

Ecole doctorale n°632 : ENGSYS Sciences de l'ingénierie et des Systèmes

THESE

Pour obtenir le grade de docteur délivré par

L'université de Lille

Spécialité : Electronique, photonique

Présentée et soutenue publiquement le 09 octobre 2025 par

Loic Feukam Takoundjou

Guides d'onde à base de GaAs à basse température : vers un modulateur électro-optique intégré pour le moyen infrarouge

Composition du jury :

Delphine Marris-Morini	Professeure	Université Paris-Saclay	Présidente
Giacomo Scalari	Professeur	ETH Zurich	Rapporteur
Daniel Dolfi	Docteur	Thales Group	Rapporteur
Adel Bousseksou	Maître de conférences	Université Paris-Saclay	Examineur
Stefano Barbieri	Directeur de recherche	Université de Lille	Directeur de thèse
Emilien Peytavit	Directeur de recherche	Université de Lille	Co-directeur de thèse

Remerciements

Cette thèse s'est déroulée au sein de l'équipe Photonique THz de l'Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) de l'université de Lille.

Je tiens à remercier mes encadrants Stefano Barbieri et Emilien Peytavit pour leur contribution à l'aboutissement de cette thèse, qui n'aurait pas été possible sans eux. Je tiens en particulier à exprimer ma profonde gratitude à mon directeur de thèse Stefano Barbieri, qui a été présent et disponible tout au long de mon travail. Son accompagnement permanent, sa rigueur scientifique et ses encouragements ont été essentiels à la réalisation de ce travail. Je le remercie également pour son aide exceptionnelle lors de l'élaboration du banc optique de caractérisation, ainsi que pour le temps consacré à la lecture de mon manuscrit, en y apportant des suggestions et des corrections précieuses.

Je ne saurais oublier Giuseppe Di Gioia pour son implication dans cette thèse concernant la fabrication en salle blanche et les simulations numériques HFSS. Merci d'avoir été pleinement investi durant ces deux années de post-doctorat sur ce sujet de thèse, en particulier pour la fabrication et l'optimisation du procédé de lithographie, afin d'améliorer la qualité des guides d'onde.

Mes remerciements vont également à l'endroit de Jean-François Lampin pour les échanges que nous avons eu autour de ce travail. Je le remercie pour sa disponibilité en salle de caractérisation, ainsi que ses conseils et suggestions concernant les manipulations. Je remercie également chaleureusement toute l'équipe de caractérisation (CHOP), composée d'Etienne, Sophie et Sylvie, de m'avoir accueilli dans un cadre favorable qui m'a permis d'effectuer les mesures dans de bonnes conditions.

J'aimerais adresser un remerciement aux collègues du C2N, notamment à Delphine Marris-Morini pour le prêt d'échantillons de guides d'onde ayant permis de mettre en place le banc optique de mesure, ainsi qu'à Adel Bousseksou pour avoir clivé la dernière génération de nos guides d'onde.

J'ai eu la chance de rencontrer de nombreux collègues à l'IEMN. Ma gratitude va à Alexandre, Victor, Elsa, Walter, Roman, Jeyan et Charbel. Je vous remercie pour les moments que nous avons eu à partager ensemble et je vous souhaite une belle carrière professionnelle. Un mot également pour le Post-doctorant Prannay Balla, avec qui j'ai partagé le bureau durant les six derniers mois de ma thèse. Merci pour ton aide en programmation et pour ta gentillesse.

Je ne peux terminer sans adresser quelques mots à toutes les personnes qui ont été à mes côtés depuis mon arrivée en France en 2020, qui m'ont permis de m'intégrer et de me sentir chez moi. Je tiens particulièrement à remercier mes amis avec qui j'ai partagé de très bons moments à Lille, sans oublier ceux de Paris et de Lyon. J'ai apprécié chaque instant passé à vos côtés et je vous remercie sincèrement d'avoir contribué à mon intégration ainsi qu'à mon épanouissement. Avant de conclure, je souhaite remercier Ingrid Makussi, pour son soutien moral, émotionnel et qui a toujours été présente pour moi.

Enfin, je dédie ce manuscrit à ma famille, dont le soutien a été fondamental pendant ces trois années.

Résumé

Titre : Guides d'onde à base de GaAs à basse température: vers un modulateur électro-optique intégré pour le moyen infrarouge

Mots clés : modulateur moyen-infrarouge, effet électro-optique, Guide d'onde GaAs

Dans cette thèse, effectuée au sein de l'équipe Photonique THz du Laboratoire IEMN, j'ai étudié expérimentalement la réalisation un modulateur électro-optique rapide à base de GaAs pour la gamme du moyen infrarouge (MIR, $\lambda \sim 3-12 \mu\text{m}$). L'objectif est de démontrer la faisabilité d'un dispositif entièrement intégré, compatible avec les plateformes photoniques MIR en cours de développement. Le dispositif visé est un modulateur à ondes progressives basé sur un guide d'onde MIR monomode intégré dans une ligne de transmission microonde. Le guide d'onde se base sur un cœur en GaAs basse température (GaAs-BT) et sur des couches de confinement de $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$. Dans un premier temps, par simulation FDTD, j'ai conçu et optimisé, dans la gamme $\sim 8-10 \mu\text{m}$, deux modulateurs basés sur une ligne microonde microruban et une ligne coplanaire. Ensuite, j'ai caractérisé expérimentalement les guides d'onde MIR en mettant en place un banc optique dédié. Je démontre qu'en contrôlant la rugosité des parois latérales du guide, le GaAs-BT permet d'atteindre des pertes de propagation inférieures à 1 dB/cm. Enfin, en utilisant ces guides d'onde, j'ai effectué la première caractérisation à basse fréquence d'un modulateur basé sur une ligne microonde coplanaire.

Abstract

Title : Waveguides based on low-temperature grown GaAs : towards an integrated, mid-infrared electro-optic modulator

Keywords : mid-infrared modulator, electro-optic effect, GaAs waveguide

In this thesis, that took place in the THz Photonics group at IEMN Laboratory, I studied experimentally the possibility to realize a fast electro-optic modulator based on GaAs and operating in the mid-infrared range (MIR, $\lambda \sim 3\text{-}12 \mu\text{m}$). The objective is to demonstrate the feasibility of a fully integrated device compatible with the MIR photonic platforms that are currently under development. The targeted device is a travelling-wave modulator exploiting a MIR single-mode waveguide integrated in a microwave transmission line. The waveguide is based on a low-temperature grown GaAs (LT-GaAs) core and lattice-matched $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ as low-index cladding. First, through FDTD simulations I designed and optimized, for the $\sim 8\text{-}10 \mu\text{m}$ range, two modulators based on a microstrip and a coplanar microwave line. Next, I characterized experimentally the MIR waveguides by setting up a dedicated optical bench. With this setup I show that by controlling the waveguide sidewall roughness, the use of LT-GaAs allows reaching state-of-the-art propagation losses below 1 dB/cm. Finally, using these waveguides I performed the first low-frequency characterization of a modulator based on a coplanar microwave line.

Sommaire

Sommaire	vi
Acronymes.....	xxiii
Introduction :.....	1
1. Modulation optique de la lumière	4
1.1 Modulation directe.....	5
1.2 Modulation externe.....	6
1.2.1 Phénomènes physiques.....	6
1.2.1.1 Effets électro-optiques de Pockels et kerr	6
1.2.1.2 Effet Franz-Keldysh et effet Stark quantique confiné	7
1.2.1.3 Effet de porteurs libres (dispersion plasma)	9
1.2.2 Facteurs de mérite.....	11
1.2.2.1 Efficacité de modulation et taux d'extinction	12
1.2.2.2 Pertes d'insertion	14
1.2.2.3 Réponse en fréquence.....	14
1.3 Modulateurs pour le proche infrarouge (NIR) dans la bande de télécommunication.....	16
1.3.1 Modulateur à bases de semi-conducteurs III-V.....	16
1.3.2 Modulateur à base de Silicium (Si).....	18
1.3.3 Modulateur à base de niobate de lithium (LN)	19
1.4 Modulateurs pour le Moyen Infrarouge (MIR)	20
1.4.1 Modulation à base de Silicium	20
1.4.2 Modulation à base de Ge	24
1.4.3 Modulation à base de SiGe à gradient d'indice.....	26
1.4.4 Modulateur intersousbande à base de semi-conducteurs III-V	31
2. Etude du modulateur électro-optique à base de GaAs.....	40
2.1 Rappels sur les guides d'onde	41
2.2 Effet Pockels	42
2.2.1 Effets optiques non linéaires.....	42
2.2.2 Ellipsoïde des indices.....	42
2.2.3 Tenseur électro-optique.....	43
2.3 Effet électro-optique dans le GaAs.....	44

2.4	Modulation électro-optique à base de GaAs	49
2.4.1	Modulation de phase	49
2.4.2	Modulation d'amplitude	50
2.5	Modulation à haute fréquence	57
2.5.1	Limitation à haute fréquence	58
2.5.2	Modulateur à ondes progressives	58
2.6	Lignes hyperfréquences	61
2.6.1	Ligne de transmission optimale.....	63
2.6.2	Atténuation dans les lignes	64
2.7	Etat de l'art sur les modulateurs EO de phase à base de GaAs.....	65
2.8	Modulateur EO proposé.....	68
3.	Conception du modulateur électro-optique	74
3.1	Simulations électromagnétiques du modulateur basé sur une ligne microruban.....	75
3.1.1	Structure du guide d'onde.....	75
3.1.2	Analyse modale et test de convergence	76
3.1.3	Optimisation du guide d'onde.....	77
3.1.4	Optimisation de la ligne microruban.....	80
3.2	Conception et optimisation du modulateur basé sur une ligne coplanaire.....	84
3.2.1	Structure du guide d'onde.....	84
3.2.2	Optimisation du guide d'onde.....	84
3.2.2.1	Pertes de rayonnement dans le substrat	84
3.2.2.2	Pertes par absorption dans les électrodes et intégral de recouvrement.....	87
3.2.2.3	Optimisation du couplage optique : taper adiabatique	93
3.2.3	Etude de la ligne coplanaire	96
3.2.4	Efficacité théorique de conversion.....	100
3.2.5	Coupleur à interférence multimode (MMI) : conception et optimisation	102
3.2.6	Etude du guide d'onde courbé	104
3.3	Structure finale du modulateur EO de type Mach-Zehnder	106
3.4	Fabrication des guides d'onde.....	107
4.	Caractérisation optique des guides d'onde.....	113
4.1	Méthodes de caractérisation	114
4.2	Banc optique de caractérisation.....	115

4.3	Résultats et analyse.....	117
4.3.1	Guide d'onde microruban	117
4.3.2	Guides d'onde coplanaire.....	120
4.3.2.1	Guides d'onde sans les contacts métalliques.....	120
4.3.2.2	Guides d'onde avec les contacts métalliques.....	125
4.3.2.3	Guide d'onde courbé.....	128
4.4	Pertes de propagation des différentes plateformes dans le MIR	129
5.	Caractérisation du modulateur	132
	Conclusions et perspectives	142
	Annexe A	148
	Annexe B.....	150
	Bibliographie:	153

Liste des figures

Figure 1-1 : (a) Modification des bandes de conduction et de valence, les fonctions d'onde de l'électron et du trou pénètrent par effet tunnel dans la bande interdite et diminuent l'énergie du gap [9]. (b) L'application d'un champ électrique induit un déplacement du spectre d'absorption aux longueurs d'ondes élevées, modifiant ainsi l'absorption [5].	8
Figure 1-2 : Effet Stark quantique confiné (a) exemple de structure de bande d'un puit quantique en présence d'un champ électrique ε . La transition s'effectue de l'état confiné d'énergie $Eh1$ de la bande de valence à l'état confiné d'énergie $Ee1$ de la bande de conduction [9]. (b) Spectre d'absorption mesuré à température ambiante pour des tensions allant de zéro à 4V dans un puit quantique de Ge/SiGe. Les courbes montrent l'apparition des pics excitoniques [6].	9
Figure 1-3 : Structures présentant les trois mécanismes permettant de contrôler la densité de porteurs dans les modulateurs optiques. (a) Injection de porteurs : les régions p et n dopées sont séparées par une région intrinsèque dans laquelle le guide d'onde est formé. (b) Déplétion de porteurs : la zone de déplétion devient plus grande avec l'augmentation de la tension de polarisation inverse. (c) Accumulation de porteurs : l'application d'une tension positive crée une accumulation de charge autour de la couche diélectrique afin de former une structure de condensateur. [13]	11
Figure 1-4 : (a) Interféromètre de MZ. L'électrode de longueur L est positionnée sur l'un des bras de l'interféromètre. (b) Fonction de transfert d'un modulateur MZ idéal. Détermination graphique de la tension demi-onde et du taux d'extinction.	13
Figure 1-5 : (a) Circuit électrique équivalent d'un modulateur piloté par des électrodes localisées. (b) Micro-structuration des électrodes d'un modulateur MZ en vue d'obtenir l'accord de vitesse, qui se traduit par une bande passante élevée. La figure montre le mode optique dans les deux bras de l'interféromètre ainsi que les électrodes à ondes progressives [15].	15
Figure 1-6 : Les différentes configurations utilisées pour la modulation de phase à base d'InP. (a) Structure p-i-n conventionnelle. (b) La Structure n-p-i-n avec une réduction de la couche supérieure dopée p permet de réduire les pertes d'absorption et la résistance électrique associée à cette couche. (c) Structure n-i-p-n proposée pour réduire la tension de commande. [20]	16
Figure 1-7 : (a) Architecture 3D du modulateur intégré de type Dual-Polarization In-phase Quadrature (DP-IQ) basé sur la plateforme LN. Le dispositif repose sur des électrodes à ondes progressives d'une longueur de 23.5 mm, avec une bande passante qui atteint 110 GHz (b). [66]	20
Figure 1-8 : (a) Section transversale du modulateur MZ. Le modulateur est fabriqué sur une plateforme SOI, avec une couche d'oxyde de 2 μm d'épaisseur. Le guide d'onde en Si présente une largeur $W_{\text{WG}} = 550 \text{ nm}$ et une profondeur de gravure $h_{\text{WG}} = 90 \text{ nm}$. La jonction pn est placée au centre du guide d'onde et les régions fortement dopées sont à 1.125 μm (S_{dopN}) et 1.025 μm (S_{dopP}) de la jonction. (b)	

Concentrations de porteurs simulées en fonction de différentes tensions de polarisation inverse : 0 V, 2 V et 4V. La largeur de la région de déplétion augmente avec la tension appliquée. [69]	21
Figure 1-9 : (a) Image au microscope optique du modulateur en anneau fabriqué, de section transverse similaire à celle du modulateur MZ de la Figure 1-8(a). La zone active couvre 64 % de la région active du modulateur. (b) Décalage de la résonance du modulateur en anneau de 10 μm de rayon, en régime de déplétion. La mesure expérimentale montre une bonne concordance avec les résultats issus des simulations. (c) Transmission normalisée du modulateur en anneau en régime d'injection. La courbe montre le décalage de la résonance en fonction de différentes tensions de polarisation appliquées. [69]	22
Figure 1-10 : (a) Section transverse de la structure p-i-n des modulateurs à injection. Le modulateur est fabriqué sur une plateforme SOI. Le paramètre important ici est la distance S entre le cœur du guide et les régions fortement dopées. (b) Image au microscope optique du modulateur à EA à guide d'onde sous forme spirale. Les régions dopées P++ et N++ ont été colorées respectivement en bleu et en rouge sur cette figure. (c) Transmission du modulateur MZ en fonction de la longueur d'onde et pour différentes tensions appliquées sur l'un des bras de l'interféromètre. La courbe montre les transmissions obtenues pour des tensions comprises entre 0 et 1.2 V. [72]	23
Figure 1-11 : Plages spectrales des matériaux semi-conducteurs dans l'infrarouge. La couleur verte indique les régions de transparence optique tandis que la couleur bleue indique les régions d'absorption. [73].....	24
Figure 1-12 : (a) Structure transverse des modulateurs MZ et à EA utilisant la plateforme GOS. La couche SiO ₂ introduite a pour but de faciliter la fabrication. Exemple de mode fondamental TE simulé aux longueurs d'onde respectives de 3.8 (b) et 8 μm (c). La distance W_{Gap} entre les zones dopées et le cœur du guide a été fixée à 6 μm et à 8 μm pour le fonctionnement du modulateur à 3.8 μm , et à 8 μm pour celui à 8 μm . [77]	25
Figure 1-13 : (a) Coefficient d'absorption en fonction du courant d'injection par unité de longueur, aux longueurs d'onde de 8 μm et de 3.8 μm . Ces coefficients d'absorption ont été obtenus pour les modulateurs à EA ayant une même séparation de contact W_{Gap} . L'absorption des porteurs libres est environ 4.9 fois plus élevée à 8 μm qu'à 3.8 μm [77]. (b) Variation de l'indice de réfraction du Ge et du Si en fonction de la longueur d'onde, pour une même concentration de porteurs libres. Le changement d'indice de réfraction dû aux trous est plus important dans le Si que dans le Ge sur toute la gamme spectrale [42].....	26
Figure 1-14 : (a) Structure de la plateforme à gradient d'indice avec son profil de concentration de Ge en fonction de la profondeur (à gauche). L'intensité du champ optique simulé est représentée à droite de la structure, pour des longueurs d'onde de 1.33 μm , 5.5 μm et 11 μm [80]. (b) Image MEB du guide d'onde SiGe à gradient d'indice. Pour assurer un couplage à faibles pertes à l'entrée et à la sortie du guide, des coupleurs adiabatiques de 50 μm de largeur et de 2 mm de longueur sont placés aux extrémités du guide [81]. (c) Pertes de propagation en fonction de la longueur d'onde pour les polarisations TE et TM. Une augmentation des pertes est observée autour de 9.2 μm et a été attribuée à l'absorption des impuretés d'oxygène présentes [81].....	27

Figure 1-15 : (a) Illustration du principe de modulation du rayonnement MIR qui se fait par pompage optique grâce à un laser NIR. [82] (b) Profondeur de modulation en fonction de la longueur d'onde et pour trois différentes puissances de pompage (longueur d'onde de 1.33 μm). La profondeur de modulation augmente avec la longueur d'onde, en raison de l'amélioration de l'effet de dispersion plasma. [80]	28
Figure 1-16 : (a) Section transverse du modulateur à diode Schottky développé. (b) Mode fondamental simulé pour une longueur d'onde de 10.7 μm à la polarisation TE. [83]	29
Figure 1-17 : (a) Section tranverse du modulateur reposant sur une structure intégrée P-I-N. La structure PIN illustrant les dopages dans les régions P et N est représentée à droite. (b) Profil spatial du mode optique en polarisation TE montrant l'intensité du champ électrique normalisée, à la longueur d'onde de 10 μm . Caractérisation dynamique du modulateur, (c) en regime d'injection et (d) en régime de déplétion. [85]	30
Figure 1-18 : (a) Structure de bande de conduction pour une tension de polarisation positive et négative. L'énergie de la transition optique E_{12} dépend de la polarisation appliquée. (b) Spectre d'absorption mesuré pour des polarisations de 4 V et -4 V. La ligne pointillée verte représente l'énergie d'émission du laser utilisé, qui entre en résonance ou hors résonance avec la tension appliquée. (c) Section du modulateur avec une configuration de couplage. [89]	31
Figure 1-19 : (a) Transmission mesurée à travers le modulateur en fonction de la tension de polarisation présentant une profondeur de modulation de 47%. (b) Réponse en fréquence du modulateur présentant une bande passante à -3 dB de 2 GHz. [89]	32
Figure 1-20 : (a) Géométrie du modulateur constitué d'un réseau de résonateurs périodiques, de période P et de largeur S, qui intègrent un ensemble de puits quantiques dopés. En appliquant une polarisation externe, le faisceau réfléchi est modulé. (b) Structure de la cellule unitaire du résonateur couplé à la transition ISB. [90]	33
Figure 1-21 : Spectre de réflectivité du modulateur simulé pour les régimes de couplage (a) faible et (b) fort. La transition ISB est mise en résonance et hors résonance avec le mode fondamental TM_{01} de la cavité par l'application d'une tension de polarisation. [90]	34
Figure 1-22 : (a) Spectre de réflectivité mesuré pour le modulateur de surface totale $50 \times 50 \mu\text{m}^2$. Le polariton supérieur est désigné par UP et le polariton inférieur par LP. (b) Profondeur de modulation mesurée dans la plage de tension -2.7 V à 2.7 V à la longueur d'onde de 10 μm Les résultats expérimentaux (violet) sont en parfait accord avec les simulations numériques (orange). [90]	35
Figure 1-23 : (a) Courbe de transmission de la région active montrant une absorption ISB à environ 955.8 cm^{-1} . (b) Spectre de réflectivité à température ambiante du modulateur sous polarisation de 0 V et de 6 V, pour un réseau de résonateur avec $S = 4.2 \mu\text{m}$. L'énergie de Rabi est diminuée de 25%. (c) Profondeur de modulation mesurée dans la gamme $800 - 1100 \text{ cm}^{-1}$ pour des polarisations de 3 V et 6 V. [91]	36
Figure 1-24 : (a) Image MEB du modulateur fabriqué montrant un réseau de résonateurs formant une surface électriquement accordable. (b) Structure de bande de conduction du double puits quantique	

pour une tension de polarisation négative et positive. A tension négative, la structure est transparente tandis qu'à tension positive, la structure absorbe à la transition énergétique $1 \rightarrow 2$ du second puit quantique. (c) Spectre de réflectivité du modulateur. Pour une tension appliquée de -2.5 V, le modulateur fonctionne en régime de couplage faible caractérisé par un seul pic correspondant à la résonance optique de la cavité. En revanche, en appliquant une polarisation de 2.5 V, il passe à un régime de couplage fort. (d) Réponse statique normalisée du modulateur (axe de droite) et du détecteur rapide (axe de gauche) QWIP utilisé pour la mesure de la bande passante. Les lignes verticales correspondent aux longueurs d'onde du QCL utilisées pour les mesures de réponse en fréquence. (e) Réponse en fréquence du modulateur mesurée pour trois longueurs d'onde différentes. Une bande passante moyenne de 8.2 GHz a été obtenue. [93] 38

Figure 2-1 : Représentation graphique de l'amplitude du champ électrique pour différents modes guidés TE dans un guide plan diélectrique d'épaisseur d . [96] 41

Figure 2-2 : Structure cristallographique du GaAs. Les plans de clivage sont donnés par (110) et (110). 45

Figure 2-3 : Configurations adoptées pour la modulation EO de phase dans un cristal de GaAs dans les cas où (a) $E \perp (001)$ et (b) $E \perp (110)$. Dans les deux cas, on suppose l'onde plane incidente polarisée linéairement suivant la direction cristallographique [110]. L et G représentent respectivement la longueur du guide d'onde et la distance entre les électrodes. V est la tension qui est appliquée. 48

Figure 2-4 : Schéma du principe de la modulation d'amplitude. Pour un champ électrique E , appliqué latéralement, comme dans le cas de la Figure 2-3(b), l'onde incidente polarisée TE voit sa polarisation tourner dans le plan (110) tout au long de la propagation dans le guide. La polarisation à la sortie de ce dernier étant elliptique, on place un polariseur de façon à ce qu'il soit parallèle (TE) ou perpendiculaire (TM) à la polarisation de l'onde initiale (TE). On transforme ainsi la variation de phase en une variation d'amplitude dans les deux polarisations. 51

Figure 2-5 : Fonction de transfert de la puissance (en noir) et d'amplitude (en rouge) du modulateur de la Figure 2-4 dans le cas où le polariseur à la sortie est orienté TE (a) et TM (b). Nous avons également représenté en (c) la fonction de transfert pour un modulateur d'amplitude de type MZ. Sur les Figures, est illustré le point d'opération où la tension continue (V_{DC}) appliquée place le modulateur au point de quadrature de sa fonction de transfert. 53

Figure 2-6 : Guide d'onde de $5 \mu\text{m}$ de cœur et de $5 \mu\text{m}$ de large avec les électrodes en surface positionnées à $4 \mu\text{m}$ de part et d'autre du guide. (a) Fonction de transfert ITM/ITE en fonction de la tension V et pour différentes valeurs de $\Delta n_{TE} - TM$, pour un modulateur de 1 cm de longueur. (b) Fonction de transfert ITM/ITE en échelle logarithmique pour des tensions allant de -100 V à 100 V. 55

Figure 2-7 : Guide d'onde de $5 \mu\text{m}$ de cœur et de $5 \mu\text{m}$ de large avec les électrodes en surface positionnées à $4 \mu\text{m}$ de part et d'autre du guide. (a) Fonction de transfert ITM/ITE en fonction de la tension V et pour différentes longueurs L du modulateur, pour une biréfringence modale $\Delta n_{TE} - TM = 10 - 3$ à $\lambda = 8.3 \mu\text{m}$. (b) Fonction de transfert ITM/ITE en échelle logarithmique pour des

tensions allant de - 400 V à 400 V. (c) Phase de l'onde à la sortie du modulateur en fonction de la longueur L et de la tension V, pour $\Delta n_{TE} - TM = 10 - 3$	56
Figure 2-8 : Fonction de transfert ITM/ITE en fonction de la tension V et pour différentes longueurs d'onde de fonctionnement dans le MIR (7.7 μm à 8.9 μm) (a) et dans le NIR (1.4 μm à 1.6 μm) (b). .	57
Figure 2-9 : Représentation simplifiée de la modulation EO, vue comme un processus de génération de somme de fréquences dans un matériau non-centrosymétrique de susceptibilité linéaire $\chi^{(2)}$	59
Figure 2-10 : Les différents types de lignes de transmission utilisés en microonde. (a) Ligne microruban, (b) ligne à fente et (c) ligne coplanaire. Les lignes de champ électrique sont représentées en trait continu et les lignes de champ magnétique en trait discontinu.	62
Figure 2-11 : Configurations d'électrodes pour le modulateur EO de phase à base du GaAs : (a) la ligne microruban : le champ électrique est orthogonal à la polarisation TE du mode optique, (b) la ligne coplanaire : le champ électrique est colinéaire à la polarisation TE du mode optique. Les lignes de champ électrique sont représentées en vert et le mode optique en rouge. Ici on représente la puissance MIR répartie sur 2 guides d'onde, ce qui est le cas pour la réalisation d'un modulateur d'amplitude de type MZ (Section 2.8). Pour une modulation de phase, l'onde MIR se propage dans un seul guide. La présence d'une interface air/diélectrique empêche les lignes de soutenir un mode purement TEM.	63
Figure 2-12 : Structure du modulateur à onde progressive. Des transformateurs d'impédance quart d'onde sont utilisés à l'entrée et à la sortie de la ligne microruban afin d'adapter l'impédance à 50 Ω . [98]	66
Figure 2-13 : (a) Section de l'électrode incluant des transformateurs quart d'onde. (b) Réponse théorique en fréquence du modulateur à onde progressive. La ligne de transmission fait 3 cm de long et 1 mm de large. (c) Réponse expérimentale du modulateur. [98].....	67
Figure 2-14 : Système mis en place pour la caractérisation du modulateur. Une fois que le faisceau laser à la fréquence f_0 , interagit avec les microondes, deux bandes latérales sont générées. Le filtre Fabry-Perot et la cellule de gaz permettent de filtrer une des deux bandes latérales. [98].....	68
Figure 2-15 : (a) Architecture du modulateur de phase à onde progressive qui assure la copropagation des ondes MIR et microonde. L'électrode supérieur sous forme de ligne microruban permet de maximiser le recouvrement entre le champ optique et le champ microonde. (b) Section transverse du modulateur. Le cœur du guide d'onde est constitué de GaAs-BT pris en sandwich entre deux couches de confinement d' $Al_{0.52}In_{0.48}P$. Les lignes de champ microonde sont représentées en vert et le mode optique est représenté en rouge. La dimension latérale du guide est obtenue par gravure et assure le confinement latéral du mode optique.....	70
Figure 2-16 : Architecture du modulateur à onde progressive avec des électrodes sous forme de ligne coplanaire. (a) Section transverse du modulateur. Les deux guides d'onde indépendants ont chacun une largeur W et sont définis par un cœur d'épaisseur h_{GaAs} et une couche de confinement d'épaisseur h_{AlInP} . h_p représente la profondeur de gravure de la couche de cœur GaAs-BT. Les électrodes métalliques sont placées à une distance S de part et d'autre du cœur du guide et W_{Au} représente la largeur de l'électrode centrale. Les lignes de champ microonde sont représentées en vert tandis que	

le mode optique est représenté en rouge. (b) Architecture 3D du modulateur montrant les deux guides d'onde indépendants qui sont insérés entre les électrodes de la ligne coplanaire. (c) Vue de dessus du modulateur de type Mach-Zehnder proposé. Des coupleurs MMI (Multimode Interference, voir Section 3.2.5) sont utilisés pour diviser le faisceau à l'entrée et le recombinaire à la sortie de l'interféromètre. 72

Figure 3-1 : (a) Section du guide d'onde microruban. Le confinement optique du rayonnement MIR dans la direction verticale est assuré par les couches d' $Al_{0.52}In_{0.48}P$ tandis que le confinement latéral est assuré par l'air. W représente la largeur du guide tandis que h_{GaAs} et h_{AlInP} sont respectivement les épaisseurs des couches de GaAs et d' $Al_{0.52}In_{0.48}P$. (b) Indice d' $Al_{0.52}In_{0.48}P$ dans le MIR, mesuré par ellipsométrie. n_{AlInP} représente la partie réelle (indice de réfraction) et k_{AlInP} la partie imaginaire (les pertes du matériau)..... 75

Figure 3-2 : (a) Pertes optiques du mode fondamental TE_0 à la longueur d'onde de $8.3 \mu m$ (en échelle logarithmique), en fonction de l'épaisseur des couches de GaAs et de l' $Al_{0.52}In_{0.48}P$, pour un guide d'onde de $4 \mu m$ de largeur. Les pertes sont dues principalement à l'absorption par les couches métalliques. (b) Pertes optiques du mode fondamental TE_0 en fonction de W , pour $h_{GaAs} = 4 \mu m$ et $h_{AlInP} = 2.5 \mu m$ 77

Figure 3-3 : (a) Indice effectif du mode fondamental TE_0 à la longueur d'onde de $8.3 \mu m$ en fonction de la largeur w du guide. (b) Recouvrement spatial du mode fondamental TE_0 avec le cœur du guide d'onde, en fonction de W . Profils spatiaux de l'intensité du mode optique pour un guide de $4 \mu m$ (c) et de $8 \mu m$ (d)-(e) de largeur. Le guide de $8 \mu m$ étant multimode, il présente un second mode d'ordre 2 (e). 79

Figure 3-4 : Indice de groupe (a) et indice effectif (b) du mode optique fondamental en fonction de la longueur d'onde et pour des largeurs de guide comprises entre $4 \mu m$ et $10 \mu m$ 80

Figure 3-5 : (a) Pertes microondes en fonction de la fréquence et de l'épaisseur de l'électrode, pour une largeur du guide/électrode de $4 \mu m$. Une épaisseur $t > 3\delta_s$ est nécessaire pour minimiser les pertes ohmiques. (b) Pertes microondes en fonction de la fréquence et de la largeur de l'électrode métallique, pour une épaisseur de l'électrode fixée à $1 \mu m$. (c) Profil spatial de l'intensité du champ microonde à $10 GHz$, pour $W = 4 \mu m$ et $t = 1 \mu m$ 81

Figure 3-6 : Impédance caractéristique Z (a) et indice effectif n_m (b) de la ligne microruban en fonction de la fréquence et de la largeur de l'électrode. L'épaisseur de l'électrode métallique est fixée à $1 \mu m$ 83

Figure 3-7 : Structure du guide d'onde avec un cœur du guide d'épaisseur $h_{GaAs} = 4 \mu m$ et de largeur $w = 4 \mu m$ 84

Figure 3-8 : Structure 3D de la simulation FDTD. 85

Figure 3-9 : (a) Pertes optiques (échelle logarithmique) en fonction de l'épaisseur de la couche de confinement, pour un guide d'onde de $100 \mu m$ de longueur. Intensités du mode optique en échelle logarithmique, à la sortie du guide d'onde pour les épaisseurs de couche de confinement de (b) $2.5 \mu m$, (c) $4 \mu m$ et (d) $7 \mu m$ 86

Figure 3-10 : Géométrie transverse du guide d'onde dont le cœur de GaAs fait 5 μm d'épaisseur, avec une épaisseur de la couche de confinement de 7 μm . $W = 5 \mu\text{m}$ représente la largeur du guide d'onde tandis que h_p est la profondeur de gravure. Les contacts métalliques de 1 μm d'épaisseur et de largeur W_{Au} sont positionnés à une distance S de part et d'autre du guide.	87
Figure 3-11 : (a) Pertes optiques (échelle logarithmique) du mode fondamental TE_0 en fonction de la profondeur de gravure h_p et de la distance S entre les contacts métalliques et le guide. (b) Indice de groupe du mode fondamental TE_0 en fonction de h_p et S . (c) Biréfringence modale : différence d'indice entre le mode fondamental TE_0 et TM_0 en fonction de la profondeur de gravure h_p , pour $S = 4 \mu\text{m}$. La figure insérée montre l'évolution des indices des modes TE_0 (en noir) et TM_0 (en rouge) pour les différentes profondeurs de gravure. Les simulations ont été effectuées pour des électrodes de 10 μm de largeur.	88
Figure 3-12 : Profils spatiaux du mode optique TE_0 pour une distance S de 2.5 μm	89
Figure 3-13 : Pertes du mode fondamental TE_0 en fonction de la largeur des contacts métalliques et de la distance S pour (a) $h_p = 2.5 \mu\text{m}$ et (b) $h_p = 3 \mu\text{m}$. (c) Pertes du mode fondamental TM_0 pour $h_p = 3 \mu\text{m}$	90
Figure 3-14 : (a) Evolution de l'Intégrale de recouvrement (a) Γ et du rapport (b) Efficacité théorique de modulation. Sur la figure, sont également représentées les efficacités obtenues pour le cas du modulateur à ligne microruban et du modulateur de l'état de l'art. (c)-(d) Profils spatiaux de l'intensité du champ électrostatique pour des distances respectives de $S = 2.5 \mu\text{m}$ et 6 μm , obtenus pour une profondeur de gravure de 3 μm	92
Figure 3-15 : Dispositif expérimental utilisé pour la mesure du diamètre de la tache focale. On utilise un photodétecteur, une lentille asphérique et une lame qui est montée sur une platine de translation XYZ. Dans un premier temps, la lame est déplacée suivant l'axe optique (Z) afin de rapprocher ce dernier du plan focal de la lentille (XY). Ensuite, elle est balayée suivant ce plan focale afin de couper progressivement le faisceau tout en mesurant à chaque fois, à l'aide du détecteur la puissance collectée. La dérivée de la puissance enregistrée (P) par rapport à la position (X ou Y) de la lame fournit directement le profil spatial du faisceau, qui suit en première approximation une distribution Gaussienne. Le diamètre de la tache focale (appelé Waist, en anglais) est enfin déterminé par la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la distribution.	94
Figure 3-16 : Structure du taper de type linéaire. W_{tp} est la largeur maximale du taper, L_{tp} est la longueur du taper et w est la largeur du guide d'onde monomode.	95
Figure 3-17 : (a) Efficacité du taper : transmission à la sortie en fonction de la longueur du taper. L'image insérée représente la structure 3D simulée. Profils spatiaux de l'intensité du mode optique fondamental TE_0 pour des tapers de longueurs respectives (b) 20 μm , (c) 50 μm et (d) 100 μm . La transition doit se faire progressivement afin de limiter les réflexions multiples du mode sur les parois qui interfèrent avec l'onde initiale.	96
Figure 3-18 : Structure transverse de la ligne coplanaire. W_{Au} est la largeur de l'électrode centrale qui représente le signal. Les électrodes (signal et masse) ont une épaisseur de 1 μm . Le cœur du guide d'onde de largeur $W = 5 \mu\text{m}$, a une épaisseur de 5 μm et une profondeur de gravure de 3 μm	97

Figure 3-19 : Indice effectif (a) et pertes de propagation (b) de la ligne coplanaire en fonction de la fréquence, pour différentes largeurs W_{Au} de l'électrode métallique centrale. La distance S est fixée à 4 μm . Les électrodes (signal et masse) ont une épaisseur de 1 μm . (c) Représentation (vue de dessus) de l'électrode de la ligne coplanaire à charge capacitive, couramment utilisée pour ralentir la vitesse du microonde [126].	98
Figure 3-20 : (a) Impédance caractéristique de la ligne coplanaire en fonction de la fréquence et de la largeur de l'électrode centrale, pour une distance $S = 4 \mu\text{m}$. (b) Impédance caractéristique pour une largeur d'électrode centrale $W_{Au} = 30 \mu\text{m}$, en fonction de la fréquence et de la distance S . (c) Image optique de la sonde RF utilisée pour établir le contact électrique avec les électrodes de la ligne coplanaire.	99
Figure 3-21 : (a) Efficacité théorique de conversion calculée en fonction de la longueur z du guide d'onde, pour une fréquence microonde de 20 GHz. Le guide d'onde considéré à une largeur de 5 μm et les électrodes métalliques en or ont une épaisseur de 1 μm , et une largeur de 30 μm avec $S = 4 \mu\text{m}$. Les valeurs des pertes de propagation MIR et microonde sont respectivement égales à 0.3 dB/cm et 2.7 dB/cm. Dans la figure, nous rapportons les efficacités de conversion pour un accord de phase et un désaccord de phase $\Delta n = 1$. (b) Longueur de cohérence calculée en fonction de la fréquence. (c) Réponse en fréquence d'un modulateur de 6 mm de longueur, en présence et en absence d'un désaccord de phase.	101
Figure 3-22 : (a) Profil spatial de l'intensité du champ optique à travers le séparateur. Le mode optique n'est pas guidé après la jonction en Y. (b) Interféromètre de type MZ. Les coupleurs MMI 1X2 et 2X1 sont utilisés pour diviser et recombinaer le faisceau MIR. Les guides à l'entrée et à la sortie des coupleurs ont une largeur $W = 5 \mu\text{m}$. Δg représente l'écart entre les deux bras de l'interféromètre. Des tapers de longueur L_{tp} et de largeur W_{tp} sont intégrés à la sortie des MMI afin de maximiser la puissance de sortie.	102
Figure 3-23 : Fonctionnement des coupleurs MMI. Profils spatiaux de la puissance optique pour le MMI (a) 1X2 et (b) 2X1. L'interférence entre les différents modes produit des images périodiques du signal d'entrée.	103
Figure 3-24 : (a) Position des sondes électriques RF par rapport aux électrode de la ligne coplanaire. (b) Photographie du banc optique avec la pointe RF et des lentilles optiques de focalisation et de collection du faisceau MIR.	104
Figure 3-25 : Energie dans la fenêtre de modélisation en fonction de la distance de propagation pour différents rayons de courbure et pour des gravure de (a) 2.5 μm et (b) 3 μm . (d) Profil spatial du mode pour $z = 1 \text{ mm}$. Le guide à une profondeur de gravure de 3 μm . Le mode présente une asymétrie latérale.	105
Figure 3-26 : Architecture 3D du modulateur EO de type MZ (hors échelle), illustrant à la fois des configurations optiques et électriques. Des guides d'onde courbés sont utilisés à l'entrée et à la sortie du modulateur pour permettre d'une part le couplage du signal RF sans entraver le couplage optique et d'autre part, pour éviter que le faisceau MIR non couplé au guide n'interfère avec le faisceau modulé à la sortie.	106

Figure 3-27 : Fabrication du contact métallique inférieur par thermocompression.	107
Figure 3-28 : (a) Etapes de fabrication du guide d'onde. Images MEB de la (b) gravure du cœur GaAs présentant des rugosités non uniformes et de la (c) facette clivée du guide d'onde où une partie de la couche d' Au s'est décollée.	109
Figure 3-29 : Fabrication et clivage des guides d'onde gravés partiellement ou totalement.....	110
Figure 3-30 : (a) Images MEB après développement de la résine AZ40XT. (b) Dépôt de la couche de 1 μm d' Au pour la formation des électrodes où la résine AZ10XT a été employée.	111
Figure 4-1 : Banc expérimental pour les mesures de pertes optiques dans les guides d'onde. Nous disposons de deux lasers QCL à 8.3 μm et 10.3 μm utilisés pour la caractérisation. Les diodes lasers à 1.5 μm et 635 nm sont utilisés pour l'imagerie respective des facettes d'entrée et de sortie des guides dans le proche infrarouge et dans le visible. Les miroirs désignés par M_1 , M_2 , et M_3 sont des miroirs pivotants permettant de faire passer respectivement les lasers à 1.55 μm , 8.3 μm et 635 nm. Le guide d'onde est monté sur un platine possédant 5 degrés de liberté (trois translations et deux rotations) permettant d'effectuer des réglages précis.	116
Figure 4-2 : Masque utilisé pour la lithographie électronique. Des croix d'alignement ont été définies dans le masque et sont alignées sur les facettes d'entrée et de sortie des guides d'onde afin d'effectuer le clivage.	117
Figure 4-3 : (a) Méthode cut-back : transmission en fonction de la longueur du guide d'onde pour les polarisations TE et TM de la lumière. L'image MEB insérée montre la rugosité des flancs latéraux du guide (b) Profil spatial du faisceau à la sortie du guide d'onde aux longueurs d'onde de 1.55 μm et 8.3 μm . (c) Image de la facette d'entrée aux longueurs d'onde de 1.55 μm et 8.3 μm et de la facette de sortie à la longueur d'onde de 635 nm.	118
Figure 4-4 : (a) Courbe de transmission du guide d'onde de 4 μm de largeur et 1.9 mm de longueur, obtenue à la longueur d'onde de 8.3 μm pour une polarisation TE. (b) Profil spatial du mode optique imagé en champ lointain.	119
Figure 4-5 : Cœur de GaAs de 4 μm d'épaisseur entièrement gravé. Mesures des pertes de propagation α et du coefficient de réflexion R pour des guides d'onde à base de (a) GaAs normal et de (b) GaAs-BT. α et R sont déterminées pour les largeurs de guides de 4 μm , 10 μm et 15 μm . Les guides de 5.7 mm de longueurs présentant les meilleures performances sont indiqués par un cercle rouge.....	121
Figure 4-6 : (a) Défauts de clivage des guides d'onde. (b) Polymères présents sur les guides de GaAs-BT après la gravure chimique du masque de SiO_2	122
Figure 4-7 : Cœur de GaAs de 4 μm d'épaisseur entièrement gravé. Profil spatial de l'intensité du mode optique TE_0 pour les largeurs respectives de (a) 4 μm et de (b) 10 μm . Image MEB du guide d'onde à base de (c) GaAs normal et de (d) GaAs-BT. Une absence de plusieurs cycles de gravure (suivie d'un nettoyage sous plasma O_2) dans le cas du guide d'onde à base de GaAs normal a entraîné des rugosités (voir Section 3.4).	123

Figure 4-8 : Cœur de GaAs-BT de 4 μm d'épaisseur entièrement gravé. Courbe de transmission obtenue sur les guides de GaAs-BT de (a) 4 μm et de (b) 10 μm de largeur. Les coefficients de réflexion utilisés pour le calcul des pertes sont ceux de la Figure 4-5, obtenus expérimentalement. 124

Figure 4-9 : Cœur de GaAs-BT de 4 μm d'épaisseur entièrement gravé. Courbe de transmission obtenue sur le guide de monomode ($W = 4 \mu\text{m}$) avant et après la désoxydation..... 125

Figure 4-10 : Cœur de GaAs-BT de 4 μm d'épaisseur partiellement gravé (1.5 μm). (a) Pertes optiques simulées en fonction de la distance S . La largeur des électrodes latérales est de 8 μm . L'image insérée est un exemple de profil spatial de l'intensité du mode TE_0 en absence d'électrodes. Courbe de transmission normalisée en (b) absence et en (c) présence des électrodes métalliques. (d) Transmission obtenue pour le guide d'onde en présence d'électrodes montrant la ligne de base supérieure utilisée pour normaliser les données afin qu'elles puissent être ajustées par la fonction de transmission FP. 126

Figure 4-11 : Cœur de GaAs-BT de 5 μm d'épaisseur partiellement gravé ($\sim 3.35 \mu\text{m}$). (a) Pertes de propagation du guide d'onde et (b) indice de groupe en fonction de la distance S des électrodes de 30 μm de largeur chacune. Les mesures ont été effectuées avec le laser à 8.3 μm en polarisation TE et les erreurs sont obtenues sur une moyenne de 3 à 4 guides d'onde mesurés. Transmission normalisée obtenue en polarisation TE pour $S = 2.5 \mu\text{m}$ (c), $S = 4 \mu\text{m}$ (d), $S = 6 \mu\text{m}$ (e), et en polarisation TM pour $S = 4 \mu\text{m}$. Les coefficients de réflectivité utilisés pour le calcul de pertes des modes TE et TM sont respectivement $R = 0.317$ et $R = 0.298$ 127

Figure 4-12 : (a) Schéma du guide d'onde présentant deux sections courbées à 90 degrés avec un rayon de courbure de 1 mm. (b) Courbe de transmission FP obtenue pour le guide de la Fig. 11(a), de 6 mm de longueur totale. (c) Courbe de transmission obtenue pour un guide d'onde droit de 6 mm de longueur. Le laser QCL a été accordé en intensité I (mA). 129

Figure 5-1 : Cœur de GaAs-BT de 5 μm d'épaisseur partiellement gravé ($\sim 3.35 \mu\text{m}$). Caractéristique courant/tension du contact métal-semiconducteur à température ambiante. 133

Figure 5-2 : Banc de caractérisation du modulateur. La tension sinusoïdale délivrée par le générateur RF est amplifiée par un amplificateur de puissance puis appliquée à travers une sonde coplanaire sur les électrodes latérales. L'oscilloscope connecté à la sortie de l'amplificateur de puissance permet de contrôler la tension appliquée. Le signal MIR, après transmission à travers le guide, est focalisé sur un détecteur MCT relié à un amplificateur RF (Gain 40 dB), lui-même connecté à un analyseur de spectre. On observe sur ce dernier, des signaux aux bandes latérales situées à $f_{\text{RF}} \pm f_{\text{Chop}}$ et $2f_{\text{RF}} \pm f_{\text{Chop}}$, ainsi qu'aux fréquences de modulation f_{RF} et $2f_{\text{RF}}$ 134

Figure 5-3 : Mesures obtenues en se positionnant sur la pente maximale de la courbe de transmission reportée en Figure 5-4. (a) Spectre obtenu (en absence de polariseur en sortie du guide) à la première harmonique ($f_{\text{RF}} = 500 \text{ KHz}$) et à la deuxième harmonique ($2 \times f_{\text{RF}}$), avec un faisceau à 8.3 μm polarisé TE. Les bandes latérales sont présentes dans le spectre aux fréquences $f_{\text{RF}} \pm f_{\text{Chop}}$ et $2f_{\text{RF}} \pm f_{\text{Chop}}$, avec $f_{\text{Chop}} = 1.754 \text{ kHz}$. La courbe rouge représente le signal tandis que la courbe en noir est obtenue en bloquant le faisceau MIR. Exemples de spectres avec $f_{\text{RF}} = 2 \text{ MHz}$ (b), 8 MHz(c) et 20 MHz(d). Les spectres sont obtenus avec un RBW = 10 Hz et une moyenne sur 10 échantillons. Par rapport au spectre

du panneau (a), on observe ici l'apparition du bruit de *pickup* en correspondance de f_{RF} . Ce dernier devient plus intense en augmentant f_{RF} , avec l'apparition de plusieurs raies. Aucune de ces raies ne se superposent aux fréquences des bandes latérales à $f_{RF} \pm f_{Chop}$, ce qui permet de mesurer l'intensité du signal de modulation. Dans le spectre du panneau (d), on voit bien aussi l'augmentation du plancher de bruit dû au bruit de phase de f_{RF} , tandis que dans les panneaux (b) et (c), ce dernier reste en dessous du bruit de l'analyseur de spectre. Ce bruit de phase augmente en se rapprochant de 100 MHz, ce qui empêche de mesurer avec précision l'intensité des bandes latérales. 135

Figure 5-4 : Intensité normalisée en fonction de la fréquence du laser, obtenue en présence ($V_{RF} = 40$ V), pour une lumière incidente polarisée TE (carrés noirs). Nous avons également représenté sur la figure, la transmission normalisée, obtenue à la première (cercles rouges) et à la deuxième harmonique (cercles bleus), ainsi que la dérivée du spectre de transmission (étoiles violettes). 136

Figure 5-5 : Signal obtenu à la fréquence du chopper $f_{chop} = 1.754$ kHz (a) et aux fréquences de première harmonique ($f_{RF} = 500$ KHz) et deuxième harmonique ($2 \times f_{RF}$) (b), avec un faisceau à $8.3 \mu\text{m}$ polarisé TE. 138

Figure 5-6 : Guide d'onde de 6 mm de longueur, $\lambda = 8.3 \mu\text{m}$. Fonctions de transfert en échelle linéaire (a) et logarithmique (b) en fonction de la tension V, en absence de biréfringence (courbes bleues) et pour une biréfringence modale $\Delta n_{TE - TM} = 2.5 \times 10^{-3}$ (courbes rouges pour une onde incidente polarisée à 45° , et courbes violettes pour une onde incidente polarisée TE). 138

Figure 5-7 : Mesures obtenues en se positionnant sur la pente maximale de la courbe de transmission reportée en Figure 5-4. (a) Puissance mesurée dans les bandes latérales situées aux fréquences de première ($f_{RF} \pm f_{Chop}$) et deuxième harmonique ($2 \times f_{RF} \pm f_{Chop}$) en fonction de la fréquence de modulation f_{RF} . Exemples de spectres aux fréquences $f_{RF} = 30$ MHz (b) et 50 MHz (c). On voit bien qu'à haute fréquence, le bruit de pickup se recouvrant avec le signal, ce qui limite la précision de mesures. ... 139

Liste des tableaux

Tableau 2-1 : Propriétés électro-optiques du GaAs pour différentes orientations du champ électrique. x' , y' et z' représentent les nouveaux axes principaux. [97]	47
Tableau 4-1 : Etat de l'art des pertes de propagation de différentes plateformes dans le MIR.....	130

Acronymes

MIR : en anglais Mid Infrared pour moyen infrarouge.

NIR : en anglais Near Infrared pour proche infrarouge.

EO : électro-optique.

EA : électro-absorption.

GaAs : Arséniure de Gallium.

GaAs-BT : Arséniure de Gallium à basse température.

AlInP : Phosphure d'aluminium et d'indium.

AlGaAs : Arséniure d'aluminium et de gallium.

InGaAs : Arséniure d'indium et de gallium.

Si : Silicium.

Ge : Germanium.

SOI : Silicium sur Isolant.

GOS : Germanium sur Silicium.

SiO₂ : Dioxyde de Silicium.

SiGe : Germanium de silicium.

LN : Niobate de Lithium.

CdTe : Tellurite de Cadmium.

InP : Phosphure d'indium.

Au : Or.

Ti : Titane.

CF₄ : Tétrafluorure de Carbone.

Cr : chrome.

O₂ : Dioxygène.

Ar : Argon.

BCl₃ : Trichlorure de bore.

Cl₂ : Dichlore.

H₂SO₄ : Acide sulfurique.

BOE : Buffered Oxide Etch.

PMMA : Polyméthacrylate de méthyle.

PECVD : en anglais Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition pour dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma.

MEB : Microscopie Electronique à Balayage.

NA : en anglais Numerical Aperture pour ouverture numérique.

FK : Franz-Keldysh.

QCSE : en anglais Quantum Confined Stark Effet pour effet Stark quantique confiné.

MZ : Mach-Zehnder.

ER : en anglais Extinction Ratio pour taux d'extinction.

ISB : Intersousbande.

IL : en anglais Insertion Loss pour perte d'insertion.

TM : Transverse Magnétique.

TE : Transverse Electrique.

TEM : Transverse Electrique et Magnétique.

MMI : en anglais Multimode Interference pour interférence multimode.

FDTD : Finite Difference Time Domain.

FDE : Finite Difference Eigenmode.

HFSS : High Frequency Structure Simulator.

BPM : Beam Propagation Method.

FP : Fabry-Pérot.

QWIP : en anglais Quantum Well Infrared Photodetector pour photodétecteur infrarouge à puits quantiques.

QCL : en anglais Quantum Cascade Laser pour laser à cascade quantique.

MCT : Mercure Cadmium Telluride.

RF : Radiofréquence.

Introduction :

La modulation de phase et d'amplitude est essentielle pour un grand nombre d'applications, comme la stabilisation de lasers, la détection cohérente, les communications optiques, etc. Dans le domaine spectral du moyen infrarouge (MIR, $\lambda = 3-12 \mu\text{m}$), l'absence de modulateurs optiques à large bande passante (typiquement entre 1 à 40 GHz) constitue un obstacle majeur au développement de la photonique MIR, aussi bien en termes d'intégration que de déploiement de systèmes. Afin de répondre à cette problématique, cette thèse s'appuie sur un concept bien établi, notamment l'effet électro-optique linéaire des semiconducteurs de type III-V pour réaliser un modulateur dans le MIR avec des performances innovantes, aussi bien en termes de profondeur de modulation que de bande passante. Le modulateur électro-optique étudié repose sur une structure à ondes progressives qui intègre un guide d'onde diélectrique pour la propagation du signal MIR et un guide d'onde métallique pour la propagation du signal microonde. Une attention particulière est portée au développement de guides d'onde reposant sur l'Arséniure de Gallium (GaAs) à basse température (GaAs-BT, Température de croissance $\sim 240 - 280^\circ\text{C}$), associé à des couches de confinement en $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{P}$. Cette plateforme, qui n'a pas encore été étudiée jusqu'ici, présente en principe plusieurs atouts pour la réalisation d'un modulateur MIR, liés à la résistivité et aux champs de claquage très élevés propres au GaAs-BT ($\sim 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$). Ainsi, outre à la possibilité d'appliquer des champs de modulation avec des amplitudes de plusieurs dizaines de kV/cm, on s'attend à des pertes optiques faibles. Le modulateur a été conçu et optimisé pour fonctionner dans la bande spectrale 8.3 - 10.3 μm , qui fait partie de la fenêtre de transparence atmosphérique (3-5 μm et 8-12 μm), ce qui le rend particulièrement adapté aux expériences de spectroscopie ainsi qu'aux communications optiques en espace libre. Il est important de souligner que le concept proposé peut être adapté pour fonctionner à n'importe quelle longueur d'onde dans le MIR.

Le manuscrit est organisé de la manière suivante :

Dans le premier Chapitre, après une introduction générale sur la modulation optique ainsi que sur les phénomènes physiques qui entrent en jeu, les principaux modulateurs développés dans le proche infrarouge ($\sim 1.55 \mu\text{m}$) et dans le domaine MIR sont présentés.

