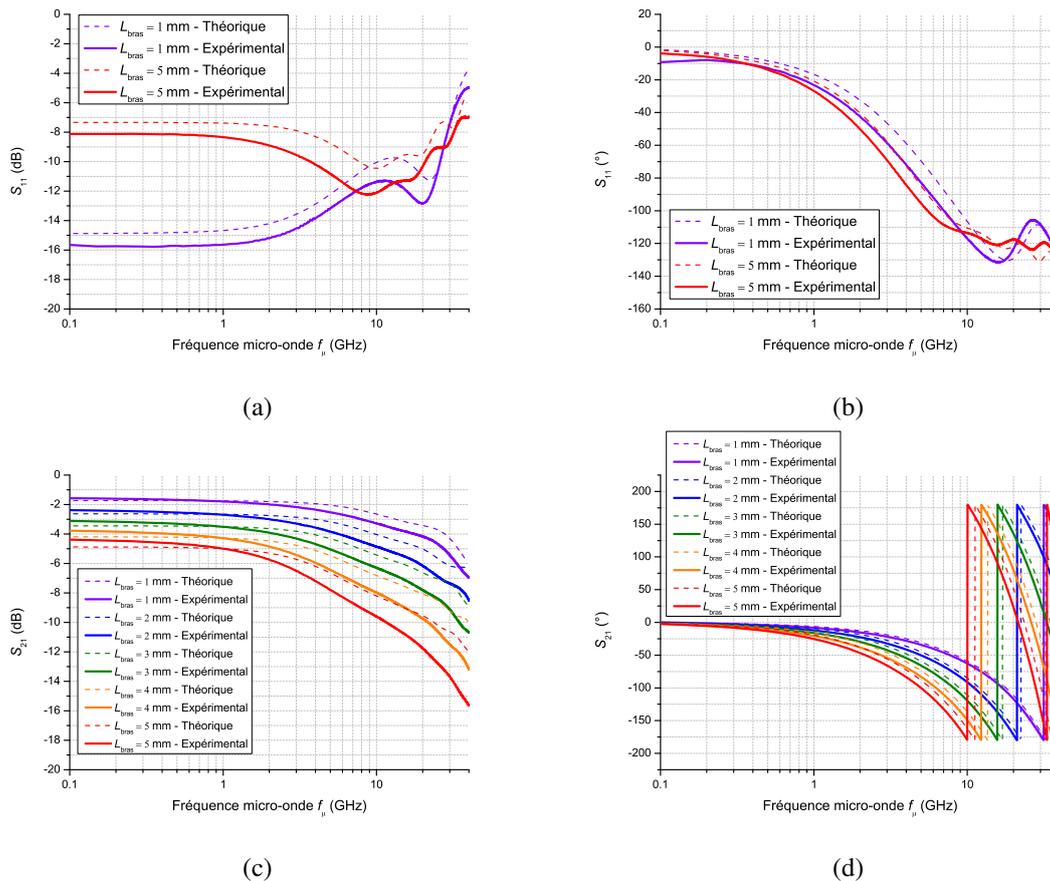


FIGURE 5.3.1 – Paramètres S_{11} et S_{21} expérimentaux et théoriques des lignes micro-rubans. Paramètre S_{11} en gain (a) et en phase (b). Paramètre S_{21} en gain (c) et en phase (d).

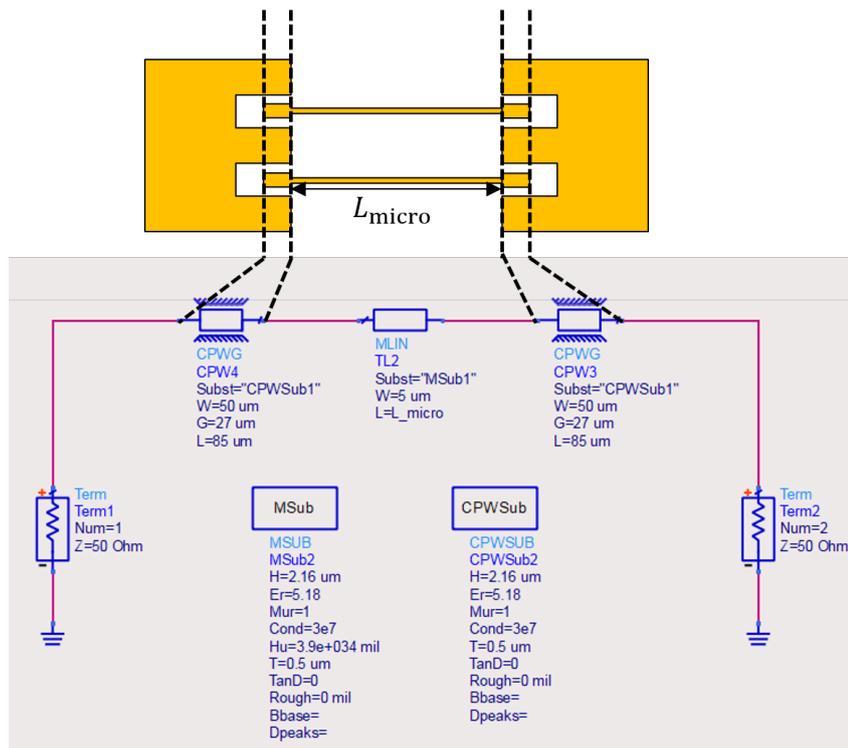


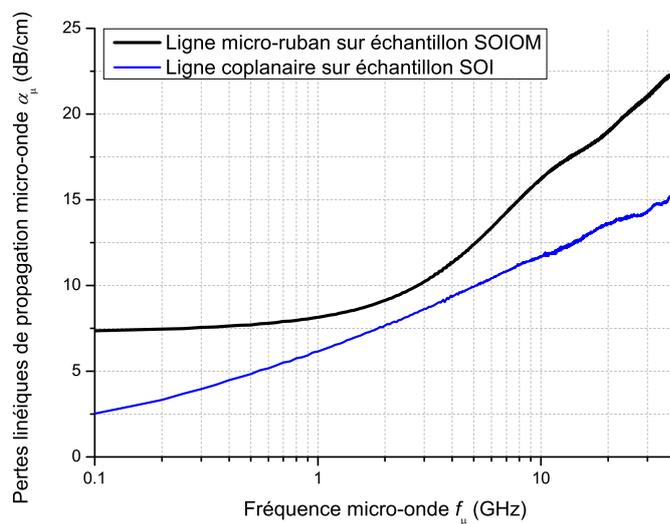
FIGURE 5.3.2 – Représentation schématique du circuit micro-onde sous ADS Agilent.

Cependant, nous savons que les électrodes d'accès ne sont pas adaptées en impédance. Cela se traduit notamment par de forts coefficients de réflexions S_{11} (voir figure 5.3.1a). Il faut donc isoler la contribution des électrodes d'accès sur la transmission S_{21} globale mesurée. Pour ce faire, nous avons mesuré, dans un premier temps, les paramètres S des électrodes d'accès en circuits ouvert et fermé. Ensuite, leur modélisation sous le logiciel *ADS Agilent* a pu être réalisée avec l'aide de Paul Crozat. Contrairement à la modélisation simpliste proposée plus haut, nous avons plutôt cherché à reproduire le plus fidèlement possible les courbes expérimentales. Nous avons donc été en mesure de décrire les comportements des lignes complètes pour *in fine* extraire les paramètres S de la ligne micro-ruban seule. Dès lors, les propriétés de propagation des ondes hyperfréquences ont été déterminées à partir du coefficient S_{21} et des équations (4.2.2) et (4.2.3). Leur comportement en fonction de la fréquence micro-onde est illustré aux figures 5.3.3a et 5.3.3b. Nous pouvons remarquer que les pertes linéiques de propagation sont bien plus élevées que celles obtenues pour les lignes coplanaires. Cela s'explique par la forte proximité du ruban de métal avec le plan de masse, entraînant ainsi de fortes pertes sous forme de radiations. D'autre part, l'indice de groupe à hautes fréquences (> 3 GHz) est estimé à environ 2. Et comme l'indice de groupe optique est égal à 4, il faut donc nous attendre à une réduction de la bande passante électro-optique avec la longueur des bras de l'interféromètre de Mach-Zehnder. Enfin, il est à noter que les valeurs d'indice de groupe micro-onde, obtenues depuis la modélisation sous *ADS*, à des fréquences inférieures à 400 MHz ne sont pas physiques et correspondent en fait aux erreurs de modélisations de la phase du paramètre S_{21} dans cette gamme de fréquences.

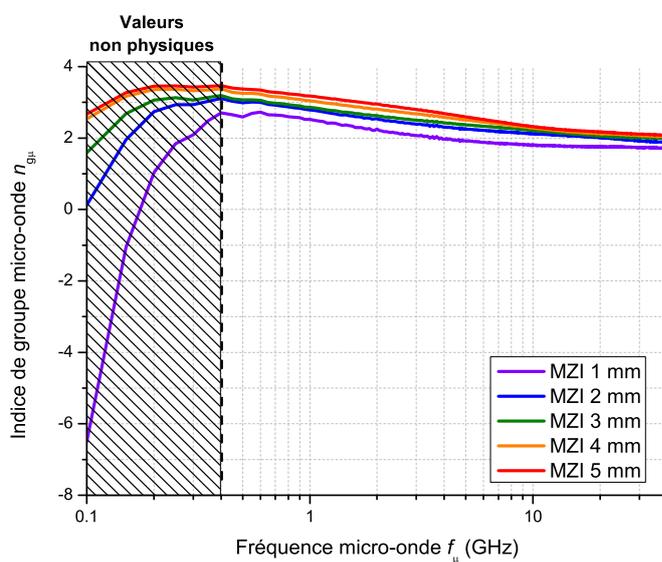
5.3.2 Caractérisations électro-optiques

La détermination des bandes passantes électro-optiques a été menée avec la même méthode que celle expliquée au chapitre 4. Les points de quadrature ont été choisis à partir des spectres de transmission des interféromètres de Mach-Zehnder obtenus lorsqu'un signal micro-onde de 10 GHz est appliqué en plus d'une tension continue (figure 5.3.4). En effet, il était impossible de mesurer la réponse des modulateurs en suivant scrupuleusement la méthode employée pour les échantillons décrits dans le chapitre 4.

Les résultats expérimentaux obtenus sont rassemblés à la figure 5.3.5b. Le premier constat que nous pouvons faire est qu'un gain d'environ 12 dB est obtenu sur le modulateur long de 2 mm (orienté à 0°) en comparaison du modulateur de même longueur avec les électrodes coplanaires (cf figure 5.3.5a et chapitre 4). En effet, en appliquant une tension continue $V_{DC} = -15$ V sur les électrodes micro-rubans, les porteurs libres se retrouvent plus facilement en régime de déplétion où les variations de champs électriques sont les plus fortes et donc où l'effet Pockels est plus efficace. Par ailleurs, plus la longueur du modulateur augmente et plus l'efficacité de modulation augmente mais au détriment de la bande passante électro-optique (figure 5.3.5b).



(a)



(b)

FIGURE 5.3.3 – Evolution des pertes linéiques de propagation (a) et de l'indice de groupe (b) des lignes micro-rubans en fonction de la fréquence micro-onde obtenue depuis ADS.

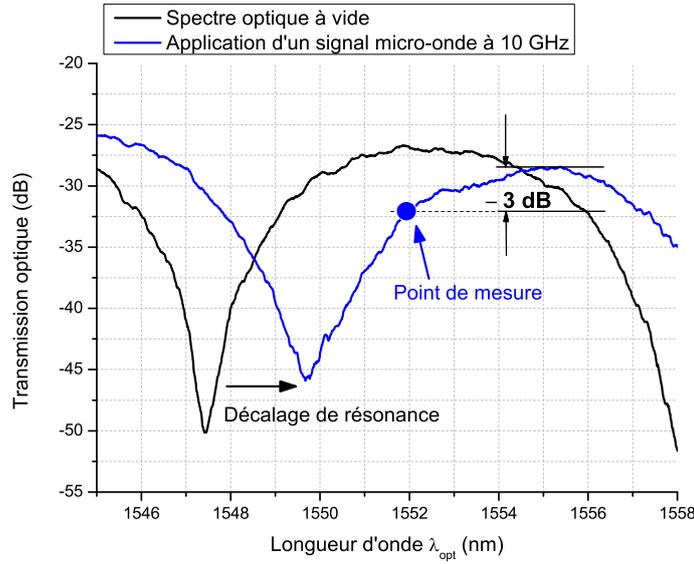


FIGURE 5.3.4 – Stratégie de choix des points de quadrature pour la mesure des réponses électro-optiques.