Le Chapitre 2 pose les bases théoriques nécessaires à la compréhension et à la conception du modulateur EO développé dans le cadre de cette thèse. Après un bref rappel général sur les guides d'onde, l'effet Pockels est abordé, phénomène clé qui est à l'origine de la modulation électro-optique dans les matériaux non centro-symétriques. Une attention particulière est mise sur la modulation de phase ou d'amplitude dans le GaAs, matériau retenu pour la conception du modulateur. La suite du Chapitre aborde les enjeux de la modulation à hautes fréquences notamment l'adoption d'une approche à onde progressive, qui est la seule option viable afin de ne pas être limité par la constante de temps RC du dispositif. Enfin, en s'appuyant sur l'état de l'art actuel dans le domaine du MIR des

modulateurs électro-optiques à base de GaAs, un modulateur original est proposé et, conçu pour allier efficacité, rapidité et compatibilité avec les systèmes photoniques intégrés.

Le troisième Chapitre est consacré à la conception du modulateur EO proposé au Chapitre 2. L'objectif principal ici est d'étudier et d'optimiser, à travers des simulations électromagnétiques, les guides d'onde optiques ainsi que les lignes de transmission microondes qui constituent le modulateur, avec l'objectif de maximiser l'efficacité de modulation compatible avec des faibles pertes de propagation. L'ensemble des optimisations réalisées nous a permis de concevoir un modulateur d'amplitude de type Mach-Zehnder qui est particulièrement utile pour l'optique intégrée. La dernière partie du Chapitre est consacrée à la description de la fabrication des guides d'onde qui ont été conçus sur la base des simulations.

Dans le quatrième Chapitre, une caractérisation expérimentale des guides d'onde fabriqués est présentée. Les pertes MIR obtenues sur la nouvelle plateforme GaAs-BT/ $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{P}$ intégrant des guides microondes de type coplanaire se révèlent très prometteurs et montrent des valeurs comparables, voire inférieures à celles d'autres plateformes de matériaux utilisées dans le domaine du MIR.

Enfin, dans le dernier Chapitre, en utilisant les guides coplanaires caractérisés au Chapitre 4, une première tentative de caractérisation d'un modulateur d'amplitude est présentée. Les performances de ce dernier ont été évaluées à l'aide d'un système de double modulation. Les résultats des mesures mettent en lumière la présence d'une biréfringence modale importante au détriment de la profondeur de modulation. La valeur de la biréfringence est en accord avec celle obtenue par simulations FDTD, qui montrent que cette dernière peut être réduite à des valeurs négligeables en contrôlant la profondeur de gravure du guide d'onde.

1. Modulation optique de la lumière

Les méthodes de modulation optique de la lumière peuvent être classées selon qu'elles agissent directement ou indirectement sur la source lumineuse. Dans le premier cas, on parle de modulation directe où la puissance optique émise est contrôlée en modulant le courant électrique injecté dans la source. A l'inverse, la modulation indirecte (ou externe) s'effectue en agissant sur les paramètres de l'onde lumineuse au moyen d'un signal modulant externe. Divers phénomènes physiques peuvent être utilisés pour ce type de modulation. La modulation externe à effet électro-optique et à électro-absorption permettent de contrôler les ondes lumineuses de façon performante de sorte qu'elles sont souvent utilisées en télécommunication qui nécessite une modulation rapide.

1.1 Modulation directe

En télécommunication, pour transmettre de l'information, il est nécessaire de moduler la source lumineuse (laser à semi-conducteur) en faisant varier sa phase ou son amplitude. La modulation d'intensité est particulièrement intéressante car les données numériques ou analogiques sont codées dans la variation de puissance optique instantanée du faisceau lumineux. La modulation directe d'un laser à semi-conducteur consiste à faire varier le courant d'injection qui alimente ce dernier, ce qui permet de moduler directement l'intensité du faisceau émis sans toutefois nécessiter de composants supplémentaires. Cette approche présente l'avantage d'une grande compacité et est généralement utilisée dans les systèmes optiques de courte distance.

Cependant, lorsqu'on module directement l'intensité lumineuse par injection de porteurs, l'indice de réfraction du matériau actif du laser est affecté. Ce changement d'indice modifie la fréquence d'émission de l'onde, ce qui entraîne par la suite une dérive temporelle de la fréquence, désignée sous le nom de chirp [1]. Dans le MIR, les vitesses de modulation les plus élevées, atteignant 20 à 30 GHz (avec une fréquence de coupure ~ 7 GHz) ont été obtenues en modulant directement les lasers QCLs à la longueur d'onde de $4.7 \mu\text{m}$ [2]. On retrouve également dans le NIR des lasers à $1.55 \mu\text{m}$ constitués de puits quantiques GaInAsP/InP, optimisés et polarisés à 150 mA, qui ont atteint une bande passante de ~ 20 GHz [3]. Toutefois, lorsque l'on vise des transmissions à longue portée ou à haut débit, cette approche de modulation ne permet pas : (i) de préserver la largeur de raie et la stabilité spectrale du laser tout en limitant la modulation simultanée de l'intensité et de fréquence liée au chirp; (ii) d'atteindre des bandes passantes de modulation plus élevées sans être limité par la vitesse de réponse ou les effets parasites intrinsèques du laser. Pour contourner ces contraintes et répondre aux exigences croissantes en matière de rapidité et de stabilité spectrale, la modulation externe s'impose comme une solution indispensable. Cette dernière qui sera développée dans la Section suivante, permet un contrôle plus précis de l'onde optique, en dissociant la génération de la lumière, assurée par une source laser, de la modulation proprement dite, réalisée par un signal modulant externe.

1.2 Modulation externe

La modulation externe de la lumière consiste à varier certains paramètres de l'onde lumineuse. Elle peut ainsi modifier l'amplitude (on parlera d'une modulation d'amplitude), la phase (on parlera d'une modulation de phase) ou la polarisation en fonction des signaux de modulation appliqués. Ces modulateurs dites indirectes, utilisent la modification de l'indice de réfraction ou de l'absorption dans des matériaux dont les paramètres physiques dépendent du champ électrique, de la température, ou de la pression, etc. En général, les effets induits par le champ électrique peuvent fournir une réponse rapide. C'est pourquoi les effets d'électro-réfraction (modification de l'indice de réfraction) et d'électro-absorption (EA : modification de l'absorption) sont couramment utilisés pour le fonctionnement à grande vitesse.

La variation, sous l'application d'un champ électrique, de la constante diélectrique complexe ε d'un matériau, ou de son indice de réfraction complexe n est un phénomène remarquable qui trouve son application dans le domaine de l'optoélectronique. Ces paramètres sont liés par la relation suivante :

$$\varepsilon = \varepsilon_r + i\varepsilon_i = n^2. \quad (1.1)$$

$$n = n_r + ik. \quad (1.2)$$

La partie imaginaire de l'indice de réfraction k est liée au coefficient d'absorption α par la relation :

$$\alpha = 4\pi k/\lambda, \quad (1.3)$$

où λ représente la longueur d'onde dans le vide. Les principaux phénomènes physiques utilisés pour modifier l'indice de réfraction ou l'absorption d'un matériau sont présentés ci-dessous.

1.2.1 Phénomènes physiques

Dans les modulateurs optiques, plusieurs phénomènes physiques sont exploités pour modifier les propriétés de la lumière guidée afin de réaliser une modulation efficace. Le principe fondamental repose sur l'interaction entre un signal optique et un signal électrique, permettant de moduler la phase ou l'amplitude de la lumière. Nous présentons dans cette partie les principaux phénomènes physiques basés sur la modulation de phase et d'amplitude dans les modulateurs.

1.2.1.1 Effets électro-optiques de Pockels et Kerr

A l'échelle atomique, l'application d'un champ électrique à certains cristaux induit une redistribution des charges et éventuellement une légère déformation du réseau cristallin. Ces altérations ne sont généralement pas uniformes et varient selon la direction du cristal. Le tenseur diélectrique et son inverse, le tenseur de perméabilité subissent alors des modifications. On démontre qu'au second ordre dans l'amplitude du champ électrique, la variation de l'indice du matériau peut s'exprimer par la relation suivante :

$$\Delta \left[\frac{1}{n_r^2} \right] = \left[\frac{1}{n_r^2} \right]_{E \neq 0} - \left[\frac{1}{n_r^2} \right]_{E=0} = \sum_{k=1}^3 r_{ijk} E_k + \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 s_{ijkl} E_k E_l, \quad (1.4)$$

avec r_{ijk} et s_{ijkl} représentant respectivement le tenseur électro-optique linéaire et quadratique et $E_{l,k}$ les composants du champ électrique appliqué [1].

Le premier terme de cette équation est une fonction linéaire du champ électrique appliqué qui correspond à l'effet électro-optique linéaire, également connu sous le nom d'effet Pockels. Le tenseur électro-optique r_{ijk} est du troisième ordre et comporte 27 éléments indépendants. Toutefois, en raison des propriétés de symétrie des tenseurs de permittivité, le nombre maximum d'éléments indépendants se réduit à 18. Ces éléments sont disposés dans une matrice de dimension 6×3 dans laquelle certains éléments peuvent être nuls en raison des propriétés de symétrie cristalline existantes dans le matériau. C'est par exemple le cas du Niobate de Lithium (LN) qui ne comporte que 4 éléments non nuls : r_{13}, r_{22}, r_{33} et r_{51} [1]. De plus, l'effet Pockels n'est présent que dans les matériaux non centrosymétriques c'est-à-dire ceux qui ne possèdent pas de centre de symétrie. Au-delà du LN, cet effet se retrouve également dans les semi-conducteurs III-V tels que l'arséniure de gallium (GaAs), le phosphore d'indium (InP) et le tellurite de cadmium (CdTe).

L'effet Kerr quant à lui partage des similitudes avec l'effet Pockels, à la différence près que la variation de l'indice est une fonction quadratique du champ électrique comme le montre le second terme de l'équation (1.4). Le tenseur de quatrième ordre s_{ijkl} peut être exprimé, en raison de sa symétrie de permutation par une matrice de dimension 6×6 . Les coefficients électro-optiques linéaires et quadratiques des matériaux sont connus de la littérature et sont donnés en fonction de la classe de symétrie du cristal [1]. Toutefois, l'effet Kerr existe dans la plupart des matériaux cristallins, mais il est généralement très faible comparé à l'effet Pockels, qui prédomine souvent lorsqu'il est présent.

1.2.1.2 Effet Franz-Keldysh et effet Stark quantique confiné

La modification de l'absorption d'un matériau est expliquée physiquement par deux phénomènes distincts : l'effet Franz-Keldysh (FK) et l'effet Stark quantique confiné [2] (en anglais, quantum confined stark effect : QCSE). En 1958, Franz [3] et Keldysh [4] ont rapporté des études théoriques de l'effet d'un champ électrique sur l'absorption optique d'un semi-conducteur. Ils ont prédit qu'en présence d'un champ électrique, l'absorption se produirait à des énergies de photons inférieures à la bande énergétique interdite. En effet, l'application d'un champ électrique dans un semi-conducteur entraîne, par effet tunnel, la pénétration dans la bande interdite des fonctions d'onde des électrons et des trous proches des bords de bande. Pour un champ électrique externe donné, l'énergie de transition nécessaire à l'absorption d'un photon de la bande de valence à la bande de conduction devient alors plus petite que la bande interdite (Figure 1-1(a)). Ceci se traduit par un décalage du spectre d'absorption du matériau à des énergies plus faibles et, par conséquent, vers des longueurs d'ondes plus grandes comme l'illustre la Figure 1-1(b) [5].

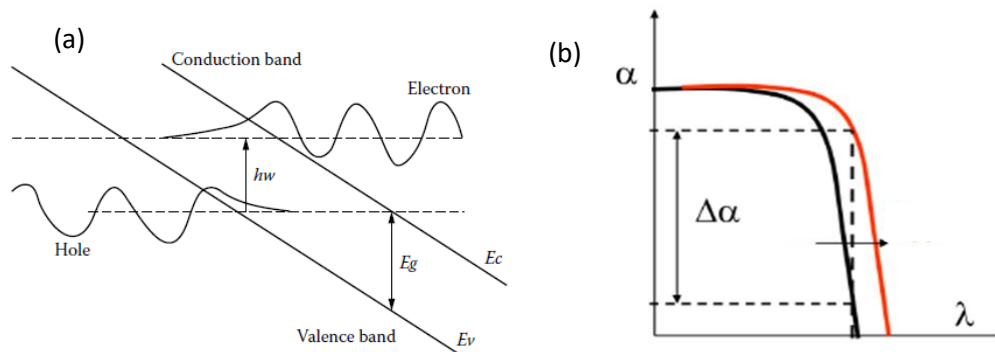


Figure 1-1 : (a) Modification des bandes de conduction et de valence, les fonctions d'onde de l'électron et du trou pénètrent par effet tunnel dans la bande interdite et diminuent l'énergie du gap [9]. (b) L'application d'un champ électrique induit un déplacement du spectre d'absorption aux longueurs d'ondes élevées, modifiant ainsi l'absorption [5].

Contrairement à l'effet FK, l'effet Stark quantique apparaît dans des structures quantiques confinées telles que des puits quantiques par exemple [6]. La différence majeure dans ces structures quantiques réside dans la discrétisation des niveaux d'énergie accessibles aux porteurs confinés, ce qui rend l'absorption plus prononcée. De telles structures empêchent les électrons et les trous de s'échapper par effet tunnel, favorisant ainsi une forte interaction entre les électrons et les trous. Cette interaction coulombienne électron-trou assure la formation d'états excitoniques stables à température ambiante, ce qui se traduit par la présence d'un pic sur la courbe d'absorption illustrée à la Figure 1-2(b) [6]. En choisissant judicieusement les matériaux des puits et des barrières ainsi que leurs épaisseurs, il est possible de modifier l'énergie de transition, et par conséquent, la longueur d'onde correspondant à l'absorption [7],[8]. En appliquant un champ électrique à l'hétérostructure, les bandes d'énergie se déforment, en particulier au niveau des puits quantiques, ce qui entraîne, par effet FK, une diminution de l'énergie de la transition entre les deux états (Figure 1-2(a) [9]). De plus, la diminution du recouvrement spatial entre les fonctions d'onde de l'électron et du trou, entraîne une réduction du coefficient d'absorption.

La relation entre l'absorption et l'intensité du champ électrique ne possède pas de description analytique simple. Cependant, les variations d'absorption causées par les effets FK et QCSE entraînent des changements dans l'indice de réfraction, conformément à la relation de Kramers-Kronig [10] :

$$\Delta n(\omega) = \frac{c}{\pi} P \int \frac{\Delta\alpha(\omega')}{(\omega')^2 - \omega^2} d\omega', \quad (1.5)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide, ω la pulsation et P la partie principale de l'intégrale. Dans les modulateurs à semi-conducteurs III-V à puits quantiques multiples, on peut exploiter soit le changement d'absorption $\Delta\alpha$, soit le changement d'indice de réfraction Δn pour réaliser la modulation optique. Les modulateurs à EA sont conçus pour maximiser $\Delta\alpha$ à la longueur d'onde de fonctionnement, qui se situe généralement au bord du pic du spectre d'absorption. Cependant, cette variation d'absorption est toujours accompagnée d'une modification de l'indice, entraînant ainsi une dérive de la fréquence dans le signal modulé [11],[12]. Pour les modulateurs à électro-réfraction, la longueur d'onde de fonctionnement est généralement décalée par rapport au pic d'absorption et la conception des puits quantiques vise à maximiser la variation d'indice de réfraction tout en minimisant les pertes optiques. Il convient de noter que la variation d'indice obtenue ici est bien supérieure à celle produite par l'effet électro-optique.

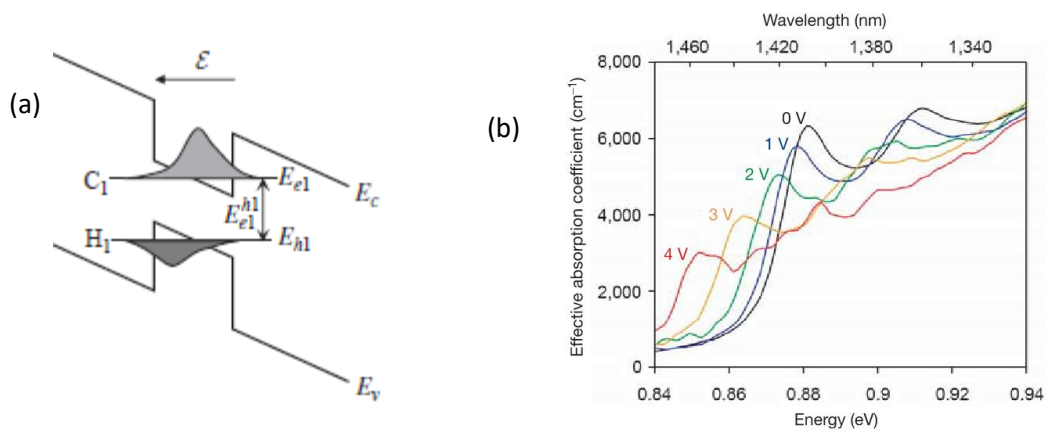


Figure 1-2 : Effet Stark quantique confiné (a) exemple de structure de bande d'un puit quantique en présence d'un champ électrique ε . La transition s'effectue de l'état confiné d'énergie E_{h1} de la bande de valence à l'état confiné d'énergie E_{e1} de la bande de conduction [9]. (b) Spectre d'absorption mesuré à température ambiante pour des tensions allant de zéro à 4V dans un puit quantique de Ge/SiGe. Les courbes montrent l'apparition des pics excitoniques [6].

1.2.1.3 Effet de porteurs libres (dispersion plasma)

En général, lorsqu'un semi-conducteur est soumis à un champ électrique, les électrons et les trous interagissent avec ce dernier, modifiant ainsi les propriétés optiques du matériau. L'effet des porteurs libres, également appelé effet de dispersion plasma se caractérise par cette variation des propriétés optiques, liée à la concentration des porteurs de charge libres. Cet effet est décrit par la théorie classique de Drude-Lorentz et par des équations qui relient la variation de la concentration des électrons ΔN_e et des trous ΔN_h aux variations des coefficients d'absorption $\Delta\alpha$ et de l'indice de réfraction Δn [1] :

$$\Delta n = -\frac{e^2}{2n\varepsilon_0} \frac{\lambda^2}{4\pi^2 c^2} \left(\frac{\Delta N_e}{m_e^*} + \frac{\Delta N_h}{m_h^*} \right), \quad (1.6)$$

$$\Delta\alpha = \frac{e^2}{n\varepsilon_0} \frac{\lambda^2}{4\pi^2 c^2} \left(\frac{\Delta N_e \omega_e}{m_e^*} + \frac{\Delta N_h \omega_h}{m_h^*} \right). \quad (1.7)$$

avec ω_e , ω_h les fréquences plasmas respectives des électrons et des trous, m_e^* et m_h^* désignant leurs masses effectives.

Parmi les modulateurs reposant sur l'effet de dispersion plasma, trois mécanismes principaux sont employés pour la variation locale de la densité de porteurs libres :

- ❖ L'injection de porteurs : cette méthode repose sur une structure p-i-n polarisée en direct. En appliquant une tension positive, les porteurs de charge sont injectés dans la région intrinsèque qui est initialement dépourvue de porteurs (Figure 1-3(a)) [13].
- ❖ La déplétion de porteurs : Une telle configuration est similaire à un condensateur MOS (Métal-Oxyde-Semi-conducteur), à la différence qu'il n'y a pas de diélectrique entre les régions de type p et n. La jonction est polarisée en inverse pour créer une région de déplétion à proximité de la jonction où les porteurs sont absents. La largeur de cette région dépend des concentrations du dopage et de la tension de polarisation appliquée. Un faible dopage est privilégié afin de minimiser les pertes optiques (Figure 1-3(b)).
- ❖ L'accumulation de porteurs : utilisant une configuration similaire au type MOS, une fine couche diélectrique est insérée entre la couche dopée p et la couche dopée n. Lorsqu'une tension positive est appliquée, les porteurs libres s'accumulent de part et d'autre de la couche diélectrique, formant ainsi un condensateur (Figure 1-3(c)). L'épaisseur de la couche diélectrique est généralement de l'ordre du nanomètre [14].

En fonction de la prédominance de la modulation sur l'indice de réfraction ou sur l'absorption, il est possible d'obtenir soit une modulation de phase, soit une modulation d'amplitude.

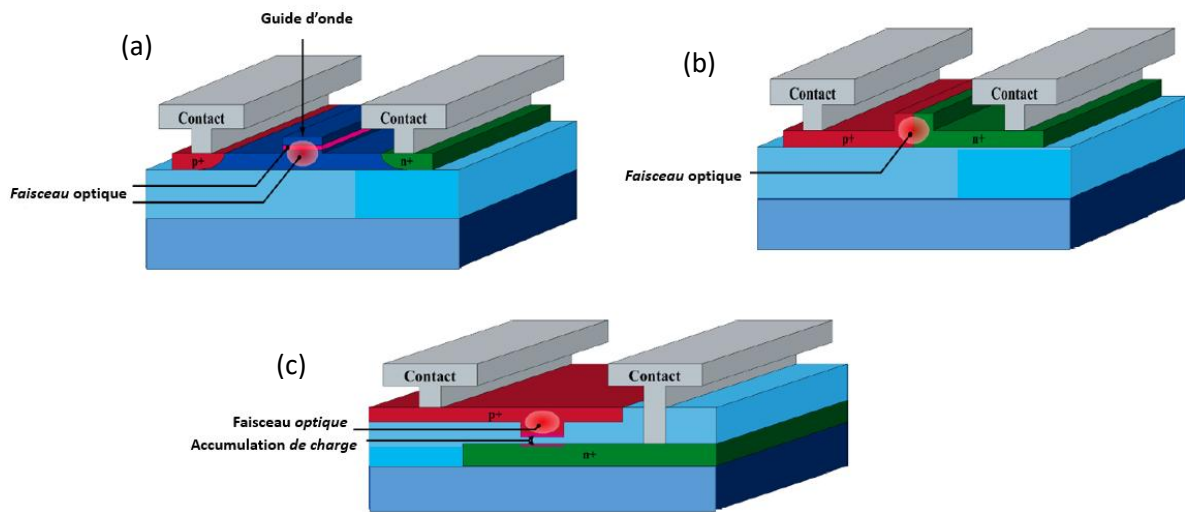


Figure 1-3 : Structures présentant les trois mécanismes permettant de contrôler la densité de porteurs dans les modulateurs optiques. (a) Injection de porteurs : les régions p et n dopées sont séparées par une région intrinsèque dans laquelle le guide d'onde est formé. (b) Déplétion de porteurs : la zone de déplétion devient plus grande avec l'augmentation de la tension de polarisation inverse. (c) Accumulation de porteurs : l'application d'une tension positive crée une accumulation de charge autour de la couche diélectrique afin de former une structure de condensateur. [13]

Les mécanismes physiques exploités pour mettre en œuvre une modulation de phase ou d'amplitude reposent sur l'une des approches présentées précédemment. En pratique, le choix du phénomène physique à exploiter dépend de plusieurs facteurs tels que le matériau utilisé, l'application visée et la longueur d'onde de fonctionnement. Le modulateur à EA est le type de modulateur le plus couramment utilisé dans certains semi-conducteurs III-V. Cependant, les modulateurs de type Mach-Zehnder (MZ) exploitant l'effet électro-réfraction ont également été développés. Ce dernier peut fonctionner à une longueur d'onde éloignée du bord du pic d'absorption en exploitant principalement l'effet électro-optique du matériau, ou plus près du bord du pic d'absorption en combinant cet effet avec les effets induit par l'EA. On note aussi que l'effet EA est plus intense que l'effet électro-optique, mais il est souvent accompagné d'une absorption pouvant entraîner des pertes optiques élevées.

1.2.2 Facteurs de mérite

Afin d'évaluer les performances d'un modulateur en termes d'efficacité, de pertes optiques et de rapidité, on se réfère à une série de paramètres appelés « facteurs de mérite ». Ces paramètres caractérisent d'une part la région active c'est-à-dire la zone où le signal électrique est appliqué, et d'autre part le composant lui-même qui prend en considération l'architecture spécifique du modulateur.

1.2.2.1 Efficacité de modulation et taux d'extinction

L'un des paramètres essentiels utilisés pour caractériser les performances d'un modulateur électro-optique (EO) est l'efficacité de modulation, donnée par la grandeur $V_\pi L$ où L est la longueur de la région active et V_π est la tension requise pour induire un déphasage de π radians dans le signal optique transmis. Un produit $V_\pi L$ faible signifie que des tensions moins élevées peuvent être utilisées pour obtenir le même déphasage, ce qui est généralement souhaitable pour minimiser la consommation d'énergie et améliorer l'efficacité du modulateur. Pour un modulateur EO basé sur le GaAs, cette tension est donnée par :

$$V_\pi = \frac{G\lambda}{n_{eff}^3 r_{41} L}, \quad (1.8)$$

où G est la distance entre les électrodes, r_{41} le coefficient électro-optique du GaAs et n_{eff} l'indice de réfraction effectif du guide d'onde. Etant donné que la plupart des détecteurs optiques sont sensibles aux variations d'amplitude, plusieurs conceptions de modulateurs ont été développées dans le but de convertir la variation de phase en changement d'intensité. Parmi les systèmes d'interférométrie tels que les interféromètres de Michelson, de Mach-Zehnder et les résonateurs en anneau, l'interféromètre de Mach-Zehnder est le plus utilisé en raison de sa simplicité. Le modulateur basé sur ce dernier est illustré à la Figure 1-4(a). Le fonctionnement d'un tel modulateur repose sur la manipulation du déphase optique entre les deux bras de l'interféromètre. A l'entrée de l'interféromètre, la radiation incidente est divisée en deux à l'aide d'un coupleur de manière à avoir la moitié de l'intensité sur chaque bras. Les longueurs des bras sont égales et ajustées en tenant compte des pertes optiques et électriques. A la sortie de l'interféromètre, le faisceau est à nouveau recombinaé à l'aide d'un autre coupleur. En appliquant une tension sur l'un des bras, on fait varier son indice de réfraction et par conséquent la différence de phase entre les faisceaux optiques. Une différence de phase nulle entraîne une interférence constructive tandis qu'une différence de phase de π entraîne une interférence destructive. Ces deux types d'interférence correspondent respectivement aux états ON et OFF de la fonction de transfert d'amplitude du modulateur MZ. La lumière est transmise dans l'état ON et atténuée dans l'état OFF. La transmission d'un tel dispositif est décrite dans sa forme simplifiée comme suit :

$$T = \frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{1}{2} (1 + \cos(\Delta\phi(V))), \quad (1.9)$$

avec P_{in} , P_{out} les puissances à l'entrée et à la sortie du modulateur, et $\Delta\phi(V)$ le déphasage induit par l'application d'une tension V . A partir de cette fonction de transfert, on peut déduire la tension demi-onde, qui n'est rien d'autre que la tension qui provoque un changement de phase équivalent à la moitié d'un cycle optique (Figure 1-4(b)). Réduire cette tension est essentiel pour améliorer l'efficacité énergétique et les performances du modulateur.

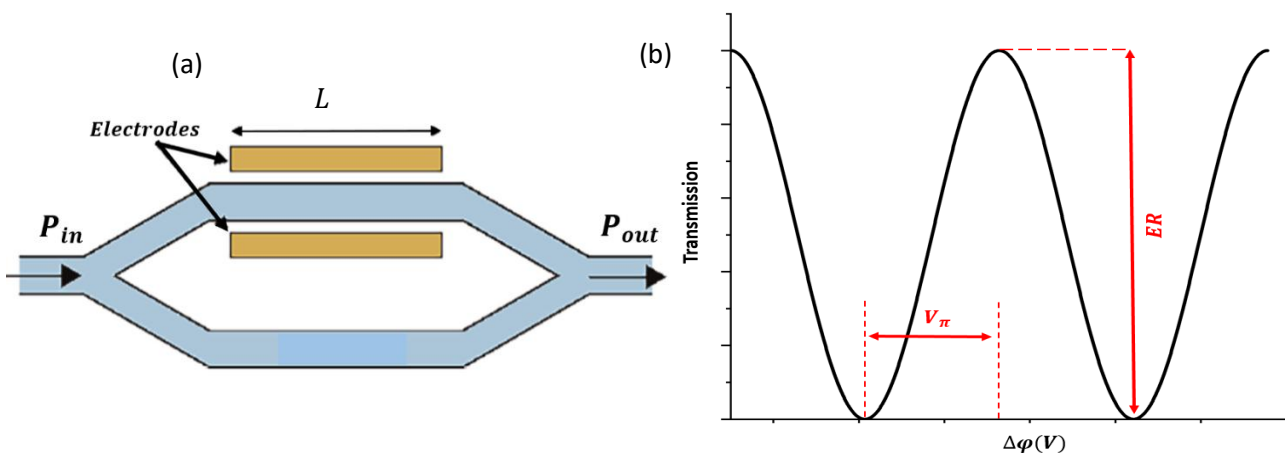


Figure 1-4 : (a) Interféromètre de MZ. L'électrode de longueur L est positionnée sur l'un des bras de l'interféromètre. (b) Fonction de transfert d'un modulateur MZ idéal. Détermination graphique de la tension demi-onde et du taux d'extinction.

L'équation (1.9) est une bonne approximation pour les modulateurs en LN par exemple. Cependant, lorsque le matériau présente à la fois un effet électro-réfraction et un effet d'EA comme dans certains semi-conducteurs III-V, la fonction de transfert devient plus complexe.

Par rapport aux modulateurs de phase qui nécessitent une conversion du déphasage en variation d'amplitude, les modulateurs à EA modulent directement l'amplitude du signal qui les traverse. Dans ces derniers, l'état ON correspond à une faible absorption tandis que l'état OFF correspond à une forte absorption. La transition entre ces deux états est contrôlée par la tension appliquée au modulateur, qui, comme nous l'avons vu dans la Section 1.2, modifie la densité de porteurs ou bien les effets d'EA dans la région active. La tension électrique nécessaire pour provoquer un changement complet d'état (passer de l'état ON à l'état OFF) dans le modulateur est appelé « tension de commutation » (ou *switching voltage* en anglais). Par rapport à un modulateur MZ, l'avantage d'un modulateur à EA réside dans la longueur généralement beaucoup plus faible à parité de tension de commutation. Par exemple, un modulateur à EA fonctionnant avec une tension de 2 V peut mesurer une centaine de micromètres, tandis qu'un modulateur MZ ayant la même tension de commutation nécessite d'une longueur typiquement de l'ordre de quelques millimètres.

Le second élément caractéristique d'un modulateur est le « taux d'extinction » (ou *extinction ratio* : ER) qui est défini comme le rapport entre l'intensité lumineuse maximale transmise dans l'état ON et l'intensité lumineuse minimale transmise dans l'état OFF. Il s'exprime en décibels (dB) par :

$$ER = 10 \log_{10} \left(\frac{T_{ON}}{T_{OFF}} \right), \quad (1.10)$$

où T_{ON} et T_{OFF} sont les transmissions respectives dans les états ON et OFF du modulateur. Pour un modulateur MZ symétrique idéal, ce rapport est infini. En pratique, l'asymétrie due à des rapports de division à l'entrée et de combinaison à la sortie non idéaux, ainsi qu'à une différence de pertes entre les deux bras de l'interféromètre, entraîne un taux d'extinction fini. Pour un modulateur à EA, un taux

d'extinction élevé peut être obtenu en augmentant la longueur de la zone active. Toutefois, cette augmentation entraîne également des pertes accrues associées à l'état ON du modulateur.

1.2.2.2 Pertes d'insertion

La perte d'insertion est un terme utilisé en optique et en télécommunication pour décrire la quantité d'énergie perdue lorsqu'un signal passe à travers un composant ou un dispositif. Elle comprend l'ensemble des pertes entre l'entrée et la sortie du modulateur, incluant aussi les pertes de couplage optique. Ce paramètre, noté IL (pour insertion loss en anglais), est défini par l'expression suivante :

$$IL = -10 \log_{10} \left(\frac{P_{out}}{P_{in}} \right). \quad (1.11)$$

Dans les modulateurs, les pertes d'insertion sont un facteur crucial à considérer pour garantir une transmission efficace du signal. L'objectif est de minimiser ces pertes tout en maintenant un bon niveau de modulation.

1.2.2.3 Réponse en fréquence

Après avoir illustré les caractéristiques statiques, intéressons-nous à la caractéristique dynamique qui est le temps de réponse d'un modulateur. Ce paramètre est étroitement lié à la conception des électrodes d'alimentation et au mécanisme de modulation utilisé. Il existe deux principaux types de conception des électrodes : la conception à électrode localisée, connue sous le nom de « lumped element » et celle à ondes progressives appelée « traveling wave ». Dans la conception à électrode localisée, les dimensions des électrodes sont de l'ordre ou inférieures à la longueur d'onde du signal de modulation. Par conséquent, le champ électrique est appliqué de manière uniforme sur toute la surface du modulateur. Ainsi le modulateur, alimenté par une source de tension V_e , peut être schématisé par un condensateur de capacité C en série avec la résistance de sortie de la source R (Figure 1-5(a)). La fonction de transfert $H(\omega)$ du dispositif est alors donnée par :

$$H(\omega) = \frac{V_s}{V_e} = \frac{1}{1+jRC\omega}. \quad (1.12)$$

Le modulateur se comporte donc comme un filtre passe-bas avec une fréquence de coupure $f_c = 1/2\pi RC$.

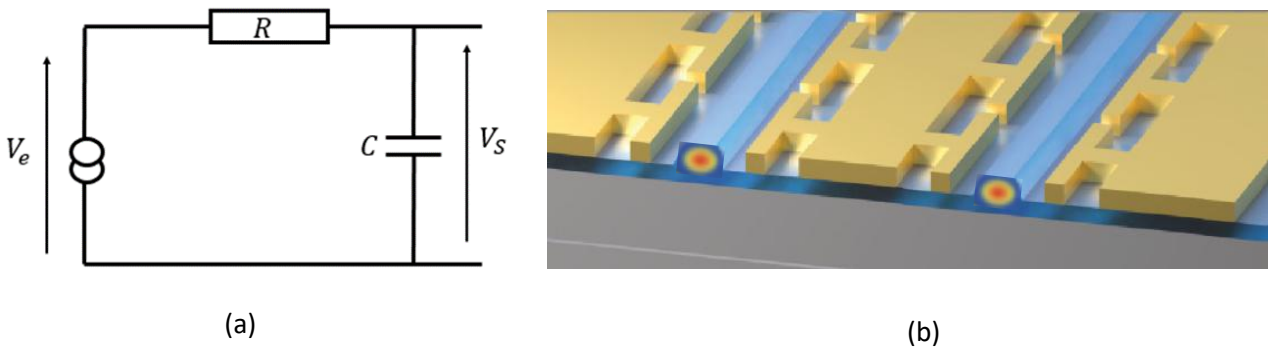


Figure 1-5 : (a) Circuit électrique équivalent d'un modulateur piloté par des électrodes localisée. (b) Micro-structuration des électrodes d'un modulateur MZ en vue d'obtenir l'accord de vitesse, qui se traduit par une bande passante élevée. La figure montre le mode optique dans les deux bras de l'interféromètre ainsi que les électrodes à ondes progressives [15].

Les modulateurs à électrodes localisées, sont les plus couramment utilisés dans les modulateurs à EA qui ne nécessitent pas de grandes longueurs de propagation en raison de leurs taux d'extinction élevés, ce qui est idéal pour un circuit à paramètres concentrés. Toutefois, dans ces derniers, le temps de réponse des porteurs (c'est-à-dire le temps nécessaire pour que les porteurs se déplacent et modifient l'absorption) constitue une autre limitation directe de la bande passante.

Contrairement à l'approche localisée, dans une structure à onde progressive, les électrodes sont conçues pour fonctionner comme des lignes de transmission, permettant au signal de modulation de se propager en même temps que l'onde optique [6]. Cette configuration nécessite une optimisation de la géométrie des électrodes, généralement sous forme de lignes coplanaires ou microruban, afin de créer une ligne de transmission adaptée. Cette structure est largement utilisée dans les modulateurs MZ à haute vitesse à base de LN et des semi-conducteurs III-V. Une condition essentielle pour obtenir un modulateur à bande passante élevée, est celle d'ajuster les vitesses du signal microonde et du signal optique, de manière à ce qu'elles soient identiques. Les vitesses en question (voir Section 2.5.2) sont la vitesse de groupe du signal optique dans le guide d'onde, v_{opt} , et la vitesse de phase du signal microonde dans la ligne, v_m :

$$v_{opt} = \frac{c}{n_g}, \quad (1.13)$$

$$v_m = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (1.14)$$

L et C représentent respectivement l'inductance et la capacité de la ligne de transmission formée par les électrodes et n_g l'indice de groupe du guide d'onde optique.

La vitesse de groupe du signal optique est déterminée par la dispersion du guide d'onde et ne peut être modifiée que faiblement. En revanche, la vitesse des microondes peut être ajustée par la conception des électrodes (Figure 1-5(b) et Section 3.2.3). La réponse en fréquence d'un modulateur

à onde progressive peut être dérivée du déphasage total, introduit par l'application du champ électrique. Dans le cas où l'impédance caractéristique de la ligne est adaptée à l'impédance du générateur (50 Ω) la réponse en fréquence s'écrit [9] :

$$H(\omega) = \sqrt{\frac{1 + \exp(-2\alpha L) - 2\cos(\omega\xi L) \times \exp(-\alpha L)}{(\alpha L)^2 + (\omega\xi L)^2}}, \quad (1.15)$$

avec $\xi = (n_g - n_m)/c$.

n_m et α désignent respectivement l'indice et les pertes de la ligne microonde, tandis que L représente la longueur des électrodes.

Un exemple de modulateur MZ à onde progressive avec les électrodes chargées en capacité est illustré à la Figure 1-5(b) [15]. Cette micro-structuration des électrodes favorise l'adaptation des vitesses tout en maintenant quasiment inchangées les pertes de propagation.

1.3 Modulateurs pour le proche infrarouge (NIR) dans la bande de télécommunication

1.3.1 Modulateur à bases de semi-conducteurs III-V

La famille des semi-conducteurs III-V comprend des composés constitués d'éléments des groupes III et V du tableau périodique. Parmi eux, les semi-conducteurs binaires (GaAs, InP) ainsi que les semi-conducteurs ternaires (InGaAs, AlGaAs, InGaP) et quaternaires (InGaAlP, InGaAsP) sont couramment utilisés dans la réalisation de composants passifs et actifs en optoélectronique. La modulation optique dans les semi-conducteurs III-V résulte de plusieurs phénomènes, tels que l'effet Pockels, l'effet FK, l'effet Stark quantique et l'effet de dispersion plasma. Comme nous l'avons vu dans la Section 1.2.1, chacun de ces effets induit une variation de l'indice de réfraction et/ou de l'absorption du matériau.

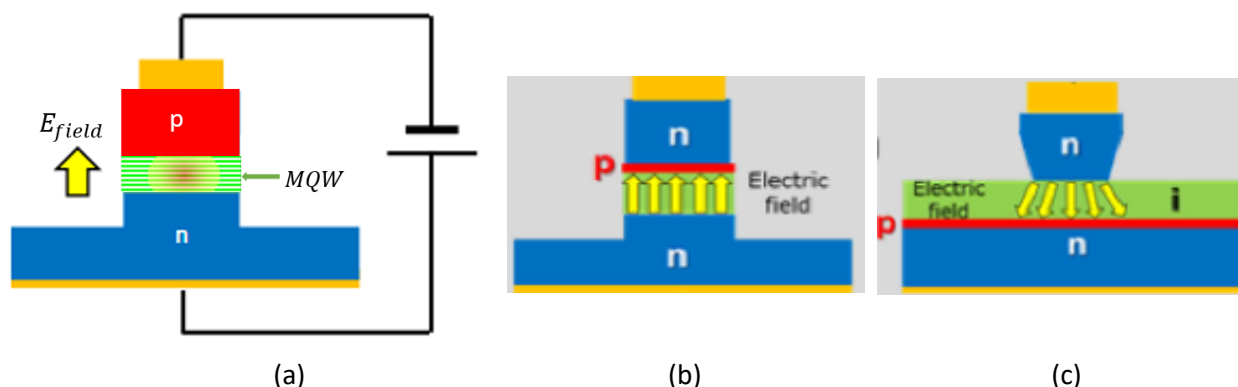


Figure 1-6 : Les différentes configurations utilisées pour la modulation de phase à base d'InP. (a) Structure p-i-n conventionnelle. (b) La Structure n-p-i-n avec une réduction de la couche supérieure dopée p permet de réduire les pertes d'absorption et la résistance électrique associée à cette couche. (c) Structure n-i-p-n proposée pour réduire la tension de commande. [20]

Les modulateurs à base de phosphure d'indium (InP) ont été largement étudiés en raison de leur taille réduite et de leur potentiel pour l'intégration avec des dispositifs actifs à semi-conducteurs tels que les diodes laser. Ces modulateurs de phase sont conçus à partir d'hétérojonctions avec une structure conventionnelle p-i-n (Figure 1-6(a)) [16], colinéaire à la direction cristallographique $[0\bar{1}1]$. L'intégration de puits quantiques (comme InGaAsP/InP ou InGaAs/InP) dans la région intrinsèque permet de maximiser la contribution de l'effets électro-optique. La variation de l'indice de réfraction liée à l'absorption induite par les effets FK et Stark, est décrite par la relation de Kramers-Kronig (équation (1.5)). Le choix de la longueur d'onde de fonctionnement et la conception des puits quantiques sont faits de façon à maximiser la variation de l'indice et donc du déphasage, tout en minimisant les pertes optiques dues à l'absorption du puit quantique. Ainsi, les modulateurs de phase à base d'InP fonctionnent à des longueurs autour de 1550 nm [17],[18] décalées par rapport au pic d'absorption du puit quantique. Dans la Réf. [19] une bande passante de 67 GHz a été atteinte à cette longueur d'onde, avec un modulateur de type MZ. En remplacement de la structure conventionnelle, une hétérostructure de type n-p-i-n (Figure 1-6(b)) a été mise au point dans le but de réduire les pertes optiques par absorption (la couche épaisse p de la structure classique étant remplacée par une couche plus fine) et de diminuer la résistance électrique de la couche supérieure p-InP.

Ogiso et al. [20] proposent par la suite une nouvelle configuration n-i-p-n (Figure 1-6(c)) et montrent qu'en orientant la structure dans la direction $[011]$, on obtient une tension demi-onde plus faible que celle observée dans la direction $[0\bar{1}1]$. Dans la Réf. [21], l'utilisation de cette nouvelle configuration a permis de démontrer un modulateur MZ à onde progressive offrant une bande passante de 80 GHz et un taux d'extinction de 25 dB pour une longueur du modulateur de 4 mm.

Les modulateurs à électro-absorption à base d'InP ont également été rapportés [18]. Ils exploitent l'effet Stark dans des puits quantiques pour moduler l'intensité lumineuse. Pour maximiser l'efficacité de modulation, ces modulateurs sont conçus pour fonctionner à des longueurs d'onde proches de la transition résonante. Ces modulateurs sont généralement appréciés pour leur faible consommation d'énergie, leur taille compacte et leur fonctionnement à des tensions plus faibles que celles des modulateurs électro-optiques de type MZ. Cependant, les pertes optiques dues à l'absorption provoquent une surchauffe du dispositif, ce qui limite la puissance optique maximale admissible. Différents modulateurs ont démontré des débits de modulation supérieurs à 40 Gbit/s, une longueur de modulation inférieure à 100 μm et une tension de commande inférieure à 1 V [22]. La courte longueur de modulation donne lieu à des modulateurs à électrodes localisées, avec une bande passante limitée par la constante de temps du circuit électrique RC associé. Toutefois, l'intégration des modulateurs à électro-absorption avec des lasers à rétroaction distribuée (DFB) indépendants a permis d'atteindre des vitesses de modulation élevées. Notamment, une bande passante de 100 GHz [23] et un débit de transmission de 100 Gb/s [24] ont été démontrés.

En dehors du système InP, des modulateurs MZ à base de GaAs utilisant l'hétérostructure GaAs/AlGaAs ont également été rapportés [25],[26] avec un fonctionnement autour de 1.55 μm . Cependant, la longueur d'onde du bord de bande du GaAs étant située autour de 855 nm [27], l'effet dominant dans ces modulateurs est l'effet Pockels. L'utilisation de modulateurs performants à base de GaAs reste un défi majeur dans le domaine des télécommunications. Toutefois, pour maintenir des

tensions de commandes faibles ($\sim 3V$) [28], ces modulateurs nécessitent des longueurs d'interactions de l'ordre du millimètre. En configuration MZ, des taux d'extinctions supérieurs à 20 dB [26] et des bandes passantes comprises entre 25 et 30 GHz ont été reportés [26],[28].

1.3.2 Modulateur à base de Silicium (Si)

Le silicium est l'un des éléments importants du groupe IV des semi-conducteurs en raison de sa fenêtre de transparence ($\sim 1.1 - 8 \mu m$), de son implication massive et de son rôle central dans l'industrie des semi-conducteurs et de l'électronique moderne. Cependant, le Si est un matériau possédant une symétrie centrale, ce qui le rend insensible à l'effet électro-optique utilisé dans les modulateurs à base de GaAs, InP et de LN. C'est pour cette raison que le mécanisme de modulation dans les modulateurs en Si repose sur la dispersion plasma des porteurs libres. Comme vu dans la Section 1.2.1.3, la variation de la densité de porteurs peut être mise en œuvre par trois mécanismes : l'augmentation de la densité par injection de porteurs, la diminution par déplétion de porteurs et l'accumulation de porteurs. Les structures de type p-i-n sont généralement conçues pour contrôler l'injection des porteurs de charge dans la région de propagation de la lumière dans un guide d'onde. Afin de limiter les pertes optiques, ce dernier se situe en correspondance de la région intrinsèque, tandis que les régions dopées sont positionnées de manière à minimiser le recouvrement avec le mode optique. En revanche, les dispositifs basés sur l'accumulation de charges fonctionnent en accumulant les porteurs libres de part et d'autre d'une couche d'oxyde (SiO_2) à l'intérieur du guide d'onde plutôt qu'en les injectant. La variation de l'indice effectif du guide d'onde étant étroitement liée au recouvrement entre le mode optique et la couche de charge, il est essentiel de les optimiser à la fois afin d'assurer une interaction efficace, garantissant ainsi une efficacité élevée de modulation. Enfin, les dispositifs basés sur la déplétion des porteurs fonctionnent en polarisation inverse. Celle-ci module la largeur de la zone de déplétion de la jonction p-n (où se trouve le cœur du guide d'onde) ainsi que la densité de porteurs libres. Soref et Bennett [29] ont quantifié les variations de l'indice de réfraction et d'absorption en proposant des expressions analytiques permettant de les calculer aux longueurs d'onde de $1.3 \mu m$ et de $1.55 \mu m$. De nombreux modulateurs de phase en silicium ont démontré des performances remarquables, permettant de prendre en charge des formats de modulation complexes ainsi qu'une transmission d'information sur de longues distances [30].

Des avancées notables ont été réalisées dans la conception des modulateurs en Si, avec des bandes passantes supérieures à 60 GHz [31]. Des débits de transmission de plusieurs centaines de Gb/s ont également été obtenus grâce à l'utilisation des schémas de modulation avancés [32],[33],[34]. Plusieurs architectures de modulateurs en Si ont été développées, notamment les modulateurs MZ [35],[31] et les modulateurs en anneau [36],[37],[38]. Parmi ces technologies, les modulateurs MZ sont les plus populaires dans les applications en raison de leur large bande passante et de leur simplicité d'utilisation. Grâce aux structures photoniques, il est possible d'atteindre des bandes passantes allant jusqu'à 110 GHz [39]. Enfin, l'intégration hybride d'autres matériaux sur Si tels que, le LN [40],[15], les polymères [41] constitue une approche alternative pour obtenir des modulations rapides.

En raison de son gap indirect, les effets d'électro-absorption ne sont pas pris en compte dans le Si. En revanche, le Germanium (Ge), deuxième semi-conducteur du groupe IV a une grande fenêtre de transparence (de ~ 1.6 à $15 \mu m$) et présente un gap direct autour de $1.55 \mu m$, ce qui lui permet d'interagir efficacement avec la lumière sans nécessiter l'assistance d'un phonon [42]. L'intégration du Ge avec le Si a permis par la suite d'explorer des mécanismes de modulation basés sur les effets FK et l'effet Stark quantique. Des modulateurs à électro-absorption utilisant ces effets ont été démontrés dans les alliages $Si_{1-x}Ge_x$ [43] et dans des puits quantiques Ge/SiGe [44]. L'électro-absorption utilisant les puits quantiques multiples de Ge/SiGe a fait l'objet de plusieurs études avec une première démonstration en 2005 [45] où Kuo et al. démontrent des profondeurs de modulation comparables à celles des matériaux III-V tels que l'InGaAsP/InP, pour des longueurs d'onde similaires. Aux longueurs de 1310 nm et 1566 nm , les modulateurs à électro-absorption utilisant des structures quantiques de SiGe et Ge/SiGe ont montré des bandes passantes pouvant atteindre 50 GHz [43],[44], tout en offrant un faible encombrement ($< 500 \mu m$) et une consommation énergétique réduite ($< 100 \text{ fJ/bit}$) [46]. Ces caractéristiques en font des solutions pour des applications à haute performance et à faible coût énergétique. En revanche, l'exploitation de puits quantiques Ge/SiGe pour la modulation de phase aux longueurs d'onde de télécommunication est restée limitée du au fort coefficient d'absorption [47].

1.3.3 Modulateur à base de niobate de lithium (LN)

Le niobate de lithium se distingue des autres matériaux électro-optiques, tels que les semi-conducteurs (GaAs, InP) par son coefficient EO particulièrement élevé, ce qui facilite la conception des modulateurs performants. Il est actuellement le matériau le plus utilisé pour la conception de modulateurs rapides à large bande dans le proche infrarouge, en particulier aux longueurs d'onde de télécommunication. Ceci en raison de sa bande de transmission allant de $\sim 400 \text{ nm}$ à $\sim 5 \mu m$ et de ses propriétés électro-optiques exceptionnelles. Son coefficient électro-optique $r_{33} \sim 31 \text{ pm/V}$ est largement supérieur à celui du GaAs $r_{41} \sim 1.6 \text{ pm/V}$, ce qui permet d'obtenir une efficacité de modulation supérieure, d'un facteur ~ 20 . Aujourd'hui, les modulateurs commerciaux en LN atteignent des bandes passantes allant typiquement jusqu'à 50 GHz , avec des tensions demi-ondes inférieures à 6 V dans la plage des longueurs d'onde de télécommunication [48],[49].

Les modulateurs électro-optiques conventionnels en LN présentent certains inconvénients, notamment lorsque des niveaux d'intégration élevés sont requis. Traditionnellement, deux techniques sont employées pour former des guides d'onde optiques dans ces modulateurs : la diffusion de dopants, tels que le titane (Ti) [50] et le processus d'échange de protons [51],[52]. Les guides d'onde obtenus ont généralement des dimensions de plusieurs microns [53],[54] et présentent un faible contraste d'indice de réfraction [55], ce qui conduit à des tailles de mode optique importantes qui limitent l'efficacité de modulation [50]. Avec le développement du LN en couche mince [56],[57],[58], les modulateurs peuvent être conçus avec une taille plus compacte, offrant une efficacité supérieure et une meilleure intégration avec d'autres composants optiques [52]. Plusieurs configurations de dispositifs ont été réalisées pour ces modulateurs en couche mince, notamment l'interféromètre de MZ [59],[60], l'interféromètre de Michelson [61],[62] et le résonateur en anneau [63],[64]. De plus, des records de vitesses sont régulièrement atteints avec des bandes passantes dépassant 60 GHz [65],

des efficacités de modulation inférieures à 3 V.cm, des pertes d'insertion faibles (moins de 3 dB) et des taux d'extinction atteignant 30 dB [52]. Par exemple, un modulateur IQ (in-phase/Quadrature) [66] utilisant une configuration de quatre modulateurs MZ placés en parallèle (Figure 1-7(a)) a été démontré. Une bande passante de 110 GHz (Figure 1-7(b)), une tension demi-onde de $V_{\pi} = 1$ V et un débit de donnée de 1.96 Tb/s ont été atteints.

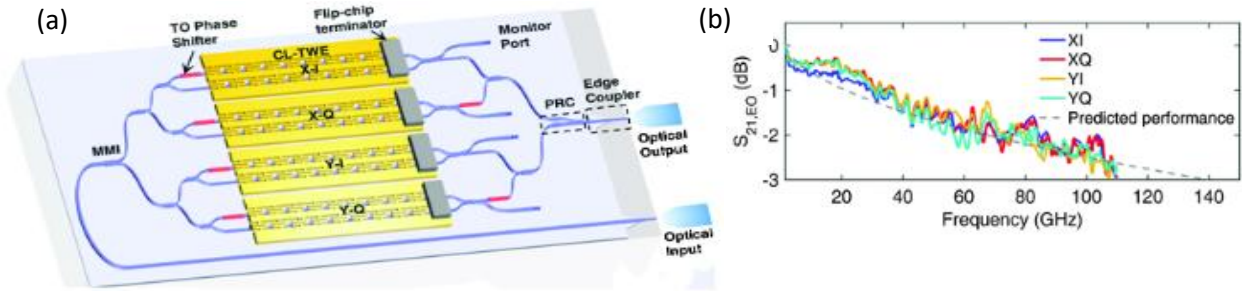


Figure 1-7 : (a) Architecture 3D du modulateur intégré de type Dual-Polarization In-phase Quadrature (DP-IQ) basé sur la plateforme LN. Le dispositif repose sur des électrodes à ondes progressives d'une longueur de 23.5 mm, avec une bande passante qui atteint 110 GHz (b). [66]

1.4 Modulateurs pour le Moyen Infrarouge (MIR)

1.4.1 Modulation à base de Silicium

Les travaux de Soref et Bennett [29] sur l'établissement des expressions semi-empiriques pour la modulation de l'absorption et de l'indice de réfraction induite par la présence des porteurs libres dans le Si aux longueurs d'onde de 1.3 μm et de 1.5 μm ont ouvert la voie à la conception de dispositifs de modulation. Cette approche a été étendue par Nedeljkovic et al. [67], qui ont étendu ces modèles pour des longueurs d'onde allant jusqu'à 14 μm , en fournissant des équations désormais utilisables pour concevoir des modulateurs dans la gamme MIR. La première démonstration d'un modulateur rapide MIR fonctionnant à 2.16 μm a été réalisé par Van Camp et al. en 2012 [68]. Il s'agit d'un modulateur MZ reposant sur une structure *p-i-n* à injection de porteurs, réalisé sur une plateforme SOI (Si sur Isolant) avec une couche de Si de 220 nm d'épaisseur. Avec une zone active de 1 mm de longueur, les résultats expérimentaux montrent une efficacité de modulation de 0.12 V.mm et un taux d'extinction de 23 dB. De plus, des tests de modulation optique ont été réalisés à des débits atteignant 3 Gb/s, démontrant ainsi la capacité du dispositif à traiter des signaux à haute vitesse dans le MIR. Les pertes d'insertion plutôt élevées (9 dB) sont dominées par l'absorption par porteurs libres due à la proximité des régions fortement dopées avec le mode optique.

Quelques années plus tard, Cao et al. [69] ont rapporté leurs travaux sur des modulateurs MZ en Si développés sur une plateforme SOI (Figure 1-8(a)), utilisant une couche de Si de 220 nm et une couche

d'oxyde de 2 μm afin de maintenir la compatibilité avec les procédés de fabrication standardisés utilisés dans l'industrie de la photonique NIR en Si. Cette structure MZ, dont la zone active mesure 2 mm, intègre des électrodes à onde progressive afin d'assurer la propagation simultanée des ondes optiques et électriques. La jonction p - n placée au centre du guide d'onde, permet de maximiser le recouvrement entre le mode optique et la région de déplétion, renforçant ainsi l'interaction entre la lumière propagée et le champ électrique modulant. La séparation des régions fortement dopées par rapport à la jonction, qui influence la bande passante du modulateur (augmentant avec la diminution de cette distance [69]), est également optimisée afin de minimiser les pertes optiques. La variation de la tension qui modifie la distribution des porteurs dans le matériau, est illustrée en Figure 1-8(b) qui montre un élargissement de la zone de déplétion avec l'augmentation de la tension de polarisation inverse. A la longueur d'onde de 1950 nm, ce modulateur atteint une efficacité de modulation de 2.68 V.cm, un taux d'extinction de 5.8 dB et des débits de transmission atteignant 20 Gbit/s. Cette amélioration significative de la vitesse de modulation par rapport aux premières études [68] met en évidence les avancées possibles de ces technologies dans la gamme de longueurs d'onde de 2 μm .

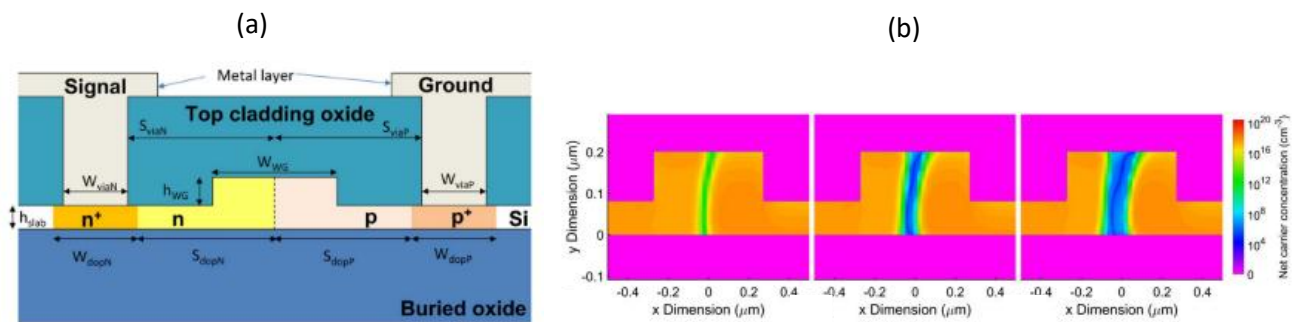


Figure 1-8 : (a) Section transversale du modulateur MZ. Le modulateur est fabriqué sur une plateforme SOI, avec une couche d'oxyde de 2 μm d'épaisseur. Le guide d'onde en Si présente une largeur $W_{\text{WG}} = 550$ nm et une profondeur de gravure $h_{\text{WG}} = 90$ nm. La jonction p - n est placée au centre du guide d'onde et les régions fortement dopées sont à 1.125 μm (S_{dopN}) et 1.025 μm (S_{dopP}) de la jonction. (b) Concentrations de porteurs simulées en fonction de différentes tensions de polarisation inverse : 0 V, 2 V et 4 V. La largeur de la région de déplétion augmente avec la tension appliquée. [69]

En parallèle des études menées sur le modulateur MZ, les auteurs démontrent également un modulateur en anneau (Figure 1-9(a)) fabriqué sur la même plateforme SOI avec une section transversale similaire à celle du modulateur MZ (voir Figure 1-8(a)). Ce dernier a été soumis à la fois à une polarisation inverse et directe, entraînant un décalage de la résonance, comme le montre les Figure 1-9(b)-(c). De plus, la Figure 1-9(c) montre que le décalage spectral de la résonance ne se produit que si la tension appliquée est supérieure à 0.7 V, soit le seuil intrinsèque de la barrière de potentiel à surmonter pour que l'injection de porteurs soit significative. Ce modulateur fonctionnant en régime hybride de déplétion et d'injection de porteurs a atteint un débit de transmission de 3 Gbit/s et un taux d'extinction de 2.3 dB. Cependant, le modulateur en anneau présente une bande passante également limitée par la durée de vie des photons dans la cavité. Une réduction du rayon de l'anneau

permet de réduire ce temps de vie des photons. On améliore ainsi la bande passante du modulateur au détriment d'une augmentation des pertes optiques dues au faible rayon de courbure de l'anneau.

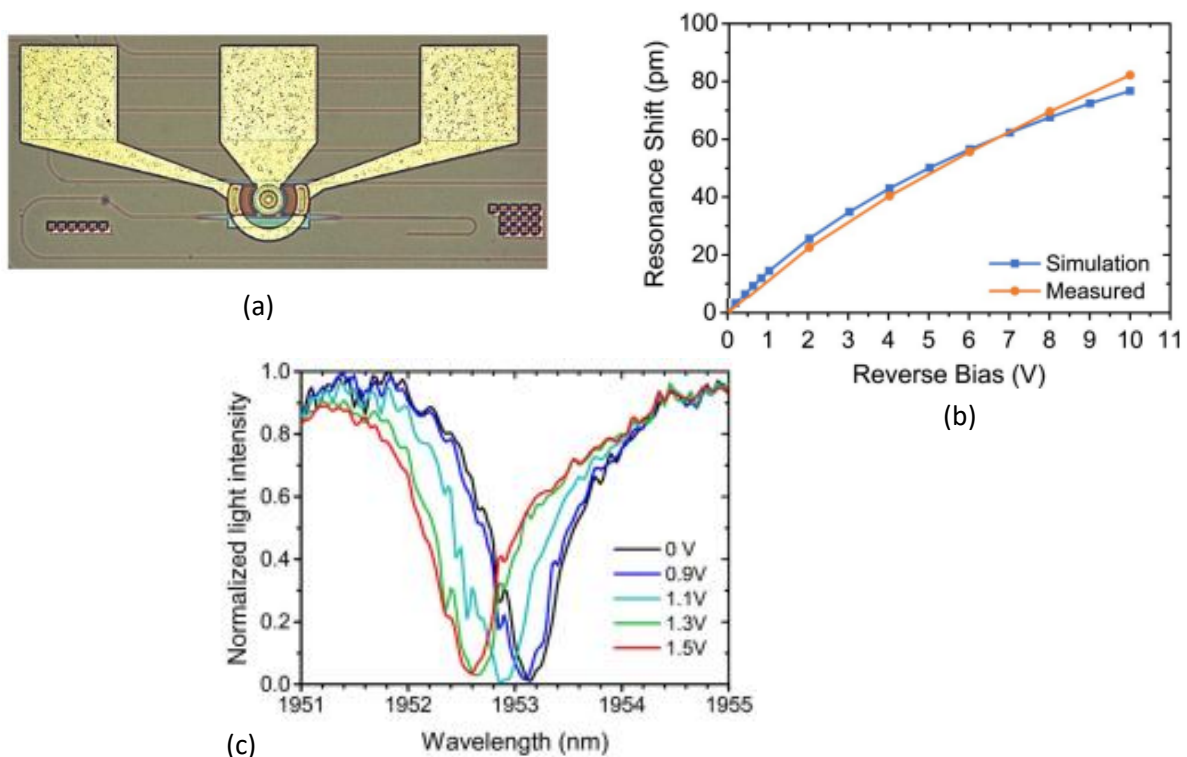


Figure 1-9 : (a) Image au microscope optique du modulateur en anneau fabriqué, de section transverse similaire à celle du modulateur MZ de la Figure 1-8(a). La zone active couvre 64 % de la région active du modulateur. (b) Décalage de la résonance du modulateur en anneau de 10 μm de rayon, en régime de déplétion. La mesure expérimentale montre une bonne concordance avec les résultats issus des simulations. (c) Transmission normalisée du modulateur en anneau en régime d'injection. La courbe montre le décalage de la résonance en fonction de différentes tensions de polarisation appliquées. [69]

Une seconde étude sera faite plus tard par la même équipe dans le but de repousser les limites des performances démontrées à la Réf. [69]. Le modulateur MZ ainsi développé est optimisé pour fonctionner à une longueur d'onde de 2 μm , avec des résultats significatifs obtenus grâce à des conceptions avancées. Les auteurs utilisent ici un schéma de modulation avancée (PAM-4) [70], qui permet d'atteindre des vitesses de modulation jusqu'à 20 Gbit/s avec un taux d'extinction de 20 dB. Une vitesse de 80 Gbit/s a également été démontrée dans la Réf. [71] grâce à ce schéma de modulation avancé.

Nedeljkovic et al. [72] ont démontré deux modulateurs à injection de porteurs, dont la section transverse est illustrée en Figure 1-10(a), et opérant à la limite de la plage de transparence du SiO_2 ($\lambda \sim 3.6 \mu\text{m}$). Le premier dispositif intègre une diode p-i-n dans un interféromètre MZ asymétrique dont le spectre de transmission en fonction de la polarisation appliquée sur l'un des bras de l'interféromètre

est illustré à la Figure 1-10(c). Une efficacité de modulation de 0.052 V.mm a été obtenue pour une tension de polarisation de 2 V et une profondeur de modulation maximale de 22.2 dB a été mesurée.

Le deuxième dispositif est un modulateur à EA à guide d'onde qui fonctionne comme un atténuateur optique variable, où les porteurs injectés dans le cœur du guide d'onde absorbent l'onde propagée. Afin, de réduire la taille du dispositif, le guide d'onde a été conçu sous forme spirale (Figure 1-10(b)). Les mesures statiques effectuées sur ce dernier ont démontré une modulation jusqu'à une profondeur de 34 dB.

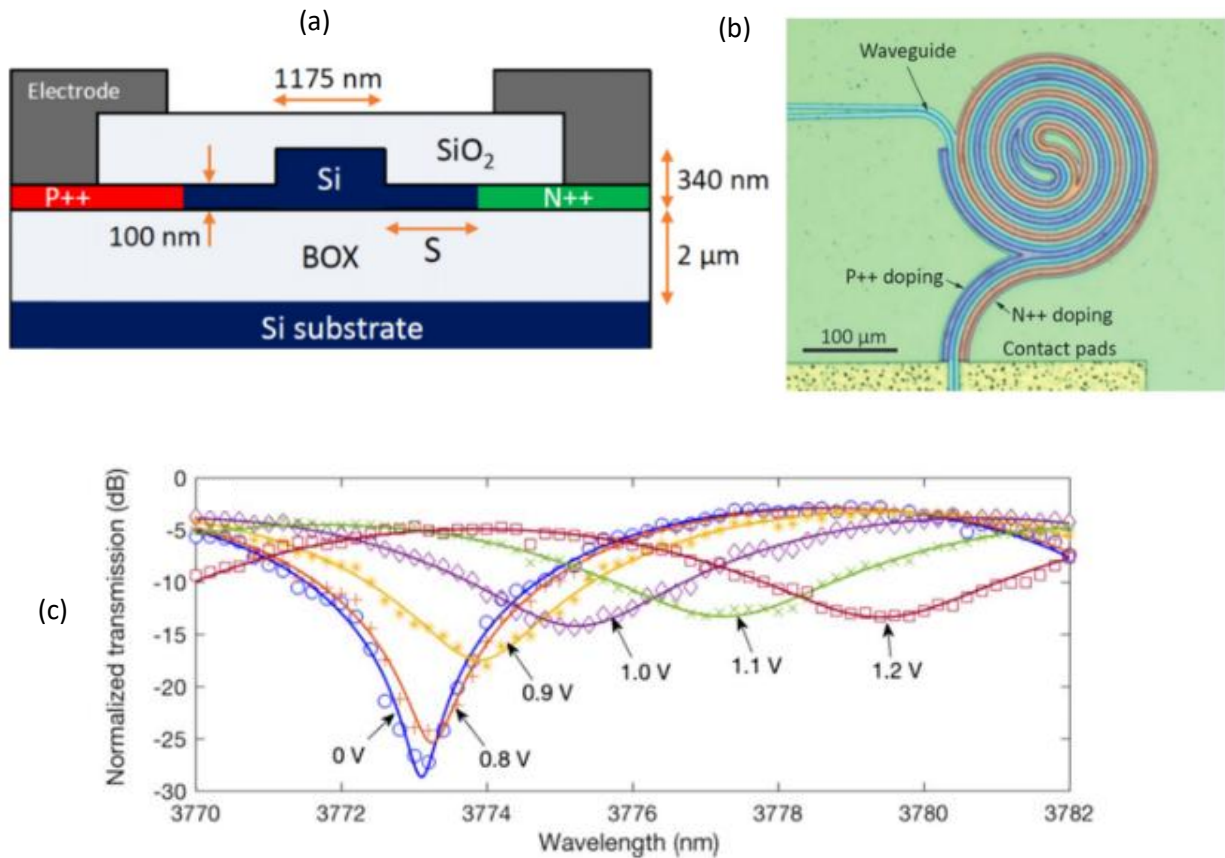


Figure 1-10 : (a) Section transverse de la structure p-i-n des modulateurs à injection. Le modulateur est fabriqué sur une plateforme SOI. Le paramètre important ici est la distance S entre le cœur du guide et les régions fortement dopées. (b) Image au microscope optique du modulateur à EA à guide d'onde sous forme spirale. Les régions dopées P++ et N++ ont été colorées respectivement en bleu et en rouge sur cette figure. (c) Transmission du modulateur MZ en fonction de la longueur d'onde et pour différentes tensions appliquées sur l'un des bras de l'interféromètre. La courbe montre les transmissions obtenues pour des tensions comprises entre 0 et 1.2 V. [72]

En définitive, les modulateurs en Si appliqués à la bande de communication optique de 2 μm ont été largement étudiés et les performances des dispositifs se sont améliorées au fil des années. Les porteurs libres dans le Si jouant un rôle crucial dans la modulation optique, leur influence varie en fonction de la longueur d'onde. Aux longueurs d'onde plus grandes, notamment au-delà de 4 μm, la Réf. [67] rapporte des pertes induites par les porteurs libres qui deviennent plus importantes par rapport à celles observées dans le NIR. Ceci rend donc difficile la modulation de phase et l'utilisation

de formats de modulation avancés pour des longueurs d’onde supérieures à 4 μm . Bien qu’un modulateur à EA sur Si puisse être envisagé comme modulateur d’intensité à $\lambda \sim 4 \mu\text{m}$ [72], son utilisation sur les plateformes SOI reste limitée aux longueurs d’onde plus longues dans le MIR. En effet, l’absorption importante de la couche SiO_2 (généralement utilisée comme couche de confinement) au-delà de $\sim 3.6 \mu\text{m}$ restreint l’utilisation des plateformes SOI. Il est donc nécessaire d’envisager l’utilisation de matériaux alternatifs pour atteindre la modulation à des longueurs d’onde plus élevées.

1.4.2 Modulation à base de Ge

Le Ge apparaît comme un candidat idéal pour le développement de modulateurs optiques opérant dans le MIR en raison de sa capacité à étendre considérablement la plage de longueurs d’onde exploitable pour la modulation. Sur la base des fenêtres de transparence du Ge et du Si (Figure 1-11) [73], la plateforme GOS (Ge sur Si) est prévue pour offrir une vaste plage de longueurs d’onde dans le MIR, tout en facilitant les procédés de fabrication. Des guides d’onde à faibles pertes, avec le Ge comme cœur et le Si comme couches de confinement ont été réalisés sur cette plateforme, pour des longueurs d’onde allant jusqu’à 11 μm [74], ainsi qu’avec du Ge suspendu (sur substrat Si) jusqu’à 7.7 μm [75],[76]. Toutefois, ces réalisations sont relativement récentes et les modulateurs basés sur le Ge sont encore à un stade de développement.

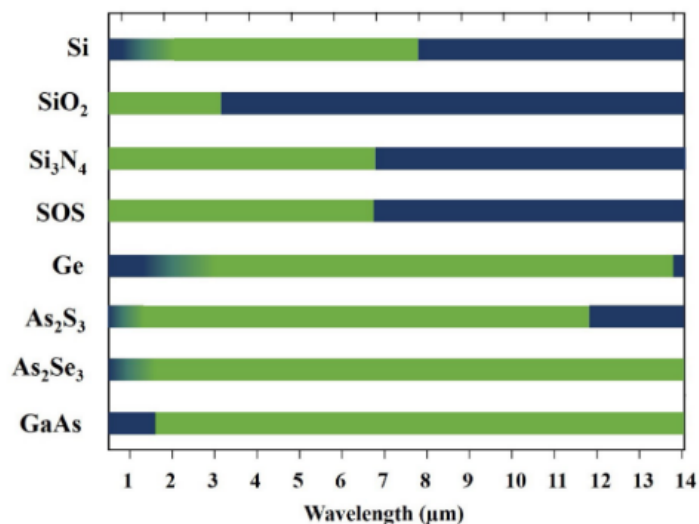


Figure 1-11 : Plages spectrales des matériaux semi-conducteurs dans l’infrarouge. La couleur verte indique les régions de transparence optique tandis que la couleur bleue indique les régions d’absorption. [73]

A l'instar du Si, l'effet de dispersion plasma des porteurs libres a été prédit numériquement pour le Ge, dans la plage 2 – 16 μm [42], basé en partie sur des données expérimentales du coefficient d'absorption du Ge de la littérature. Ce modèle nous montre que les trous sont plus absorbants que les électrons, et que le coefficient d'absorption des porteurs libres est plus élevé par rapport à celui dans le Si, à des longueurs d'onde supérieures à 3 μm [42]. Cette caractéristique suggère que les modulateurs à EA soient plus efficaces dans le Ge que dans le Si. Néanmoins, les modulateurs de phase pourraient être confrontés à une absorption parasite importante, surtout à des longueurs d'onde plus élevées. Sur la plateforme GOS, des modulateurs MZ et à EA ont été démontrés à 3.8 μm et à 8 μm dans la Réf. [77]. La section transverse de la diode p-i-n constituée d'une couche cœur de Ge d'épaisseur 3 μm est illustrée à la Figure 1-12(a). Afin de simplifier le procédé de fabrication, une couche supérieure de SiO_2 a été déposée sur le Ge, augmentant considérablement les pertes à la longueur d'onde de 8 μm . Les Figure 1-12(b)-(c) montrent des profils spatiaux de modes simulés aux longueurs d'onde de 3.8 μm et de 8 μm .

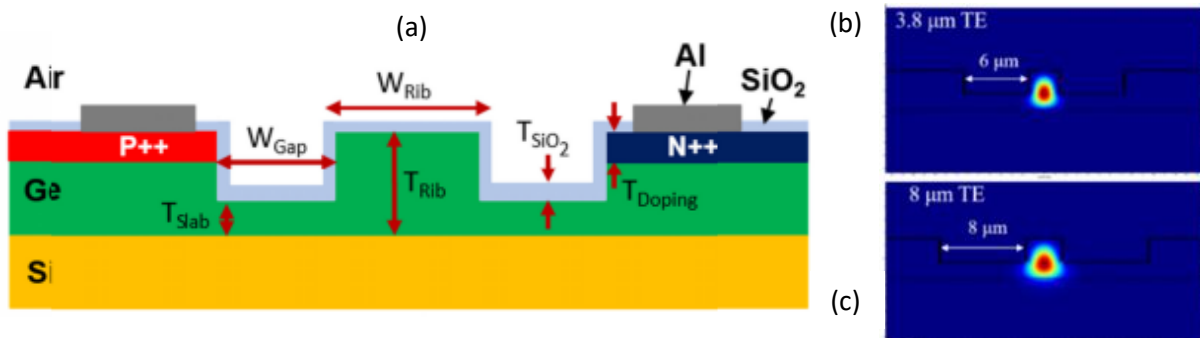


Figure 1-12 : (a) Structure transverse des modulateurs MZ et à EA utilisant la plateforme GOS. La couche SiO_2 introduite a pour but de faciliter la fabrication. Exemple de mode fondamental TE simulé aux longueurs d'onde respectives de 3.8 (b) et 8 μm (c). La distance W_{Gap} entre les zones dopées et le cœur du guide a été fixée à 6 μm et à 8 μm pour le fonctionnement du modulateur à 3.8 μm , et à 8 μm pour celui à 8 μm . [77]

Les mesures expérimentales ont révélé des taux d'extinction de 35 dB et de 13 dB pour les modulateurs à EA et MZ à $\lambda = 3.8 \mu\text{m}$. Le faible taux d'extinction du modulateur MZ s'explique par une absorption plus importante des porteurs sous la tension demi-onde appliquée. En effet, pour obtenir un déphasage de π , un courant d'injection de 0.23 A est nécessaire, entraînant une absorption de 3.85 dB qui devient plus importante à des longueurs d'onde plus grandes (Figure 1-13(a)). Ce phénomène peut provoquer une modulation d'amplitude parasite qui affecte non seulement les pertes d'insertion par le niveau de pertes supplémentaires introduites, mais également le taux d'extinction. Pour le modulateur fonctionnant à 8 μm ce dernier est réduit à 2.5 dB, bien en dessous des valeurs obtenues à 3.8 μm .

Les modulateurs MZ en Si démontré à 3.8 μm à la Réf. [72] (voir Section 1.4.1) présente une performance nettement supérieure à celle du modulateur en Ge démontré ici. En particulier, en

termes d'efficacité de modulation, le modulateur en Si a montré des meilleures performances c'est-à-dire un produit $V_{\pi}L$ nettement plus faible (0.0052 V.cm) par rapport à celui du modulateur en Ge (0.47 V.cm). Cette meilleure efficacité s'explique par la variation plus importante de l'indice de réfraction dans le Si pour une même concentration de porteurs injectés comme le montre la Figure 1-13(b) [42].

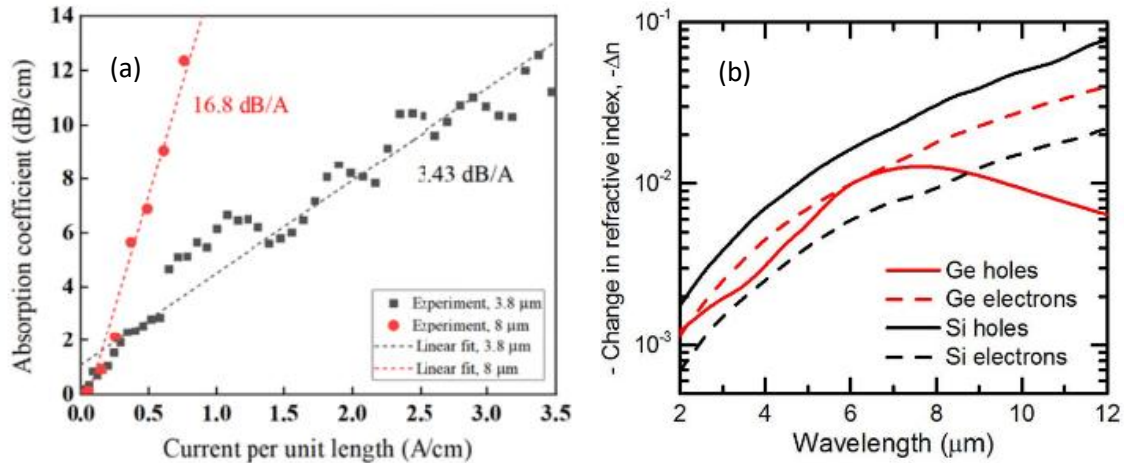


Figure 1-13 : (a) Coefficient d'absorption en fonction du courant d'injection par unité de longueur, aux longueurs d'onde de 8 μm et de 3.8 μm . Ces coefficients d'absorption ont été obtenus pour les modulateurs à EA ayant une même séparation de contact W_{Gap} . L'absorption des porteurs libres est environ 4.9 fois plus élevée à 8 μm qu'à 3.8 μm [77]. (b) Variation de l'indice de réfraction du Ge et du Si en fonction de la longueur d'onde, pour une même concentration de porteurs libres. Le changement d'indice de réfraction dû aux trous est plus important dans le Si que dans le Ge sur toute la gamme spectrale [42].

1.4.3 Modulation à base de SiGe à gradient d'indice

Le développement de plateformes à base de Si et de Ge aux longueurs d'onde élevées dans le MIR présente des défis significatifs. D'une part, il est essentiel de minimiser le recouvrement entre le mode optique et le substrat en Si afin de limiter l'absorption multiphonon. D'autre part, la qualité du matériau est cruciale, car la croissance épitaxiale du Ge sur du Si est difficile, en raison du désaccord de maille. Ce désaccord de maille entraîne la formation de dislocations à l'interface Si-Ge dans les structures GOS, ce qui conduit à des pertes de propagation élevées. Pour surmonter ces obstacles, une approche prometteuse consiste à utiliser une structure SiGe à gradient d'indice. Cette méthode permet d'adapter progressivement le désaccord de maille sur une couche relativement épaisse. L'avantage de cette approche, comme l'ont montré des travaux antérieurs [78], réside dans sa flexibilité, permettant la réalisation de divers profils de gradient et d'épaisseurs variables selon les besoins spécifiques des applications visées. Avec une première démonstration en 2014 [79], la plateforme basée sur les guides d'onde en SiGe à gradient d'indice riche en Ge a émergé comme une solution prometteuse pour les applications dans le MIR nécessitant des circuits photoniques intégrés

capables de fonctionner sur une très large bande spectrale. Ces structures ont démontré des pertes de propagation de 2 à 3 dB/cm entre 5.5 et 8.5 μm [78], [79]. Leur utilisation a été étendue par M. Montesinos et al. jusqu'à une longueur d'onde de 11 μm [80],[81]. La plateforme utilisée est illustrée à la Figure 1-14(a). Elle se compose d'une couche de 11 μm d'épaisseur où la concentration en Ge augmente progressivement de 0% à 79%, suivie d'une couche supérieure de 2 μm de $\text{Si}_{0.2}\text{Ge}_{0.8}$. Cette structure permet une transition douce entre le Si et le Ge tout en minimisant la densité de dislocations. L'indice de réfraction croissant avec la teneur en Ge permet de confiner le mode optique dans la partie supérieure de la couche épitaxiale, comme on peut le voir par le profil d'intensité du champ représenté à la Figure 1-14(a) [80]. L'épaisseur totale importante quant à elle, permet d'éloigner le mode optique du substrat en silicium.

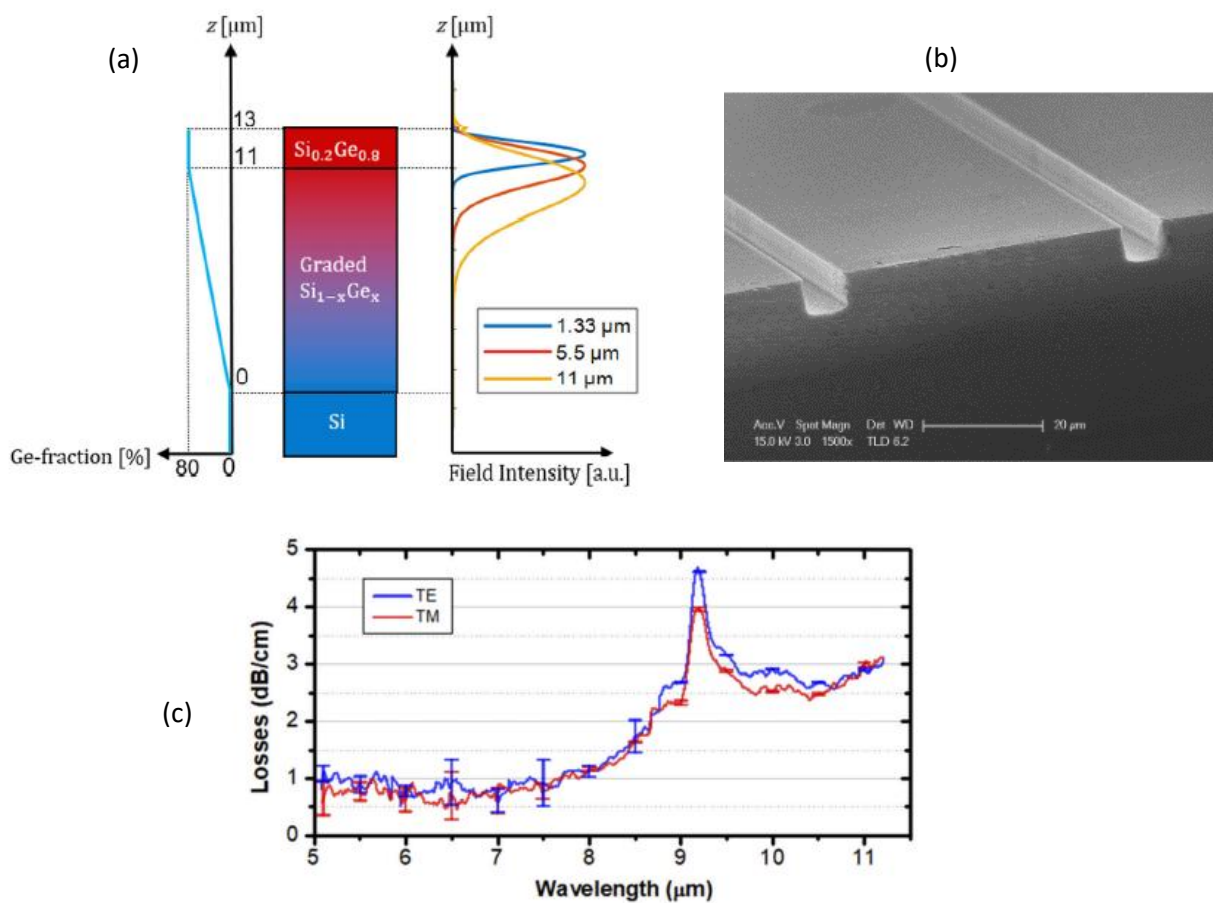


Figure 1-14 : (a) Structure de la plateforme à gradient d'indice avec son profil de concentration de Ge en fonction de la profondeur (à gauche). L'intensité du champ optique simulé est représentée à droite de la structure, pour des longueurs d'onde de 1.33 μm , 5.5 μm et 11 μm [80]. (b) Image MEB du guide d'onde SiGe à gradient d'indice. Pour assurer un couplage à faibles pertes à l'entrée et à la sortie du guide, des coupleurs adiabatiques de 50 μm de largeur et de 2 mm de longueur sont placés aux extrémités du guide [81]. (c) Pertes de propagation en fonction de la longueur d'onde pour les polarisations TE et TM. Une augmentation des pertes est observée autour de 9.2 μm et a été attribuée à l'absorption des impuretés d'oxygène présentes [81].

La Figure 1-14(b) montre une image au MEB du guide d'onde fabriqué et la Figure 1-14(c) présente quant à elle, les pertes de propagation (comprises entre 0.5 à 4.6 dB/cm), mesurées dans la gamme spectrale de 5 à 11 μm [81]. La première démonstration de modulation optique par effet de dispersion plasma dans le MIR jusqu'à la longueur d'onde de 11 μm a été réalisée sur cette plateforme [80]. La modulation de la concentration des porteurs libres a été effectuée initialement par pompage optique à l'aide d'un laser NIR à une longueur d'onde de 1.33 μm (Figure 1-15(a) [82]). Ce processus permet de générer les porteurs de charges libres dans la couche $\text{Si}_{0.2}\text{Ge}_{0.8}$ du guide d'onde par absorption interbande (l'énergie des photons à la longueur d'onde de 1.33 μm étant supérieure à la bande interdite du matériau $\text{Si}_{0.2}\text{Ge}_{0.8}$). Simultanément, un signal MIR est injecté dans le guide et l'absorption de ce signal est alors modulée par la présence des porteurs libres créés par le laser NIR. En variant l'intensité du faisceau NIR, on module l'intensité du signal MIR à la sortie.

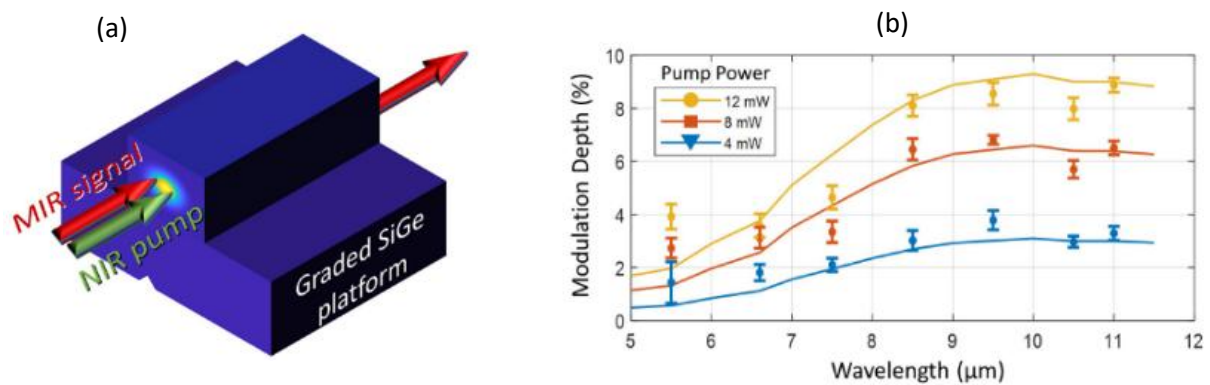


Figure 1-15 : (a) Illustration du principe de modulation du rayonnement MIR qui se fait par pompage optique grâce à un laser NIR. [82] (b) Profondeur de modulation en fonction de la longueur d'onde et pour trois différentes puissances de pompage (longueur d'onde de 1.33 μm). La profondeur de modulation augmente avec la longueur d'onde, en raison de l'amélioration de l'effet de dispersion plasma. [80]

La Figure 1-15(b) présente la profondeur de modulation mesurée expérimentalement pour trois puissances de pompe NIR différentes. L'augmentation de la profondeur de modulation avec la longueur d'onde s'explique par l'amélioration de l'absorption aux longueurs d'onde élevées comme prédit à la Réf. [42]. Cette première démonstration expérimentale de la modulation par l'effet de dispersion plasma a permis de valider les prédictions théoriques de l'EA par porteurs libres.

Suite à ces résultats prometteurs, un modulateur optique intégré à commande électrique a été développé en 2021 [83], avec un guide de 6 μm d'épaisseur. Des contacts métalliques inférieur et supérieur ont été déposés afin de former une diode Schottky avec la région de déplétion sous le contact (Figure 1-16(a)). L'indice de réfraction du guide d'onde SiGe, augmentant avec la concentration du Ge, le mode optique reste confiné dans la partie supérieure du guide (voir Figure 1-16(b)) [83], ce qui permet d'assurer un bon recouvrement avec la région de charge d'espace sous le contact Schottky. Les mesures statiques effectuées ont montré un taux d'extinction de 1.3 dB en régime d'injection et de 0.4 dB en régime de déplétion à la longueur d'onde de 10.7 μm . Les mesures dynamiques, montrent

une modulation atteignant les centaines de MHz en régime d'injection, où la bande passante est limitée par la durée de vie des porteurs. En revanche, le régime de déplétion montre une réponse jusqu'à 225 MHz [83] et au-delà de cette fréquence, les mesures sont limitées par un niveau de bruit élevé, attribué au rayonnement des électrodes métalliques interférant avec les mesures.

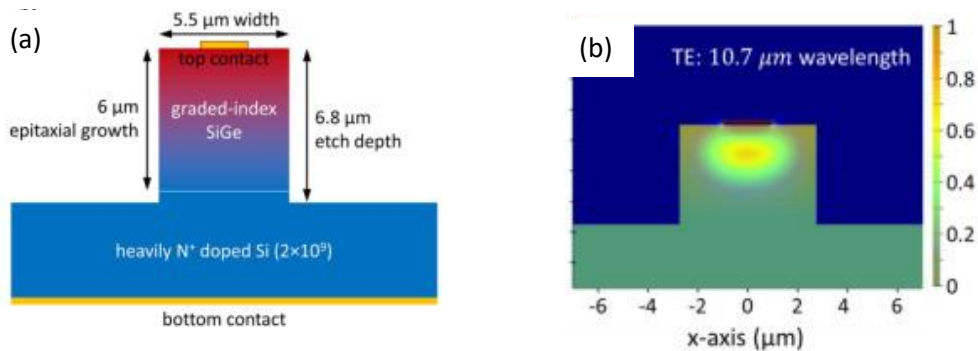


Figure 1-16 : (a) Section transverse du modulateur à diode Schottky développé. (b) Mode fondamental simulé pour une longueur d'onde de 10.7 μm à la polarisation TE. [83]

Sur la base de cette démonstration de modulateurs intégrés à diode Schottky fonctionnant dans la plage 6.4 – 10.7 μm [83], des avancées significatives ont été réalisées. Une attention particulière a été portée à la modélisation des électrodes du modulateur, afin d'optimiser le recouvrement entre la zone de charge d'espace et le mode optique, améliorant ainsi l'efficacité de modulation. Pour la transmission de signaux RF à haute vitesse, l'optimisation des électrodes à guide d'ondes coplanaires a également été effectuée. Les mesures ont permis d'obtenir une augmentation significativement de la vitesse de modulation jusqu'à 1 GHz [84]. Cependant, l'intégration d'un contact Schottky nécessite d'un compromis entre l'efficacité de modulation et les pertes optiques. En effet, une efficacité de modulation élevée passe par un recouvrement maximal entre la région de déplétion, située sous la couche métallique, et le mode optique, ce qui entraîne inévitablement une augmentation des pertes à cause de l'absorption dans le métal. Ce problème peut être surmonté par l'utilisation d'une diode classique P-I-N (Figure 1-17(a)) [85], qui permet d'éloigner la région modulée du contact métallique supérieur comme le montre la Figure 1-17(b), illustrant le profil spatial du mode simulé à 10 μm. Les résultats expérimentaux ont montré un fonctionnement du modulateur dans une large gamme spectrale (allant de 5.5 μm à 10 μm) avec des taux d'extinction à 10 μm de 10 dB et de 3.2 dB obtenus respectivement en régime d'injection et de déplétion. Une modulation à haute fréquence, présentée aux Figure 1-17(c)-(d) a été démontrée avec une fréquence de signal RF allant jusqu'à 1.5 GHz pour les deux régimes de fonctionnement. Les performances du modulateur présentées [85] surpassent les démonstrations précédentes en termes de taux d'extinction obtenu sur une large gamme spectrale.

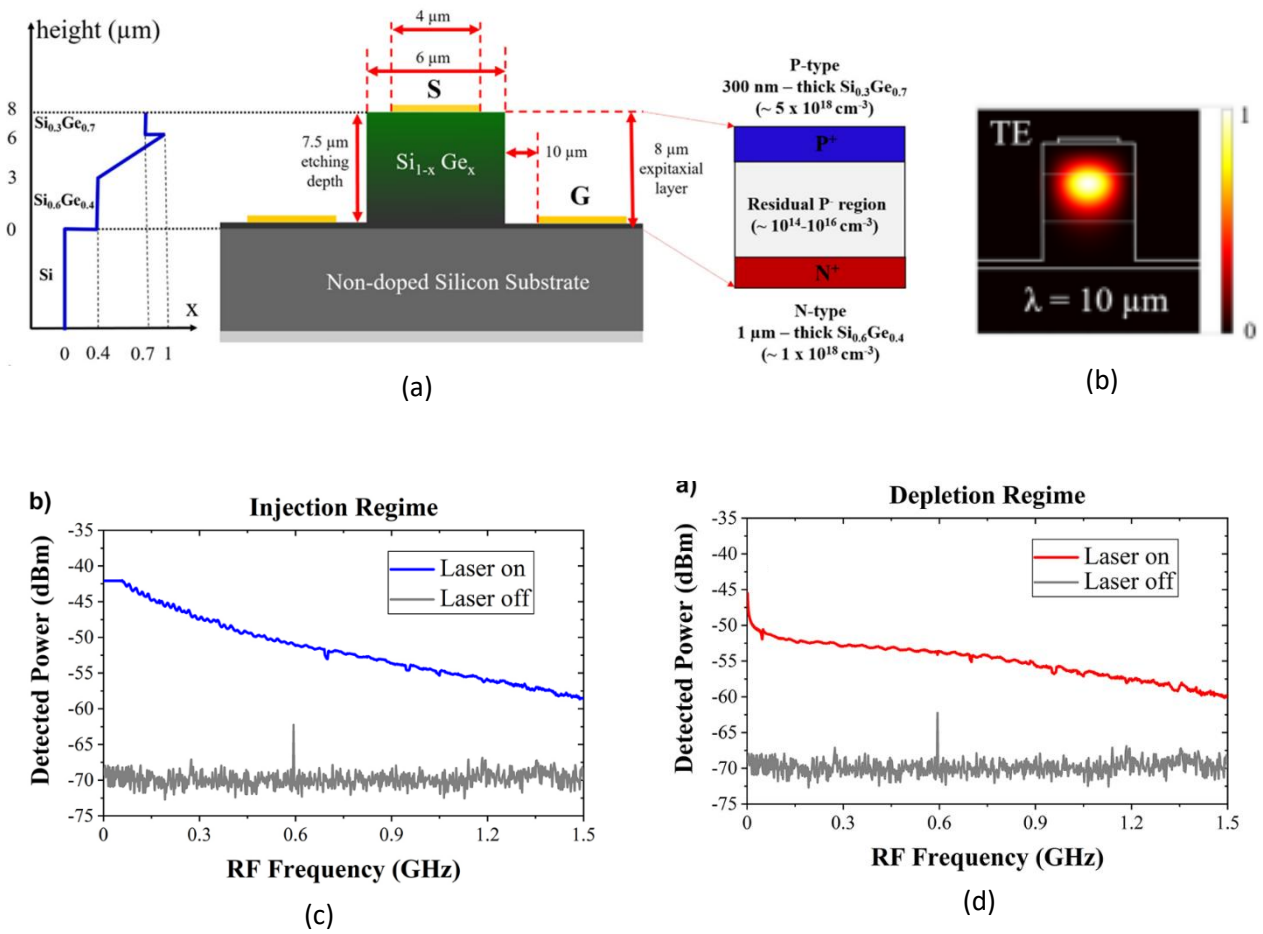


Figure 1-17 : (a) Section transverse du modulateur reposant sur une structure intégrée P-I-N. La structure PIN illustrant les dopages dans les régions P et N est représentée à droite. (b) Profil spatial du mode optique en polarisation TE montrant l'intensité du champ électrique normalisée, à la longueur d'onde de 10 μm . Caractérisation dynamique du modulateur, (c) en regime d'injection et (d) en régime de déplétion. [85]

1.4.4 Modulateur intersousbande à base de semi-conducteurs III-V

L'exploitation de l'absorption intersousbande (ISB) dans les systèmes à puits quantiques pour moduler le rayonnement a fait l'objet de nombreuses études dans les années 90 [86],[87]. Cette approche a ouvert la voie à une nouvelle génération de modulateurs optiques fonctionnant dans le MIR. Ces modulateurs sont basés sur l'effet QCSE, qui contrairement aux modulateurs dans le NIR, exploite les transitions entre sous-bandes dans la bande de conduction d'hétérostructures à puits quantiques multiples. L'intérêt de ces transitions réside dans leur moment dipolaire élevé, permettant une forte interaction lumière-matière. Les modulateurs ISB basés sur les semi-conducteurs III-V sont encore en phase de développement. Holmstrom et al. [88] présente en 2001, une étude théorique d'un modulateur d'amplitude basé sur des puits quantiques GaInAs/AlGaInAs/AlInAs, mettant en évidence des performances à très haute vitesse pouvant aller jusqu'à 190 GHz à une longueur d'onde de 6.6 μm . En 2021 Dely et al. [89] ont réalisé un modulateur utilisant des hétérostructures à double puits quantique asymétrique InGaAs/AlInAs sur un substrat InP. Le puit quantique plus large étant dopé n, la structure a été conçue pour que l'absorption ait lieu par la transition spatialement diagonale $1 \rightarrow 2$ (Figure 1-18(a)). L'application d'une tension de polarisation à la structure conduit, à travers l'effet Stark, à une modification de la différence d'énergie de la transition E_{12} , entraînant ainsi un décalage énergétique observable dans le spectre d'absorption présenté à la Figure 1-18(b). La transition E_{12} peut donc être accordée en résonance ou hors résonance par rapport à la fréquence d'émission d'un laser, donnant lieu à une modulation d'intensité du faisceau transmis.

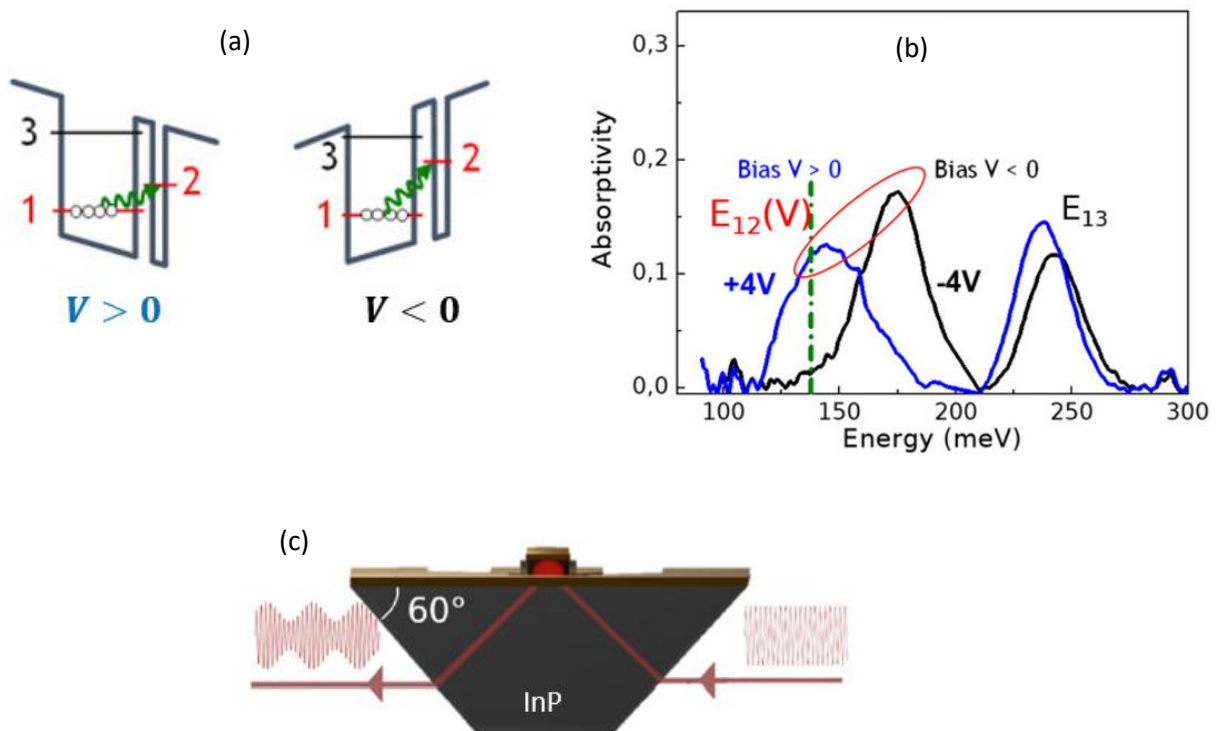


Figure 1-18 : (a) Structure de bande de conduction pour une tension de polarisation positive et négative. L'énergie de la transition optique E_{12} dépend de la polarisation appliquée. (b) Spectre d'absorption mesuré pour des polarisations de 4 V et -4 V. La ligne pointillée verte représente l'énergie d'émission du laser utilisé, qui entre en résonance ou hors résonance avec la tension appliquée. (c) Section du modulateur avec une configuration de couplage. [89]

L'application de la tension ne provoquant pas un déplacement significatif de charges, la vitesse de modulation est principalement limitée par la capacité géométrique de la structure.

La propagation du faisceau à travers le modulateur est illustrée à la Figure 1-18(c) : le couplage de la lumière se fait à travers la facette du substrat InP polie à 60° , ce qui permet de satisfaire aux règles de sélection des transitions ISB qui demandent une composante de la polarisation de la radiation incidente suivant la direction de croissance des puits quantiques. La profondeur de modulation a été déterminée expérimentalement en mesurant la puissance transmise sous différentes tensions appliquées. Pour une polarisation positive, la transition E_{12} est en résonance avec l'énergie du laser, ce qui maximise l'absorption. En revanche, pour une polarisation négative, le pic d'absorption est fortement désaccordé par rapport à l'émission du laser, ce qui permet d'atteindre une transmission élevée. Ainsi les mesures ont révélé une profondeur de modulation maximale de 47% comme illustrée à la Figure 1-19(a). La réponse en fréquence optique du système présente une bande passante de 2 GHz (Figure 1-19(b)), ce qui a permis de démontrer une transmission de données en espace libre atteignant 10 Gbit/s.

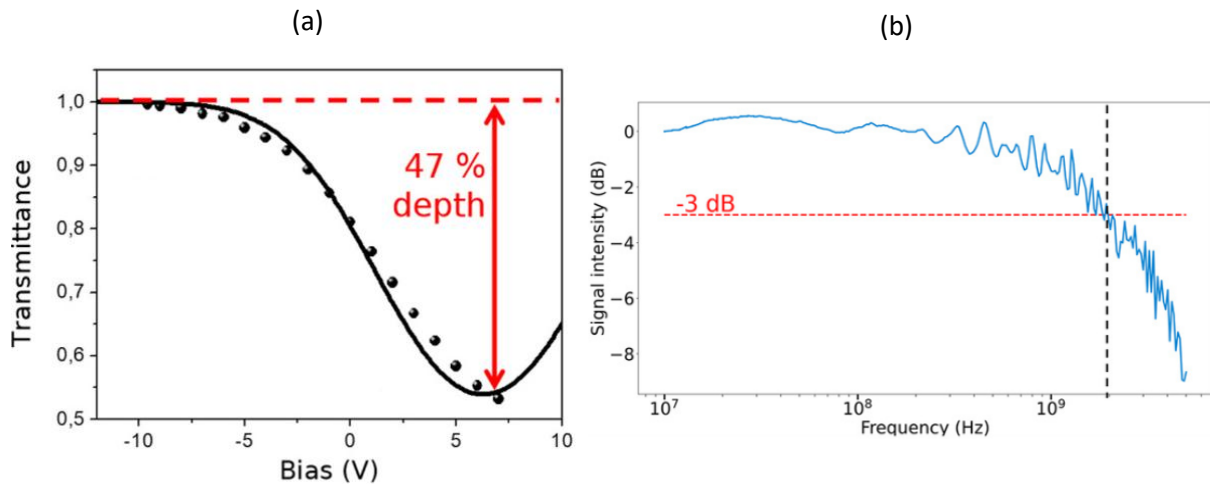


Figure 1-19 : (a) Transmission mesurée à travers le modulateur en fonction de la tension de polarisation présentant une profondeur de modulation de 47%. (b) Réponse en fréquence du modulateur présentant une bande passante à -3 dB de 2 GHz. [89]

Dans un travail successif, afin d'améliorer les performances du modulateur Stark, les puits quantiques InGaAs/AlInAs ont été intégrés dans un résonateur optique métal-métal, permettant d'exploiter le couplage lumière-matière qu'offre la structure [90]. Le modulateur final est constitué d'un réseau périodique de résonateurs de largeur S et de période P (Figure 1-20(a)), qui fonctionne en réflexion. Pour assurer un fonctionnement à haute fréquence destiné à la transmission de données, le réseau de résonateurs, d'une surface totale de $50 \times 50 \mu\text{m}^2$, est couplé électriquement à un guide d'onde coplanaire. La cellule unitaire du réseau de résonateurs est illustrée à la Figure 1-20(b). Comme pour le modulateur décrit ci-dessus un champ électrique appliqué provoque un décalage linéaire de l'énergie de la transition ISB et l'amplitude du signal réfléchi est fonction de cette énergie. La grandeur à maximiser pour un fonctionnement optimal du modulateur est le contraste entre l'amplitude du faisceau incident et celle du faisceau réfléchi, pour une plage de tensions donnée.

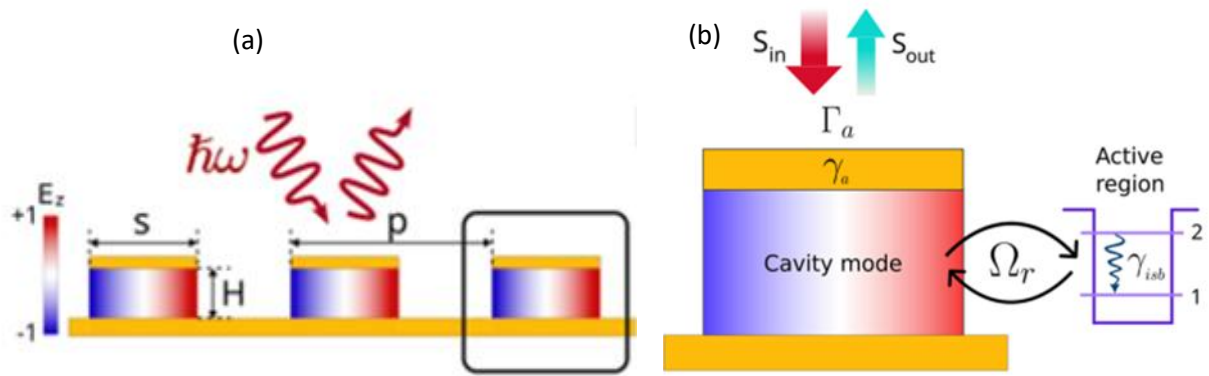


Figure 1-20 : (a) Géométrie du modulateur constitué d'un réseau de résonateurs périodiques, de période P et de largeur S , qui intègrent un ensemble de puits quantiques dopés. En appliquant une polarisation externe, le faisceau réfléchi est modulé. (b) Structure de la cellule unitaire du résonateur couplé à la transition ISB. [90]

La théorie des modes couplés permet de décrire l'interaction entre la lumière et les électrons confinés dans les puits quantiques. Conceptuellement, le système est composé de deux oscillateurs couplés : le premier oscillateur est le mode fondamental TM_{01} de la cavité, à la fréquence ω_{cav} tandis que le deuxième est la polarisation ISB associée à la transition E_{12} , de fréquence ω_{ISB} . Le régime de couplage correspondant aux différentes opérations du modulateur, est illustré par son spectre de réflectivité en Figure 1-21. La modulation de la lumière est induite par une tension de polarisation (entre V_1 et V_2) qui modifie la résonance entre la cavité et la transition ISB, sans déplacement de charge. Dans le régime de couplage faible, un seul pic d'absorption apparaît dans le spectre de réflectivité (Figure 1-21(a)). Pour une fréquence du laser égale à la fréquence de la cavité optique, et lorsqu'une tension V_1 appliquée fait entrer le système en résonance ($\omega_{cav} = \omega_{ISB}$), l'intensité du faisceau réfléchi diminue, en raison d'une forte absorption du système. A l'inverse, sous une tension V_2 , l'intensité du faisceau réfléchi augmente en raison d'une faible absorption car le mode de la cavité et la transition ISB sont hors résonance. La réflectivité du dispositif est alors modulée entre les tensions V_1 et V_2 (Figure 1-21(a)).