Pour modéliser les bandes passantes obtenues, nous appliquons de nouveau les formules 4.2.9 et 4.2.10 avec les valeurs des coefficients Γ_{mnl}^{ijk} (figure 5.3.7) déterminés expérimentalement au chapitre 4. Les GDEH sont de nouveau déterminés avec *COMSOL Multiphysics* à partir de la nouvelle géométrie des électrodes. Par ailleurs, du fait des coefficients de réflexions non négligeables au niveau des électrodes d'accès, la tension électrique le long de la ligne micro-ruban s'écrit comme la somme de deux ondes se propageant en sens contraire :

$$V_{AC}(z, f_{\mu}) = V_{AC}^{+}(z, f_{\mu}) + V_{AC}^{-}(z, f_{\mu}) \quad (5.3.1)$$

où $V_{AC}^{+}(z, f_{\mu})$ représente la tension micro-onde se propageant dans le même sens que l'onde optique et où $V_{AC}^{-}(z, f_{\mu})$ est la fraction de signal électrique réfléchi depuis la fin de la ligne micro-ruban et se propageant donc à contre-sens (voir figure 5.3.6).

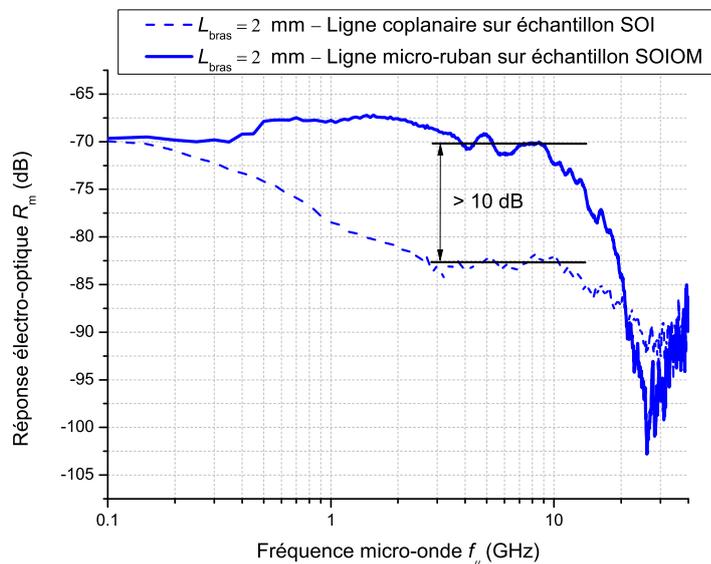
Notons V_0 la tension pic AC du signal micro-onde à l'entrée de la zone d'interaction du modulateur (à $z = 0$). La tension V_{AC}^{+} vue par les photons s'écrit donc :

$$V_{AC}^{+}(z, f_{\mu}) = V_0(f_{\mu}) e^{-\alpha_{\mu}(f_{\mu})z} e^{-i\frac{2\pi f_{\mu}}{c} \delta_{\mu o}(f_{\mu})z} \quad (5.3.2)$$

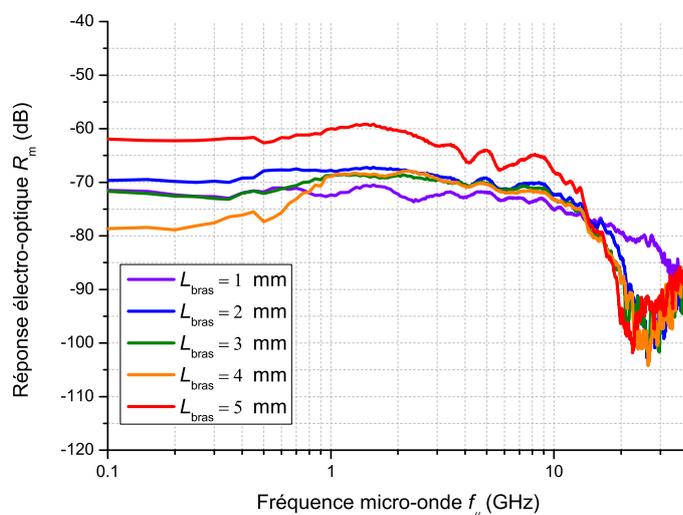
où α_{μ} et $\delta_{\mu o} = n_{g_{\mu}} - n_{g_o}$ sont respectivement les pertes linéiques de propagation micro-onde et l'écart en indice de groupe entre les signaux optique et micro-onde. D'autre part, la tension réfléchie vue par les photons a pour expression :

$$V_{AC}^{-}(z, f_{\mu}) = V_0'(f_{\mu}) e^{\alpha_{\mu}(f_{\mu})(z-L_{bras})} e^{i\frac{2\pi f_{\mu}}{c} \delta_{\mu o}(f_{\mu})(z-L_{bras})} \quad (5.3.3)$$

où L_{bras} correspond à la longueur des bras de l'interféromètre de Mach-Zehnder, L_m est la



(a)



(b)

FIGURE 5.3.5 – Résultats expérimentaux de l’efficacité de modulation électro-optique en fonction de la fréquence micro-onde. (a) Comparaison des réponses électro-optiques obtenues, à orientation cristallographique équivalente, pour des lignes coplanaire et micro-ruban longues de 2 mm. (b) Evolution de l’efficacité de modulation électro-optique en fonction de la fréquence micro-onde pour différentes longueurs d’interféromètres

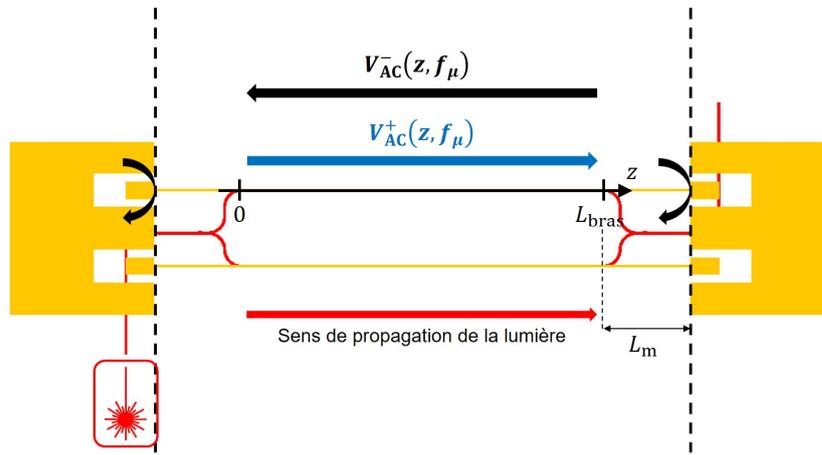


FIGURE 5.3.6 – Comportement de la tension micro-onde le long du modulateur.

distance séparant ces bras des électrodes coplanaires d'accès (cf figure 5.3.6) et où

$$V'_0(f_\mu) = S_{11}V_0(f_\mu) e^{-\alpha_\mu(f_\mu)(L_{\text{bras}}+2L_m)} e^{-i\frac{2\pi f_\mu n_{\text{g}\mu}(f_\mu)}{c}(L_{\text{bras}}+2L_m)} \quad (5.3.4)$$

correspond à la tension pic AC du signal micro-onde réfléchi à la sortie de la zone d'interaction du modulateur ($z = L_{\text{bras}}$). Le paramètre S_{11} de la ligne électrique complète (micro-ruban et accès) est d'une grande importance ici puisqu'il a une influence non négligeable sur la forme des réponses électro-optiques. Le résultat de la modélisation est illustré figure 5.3.7.

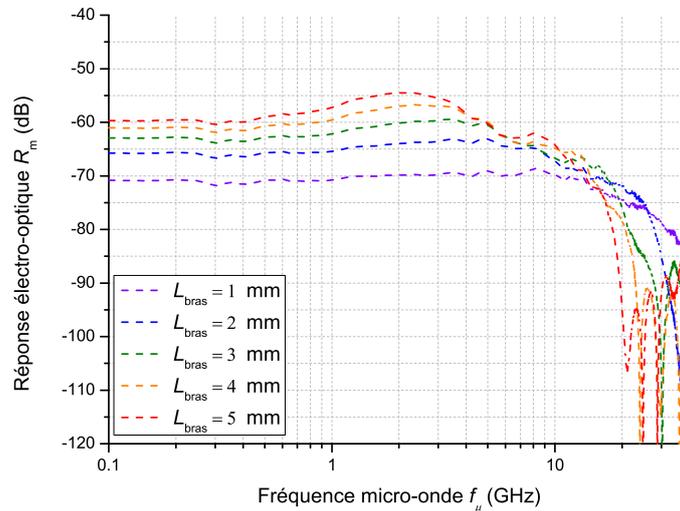


FIGURE 5.3.7 – Modélisation des réponses de modulation électro-optique en fonction de la fréquence micro-onde pour différentes longueurs d'interféromètres.

Dans l'ensemble, le modèle théorique rend assez bien compte du comportement de la bande passante électro-optique de chaque modulateur. Par exemple, les fluctuations observées au delà de 20 GHz dans la réponse électro-optique du modulateur long de 5 mm semblent pouvoir être assimilées aux oscillations que prévoit le modèle théorique dans cette

gamme de fréquences. Le signal micro-onde contra-propagatif induit également des déformations des réponses électro-optiques

Toutes ces similarités entre la théorie et les résultats expérimentaux consolident à la fois la démonstration de l'effet Pockels présentée dans le chapitre 4 et le modèle théorique proposé pour le décrire. Les bandes passantes électro-optiques des modulateurs à effet Pockels étant donc très bien interprétées, il est légitime de vouloir les exploiter dans le cadre des communications de données.

5.3.3 Mesures de diagramme de l'œil

Jusqu'ici les mesures électro-optiques ne faisaient intervenir que des signaux électriques harmoniques, de façon à obtenir la bande passante optique des modulateurs. Cependant, dans les systèmes de communications de données, des signaux électriques beaucoup plus complexes sont utilisés pour représenter les données sous forme de séries de bits. En pratique, nous n'utilisons pas de vraies données mais plutôt des générateurs de signaux binaires pseudo-aléatoires. Ces derniers génèrent une séquence de $N = 2^n - 1$ bits répétée successivement, donnant ainsi un aspect aléatoire au signal. Le format des signaux électriques le plus simple est le format NRZ-OOK (de l'acronyme anglais *Non Return to Zero On-Off Keying*). Une période d'un tel signal se compose de valeurs de "1" et de "0". Un exemple d'un signal PRBS au format NRZ-OOK unipolaire (i.e. alternant entre tensions nulles ou non nulles) et cadencé à 10 Gbps est donné figure 5.3.8.

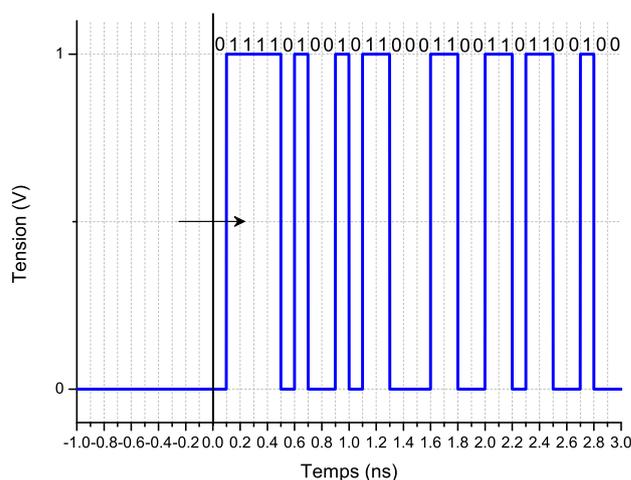


FIGURE 5.3.8 – Exemple de signal PRBS NRZ-OOK unipolaire cadencé à 10 Gbps.

Lorsqu'un tel signal est transmis dans un modulateur électro-optique, le signal optique de sortie suit les différents bits de données. Cependant, la limitation en fréquence du modulateur (i.e. sa bande passante) impose des déformations du signal optique modulé. Ces déformations sont facilement observables en superposant chaque période du signal optique en sortie du modulateur par le biais d'un oscilloscope rapide. Ainsi, nous pouvons observer

ce que l'on appelle le diagramme de l'œil du modulateur. Dans notre cas, la principale limitation à l'observation d'un diagramme de l'œil provient de la faible efficacité de l'effet Pockels. L'œil n'est pas assez ouvert verticalement, ce que ne permet pas de distinguer les bits "0" et "1".

Le modèle développé au chapitre 2 peut être adapté pour simuler les diagrammes de l'œil obtenus par effet Pockels dans le silicium contraint. L'équation (2.8.13) est réécrite de la manière suivante :

$$\Delta\phi_P(f_\mu, V_{DC}) = \frac{2\pi}{\lambda_{opt}} \left(\sum_{ijk} \sum_{mnl} \Gamma_{mnl}^{ijk} \frac{\partial \widetilde{\eta}_{mnl}^{ijk}}{\partial V} (V_{DC}, f_\mu) \right) \int_{ZI} V_{ref} e^{-\alpha_\mu(f_\mu)z} e^{-i\frac{2\pi f_\mu}{c} \delta_{\mu o}(f_\mu)z} dz \quad (5.3.5)$$

où $V_{ref} = 1$ V est une tension de référence. Ainsi, pour un interféromètre de Mach-Zehnder utilisé à un de ses points de quadrature, la fonction de transfert électro-optique du modulateur peut s'écrire :

$$H_{EO}(f_\mu, V_{DC}) = \frac{P_{in}}{2V_{ref}} \Delta\phi_P(f_\mu, V_{DC}) \quad (5.3.6)$$

avec P_{in} la puissance optique à l'entrée de l'interféromètre. Par conséquent, en travaillant dans le domaine fréquentiel, la détermination de diagrammes de l'œil électro-optiques se réduit à des calculs de fonctions de transfert d'un schéma-block (comme illustré figure 5.3.9) pour peu que soient connus les spectres des signaux électriques employés pour la modulation ainsi que les différentes sources de bruit pouvant intervenir dans le système, i.e. dans les circuits électrique et photonique.