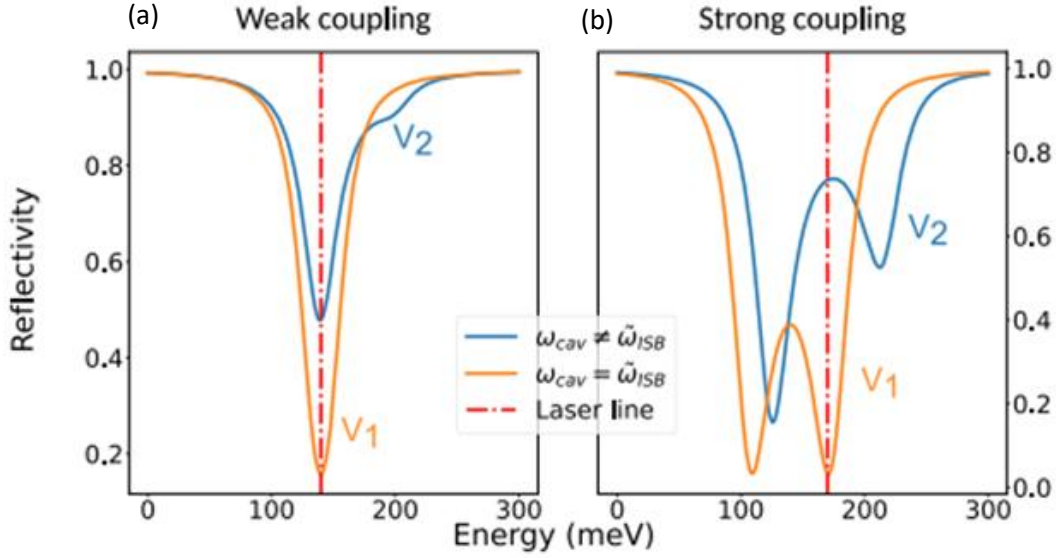


Figure 1-21 : Spectre de réflectivité du modulateur simulé pour les régimes de couplage (a) faible et (b) fort. La transition ISB est mise en résonance et hors résonance avec le mode fondamental TM_{01} de la cavité par l'application d'une tension de polarisation. [90]

En revanche, dans le régime de couplage fort, deux pics d'amplitude égale apparaissent à la tension V_1 dans le spectre de réflectivité (Figure 1-21(b)). Ces deux pics correspondent aux deux modes de polaritons, qui sont des états hybrides lumière-matière, témoignant d'une forte interaction entre la lumière et les électrons confinés dans les puits. Les énergies associées à ces états de polaritons sont données par $\hbar\omega_{cav} \pm \hbar\Omega_{Rabi}$, où $\hbar\Omega_{Rabi}$ est l'énergie de Rabi, qui quantifie l'intensité du couplage entre le mode de la cavité et la transition ISB. Ω_{Rabi} est directement liée à la fréquence plasma ($\omega_p = \sqrt{\frac{n_s e^2 f_{ISB}}{m^* \epsilon_r \epsilon_0 L_{eff}}}$, avec n_s la densité électronique surfacique dans les puits, f_{ISB} la force d'oscillateur de la transition, m^* la masse effective de l'électron, $\epsilon_r \epsilon_0$ La permittivité du milieu et L_{eff} la longueur effective de la transition) associée à la transition ISB via l'expression : $2\Omega_{Rabi} = \sqrt{f} \omega_p$ où f est le facteur de recouvrement entre le mode de la cavité et la polarisation de la transition ISB du puits.

Si la fréquence du laser est en résonance avec l'un des modes de polaritons, la lumière incidente est fortement absorbée (Figure 1-21(b)). En revanche, sous la tension V_2 , l'absorption ISB s'éloigne de la résonance avec le mode de la cavité, provoquant un changement conséquent dans le spectre de réflectivité. Les deux modes de polaritons pouvant être hors résonance par rapport au laser, le contraste d'absorption est en principe plus élevé dans le régime de couplage fort que dans le régime de couplage faible.

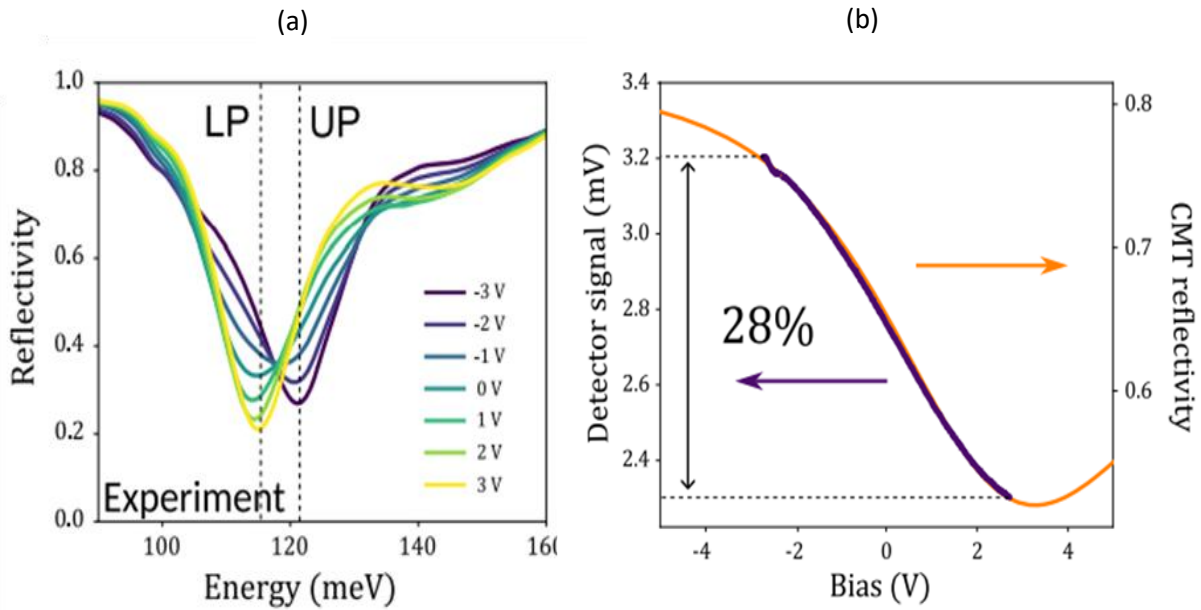


Figure 1-22 : (a) Spectre de réflectivité mesuré pour le modulateur de surface totale $50 \times 50 \mu\text{m}^2$. Le polariton supérieur est désigné par UP et le polariton inférieur par LP. (b) Profondeur de modulation mesurée dans la plage de tension -2.7 V à 2.7 V à la longueur d'onde de $10 \mu\text{m}$. Les résultats expérimentaux (violet) sont en parfait accord avec les simulations numériques (orange). [90]

Les résultats expérimentaux du spectre de réflectivité obtenus pour une structure de paramètres $S = 1.27 \mu\text{m}$ et $P = 7 \mu\text{m}$, avec une région active composée de 20 périodes de puits quantiques GaInAs/AlInAs sont illustrés en Figure 1-22(a). La variation de la position du minimum de réflectivité avec la tension est liée au décalage Stark. Une profondeur de modulation de 28% est observée à $\lambda = 10 \mu\text{m}$ dans la plage de tension de -2.7 à 2.7 V , comme illustrée à la Figure 1-22(b). La réponse dynamique du système a montré une modulation rapide au-delà des 20 GHz, avec une bande passante à 3 dB de $\sim 9 \text{ GHz}$ [89]. Pour la transmission de données en espace libre, l'utilisation des formats de modulation d'amplitude à 4 niveaux (PAM-4) a permis d'atteindre une vitesse de modulation de 68 Gbit/s [90], ce qui constitue un record obtenu dans la fenêtre de transparence atmosphérique de 8 à 14 μm . En comparant les performances du modulateur obtenu avec celles de la Réf. [89], la même profondeur de modulation est atteinte avec une tension de modulation qui est réduite d'un facteur deux. Cependant, une augmentation de la bande passante du modulateur a été obtenue grâce à la réduction de la surface électrique du modulateur.

Pirotta et al. [91] ont démontré en 2021, un modulateur d'amplitude exploitant les puits quantiques GaAs/AlGaAs, fonctionnant à une longueur d'onde de $10 \mu\text{m}$. Contrairement au modulateur Stark de la Réf. [90], la modulation est obtenue ici par un contrôle électrique de la densité électronique dans les puits quantiques dopés, ce qui permet de modifier le nombre d'électrons présents. L'hétérostructure est composée de sept périodes de puits de GaAs de 8.3 nm, séparés par des barrières de AlGaAs de 20 nm d'épaisseur, avec un dopage Si introduit au centre de chaque puit. Les caractérisations optiques ont révélé une transition ISB autour de 955.8 cm^{-1} ($\sim 10.46 \mu\text{m}$) à température ambiante (Figure 1-23(a)). Le modulateur est constitué d'un réseau périodique de résonateurs intégrant ces puits quantiques, similaire à celui de la section précédente (voir Figure 1-20).

La structure a été optimisée pour que la transition ISB soit fortement couplée au mode TM_{03} de la cavité optique. Ce mode de troisième ordre a été choisi afin de simplifier le procédé de fabrication et d'augmenter le recouvrement électromagnétique avec la zone active. Le spectre de réflectivité du modulateur à température ambiante est illustré à la Figure 1-23(b). Avec une tension de polarisation nulle, ce spectre présente deux minima aux énergies correspondant aux deux modes de polaritons, mettant en évidence une forte interaction lumière-matière. Lorsqu'une tension de polarisation de 6 V est appliquée, le spectre de réflectivité change et la différence d'énergie entre les deux modes de polaritons, donnée par l'énergie de Rabi $\sim \hbar\Omega_{\text{Rabi}}$ (également appelée séparation de Rabi) diminue de 25%. Etant donné que cette énergie est proportionnelle à la fréquence de plasma associée à la transition, et donc à la densité électronique surfacique dans les puits [92], une telle réduction traduit une déplétion partielle des électrons dans les puits quantiques. Le système reste dans un régime de couplage fort, mais avec une force de couplage moins prononcée en raison du dépeuplement des puits.

Les profondeurs de modulation pour des tensions de 3 V et 6 V sont présentées à la Figure 1-23(c). La profondeur de modulation maximale dans la plage accordable du laser MIR utilisé est comprise entre 20% et 30%, autour de 1030 cm^{-1} ($\sim 9.7 \mu\text{m}$). La réponse dynamique du modulateur a également été mesurée à la fréquence de 1010 cm^{-1} ($\sim 9.9 \mu\text{m}$), montrant un fonctionnement à des fréquences supérieures à 1 GHz, avec une bande passante à 3 dB de $\sim 750 \text{ MHz}$ [91]. Cette bande passante reste limitée par la constante RC du circuit et le temps de transfert des électrons dans les puits quantiques.

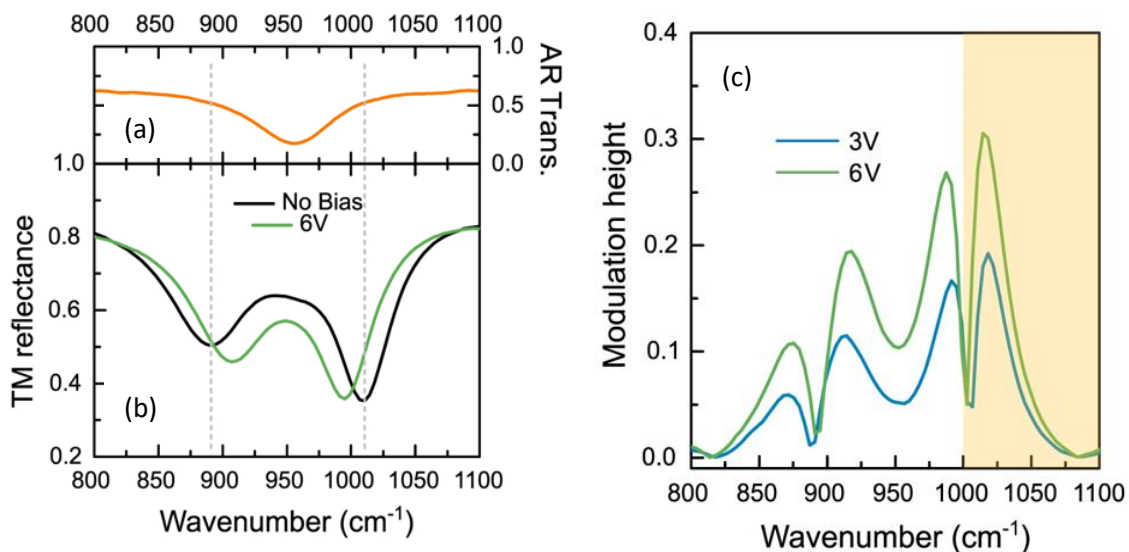


Figure 1-23 : (a) Courbe de transmission de la région active montrant une absorption ISB à environ 955.8 cm^{-1} . (b) Spectre de réflectivité à température ambiante du modulateur sous polarisation de 0 V et de 6 V, pour un réseau de résonateur avec $S = 4.2 \mu\text{m}$. L'énergie de Rabi est diminuée de 25%. (c) Profondeur de modulation mesurée dans la gamme $800 - 1100 \text{ cm}^{-1}$ pour des polarisations de 3 V et 6 V. [91]

Malerba et al. [93] ont démontré récemment une modulation rapide basée sur le même principe que celui de la Ref. [90], mais avec des puits quantiques dopés InGaAs/AlInAs. La Figure 1-24(a) présente une image au MEB du modulateur fabriqué. Le diagramme d'énergie de la structure de bande du

double puits quantique InGaAs/AlInAs est représenté à la Figure 1-24(b). Sous l'application d'une polarisation négative, les électrons sont localisés dans l'état fondamental $|0\rangle$ et donc aucune absorption ne se produit entre l'état $|1\rangle$ et l'état $|2\rangle$ du puits quantique large : seul le pic d'absorption correspondant à la résonance de la cavité apparaît dans le spectre de réflectivité (Figure 1-24(c)). En revanche, lorsqu'une tension de polarisation positive est appliquée, les deux états $|0\rangle$ et $|1\rangle$ se superposent, ce qui active l'absorption des photons à l'énergie de la transition E_{12} . Ce processus fait passer le système en régime de couplage fort, caractérisé par l'apparition de deux modes de polaritons distincts (Figure 1-24(c)). Différents réseaux de résonateurs ont été fabriqués en faisant varier la dimension S (voir Figure 1-20). Un choix optimal de ce paramètre consisterait à aligner la fréquence de la cavité en résonance avec celle de la transition ISB. Dans ce cas, le spectre en régime de couplage fort présenterait deux minima d'amplitude égale, comme vu précédemment (voir Figure 1-21(b)). Cependant, cette configuration n'étant pas impérative, d'autres choix de fréquences hors résonance peuvent être envisagés. La profondeur de modulation obtenue à partir des spectres de réflectivité est illustrée en Figure 1-24(d) : une profondeur maximale de $\sim 25\%$ est obtenue à $\sim 1150 \text{ cm}^{-1}$. Les mesures de réponse en fréquence effectuées avec un détecteur QWIP (Quantum Well Infrared Photodetector) rapide montrent que le modulateur fonctionne à température ambiante jusqu'à 20 GHz, avec une bande passante aux alentours de 8.2 GHz (Figure 1-24(e)), obtenue dans la plage de longueurs d'onde utilisée (9.4 à 9.9 μm), et supportant des puissances d'entrées RF pouvant aller jusqu'à 9 dBm. Afin de rendre ce modulateur compatible avec les applications en spectroscopie, il est nécessaire d'accroître davantage ses performances en termes d'efficacité de modulation, de vitesse et de réponse spectrale.

L'exploitation des transitions ISB dans les structures à puits quantiques démontre un potentiel considérable pour une modulation efficace de l'absorption ISB dans la région spectrale du MIR. Cependant, la modulation de phase reste limitée en raison des pertes optiques élevées [94].

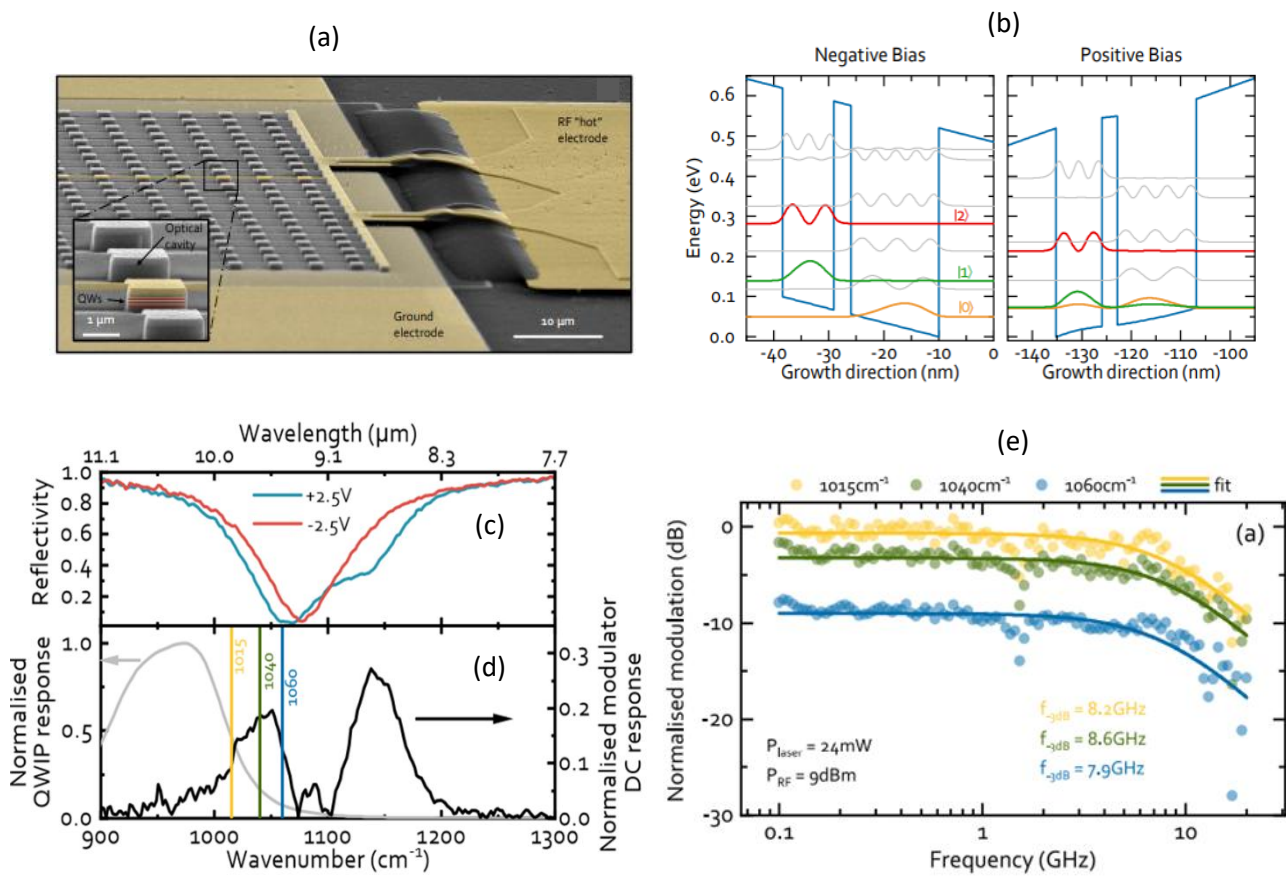


Figure 1-24 : (a) Image MEB du modulateur fabriqué montrant un réseau de résonateurs formant une surface électriquement accordable. (b) Structure de bande de conduction du double puits quantique pour une tension de polarisation négative et positive. A tension négative, la structure est transparente tandis qu'à tension positive, la structure absorbe à la transition énergétique $1 \rightarrow 2$ du second puits quantique. (c) Spectre de réflectivité du modulateur. Pour une tension appliquée de -2.5 V, le modulateur fonctionne en régime de couplage faible caractérisé par un seul pic correspondant à la résonance optique de la cavité. En revanche, en appliquant une polarisation de 2.5 V, il passe à un régime de couplage fort. (d) Réponse statique normalisée du modulateur (axe de droite) et du détecteur rapide (axe de gauche) QWIP utilisé pour la mesure de la bande passante. Les lignes verticales correspondent aux longueurs d'onde du QCL utilisées pour les mesures de réponse en fréquence. (e) Réponse en fréquence du modulateur mesurée pour trois longueurs d'onde différentes. Une bande passante moyenne de 8.2 GHz a été obtenue. [93]

2. Etude du modulateur électro-optique à base de GaAs

Ce Chapitre est consacré à l'étude du modulateur EO de phase basé sur le GaAs. Pour cela, un rappel théorique de l'effet Pockels est présenté dans un premier temps, afin d'explorer la modulation de phase dans ce semiconducteur. Les différentes limitations associées à la modulation à haute fréquence y sont ensuite discutées. La réalisation d'un modulateur performant impose le recours à des structures à onde progressive, dans lesquelles les ondes MIR et microonde se propagent simultanément le long du guide d'onde. Dans ce cadre, un état de l'art des modulateurs EO à base de GaAs est présenté, mettant en évidence que leur développement a longtemps été freiné par les limitations technologiques surtout en termes de microfabrication. Enfin, nous présentons l'architecture du modulateur à onde progressive développé dans le cadre de cette thèse, qui est voué à la fois à être efficace et rapide, donc adapté à des applications telles que la télécommunication ou encore la spectroscopie moléculaire dans le MIR.

2.1 Rappels sur les guides d'onde

Le guide d'onde optique est l'élément de base du modulateur EO qui fait l'objet de cette thèse. C'est un dispositif qui permet de confiner un rayonnement optique tout en le guidant dans une direction donnée. On peut décrire la propagation dans un guide d'onde optique diélectrique en utilisant deux approches. Le premier est l'approche de l'optique géométrique [95] qui consiste à considérer une onde plane qui se propage en obéissant aux lois de Snell-Descartes. Cette approche qui donne une idée intuitive du phénomène de guidage basé sur les rayons optiques permet d'établir les conditions d'existence des modes ainsi que leurs constantes de propagation. L'approche ondulatoire quant à elle consiste en la résolution de l'équation de propagation suivante [95] :

$$\nabla^2 E(r, t) + kn^2 E(r, t) = 0 . \quad (2.1)$$

La résolution de cette équation se fait en utilisant les conditions aux limites fixées par la géométrie du guide. Elle permet d'obtenir la distribution du champ électrique ainsi que l'orthogonalité entre les modes. Dans sa forme classique, le guide d'onde est constitué d'un matériau cœur d'indice n_c , pris en sandwich entre deux matériaux d'indices n_{g1} et n_{g2} , qui jouent le rôle de couches de confinement. L'écart d'indice de réfraction entre la couche cœur et les couches de confinement permet un confinement et un guidage efficace de la lumière. La distribution du champ électrique pour quelques modes est représentée à la Figure 2-1 [96]. Chaque mode guidé dans le guide d'onde peut être caractérisé par une constante de propagation $\beta_m = k n_{eff_m}$ où n_{eff_m} représente l'indice effectif du guide. Le mode d'indice $m = 0$ est appelé le mode fondamental. Il est à noter que plus l'ordre m du mode est élevé, plus ce dernier pénètre dans les couches de confinement, réduisant ainsi son recouvrement avec le cœur.

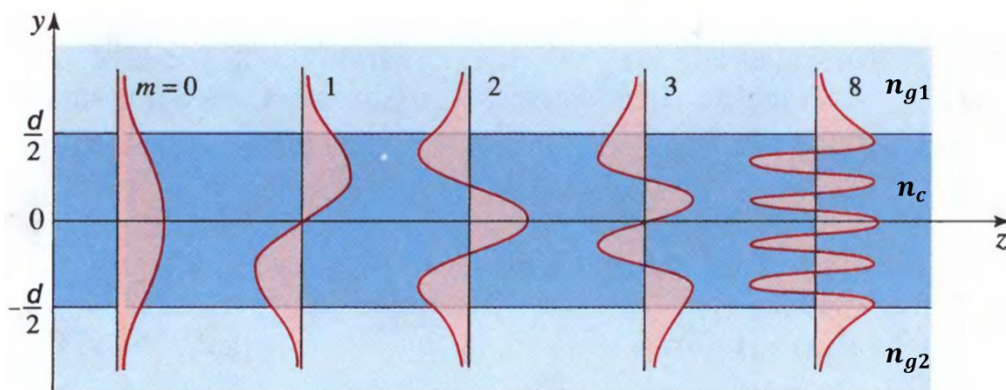


Figure 2-1 : Représentation graphique de l'amplitude du champ électrique pour différents modes guidés TE dans un guide plan diélectrique d'épaisseur d . [96]

Il est important d'estimer la quantité d'énergie effectivement confinée dans le guide, c'est-à-dire, la fraction d'énergie piégée dans le cœur du guide (la région $-d/2 < x < d/2$). Elle est calculée à l'aide de l'intégrale double suivante :

$$\gamma_m = \frac{\iint_{-d/2}^{d/2} |E(x,y)^m|^2 dx dy}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |E(x,y)^m|^2 dx dy} . \quad (2.2)$$

γ_m est appelé facteur de confinement d'un mode d'ordre m donné et représente la proportion de l'intensité du champ confinée dans le cœur du guide d'onde. Le confinement est maximal lorsque l'ordre m est minimal, c'est-à-dire lorsque le guide est monomode et ne peut supporter qu'un seul mode.

2.2 Effet Pockels

2.2.1 Effets optiques non linéaires

Les propriétés optiques d'un matériau, telles que l'indice de réfraction et l'absorption, sont généralement indépendantes de l'intensité de la lumière incidente tant que cette dernière reste modérée. Ce comportement correspond au régime d'optique linéaire, où la polarisation diélectrique du milieu est directement proportionnelle au champ électrique de la lumière incidente. Cependant, lorsque le champ lumineux atteint des valeurs comparables à celles du champ atomique, ce qui est réalisable grâce à la cohérence des faisceaux laser, la réponse du matériau devient non linéaire. Cette non-linéarité peut être décrite en exprimant la polarisation diélectrique comme une série de termes non linéaires dépendant du champ :

$$P_i = \varepsilon_0 \sum_j \chi_{ij}^{(1)} E_j + \varepsilon_0 \sum_{ijk} \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \varepsilon_0 \sum_{ijkl} \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots \quad (2.3)$$

Où $\chi_{ij}^{(1)}$ est le tenseur de susceptibilité linéaire, $\chi_{ijk}^{(2)}$ et $\chi_{ijkl}^{(3)}$ sont les tenseurs de susceptibilité respectivement quadratique et cubique, et E_j, E_k et E_l sont les différentes composantes du champ électrique. En ignorant le caractère vectoriel du champ, on simplifie l'expression de la polarisation comme suit :

$$P = \varepsilon_0 [\chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots] \quad (2.4)$$

Le terme d'ordre deux peut être vu comme une modification de l'indice de réfraction induite par l'amplitude du champ électrique et est ainsi appelé effet EO linéaire, ou *effet Pockels* suivant le nom du Physicien allemand qui l'a découvert en 1906. Ce terme, qui est présent seulement dans les matériaux non-centrosymétriques, sera étudié par la suite en raison de son importance pour le modulateur EO de phase étudié dans ce travail de thèse.

2.2.2 Ellipsoïde des indices

Dans un milieu anisotrope, chaque composante du déplacement électrique \mathbf{D} est une combinaison linéaire des trois composantes du champ électrique \mathbf{E} , c'est-à-dire $D_i = \sum_j \varepsilon_{ij} E_j$, ce qui se traduit sous forme matricielle par :

$$\begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix}. \quad (2.5)$$

Par un choix convenable de l'orientation des axes des coordonnées, il est possible d'obtenir une matrice dont seuls les éléments situés sur la diagonale sont non nuls : $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_x$, $\varepsilon_{yy} = \varepsilon_y$ et $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_z$

$$\begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix}. \quad (2.6)$$

Dans ce cas, les axes sont appelés « axes principaux » et les éléments de la matrice sont les constantes diélectriques principales. Les indices de réfraction principaux sont définis par :

$$n_x = \sqrt{\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_0}}, \quad n_y = \sqrt{\frac{\varepsilon_y}{\varepsilon_0}}, \quad \text{et} \quad n_z = \sqrt{\frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_0}}. \quad (2.7)$$

L'ellipsoïde des indices qui décrit les propriétés optiques d'un milieu anisotrope transparent est alors donné, dans le système des axes principaux, par l'équation suivante :

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1. \quad (2.8)$$

Pour une onde lumineuse se propageant suivant l'axe z dans un milieu dont l'anisotropie est décrite par l'ellipsoïde des indices ci-dessus, la composante de son champ vibrant suivant la direction x (y) voit un indice de réfraction égal à n_x (n_y).

2.2.3 Tenseur électro-optique

L'ellipsoïde des indices est une construction géométrique utilisée pour décrire les propriétés optiques d'un matériau anisotrope. Lorsqu'un champ électrique est appliqué, l'ellipsoïde des indices se déforme et les indices de réfraction changent. Cette déformation est décrite par la forme générale suivante :

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 x^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 y^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 z^2 + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 yz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 xz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 xy = 1. \quad (2.9)$$

En présence d'un champ électrique appliqué $\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$, chacun des coefficients de l'équation (2.9) subit une variation linéaire due à l'effet EO, donnée par :

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \left(\frac{1}{n^2}\right)_i \Big|_{E=0} + \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i \quad i = 1, 2, \dots, 6. \quad (2.10)$$

Les valeurs des coefficients en l'absence de champ électrique appliqué s'écrivent :

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 \Big|_{E=0} = \frac{1}{n_x^2}, \quad \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 \Big|_{E=0} = \frac{1}{n_y^2}, \quad \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 \Big|_{E=0} = \frac{1}{n_z^2}, \quad (2.11)$$

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 \Big|_{E=0} = \left(\frac{1}{n^2}\right)_5 \Big|_{E=0} = \left(\frac{1}{n^2}\right)_6 \Big|_{E=0} = 0.$$

D'autre part, les variations d'indice induites par le champ électrique sont données par :

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_j r_{ij} E_j \quad i = 1, 2, \dots, 6 \quad \text{et } j = 1, 2, 3, \quad (2.12)$$

où r_{ij} sont les coefficients EO. L'équation (2.12) peut également être exprimée sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_2 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_3 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix}. \quad (2.13)$$

Les 18 éléments de la matrice 6×3 forment le tenseur EO. Suivant le groupe de symétrie auquel appartient le matériau, certains composants du tenseur peuvent être nuls ou égaux entre eux [1].

2.3 Effet électro-optique dans le GaAs

Pour décrire l'effet EO dans le GaAs en utilisant l'ellipsoïde des indices, considérons la cellule unitaire du cristal de GaAs, représentée à la Figure 2-2. Les axes principaux ($x[100], y[010], z[001]$) correspondent aux axes principaux de l'ellipsoïde. Le cristal étant isotrope, les indices principaux sont tous égaux : $n_x = n_y = n_z = n$. Le cristal GaAs ayant pour groupe de symétrie le $\bar{4}3m$, possède trois coefficients électro-optiques égaux et non nuls : $r_{41} = r_{52} = r_{63} \sim 1.6 \text{ pm/V}$ [1].

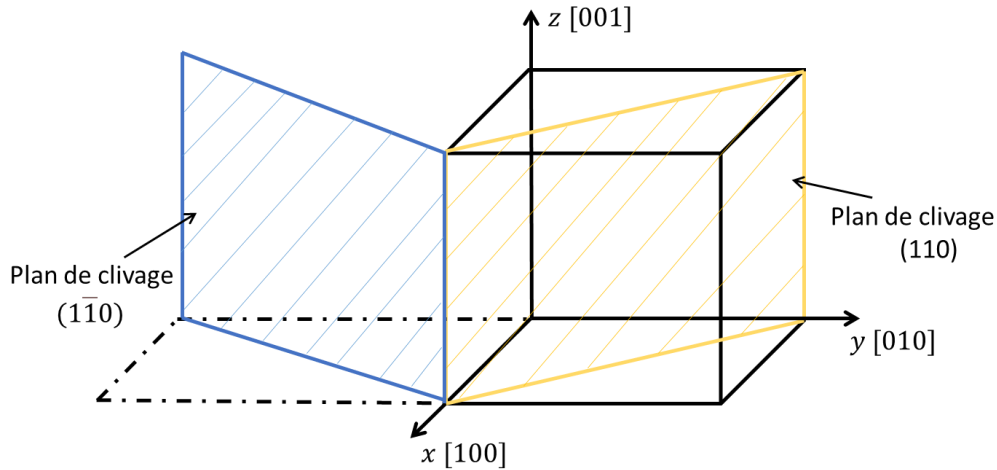


Figure 2-2 : Structure cristallographique du GaAs. Les plans de clivage sont donnés par (110) et ($\bar{1}\bar{1}0$).

Considérons, un champ électrique appliqué suivant la direction z du cristal : $\mathbf{E} = (0, 0, E_z)$, la nouvelle équation de l'ellipsoïde s'écrit alors :

$$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n^2} + 2r_{41}E_z xy = 1. \quad (2.14)$$

En effectuant un changement de repère pour annuler le terme croisé xy dans l'équation, on pose :

$$x' = \frac{x+y}{\sqrt{2}}, y' = \frac{y-x}{\sqrt{2}} \text{ et } z' = z. \quad (2.15)$$

Les nouveaux axes principaux x' et y' sont ainsi obtenus par une rotation de 45° autour de l'axe z du cristal et correspondent respectivement aux directions cristallographiques $[110]$ et $[\bar{1}\bar{1}0]$. L'équation (2.14) devient alors :

$$\frac{x'^2}{n_{x'}^2} + \frac{y'^2}{n_{y'}^2} + \frac{z^2}{n_{z'}^2} = 1, \quad (2.16)$$

où $\frac{1}{n_{x'}^2} = \frac{1}{n^2} - r_{41}E_z$, $\frac{1}{n_{y'}^2} = \frac{1}{n^2} + r_{41}E_z$ et $\frac{1}{n_{z'}^2} = \frac{1}{n^2}$.

Le coefficient électro-optique r_{41} , étant de l'ordre de 10^{-12} m/V et la tension appliquée aux bornes du cristal, typiquement de quelques volts, rendent le terme $r_{41}E_z$ négligeable devant $1/n^2$. Les nouveaux indices de réfraction deviennent alors :

$$\begin{aligned}
n_{x'} &\approx n + \frac{1}{2}n^3r_{41}E_z, \\
n_{y'} &\approx n - \frac{1}{2}n^3r_{41}E_z, \\
n_{z'} &\approx n.
\end{aligned}
\tag{2.17}$$

Ainsi, toute onde plane dont la polarisation est contenue dans le plan (001) verra son indice de réfraction changé par l'effet EO. C'est par exemple le cas d'une onde transverse électrique (TE). En particulier, si l'onde est polarisée suivant la direction cristallographique [110], l'indice de réfraction dû à l'effet EO sera donné par $n_{x'}$. Pour une polarisation dans la direction $[1\bar{1}0]$, l'indice sera égal à $n_{y'}$. En revanche, si la polarisation de l'onde est transverse magnétique (TM), c'est-à-dire si le champ électrique est perpendiculaire au plan (001), l'onde ne verra pas de modification de l'indice de réfraction puisque $n_{z'}$ reste inchangé.

Dans l'analyse précédente, nous avons considéré un champ électrique appliqué qui est orthogonal au plan (001) du cristal. De manière générale, trois cas de figure d'application du champ électrique et leurs effets EO associés sont possibles. Ces trois cas sont résumés dans le Tableau 2-1 ci-dessous [97]:

	$E \perp (001)$ plane $E_x = E_y = 0 \quad E_z = E$	$E \perp (110)$ plane $E_x = E_y = \frac{E}{\sqrt{2}} \quad E_z = 0$	$E \perp (111)$ plane $E_x = E_y = E_z = \frac{E}{\sqrt{3}}$
index ellipsoid	$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_0^2} + 2r_{41}Exy = 1$	$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_0^2} + \sqrt{2}r_{41}E(yz + zx) = 1$	$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_0^2} + \frac{2}{\sqrt{3}}r_{41}E(yz + zx + xy) = 1$
$n_{x'}$	$n_0 + \frac{1}{2}n_0^3r_{41}E$	$n_0 + \frac{1}{2}n_0^3r_{41}E$	$n_0 + \frac{1}{2\sqrt{3}}n_0^3r_{41}E$
$n_{y'}$	$n_0 - \frac{1}{2}n_0^3r_{41}E$	$n_0 - \frac{1}{2}n_0^3r_{41}E$	$n_0 + \frac{1}{2\sqrt{3}}n_0^3r_{41}E$
$n_{z'}$	n_0	n_0	$n_0 - \frac{1}{\sqrt{3}}n_0^3r_{41}E$
$x'y'z'$ coordinate			
directions of optical path and axes of crossed polarizer			
phase difference $\Gamma(V=Ed)$	$\Gamma_z = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{41} V$ $\Gamma_{xy} = \frac{\pi}{\lambda} \frac{l}{d} n_0^3 r_{41} V$	$\Gamma_{max} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{l}{d} n_0^3 r_{41} V$	$\Gamma = \frac{\sqrt{3}\pi}{\lambda} \frac{l}{d} n_0^3 r_{41} V$

Tableau 2-1 : Propriétés électro-optiques du GaAs pour différentes orientations du champ électrique. x' , y' et z' représentent les nouveaux axes principaux. [97]

Sur la base de ce Tableau, les déphasages correspondants aux configurations où $E \perp (001)$ et $E \perp (110)$ sont ceux correspondants respectivement aux schémas de la Figure 2-3(a) et 2-3(b) décrits ci-dessus. Dans les deux cas, l'onde plane incidente est polarisée linéairement suivant la direction cristallographique $[110]$. Dans le cas de la Figure 2-3(b), cette dernière se propage suivant l'axe z et sa polarisation est donc à 45° par rapport aux axes principaux x' et y' (voir Figure 2-4), ce qui a pour effet de doubler le retard de phase accumulé. Par contre, contrairement au cas de la Figure 2-3(a), ce retard de phase se traduit par une rotation de la polarisation dans le plan $(\bar{1}\bar{1}0)$.

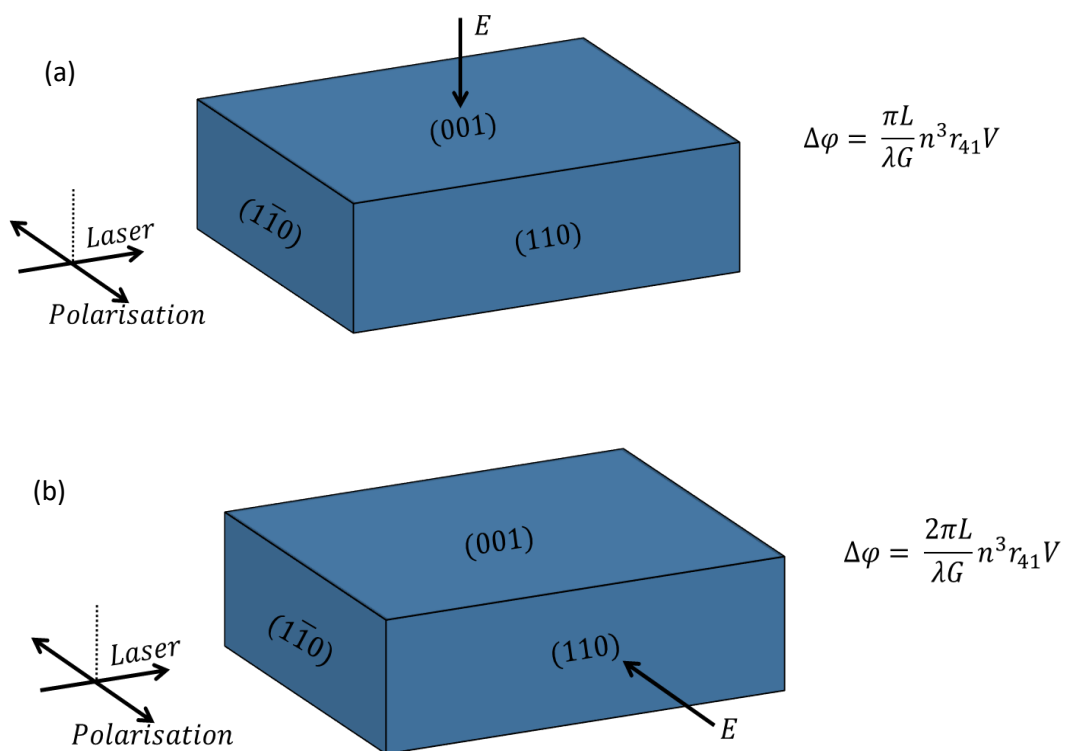


Figure 2-3 : Configurations adoptées pour la modulation EO de phase dans un cristal de GaAs dans les cas où (a) $E \perp (001)$ et (b) $E \perp (110)$. Dans les deux cas, on suppose l'onde plane incidente polarisée linéairement suivant la direction cristallographique $[110]$. L et G représentent respectivement la longueur du guide d'onde et la distance entre les électrodes. V est la tension qui est appliquée.

2.4 Modulation électro-optique à base de GaAs

Les modulateurs EO se classent en deux catégories : les modulateurs longitudinaux où le champ modulant est orienté suivant la direction de propagation et les modulateurs transverses où ce dernier est orthogonal à la direction de propagation. Les modulateurs généralement développés, et sur lesquels se limite notre étude, sont les modulateurs transverses, qui permettent naturellement d'éviter que les électrodes du champ modulant interfèrent avec l'onde modulée.

2.4.1 Modulation de phase

Pour réaliser ce type de modulateur, on peut utiliser les schémas de la Figure 2-3(a) ou 2-3(b). Nous considérons ici le cas de la Figure 2-3(a) avec une onde optique incidente polarisée TE, donc suivant l'axe x' , et se propageant suivant l'axe z . Le champ optique peut s'écrire sous la forme :

$$E_{in} = E_0 e^{i(\omega t - kn_{x'}z)}. \quad (2.18)$$

L'indice $n_{x'}$, dépendant du champ modulant E_z , l'équation précédente prend la forme :

$$E_{in} = E_0 e^{i(\omega t - k(n + \frac{1}{2}n^3 r_{41} E_z)z)}. \quad (2.19)$$

Si le champ modulant oscille à la pulsation ω_m , c'est-à-dire : $E_z = E_m \sin(\omega_m t)$, le champ E_{out} en sortie du cristal de longueur L s'écrit :

$$E_{out} = E_0 e^{i(\omega t - \Delta\varphi \sin(\omega_m t))} e^{-iknL}. \quad (2.20)$$

La phase de l'onde optique en sortie du cristal est ainsi modulée à la pulsation ω_m , avec une amplitude, ou retard de phase $\Delta\varphi$, donnée par :

$$\Delta\varphi = k \frac{n^3}{2} r_{41} E_m L = \frac{\pi L}{\lambda G} n^3 r_{41} V \Gamma. \quad (2.21)$$

Ici G est la distance entre les électrodes, V représente la tension appliquée et Γ le facteur de recouvrement spatial du champ électrique et optique (voir Section 2.6). On définit alors la tension V_π pour laquelle le déphasage induit est de π :

$$V_\pi = \frac{G \lambda}{n^3 r_{41} L \Gamma}, \quad (2.22)$$

A une constante de phase près, et en considérant la partie réelle, le champ optique en sortie du cristal s'écrit :

$$E_{out} = E_0 \cos(\omega t - \Delta\varphi \sin(\omega_m t)). \quad (2.23)$$

En utilisant l'identité des fonctions de Bessel suivante :

$$\cos(z \sin\theta) = \sum_{K=-\infty}^{+\infty} J_K(z) \cos(K\theta). \quad (2.24)$$

$$\text{Avec } J_{-K}(z) = (-1)^K J_K(z),$$

où J_K est la fonction de Bessel d'ordre K . Le spectre de l'amplitude du champ en sortie s'exprime sous la forme d'une série de fonctions de Bessel J_K :

$$E_{\text{out}} = E_0 J_0(\Delta\varphi) \cos(\omega t) + \sum_{K=1}^{+\infty} E_0 [J_K(\Delta\varphi) \cos(\omega + K\omega_m)t + (-1)^K J_K(\Delta\varphi) \cos(\omega - K\omega_m)t]. \quad (2.25)$$

Le premier terme de cette équation représente la porteuse optique, qui n'est pas modulée, tandis que les termes suivants décrivent les contributions des différentes bandes latérales. Etant donné que la variation de phase $\Delta\varphi$ est généralement très faible, seuls les termes d'ordre 1 des fonctions de Bessel (J_1) sont retenus dans le développement en série. Le spectre se limite alors à la porteuse et aux deux bandes latérales de pulsation $\omega \pm \omega_m$, avec $J_0 \approx 1$ et $J_1 \approx \Delta\varphi/2$. Le rapport entre la puissance des bandes latérales (P_s) et la porteuse optique (P_o) pour une faible modulation est donc égale à [98] :

$$\frac{P_s}{P_o} = 2 J_1^2 = \frac{(\Delta\varphi)^2}{2}. \quad (2.26)$$

2.4.2 Modulation d'amplitude

Ce type de modulateur correspond au cas de la Figure 2-3(b). Pour l'onde optique polarisée initialement TE, on peut tirer parti du fait que la polarisation est elliptique dans le plan de clivage ($\bar{1}\bar{1}0$) du guide pour réaliser un modulateur d'amplitude. Pour ce faire, on place un polariseur en sortie du guide dans une des deux directions colinéaires (TE) ou perpendiculaire (TM) à la polarisation d'entrée comme illustré en Figure 2-4 [1],[99].

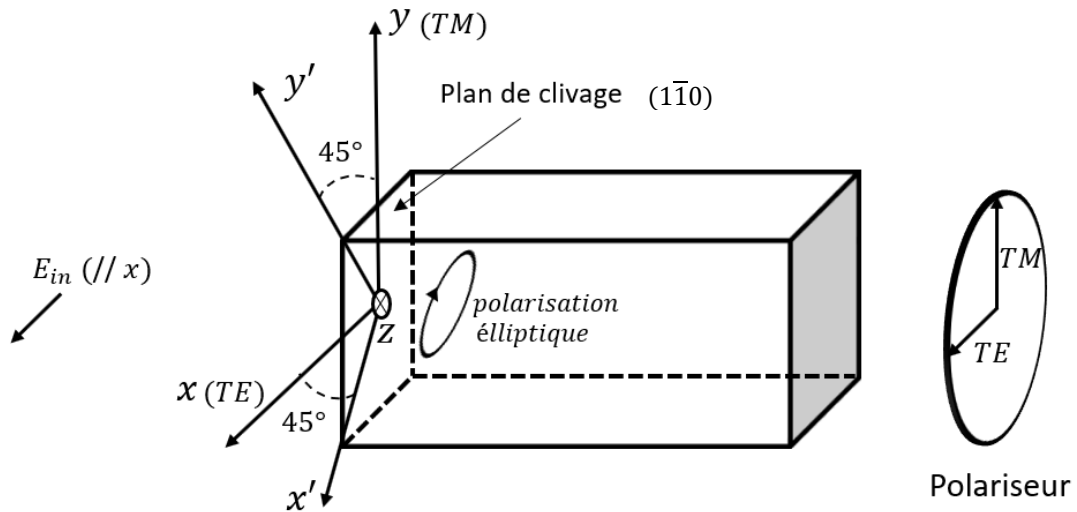


Figure 2-4 : Schéma du principe de la modulation d'amplitude. Pour un champ électrique E , appliqué latéralement, comme dans le cas de la Figure 2-3(b), l'onde incidente polarisée TE voit sa polarisation tourner dans le plan $(1\bar{1}0)$ tout au long de la propagation dans le guide. La polarisation à la sortie de ce dernier étant elliptique, on place un polariseur de façon à ce qu'il soit parallèle (TE) ou perpendiculaire (TM) à la polarisation de l'onde initiale (TE). On transforme ainsi la variation de phase en une variation d'amplitude dans les deux polarisations.

On considère un champ optique E_{in} polarisé TE, à l'entrée du modulateur, donnée par l'équation (2.27) ci-dessous (en négligeant la dépendance spatiale) :

$$E_{in} = E_0 e^{i\omega t}. \quad (2.27)$$

Pour un déphasage donné $\Delta\varphi$ à la sortie du modulateur, le champ optique possède deux composantes suivant les deux axes principaux $x'y'$ (Figure 2-4) données par :

$$E_{out_{x'}} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} e^{i\omega t} e^{i\Delta\varphi/2} \quad \text{et} \quad E_{out_{y'}} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} e^{i\omega t} e^{-i\Delta\varphi/2}. \quad (2.28)$$

Le polariseur positionné après le modulateur permet d'obtenir à la fin une onde polarisée TM ou TE. On aura donc, pour ces deux cas :

$$E_{out(TM)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{E_0}{\sqrt{2}} e^{i\omega t} (e^{i\frac{\Delta\varphi}{2}} - e^{-i\frac{\Delta\varphi}{2}}) = \sin\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) E_{in}. \quad (2.29)$$

$$E_{out(TE)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{E_0}{\sqrt{2}} e^{i\omega t} (e^{i\frac{\Delta\varphi}{2}} + e^{-i\frac{\Delta\varphi}{2}}) = \cos\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) E_{in}. \quad (2.30)$$

D'après les équations (2.29) et (2.30), Il en ressort que l'amplitude de l'onde incidente est modulée par le déphasage. Ce dernier est donné par :

$$\Delta\varphi = \frac{\pi V}{V_\pi}, \quad (2.31)$$

avec

$$V_\pi = \frac{\lambda G}{2n^2\tau_{41}L\Gamma}. \quad (2.32)$$

En général, $V = V_{DC} + V_{RF}$ (avec V_{DC} et V_{RF} qui représentent respectivement la composante continue de la tension et celle alternative). Les fonctions de transfert en puissance à la sortie du modulateur pour les polarisations TE et TM sont données par les équations

(2.33) et sont représentées aux Figure 2-5(a)-(b) en fonction de la tension V .

$$\begin{cases} \frac{P_{out}(TE)}{P_{in}} = \left| \frac{E_{out}(TE)}{E_{in}} \right|^2 = \cos^2\left(\frac{\pi V}{2V_\pi}\right) \\ \frac{P_{out}(TM)}{P_{in}} = \left| \frac{E_{out}(TM)}{E_{in}} \right|^2 = \sin^2\left(\frac{\pi V}{2V_\pi}\right) \end{cases} \quad (2.33)$$

Une alternative à la réalisation de la modulation d'amplitude représentée en Figure 2-4, ne nécessitant pas l'utilisation d'un polariseur à la sortie (ce qui est utile pour l'optique intégrée), est de réaliser un interféromètre de type MZ (Section 1.2.2.1). Dans notre cas (pour une polarisation d'entrée TE), en travaillant en configuration *push-pull* (Section 2.6.1), le fait que la polarisation du faisceau tourne en sens inverse dans les deux bras de l'interféromètre en raison des déphasages opposés, conduit à une résultante de polarisation nulle suivant l'axe y (TM) et non nulle suivant l'axe x (TE) en sortie de l'interféromètre. Ainsi, à partir de l'équation (2.30), le champ TE à la sortie de l'interféromètre est donné par l'équation :

$$E_{out} = \frac{E_0}{2} e^{i\omega t} (e^{i\Delta\varphi/2} + e^{-i\Delta\varphi/2}) = \cos\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) E_{in}. \quad (2.34)$$

La fonction de transfert correspondante (Figure 2-5(c)) est donc identique à celle représentée à la Figure 2-5(a). Dans la pratique, pour les applications analogiques, le modulateur est généralement polarisé en continu à $V_{DC} = V_\pi/2$ de sorte à générer une polarisation circulaire à la sortie du guide. Par conséquence, en absence de modulation ($V_{RF} = 0$), la puissance en aval du polariseur est égale à 50%. Ceci place ainsi le modulateur au point de quadrature de sa fonction de transfert. Ce point, qui correspond à une pente maximale de la courbe de transmission (voir Figure 2-5), permet de garantir une réponse linéaire, ce qui minimise la distorsion du signal.

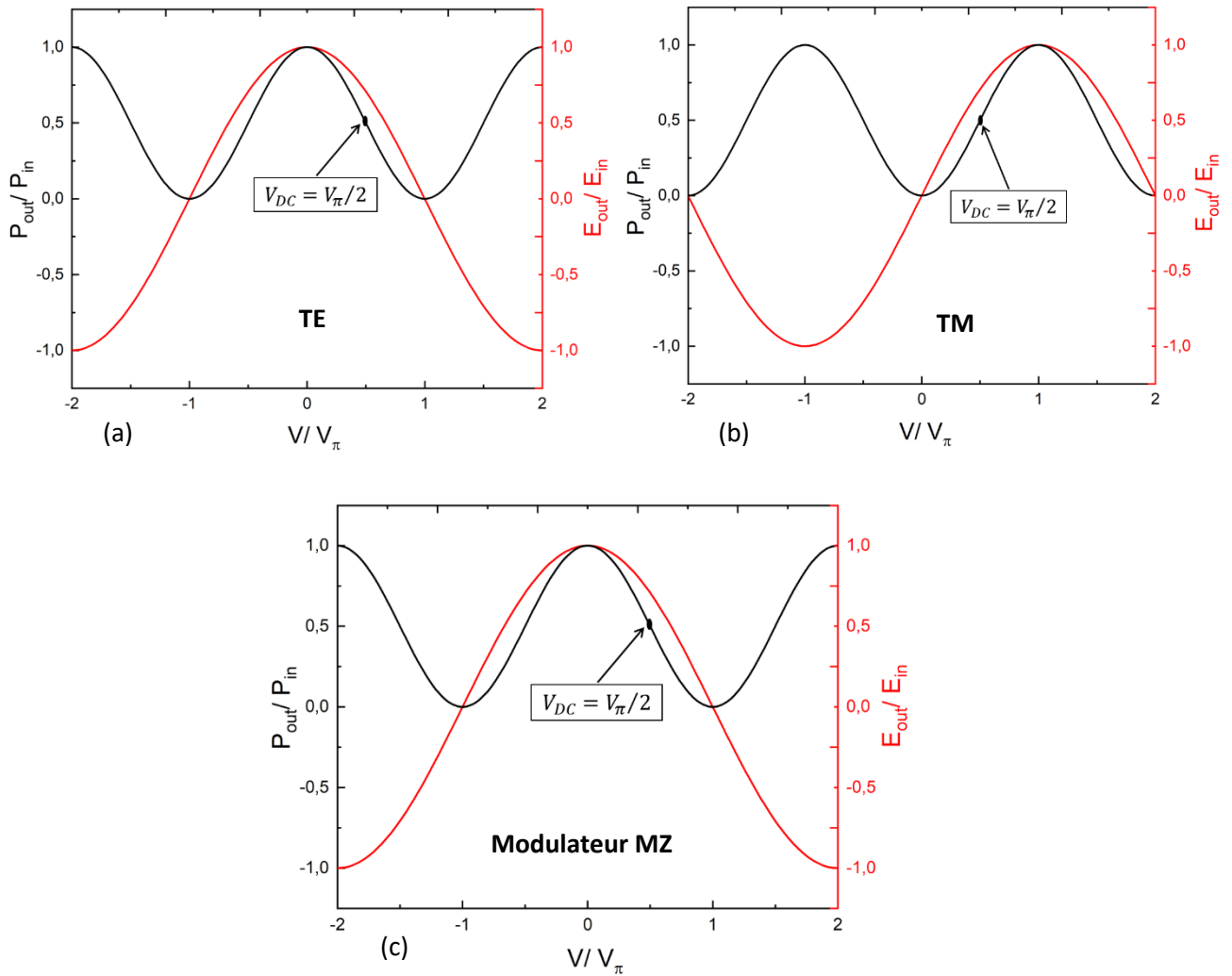


Figure 2-5 : Fonction de transfert de la puissance (en noir) et d'amplitude (en rouge) du modulateur de la Figure 2-4 dans le cas où le polariseur à la sortie est orienté TE (a) et TM (b). Nous avons également représenté en (c) la fonction de transfert pour un modulateur d'amplitude de type MZ. Sur les Figures, est illustré le point d'opération où la tension continue (V_{DC}) appliquée place le modulateur au point de quadrature de sa fonction de transfert.

Le schéma de modulation présenté en Figure 2-4 avec la même orientation des axes principaux par rapport à la polarisation d'entrée a été implémenté dans la Réf. [99], dans le cadre d'un modulateur exploitant une propagation multimode. Le même schéma connu sous le nom de *mode converter*, peut aussi être exploité dans un guide d'onde monomode, comme c'est le cas ici [100],[101]. A notre connaissance, la première implémentation d'un modulateur est celle de Wang et al. [102], qui reporte un modulateur à ondes progressives à $1.3 \mu\text{m}$ de longueur d'onde à base de GaAs, avec une profondeur de modulation de 90% et une bande passante à 3 dB de 20 GHz. D'autres travaux ont suivi par la suite, qui ont le mérite d'avoir mis en évidence un aspect crucial de ce dispositif, qui le distingue du modulateur de type *bulk* déjà décrit [103],[104],[105]. Ceci est lié au fait que dans un guide monomode, les deux modes quasi-TE et quasi-TM possèdent des indices effectifs différents, n_{TE} et n_{TM} (pour simplicité, on négligera les pertes dans l'analyse qui suit) [100]. Cette biréfringence modale

donne lieu à un retard de phase intrinsèque qui s'ajoute à celui produit par l'effet Pockels, obtenu en appliquant un champ électrique orienté selon la direction [110], comme dans le schéma de la Figure 2-4, où l'on assume que l'axe du guide est parallèle à l'axe z. En même temps, la biréfringence introduite par le guide brise la symétrie du cristal. Par conséquent, l'application d'un champ selon la direction [110] ne va plus donner lieu à des axes principaux $x'y'$ avec un angle $\theta = 45^\circ$ par rapport aux axes cristallins indépendamment de sa valeur. En diagonalisant le nouveau tenseur EO, on obtient en revanche [103] :

$$\theta = 0.5 \times \tan^{-1} \left(\frac{2r_{41}E}{\frac{1}{n_{TE}^2} - \frac{1}{n_{TM}^2}} \right). \quad (2.35)$$

L'angle θ dépend donc de la valeur du champ et est d'autant plus faible que la biréfringence modale est grande. Cette dernière a donc intérêt à être la plus petite possible afin de retrouver la situation idéale du GaAs *bulk* où $\theta = \pi/4$, et donc une onde polarisée TE ou TM en entrée du guide a les mêmes amplitudes sur les axes $x'y'$. Dans le cas contraire, le champ appliqué va générer des axes principaux formant un angle $\theta \ll \pi/4$. A partir d'une onde polarisée TE en entrée, ceci va donc produire une composante de faible amplitude sur y' , donnant lieu à une polarisation décrivant une ellipse (pour un déphase de $\pi/2$ en sortie) avec un axe principal beaucoup plus grand que l'autre, ce qui se traduira par une moindre modulation d'amplitude en présence d'un polariseur en sortie du guide.

De plus, pour des faibles valeurs de E , les nouveaux indices de réfraction en présence de la biréfringence modale deviennent :

$$\begin{aligned} n_{x'} &\approx n_{TE} + \frac{n_{TE}^3}{2} r_{41} E \sin(2\theta), \\ n_{y'} &\approx n_{TM} - \frac{n_{TM}^3}{2} r_{41} E \sin(2\theta). \end{aligned} \quad (2.36)$$

A partir de ces équations, on voit bien que par rapport au cas $\theta = \pi/4$, en présence de biréfringence modale, la biréfringence produite par le champ électrique est diminuée d'un facteur $\sin(2\theta)$. L'évaluation quantitative de la rotation de polarisation induite à la sortie du modulateur pour une onde incidente polarisée TE peut s'obtenir en utilisant la théorie des modes couplés [100]. Les fonctions de transfert à la sortie aux polarisations TM et TE sont données respectivement par :

$$\begin{cases} \frac{I_{TM}}{I_{TE}}(\beta, \delta) = \frac{\beta^2}{\beta^2 + \delta^2} \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \sqrt{\beta^2 + \delta^2} \right), \\ \frac{I_{TE}}{I_{TE}}(\beta, \delta) = \frac{\delta^2}{\beta^2 + \delta^2} + \frac{\beta^2}{\beta^2 + \delta^2} \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} \sqrt{\beta^2 + \delta^2} \right), \end{cases} \quad (2.37)$$

avec

$$\begin{aligned}\beta &= \frac{2 n_o^3 r_{41} \Gamma L}{\lambda G} V, \\ \delta &= \frac{2L \Delta n_{TE-TM}}{\lambda}, \\ n_o &= \frac{n_{TE} + n_{TM}}{2}.\end{aligned}\tag{2.38}$$

On voit bien que si $\beta \ll \delta$, la modulation d'amplitude sera très faible. En revanche, pour $n_{TE} = n_{TM}$, $\delta = 0$ et on retrouve les équations (2.33). En Figure 3-11(c) de la Section 3.2.2.2 est reportée, pour les guides d'onde fabriqués, la différence $\Delta n_{TE-TM} = |n_{TE} - n_{TM}|$ obtenue à partir des simulations FDTD en fonction de la profondeur de gravure. Pour un guide avec un cœur de $5 \mu\text{m}$ d'épaisseur et une largeur de $5 \mu\text{m}$, lorsque la profondeur de gravure h_p est comprise entre 3.1 et $3.35 \mu\text{m}$, Δn_{TE-TM} est inférieur à 10^{-3} .

Sur la base des équations (2.37), on reporte en Figure 2-6(a) la fonction de transfert I_{TM}/I_{TE} pour différentes valeurs de Δn_{TE-TM} , en considérant une longueur du modulateur $L = 1 \text{ cm}$. Pour ce calcul, nous avons utilisé une distance entre les électrodes de $13 \mu\text{m}$ et un facteur de recouvrement de 45%, qui correspondent aux dispositifs fabriqués (voir Section 3.2). Comme on peut le constater, pour une longueur L donnée, l'effet de Δn_{TE-TM} sur l'efficacité de modulation est très prononcé, en particulier aux basses tensions. Ceci est dû au fait que pour des faibles tensions appliquées, le déphasage est donné par la biréfringence modale (facteur δ dans l'équation (2.37)).

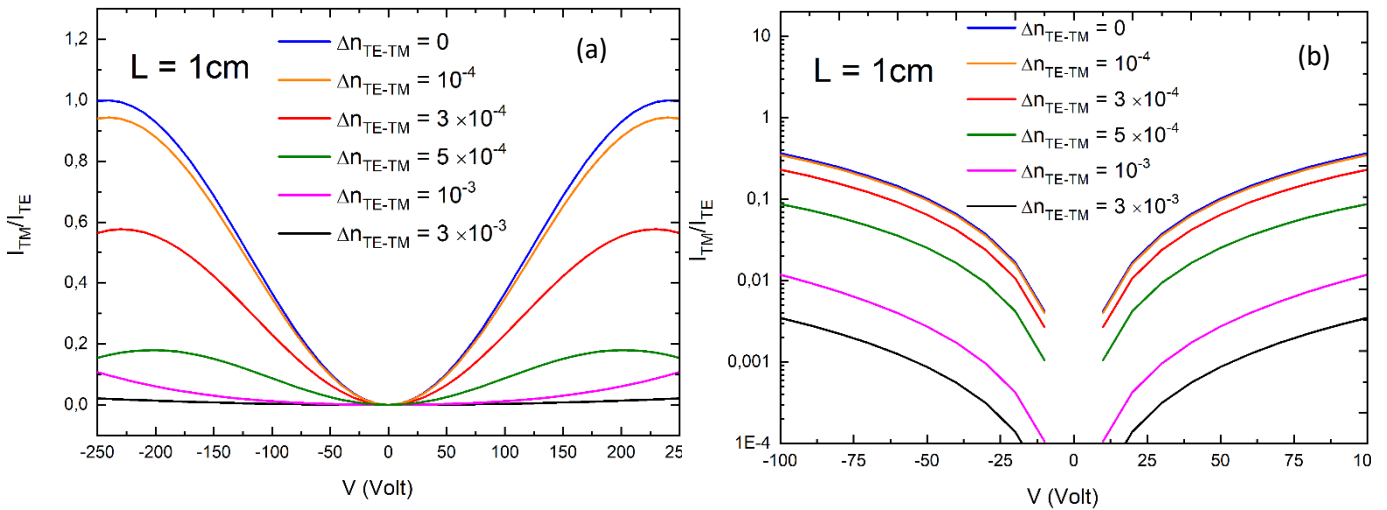


Figure 2-6 : Guide d'onde de $5 \mu\text{m}$ de cœur et de $5 \mu\text{m}$ de large avec les électrodes en surface positionnées à $4 \mu\text{m}$ de part et d'autre du guide. (a) Fonction de transfert I_{TM}/I_{TE} en fonction de la tension V et pour différentes valeurs de Δn_{TE-TM} , pour un modulateur de 1 cm de longueur. (b) Fonction de transfert I_{TM}/I_{TE} en échelle logarithmique pour des tensions allant de -100 V à 100 V .

On remarque également que pour $\Delta n_{TE-TM} \sim 3 \times 10^{-4}$, la fonction de transfert se rapproche de façon raisonnable à celle en absence de biréfringence (Figure 2-6(b)). En faisant référence à la Figure 3-11(c), Section 3.2.2.2, ceci demande un contrôle de la profondeur de gravure au niveau de 100 nm (pour $3.2 \mu m \lesssim h_p \lesssim 3.3 \mu m$, Δn_{TE-TM} est inférieur à 5×10^{-4}), ce qui reste techniquement faisable.

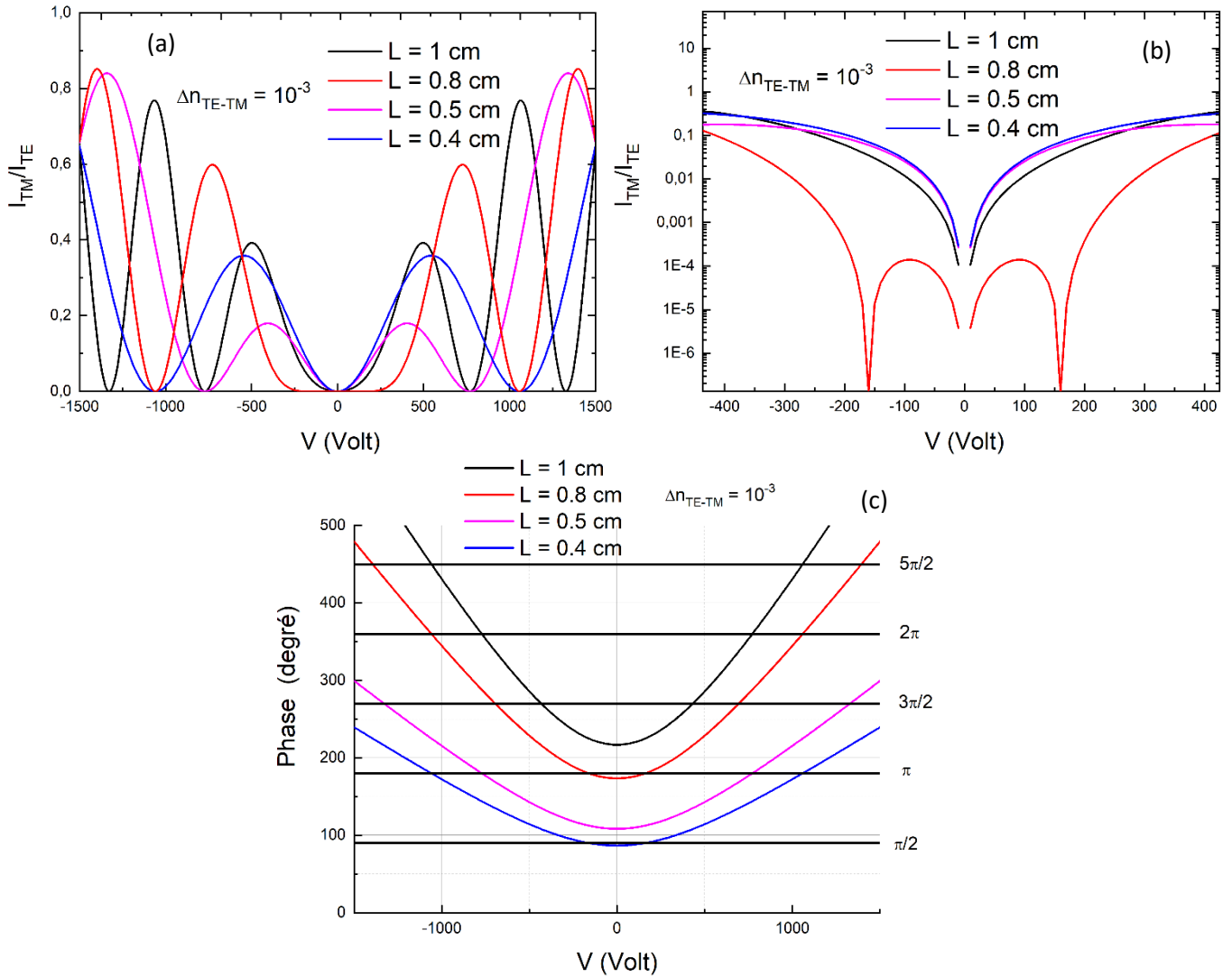


Figure 2-7 : Guide d'onde de 5 μm de cœur et de 5 μm de large avec les électrodes en surface positionnées à 4 μm de part et d'autre du guide. (a) Fonction de transfert I_{TM}/I_{TE} en fonction de la tension V et pour différentes longueurs L du modulateur, pour une biréfringence modale $\Delta n_{TE-TM} = 10^{-3}$ à $\lambda = 8.3 \mu m$. (b) Fonction de transfert I_{TM}/I_{TE} en échelle logarithmique pour des tensions allant de -400 V à 400 V. (c) Phase de l'onde à la sortie du modulateur en fonction de la longueur L et de la tension V , pour $\Delta n_{TE-TM} = 10^{-3}$.

En Figure 2-7(a), on analyse la fonction de transfert I_{TM}/I_{TE} en fonction de la longueur du modulateur pour $\Delta n_{TE-TM} = 10^{-3}$. Pour une valeur de tension donnée, l'efficacité varie fortement, avec une variation d'autant plus prononcée lorsque pour une certaine longueur, le déphasage se rapproche de 0 ou d'un multiple de π (Figure 2-7(c)), ce qui se traduit par une modulation nulle, tandis que pour une

autre valeur de L , il se rapproche d'un multiple impair de $\pi/2$, donnant lieu à une modulation maximale.

Pour conclure cette étude, la Figure 2-8(a) illustre la fonction de transfert I_{TM}/I_{TE} en fonction de la longueur d'onde pour $\Delta n_{TE-TM} = 5 \times 10^{-4}$. On constate (Figure 2-8(a)) que dans la gamme $7.7 \mu\text{m} - 8.9 \mu\text{m}$, la variation d'efficacité reste acceptable jusqu'à 100 V de tension appliquée. La situation change drastiquement si on se déplace dans le proche infrarouge, comme reporté en Figure 2-8(b), où nous avons utilisé la même longueur de modulateur, avec, par contre, une distance entre les électrodes de $4 \mu\text{m}$, grâce à la taille plus réduite du guide permettant de maintenir un comportement monomode. A parité de variation relative de longueur d'onde, dans la plage de tensions $0 - 60 \text{ V}$ (qui correspond à celle du panneau de gauche multipliée par le rapport $4/13$ pour obtenir le même champ électrique), l'efficacité de modulation peut passer de 0 jusqu'à une valeur supérieure à 25%. Ceci est une conséquence directe du fait que les déphasages β et δ sont proportionnels à L/λ . Cette dépendance montre bien que, contrairement au proche infrarouge, les schémas de modulation basés sur la rotation de polarisation sont particulièrement bien adaptés à la gamme MIR.

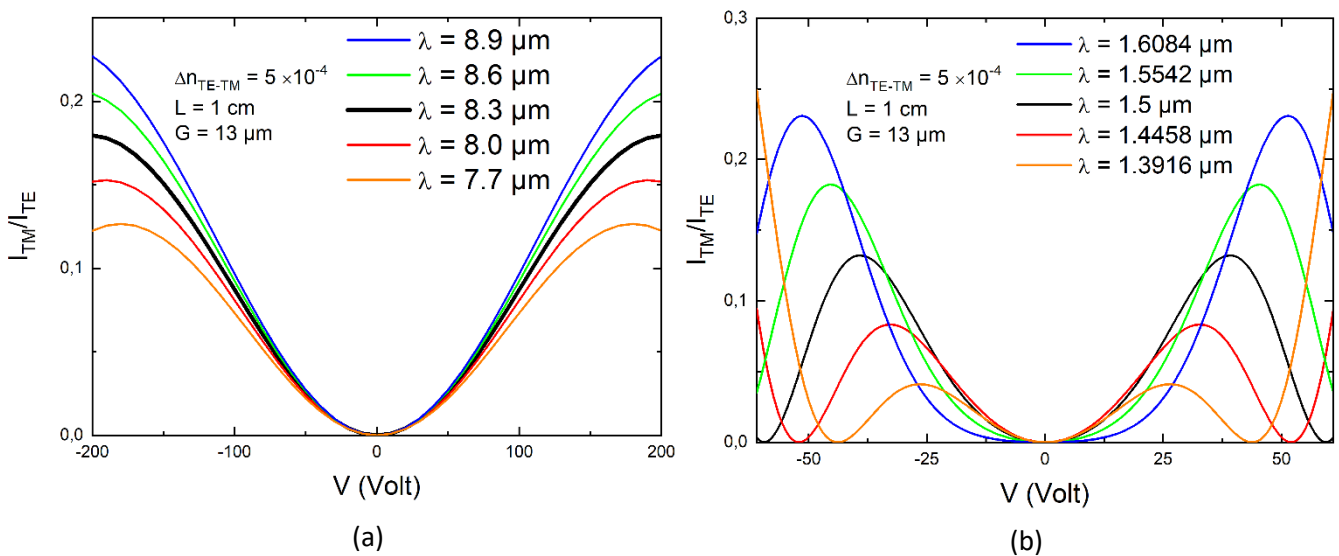


Figure 2-8 : Fonction de transfert I_{TM}/I_{TE} en fonction de la tension V et pour différentes longueurs d'onde de fonctionnement dans le MIR ($7.7 \mu\text{m}$ à $8.9 \mu\text{m}$) (a) et dans le NIR ($1.4 \mu\text{m}$ à $1.6 \mu\text{m}$) (b).

2.5 Modulation à haute fréquence

Pour de nombreuses situations pratiques, il est nécessaire de moduler une porteuse optique à des fréquences très élevées. La bande passante d'un modulateur est cependant limitée par l'effet de temps de transit de l'onde optique dans le cristal. Cette section décrit les phénomènes liés à la limitation de

la bande passante d'un modulateur, avant de présenter le modulateur à onde progressive qui permet de surmonter cela.

2.5.1 Limitation à haute fréquence

Une des limitations importantes de la modulation à haute fréquence est le *temps de transit*, τ_{tr} , qui correspond au temps effectué par l'onde optique pour parcourir la longueur du modulateur. Dans le cas où ce dernier est très court par rapport à la période de modulation du signal modulant, c'est-à-dire $f_m \tau_{tr} \ll 1$ où f_m représente la fréquence de modulation, le modulateur peut être considéré comme un dispositif localisé, car sa longueur est faible par rapport à la longueur d'onde du champ modulant. Ainsi, du point de vue électrique, on peut le modéliser comme un filtre passe-bas avec une fréquence de coupure f_c :

$$f_c = \frac{1}{2\pi RC}, \quad (2.39)$$

où R représente la résistance associée au contact et C la capacité due à aux électrodes parallèles du cristal EO. Le modèle du circuit passe-bas reflète assez bien la réalité pour les basses fréquences et constitue une première limite à la montée en fréquence du modulateur. En revanche, au-delà de la fréquence de coupure, l'hypothèse principale de l'électrode supposée *localisée*, avec un potentiel constant sur toute sa longueur n'est plus vérifiée et des effets de propagation apparaissent. L'étude du modulateur se fait alors par la théorie des lignes de transmission.

2.5.2 Modulateur à ondes progressives

Une méthode qui peut, en principe surmonter la limitation à haute fréquence, consiste à appliquer le signal de modulation sous forme d'une onde progressive qui se propage, le long d'une ligne de transmission microonde, parallèlement au signal optique à moduler. Intuitivement, si les deux signaux se propagent à la même vitesse, le front d'onde optique sera toujours sujet au même champ électrique instantané, et le problème du temps de transit évoqué plus haut est éliminé. La bande passante ne sera donc plus limitée par la constante de temps RC du dispositif. Le champ modulant de l'onde progressive s'écrit :

$$E(t', z) = E_m e^{i(\omega_m t' - k_m z)}, \quad (2.40)$$

avec $k_m = \omega_m / v_m$ où v_m est sa vitesse de phase. Considérons un élément du front d'onde optique qui entre dans le cristal à $z = 0$ à l'instant t . Sa position z , à un instant ultérieur $t' > t$, est donnée par :

$$z = v_{opt} (t' - t), \quad (2.41)$$

où v_{opt} représente la vitesse de l'onde optique. Dans le contexte des modulateurs EO, le choix de la vitesse optique à synchroniser est une question cruciale. Traditionnellement, la vitesse optique à synchroniser avait été identifiée comme étant la vitesse de phase [1],[106]. Cette interprétation reposait sur l'exigence physique que les fronts de phase des deux signaux doivent se propager à la même vitesse pour permettre une interaction efficace. Cependant, cette hypothèse est incomplète pour le signal optique modulé en phase. En effet, conformément à la discussion générale présentée dans la Section 2.2.1, l'effet EO est décrit par un processus non linéaire d'ordre deux. La modulation microonde du faisceau MIR peut alors être considérée comme un processus de génération de somme (ou de différence) de fréquences (Figure 2-9). Deux conditions fondamentales doivent être satisfaites dans ce cas, dont la première est la conservation d'énergie :

$$\omega_{m+MIR} = \omega_m + \omega_{MIR} , \quad (2.42)$$

où ω_{m+MIR} représente la fréquence de l'onde générée (bande latérale).

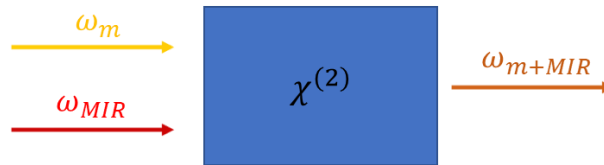


Figure 2-9 : Représentation simplifiée de la modulation EO, vue comme un processus de génération de somme de fréquences dans un matériau non-centrosymétrique de susceptibilité linéaire $\chi^{(2)}$.

La deuxième condition impose une conservation du vecteur d'onde donnée comme suit :

$$k_{m+MIR} = k_m + k_{MIR} \quad (2.43)$$

⇓

$$n(\omega_m + \omega_{MIR}) = n_m \omega_m + n_{MIR} \omega_{MIR} , \quad (2.44)$$

avec n_m , n_{MIR} les indices effectifs des ondes microondes et MIR, et n l'indice à la somme des fréquences. La fréquence du microonde étant beaucoup plus petite que celle du MIR ($\omega_m \ll \omega_{MIR}$), on a :

$$n \approx n_{MIR} + \omega_m \left. \frac{\partial n}{\partial \omega} \right|_{\omega = \omega_{MIR}} \quad (2.45)$$

L'équation (2.44) devient alors :

$$\left(n_{MIR} + \omega_m \frac{\partial n}{\partial \omega} \Big|_{\omega = \omega_{MIR}} \right) (\omega_m + \omega_{MIR}) = n_m \omega_m + n_{MIR} \omega_{MIR}. \quad (2.46)$$

En négligeant le terme en ω_m^2 dans le développement de l'équation (2.46), on obtient enfin :

$$n_{MIR} + \omega_{MIR} \frac{\partial n}{\partial \omega} \Big|_{\omega = \omega_{MIR}} = n_m \quad (2.47)$$

↓

$$n_g = n_m, \quad (2.48)$$

Avec n_g l'indice de groupe de l'onde MIR. L'équation (2.48) nous montre que ce dernier doit être égal à l'indice effectif de l'onde microonde. En d'autres termes, afin de maximiser le transfert de puissance de modulation vers les bandes latérales, les vitesses à synchroniser sont les vitesses de groupe MIR (v_{opt}) et de phase microonde (v_m). En réalité, l'égalité entre ces vitesses est souvent difficilement obtenue, et l'efficacité est affectée par leur écart. En effet, les vitesses de l'onde optique et de l'onde modulante dépendent de la dispersion modale respectivement du guide d'onde optique et de celui de la ligne de transmission, la condition de synchronisation parfaite ne pourra être satisfaite que pour une plage de fréquence spécifique. Pour les autres fréquences, cette synchronisation est progressivement perdue, réduisant l'efficacité globale du modulateur.

Un autre facteur limitant l'efficacité de conversion est donné par les pertes qui réduisent la longueur effective d'interaction à une distance de l'ordre de la longueur d'atténuation. En tenant compte de l'atténuation, les vecteurs d'onde deviennent complexes et s'écrivent sous la forme :

$$k = k' + i\alpha, \quad (2.49)$$

où k' est la partie réelle et α est le coefficient d'atténuation. L'efficacité de conversion résultante (η), qui est donnée par le rapport entre la puissance générée à la somme de fréquences (P_{m+MIR}) et les puissances incidentes (P_m et P_{MIR}), s'exprime par [107] :

$$\eta = \frac{P_{m+MIR}}{P_m P_{MIR}} = \frac{1}{A} \frac{8\pi^3 \omega_{MIR}^2 (\chi^{(2)})^2}{c^3 \sqrt{\epsilon_m \epsilon_{MIR} \epsilon_{m+MIR}}} \left| \frac{e^{i\Delta k' z - (\alpha_m + \alpha_{MIR}) z} - e^{i\alpha_{MIR} z}}{i\Delta k' - \alpha_m} \right|^2, \quad (2.50)$$

avec $\Delta k' = \frac{\omega_m}{c} \Delta n$ (où $\Delta n = n_g - n_m$), A est la section transverse du faisceau et $\chi^{(2)}$ vaut $\sim 377 \text{ pm/V}$ à la longueur d'onde de $10.6 \mu\text{m}$ [107].

Nous verrons dans le Chapitre 3 que pour des faibles pertes, le principal facteur limitant cette efficacité de conversion est le désaccord d'indice entre l'onde MIR et le signal de modulation microonde (Δn).

2.6 Lignes hyperfréquences

Dans le contexte des modulateurs EO, la conception de la ligne de transmission joue un rôle crucial dans l'optimisation des performances à hautes fréquences. Plusieurs critères doivent être pris en compte pour assurer un fonctionnement optimal du dispositif :

- ❖ L'adaptation d'impédance entre la ligne et le générateur est primordiale sur toute la plage de fréquences d'utilisation. Cela permet d'éviter les réflexions du signal hyperfréquence qui affectent directement l'efficacité du modulateur.
- ❖ La synchronisation des vitesses de propagation est essentielle pour favoriser une interaction efficace entre les deux ondes sur toute la longueur du modulateur.
- ❖ La minimisation des pertes de propagation constitue également un aspect important dans la conception de la ligne de transmission. Des pertes élevées limiteraient la puissance effective du signal modulant et donc l'efficacité globale du modulateur.
- ❖ Un paramètre clé pour l'efficacité de modulation est le recouvrement spatial entre le champ optique et le champ électrique hyperfréquence. Une géométrie optimisée de la ligne permet de maximiser ce recouvrement.

Jusqu'ici, nous avons considéré une variation de l'indice sous l'électrode, proportionnelle à l'amplitude du champ électrique appliqué (équation (2.17)). En général, ce dernier dépendra de la tension appliquée et de la géométrie de la ligne hyperfréquence, qui va donc influencer directement l'efficacité de modulation. En microonde, parmi les différents types de lignes de transmission, les lignes microrubans et planaires (Figure 2-10) sont celles qui se prêtent le mieux aux circuits intégrés.

Pour obtenir une modulation de phase efficace, le champ électrique et le champ optique doivent se recouvrir afin de maximiser leur interaction. La variation d'indice de réfraction induite par un champ électrique est alors donnée, de manière générale par :

$$\Delta n = \frac{n^3}{2} r_{41} \frac{V}{G} \Gamma . \quad (2.51)$$

Le coefficient Γ représente le facteur de recouvrement spatial du champ électrique et optique, défini par l'intégrale suivante [108] :

$$\Gamma = \frac{G}{V} \frac{\iint |E_0(x, y)|^2 \times E_m(x, y) dx dy}{\iint |E_0(x, y)|^2 dx dy}, \quad (2.52)$$

où $E_0(x, y)$, $E_m(x, y)$ sont respectivement l'amplitude des champs optique et microonde sur le plan xy correspondant à la section transverse du modulateur, et G est la distance séparant les deux électrodes. Les bornes de l'intégrale au numérateur sont limitées à la région occupée par le mode optique confiné dans le cœur du guide d'onde tandis que l'intégral au dénominateur couvre tout le plan xy . On notera que dans le cas d'une configuration avec des électrodes parallèles d'une largeur beaucoup plus grande que leur distance (c'est le cas d'un condensateur plan), on peut négliger les

lignes de champ qui tendent à se courber à proximité des bords des électrodes. Le facteur de recouvrement est donc égal à γ_m (Section 2.1), en raison du champ électrique E_m égal à V/G .

La tension demi-onde du modulateur est définie par (voir équation (2.22)) :

$$V_\pi = \frac{\lambda G}{n^3 r_{41} L \Gamma} \quad (2.53)$$

A ce stade, le choix de la géométrie de la ligne hyperfréquence prend toute son importance. Réduire la consommation du modulateur nécessite une diminution de cette tension : il faut donc maximiser Γ afin qu'il soit aussi proche que possible de l'unité.

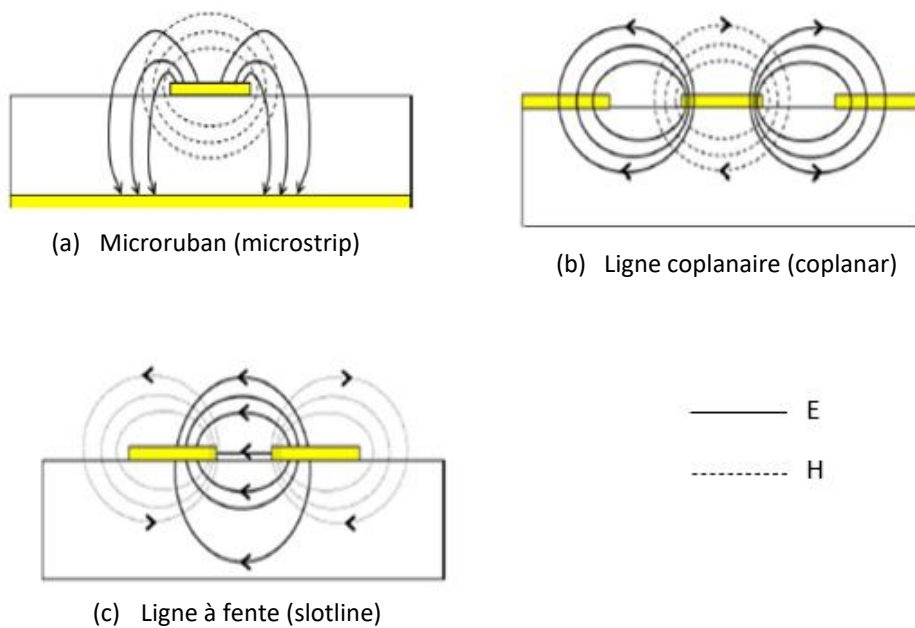


Figure 2-10 : Les différents types de lignes de transmission utilisé en microonde. (a) Ligne microruban, (b) ligne à fente et (c) ligne coplanaire. Les lignes de champ électrique sont représentées en trait continu et les lignes de champ magnétique en trait discontinu.

Comme mentionné à la Section 2.5.2, le modulateur EO à ondes progressives combine deux guides d'onde distincts, assurant la propagation à la fois du signal microonde et du signal optique. Comme nous l'avons vu, le choix d'une structure adaptée pour guider efficacement le signal microonde est un aspect crucial dans la conception d'un modulateur rapide. Celle-ci prend généralement la forme d'une ligne microruban (microstrip en anglais) ou coplanaire (coplanar en anglais), comme illustrée en Figure 2-10. L'architecture de ces lignes, qui facilitent l'accès au dispositif (à l'aide de sondes RF) tout en assurant une compatibilité avec les technologies de packaging standard sont présentées à la Section suivante.

2.6.1 Ligne de transmission optimale

Dans le cadre de notre étude sur la modulation de phase dans le GaAs, l'effet EO se produit pour une polarisation transverse électrique de l'onde optique c'est-à-dire contenue dans le plan perpendiculaire à sa direction de propagation. Les deux configurations d'électrodes couramment utilisées dans la pratique pour la modulation du signal optique sont les lignes microrubans et coplanaires, illustrées en trois dimensions à la Figure 2-11. Sur ces lignes de transmission, l'onde électromagnétique se propage dans deux milieux distincts : l'air au-dessus du diélectrique et le diélectrique lui-même. A l'interface air-diélectrique, les champs électromagnétiques doivent satisfaire aux conditions aux limites. Ces conditions entraînent l'apparition de composantes longitudinales, aussi bien électriques que magnétiques. Toutefois, ces dernières restent faibles par rapport aux composantes transverses du champ et le mode de propagation est qualifié de quasi-TEM [109]. Comme illustré dans la Figure 2-11, un point important concerne la polarisation du mode optique. Comme nous le verrons par la suite, cette dernière doit être horizontale (mode TE), afin de minimiser les pertes de propagation dues à l'absorption par les électrodes.

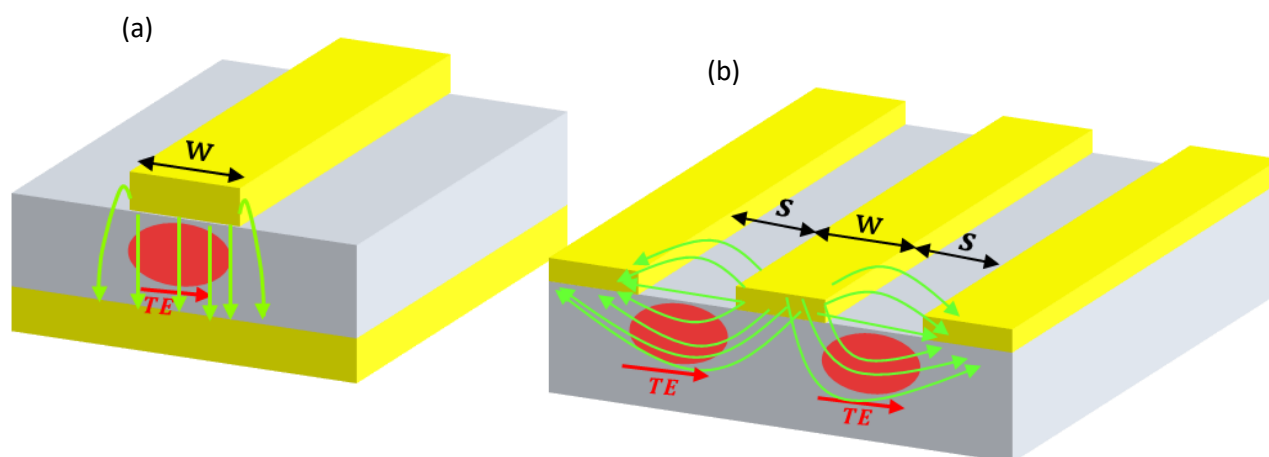


Figure 2-11 : Configurations d'électrodes pour le modulateur EO de phase à base du GaAs : (a) la ligne microruban : le champ électrique est orthogonal à la polarisation TE du mode optique, (b) la ligne coplanaire : le champ électrique est colinéaire à la polarisation TE du mode optique. Les lignes de champ électrique sont représentées en vert et le mode optique en rouge. Ici on représente la puissance MIR répartie sur 2 guides d'onde, ce qui est le cas pour la réalisation d'un modulateur d'amplitude de type MZ (Section 2.8). Pour une modulation de phase, l'onde MIR se propage dans un seul guide. La présence d'une interface air/diélectrique empêche les lignes de soutenir un mode purement TEM.

La géométrie d'une ligne microruban est décrite à la Figure 2-11(a). Un ruban métallique de largeur W est déposé sur un diélectrique d'épaisseur h et de permittivité relative ϵ_r . L'autre face, totalement métallisée, du diélectrique constitue le plan de masse. Les équations donnant les caractéristiques de

cette ligne sont établies analytiquement, en fonction du rapport W/h [110]. En général, cette ligne permet d'obtenir un excellent recouvrement (qui peut tendre vers l'unité) en raison des lignes de champ qui sont principalement concentrées dans la région occupée par le mode optique.

Dans la deuxième configuration (Figure 2-11(b)), la ligne est constituée d'un ruban central métallique de largeur W et de deux plans de masse situés sur la même face du diélectrique. Ces trois conducteurs sont séparés par deux fentes identiques de largeur S . Contrairement à la ligne microruban, les lignes de champ sont réparties approximativement par moitié dans l'air et par moitié dans le diélectrique. Le recouvrement des champs électrique et optique est donc plus faible par rapport à la structure microruban. En revanche, en première approximation la polarisation optique TE ainsi que le champ électrique appliqué sont colinéaires, comme on peut le voir sur la Figure. A parité de champ électrique microonde, ceci donne lieu à un changement de phase double par rapport à la structure microruban (voir Figure 2-3(b)), ce qui compensera en partie le plus faible recouvrement. Pour améliorer ce dernier, les électrodes peuvent être aussi rapprochées, cependant, comme c'est le cas de la ligne microruban, à cause de l'absorption dans le métal ce rapprochement s'accompagne généralement d'une augmentation de pertes optiques et un compromis devra être fait par la suite. Enfin, comme nous allons le voir dans la dernière section de ce chapitre (Section 2.8), contrairement à la ligne microruban, la géométrie propre à la ligne coplanaire s'adapte naturellement à la réalisation d'un modulateur Mach-Zehnder en configuration push-pull [111].

2.6.2 Atténuation dans les lignes

Le coefficient d'atténuation du signal dans les structures microrubans et planaires prend en compte trois types de pertes : les pertes dans les conducteurs (ou pertes ohmiques), les pertes diélectriques liées aux propriétés du matériau diélectrique et les pertes radiatives. Les pertes radiatives sont liées au rayonnement engendré par une discontinuité sur la ligne et sont généralement faibles par rapport aux autres pertes. Les pertes diélectriques dépendent des caractéristiques du matériau diélectrique dans la bande de fréquences étudiée. Ces pertes sont caractérisées par le terme $\tan \delta_\epsilon$, qui est le rapport entre la partie imaginaire et la partie réelle de la permittivité diélectrique. Enfin, les pertes dans le conducteur sont liées à sa conductivité. Dans une ligne réelle, la conductivité finie induit une densité de courant non uniforme, avec une concentration accrue proche de la surface du métal. La profondeur à laquelle le courant chute à $1/e$ par rapport à sa valeur à la surface est appelée l'épaisseur de peau δ_s et est fonction de la fréquence f_m et de la conductivité σ du métal :

$$\delta_s = \frac{1}{\sqrt{\pi f_m \mu_o \sigma}}. \quad (2.54)$$

La résistance de surface résultante est alors donnée par :

$$R_s = \sqrt{\frac{\pi f_m \mu_o}{\sigma}} = \frac{1}{\delta_s \sigma}. \quad (2.55)$$

Pour minimiser les pertes dues à la conductivité du métal, une épaisseur de métal supérieure à trois fois l'épaisseur de peau est nécessaire [112].

2.7 Etat de l'art sur les modulateurs EO de phase à base de GaAs

L'émergence des lasers à dioxyde de carbone (CO₂) comme source de lumière dans le MIR en a fait une source extrêmement attrayante en raison de sa puissance élevée et de sa région spectrale intéressante pour les applications. Cependant, l'accordabilité limitée de ces lasers a motivé, au cours des années 70 [113] le développement des modulateurs EO dans le but d'élargir leur plage spectrale accordable pour les applications de spectroscopie. Parmi les différents matériaux, le tellurure de cadmium (CdTe) et le GaAs sont deux matériaux EO infrarouges couramment utilisés pour la conception de modulateurs massifs. Le CdTe possède un coefficient EO plus élevé par rapport au GaAs ($r_{41} \sim 5.3 \text{ pm/V}$ [114] contre $r_{41} \sim 1.6 \text{ pm/V}$), offrant potentiellement une efficacité de modulation supérieure, d'un facteur 3. En revanche, les défis liés à la production de ce matériau de haute qualité, ainsi que son coût élevé ont limité son adoption dans la fabrication et le développement de modulateurs. Par conséquent, le GaAs s'est imposé comme matériau de choix pour la modulation.

L'accordabilité continue d'un laser CO₂ dans la gamme spectrale 9 – 11 μm par modulation EO de phase à des fréquences microondes a été reportée dans les années 1977-1984 [98],[113],[115]. La version plus aboutie de ce modulateur à onde progressive qui intègre une ligne de transmission microruban avec un guide multimode MIR a été démontrée en 1984 [98]. Le schéma adopté, qui permet une propagation synchrone des ondes optiques et électriques sur une bande allant potentiellement d'environ 8 GHz à 18 GHz, est illustré en Figure 2-12. En raison des limitations technologiques de l'époque, le modulateur a été conçu de façon artisanale, débutant par un matériau de GaAs massif, de haute résistivité (dopé chrome), de 6 cm de long et de 1 cm de large, qui est tout d'abord aminci et poli manuellement pour former un guide d'onde de 0.5 mm d'épaisseur. Le guide d'onde est par la suite collé sur un bloc de cuivre qui joue le rôle de plan de masse métallique pour la ligne microruban. La technique de faisceau d'ions est employée à la fin pour l'amincissement final du guide jusqu'à une épaisseur de 25 μm comme le montre la Figure 2-12.

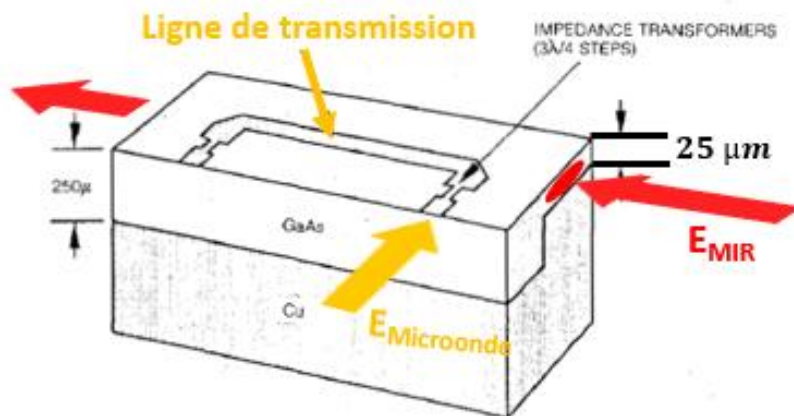


Figure 2-12 : Structure du modulateur à onde progressive. Des transformateurs d'impédance quart d'onde sont utilisés à l'entrée et à la sortie de la ligne microruban afin d'adapter l'impédance à 50Ω . [98]

Le faisceau MIR issu d'un laser CO_2 est couplé puis découplé au guide par deux prismes en Ge qui permettent de transférer, par couplage évanescent, environ 80% de la puissance incidente vers les modes TE guidés (en raison de son épaisseur, le guide est multimode). Les pertes optiques obtenues limitent la transmission du guide à des valeurs qui varient entre 25% à 36%, en raison de l'absorption de l'onde infrarouge par les deux électrodes.

Dans cette réalisation, on vise l'accord entre les vitesses de phase de l'onde optique et microonde plutôt que des vitesses de groupe optique et de phase microonde. Ce qui a conduit à un rapport d'aspect W/h d'environ 40 (W représente la largeur de la ligne microruban et h l'épaisseur du guide d'onde). Avec cette géométrie, la section principale du modulateur où se produit l'interaction entre les ondes infrarouge et microonde présente une impédance caractéristique d'environ 2.7Ω . Pour assurer une transmission efficace du signal microonde, il est nécessaire d'adapter cette impédance à celle du générateur (50Ω). Cette adaptation requiert l'implémentation d'une série de transformateurs d'impédance quart d'onde en entrée et en sortie, illustrée en Figure 2-13(a), qui permet une transition progressive de l'impédance de la ligne jusqu'à 50Ω . Pour obtenir une impédance de 50Ω en bout de ligne, la largeur de l'électrode doit être inférieure à l'épaisseur du guide. Pour une épaisseur de $25 \mu\text{m}$, la ligne deviendrait donc très fragile et inadaptée pour des puissances microondes élevées. Pour pallier à ce problème, on intègre dans la structure du modulateur une couche plus épaisse de GaAs de $250 \mu\text{m}$ d'épaisseur (Figure 2-12). Ceci permet d'atteindre une impédance de 50Ω pour une électrode plus large (de 0.6 mm – Figure 2-13(a)) et plus robuste, capable de supporter des puissances microondes élevées

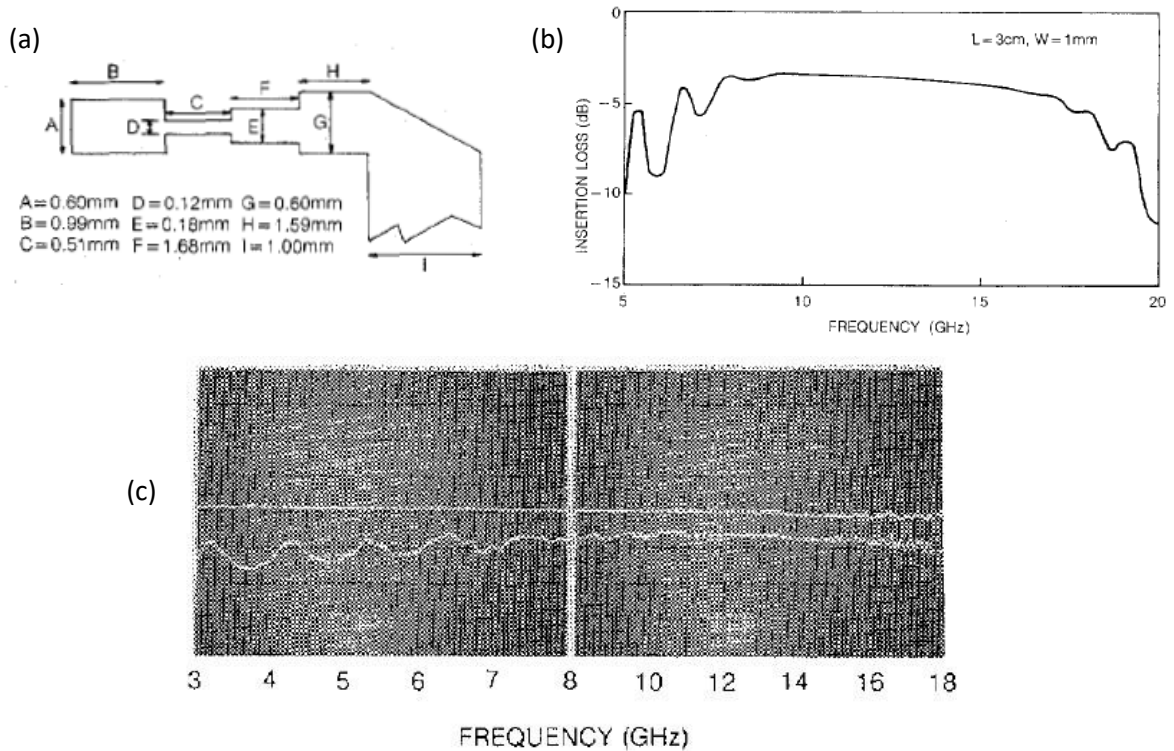


Figure 2-13 : (a) Section de l'électrode incluant des transformateurs quart d'onde. (b) Réponse théorique en fréquence du modulateur à onde progressive. La ligne de transmission fait 3 cm de long et 1 mm de large. (c) Réponse expérimentale du modulateur. [98]

Le résultat du calcul théorique de la réponse en fréquence du modulateur développé est représenté à la Figure 2-13(b). Une réponse relativement uniforme est obtenue sur la plage de fréquences allant de 8 à 18 GHz. Aux extrémités de cet intervalle, on note des oscillations qui sont le résultat des réflexions multiples entre les différents stades d'adaptation d'impédance.

Le dispositif expérimental utilisé pour la caractérisation du modulateur est illustré à la Figure 2-14. Lorsqu'une puissance microonde est appliquée au modulateur, trois fréquences distinctes sont présentes dans le spectre de sortie : la porteuse optique à la fréquence f_o du laser et les deux bandes latérales. S'agissant d'une modulation de phase ces dernières ont un déphasage de π ce qui amène à un signal de modulation nulle lorsque le faisceau modulé est envoyé sur un détecteur de puissance. Pour pallier à ce problème, une cavité Fabry-Pérot de longueur accordable est utilisée comme filtre passe-bande pour sélectionner une seule de ces bandes latérales. En raison de la puissance élevée associée à la porteuse optique, le filtre Fabry-pérot seul ne parvient pas à supprimer totalement cette composante spectrale. Pour réduire sa contribution, on associe au filtre Fabry-Pérot, une cellule remplie de gaz CO_2 chauffé à $60^\circ C$ qui permet d'éliminer complètement la porteuse optique (Figure 2-14). Les mesures de réponse en fréquence du modulateur (Figure 2-13(c)) ont montré par la suite une réponse uniforme sur une plage de fréquence allant de ~ 8 à ~ 18 GHz, en bon accord avec le modèle théorique de la Figure 2-13(b). Avec une puissance microonde de $30 W$ ($\sim 45 dBm$) et une

puissance laser de 20 W (ce qui correspond à une puissance de porteuse transmise d'environ 7 W), le modulateur produit une puissance de bande latérale égale à 100 mW. Le rapport de puissance mesuré entre la bande latérale et la porteuse optique transmise est donc d'environ 1.5%, et la tension demi-onde vaut $V_{\pi} \sim 130 V$ (pour le modulateur de 3 cm de longueur). Grâce à l'ajout des couches de confinement en ZnSe, une réduction importante des pertes optiques pourrait augmenter la puissance de la bande latérale et améliorer significativement l'efficacité de modulation.

A la suite de cette dernière publication, d'autres travaux ont également été menés sur des modulateurs EO non intégrés, notamment au sein de l'université de Lille [99],[116],[117]. Bien que les rendements de modulation obtenus soient nettement inférieurs ($\sim 10^{-4}$) à ceux rapportés dans la Réf. [98], ces dispositifs ont été principalement utiles pour la spectroscopie moléculaire.