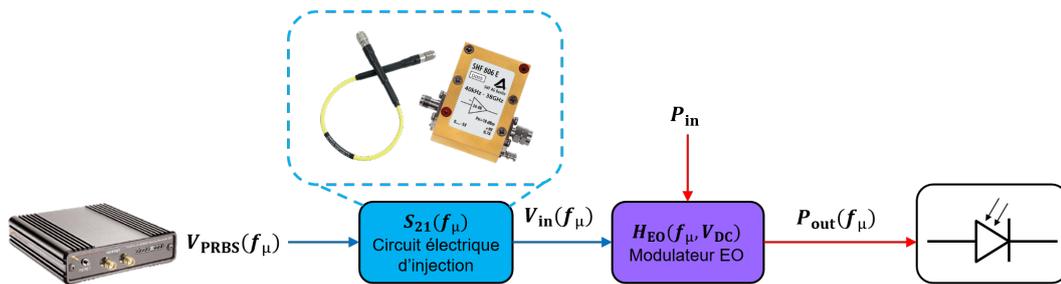


FIGURE 5.3.9 – Schéma-block équivalent à la mesure de diagrammes de l'œil électro-optiques.

En effet, la chaîne électrique complète présente du bruit dont les caractéristiques peuvent être déterminées par la mesure d'un diagramme de l'œil représentatif de la qualité de transmission des signaux électriques le long des électrodes. Pour cela, nous avons utilisé une source PRBS *Centellax TG2PIA* délivrant un signal électrique au format NRZ-OOK cadencé à 10 Gbps et répétant une chaîne pseudo-aléatoire comprenant 2^7 symboles. Les signaux électriques sont acheminés jusqu'aux électrodes de l'échantillon avec des câbles

coaxiaux et des sondes RF avant d'être transmis à un oscilloscope rapide *Infiniium DCA-J Agilent 86100C*. Enfin, une synchronisation entre la source PRBS et cet oscilloscope permet de tracer les diagrammes de l'œil électriques (voir figure 5.3.10).

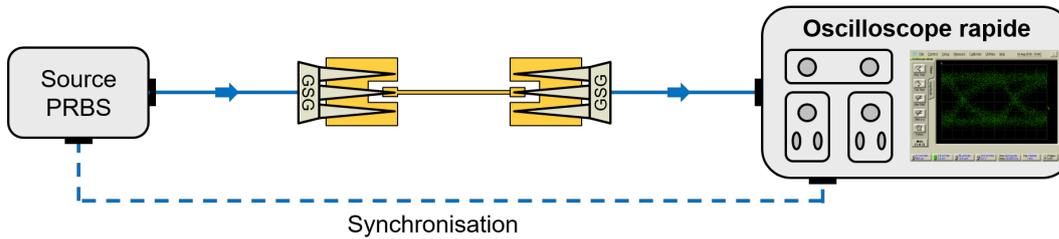


FIGURE 5.3.10 – Schéma du montage de caractérisation de diagrammes de l'œil électriques.

Un exemple de diagramme de l'œil électrique obtenu pour un signal source de type NRZ-OOK est proposé figure 5.3.11.

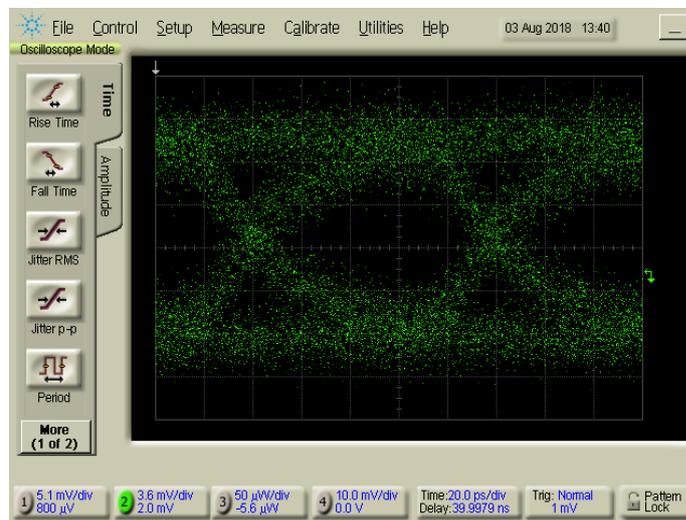


FIGURE 5.3.11 – Diagramme de l'œil expérimental à 10 Gbps de la ligne électrique micro-ruban associée à l'interféromètre de Mach-Zehnder de longueur $L_{bras} = 1$ mm.

En dépit du fait que l'œil soit bien ouvert et qu'il est donc bien possible de discerner les bits "0" des bits "1", nous pouvons constater de fortes fluctuations du signal électrique transmis. Les fluctuations pour chacun des types de bits peuvent être modélisées par une loi normale. De cette façon, il nous est donc possible d'écrire la différence de potentiel appliquée à l'entrée du modulateur électro-optique avec le bruit du circuit électrique.

La mesure de diagrammes de l'œil électro-optiques requiert de modifier le montage expérimental exploité pour l'acquisition des bandes passantes des modulateurs (cf figure 4.2.6). Cette fois-ci, la source PRBS remplace remplace l'analyseur de composants. Les signaux électriques complexes générés sont également amplifiés puis superposés à une tension continue pour d'être injectés dans le circuit électrique de l'échantillon. Du côté du circuit photonique, un filtre optique accordable opérant dans le bande C est disposé en sortie du second EDFA utilisé comme étage d'amplification du signal optique modulé provenant de l'échantillon. Ce filtre permet de réduire le niveau de bruit engendré par les EDFA de façon

à faciliter l'obtention de digrammes de l'œil électro-optiques. Cette opération de filtrage est correctement réalisée par l'intermédiaire d'un analyseur de spectre optique (ou OSA l'acronyme anglais de *Optical Spectrum Analyzer*) recevant 10% de signal optique. Les 90% restants sont détectés par une photodiode rapide connectée à l'oscilloscope rapide. Une représentation schématique de ce nouveau montage expérimental est proposé figure 5.3.12).

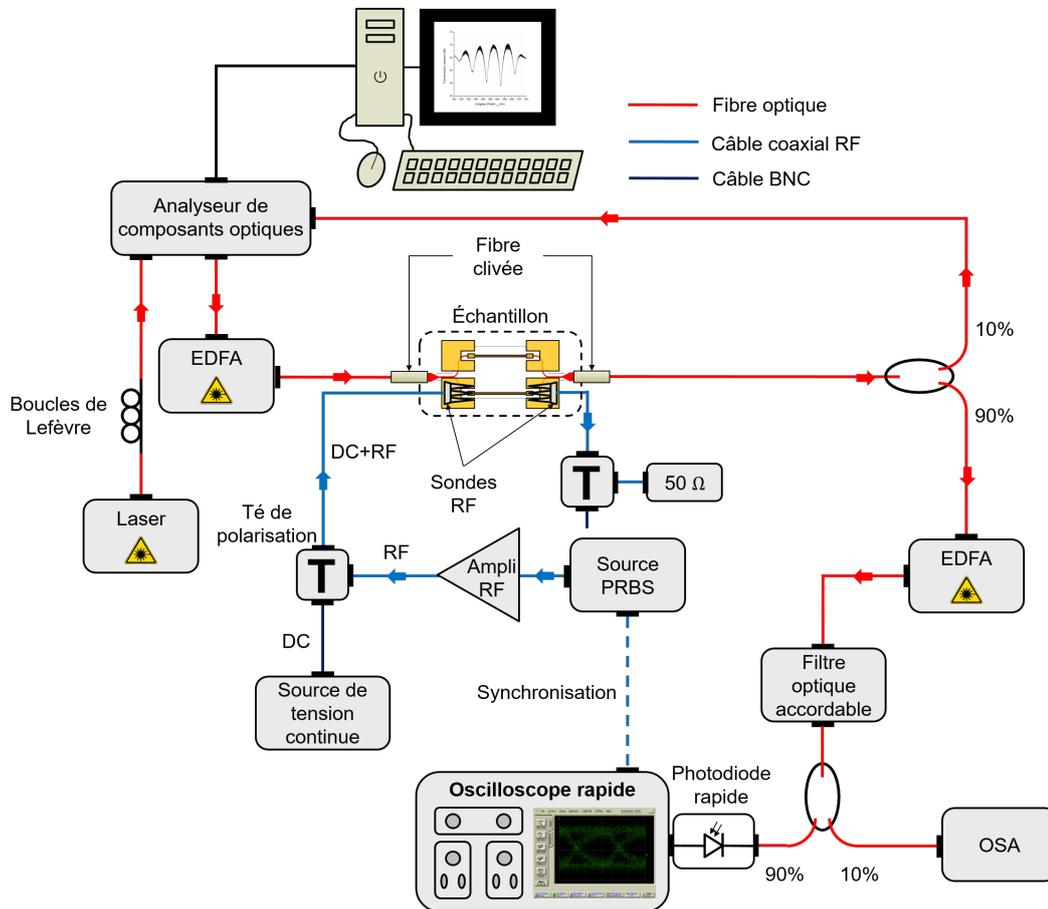


FIGURE 5.3.12 – Schéma du montage de caractérisation de diagrammes de l'œil électro-optiques.

Cependant, nous n'avons pas réussi à obtenir de diagrammes de l'œil électro-optiques, très probablement du fait de la très faible efficacité de l'effet Pockels. Pour vérifier cela, nous pouvons exploiter la modélisation de la fonction de transfert du modulateur électro-optique donnée par les équations (5.3.5) et (5.3.6) afin d'obtenir les diagrammes de l'œil électro-optiques théoriques. La figure 5.3.13 illustre un exemple de tel diagramme de l'œil dans le cas de l'interféromètre de Mach-Zehnder de longueur $L_{\text{bras}} = 5 \text{ mm}$. Un signal PRBS au format NRZ-OOK d'amplitude 3V est appliqué aux électrodes.

Le signal optique modulé possède une amplitude maximum de $20 \mu\text{W}$ et oscille autour d'une composante continue $P_{\text{in}}^{\text{DC}}$. Cette amplitude est insuffisante pour que le diagramme de l'œil puisse être observé à l'oscilloscope rapide compte-tenu de toutes les sources de bruit présentes dans le montage expérimental (bruits électrique et optique). Néanmoins, le modèle théorique présenté plus haut pourra servir à trouver les conditions nécessaires à

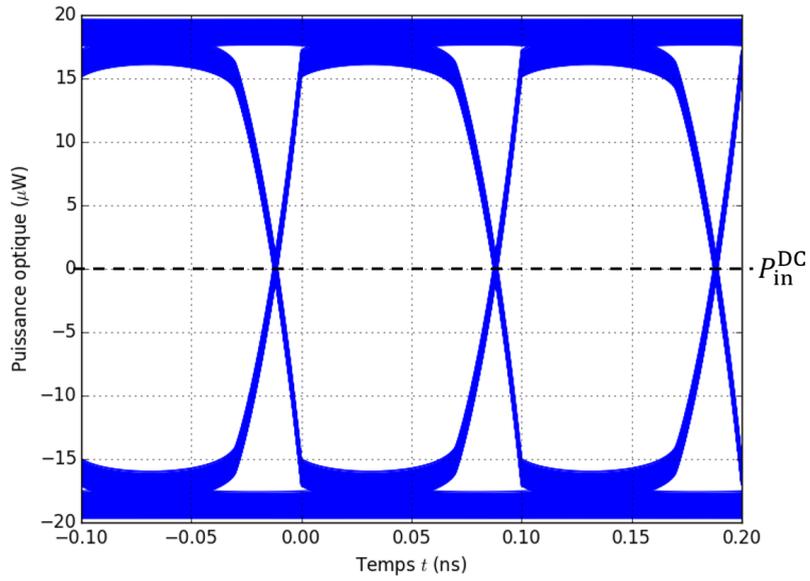


FIGURE 5.3.13 – Exemple de diagramme de l'œil électro-optique théorique à 10 Gbps associé à l'interféromètre de Mach-Zehnder de longueur $L_{bras} = 5$ mm.

"l'ouverture de l'œil".

5.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons exploité une nouvelle stratégie pour augmenter le champ électrique dans les guides d'onde silicium contraints par du SiN. Pour cela, nous avons modifié la géométrie des électrodes sur la modulation électro-optique dans des guides silicium contraint par du SiN. En combinant le modèle théorique développé au chapitre 2 avec les valeurs expérimentales des coefficients Γ_{mnl}^{ijk} déterminées au chapitre 4, nous avons de nouveau pu décrire précisément le comportement des bandes passantes électro-optiques, renforçant de ce fait la validité du modèle. Enfin, une première tentative de mesure de diagrammes de l'œil électro-optiques à 10 Gbps a été proposée, mais sans succès. Cela est dû au faible recouvrement spatial du mode optique avec les gradients de déformations dans les guides d'onde. De nouvelles stratégies doivent donc être adoptées pour améliorer ce point particulier, en travaillant par exemple avec des matériaux plus contraints que le SiN ou en modifiant la géométrie des guides d'onde.

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

Sommaire

6.1 L'AlN comme alternative au SiN pour la génération de contraintes dans le silicium	137
6.2 Génération de la seconde harmonique dans le silicium contraint . .	138
6.3 Optimisation de la géométrie des guides d'onde	139

Les travaux menés durant cette thèse ont principalement portés sur la caractérisation expérimentale de l'effet Pockels dans le silicium contraint. Un modèle théorique multiphysique a été développé pour décrire de manière précise la bande passante électro-optique de modulateurs basés sur l'effet Pockels dans le silicium. La confrontation de ce modèle avec des résultats expérimentaux a été rendue possible par la fabrication de multiples échantillons en environnement salle blanche. L'ensemble des techniques de fabrication requises ainsi que des méthodes de caractérisations des matériaux exerçant une contrainte mécanique sur le silicium ont également été présentées. Une démonstration claire de l'existence de l'effet Pockels a donc pu être proposée et une première caractérisation fine du tenseur de susceptibilité non linéaire du second ordre en a découlé, par la détermination des coefficients Γ_{mnl}^{ijk} . Bien que les résultats démontrés dans ce manuscrit sont encore bien loin d'être comparables à ceux des modulateurs déjà existants en photonique silicium, une très grande étape a ainsi été franchie dans l'étude et l'exploitation d'effets non linéaires du second ordre dans le silicium contraint. Cela ouvre par conséquent la voie à de multiples pistes d'amélioration et laisse entrevoir la possibilité d'exploiter ces effets non linéaires en photonique silicium pour le traitement de l'information par voie optique à haute vitesse et basse consommation d'énergie. Dans la suite, différentes études complémentaires initiées au cours de ma thèse mais non achevées seront présentées sous la forme de potentielles perspectives.

6.1 L'AlN comme alternative au SiN pour la génération de contraintes dans le silicium

Des travaux menés à l'université d'Aalto en Finlande ont montré qu'il est possible de réguler la contrainte intrinsèque dans des couches minces de nitrure d'aluminium de +1 GPa jusqu'à -4 GPa. Les dépôts sont notamment réalisés par PE-ALD (de l'acronyme anglais *Plasma Enhanced Atomic Layer Deposition*) [118, 119, 120].

Au chapitre 4, l'influence de la contrainte sur l'efficacité de modulation basée sur l'effet Pockels dans le régime micro-onde a été étudiée. Une comparaison entre deux niveaux de contraintes intrinsèques au SiN a notamment été proposée. Cependant cette comparaison n'a été effectuée qu'avec une couche très peu contrainte pour laquelle les résultats de modulation par effet Pockels sont très bruités. Toutefois, le modèle théorique rend assez bien compte du comportement de l'effet Pockels pour ce faible niveau de contrainte. Pour vérifier de manière plus rigoureuse le postulat établi au chapitre 4 concernant l'influence de la contrainte sur les mesures de bandes passantes électro-optiques et renforcer le modèle présenté au chapitre 2, six échantillons identiques sont en cours de fabrication. Ils reposent tous sur la géométrie présentées à la figure 6.1.1. Une couche d'AlN d'épaisseur 50 nm vient contraindre des guides d'onde silicium rubans. Une barrière de silice épaisse de 500 nm permettra de minimiser l'interaction du mode TE fondamental avec les électrodes coplanaires dont la géométrie est identique à celle présentée au chapitre 4. Différentes contraintes intrinsèques à la couche mince d'AlN couvrant la gamme -4 GPa jusqu'à +1 GPa seront utilisées. La modulation électro-optique sera analysée encore une fois par le biais d'interféromètres de Mach-Zehnder orientés différemment. La longueur de ces derniers a été fixée à 6 mm pour renforcer l'interaction lumière-matière dans les guides d'onde.

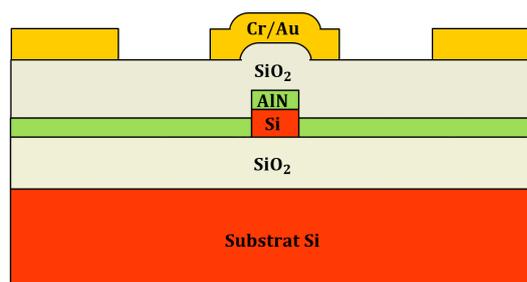


FIGURE 6.1.1 – Vue en coupe des échantillons contraints par une couche mince d'AlN.

Par ailleurs, en profitant de la grande longueur des interféromètres de Mach-Zehnder et du fort niveau de contrainte intrinsèque aux couches d'AlN, des mesures de diagramme de l'œil électro-optiques seront de nouveaux tentées.

Cette stratégie de génération de contraintes beaucoup plus importantes avec l'AlN peut être associée avec des électrodes micro-rubans pouvant générer un fort champ électrique dans les guides d'onde silicium (figure 6.1.2).

Une autre technique permettant d'améliorer l'intensité du champ électrique dans les

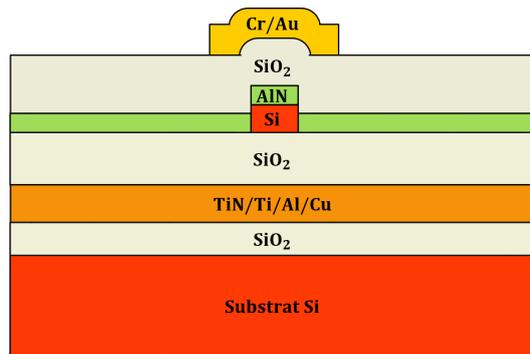


FIGURE 6.1.2 – Vue en coupe d’un guide d’onde silicium contraint par une couche mince d’AlN aligné avec des électrodes micro-rubans.

guides d’onde consiste à exploiter des jonctions PIN avec une polarisation inverse (figure 6.1.3).

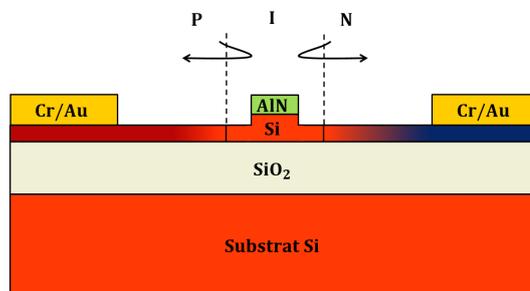


FIGURE 6.1.3 – Vue en coupe d’une jonction PIN silicium contrainte par une couche mince d’AlN pour l’exploitation de l’effet Pockels.

6.2 Génération de la seconde harmonique dans le silicium contraint

La génération de la seconde harmonique dans le silicium contraint a également fait l’objet de plusieurs études [5, 7, 11]. Maintenant que la distribution spatiale, dans un guide d’onde silicium sous contrainte mécanique, du tenseur de susceptibilité non linéaire du second ordre peut être déterminée par simulation, il nous est donc possible de prévoir l’efficacité de génération de la seconde harmonique dans de tels guides. Avec l’aide de Christian Lafforgue, un modèle théorique combinant l’équation non linéaire de Schrodinger vectorielle généralisée [121, 122] et l’équation 2.4.1 a été construit. L’obtention d’une très bonne efficacité de conversion pompe vers harmonique nécessite d’optimiser en même temps le recouvrement des modes entre eux avec la distribution non uniforme de la susceptibilité électrique non linéaire du second ordre tout en vérifiant la condition d’accord de phase. Ce cahier des charges très exigeant ne peut être rempli complètement et des solutions intermédiaires doivent être employées. Néanmoins, ce modèle a permis d’établir les premières optimisations de géométries de guides d’onde. Les générations de seconde harmonique par accord de phase modal dans des guides d’onde classiques et par quasi-accord de phase dans des guides d’onde corrugués ont ainsi pu être explorées. Différents échantillons de la plate-

forme SOI ont déjà été fabriqués au moment de la rédaction de ce manuscrit et pourront être caractérisés grâce à un laser femtoseconde haute puissance *Monaco* de chez *Coherent*. Grâce à un amplificateur paramétrique optique *Opera HP* et à divers cristaux non linéaires, l'onde de pompe peut couvrir en longueur d'onde la gamme $0,21 \mu\text{m}$ jusqu'à $16 \mu\text{m}$, ce qui largement suffisant compte-tenu des gammes de transparence des différents matériaux utilisés dans les différents échantillons. Les résultats de cette étude devront être confrontés au modèle théorique et permettront de consolider la description des effets non linéaires du second ordre dans le silicium contraint.

6.3 Optimisation de la géométrie des guides d'onde

Une autre stratégie consiste à changer la géométrie des guides d'onde de façon à améliorer le recouvrement spatial entre les modes optiques et la distribution non uniforme des composantes du tenseur de susceptibilité du second ordre $\chi^{(2)}$. Nous savons que les gradients de déformations (et donc le $\chi^{(2)}$) sont plus importants près des interfaces. Le mode TE fondamental d'un guide d'onde ruban avec une fente centrale faiblement gravée et contraint par une couche épaisse (figure 6.3.1a) serait donc plus sensible à ces champs de déformations non homogènes. L'antisymétrie des distributions spatiales des différentes composantes du tenseur $\chi^{(2)}$ (i.e. l'alternance du signe du $\chi^{(2)}$ selon le signe des gradients de déformations) dans les guides d'onde contraints est également un facteur limitant l'obtention de nonlinéarités du second ordre. Il faut donc travailler avec des structures non symétriques en localisant par exemple la couche contrainte sur le haut d'un guide d'onde (figure 6.3.1b).

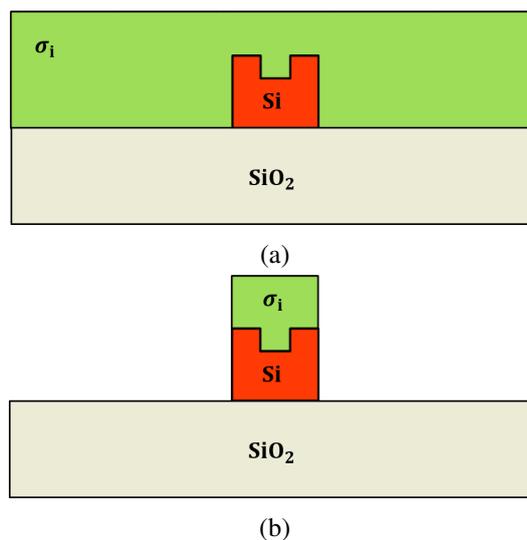


FIGURE 6.3.1 – Propositions d'amélioration de recouvrement spatial entre les modes optiques et le tenseur $\chi^{(2)}$ avec une couche contrainte épaisse (a) ou une couche mince contrainte et localisée sur le haut du guide d'onde (b).

La géométrie de guide d'onde proposée ici est un exemple, parmi d'autres, de structure optimisée. Nous soulignons par ailleurs que beaucoup de degrés de liberté nous sont offerts

pour l'étude et l'exploitation de nonlinéarités du second ordre dans le silicium contraint, ouvrant la voie au développement de nouvelles fonctionnalités en photonique silicium.