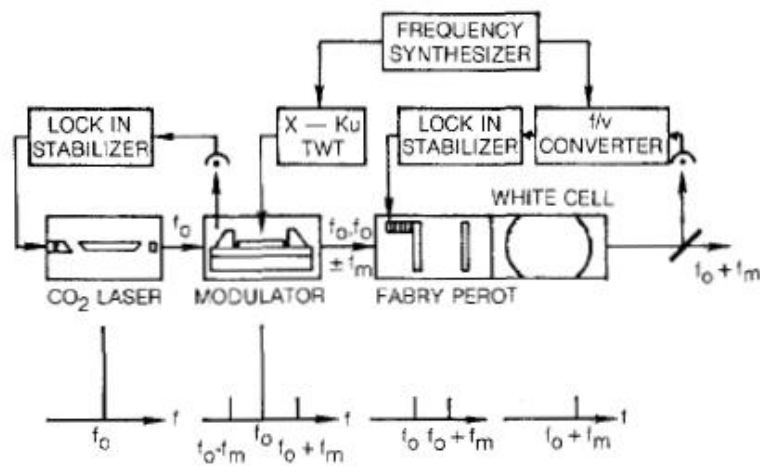


Figure 2-14 : Système mis en place pour la caractérisation du modulateur. Une fois que le faisceau laser à la fréquence f_0 , interagit avec les microondes, deux bandes latérales sont générées. Le filtre Fabry-Perot et la cellule de gaz permettent de filtrer une des deux bandes latérales. [98]

2.8 Modulateur EO proposé

Au cours des années 1980, d'importants efforts de recherche et de développement ont été consacrés à la conception de modulateurs de phase EO à onde progressive à base de GaAs (voir Section 2.7). Bien que ces travaux aient initialement produit des résultats prometteurs [98], leur progression a été freinée par des limitations technologiques majeures qui ont conduit à l'abandon de cette filière. L'absence de GaAs à basse température (GaAs-BT) jusqu'à la fin des années 1990 a contraint l'utilisation du GaAs semi-isolant dopé au chrome, puisque le GaAs épitaxial, élaboré par l'épitaxie par jets moléculaires (MBE) ne fournit pas une résistivité suffisamment élevée. De plus, avec le sous-développement des techniques de croissances et de fabrications, il était difficile d'une part de faire croître des couches de confinement à faible indice de réfraction et, d'autre part, d'exploiter la gravure sélective pour la réalisation de guides d'onde limitant le confinement latéral du mode MIR. Comme

nous l'avons vu, ces différentes limitations ont conduit à la réalisation de guides d'onde micro-usinés de grande section [98], qui présentent plusieurs inconvénients, notamment, un comportement multimode, une réduction du champ électrique appliqué pour une tension donnée, ainsi qu'une fabrication incompatible avec une production industrielle à grande échelle.

Le modulateur EO proposé dans cette thèse, qui est illustré à la Figure 2-15, s'inspire de celui de la Réf [98], qui constitue la seule technologie de modulation EO de phase dans le MIR à large bande démontrée jusqu'ici. Le modulateur proposé présente l'avantage d'exploiter les moyens technologiques disponibles aujourd'hui, comme la croissance épitaxiale, ainsi qu'une fabrication en salle blanche compatible avec les procédés standards de lithographie. Il ne fait aucun doute que la démonstration d'un tel modulateur dans le MIR avec une bande passante supérieure à 20 GHz et couvrant l'ensemble de la plage MIR (3 - 12 μm) constituerait une avancée majeure dans le domaine de la photonique, car ce dispositif n'existe tout simplement pas à ce jour, malgré son importance cruciale pour un grand nombre d'applications.

L'architecture du modulateur qui est proposée à la Figure 2-15(a), combinée aux capacités technologiques modernes en matière de croissance et de fabrication, permet potentiellement de réaliser des modulateurs à large bande, couvrant l'intégralité de la plage MIR. Elle combine à la fois un guide d'onde diélectrique dédié à la propagation dans le MIR et un guide d'onde métallique pour la propagation microonde. La Figure 2-15(b) présente une coupe transverse du modulateur. Le guide d'onde diélectrique proposé est constitué d'un cœur en GaAs pris en sandwich par deux couches de confinement de phosphure d'aluminium et d'indium ($\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$, composé de 52% d'InP et de 48% d'AlP), en accord de maille avec le GaAs. L' $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ a été choisi ici comme couche de confinement par rapport à l'arséniure d'aluminium et de gallium ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) en raison de ses propriétés optiques qui se démarquent par un indice de réfraction plus faible dans le MIR. Ainsi, pour une épaisseur donnée du guide, le contraste d'indice obtenu avec l' $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ est supérieur à celui de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, ce qui permet d'obtenir un meilleur confinement du mode optique et des pertes de propagations réduites. Dans la direction latérale, le confinement est assuré par de l'air, comme illustré dans la Figure.

Le guide d'onde diélectrique est compris entre un plan de masse métallique en or (Au) qui joue le rôle d'électrode de masse et une électrode supérieure, formant une ligne de transmission microruban (*microstrip*) optimisée pour permettre la copropagation des signaux microondes et MIR sur une distance de plusieurs millimètres. Le faisceau MIR, par exemple émis par un laser QCL est couplé au modulateur par la facette d'entrée du guide d'onde, tandis que le signal microonde est injecté dans la ligne microruban à l'aide d'une sonde coplanaire.

Dans la configuration idéale que nous avons adoptée pour le modulateur (Figure 2-3(a), Section 2.4.1), le retard de phase accumulé par une onde TE est donné par l'équation (2.21). Un autre aspect important dans la réalisation de ce modulateur est la résistivité du matériau constituant le cœur du guide d'onde. En effet, le champ électrique RF qui sera appliqué au modulateur, générera des tensions de l'ordre de 50 kV/cm, ce qui nécessitera un matériau présentant à la fois une haute résistivité et une tension de claquage élevée afin de minimiser les courants de fuite. A cette fin, le GaAs-BT est utilisé comme matériau pour le cœur du guide d'onde. Ce matériau présente, d'une part, une résistivité de l'ordre de $10^7 \Omega \cdot \text{cm}$, soit environ six ordres de grandeur de plus que le GaAs épitaxial [118] et d'autre

part, une tension de claquage supérieure à 100 – 200 kV/cm [119], offrant ainsi une bonne marge de manœuvre.

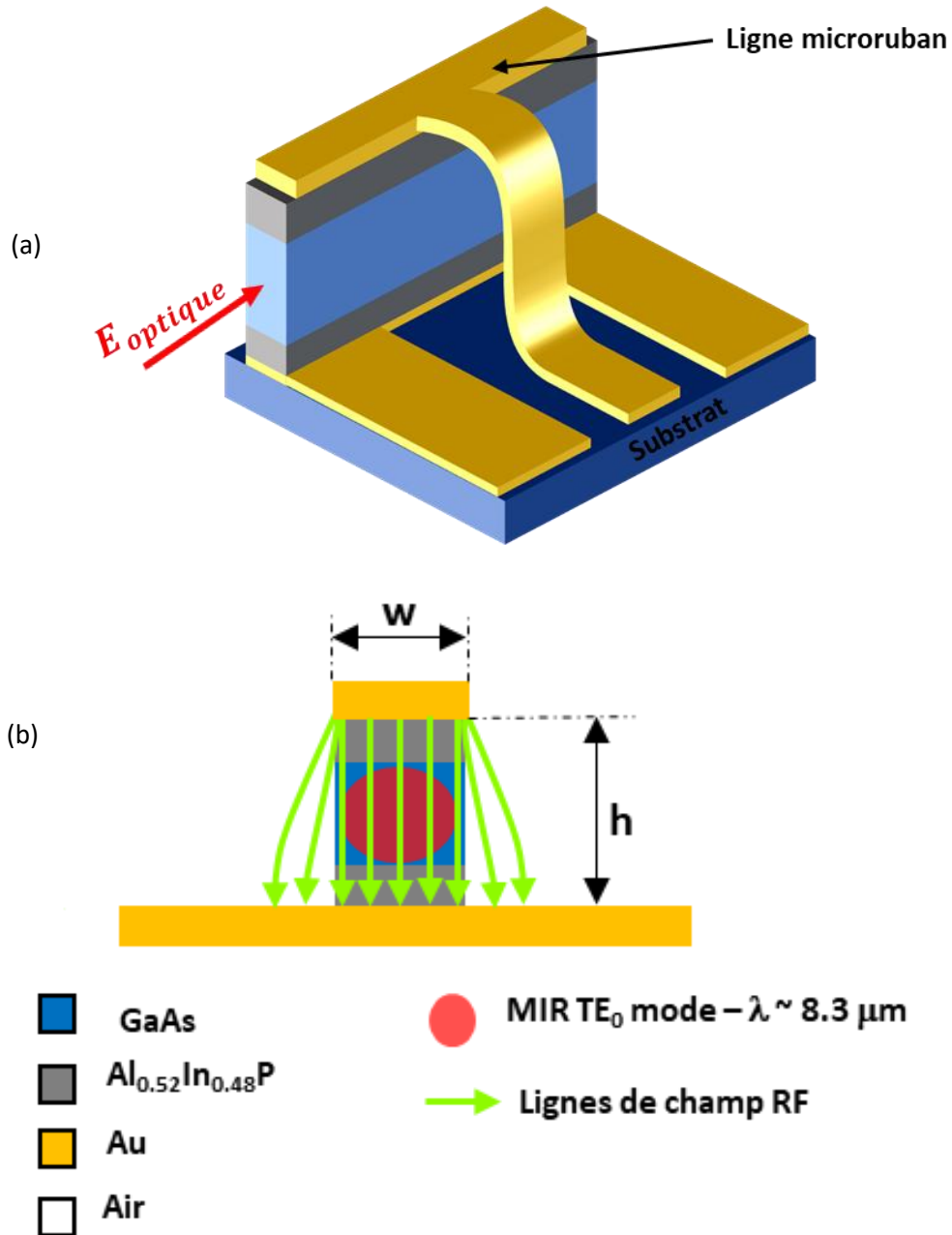
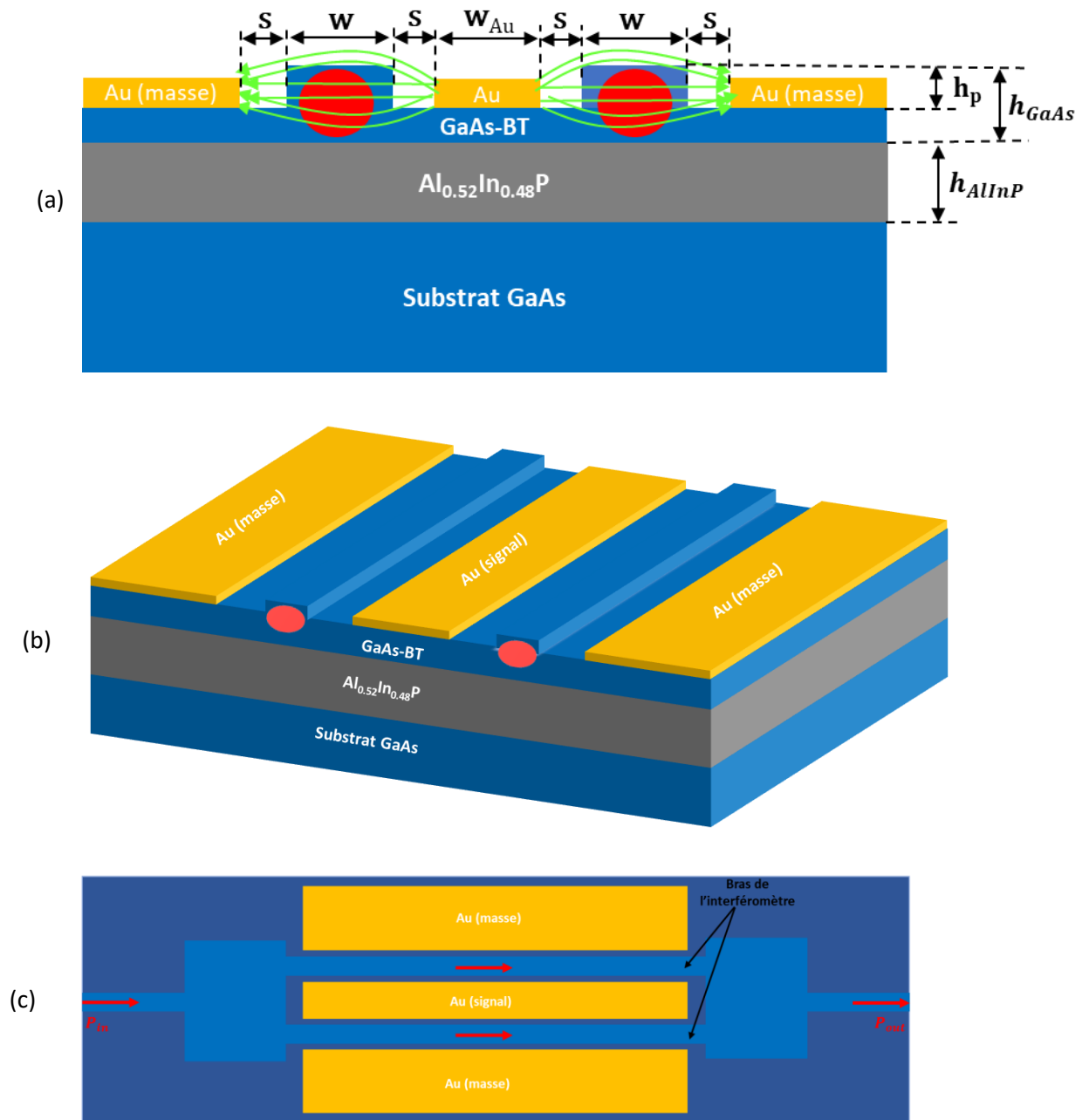


Figure 2-15 : (a) Architecture du modulateur de phase à onde progressive qui assure la copropagation des ondes MIR et microonde. L'électrode supérieure sous forme de ligne microruban permet de maximiser le recouvrement entre le champ optique et le champ microonde. (b) Section transverse du modulateur. Le cœur du guide d'onde est constitué de GaAs-BT pris en sandwich entre deux couches de confinement d' $Al_{0.52}In_{0.48}P$. Les lignes de champ microonde sont représentées en vert et le mode optique est représenté en rouge. La dimension latérale du guide est obtenue par gravure et assure le confinement latéral du mode optique.

Dans le cadre de la réalisation du modulateur EO à onde progressive, la structure initialement envisagée, présentée à la Figure 2-15, visait à maximiser le recouvrement entre le champ optique et le champ microonde pour une modulation de phase plus efficace. Cependant, cette configuration, basée sur une gravure complète de la structure, s'est avérée problématique lors du processus de fabrication. En effet, les difficultés rencontrées au cours des différentes étapes de gravure, notamment la gravure des couches d' $Al_{0.52}In_{0.48}P$ (dont les détails seront présentés dans le Chapitre 3), ont conduit à des guides d'onde présentant des rugosités de surface très importantes. Ces imperfections induisent des pertes optiques élevées (qui seront présentés au Chapitre 3), compromettant l'efficacité globale du modulateur envisagé. Face à ces problèmes technologiques, nous avons orienté notre étude vers une structure différente, basée sur une ligne coplanaire, illustrée à la Figure 2-16 et exploitant le schéma de la Figure 2-3(b).

La Figure 2-16(a) présente la structure transverse de l'architecture du modulateur proposé. Elle est constituée d'un cœur en GaAs-BT épitaxié sur une couche d' $Al_{0.52}In_{0.48}P$, l'ensemble reposant sur un substrat semi-isolant de GaAs. Les contacts métalliques sont déposés à une distance S de part et d'autre de deux guides d'onde indépendants afin de former les électrodes d'une ligne coplanaire. Le cœur de chaque guide, d'épaisseur totale h_{GaAs} , est gravé partiellement jusqu'à une profondeur de gravure h_p . Cette structure de guides d'onde a pour avantage par rapport au guide microruban précédent (Figure 2-15(b)), de simplifier le processus de fabrication qui ne prévoit pas la gravure de la couche d' $Al_{0.52}In_{0.48}P$, ce qui permet de résoudre le problème technologique rencontré.

La Figure 2-16(b) présente en 3D les deux guides indépendants qui sont insérés entre les électrodes de la ligne coplanaire. On peut réaliser ainsi deux types de modulations : une modulation de phase pure à chaque sortie des guides, mais avec une rotation de la polarisation, ou bien une modulation d'amplitude lorsqu'en sortie est placée un polariseur, comme vu dans la Section 2.4.2. Nous avons ici fait le choix d'implémenter une ligne coplanaire plutôt qu'une ligne à fente (Figure 2-10(c)), qui permettrait de doubler la puissance RF sur le guide. En effet, contrairement à la ligne microruban, la géométrie coplanaire se prête naturellement à la réalisation d'un interféromètre MZ (Figure 2-16(c)). Dans cette configuration, les deux guides intégrés entre les électrodes de la ligne coplanaire forment les bras de l'interféromètre et permettent d'obtenir des déphasages égaux mais de signes opposés. Comme nous l'avons vu en Section 2.4.2 (Figure 2-5), ceci permet d'obtenir une modulation d'amplitude en polarisation TE sans l'utilisation d'un polariseur en sortie. L'élimination du polariseur en sortie, qui est particulièrement utile pour l'optique intégrée, permet également de ne plus dépendre du taux d'extinction de ce dernier et donc de pouvoir mesurer la modulation d'amplitude jusqu'à la limite de sensibilité du système de détection. Ceci est utile non seulement d'un point de vue expérimental mais aussi pour des applications comme les communications en espace libre, où la minimisation des distorsions repose sur la linéarité de la fonction de transfert.



3. Conception du modulateur électro-optique

Dans le Chapitre 2, nous avons étudié la modulation de phase basée sur l'effet Pockels EO dans un cristal de GaAs. Le modulateur qui a été proposé repose sur une structure à onde progressive qui intègre à la fois un guide d'onde optique et un guide d'onde métallique. L'une des étapes cruciales de la conception d'un tel dispositif, repose sur l'optimisation des structures des guides d'onde qui constituent l'élément clé du modulateur EO. Il sera donc question dans ce chapitre de présenter les différentes simulations électromagnétiques qui ont permis d'optimiser les structures guidantes pour arriver à un modulateur optimal de type MZ. Nous allons tout d'abord présenter les simulations effectuées sur la structure initialement proposée dans cette thèse, c'est-à-dire la structure microruban, ensuite nous présenterons les simulations sur la structure finale (ligne coplanaire) envisagée pour la modulation. Nous présenterons ensuite le modulateur MZ qui permettra de convertir directement la variation de phase obtenue en une variation d'intensité qui sera mesurable par un photodétecteur conventionnel. Enfin, la dernière partie du chapitre est dédiée à la fabrication des guides d'onde.

3.1 Simulations électromagnétiques du modulateur basé sur une ligne microruban

3.1.1 Structure du guide d'onde

Le guide d'onde MIR étudié initialement dans la première partie de cette thèse repose sur une couche de cœur en GaAs et des couches de confinement en $Al_{0.52}In_{0.48}P$ (Figure 3-1(a)). L'épaisseur de la couche d'or utilisée pour les contacts métalliques (t) a été fixée à $1\ \mu\text{m}$ dans toutes les simulations. Les simulations sont réalisées principalement à la longueur d'onde de $8.3\ \mu\text{m}$, qui sera utilisée à la fois pour la caractérisation optique des guides d'onde et pour celle du modulateur dans les expériences ultérieures. L'indice de la couche d' $Al_{0.52}In_{0.48}P$ n'étant pas connu de la littérature, il a été obtenu expérimentalement par ellipsométrie et est représenté à la Figure 3-1(b). Cette mesure a été réalisée par Jean Herve Tortai (laboratoire LTMLAB de Grenoble) sur un échantillon d'un quart de wafer constitué d'une couche d' $Al_{0.52}In_{0.48}P$ de $2.5\ \mu\text{m}$ d'épaisseur épitaxiée sur un substrat de GaAs. L'indice du GaAs quant à lui est connu et vaut ~ 3.28 à $\lambda = 8.3\ \mu\text{m}$ [120]. Les pertes des matériaux semiconducteurs constituant le guide d'onde étant négligeables, les pertes observées dans toutes les simulations sont principalement dues aux pertes métalliques.

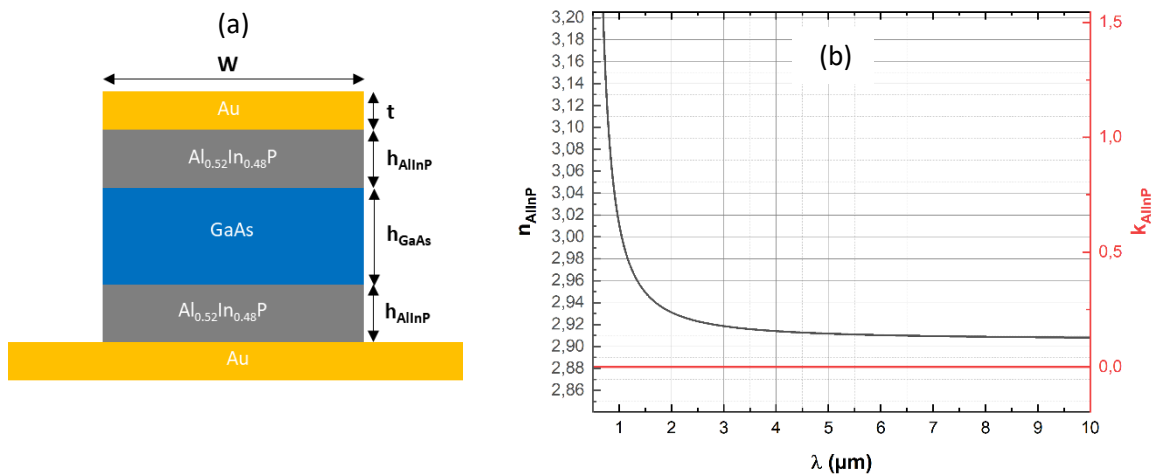


Figure 3-1 : (a) Section du guide d'onde microruban. Le confinement optique du rayonnement MIR dans la direction verticale est assuré par les couches d' $Al_{0.52}In_{0.48}P$ tandis que le confinement latéral est assuré par l'air. w représente la largeur du guide tandis que h_{GaAs} et h_{AlInP} sont respectivement les épaisseurs des couches de GaAs et d' $Al_{0.52}In_{0.48}P$. (b) Indice d' $Al_{0.52}In_{0.48}P$ dans le MIR, mesuré par ellipsométrie. n_{AlInP} représente la partie réelle (indice de réfraction) et k_{AlInP} la partie imaginaire (les pertes du matériau).

La modulation de phase reposant sur l'accumulation progressive du déphasage optique pendant la propagation dans le guide d'onde, il est nécessaire de concevoir des guides d'onde relativement longs afin d'obtenir un déphasage élevé pour une modulation efficace du rayonnement MIR. Une atténuation excessive de l'onde MIR limiterait les performances attendues du modulateur. La maîtrise des pertes optiques joue donc un rôle clé dans ces dispositifs. De plus, nous avons vu à la Section 2.5.2 que la modulation peut être considérée comme un processus de génération de somme (ou de différence) de fréquences, où l'efficacité de conversion est limitée à la fois par le désaccord d'indice entre l'onde MIR et le signal de modulation microonde, ainsi que par les pertes de propagation microonde. Dans ce contexte, l'objectif des simulations qui suivent est de définir une géométrie optimale du modulateur permettant de minimiser ces pertes ainsi que le désaccord d'indice Δn .

3.1.2 Analyse modale et test de convergence

Les grandeurs qui permettent de déterminer la propagation dans un guide d'onde sont : le nombre de modes supportés (ainsi que leur forme spatiale), les pertes optiques et l'indice effectif de chaque mode. Ces grandeurs sont obtenues à la fois pour des modes en polarisation TE ou TM, définis par leurs *fractions de polarisation*, un paramètre compris entre 0 et 1 qui permet d'évaluer dans quelle mesure un mode donné se rapproche d'un mode purement TE ou TM. Un mode est dit TE lorsque la fraction de polarisation est proche de 1 et TM lorsqu'elle est proche de 0. L'indice effectif du mode est un paramètre clé permettant d'évaluer son confinement optique : en l'absence de couches métalliques, il doit être supérieur à l'indice des matériaux environnants pour que l'onde soit guidée, faute de quoi elle s'échappera en dehors du guide.

Pour déterminer les modes guidés, des simulations numériques à deux dimensions ont été réalisées sur une section transverse du guide d'onde à l'aide d'un solveur de modes FDE (Finite Difference Eigensolver) du logiciel commercial Lumerical® [121]. Ce solveur de mode est basé sur la méthode des différences finies, qui utilise un maillage rectangulaire afin de discrétiser le domaine spatial en plusieurs grilles. Une fois la structure maillée, les équations de Maxwell sont formulées sous la forme d'un problème matriciel aux valeurs propres, puis résolues. L'utilisation d'un maillage fin permet en général d'améliorer la précision des résultats mais au prix d'un temps de calcul et de ressources mémoire plus importantes.

La fiabilité des résultats obtenus lors des simulations numériques est garantie par des tests de convergence. En particulier, si le champ électromagnétique n'est pas nul aux frontières de la région de simulation, les conditions aux limites absorbantes par exemple, peuvent engendrer des pertes supplémentaires qui risquent fausser les résultats. Par conséquent, la boîte de simulation doit être suffisamment éloignée de la structure afin d'éviter toute absorption indésirable. Un second test de convergence a été effectué sur la taille du maillage pour chaque matériau constituant le guide d'onde et l'indice effectif du mode fondamentale TE_0 a été utilisé comme paramètre de convergence. Un maillage uniforme de 30 nm autour du cœur et des couches de confinement s'est révélé suffisant pour assurer la convergence des résultats. Par ailleurs, la présence des couches métalliques constituant les électrodes du modulateur entraîne inévitablement une absorption du rayonnement MIR. Afin de

modéliser correctement cette absorption, un maillage uniforme de 5 nm a été défini dans les couches métalliques afin de reproduire fidèlement l'épaisseur de peau de l'or (27.5 nm à $\lambda = 8.3 \mu\text{m}$).

3.1.3 Optimisation du guide d'onde

L'optimisation de la structure du guide a été effectuée en prenant comme facteur de mérite les pertes optiques exprimées en dB/cm. L'objectif ici est de réduire au maximum l'absorption des couches métalliques supérieure et inférieure afin d'assurer une transmission optimale du signal MIR sur plusieurs millimètres. Cette absorption sera d'autant plus faible que le confinement vertical du mode optique est élevé. Ce dernier est assuré à la fois par les épaisseurs de GaAs et des couches d' $Al_{0.52}In_{0.48}P$ (h_{GaAs} et h_{AlInP}). La Figure 3-2(a) illustre en échelle logarithmique l'évolution des pertes optiques du mode fondamental TE_0 à la longueur d'onde de $8.3 \mu\text{m}$ en fonction de ces deux paramètres et pour un guide de largeur $W = 4 \mu\text{m}$. De manière générale, pour une épaisseur donnée des couches de confinement, les résultats montrent une diminution progressive des pertes optiques lorsque l'épaisseur du cœur du guide augmente. Cette réduction s'explique par un meilleur confinement du mode optique dans le cœur du guide, limitant ainsi son interaction avec les contacts métalliques. Un comportement similaire est également observé lorsqu'on augmente l'épaisseur des couches de confinement. Pour $h_{\text{AlInP}} > 2.5 \mu\text{m}$, le mode optique est suffisamment éloigné des contacts métalliques, réduisant les pertes par absorption.

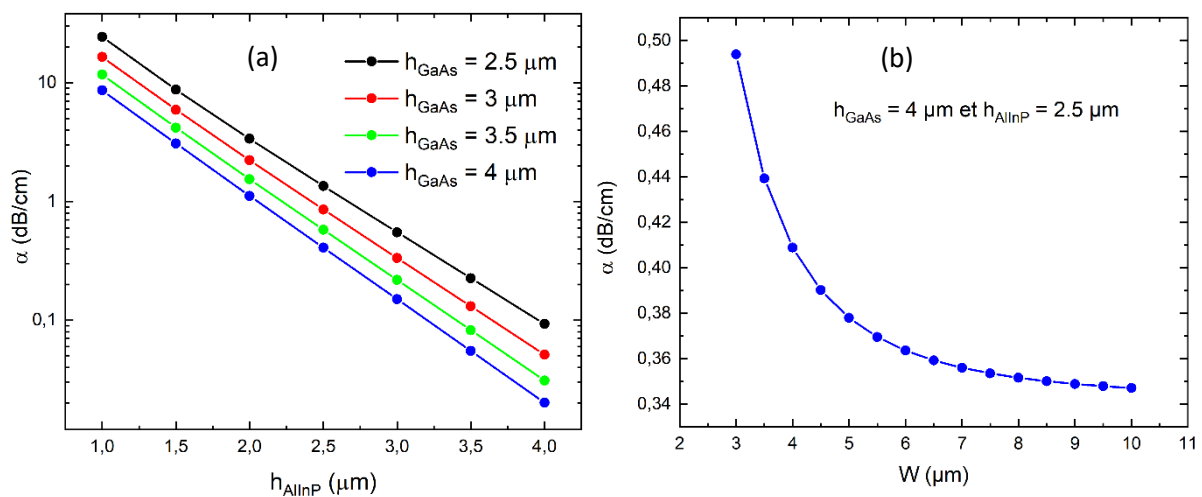


Figure 3-2 : (a) Pertes optiques du mode fondamental TE_0 à la longueur d'onde de $8.3 \mu\text{m}$ (en échelle logarithmique), en fonction de l'épaisseur des couches de GaAs et de l' $Al_{0.52}In_{0.48}P$, pour un guide d'onde de $4 \mu\text{m}$ de largeur. Les pertes sont dues principalement à l'absorption par les couches métalliques. (b) Pertes optiques du mode fondamental TE_0 en fonction de W , pour $h_{\text{GaAs}} = 4 \mu\text{m}$ et $h_{\text{AlInP}} = 2.5 \mu\text{m}$.

Lors de la fabrication du guide d'onde, la croissance des matériaux effectuée par épitaxie par jets moléculaires (MBE) impose une limitation sur l'épaisseur totale du guide d'onde qui est restreinte à

quelques dizaines de micromètres afin d'éviter des temps de croissance trop longs. Pour une épaisseur typique de 10 μm par exemple, la durée moyenne de croissance est de 2 à 3 jours.

Cependant, l'intensité du champ microonde appliqué au modulateur EO étant inversement proportionnelle à l'épaisseur totale du guide d'onde, il est essentiel de minimiser cette épaisseur afin de maximiser la modulation de phase. En prenant en compte les résultats des calculs de pertes en Figure 3-2(a) et en considérant une longueur du modulateur de l'ordre de 1 cm, une épaisseur totale du guide d'onde de 9 μm (soit $h_{\text{GaAs}} = 4 \mu\text{m}$ et $h_{\text{AlInP}} = 2.5 \mu\text{m} \rightarrow 0.4 \text{ dB}$ sur 1 cm de propagation) a été retenue pour la structure finale. Pour cette dernière, les pertes calculées en fonction de la largeur W du guide sont inférieures à 0.5 dB/cm (Figure 3-2(b)).

Les épaisseurs du cœur et des couches de confinement étant définies, il est essentiel d'optimiser la largeur du guide afin de garantir un fonctionnement monomode, c'est-à-dire permettant uniquement la propagation du mode TE_0 . La courbe de dispersion modale (Figure 3-3(a)) illustre l'évolution de l'indice effectif (n_{eff}) de ce dernier en fonction de la largeur du guide. L'augmentation de l'indice effectif avec W s'explique principalement par un meilleur confinement du mode optique dans le cœur du guide, comme illustré en Figure 3-3(b), montrant l'évolution du facteur de confinement défini comme l'intégrale sur le cœur du mode normalisé (Section 2.1). Les modes d'ordre supérieurs apparaissent successivement au fur et à mesure que la largeur du guide augmente, chacun avec sa constante de propagation spécifique. La zone de fonctionnement monomode est identifiée pour une largeur inférieure ou égale à 6 μm , où seul le mode fondamental (TE_0) est guidé. Au-delà de cette valeur, le guide entre dans un régime de fonctionnement multimode. Les Figure 3-3(c)-(e) illustrent les différents profils spatiaux de l'intensité du mode optique pour les largeurs de guide de 4 μm et de 8 μm correspondant respectivement aux fonctionnements monomode (TE_0) et multimode d'ordre 2 (TE_0 et TE_1).

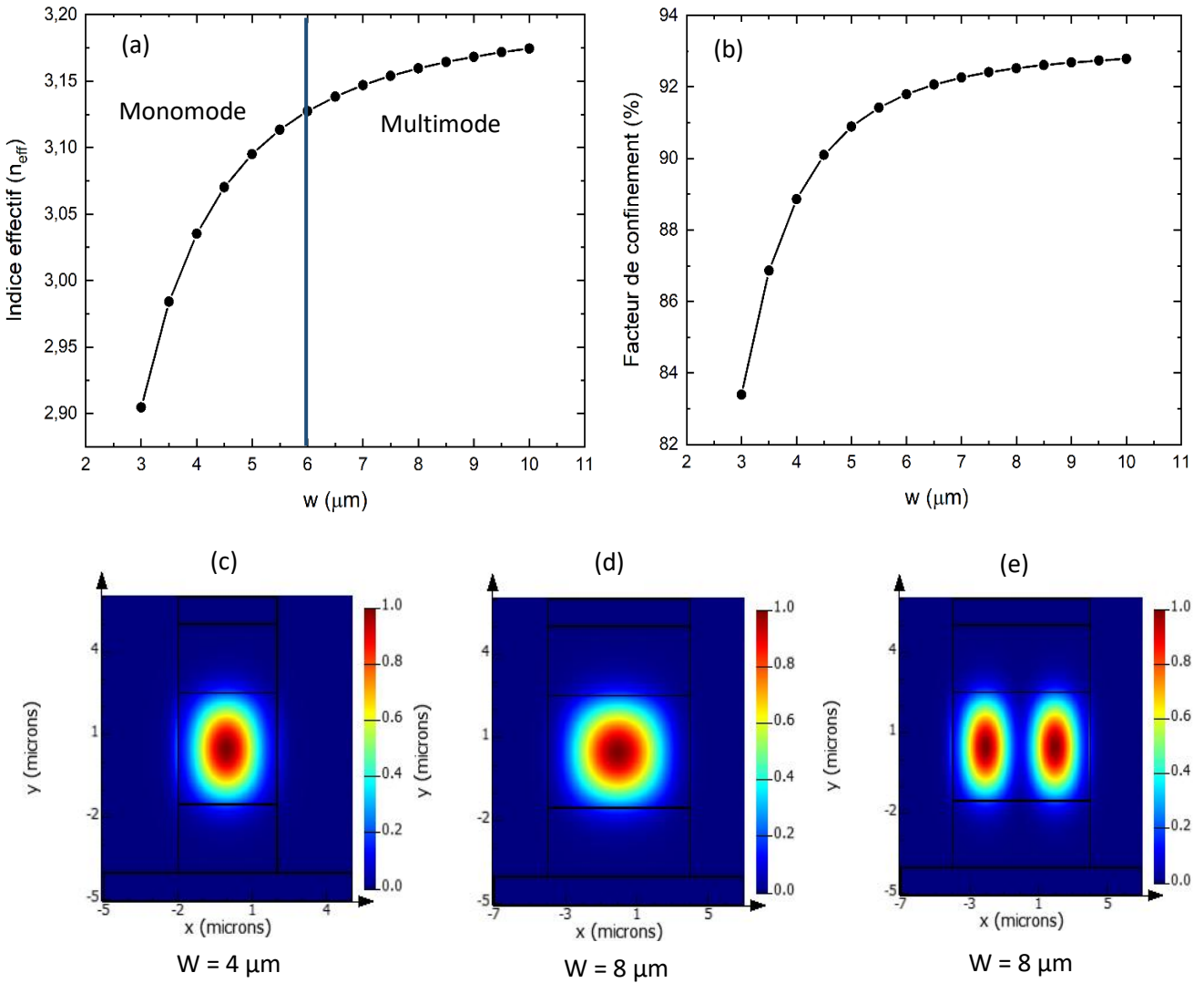


Figure 3-3 : (a) Indice effectif du mode fondamental TE_0 à la longueur d'onde de 8.3 μm en fonction de la largeur w du guide. (b) Recouvrement spatial du mode fondamental TE_0 avec le cœur du guide d'onde, en fonction de W . Profils spatiaux de l'intensité du mode optique pour un guide de 4 μm (c) et de 8 μm (d)-(e) de largeur. Le guide de 8 μm étant multimode, il présente un second mode d'ordre 2 (TE_2).

Après avoir établi les conditions de fonctionnement monomode du guide, la même simulation est utilisée pour déterminer l'indice de groupe en fonction de la longueur d'onde λ et pour des largeurs du guide de 4, 6, 8 et 10 μm . L'évolution de l'indice de groupe n_g en fonction de λ est donné par la relation suivante :

$$n_g = n_{eff} - \lambda \frac{dn_{eff}}{d\lambda}. \quad (3.56)$$

En général, on s'attend à une diminution de l'indice effectif en allant vers les grandes longueurs d'onde en raison d'une diminution du confinement du mode optique dans le cœur du guide. Le terme $\frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2}$ qui devient donc négatif, contribue à l'augmentation de n_g ($\frac{dn_g}{d\lambda} = -\lambda \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2}$), comme illustré en Figure 3-4(a). Pour des guides d'onde étroits, la variation de n_{eff} avec la longueur d'onde est plus importante (Figure 3-4(b)) car le mode optique aura une tendance à s'étendre davantage dans les régions de plus faible indice.

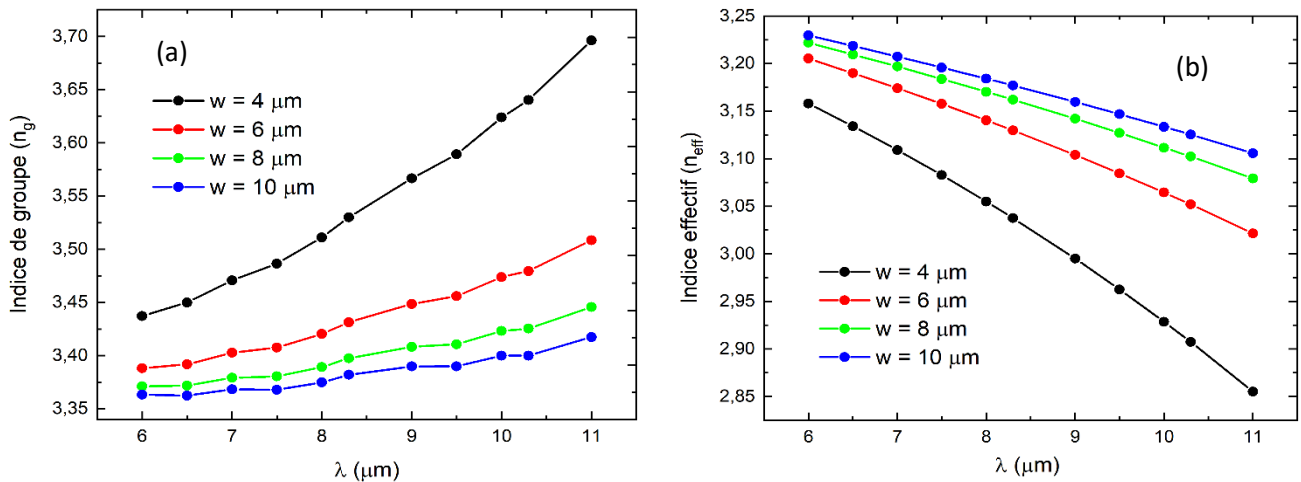


Figure 3-4 : Indice de groupe (a) et indice effectif (b) du mode optique fondamental en fonction de la longueur d'onde et pour des largeurs de guide comprises entre 4 μm et 10 μm .

3.1.4 Optimisation de la ligne microruban

Les dimensions du guide d'onde optique étant désormais fixées en tenant compte de toutes les contraintes technologiques, il est alors nécessaire d'optimiser les dimensions (largeur, épaisseur) de l'électrode de la ligne microruban par rapport à la propagation du signal de modulation microonde. Les caractéristiques de la ligne microruban, notamment son impédance caractéristique (Z), son indice effectif (n_m) et ses pertes (α_m), dépendent de sa géométrie et des permittivités relatives des matériaux diélectriques qui la constituent. Ils existent des relations analytiques permettant d'obtenir une valeur approximative de ces caractéristiques, comme le modèle de Schneider et Heinrich [110] ou encore celui de Wheeler [122]. Toutefois, ces méthodes d'approximation ne permettent pas de prendre en compte des structures multicouches telles que celle du modulateur EO. Nous avons utilisé le logiciel commercial de simulation électromagnétique HFSS® (High Frequency Structure Simulator). Ce dernier qui s'appuie sur la méthode des éléments finis pour résoudre les équations de Maxwell, est bien adapté pour la simulation des lignes de transmission. La structure de la Figure 3-1(a) a donc été simulée avec ce logiciel par **Giuseppe Di Gioia** lors de son *post-doctorat*. Dans la Section 3.1.3, la distance entre l'électrode et le plan de masse a été déterminée lors de l'étude optique du guide d'onde. Cette distance, correspondant à l'épaisseur totale du guide d'onde, a été fixée à 9 μm . Pour cette épaisseur, est illustrée en Figure 3-5(a) l'évolution des pertes microondes pour une gamme de

fréquence allant de 1 à 40 GHz, en fonction de l'épaisseur de l'électrode en or (de la même largeur du guide, voir Figure 3-1(a)) et pour $W = 4 \mu\text{m}$.

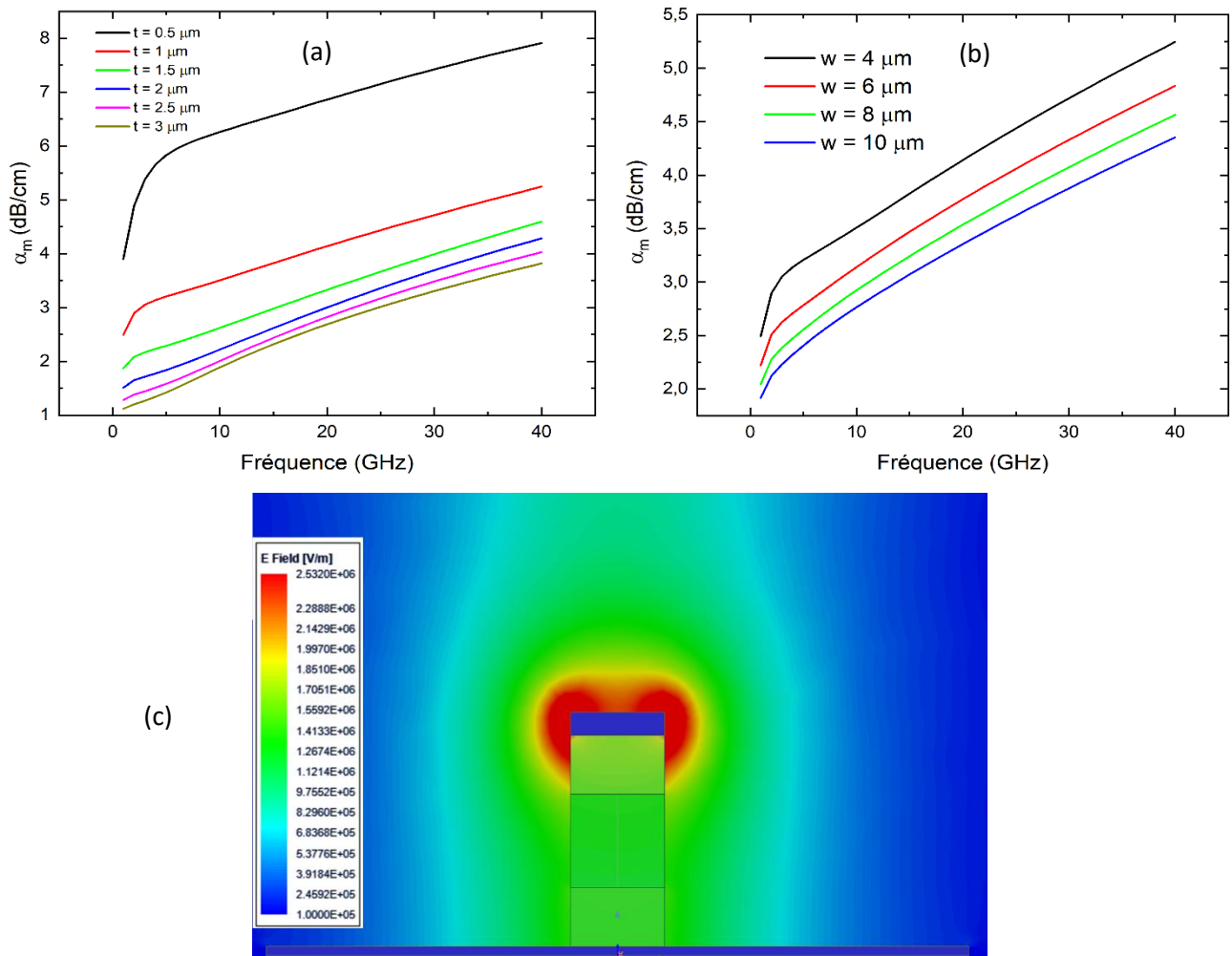


Figure 3-5 : (a) Pertes microondes en fonction de la fréquence et de l'épaisseur de l'électrode, pour une largeur du guide/électrode de $4 \mu\text{m}$. Une épaisseur $t > 3\delta_s$ est nécessaire pour minimiser les pertes ohmiques. (b) Pertes microondes en fonction de la fréquence et de la largeur de l'électrode métallique, pour une épaisseur de l'électrode fixée à $1 \mu\text{m}$. (c) Profil spatial de l'intensité du champ microonde à 10 GHz, pour $W = 4 \mu\text{m}$ et $t = 1 \mu\text{m}$.

L'augmentation des pertes dans la ligne avec la fréquence s'explique principalement par les pertes ohmiques liées à la conductivité des électrodes. Lorsque la fréquence augmente, ces pertes augmentent avec la racine carrée de la fréquence en raison de l'effet de peau qui se traduit par l'apparition d'un courant surfacique dans le conducteur. Ce phénomène devient alors prédominant aux fréquences élevées où l'épaisseur de peau δ_s diminue (équation (2.54)), limitant ainsi la section effective dans laquelle le courant circule, ce qui augmente la résistance série de ligne (entraînant des pertes ohmiques élevées). L'épaisseur de l'électrode influence également les pertes microondes comme le montre la Figure 3-5(a). Du moment que cette épaisseur devient inférieure à la profondeur

de peau (δ_s vaut par exemple $0.786 \mu\text{m}$ à 10 GHz pour l'or), la résistance de surface augmente en raison d'une diminution de la section traversée par le courant (équation (2.55)), ce qui augmente davantage les pertes. En revanche, lorsque l'épaisseur de l'électrode devient supérieure à la profondeur de peau, la région du métal située au-delà de cette profondeur ne contribue quasiment plus à la conduction du courant, et à partir d'une épaisseur t supérieure à environ $3\delta_s$, les pertes sont significativement réduites et ne dépendent quasiment plus de l'épaisseur de l'électrode. Nous avons représenté en Figure 3-5(c) un exemple d'intensité du champ microonde appliqué à 10 GHz , sur la structure microruban avec une électrode de $4 \mu\text{m}$ de largeur et de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

Sur la base de ces résultats, il serait avantageux de travailler avec des épaisseurs d'électrode supérieures à $2 \mu\text{m}$ (Figure 3-5(a)). Toutefois, du point de vue de la fabrication, la réalisation de telles épaisseurs nécessite généralement d'un dépôt métallique par électrolyse, qui est une technique qui n'est pas disponible actuellement au laboratoire. Les dépôts métalliques sont donc effectués par évaporation, qui est une technique offrant une excellente homogénéité de la surface métallique. Cependant, pour des raisons techniques, la machine utilisée pour l'évaporation ne nous permet pas d'effectuer des dépôts métalliques de plus d'un micromètre d'épaisseur. Nous nous limiterons pour la suite des simulations à cette épaisseur maximale de $1 \mu\text{m}$, qui est celle retenue pour la conception finale du modulateur. De même, la largeur de l'électrode influence aussi les pertes microondes comme l'illustre la Figure 3-5(b). Lorsque cette largeur augmente, la surface totale disponible pour la conduction du courant devient plus importante. Ainsi, bien que le courant reste concentré en surface, il se répartit sur une surface plus étendue, ce qui réduit la densité de courant et, par conséquent, les pertes ohmiques. Cependant, augmenter la largeur de l'électrode revient à élargir également le guide d'onde optique (voir Figure 3-1(a)), qui va donc présenter un comportement multimode. Comme vu à la Section 3.1.3, afin de rester dans la condition d'un guide monomode, la largeur de ce dernier doit être inférieure ou égale à $6 \mu\text{m}$ et les pertes microondes dans ce cas sont comprises entre 2.25 et 5.25 dB/cm .

L'impédance caractéristique Z de la ligne microruban est un paramètre important qui doit être adapté à celle du générateur sur la gamme de fréquences visée afin d'éviter toute réflexion du signal hyperfréquence. Pour réaliser une adaptation d'impédance de 50Ω , une largeur de l'électrode autour de $10 \mu\text{m}$, comme le montre la Figure 3-6(a), est nécessaire pour des fréquences supérieures à 5 GHz . Par contre, une légère désadaptation sera obtenue pour des fréquences inférieures à 5 GHz , où l'impédance de la ligne varie entre 50 et 55Ω . Or cette largeur de l'électrode pour laquelle on a une adaptation d'impédance ne peut être considérée en raison du caractère multimode du guide optique. Pour un guide monomode ($W \leq 6 \mu\text{m}$), une désadaptation d'impédance est inévitable. L'impédance maximale est de 105Ω pour les basses fréquences ($< 5 \text{ GHz}$) et en moyenne comprise entre 65Ω et 85Ω pour les autres fréquences.

L'adaptation de l'impédance n'est cependant pas la seule condition à remplir pour l'optimisation du modulateur EO. En effet, l'accord entre les vitesses de groupe de l'onde MIR et de phase de l'onde microonde doit être également atteint (Section 2.5.2). En d'autres termes, l'indice de groupe (n_g) de l'onde MIR doit être égale à l'indice effectif (n_m) de l'onde microonde. L'indice de groupe de l'onde MIR est déjà connu des résultats de la Section 3.1.3 et est compris pour des guides monomodes entre 3.42 et 3.52 à $\lambda = 8.3 \mu\text{m}$. Par contre, comme le montre la Figure 3-6(b), l'indice effectif du mode microonde présente des valeurs comprises entre 1.7 et 2.25 pour $W \leq 6 \mu\text{m}$, conduisant à un désaccord $\Delta n > 1$. Ainsi, Il s'avère difficile d'assurer à la fois une adaptation d'impédance proche de 50Ω et un faible désaccord d'indice dans cette configuration. Une approche alternative consiste alors à envisager l'utilisation d'une ligne coplanaire qui sera présentée à la Section 3.2.3.

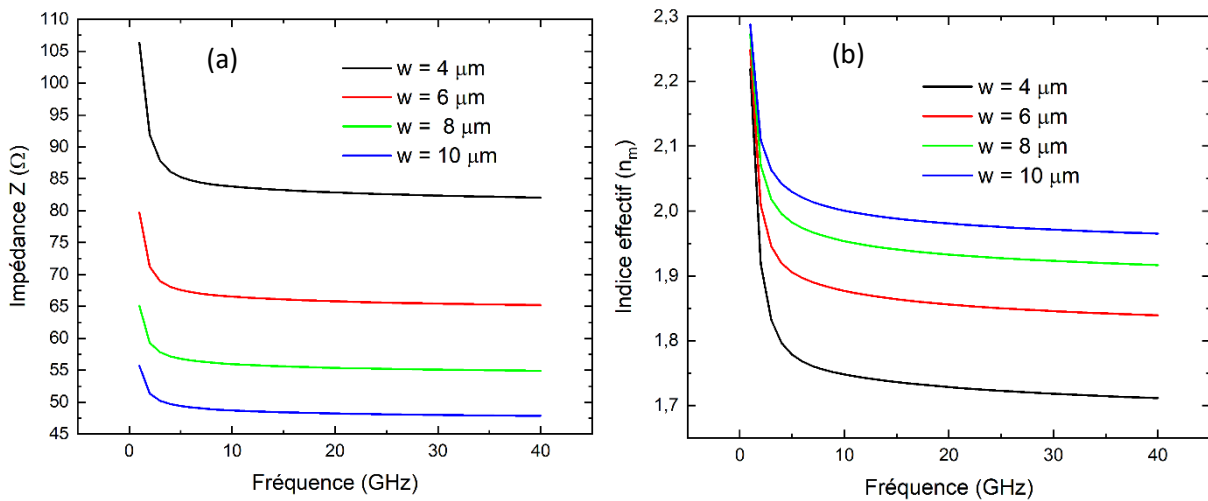


Figure 3-6 : Impédance caractéristique Z (a) et indice effectif n_m (b) de la ligne microruban en fonction de la fréquence et de la largeur de l'électrode. L'épaisseur de l'électrode métallique est fixée à $1 \mu\text{m}$.

3.2 Conception et optimisation du modulateur basé sur une ligne coplanaire

3.2.1 Structure du guide d'onde

En passant à une structure basée sur une ligne coplanaire (voir Section 2.8), la fabrication devient plus simple et permet de surmonter les difficultés technologiques liées à la gravure de la couche $Al_{0.52}In_{0.48}P$ (la gravure se limite uniquement à la couche de cœur GaAs). Le guide d'onde étudié dans un premier temps est constitué d'un cœur en GaAs (épaisseur $h_{GaAs} = 4 \mu m$ et largeur $W = 4 \mu m$), épitaxié sur une couche de confinement en $Al_{0.52}In_{0.48}P$ (d'épaisseur h_{AlInP}), l'ensemble reposant sur un substrat semi-isolant de GaAs (Figure 3-7). Les contacts métalliques sont disposés à une distance S du guide.

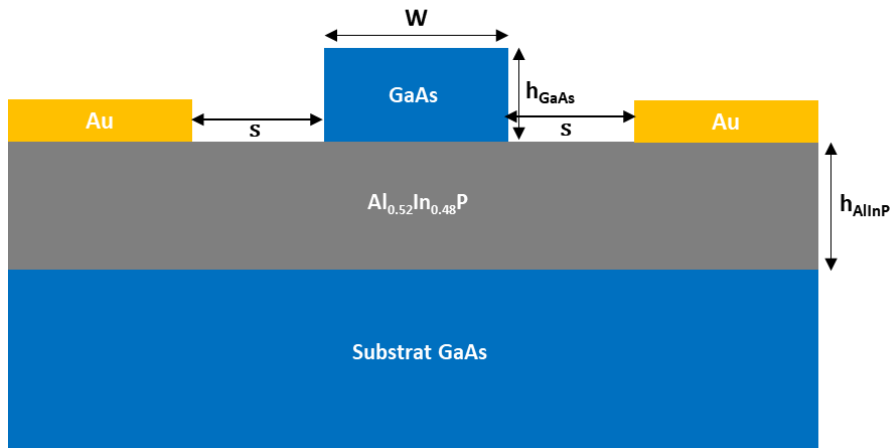


Figure 3-7 : Structure du guide d'onde avec un cœur du guide d'épaisseur $h_{GaAs} = 4 \mu m$ et de largeur $w = 4 \mu m$.