Bibliographie

- [1] Nicola Jones. How to stop data centres from gobbling up the world's electricity. *Nature*, 561(7722) :163–166, sep 2018.
- [2] Arlon Martin. Silicon Photonics : Enabling the Transition to 100Gb/s Networks, 2015.
- [3] Rune S. Jacobsen, Karin N. Andersen, Peter I. Borel, Jacob Fage-Pedersen, Lars H. Frandsen, Ole Hansen, Martin Kristensen, Andrei V. Lavrinenko, Gaid Moulin, Haiyan Ou, Christophe Peucheret, Beáta Zsigri, and Anders Bjarklev. Strained silicon as a new electro-optic material. *Nature*, 441(7090) :199–202, may 2006.
- [4] Nick K. Hon, Kevin. K. Tsia, Daniel R. Solli, Bahram Jalali, and Jacob B. Khurgin. Stress-induced $\chi^{(2)}$ in silicon — Comparison between theoretical and experimental values. In *2009 6th IEEE International Conference on Group IV Photonics*, pages 232–234. IEEE, sep 2009.
- [5] Clemens Schriever, Christian Bohley, and Ralf B. Wehrspohn. Strain dependence of second-harmonic generation in silicon. *Optics Letters*, 35(3) :273, feb 2010.
- [6] Bartos Chmielak, Michael Waldow, Christopher Matheisen, Christian Ripperda, Jens Bolten, Thorsten Wahlbrink, Michael Nagel, Florian Merget, and Heinrich Kurz. Pockels effect based fully integrated, strained silicon electro-optic modulator. *Optics Express*, 19(18) :17212, aug 2011.
- [7] M. Cazzanelli, F. Bianco, E. Borga, G. Pucker, M. Ghulinyan, E. Degoli, E. Luppi, V. Véniard, S. Ossicini, D. Modotto, S. Wabnitz, R. Pierobon, and L. Pavesi. Second-harmonic generation in silicon waveguides strained by silicon nitride. *Nature Materials*, 11(2) :148–154, feb 2012.
- [8] Bartos Chmielak, Christopher Matheisen, Christian Ripperda, Jens Bolten, Thorsten Wahlbrink, Michael Waldow, and Heinrich Kurz. Investigation of local strain distribution and linear electro-optic effect in strained silicon waveguides. *Optics Express*, 21(21) :25324, oct 2013.
- [9] Matthew W. Puckett, Joseph S. T. Smalley, Maxim Abashin, Andrew Grieco, and Yeshaiahu Fainman. Tensor of the second-order nonlinear susceptibility in asymmetrically strained silicon waveguides : analysis and experimental validation. *Optics Letters*, 39(6) :1693, mar 2014.

- [10] Pedro Damas, Xavier Le Roux, David Le Bourdais, Eric Cassan, Delphine Marris-Morini, Nicolas Izard, Thomas Maroutian, Philippe Lecoœur, and Laurent Vivien. Wavelength dependence of Pockels effect in strained silicon waveguides. *Optics Express*, 22(18) :22095, sep 2014.
- [11] Clemens Schriever, Federica Bianco, Massimo Cazzanelli, Mher Ghulinyan, Christian Eisenschmidt, Johannes de Boor, Alexander Schmid, Johannes Heitmann, Lorenzo Pavesi, and Jörg Schilling. Second-Order Optical Nonlinearity in Silicon Waveguides : Inhomogeneous Stress and Interfaces. *Advanced Optical Materials*, 3(1) :129–136, jan 2015.
- [12] S. Sharif Azadeh, F. Merget, M. P. Nezhad, and J. Witzens. On the measurement of the Pockels effect in strained silicon. *Optics Letters*, 40(8) :1877, apr 2015.
- [13] M. Borghi, M. Mancinelli, F. Merget, J. Witzens, M. Bernard, M. Ghulinyan, G. Pucker, and L. Pavesi. High-frequency electro-optic measurement of strained silicon racetrack resonators. *Optics Letters*, 40(22) :5287, nov 2015.
- [14] Pedro Damas, Mathias Berciano, Guillaume Marcaud, Carlos Alonso Ramos, Delphine Marris-Morini, Eric Cassan, and Laurent Vivien. Comprehensive description of the electro-optic effects in strained silicon waveguides. *Journal of Applied Physics*, 122(15) :153105, oct 2017.
- [15] Irene Olivares, Todora Angelova, and Pablo Sanchis. On the influence of interface charging dynamics and stressing conditions in strained silicon devices. *Scientific reports*, 7(1) :7241, aug 2017.
- [16] E. Timurdogan, C. V. Poulton, M. J. Byrd, and M. R. Watts. Electric field-induced second-order nonlinear optical effects in silicon waveguides. *Nature Photonics*, 11(3) :200–206, mar 2017.
- [17] Pedro Damas, Delphine Marris-Morini, Eric Cassan, and Laurent Vivien. Bond orbital description of the strain-induced second-order optical susceptibility in silicon. *Physical Review B*, 93(16) :165208, apr 2016.
- [18] Jinkyun Cho, Joonyoung Yang, Changkeun Lee, and Jinyoung Lee. Development of an energy evaluation and design tool for dedicated cooling systems of data centers : Sensing data center cooling energy efficiency. *Energy and Buildings*, 96 :357–372, jun 2015.
- [19] David Thomson, Aaron Zilkie, John E Bowers, Tin Komljenovic, Graham T Reed, Laurent Vivien, Delphine Marris-Morini, Eric Cassan, Léopold Viro, Jean-Marc Fédéli, Jean-Michel Hartmann, Jens H Schmid, Dan-Xia Xu, Frédéric Boeuf, Peter O’Brien, Goran Z Mashanovich, and M Nedeljkovic. Roadmap on silicon photonics. *Journal of Optics*, 18(7) :073003, jul 2016.

- [20] Zhiping Zhou, Bing Yin, and Jurgen Michel. On-chip light sources for silicon photonics. *Light : Science & Applications*, 4(11) :e358–e358, nov 2015.
- [21] Guang-Hua Duan, Christophe Jany, Alban Le Liepvre, Alain Accard, Marco Lamponi, Dalila Make, Peter Kaspar, Guillaume Levaufre, Nils Girard, Francois Lelarge, Jean-Marc Fedeli, Antoine Descos, Badhise Ben Bakir, Sonia Messaoudene, Damien Bordel, Sylvie Menezo, Guilhem de Valicourt, Shahram Keyvaninia, Gunter Roelkens, Dries Van Thourhout, David J. Thomson, Frederic Y. Gardes, and Graham T. Reed. Hybrid III–V on Silicon Lasers for Photonic Integrated Circuits on Silicon. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 20(4) :158–170, jul 2014.
- [22] Gunther Roelkens, Amin Abassi, Paolo Cardile, Utsav Dave, Andreas de Groote, Yannick de Koninck, Sören Dhoore, Xin Fu, Alban Gassenq, Nannicha Hattasan, Qiangsheng Huang, Sulakshna Kumari, Shahram Keyvaninia, Bart Kuyken, Lianyan Li, Pauline Mechet, Muhammad Muneeb, Dorian Sanchez, Haifeng Shao, Thijs Spuesens, Ananth Subramanian, Sarah Uvin, Martijn Tassaert, Kasper van Gasse, Jochem Verbist, Ruijun Wang, Zhechao Wang, Jing Zhang, Joris van Campenhout, Xin Yin, Johan Bauwelinck, Geert Morthier, Roel Baets, Dries van Thourhout, Gunther Roelkens, Amin Abassi, Paolo Cardile, Utsav Dave, Andreas de Groote, Yannick de Koninck, Sören Dhoore, Xin Fu, Alban Gassenq, Nannicha Hattasan, Qiangsheng Huang, Sulakshna Kumari, Shahram Keyvaninia, Bart Kuyken, Lianyan Li, Pauline Mechet, Muhammad Muneeb, Dorian Sanchez, Haifeng Shao, Thijs Spuesens, Ananth Z. Subramanian, Sarah Uvin, Martijn Tassaert, Kasper van Gasse, Jochem Verbist, Ruijun Wang, Zhechao Wang, Jing Zhang, Joris van Campenhout, Xin Yin, Johan Bauwelinck, Geert Morthier, Roel Baets, and Dries van Thourhout. III-V-on-Silicon Photonic Devices for Optical Communication and Sensing. *Photonics*, 2(3) :969–1004, sep 2015.
- [23] Olesya Bondarenko, Cheng-Yi Fang, Felipe Vallini, Joseph S. T. Smalley, and Yeshiahu Fainman. Extremely compact hybrid III-V/SOI lasers : design and fabrication approaches. *Optics Express*, 23(3) :2696, feb 2015.
- [24] Guang-Hua Duan, Segolene Olivier, Christophe Jany, Stephane Malhouitre, Alban Le Liepvre, Alexandre Shen, Xavier Pommarede, Guillaume Levaufre, Nils Girard, Dalila Make, Genevieve Glastre, Jean Decobert, Francois Lelarge, Romain Brenot, and Benoit Charbonnier. Hybrid III-V Silicon Photonic Integrated Circuits for Optical Communication Applications. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 22(6) :379–389, nov 2016.
- [25] Thomas Ferrotti, Benjamin Blampey, Christophe Jany, Hélène Duprez, Alain Chantre, Frédéric Boeuf, Christian Seassal, and Badhise Ben Bakir. Co-integrated 13 μ m hybrid III-V/silicon tunable laser and silicon Mach-Zehnder modulator operating at 25Gb/s. *Optics Express*, 24(26) :30379, dec 2016.

- [26] Dietmar Korn, Matthias Lauermann, Sebastian Koeber, Patrick Appel, Luca Alloatti, Robert Palmer, Pieter Dumon, Wolfgang Freude, Juerg Leuthold, and Christian Koos. Lasing in silicon–organic hybrid waveguides. *Nature Communications*, 7 :10864, mar 2016.
- [27] Birendra Dutt, Devanand S. Sukhdeo, Donguk Nam, Boris M. Vulovic, Ze Yuan, and Krishna C. Saraswat. Roadmap to an Efficient Germanium-on-Silicon Laser : Strain vs. n-Type Doping. *IEEE Photonics Journal*, 4(5) :2002–2009, oct 2012.
- [28] David S. Sukhdeo, Hai Lin, Donguk Nam, Ze Yuan, Boris M. Vulovic, Suyog Gupta, James S. Harris, Birendra Dutt, and Krishna C. Saraswat. Approaches for a viable Germanium laser : Tensile strain, GeSn alloys, and n-type doping. In *2013 Optical Interconnects Conference*, pages 112–113. IEEE, may 2013.
- [29] Kevin P. Homewood and Manon A. Lourenço. The rise of the GeSn laser. *Nature Photonics*, 9(2) :78–79, feb 2015.
- [30] M. Prost, M. El Kurdi, A. Ghrib, S. Sauvage, X. Checoury, N. Zerounian, F. Aniel, G. Beaudoin, I. Sagnes, F. Boeuf, and P. Boucaud. Tensile-strained germanium microdisk electroluminescence. *Optics Express*, 23(5) :6722, mar 2015.
- [31] M. El Kurdi, M. Prost, A. Ghrib, A. Elbaz, S. Sauvage, X. Checoury, G. Beaudoin, I. Sagnes, G. Picardi, R. Ossikovski, F. Boeuf, and P. Boucaud. Tensile-strained germanium microdisks with circular Bragg reflectors. *Applied Physics Letters*, 108(9) :091103, feb 2016.
- [32] S. Wirths, R. Geiger, N. von den Driesch, G. Mussler, T. Stoica, S. Mantl, Z. Ikonik, M. Luysberg, S. Chiussi, J. M. Hartmann, H. Sigg, J. Faist, D. Buca, and D. Grützmacher. Lasing in direct-bandgap GeSn alloy grown on Si. *Nature Photonics*, 9(2) :88–92, feb 2015.
- [33] V. Reboud, A. Gassenq, N. Pauc, J. Aubin, L. Milord, Q. M. Thai, M. Bertrand, K. Guillo, D. Rouchon, J. Rothman, T. Zabel, F. Armand Pilon, H. Sigg, A. Chelnokov, J. M. Hartmann, and V. Calvo. Optically pumped GeSn micro-disks with 16% Sn lasing at 3.1 μm up to 180 K. *Applied Physics Letters*, 111(9) :092101, aug 2017.
- [34] Wei Dou, Yiyin Zhou, Joe Margetis, Seyed Amir Ghetmiri, Wei Du, Jifeng Liu, Greg Sun, Richard A. Soref, John Tolle, Baohua Li, Mansour Mortazavi, Shui-Qing Yu, and Shui-Qing Yu. Optically Pumped GeSn-edge-emitting Laser with Emission at 3 μm for Si Photonics. In *Conference on Lasers and Electro-Optics*, page AF1Q.5, Washington, D.C., may 2018. OSA.
- [35] Haisheng Rong, Ansheng Liu, Richard Jones, Oded Cohen, Dani Hak, Remus Nicolaescu, Alexander Fang, and Mario Paniccia. An all-silicon Raman laser. *Nature*, 433(7023) :292–294, jan 2005.

- [36] Haisheng Rong, Richard Jones, Ansheng Liu, Oded Cohen, Dani Hak, Alexander Fang, and Mario Paniccia. A continuous-wave Raman silicon laser. *Nature*, 433(7027) :725–728, feb 2005.
- [37] Haisheng Rong, Shengbo Xu, Ying-Hao Kuo, Vanessa Sih, Oded Cohen, Omri Radday, and Mario Paniccia. Low-threshold continuous-wave Raman silicon laser. *Nature Photonics*, 1(4) :232–237, apr 2007.
- [38] Nils T Otterstrom, Ryan O Behunin, Eric A Kittlaus, Zheng Wang, and Peter T Rakich. A silicon Brillouin laser. *Science (New York, N.Y.)*, 360(6393) :1113–1116, jun 2018.
- [39] Dong-Chen Wang, Chi Zhang, Pan Zeng, Wen-Jie Zhou, Lei Ma, Hao-Tian Wang, Zhi-Quan Zhou, Fei Hu, Shu-Yu Zhang, Ming Lu, and Xiang Wu. An all-silicon laser based on silicon nanocrystals with high optical gains. *Science Bulletin*, 63(2) :75–77, jan 2018.
- [40] G. Lepage, G. Roelkens, Hongtao Chen, J. De Coster, J. Van Campenhout, L. Oxenlowe, M. Galili, P. Absil, P. De Heyn, P. Verheyen, and S. Balakrishnan. 100-Gbps RZ Data Reception in 67-GHz Si-Contacted Germanium Waveguide p-i-n Photodetectors. *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 35, Issue 4, pp. 722-726, 35(4) :722–726, feb 2017.
- [41] Léopold Virost, Daniel Benedikovic, Bertrand Szegal, Carlos Alonso-Ramos, Bayram Karakus, Jean-Michel Hartmann, Xavier Le Roux, Paul Crozat, Eric Cassan, Delphine Marris-Morini, Charles Baudot, Frédéric Boeuf, Jean-Marc Fédéli, Christophe Kopp, and Laurent Vivien. Integrated waveguide PIN photodiodes exploiting lateral Si/Ge/Si heterojunction. *Optics Express*, 25(16) :19487, aug 2017.
- [42] T.L. Paoli and J.E. Ripper. Direct modulation of semiconductor lasers. *Proceedings of the IEEE*, 58(10) :1457–1465, 1970.
- [43] H I Ralph. On the theory of the Franz-Keldysh effect. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, 1(2) :312, apr 1968.
- [44] Dries Van Thourhout, Gunther Roelkens, Guy Lepage, Hong Tao Chen, Joris Van Campenhout, Krishna Saraswat, Marianna Pantouvaki, Peter Verheyen, Philippe Absil, Shashank Gupta, and Srinivasan Ashwyn Srinivasan. 56 Gb/s Germanium Waveguide Electro-Absorption Modulator. *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 34, Issue 2, pp. 419-424, 34(2) :419–424, jan 2016.
- [45] P. De Heyn, V.I. Kopp, S. A. Srinivasan, P. Verheyen, J. Park, M.S. Wlodawski, J. Singer, D. Neugroschl, B. Snyder, S. Balakrishnan, G. Lepage, M. Pantouvaki, P. Absil, J. Van Campenhout, and J. Van Campenhout. Ultra-Dense 16x56Gb/s NRZ GeSi EAM-PD Arrays Coupled to Multicore Fiber for Short-Reach 896Gb/s Opti-

- cal Links. In *Optical Fiber Communication Conference*, page Th1B.7, Washington, D.C., mar 2017. OSA.
- [46] J. Verbist, M. Verplaetse, S.A. Srivinasan, P. De Heyn, T. De Keulenaer, R. Pierco, R. Vaernewyck, A. Vyncke, P. Absil, G. Torfs, X. Yin, G. Roelkens, J. Van Campenhout, J. Bauwelinck, P. Absil, G. Torfs, X. Yin, G. Roelkens, J. Van Campenhout, and J. Bauwelinck. First Real-Time 100-Gb/s NRZ-OOK Transmission over 2 km with a Silicon Photonic Electro-Absorption Modulator. In *Optical Fiber Communication Conference Postdeadline Papers*, page Th5C.4, Washington, D.C., mar 2017. OSA.
- [47] A. Vyncke, G. Roelkens, G. Torfs, J. Bauwelinck, J. Van Campenhout, J. Van Kerrebrouck, J. Verbist, M. Verplaetse, P. Absil, P. De Heyn, R. Pierco, S. A. Srinivasan, T. De Keulenaer, and X. Yin. Real-Time 100 Gb/s NRZ and EDB Transmission With a GeSi Electroabsorption Modulator for Short-Reach Optical Interconnects. *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 36, Issue 1, pp. 90-96, 36(1) :90–96, jan 2018.
- [48] Yeyu Tong, Qiulin Zhang, Xinru Wu, Chi-Wai Chow, Chester Shu, and Hon Ki Tsang. Integrated germanium-on-silicon Franz–Keldysh vector modulator used with a Kramers–Kronig receiver. *Optics Letters*, 43(18) :4333, sep 2018.
- [49] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood, and C. A. Burrus. Band-Edge Electroabsorption in Quantum Well Structures : The Quantum-Confined Stark Effect. *Physical Review Letters*, 53(22) :2173–2176, nov 1984.
- [50] Yu-Hsuan Kuo, Yong Kyu Lee, Yangsi Ge, Shen Ren, Jonathan E. Roth, Theodore I. Kamins, David A. B. Miller, and James S. Harris. Strong quantum-confined Stark effect in germanium quantum-well structures on silicon. *Nature*, 437(7063) :1334–1336, oct 2005.
- [51] Mohamed Said Rouifed, Papichaya Chaisakul, Delphine Marris-Morini, Jacopo Frigerio, Giovanni Isella, Daniel Chrastina, Samson Edmond, Xavier Le Roux, Jean-René Coudevylle, and Laurent Vivien. Quantum-confined Stark effect at 13 μm in Ge/Si_{0.35}Ge_{0.65} quantum-well structure. *Optics Letters*, 37(19) :3960, oct 2012.
- [52] Mohamed-Said Rouifed, Delphine Marris-Morini, Papichaya Chaisakul, Jacopo Frigerio, Giovanni Isella, Daniel Chrastina, Samson Edmond, Xavier Le Roux, Jean-Rene Coudevylle, David Bouville, and Laurent Vivien. Advances Toward Ge/SiGe Quantum-Well Waveguide Modulators at 1.3 μm . *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 20(4) :33–39, jul 2014.
- [53] Giuseppe Cocorullo, Mario Iodice, and Ivo Rendina. All-silicon Fabry–Perot modulator based on the thermo-optic effect. *Optics Letters*, 19(6) :420, mar 1994.

- [54] Giuseppe Cocorullo, Francesco G. Della Corte, Ivo Rendina, and Pasqualina M. Sarro. Thermo-optic effect exploitation in silicon microstructures. *Sensors and Actuators A : Physical*, 71(1-2) :19–26, nov 1998.
- [55] Diego Perez-Galacho, Ruiyong Zhang, Alejandro Ortega-Monux, Robert Halir, Carlos Alonso-Ramos, Patrick Runge, Klemens Janiak, Gan Zhou, Heinz-Gunter Bach, Andreas G. Steffan, and Inigo Molina-Fernandez. Integrated Polarization Beam Splitter for 100/400 GE Polarization Multiplexed Coherent Optical Communications. *Journal of Lightwave Technology*, 32(3) :361–368, feb 2014.
- [56] Diego Perez-Galacho, Charles Baudot, Tifenn Hirtzlin, Sonia Messaoudène, Nathalie Vulliet, Paul Crozat, Frederic Boeuf, Laurent Vivien, and Delphine Marris-Morini. Low voltage 25Gbps silicon Mach-Zehnder modulator in the O-band. *Optics Express*, 25(10) :11217, may 2017.
- [57] S. V. Govorkov, V. I. Emel'yanov, N. I. Koroteev, G. I. Petrov, I. L. Shumay, and V. V. Yakovlev. Inhomogeneous deformation of silicon surface layers probed by second-harmonic generation in reflection. *Journal of the Optical Society of America B*, 6(6) :1117, jun 1989.
- [58] Jung Y. Huang. Probing Inhomogeneous Lattice Deformation at Interface of $\langle 111 \rangle$ $\langle 100 \rangle$ by Optical Second-Harmonic Reflection and Raman Spectroscopy. *Japanese Journal of Applied Physics*, 33(Part 1, No. 7A) :3878–3886, jul 1994.
- [59] Pedro Damas, Xavier Le Roux, Eric Cassan, Delphine Marris-Morini, Nicolas Izard, Alain Bosseboeuf, Thomas Maroutian, Philippe Lecoer, and Laurent Vivien. Analysis of second order nonlinear effects in strained silicon. In *Asia Communications and Photonics Conference 2013*, page AF2B.8, Washington, D.C., nov 2013. OSA.
- [60] Jeremy Witzens. Ab initio calculation of the deformation potential and photoelastic coefficients of silicon with a non-uniform finite-difference solver based on the local density approximation. *Computer Physics Communications*, 185(8) :2221–2231, aug 2014.
- [61] Rajat Sharma, Matthew W. Puckett, Hung-Hsi Lin, Felipe Vallini, and Yeshaiahu Fainman. Characterizing the effects of free carriers in fully etched, dielectric-clad silicon waveguides. *Applied Physics Letters*, 106(24) :241104, jun 2015.
- [62] Eleonora Luppi, Elena Degoli, Matteo Bertocchi, Stefano Ossicini, and Valérie Véniard. Strain-designed strategy to induce and enhance second-harmonic generation in centrosymmetric and noncentrosymmetric materials. *Physical Review B*, 92(7) :075204, aug 2015.
- [63] C. L. Manganelli, P. Pintus, and C. Bonati. Modeling of strain-induced Pockels effect in Silicon. *Optics Express*, 23(22) :28649, nov 2015.

- [64] Mathias Berciano, Guillaume Marcaud, Pedro Damas, Xavier Le Roux, Paul Crozat, Carlos Alonso Ramos, Diego Pérez Galacho, Daniel Benedikovic, Delphine Marris-Morini, Eric Cassan, and Laurent Vivien. Fast linear electro-optic effect in a centrosymmetric semiconductor. *Communications Physics*, 1(1) :64, dec 2018.
- [65] Richard Lee Sutherland, Daniel Garth McLean, and Sean. Kirkpatrick. *Handbook of nonlinear optics*. Marcel Dekker, 2003.
- [66] Robert W. Boyd. *Nonlinear optics*. Academic Press, 2003.
- [67] L. D. (Lev Davidovich) Landau, E. M. (Evgeniii Mikhailovich) Lifshits, Arnold Markovich. Kosevich, and L. P. (Lev Petrovich) Pitaevskiii. *Theory of elasticity*. Butterworth-Heinemann, 1986.
- [68] Yu Amenzade. *Theory of Elasticity*. Mir Publ., Moscow, 1979.
- [69] R. F. Smith, R. W. Minich, R. E. Rudd, J. H. Eggert, C. A. Bolme, S. L. Brygoo, A. M. Jones, and G. W. Collins. Orientation and rate dependence in high strain-rate compression of single-crystal silicon. *Physical Review B*, 86(24) :245204, dec 2012.
- [70] Richard C. (Richard Conger) Powell. *Symmetry, group theory, and the physical properties of crystals*. Springer, 2010.
- [71] J. J. Wortman and R. A. Evans. Young's Modulus, Shear Modulus, and Poisson's Ratio in Silicon and Germanium. *Journal of Applied Physics*, 36(1) :153–156, jan 1965.
- [72] Marius. Grundmann. *The physics of semiconductors : an introduction including devices and nanophysics*. Springer, 2006.
- [73] Umesh Kumar Mishra and Jasprit. Singh. *Semiconductor device physics and design*. Springer, 2008.
- [74] S. M. Sze and Kwok Kwok Ng. *Physics of semiconductor devices*. Wiley-Interscience, 2007.
- [75] T. Tamir and Elsa M. Garmire. *Integrated optics*. Springer-Verlag, 1979.
- [76] Laurent. Vivien and Lorenzo. Pavesi. *Handbook of silicon photonics*. Taylor & Francis, 2013.
- [77] R. Soref and B. Bennett. Electrooptical effects in silicon. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 23(1) :123–129, jan 1987.
- [78] Nick K. Hon, Richard Soref, and Bahram Jalali. The third-order nonlinear optical coefficients of Si, Ge, and SiGe in the midwave and longwave infrared. *Journal of Applied Physics*, 110(1) :011301, jul 2011.
- [79] Guangsheng. He and Song H. Liu. *Physics of nonlinear optics*. World Scientific, 1999.
- [80] David M. Pozar. *Microwave engineering*. Wiley, 2012.