3.2.2 Optimisation du guide d'onde

3.2.2.1 Pertes de rayonnement dans le substrat

On s'intéresse ici aux pertes de rayonnement dans le substrat de GaAs liées à l'épaisseur de la couche de confinement sans tenir compte des pertes dues à l'absorption des électrodes métalliques (le guide d'onde étudié dans cette section ne comporte aucune électrode métallique en surface). Dans un mode guidé, la lumière est décrite par son vecteur d'onde k , qui possède une composante longitudinale (le long de la direction du guide d'onde) et une composante transverse (perpendiculaire au plan du guide). La composante transverse est liée au champ électrique évanescent qui décroît exponentiellement dans la couche de confinement. Cependant, lorsque l'indice effectif du mode devient inférieur à celui du substrat, la composante longitudinale de son vecteur d'onde devient alors égale au vecteur d'onde d'une onde plane (non guidé) qui se propage longitudinalement dans le substrat. Il se produit alors un

couplage entre le mode guidé du cœur et le mode plan du substrat. Ce phénomène qui se traduit généralement par une fuite du mode optique, entraîne des pertes de rayonnement vers le substrat.

Afin d'évaluer ces pertes, des simulations 3D FDTD (Finite Difference Time Domain) [123] ont été réalisées à l'aide du logiciel Lumerical®. L'objectif est celui d'étudier l'influence de l'épaisseur de la couche d' $Al_{0.52}In_{0.48}P$ sur les pertes radiatives dans le substrat GaAs en exploitant l'évolution temporelle du champ électrique dans le guide d'onde. Les simulations FDTD utilisent la méthode des différences finies pour résoudre les équations de Maxwell dans le domaine temporel et spatial, ce qui permet de modéliser avec précision la propagation des ondes électromagnétiques. Des moniteurs placés à l'entrée et à la sortie du guide d'onde (Figure 3-8) permettent d'obtenir des informations sur les propriétés du mode optique (indice effectif, indice de groupe, polarisation etc..) ainsi que les données relatives aux champs électromagnétiques et à la puissance transmise. Ces moniteurs enregistrent également les profils du mode sur toute la section du guide d'onde et sont essentiels pour l'analyse des résultats. Une source lumineuse intégrée dans le moniteur d'entrée a été configurée pour exciter le mode fondamental TE_0 . Pour évaluer les pertes optiques, le coefficient d'atténuation α (rapporté ici en cm^{-1}) est déterminé par le rapport des puissances à la sortie (P_{out}) et à l'entrée (P_{in}) du guide d'onde, à l'aide de la relation suivante :

$$\alpha = -\frac{1}{L} \ln \left(\frac{P_{out}}{P_{in}} \right), \quad (3.57)$$

où L représente la longueur du guide d'onde (exprimé en cm)

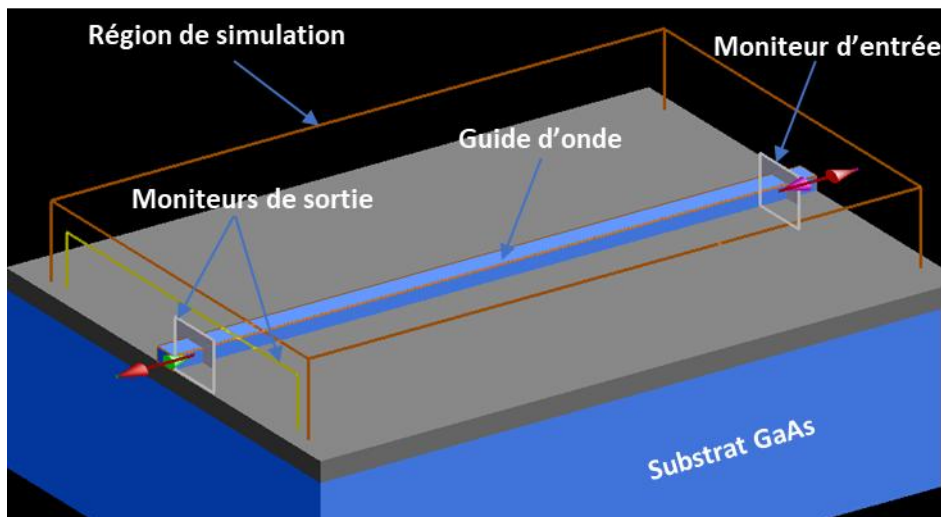


Figure 3-8 : Structure 3D de la simulation FDTD.

Les résultats présentés à la Figure 3-9(a) montrent que les pertes diminuent significativement lorsque l'épaisseur de la couche d' $Al_{0.52}In_{0.48}P$ varie de $2.5 \mu m$ à $10 \mu m$. Avec une épaisseur de $2.5 \mu m$, une

partie de l'énergie du mode qui se propage le long du guide est transférée dans le substrat, ce qui se traduit par une faible transmission optique à la sortie du guide. En revanche, à partir d'une valeur de $7\ \mu\text{m}$, l'épaisseur de la couche d' $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ devient suffisante pour minimiser les fuites de façon significative dans le substrat, pour un guide d'onde d'une longueur centimétrique. Les Figure 3-9(b)-(d) présentent le profil spatial de l'intensité du mode optique (en échelle logarithmique) à la sortie d'un guide d'onde de $100\ \mu\text{m}$ de longueur, pour des épaisseurs d' $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ respectives de $2.5\ \mu\text{m}$, $4\ \mu\text{m}$ et $7\ \mu\text{m}$. Pour des faibles épaisseurs de la couche d' $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$, une partie du mode optique pénètre dans le substrat, entraînant ainsi des pertes importantes.

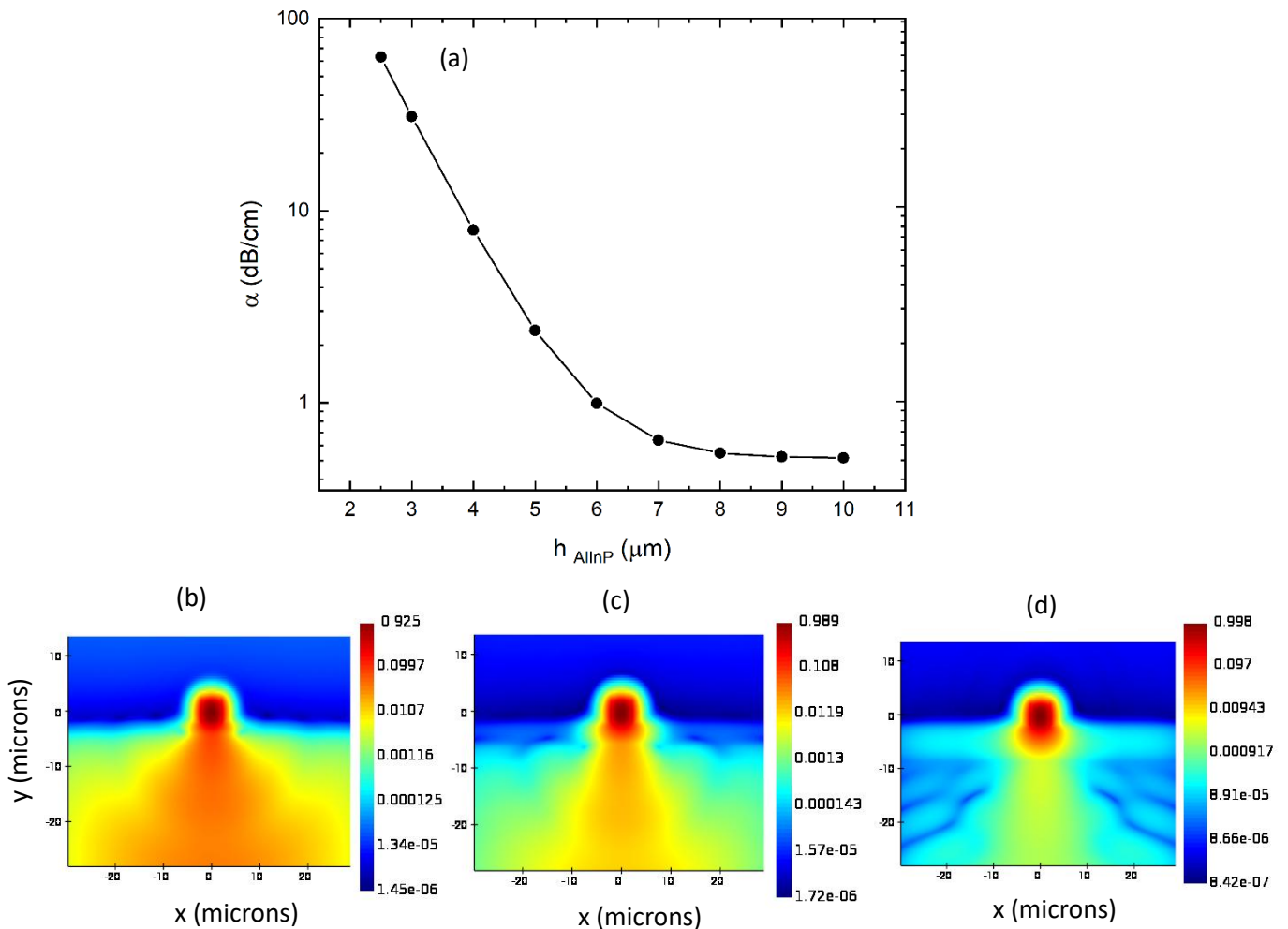


Figure 3-9 : (a) Pertes optiques (échelle logarithmique) en fonction de l'épaisseur de la couche de confinement, pour un guide d'onde de $100\ \mu\text{m}$ de longueur. Intensités du mode optique en échelle logarithmique, à la sortie du guide d'onde pour les épaisseurs de couche de confinement de (b) $2.5\ \mu\text{m}$, (c) $4\ \mu\text{m}$ et (d) $7\ \mu\text{m}$.

3.2.2.2 Pertes par absorption dans les électrodes et intégral de recouvrement

La Figure 3-10 présente la structure transverse du guide d'onde étudié où h_p représente la profondeur de gravure du cœur GaAs. Les simulations réalisées à l'aide du solveur FDE de Lumerical® ont été menées dans le but d'optimiser cette structure.

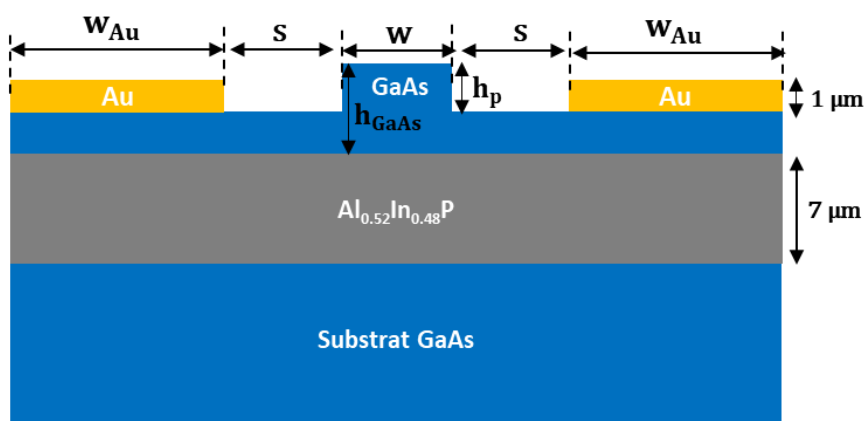


Figure 3-10 : Géométrie transverse du guide d'onde dont le cœur de GaAs fait 5 μm d'épaisseur, avec une épaisseur de la couche de confinement de 7 μm . $W = 5 \mu\text{m}$ représente la largeur du guide d'onde tandis que h_p est la profondeur de gravure. Les contacts métalliques de 1 μm d'épaisseur et de largeur W_{Au} sont positionnés à une distance S de part et d'autre du guide.

Dans l'objectif de minimiser davantage les pertes dans le MIR, principalement dues à l'absorption des électrodes métalliques, l'épaisseur de la couche de GaAs a été fixée à 5 μm (contre 4 μm dans les structures précédentes), et sa largeur (W) est fixée à 5 μm . En effet, ce choix a été fait dans le but d'améliorer d'une part le confinement latéral du mode optique dans le cœur du guide d'onde (et donc réduire l'interaction avec les électrodes) et, d'autre part, de garantir un facteur de recouvrement satisfaisant entre le champ optique et le champ électrique microonde, dont les détails seront abordés dans la dernière partie de cette section.

Les pertes optiques du mode fondamental TE_0 , présentées à la Figure 3-11(a), ont été déterminées en fonction des différentes profondeurs de gravure h_p et pour des valeurs de S de 2.5, 4 et 6 μm . Dans le cas d'une gravure peu profonde ($h_p < 2.5 \mu\text{m}$), les pertes optiques augmentent en raison d'un confinement latéral insuffisant du mode optique. Ce manque de confinement entraîne inévitablement une extension du mode optique vers les régions latérales (voir les profils spatiaux du mode des Figure 3-12(a)-(b)), augmentant ainsi son recouvrement spatial avec les électrodes métalliques. En revanche, une gravure profonde permet d'améliorer ce confinement latéral, ce qui réduit l'extension du mode vers les électrodes métalliques (Figure 3-12(c)-(d)) et donc les pertes optiques. Un comportement similaire est observé lorsqu'on fait varier la distance S entre le guide d'onde et les électrodes. La Figure 3-11(b) présente l'indice de groupe en fonction de h_p et de S . Comme attendu, la position des

électrodes n'affecte pas l'indice de groupe, celui-ci étant déterminé principalement par les propriétés géométriques et optiques du cœur et de la couche de confinement. On note en revanche une légère augmentation de cet indice avec la profondeur de gravure, passant de 3.35 pour une gravure de 1.5 μm à environ 3.46 pour une gravure de 3.5 μm . En Figure 3-11(c), est représentée pour $S = 4 \mu\text{m}$, la différence $\Delta n_{TE-TM} = |n_{TE} - n_{TM}|$ en fonction de la profondeur de gravure. Pour une profondeur de gravure comprise entre 3.1 μm et 3.35 μm , la biréfringence modale (Δn_{TE-TM}) reste inférieure à 10^{-3} .

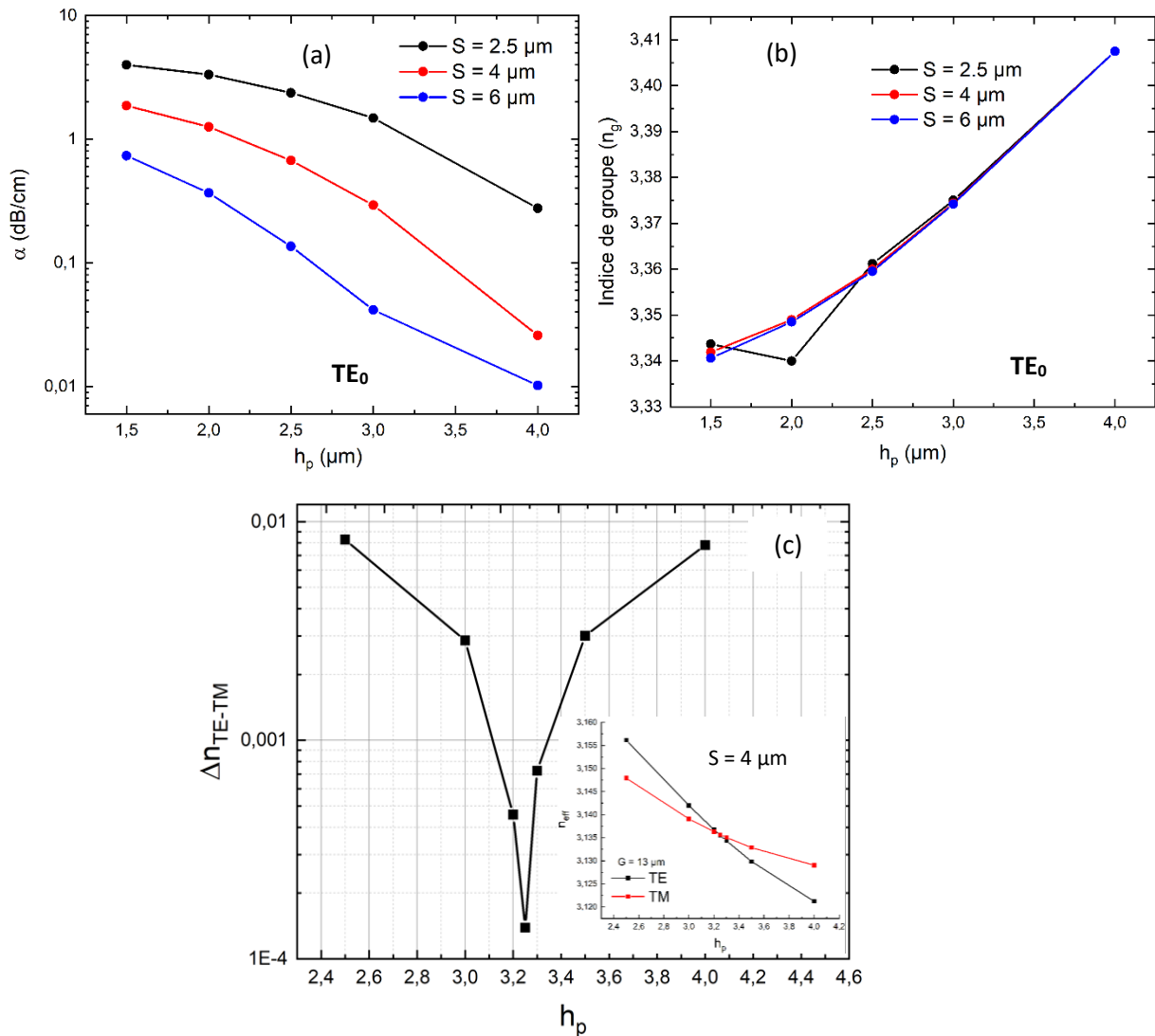


Figure 3-11 : (a) Pertes optiques (échelle logarithmique) du mode fondamental TE_0 en fonction de la profondeur de gravure h_p et de la distance S entre les contacts métalliques et le guide. (b) Indice de groupe du mode fondamental TE_0 en fonction de h_p et S . (c) Biréfringence modale : différence d'indice entre le mode fondamental TE_0 et TM_0 en fonction de la profondeur de gravure h_p , pour $S = 4 \mu\text{m}$. La figure insérée montre l'évolution des indices des modes TE_0 (en noir) et TM_0 (en rouge) pour les différentes profondeurs de gravure. Les simulations ont été effectuées pour des électrodes de 10 μm de largeur.

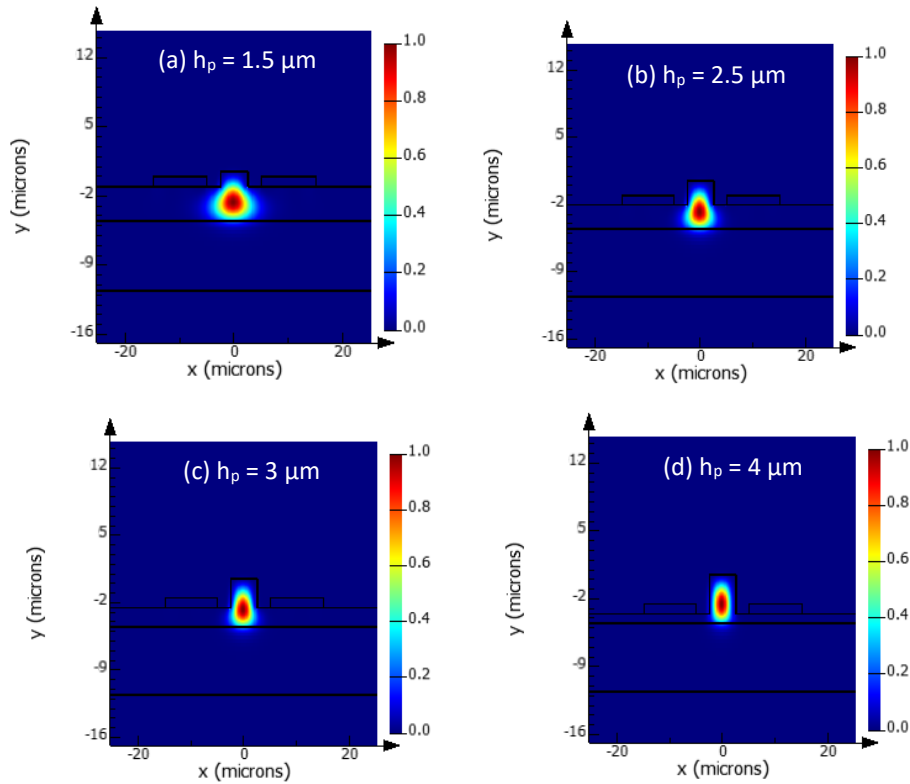


Figure 3-12 : Profils spatiaux du mode optique TE_0 pour une distance S de $2.5 \mu\text{m}$.

Le choix des paramètres géométriques h_p et S est important pour les performances du modulateur, notamment son efficacité de modulation. En effet, une gravure profonde et une distance S élevée entraineront une réduction du champ microonde dans le cœur du guide d'onde et, par conséquent une baisse d'efficacité de modulation. Il faut donc trouver un compromis permettant d'obtenir des pertes optiques acceptables en garantissant une modulation efficace du signal MIR. Les résultats présentés à la Figure 3-11(a) montrent qu'à partir d'une profondeur de gravure $h_p > 2.5 \mu\text{m}$, les pertes sont inférieures à 2.5 dB/cm .

Pour terminer l'étude des pertes MIR, nous présentons aux Figure 3-13(a)-(b) les pertes obtenues du mode fondamental TE_0 , en fonction de la largeur W_{Au} des électrodes métalliques, pour des profondeurs de gravure respectives de $2.5 \mu\text{m}$ et de $3 \mu\text{m}$. A partir d'une distance $S > 4 \mu\text{m}$, les pertes sont inférieures à 2.5 dB/cm et à 1 dB/cm pour $h_p = 2.5 \mu\text{m}$ et $h_p = 3 \mu\text{m}$ respectivement. Pour ce dernier, les pertes optiques du mode fondamental TM_0 augmentent (Figure 3-13(c)) en raison d'une absorption métallique plus élevée, mais demeurent inférieures à 4.5 dB/cm pour $S > 4 \mu\text{m}$. Ces résultats soulignent une fois de plus l'importance d'éloigner suffisamment les contacts métalliques afin de minimiser les pertes MIR.

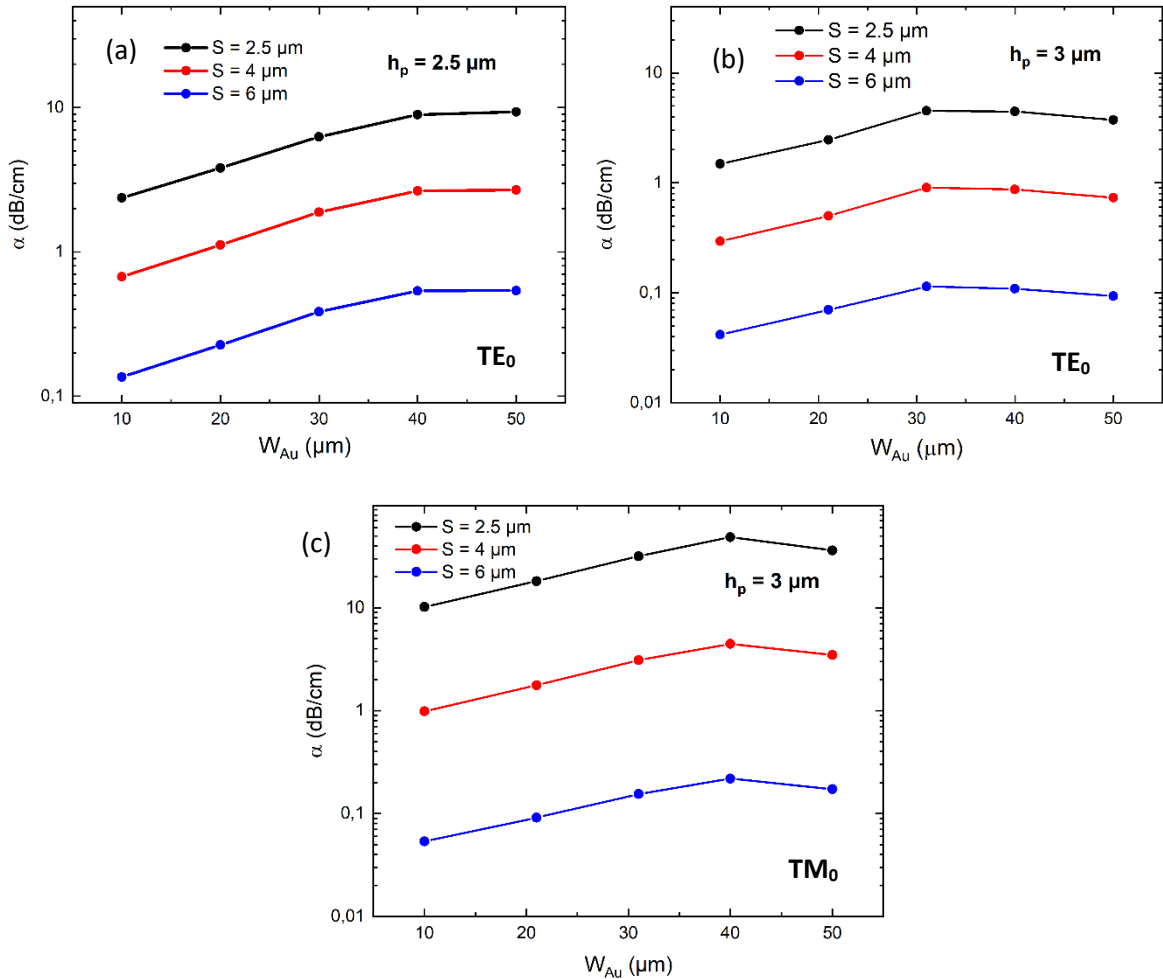


Figure 3-13 : Pertes du mode fondamental TE₀ en fonction de la largeur des contacts métalliques et de la distance S pour (a) $h_p = 2.5 \mu\text{m}$ et (b) $h_p = 3 \mu\text{m}$. (c) Pertes du mode fondamental TM₀ pour $h_p = 3 \mu\text{m}$.

L'efficacité du modulateur EO dépend également du recouvrement entre les champs optique et électrique. Ce recouvrement est déterminé par la géométrie des deux guides d'onde (optique et métallique). En particulier, l'optimisation de la distance S entre l'électrode et le guide d'onde optique constitue l'un des facteurs clés pour améliorer les performances du modulateur. Dans cette section, nous analysons l'influence des paramètres géométriques sur l'intégrale de recouvrement et, par conséquent, sur l'efficacité de modulation donnée par le produit $V_\pi L$ où L est la longueur des électrodes.

La définition de l'intégrale de recouvrement Γ est donnée par l'équation (2.40) où $G = 2S + 5 \mu\text{m}$. Pour obtenir une estimation de cette valeur, nous avons réalisé des simulations numériques à l'aide du logiciel commercial Comsol Multiphysics® [124] (basé également sur la méthode des éléments finis) afin de déterminer le champ électrique microonde E_m . Ce logiciel offre plusieurs fonctionnalités, notamment la modélisation et l'analyse des champs électrostatiques. Pour des fréquences de modulation relativement basses, l'utilisation du champ électrostatique fournit en première approximation une bonne estimation de cette intégrale. Il s'agit donc de déterminer le champ électrostatique lorsqu'une tension donnée V est appliquée aux électrodes à l'aide de Comsol®. En parallèle, les profils 2D du champ optique du mode TE_0 sont obtenus à partir des simulations réalisées avec Lumerical® (présentées plus haut). Un programme Matlab est enfin utilisé pour le post-traitement des données numériques extraites de ces deux logiciels et le calcul de l'intégral selon l'équation (2.52).

La ligne coplanaire a été simulée pour des profondeurs de gravure de 2.5, 3 et 3.5 μm . La Figure 3-14(a) présente l'évolution de l'intégrale de recouvrement en fonction de la distance S et de la profondeur de gravure h_p . Pour une distance S donnée, on observe une diminution du recouvrement au fur et à mesure que le cœur du guide est gravé. En effet, la condition de continuité de la composante normale du champ électrostatique à l'interface air/GaAs entraîne une réduction de son amplitude d'un facteur $1/\epsilon_r$ (avec ϵ_r la permittivité électrique du GaAs) dans la partie gravée du GaAs, conduisant ainsi à une baisse du recouvrement et, par conséquent de l'efficacité de modulation (Figure 3-14(b)). En revanche, le recouvrement en fonction de la distance S ne subit pas de changement significatif. A partir de l'équation (2.52), qui signifie qu'en première approximation, la valeur moyenne du champ électrique entre les deux électrodes est inversement proportionnelle à leur distance G (voir Figure 3-14(c)-(d)), ce qui entraîne une augmentation de la tension demi-onde V_π , comme illustré en Figure 3-14(b).

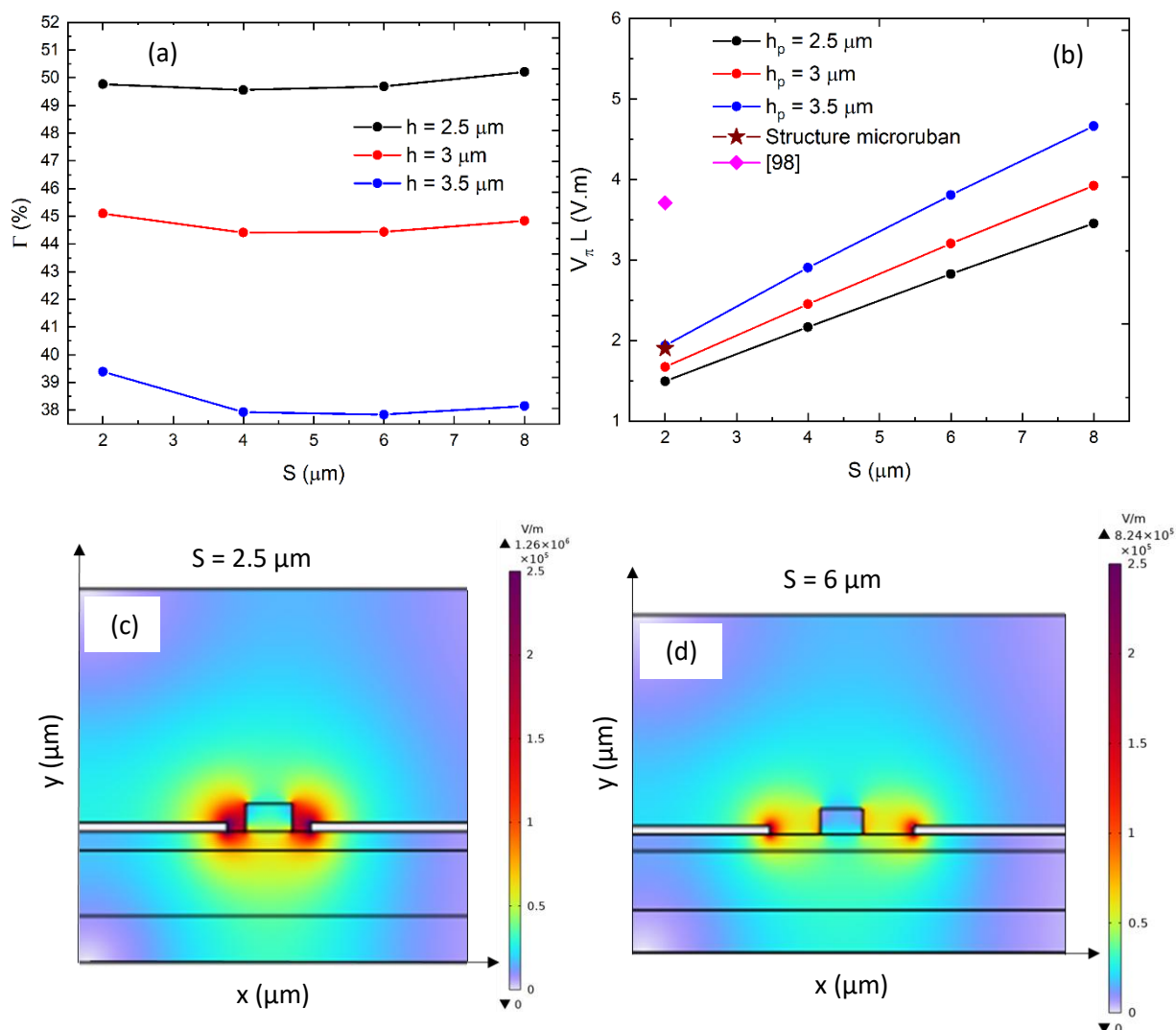


Figure 3-14 : (a) Evolution de l'Intégrale de recouvrement (a) Γ et du rapport (b) Efficacité théorique de modulation. Sur la figure, sont également représentées les efficacités obtenues pour le cas du modulateur à ligne microruban et du modulateur de l'état de l'art. (c)-(d) Profils spatiaux de l'intensité du champ électrostatique pour des distances respectives de $S = 2.5 \mu\text{m}$ et $6 \mu\text{m}$, obtenus pour une profondeur de gravure de $3 \mu\text{m}$.

L'efficacité de modulation théorique donnée par le produit $V_{\pi}L$, présentée ici, montre que les paramètres S et h_p ont une influence significative sur les performances du modulateur. A titre d'exemple, pour un guide de profondeur de gravure $h_p = 3 \mu\text{m}$, la tension demi-onde double lorsqu'on passe d'une distance $S = 2 \mu\text{m}$ à une distance $S = 6 \mu\text{m}$, entraînant une augmentation d'un facteur quatre de la puissance microonde nécessaire pour obtenir un changement de phase de 180 degrés.

Nous avons également représenté sur la Figure 3-14(b) la valeur de $V_{\pi}L$ pour le modulateur à structure microruban initialement envisagé (voir Section 2.8). A parité de distance entre les électrodes métalliques, le modulateur avec une géométrie de ligne coplanaire présente une efficacité de modulation comparable à celle du modulateur à ligne microruban. Ce résultat qui est en accord avec les expressions analytiques de V_{π} établies pour l'effet EO (en tenant compte de l'intégrale de recouvrement Γ) dans ces deux types de configurations [98] permet de réaliser un modulateur à large bande, avec une efficacité de modulation double (pour des faibles distances S) par rapport à l'état de l'art [98] (Figure 3-14(b)).

L'optimisation des performances du modulateur EO dans le MIR nécessite un équilibre entre la réduction des pertes optiques et le maintien d'une efficacité de modulation élevée. Nos résultats de simulation MIR ont montré qu'une gravure profonde ($h_p > 2.5 \mu\text{m}$) permet d'obtenir de faibles pertes MIR, principalement en limitant l'absorption du mode optique par les électrodes métalliques. Cependant, cette approche a pour conséquence une diminution significative de l'efficacité de modulation comme on peut le voir sur la Figure 3-14(b). Une profondeur de gravure de $3 \mu\text{m}$ semble être un choix optimal qui permet de réduire les pertes optiques tout en limitant la perte d'efficacité de modulation.

3.2.2.3 Optimisation du couplage optique : taper adiabatique

Le couplage de la radiation MIR dans le guide optique du modulateur est réalisé à l'aide d'une lentille asphérique de chalcogénure qui présente une grande ouverture numérique ($NA = 0.85$). Dans le cas présent, le diamètre de la tache focale du faisceau MIR mesuré (issue du laser QCL qui émet à la longueur d'onde de $8.3 \mu\text{m}$) est d'environ $20 \mu\text{m}$, comme le montre le profil Gaussien de la Figure 3-15. Ce dernier est largement supérieur aux dimensions du cœur du guide d'onde ($5 \mu\text{m}$ d'épaisseur et $5 \mu\text{m}$ de largeur). Par conséquent, seule une fraction limitée de la puissance incidente pourra être efficacement couplée dans le guide.

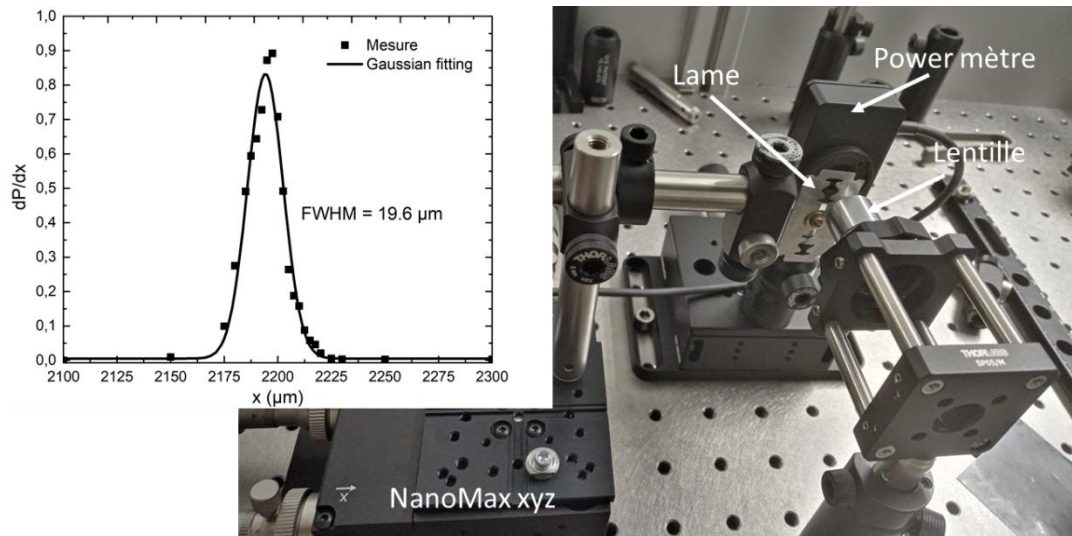


Figure 3-15 : Dispositif expérimental utilisé pour la mesure du diamètre de la tache focale. On utilise un photodétecteur, une lentille asphérique et une lame qui est montée sur une platine de translation XYZ. Dans un premier temps, la lame est déplacée suivant l'axe optique (Z) afin de rapprocher ce dernier du plan focal de la lentille (XY). Ensuite, elle est balayée suivant ce plan focale afin de couper progressivement le faisceau tout en mesurant à chaque fois, à l'aide du détecteur la puissance collectée. La dérivée de la puissance enregistrée (P) par rapport à la position (X ou Y) de la lame fournit directement le profil spatial du faisceau, qui suit en première approximation une distribution Gaussienne. Le diamètre de la tache focale (appelé Waist, en anglais) est enfin déterminé par la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la distribution.

Pour améliorer l'efficacité du couplage, notamment le recouvrement spatial entre le faisceau MIR incident et le mode fondamental TE_0 à l'entrée du guide d'onde, on utilise généralement des coupleurs appelés communément *tapers* (en anglais), permettant de relier deux guides d'onde de sections différentes (Figure 3-16). La fonction principale d'une telle structure optique est de modifier progressivement la taille et la forme du mode optique afin d'assurer un couplage efficace. Pour maximiser l'efficacité du couplage et limiter les pertes, ce coupleur doit fonctionner de manière adiabatique [125], c'est-à-dire que la variation de la section transverse doit être suffisamment lente pour que le mode fondamental suive la transition tout au long du taper sans se convertir en modes d'ordre supérieurs ou en modes radiatifs. Plusieurs profils de taper ont été explorés dans les dispositifs photoniques [125], notamment des types linéaires, exponentiels, paraboliques et gaussiens. En raison de sa simplicité, le taper linéaire présenté à la Figure 3-16 est généralement le plus utilisé. Pour garantir une transmission à faibles pertes, le taper doit être suffisamment long afin d'assurer une propagation adiabatique. Cependant, rallonger le taper augmente également les pertes de propagation, ce qui devient plus critique lorsque les deux guides d'onde connectés présentent une différence importante de dimensions.

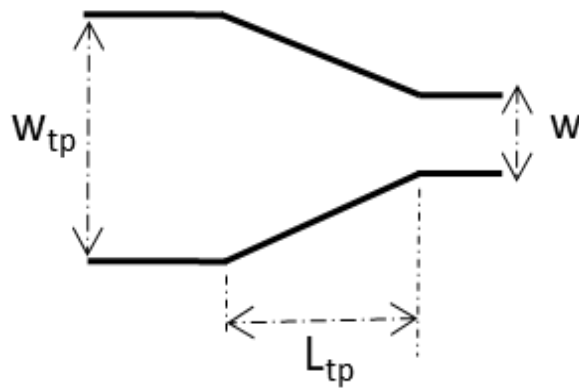


Figure 3-16 : Structure du taper de type linéaire. W_{tp} est la largeur maximale du taper, L_{tp} est la longueur du taper et w est la largeur du guide d'onde monomode.

La transmission à travers le taper dépend de la longueur de transition (L_{tp}) entre sa largeur initiale (W_{tp}) et sa largeur finale (W). Dans notre cas d'étude, la largeur du guide d'onde en sortie du taper étant de $5 \mu\text{m}$, nous fixons la largeur du guide d'onde à l'entrée à $15 \mu\text{m}$ (valeur comparable au diamètre du faisceau MIR focalisé). Les simulations ont été réalisées par la méthode 3D FDTD où le mode optique fondamental TE_0 est excité à l'entrée du guide d'onde. Compte tenu de la mémoire limitée et de la puissance de calcul du cluster dont nous disposons au laboratoire, les simulations ont été effectuées sur le guide d'onde de la Figure 3-7 ($W = 4 \mu\text{m}$ et $h_{\text{GaAs}} = 4 \mu\text{m}$ et sans les électrodes en surface). La Figure 3-17(a) illustre la transmission mesurée à la sortie du taper en fonction de sa longueur L_{tp} . Pour des longueurs de taper faibles ($L_{tp} < 30 \mu\text{m}$), la transmission est significativement réduite en raison d'une transition trop abrupte entre les sections larges et étroites des guides d'onde. En effet, comme on le constate dans la Figure 3-17(b), une variation rapide de la longueur entraîne des réflexions par les parois du taper qui interfèrent avec l'onde incidente (Figure 3-17(b)-(c)), conduisant ainsi à une baisse de la transmission à la sortie du guide. En revanche, lorsque la longueur du taper atteint $100 \mu\text{m}$, la transmission atteint une valeur de 99.53%. Au-delà de cette longueur, la transmission ne présente plus d'augmentation significative, ce qui indique que le taper fonctionne en régime adiabatique, et le mode s'adapte donc progressivement au changement de géométrie, maximisant ainsi l'efficacité du taper.

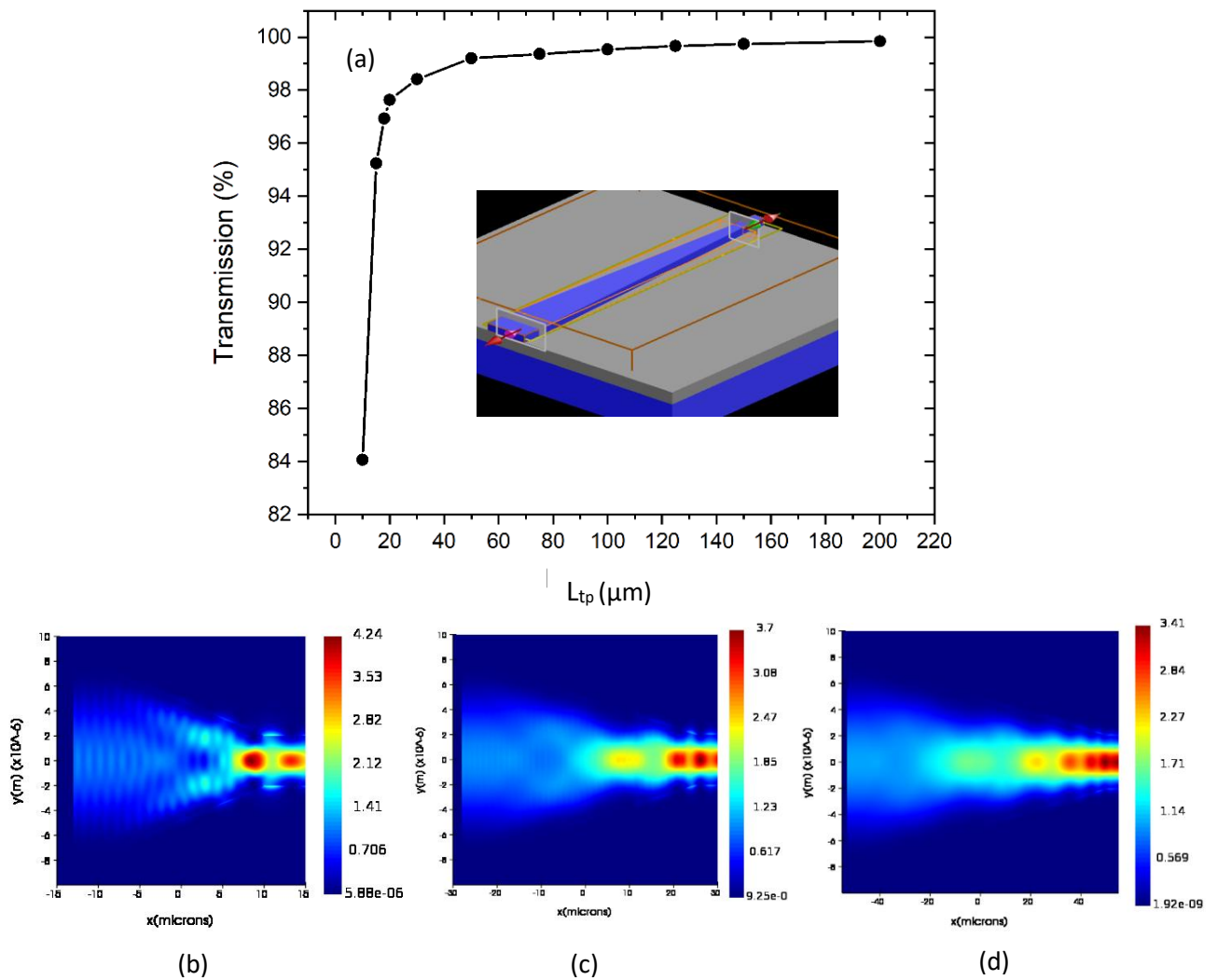


Figure 3-17 : (a) Efficacité du taper : transmission à la sortie en fonction de la longueur du taper. L'image insérée représente la structure 3D simulée. Profils spatiaux de l'intensité du mode optique fondamental TE_0 pour des tapers de longueurs respectives (b) 20 μm , (c) 50 μm et (d) 100 μm . La transition doit se faire progressivement afin de limiter les réflexions multiples du mode sur les parois qui interfèrent avec l'onde initiale.

3.2.3 Etude de la ligne coplanaire

Les caractéristiques géométriques de la ligne coplanaire affectent non seulement l'intégrale de recouvrement, mais aussi d'autres paramètres importants du modulateur, tels que les pertes de propagation, l'impédance caractéristique et l'indice effectif. La section suivante est donc consacrée à une analyse des paramètres de propagation de la ligne coplanaire en fonction de sa géométrie.

La structure étudiée se caractérise principalement par deux paramètres géométriques : la largeur de la ligne du signal (W_{Au}) et la distance S (Figure 3-18). L'épaisseur des électrodes métalliques est fixée à $1\ \mu\text{m}$ (pour des raisons évoquées dans la Section 3.2.2.2), le cœur du guide d'onde a une largeur $W = 5\ \mu\text{m}$ et est défini par une profondeur de gravure $h_p = 3\ \mu\text{m}$. Les électrodes métalliques latérales qui jouent le rôle de masse ont une largeur de $100\ \mu\text{m}$.

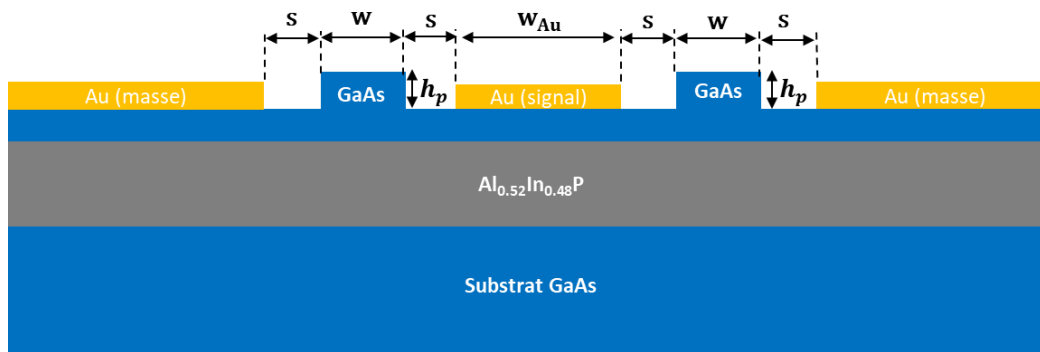


Figure 3-18 : Structure transverse de la ligne coplanaire. W_{Au} est la largeur de l'électrode centrale qui représente le signal. Les électrodes (signal et masse) ont une épaisseur de $1\ \mu\text{m}$. Le cœur du guide d'onde de largeur $W = 5\ \mu\text{m}$, a une épaisseur de $5\ \mu\text{m}$ et une profondeur de gravure de $3\ \mu\text{m}$.

Les simulations à l'aide du logiciel HFSS® ont été réalisées pour une plage de fréquences microondes allant de 1 à 40 GHz. Les Figure 3-19(a)-(b) présentent respectivement l'évolution de l'indice de réfraction microonde n_m et les pertes de propagation α_m en fonction de la fréquence et de différentes largeurs de l'électrode centrale, pour une distance $S = 4\ \mu\text{m}$. Les résultats obtenus montrent que l'indice et les pertes diminuent avec l'augmentation de la largeur W_{Au} . Plus particulièrement, les valeurs de l'indice illustrées en Figure 3-19(a) sont comprises entre 2.4 et 3.1 pour des fréquences inférieures à 5 GHz et entre 2.3 et 2.5 pour les fréquences de modulation supérieures. Nous avons déterminé précédemment dans le MIR un indice de groupe $n_g \approx 3.38$ à $\lambda = 8.3\ \mu\text{m}$ (Section 3.2.2.2). Ces différents résultats mettent en évidence un désaccord d'indice ($\Delta n = n_g - n_m$) qui est moins prononcé pour les faibles fréquences de modulation ($\Delta n < 1$). Par ailleurs, pour les différentes largeurs considérées de l'électrode centrale, les pertes microondes de la ligne coplanaire sont comprises entre 1 et 4.75 dB/cm sur l'ensemble de la plage de fréquences étudiée (Figure 3-19(b)). Ces niveaux de pertes restent acceptables pour un modulateur d'une longueur de 1 cm. Il convient également de souligner qu'en comparaison avec les résultats obtenus sur la ligne microruban (Section 3.1.4), la ligne coplanaire présente l'avantage d'offrir à la fois des pertes microondes plus faibles et un indice effectif plus élevé. Ce dernier point est particulièrement favorable pour réduire davantage le désaccord d'indice Δn et améliorer l'efficacité de modulation du dispositif.

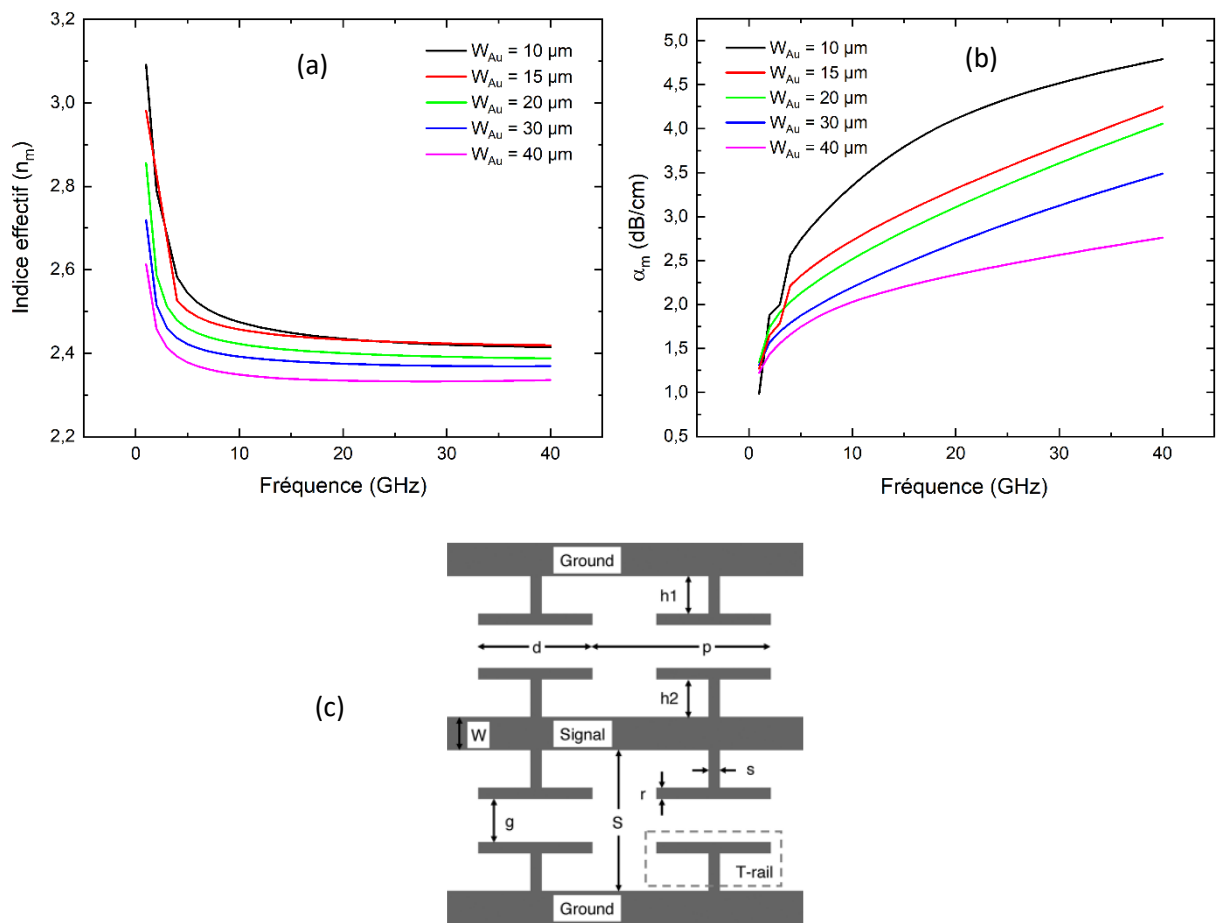


Figure 3-19 : Indice effectif (a) et pertes de propagation (b) de la ligne coplanaire en fonction de la fréquence, pour différentes largeurs W_{Au} de l'électrode métallique centrale. La distance S est fixée à 4 μm . Les électrodes (signal et masse) ont une épaisseur de 1 μm . (c) Représentation (vue de dessus) de l'électrode de la ligne coplanaire à charge capacitive, couramment utilisée pour ralentir la vitesse du microonde [126].