- [81] R.C. Alferness. Waveguide Electrooptic Modulators. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 30(8) :1121–1137, aug 1982.
- [82] R. Alferness, S. Korotky, and E. Marcatili. Velocity-matching techniques for integrated optic traveling wave switch/modulators. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 20(3) :301–309, mar 1984.
- [83] Giovanni Ghione. *Semiconductor devices for high-speed optoelectronics*. Cambridge University Press, 2009.
- [84] Logiciel de modélisation COMSOL Multiphysics®.
- [85] ZEONREX Electronic Chemicals. *ZEP520A Technical Report*.
- [86] Maria (Maria G.) Stepanova and Steven. Dew. *Nanofabrication : techniques and principles*. SpringerWienNewYork, 2012.
- [87] Mohammad Ali Mohammad, Mustafa Muhammad, Steven K. Dew, and Maria Stepanova. Fundamentals of Electron Beam Exposure and Development. In *Nanofabrication*, pages 11–41. Springer Vienna, Vienna, 2012.
- [88] Welcome to NanoBeam.
- [89] Discovery Park - Birck Nanotechnology Center. *STS Advanced Silicon Etch DRIE System Trends*, October 2007. http://www.cleanroom.byu.edu/sts_icp.phtml.
- [90] P. Paduschek, Ch. Höpfl, and H. Mitlehner. Hydrogen-related mechanical stress in amorphous silicon and plasma-deposited silicon nitride. *Thin Solid Films*, 110(4) :291–304, dec 1983.
- [91] Genady P. Cherepanov. On the theory of thermal stresses in a thin film on a ceramic substrate. *Journal of Applied Physics*, 75(2) :844–849, jan 1994.
- [92] Chuen-Lin Tien and Tsai-Wei Lin. Thermal expansion coefficient and thermomechanical properties of SiN _x thin films prepared by plasma-enhanced chemical vapor deposition. *Applied Optics*, 51(30) :7229, oct 2012.
- [93] Edwin A. Corl and Hans Wimpfheimer. Thickness measurement of silicon dioxide layers by ultraviolet-visible interference method. *Solid-State Electronics*, 7(10) :755–761, oct 1964.
- [94] F. Reizman and W. van Gelder. Optical thickness measurement of SiO₂ Si₃N₄ films on silicon. *Solid-State Electronics*, 10(7) :625–632, jul 1967.
- [95] Justin Henrie, Spencer Kellis, Stephen M. Schultz, and Aaron Hawkins. Electronic color charts for dielectric films on silicon. *Optics Express*, 12(7) :1464, apr 2004.
- [96] Home - J.A. Woollam.
- [97] John A. Woollam and Paul G. Snyder. Fundamentals and applications of variable angle spectroscopic ellipsometry. *Materials Science and Engineering : B*, 5(2) :279–283, jan 1990.

- [98] G. G. Stoney. The Tension of Metallic Films Deposited by Electrolysis. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 82(553) :172–175, may 1909.
- [99] Tjalling J. Ypma. Historical Development of the Newton–Raphson Method. *SIAM Review*, 37(4) :531–551, dec 1995.
- [100] Vivek Sharma, Clarence Tracy, Dieter Schroder, Stanislau Herasimenka, William Dauksher, and Stuart Bowden. Manipulation of K center charge states in silicon nitride films to achieve excellent surface passivation for silicon solar cells. *Applied Physics Letters*, 104(5) :053503, feb 2014.
- [101] EM Resist Ltd, Unit 3, Hayloft, Normans Hall Farm, Shrigley Road, Macclesfield, SK10 5SE, UK. *SML Resist - Product Information*.
- [102] J. Komma, C. Schwarz, G. Hofmann, D. Heinert, and R. Nawrodt. Thermo-optic coefficient of silicon at 1550 nm and cryogenic temperatures. *Applied Physics Letters*, 101(4) :041905, jul 2012.
- [103] Decai Yu, Yu Zhang, and Feng Liu. First-principles study of electronic properties of biaxially strained silicon : Effects on charge carrier mobility. *Physical Review B*, 78(24) :245204, dec 2008.
- [104] M. V. Fischetti, Z. Ren, P. M. Solomon, M. Yang, and K. Rim. Six-band kp calculation of the hole mobility in silicon inversion layers : Dependence on surface orientation, strain, and silicon thickness. *Journal of Applied Physics*, 94(2) :1079–1095, jul 2003.
- [105] E. Ungersboeck, S. Dhar, G. Karlowatz, V. Sverdlov, H. Kosina, and S. Selberherr. The Effect of General Strain on the Band Structure and Electron Mobility of Silicon. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 54(9) :2183–2190, sep 2007.
- [106] Y. M. Niquet, D. Rideau, C. Tavernier, H. Jaouen, and X. Blase. Onsite matrix elements of the tight-binding Hamiltonian of a strained crystal : Application to silicon, germanium, and their alloys. *Physical Review B*, 79(24) :245201, jun 2009.
- [107] Jiseok Kim. Band Structure Calculations of Strained Semiconductors Using Empirical Pseudopotential Theory. *Open Access Dissertations*, feb 2011.
- [108] Daniel Benedikovic, Pavel Cheben, Jens H. Schmid, Dan-Xia Xu, Jean Lapointe, Shurui Wang, Robert Halir, Alejandro Ortega-Monux, Siegfried Janz, and Milan Dado. High-efficiency single etch step apodized surface grating coupler using sub-wavelength structure. *Laser & Photonics Reviews*, 8(6) :L93–L97, nov 2014.
- [109] Daniel Benedikovic, Pavel Cheben, Jens H. Schmid, Dan-Xia Xu, Boris Lamontagne, Shurui Wang, Jean Lapointe, Robert Halir, Alejandro Ortega-Monux, Siegfried Janz, and Milan Dado. Subwavelength index engineered surface grating coupler with

- sub-decibel efficiency for 220-nm silicon-on-insulator waveguides. *Optics Express*, 23(17) :22628, aug 2015.
- [110] P. Cheben, J.H. Schmid, R. Halir, A. Sanchez-Postigo, D.-X. Xu, S. Janz, J. Lapointe, S. Wang, M. Vachon, A. Ortega-Monux, G. Wanguemert-Perez, I. Molina-Fernandez, J.M. Luque-Gonzalez, J.D. Sarmiento-Merenguel, J. Pond, D. Benedikovic, C. Alonso-Ramos, M. Dado, J. Mullerova, M. Papes, and V. Vavinek. Subwavelength Index Engineered Waveguides and Devices. In *Optical Fiber Communication Conference*, page Tu3K.2, Washington, D.C., mar 2017. OSA.
- [111] Pavel Cheben, Robert Halir, Jens H. Schmid, Harry A. Atwater, and David R. Smith. Subwavelength integrated photonics. *Nature*, 560(7720) :565–572, aug 2018.
- [112] D. Marcuse. Loss Analysis of Single-Mode Fiber Splices. *Bell System Technical Journal*, 56(5) :703–718, may 1977.
- [113] M. Bachmann, P. A. Besse, and H. Melchior. General self-imaging properties in NxN multimode interference couplers including phase relations. *Applied Optics*, 33(18) :3905, jun 1994.
- [114] L.B. Soldano and E.C.M. Pennings. Optical multi-mode interference devices based on self-imaging : principles and applications. *Journal of Lightwave Technology*, 13(4) :615–627, apr 1995.
- [115] D. J. Thomson, Y. Hu, G. T. Reed, and Jean-Marc Fedeli. Low Loss MMI Couplers for High Performance MZI Modulators. *IEEE Photonics Technology Letters*, 22(20) :1485–1487, oct 2010.
- [116] Lumerical Inc. | Innovative Photonic Design Tools.
- [117] SHIPLEY. *UVIII Positive DUV Photo Resists*.
- [118] H. B. Profijt, S. E. Potts, M. C. M. van de Sanden, and W. M. M. Kessels. Plasma-Assisted Atomic Layer Deposition : Basics, Opportunities, and Challenges. *Journal of Vacuum Science & Technology A : Vacuum, Surfaces, and Films*, 29(5) :050801, sep 2011.
- [119] Markus Bosund, Timo Sajavaara, Mikko Laitinen, Teppo Huhtio, Matti Putkonen, Veli-Matti Airaksinen, and Harri Lipsanen. Properties of AlN grown by plasma enhanced atomic layer deposition. *Applied Surface Science*, 257(17) :7827–7830, jun 2011.
- [120] Hyungjun Kim and Il-Kwon Oh. Review of plasma-enhanced atomic layer deposition : Technical enabler of nanoscale device fabrication. *Japanese Journal of Applied Physics*, 53(3S2) :03DA01, jan 2014.
- [121] Toshiaki Suhara and Masatoshi Fujimura. *Waveguide Nonlinear-Optic Devices*, volume 11 of *Springer Series in Photonics*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2003.

- [122] Shahaam Afshar V. and Tanya M. Monro. A full vectorial model for pulse propagation in emerging waveguides with subwavelength structures part I : Kerr nonlinearity. *Optics Express*, 17(4) :2298, feb 2009.

Articles dans des revues avec comité de lecture

- [1] Daniel Benedikovic, **Mathias Berciano**, Carlos Alonso-Ramos, Xavier Le Roux, Eric Cassan, Delphine Marris-Morini, and Laurent Vivien. Dispersion control of silicon nanophotonic waveguides using sub-wavelength grating metamaterials in near- and mid-IR wavelengths. *Optics Express*, 25(16) :19468, aug 2017.
- [2] Pedro Damas, **Mathias Berciano**, Guillaume Marcaud, Carlos Alonso Ramos, Delphine Marris-Morini, Eric Cassan, and Laurent Vivien. Comprehensive description of the electro-optic effects in strained silicon waveguides. *Journal of Applied Physics*, 122(15) :153105, oct 2017.
- [3] Guillaume Marcaud, Sylvia Matzen, Carlos Alonso-Ramos, Xavier Le Roux, **Mathias Berciano**, Thomas Maroutian, Guillaume Agnus, Pascal Aubert, Ludovic Largeau, Valérie Pillard, Samuel Serna, Daniel Benedikovic, Christopher Pendenque, Eric Cassan, Delphine Marris-Morini, Philippe Lecoeur, and Laurent Vivien. High-quality crystalline yttria-stabilized-zirconia thin layer for photonic applications. *Physical Review Materials*, 2(3) :035202, mar 2018.
- [4] **Mathias Berciano**, Guillaume Marcaud, Pedro Damas, Xavier Le Roux, Paul Crozat, Carlos Alonso Ramos, Diego Pérez Galacho, Daniel Benedikovic, Delphine Marris-Morini, Eric Cassan, and Laurent Vivien. Fast linear electro-optic effect in a centrosymmetric semiconductor. *Communications Physics*, 1(1) :64, dec 2018.
- [5] David González-Andrade, Christian Lafforgue, Elena Durán-Valdeiglesias, Xavier Le Roux, **Mathias Berciano**, Eric Cassan, Delphine Marris-Morini, Aitor V. Velasco, Pavel Cheben, Laurent Vivien, and Carlos Alonso-Ramos. Polarization and wavelength agnostic nanophotonic beam splitter. jun 2018.

Communications dans des congrès internationaux

- [1] P. Damas, X. Le roux, **M. Berciano**, C. Alonso Ramos, G. Marcaud, D. Marris-Morini, E. Cassan, and L. Vivien. Pockels effect in strained silicon. *SPIE Photonics Europe*, April 2016.
- [2] P. Damas, **M. Berciano**, X. Le Roux, P. Crozat, C. Alonso Ramos, D. Benedikovic, D. Marris-Morini, E. Cassan, and L. Vivien. Study of Pockels effect in strained silicon. *European Material Research Society (EMRS)*, May 2016.
- [3] P. Damas, X. Le Roux, **M. Berciano**, G. Marcaud, C. Alonso Ramos, D. Benedikovic, D. Marris-Morini, E. Cassan, and L. Vivien. Strain engineering of Pockels effect in silicon waveguides. *Photonics North*, May 2016.
- [4] P. Damas, X. Le Roux, **M. Berciano**, G. Marcaud, C. Alonso Ramos, D. Benedikovic, D. Marris-Morini, E. Cassan, and L. Vivien. Strained silicon photonics : Recent advances. *European Conference in Integrated Optics (ECIO)*, May 2016.
- [5] P. Damas, X. Le Roux, **M. Berciano**, G. Marcaud, C. Alonso Ramos, D. Benedikovic, D. Marris-Morini, E. Cassan, and L. Vivien. Silicon photonics for low power consumptions communications. *Emerging Technology CMOS*, May 2016.
- [6] P. Damas, X. Le Roux, **M. Berciano**, G. Marcaud, C. Alonso Ramos, D. Benedikovic, D. Marris-Morini, E. Cassan, and L. Vivien. Strained silicon photonics : Recent advances. *International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*, July 2016.
- [7] P. Damas, X. Le Roux, **M. Berciano**, G. Marcaud, C. Alonso Ramos, D. Benedikovic, D. Marris-Morini, E. Cassan, and L. Vivien. Advances in second-order nonlinear effect in silicon. *OptoElectronics and Communications Conference (OECC)*, July 2016.
- [8] **M. Berciano**, P. Damas, X. Le Roux, P. Crozat, G. Marcaud, C. Alonso Ramos, D. Benedikovic, D. Marris-Morini, E. Cassan, and L. Vivien. Study of Pockels effect in strained silicon. *ePIXfab-plat4M Summer School*, August 2016.
- [9] P. Damas, X. Le Roux, **M. Berciano**, G. Marcaud, C. Alonso Ramos, D. Benedikovic, D. Marris-Morini, E. Cassan, and L. Vivien. Advances in Pockels effect in silicon.

Symposium on Opto- and Microelectronic Devices and Circuits (SODC), September 2016.

- [10] D. Thi Phuong, L. Vuu Hai Nam, **M. Berciano**, X. Le Roux, L. Vivien, E. Cassan, I. Ledoux-Rak, and B. Journet. Silicon optical micro-ring resonator dedicated to optoelectronic oscillator. *Advanced Materials Science and Nanotechnology (AMSN)*, November 2016.
- [11] L. Vivien, D. Marris-Morini, E. Cassan, P. Chaisakul, L. Viroth, P. Damas, G. Marcaud, **M. Berciano**, P. Crozat, J. Frigerio, G. Isella, D. Chrastina, J-M. Hartmann, J-M Fedeli, C. Baudot, and F. Boeuf. Recent advances in silicon photonics. *Nanophotonics and Micro/Nano Optics International Conference (NANOP)*, December 2016.
- [12] P. Damas, X. Le Roux, **M. Berciano**, G. Marcaud, C. Alonso Ramos, D. Benedikovic, D. Marris-Morini, E. Cassan, and L. Vivien. Second-order nonlinearities in strained silicon photonic structures. *SPIE Photonics West*, February 2017.
- [13] G. Marcaud, S. Matzen, C. Alonso Ramos, X. Le Roux, **M. Berciano**, T. Maroutian, G. Agnus, P. Aubert, L. Largeau, V. Pillard, S. Serna, D. Benedikovic, C. Pendenque, E. Cassan, D. Marris-Morini, P. Lecoeur, and L. Vivien. Functional oxides on silicon and sapphire substrates for photonic applications. *Towards oxide-based Electronics (TO-BE)*, April 2017.
- [14] **M. Berciano**, P. Damas, X. Le Roux, G. Marcaud, P. Crozat, C. Alonso Ramos, D. Benedikovic, D. Marris-Morini, E. Cassan, and L. Vivien. Pockels effect in strained silicon waveguides. *European Conference in Integrated Optics (ECIO)*, April 2017.
- [15] D. Benedikovic, C. Alonso Ramos, **M. Berciano**, X. Le Roux, E. Cassan, D. Marris Morini, and L. Vivien. Dispersion controlling in strained silicon waveguides using sub-wavelength grating metamaterials. *European Conference in Integrated Optics (ECIO)*, April 2017.
- [16] **M. Berciano**, P. Damas, G. Marcaud, X. Le Roux, P. Crozat, C. Alonso Ramos, D. Benedikovic, D. Marris-Morini, E. Cassan, and L. Vivien. Pockels effect in strained silicon photonics. *SPIE Optics and Optoelectronics*, April 2017.
- [17] G. Marcaud, S. Matzen, C. Alonso Ramos, X. Le Roux, **M. Berciano**, P. Damas, T. Maroutian, G. Agnus, L. Largeau, E. Cassan, D. Marris-Morini, P. Lecoeur, and L. Vivien. Functional oxides induces strain for silicon photonics applications. *SPIE Optics and Optoelectronics*, April 2017.
- [18] **M. Berciano**, P. Damas, G. Marcaud, X. Le Roux, P. Crozat, C. Alonso Ramos, D. Benedikovic, D. Marris-Morini, E. Cassan, and L. Vivien. Strain-induced Pockels effect in silicon waveguides. *SPIE Microelectronics*, May 2017.
- [19] G. Marcaud, S. Matzen, C. Alonso Ramos, X. Le Roux, **M. Berciano**, V. Pillard, P. Damas, T. Maroutian, G. Agnus, L. Largeau, E. Cassan, D. Marris-Morini, P. Le-

- coeur, and L. Vivien. Functional oxides for silicon and sapphire substrates for photonic applications. *Photonics North*, June 2017.
- [20] **M. Berciano**, P. Damas, G. Marcaud, X. Le Roux, P. Crozat, C. Alonso Ramos, D. Benedikovic, D. Marris-Morini, E. Cassan, and L. Vivien. *CEA*, June 2017.
- [21] **M. Berciano**, P. Damas, G. Marcaud, X. Le Roux, P. Crozat, C. Alonso Ramos, D. Benedikovic, D. Marris-Morini, E. Cassan, and L. Vivien. Study of pockels effect in strained silicon. *International OSA Network of Students (IONS)*, June 2017.
- [22] D. Benedikovic, **M. Berciano**, X. Le Roux, V. Vakarin, G. Marcaud, C. Alonso Ramos, E. Cassan, D. Marris-Morini, and L. Vivien. Sub-wavelength silicon grating metamaterial ring resonators. *Group Four Photonics (GFP)*, August 2017.
- [23] **M. Berciano**, P. Damas, G. Marcaud, X. Le Roux, P. Crozat, C. Alonso Ramos, D. Benedikovic, D. Marris-Morini, E. Cassan, and L. Vivien. Strained silicon photonics for Pockels effect based modulation. *Group Four Photonics (GFP)*, August 2017.
- [24] **M. Berciano**, G. Marcaud, P. Damas, X. Le Roux, P. Crozat, C. Alonso Ramos, D. Pérez-Galacho, V. Vakarin, D. Benedikovic, D. Marris-Morini, E. Cassan, and L. Vivien. High-speed Pockels effect in strained silicon waveguide. *SPIE Photonics West*, February 2018.
- [25] G. Marcaud, S. Serna, S. Matzen, C. Alonso Ramos, X. Le Roux, **M. Berciano**, V. Pillard, P. Damas, T. Maroutian, G. Agnus, L. Largeau, E. Cassan, D. Marris-Morini, P. Lecoeur, and L. Vivien. Functional oxide waveguides for linear and nonlinear optics. *Material Research Society (MRS)*, April 2018.
- [26] **M. Berciano**, G. Marcaud, P. Damas, X. Le Roux, P. Crozat, C. Alonso Ramos, D. Benedikovic, D. Marris-Morini, E. Cassan, and L. Vivien. High-speed characteristics of strained-induced Pockels effect in silicon. *SPIE Photonics Europe*, April 2018.
- [27] G. Marcaud, S. Serna, S. Matzen, C. Alonso Ramos, X. Le Roux, **M. Berciano**, V. Pillard, P. Damas, T. Maroutian, G. Agnus, L. Largeau, E. Cassan, D. Marris-Morini, P. Lecoeur, and L. Vivien. Functional oxide waveguides for nonlinear optics. *SPIE Photonics Europe*, April 2018.
- [28] **M. Berciano**, G. Marcaud, P. Damas, X. Le Roux, P. Crozat, C. Alonso Ramos, D. Benedikovic, D. Marris-Morini, E. Cassan, and L. Vivien. Demonstration of Pockels effect in strained silicon waveguides. *Photonics North*, June 2018.
- [29] G. Marcaud, S. Serna, S. Matzen, C. Alonso Ramos, X. Le Roux, **M. Berciano**, V. Pillard, P. Damas, T. Maroutian, G. Agnus, L. Largeau, E. Cassan, D. Marris-Morini, P. Lecoeur, and L. Vivien. Yttria-stabilized-zirconia waveguides for linear and nonlinear optics. *European Material Research Society (EMRS)*, June 2018.
- [30] **M. Berciano**, G. Marcaud, P. Damas, X. Le Roux, P. Crozat, C. Alonso Ramos, D. Pérez Galacho, D. Benedikovic, D. Marris-Morini, E. Cassan, and L. Vivien. Optical

nonlinearities in strained silicon. *International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*, July 2018.

Titre : Nonlinéarités optiques du second ordre dans le silicium

Mots clés : Optique non linéaire, photonique silicium, ingénierie de contrainte

Résumé : L'explosion de la demande en données a imposé de nouvelles exigences en terme de débit de transmission qui sont de plus en plus difficiles à satisfaire sans accroître considérablement les consommations énergétiques dans les centres de données, points névralgiques des réseaux de télécommunications. Dans ce contexte, la photonique silicium est considérée comme la solution la plus adaptée pour répondre de ces problématiques en remplaçant les interconnexions métalliques par des liaisons optiques à base de silicium. Le modulateur électro-optique constitue l'un des composants clés de ces liaisons optiques. Cependant, la centrosymétrie du silicium empêche l'exploitation de l'effet Pockels, un phénomène d'optique non linéaire très efficace dans la conception de modulateurs à très grande bande passante et à faible consommation énergétique. Cette limitation peut être néanmoins contournée lorsque des contraintes mécaniques sont appliquées au silicium de façon à briser sa symétrie d'inversion. Plusieurs travaux théoriques et expérimentaux ont alors été entrepris récemment pour mettre en évidence et quantifier l'effet Pockels induit par contraintes dans le silicium. Mais la nature semi-conductrice du silicium rend l'analyse de l'effet Pockels profondément complexe et cela a soulevé une controverse quant à sa réelle existence dans le silicium contraint. En effet, l'influence des porteurs libres dans le silicium et aux interfaces engendrent un fort signal de modulation, noyant la signature de l'effet Pockels. Pour enrayer les effets de porteurs, la solution apportée par le travail de thèse a été d'étudier le signal de modulation à hautes fréquences (> 5 GHz). Plusieurs études hyperfréquences de l'effet Pockels ont donc été menées dans des structures photoniques en silicium contraint et seront présentées dans ce manuscrit de thèse.

Les premières études ont été réalisées sur une plate-forme SOI et les résultats expérimentaux ont permis de mettre en évidence la présence d'un signal de modulation électro-optique à hautes fréquences et dont l'intensité dépend clairement de l'orientation cristallographique du silicium et de l'amplitude de la contrainte appliquée sur celui-ci. Sur la base d'un modèle théorique décrivant le tenseur de susceptibilité électrique du second ordre $\chi^{(2)}$, un modèle multiphysique a été développé et a permis de décrire de manière très précise à la fois les résultats expérimentaux et la distribution spatiale du $\chi^{(2)}$ dans des guides d'onde silicium contraints. Ces travaux ont également permis de montrer que les faibles intensités des champs électriques appliqués dans les guides d'onde silicium, dues à la distribution des porteurs, sont en grande partie responsable de la faible efficacité de modulation par effet Pockels. Une seconde étude a donc été menée sur une plate-forme SOI modifiée et permettant la conception de circuits électriques plus performants avec des champs électriques générés plus intenses. Les résultats expérimentaux obtenus montrent une amélioration d'un facteur 20 de l'efficacité de modulation par effet Pockels en comparaison des premières études. De plus, le modèle multiphysique a de nouveau permis de décrire ces résultats, renforçant donc davantage sa validité. L'ensemble de ces travaux ouvrent notamment comme perspectives la possibilité d'obtenir un diagramme de l'œil électro-optique dans la mesure où une contrainte plus importante est appliquée aux guides d'onde silicium. De plus, le modèle décrivant le tenseur de susceptibilité électrique du second ordre $\chi^{(2)}$ peut également être exploité pour décrire le phénomène de génération de seconde harmonique en optique guidée dont l'existence reste encore ambiguë à l'heure actuelle.



Title : Second-order optical nonlinearities in silicon

Keywords : Nonlinear optics, silicon photonics, stress engineering

Abstract : The explosion of data demand imposed new requirements in terms of data transmission rate that are more and more difficult to meet without greatly increasing the power consumption in data centres, hot spots of telecommunications networks. In this context, silicon photonics is considered the most adapted solution to address these complex issues by replacing metallic interconnects by silicon-based photonic links. The electro-optic modulator is one major building block in such photonic links and ensure the conversion of data carried by an electric signal to an optical one. However, silicon being a centrosymmetric material, it cannot exhibit the Pockels effect, a very efficient optical nonlinear phenomenon used in most high-speed and low power consumption modulators. This limitation is nonetheless relaxed by applying deformations to the silicon lattice by means of stress in order to break its inversion symmetry. Numerous theoretical and experimental studies were recently reported to demonstrate and quantify the Pockels effect. But, the semiconductor nature of silicon tremendously complicate the analysis of the Pockels effect, which existence was questioned in strained silicon and source of controversy. Indeed, free carriers in silicon waveguides and at the interfaces induce a strong modulation signal, thereby screening Pockels effect. To stem the influence of free carriers, the work done in the thesis consisted in studying high frequency-based modulation signal (> 5 GHz). Various microwave studies were then performed in strained silicon photonic structures and will be presented in the following thesis manuscript.

First studies were achieved on a SOI platform and the experimental results demonstrated the presence of a weak high-frequency electro-optic modulation signal which intensity clearly depends on the silicon cristallographic direction and the level of stress applied to silicon. Based on a theoretical model describing the second-order nonlinear electric susceptibility $\chi^{(2)}$, a multiphysic model has been developed and successfully described both experimental results and the spatial distribution of $\chi^{(2)}$ within strained silicon waveguides.

These studies also showed that the weak intensities of the applied electric fields, due to the free carriers distribution, are responsible for the weak measured Pockels-based modulation efficiencies. A second study has then been carried out on a modified SOI platform allowing the design of more efficient electric circuits inducing stronger electric fields. An improvement by a factor of 20 was observed on the obtained experimental results compared to the previous ones. Moreover, the multiphysic model could again describe those results, proving its reliability. As outlooks, electro-optic eye diagram of complex electric signals could be obtained at the condition of stronger stress applied to silicon waveguides. Furthermore, the model describing the second-order nonlinear susceptibility $\chi^{(2)}$ can also be exploited to depict the second harmonic generation in strained silicon waveguides, which existence is still not clear for the moment.