Parmi les différentes possibilités pour réduire Δn , la plus prometteuse semble être celle qui consiste à charger périodiquement la ligne coplanaire avec des éléments capacitifs comme illustrés à la Figure 3-19(c) [126]. Ce type d'électrodes est couramment utilisé dans les dispositifs à onde progressive comme les modulateurs EO à base du LN [15] et permet de ralentir la vitesse du microonde. Ces électrodes en forme de "T", réparties périodiquement le long de la ligne, permettent d'augmenter la capacité totale C du dispositif et par conséquent l'indice effectif n_m de la ligne ($n_m = c \sqrt{LC}$, pour des faibles pertes où L représente l'inductance de la ligne et c la vitesse de la lumière dans le vide). Cependant, augmenter l'indice reviendrait à diminuer également l'impédance Z de la ligne ($Z = cL/n_m$), ce qui compromet l'adaptation d'impédance par la suite. Afin de maintenir l'impédance de la ligne à 50 Ω , il serait nécessaire d'intégrer des transformateurs quart d'onde à l'entrée et à la sortie de la ligne de transmission, comme dans la référence [98].

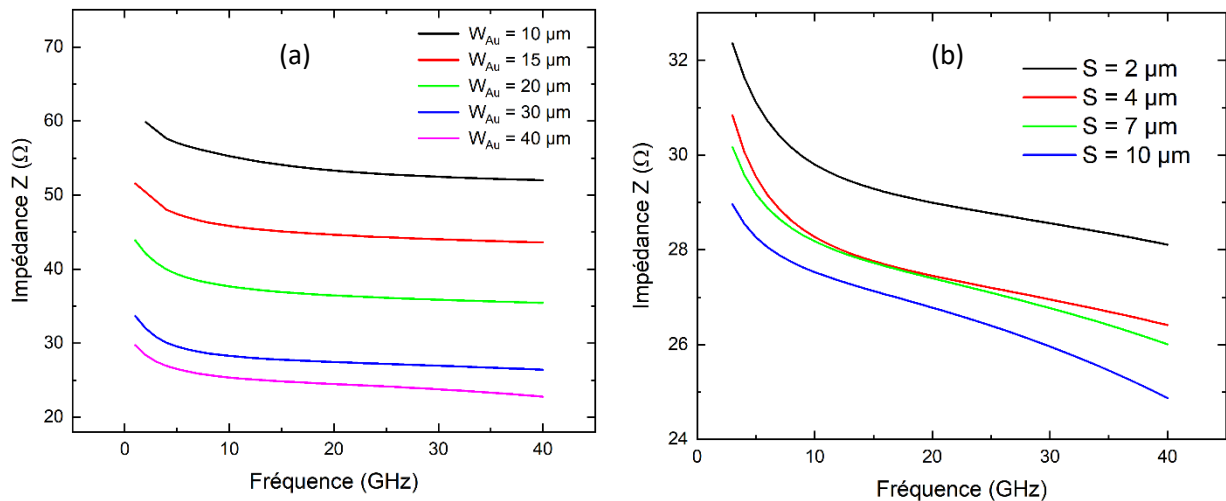


Figure 3-20 : (a) Impédance caractéristique de la ligne coplanaire en fonction de la fréquence et de la largeur de l'électrode centrale, pour une distance $S = 4 \mu\text{m}$. (b) Impédance caractéristique pour une largeur d'électrode centrale $W_{Au} = 30 \mu\text{m}$, en fonction de la fréquence et de la distance S . (c) Image optique de la sonde RF utilisée pour établir le contact électrique avec les électrodes de la ligne coplanaire.

L'évolution de l'impédance de la ligne en fonction de la fréquence et de la largeur W_{Au} a été étudiée par la suite (Figure 3-20(a)). Les résultats obtenus montrent une diminution de l'impédance caractéristique avec la largeur de l'électrode. En particulier, on obtient une impédance caractéristique moyenne comprise entre (47 et 57 Ω) pour des largeurs W_{Au} prises entre 10 et 15 µm, sur toute la gamme de fréquences étudiée. Pour ces valeurs, on obtient une légère désadaptation d'impédance par rapport à celle du générateur qui vaut 50 Ω. Par contre, une désadaptation est obtenue pour des largeurs W_{Au} supérieures à 15 µm. Une largeur de l'électrode centrale de 15 µm s'avère suffisante pour l'adaptation d'impédance de la ligne coplanaire. Cependant, du point de vue technique, cette largeur étroite entrainera des difficultés pour l'établissement du contact électrique avec la sonde RF. En effet, la sonde électrique utilisée pour appliquer la tension RF aux électrodes présente un pitch (distance

entre l'électrode de masse et le signal) de 100 μm , comme illustré sur la Figure 3-20(c). Ainsi, une largeur $W_{\text{Au}} = 15 \mu\text{m}$ engendrerait par la suite des difficultés pour le contact électrique. Afin d'établir un contact électrique optimal, une largeur d'électrode d'au moins 30 μm est nécessaire. Cette dernière entraîne alors une réduction de l'impédance caractéristique de la ligne, qui avoisine 27 Ω , s'éloignant de l'impédance de 50 Ω généralement recherchée pour minimiser les réflexions du signal hyperfréquence. La Figure 3-20(b) illustre l'impédance caractéristique de la ligne en fonction du paramètre S pour une largeur de l'électrode centrale de 30 μm . On note une faible variation (environ 10%) de cette impédance lorsqu'on passe d'une distance $S = 2 \mu\text{m}$ à $S = 10 \mu\text{m}$.

3.2.4 Efficacité théorique de conversion

Nous avons vu à la Section 2.5.2 que la modulation microonde du faisceau MIR pouvait être considérée comme un processus non linéaire de génération de somme (ou différence) de fréquences. L'intensité qui est générée à la somme (ou différence) de fréquences dépend principalement des pertes à la fois MIR et microonde et du déphasage Δk , donné par :

$$\Delta k = \frac{\omega_m}{c} \Delta n = \frac{2\pi f_m}{c} \Delta n, \quad (3.3)$$

où f_m représente la fréquence de modulation. Nous avons représenté à la Figure 3-21(a) pour une fréquence de 20 GHz, l'efficacité de conversion en fonction de la longueur z du guide choisi pour la conception du modulateur (de paramètres géométriques $W = 5 \mu\text{m}$, $h_p = 3 \mu\text{m}$, $W_{\text{Au}} = 30 \mu\text{m}$ et $S = 4 \mu\text{m}$, voir Section 3.2.2.2). L'indice de groupe calculé pour le MIR à la longueur d'onde de 8.3 μm est $n_g = 3.38$ (voir Figure 3-11) tandis que l'indice du microonde vaut $n_m = 2.39$ (voir Figure 3-19). La Figure 3-21(a) montre que dans le cas d'un accord de phase ($\Delta n = 0$), l'efficacité croît jusqu'à atteindre une valeur maximale pour un guide d'onde de $\sim 8.5 \text{ cm}$ de longueur, puis décroît en raison des pertes MIR/microonde. En revanche, en présence d'un désaccord ($\Delta n = 1$), l'intensité présente des oscillations périodiques dont l'amplitude diminue en raison de la présence des pertes. En cas d'accord de phase, l'efficacité de conversion pourrait être augmentée d'un facteur ~ 15 avec un modulateur de 2 cm de longueur (voir Figure 3-21(a)). Cette amélioration se traduit par une diminution de la tension demi-onde V_{π} d'un facteur ~ 4 . Il est clair qu'à ce stade, le principal facteur limitant cette efficacité est le désaccord de phase Δk (et donc d'indice Δn), même si pour atteindre une efficacité de conversion maximale il faut utiliser des guides de plusieurs centimètres de longueur. En présence du désaccord de phase et des pertes MIR/microonde (courbe bleue, Figure 3-21(a)), on définit une longueur de cohérence, qui correspond au maximum d'efficacité de conversion, donnée par :

$$L_{\text{coh}} = \frac{\pi}{\Delta k} = \frac{c}{2f_m \Delta n}. \quad (3.4)$$

Cette longueur de cohérence est représentée à la Figure 3-21(b) en fonction de la fréquence. La Figure 3-21(c) présente la réponse en fréquence calculée à partir de l'équation (1.15) (voir Section 1.2.2.3) pour un modulateur de 6 mm de longueur, correspondant au dispositif fabriqué (Section 3.4). Les

résultats obtenus mettent en évidence une bande passante de ~ 15 GHz, pouvant être étendue à plus de 40 GHz en cas d'accord de phase.

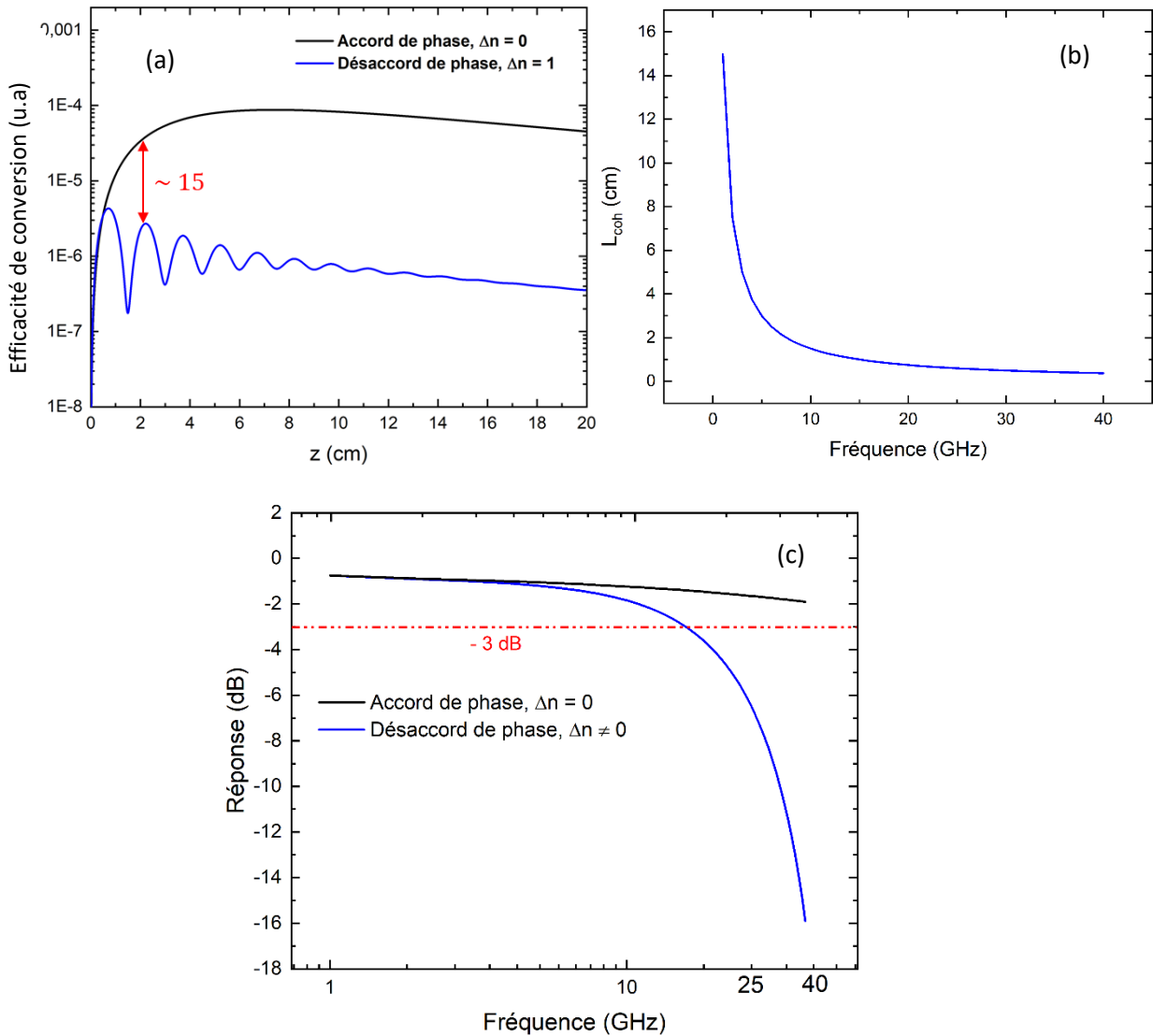


Figure 3-21 : (a) Efficacité théorique de conversion calculée en fonction de la longueur z du guide d'onde, pour une fréquence microonde de 20 GHz. Le guide d'onde considéré à une largeur de $5 \mu\text{m}$ et les électrodes métalliques en or ont une épaisseur de $1 \mu\text{m}$, et une largeur de $30 \mu\text{m}$ avec $S = 4 \mu\text{m}$. Les valeurs des pertes de propagation MIR et microonde sont respectivement égales à 0.3 dB/cm et 2.7 dB/cm . Dans la figure, nous rapportons les efficacités de conversion pour un accord de phase et un désaccord de phase $\Delta n = 1$. (b) Longueur de cohérence calculée en fonction de la fréquence. (c) Réponse en fréquence d'un modulateur de 6 mm de longueur, en présence et en absence d'un désaccord de phase.

3.2.5 Coupleur à interférence multimode (MMI) : conception et optimisation

Après avoir étudié la section droite du guide d'onde constituant le modulateur, il convient de rappeler qu'un modulateur de type MZ est, comme illustré à la Figure 3-22(b), composé d'un guide d'entrée, d'un guide de sortie et que la modulation du signal repose sur le déphasage entre les deux bras de l'interféromètre. Pour former ces deux bras, il faut séparer l'onde injectée dans le guide d'entrée en deux chemins optiques distincts tout en assurant une répartition uniforme de la puissance optique, puis recombinaison les deux ondes issues des deux bras dans le guide de sortie. Une jonction en Y (définie par un rayon de courbure) est généralement utilisée pour réaliser ce type d'opération. Etant donné que le guide d'onde est partiellement gravé, le rayonnement MIR n'est pas guidé au niveau des courbures de la jonction, pour des faibles rayons comme on peut le voir sur le profil spatial de la puissance du mode TE_0 illustré sur la Figure 3-22(a).

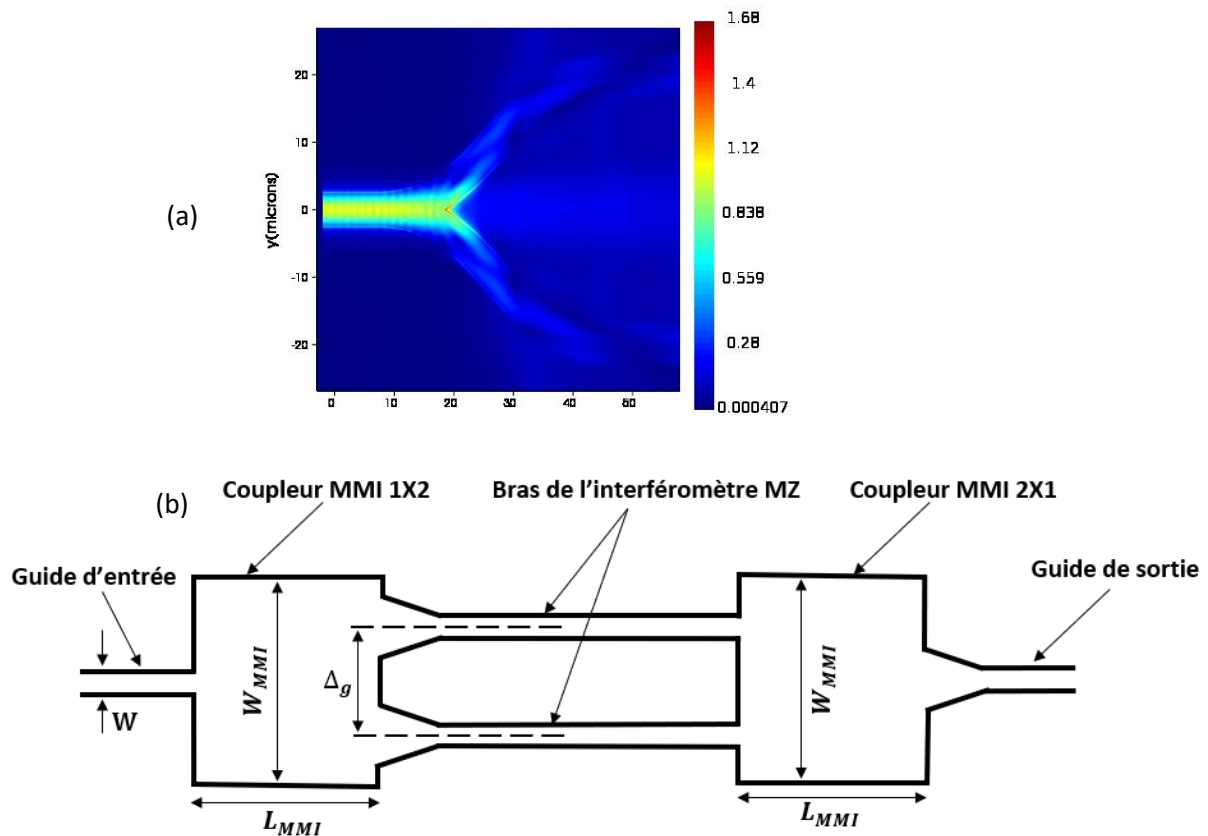


Figure 3-22 : (a) Profil spatial de l'intensité du champ optique à travers le séparateur. Le mode optique n'est pas guidé après la jonction en Y. (b) Interféromètre de type MZ. Les coupleurs MMI 1X2 et 2X1 sont utilisés pour diviser et recombinaison le faisceau MIR. Les guides à l'entrée et à la sortie des coupleurs ont une largeur $W = 5 \mu\text{m}$. Δ_g représente l'écart entre les deux bras de l'interféromètre. Des tapers de longueur L_{tp} et de largeur W_{tp} sont intégrés à la sortie des MMI afin de maximiser la puissance de sortie.

Pour améliorer le guidage du mode, il est nécessaire d'utiliser des rayons de courbure élevés (de l'ordre du millimètre) afin d'optimiser l'efficacité du séparateur. Ces derniers ne sont pas accessibles en simulation 3D FDTD en raison de la capacité limitée du cluster de calcul que nous disposons au laboratoire. De plus, un tel rayon de courbure élevé conduirait inévitablement à une augmentation significative de la taille du dispositif, ce qui est peu compatible avec les exigences des circuits photoniques intégrés. Afin de surmonter ces limitations, une solution alternative consiste à utiliser des coupleurs à interférence multimode (MMI) comme le montre la Figure 3-22(b). Ces derniers ne nécessitent pas des guides d'onde courbés, préservant ainsi les dimensions globales réduites du dispositif.

Un coupleur MMI 1X2 comme illustré à la Figure 3-22(b) est constitué de trois parties : un guide d'onde d'entrée, une région d'interférence multimode et deux guides d'onde de sortie. Lorsque le signal optique provenant d'un guide monomode entre dans la région multimode, l'interférence entre les différents modes produit des images périodiques du champ électromagnétique à l'entrée du coupleur à des positions dépendant de la longueur de la région multimode L_{MMI} et de sa largeur W_{MMI} [127]. Les simulations sont réalisées par **Vincent Magnin** à l'aide du code 3D BPM [128] (Beam Propagation method) développé, afin d'optimiser les dimensions du MMI (L_{MMI} , W_{MMI}) pour une transmission efficace. De plus, pour maximiser la puissance transmise, nous avons intégré à la sortie du MMI 1X2 des tapers ($L_{tp} = 100 \mu\text{m}$ et $W_{tp} = 15 \mu\text{m}$) comme le montre la Figure 3-22(b). En prenant un écart entre les deux guides de sortie $\Delta_g = 40 \mu\text{m}$, on trouve une largeur $W_{MMI} = 78.26 \mu\text{m}$ et une longueur optimale $L_{MMI} = 1179.5 \mu\text{m}$. La Figure 3-23(a) illustre le profil spatial de la puissance optique dans le coupleur montrant des images périodiques du signal.

Par la suite, nous avons étudié ce même coupleur, mais pour la recombinaison des faisceaux à la sortie du modulateur MZ. Ce coupleur de sortie étant complémentaire du MMI 1x2, ses paramètres géométriques sont identiques. Un taper est intégré également à la sortie afin de maximiser la puissance transmise. L'optimisation de la puissance dans le guide d'onde de sortie a permis d'arriver à une longueur optimale $L_{MMI} = 1168.5 \mu\text{m}$. La Figure 3-23(b) illustre le profil spatial de la puissance optique du MMI 2X1.

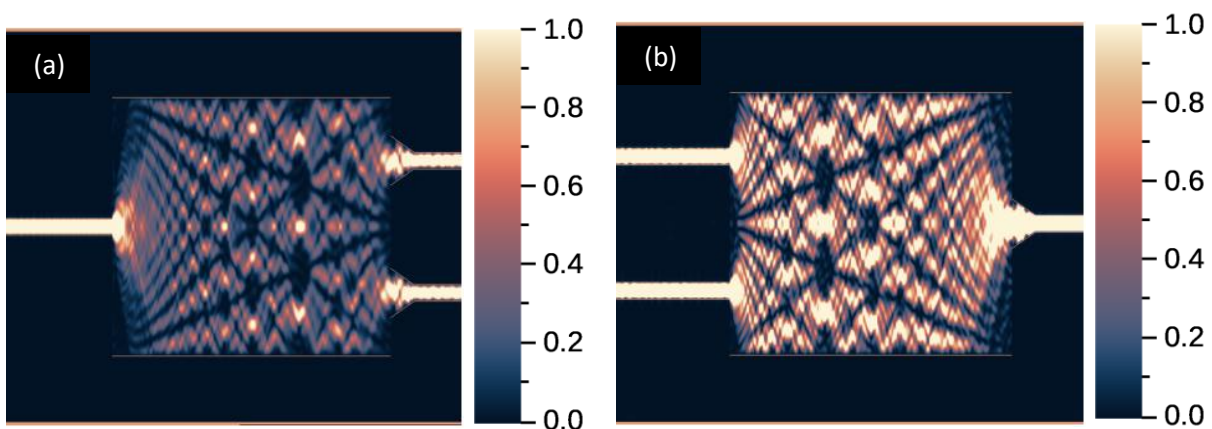


Figure 3-23 : Fonctionnement des coupleurs MMI. Profils spatiaux de la puissance optique pour le MMI (a) 1X2 et (b) 2X1. L'interférence entre les différents modes produit des images périodiques du signal d'entrée.

3.2.6 Etude du guide d'onde courbé

La caractérisation du modulateur EO à base de GaAs est faite en couplant l'onde MIR au mode optique fondamental TE_0 du guide d'onde à l'entrée, et en injectant l'onde microonde dans la ligne coplanaire. Pour ce faire, le signal microonde est appliqué aux électrodes à l'aide d'une sonde RF (comme celle illustrée sur la Figure 3-24(b)), qui doit être positionnée dans la même direction que la ligne coplanaire (Figure 3-24(a)). Un guide d'onde courbé à 90 degrés est donc nécessaire afin de permettre l'injection du signal optique (Figure 3-24(b)).

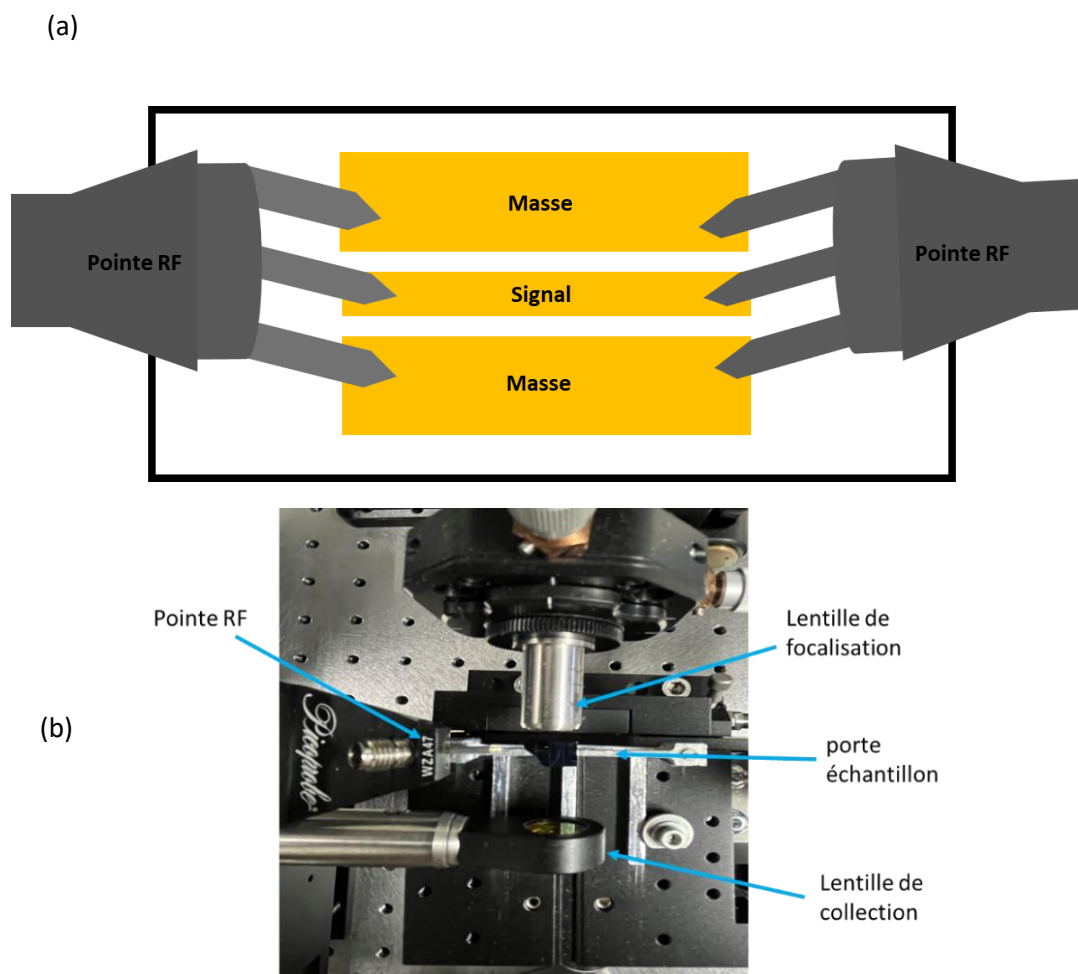


Figure 3-24 : (a) Position des sondes électriques RF par rapport aux électrodes de la ligne coplanaire. (b) Photographie du banc optique avec la pointe RF et des lentilles optiques de focalisation et de collection du faisceau MIR.

Des simulations 3D FDTD ont été initialement menées avec un guide de $5\ \mu\text{m}$ de largeur et de $3\ \mu\text{m}$ de profondeur de gravure afin d'évaluer les pertes dues à la courbure du guide à l'entrée du dispositif. Toutefois, en raison des contraintes de mémoire et de puissance de calcul du cluster, il n'a pas été possible de simuler des rayons de courbure excédant $200\ \mu\text{m}$. Pour ce dernier rayon de courbure, une transmission de $\sim 61\%$ a été obtenue, traduisant des pertes de courbure élevées de $\sim 68\ \text{dB/cm}$. Afin

d'explorer des rayons de courbure plus importants nous avons complété cette analyse par des simulations 3D BPM (réalisées par **Vincent Magnin**), qui permettent de simuler des rayons de courbure bien plus grands (de l'ordre du millimètre).

Les Figure 3-25(a)-(b) illustrent l'énergie relative mesurée pour des profondeurs de gravure respectives de 2.5 μm et 3 μm , en fonction de la distance de propagation z . A l'entrée du guide d'onde, on injecte un faisceau gaussien qui va progressivement au cours de sa propagation, s'adapter au mode du guide. Cette phase initiale se traduit par une diminution progressive de l'énergie comme le montre les Figure 3-25(a)-(b). Les résultats obtenus, montrent une perte d'énergie plus marquée pour le guide d'onde gravé à une profondeur de 2.5 μm . En particulier, on observe que ce n'est qu'à partir d'un rayon de courbure de 1.5 mm que les pertes commencent à devenir négligeables par rapport à un guide d'onde droit (rayon de courbure infini). En revanche, avec une gravure de 3 μm , un rayon de courbure de 1 mm présente un comportement similaire à celui d'un guide d'onde droit, montrant ainsi une propagation optique de l'onde MIR sur un virage sans perte de rayonnement. La Figure 3-25(c) présente un exemple de profil spatial du mode à la sortie d'un guide d'onde de 3 μm de gravure, pour un rayon de courbure de 500 μm . Une partie de l'énergie du mode est perdue tout au long de sa propagation.

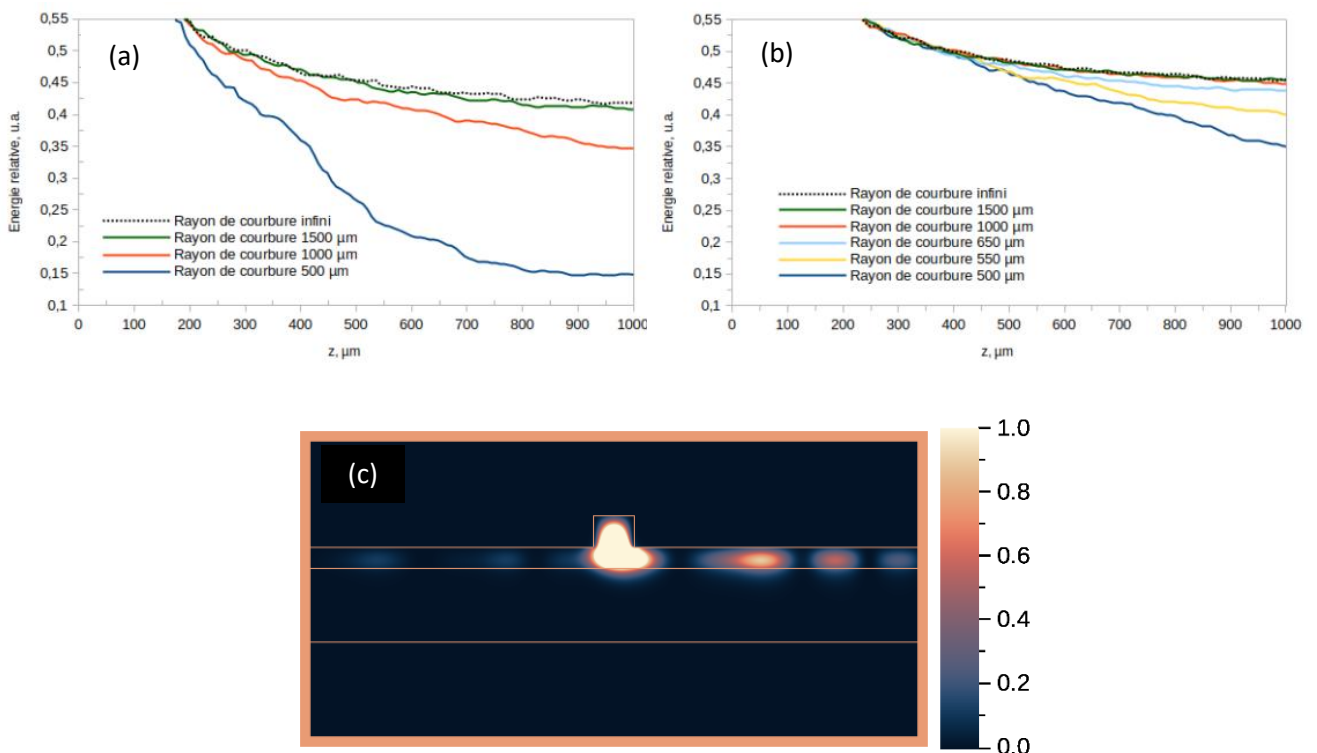


Figure 3-25 : Energie dans la fenêtre de modélisation en fonction de la distance de propagation pour différents rayons de courbure et pour des gravure de (a) 2.5 μm et (b) 3 μm . (c) Profil spatial du mode pour $z = 1 \text{ mm}$. Le guide à une profondeur de gravure de 3 μm . Le mode présente une asymétrie latérale.

3.3 Structure finale du modulateur EO de type Mach-Zehnder

La Figure 3-26 présente l'architecture 3D finale du dispositif photonique qui intègre le modulateur EO de type MZ conçu. Des tapers linéaires sont utilisés afin de permettre un couplage/extraction efficace de la radiation MIR dans les guides d'onde d'entrée/sortie, obtenus avec une gravure de $3\ \mu\text{m}$ de profondeur. Ces derniers démarrent avec une largeur de $15\ \mu\text{m}$, suivie d'une transition linéaire (taper) de $100\ \mu\text{m}$ de longueur, permettant d'atteindre une largeur finale de $5\ \mu\text{m}$, qui correspond à celle des guides d'onde. Les mêmes tapers sont utilisés à la sortie des deux coupleurs MMI, optimisés pour une division et une recombinaison efficace du signal MIR (Section 3.2.5). Ces derniers sont connectés aux guides d'onde d'entrée et de sortie par deux virages à 90° . Ainsi, on permet d'accéder aux électrodes de la ligne coplanaire avec des sondes électriques RF sans entraver le couplage optique. La longueur de la zone active du modulateur est fixée à $1\ \text{cm}$, ce qui correspond à la longueur de la ligne coplanaire.

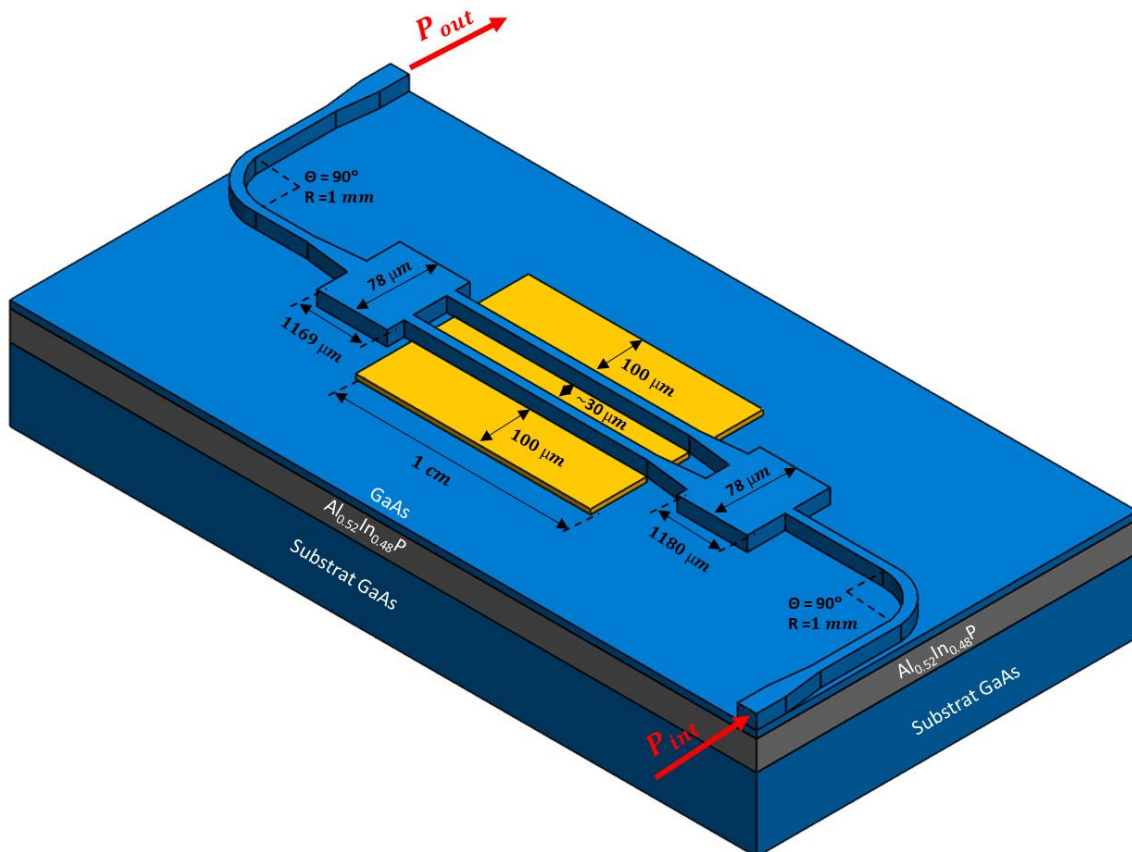


Figure 3-26 : Architecture 3D du modulateur EO de type MZ (hors échelle), illustrant à la fois des configurations optiques et électriques. Des guides d'onde courbés sont utilisés à l'entrée et à la sortie du modulateur pour permettre d'une part le couplage du signal RF sans entraver le couplage optique et d'autre part, pour éviter que le faisceau MIR non couplé au guide n'interfère avec le faisceau modulé à la sortie.

3.4 Fabrication des guides d'onde

La fabrication des guides d'onde a été réalisée par **Giuseppe Di Gioia**. Je vais ici présenter le procédé employé pour la fabrication des guides d'onde de la Figure 3-1 (modulateur à ligne microruban) et de la Figure 3-10 (modulateur à ligne coplanaire), qui seront caractérisés par la suite dans le Chapitre 4.

Le procédé de fabrication du guide d'onde à ligne microruban (voir Figure 3-27) débute par la croissance épitaxiale des semi-conducteurs sur un substrat semi-isolant d'Arséniure de Gallium (GaAs). Cette phase de croissance est effectuée par **Christophe Coïnon**, et est constituée d'une couche cœur de GaAs de 4 μm d'épaisseur prise en sandwich par deux couches d' $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ de 2.5 μm d'épaisseur chacune en accord de maille avec le substrat de GaAs. La première étape commence par la fabrication du contact métallique inférieur. Pour se faire, nous disposons d'un wafer de GaAs (de 2 pouces de diamètre) où a été effectué un dépôt métallique par évaporation sous faisceau d'électrons. Ce dépôt comprend une couche d'adhérence de 100 nm de titane (Ti), suivie d'une couche de 200 nm d'or (Au) (Figure 3-27). Un quart du wafer épitaxié où un dépôt d'or de 200 nm d'épaisseur a été réalisé au préalable est par la suite collé par thermocompression à 200 °C sur le wafer de GaAs métallisé. L'excès d'or et de titane résultant est gravé par une gravure humide dans les solutions de $\text{KI}/\text{I}_2/\text{H}_2\text{O}$ et BOE respectivement tandis que le substrat de GaAs est gravé avec une solution d'acide sulfurique (H_2SO_4).

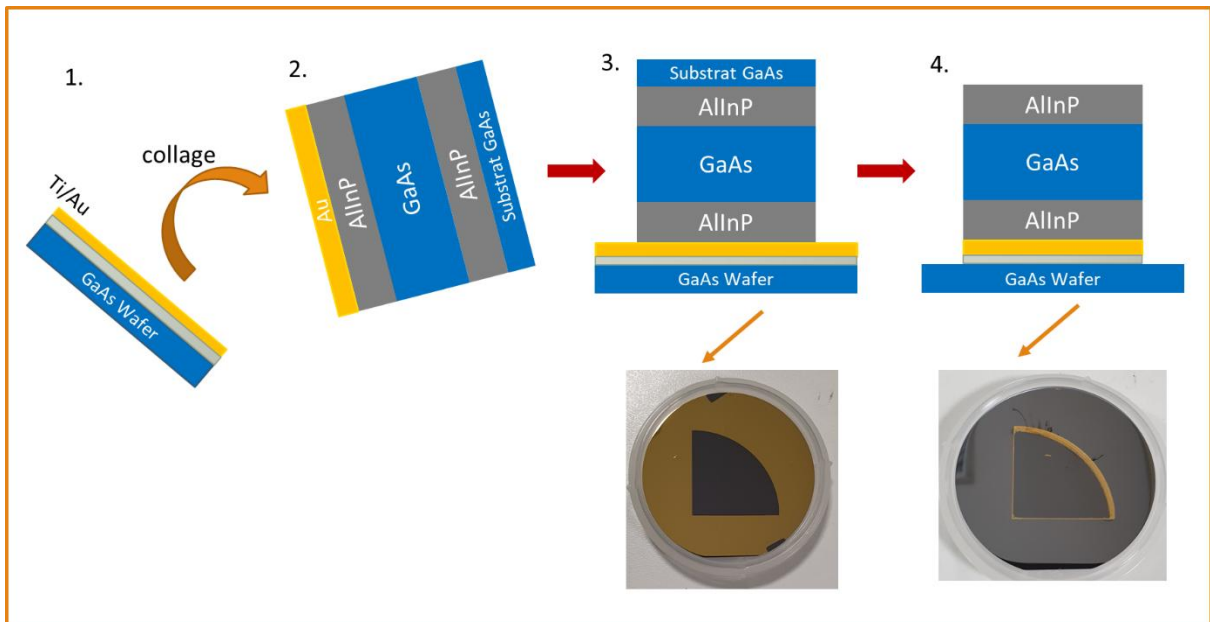


Figure 3-27 : Fabrication du contact métallique inférieur par thermocompression.

Cependant, l'épaisseur importante du guide d'onde (9 μm au total) à réaliser représente un défi technologique majeur. Il est en effet crucial de choisir un masque adéquat pour permettre la gravure

complète des différentes couches tout en assurant des flancs aussi verticaux que possible. Une couche d'oxyde de silicium (SiO_2) de 2 μm d'épaisseur est alors déposée sur l'échantillon par dépôt chimique en phase vapeur (PECVD) pour servir de masque dur lors des étapes de gravure d' $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ et de GaAs (Figure 3-28(a)). Afin de réaliser le motif du masque sur la couche de SiO_2 , une bicouche de résine positive est déposée sur l'échantillon, puis exposée par lithographie électronique. Après développement de la résine, une couche de chrome (Cr) de 50 nm d'épaisseur est évaporée et la formation du masque de Cr est finalisée par le procédé classique de lift-off (qui consiste à la dissolution de la résine dans un solvant de nettoyage afin d'enlever le métal évaporé sur cette dernière). Le masque ainsi formé est utilisé pour la gravure de la couche de SiO_2 . Cette dernière se fait par ICP-RIE (Inductively Coupled Plasma – Reactive Ion Etching). C'est une gravure sèche qui s'effectue par l'effet combiné d'une réaction chimique entre les ions et la surface du matériau (gravure chimique) et du bombardement des ions (gravure physique). Le plasma utilisé est le tétrafluorure de carbone (CF_4). Cette étape de gravure est calibrée de manière à ce que le masque de Cr soit entièrement éliminé à la fin de la gravure, évitant ainsi toute contamination résiduelle du Cr lors des étapes de gravure ultérieures.

La gravure des couches épitaxiales débute par la première couche de confinement. La gravure ICP-RIE est employée pour toutes les couches épitaxiées. Le plasma utilisé pour la gravure de la couche d' $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ est constitué des gaz $\text{Cl}_2/\text{BCl}_3/\text{Ar}$ dont le chlore (Cl_2) est l'agent de gravure principal. Ce plasma permet d'obtenir une gravure anisotrope, essentielle pour obtenir des flancs de guide droit, d'autant plus que la gravure de ce dernier est profonde (9 μm). L'exposition préalable de la chambre de gravure à d'autres espèces chimiques qui sont utilisées au laboratoire peut entraîner une variabilité significative des résultats. Il s'est avéré indispensable d'effectuer un conditionnement de cette dernière avant chaque gravure, permettant de stabiliser l'environnement chimique interne. Dans notre protocole de gravure de la couche d' $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$, nous avons effectué après une durée de 5 minutes de conditionnement de la chambre, une série d'environ 3 cycles successifs de gravure où chaque cycle est accompagné d'un nettoyage sous plasma d'oxygène (O_2) pendant une minute. Ce dernier étant nécessaire afin de nettoyer autant que possible le flanc du guide de toute re-déposition. A la fin de cette première gravure, une re-déposition se forme à l'interface entre l'oxyde et l' $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$, formant un micro-masquage qui n'a pas pu être éliminé complètement par la suite après plusieurs tentatives de nettoyage sous plasma O_2 .

La gravure de la couche de GaAs est réalisée en un seul cycle à l'aide d'un plasma à base de trichlorure de bore (BCl_3). A ce niveau, on note une rugosité apparente au début de la gravure (Figure 3-28(b)). Cette dernière provient de la re-déposition précédente et d'une absence des cycles de « nettoyage » pendant la gravure. Enfin, la gravure de la dernière couche d' $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ se fait avec le protocole décrit précédemment et les extrémités d'entrée et de sortie du guide d'onde sont clivées à la fin à l'aide d'une lame afin d'obtenir des facettes planes et lisses. Des problèmes lors du clivage ont été rencontrés à ce niveau (liés aux paramètres et à la vitesse de la lame), ce qui a entraîné un décollage d'une partie de la couche d'or comme le montre la Figure 3-28(c).

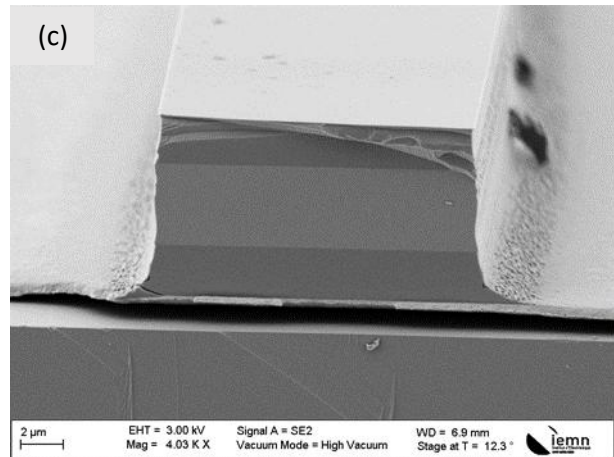
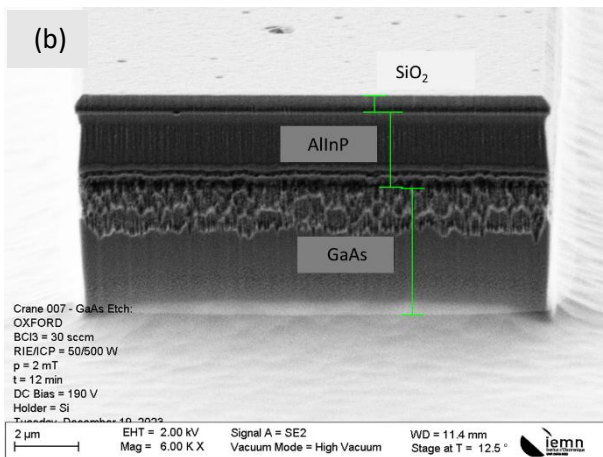
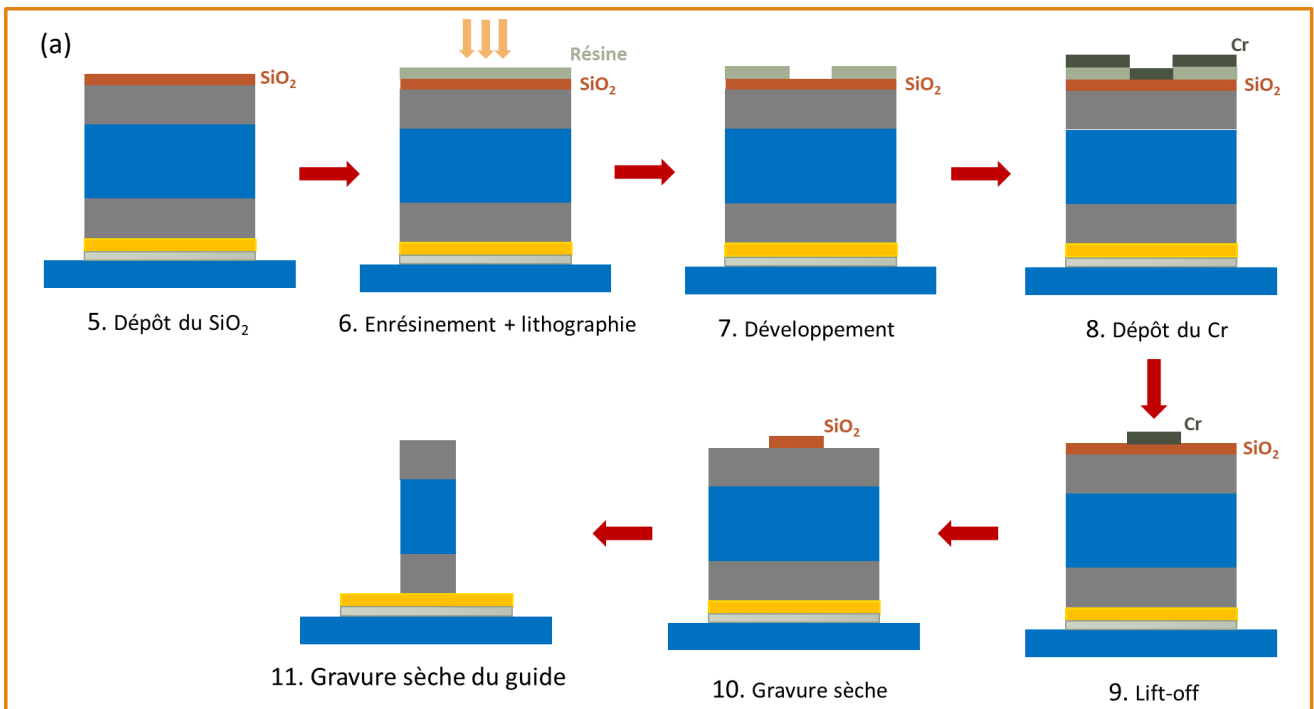


Figure 3-28 : (a) Etapes de fabrication du guide d'onde. Images MEB de la (b) gravure du cœur GaAs présentant des rugosités non uniformes et de la (c) facette clivée du guide d'onde où une partie de la couche d'Al s'est décollée.

Le procédé de fabrication du guide d'onde ruban (Figure 3-10) quant à lui, est plus simple car il nécessite uniquement la gravure (totale ou partielle) de la couche de GaAs (Figure 3-29). Avec le même procédé de gravure décrit précédemment une structure présentant des flancs droits et une amélioration de la rugosité a été obtenue. Cette amélioration de la rugosité est due au fait que des cycles de gravure ont été effectués (gravure puis nettoyage au plasma O_2), contrairement à la couche de GaAs de la structure microruban, puis optimisés afin d'avoir une gravure beaucoup plus contrôlée. Environ 7 cycles de gravure ont été nécessaires pour obtenir un guide avec une profondeur de gravure de $3 \mu m$. De plus nous avons doublé la durée de conditionnement de la chambre (10 minutes), ce qui a permis d'obtenir une reproductibilité accrue du procédé.

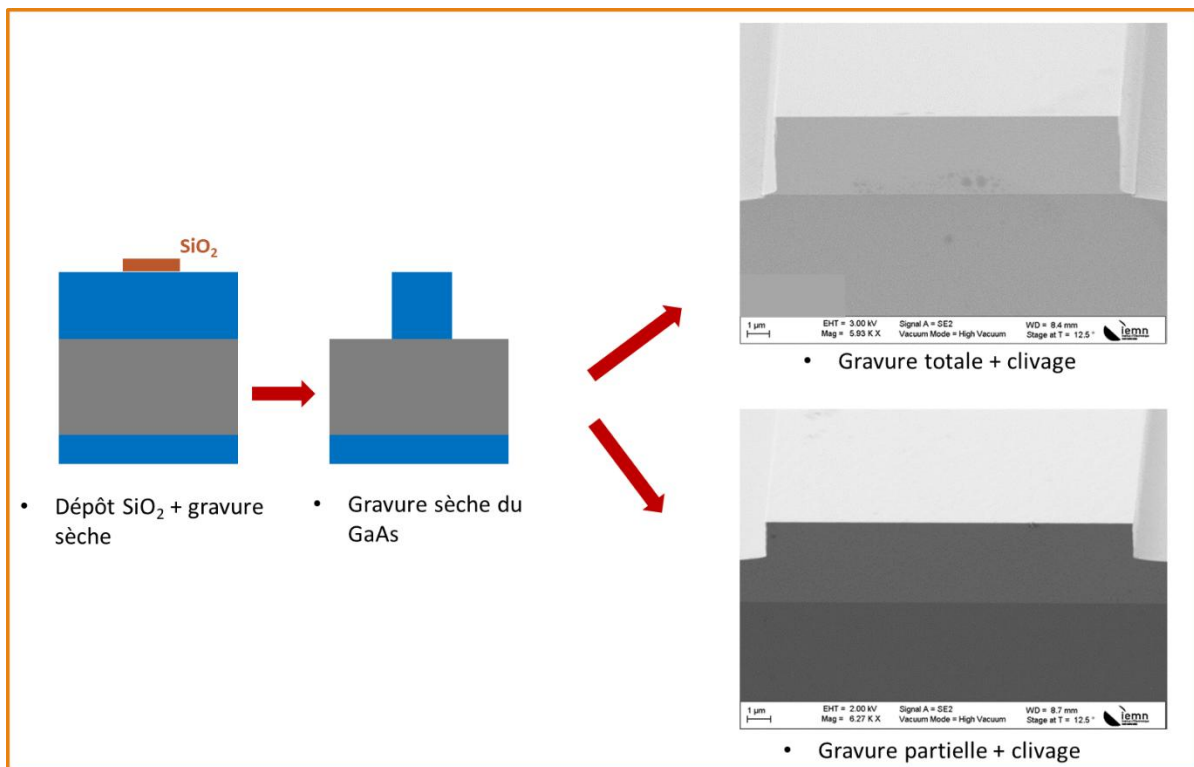


Figure 3-29 : Fabrication et clivage des guides d'onde gravés partiellement ou totalement.

Après la structure du guide d'onde formé, une résine positive est déposée sur l'échantillon afin d'effectuer le dépôt des couches d'or pour la formation des électrodes métalliques. Pour ce faire, la résine AZ40XT a été initialement utilisée. Bien qu'optimisée pour les rayonnements ultraviolets (lithographie optique), elle est aussi utilisable en lithographie électronique et est couramment employée au laboratoire en raison de sa capacité à atteindre des épaisseurs suffisantes avec des contraintes mécaniques plus faibles que les résines PMMA. Bien qu'elle permette d'obtenir un profil en « casquette » grâce à un durcissement en surface, cette résine s'est révélée peu reproductible et lors de l'étape de développement, des fissures ont été observées à l'extrémité des ouvertures rectangulaires (Figure 3-30(a)). Ces dernières pourraient s'expliquer par la présence de fortes contraintes liées au rapport d'aspect du guide (qui conduit à une déposition non uniforme de la résine)

et peuvent affecter la qualité du dépôt des couches d'or, important pour le contact électrique. En alternative, la résine AZ10XT, issue de la même famille, qui permet d'obtenir des flancs droits mais sans système de durcissement en surface a été étudiée. A priori, on préfère avoir un profil en casquette pour obtenir des flancs parfaitement définis des métallisations et éviter que l'or évaporé recouvre complètement les flancs et encapsule totalement la résine. Toutefois, il s'avère que ce n'est pas indispensable et c'est la seule solution qui a été trouvée pour métalliser des épaisseurs aussi importantes (1 μm). La résine AZ10XT présente par ailleurs une meilleure reproductibilité par rapport à la résine AZ40XT et pour une épaisseur de 5.3 μm , nous avons obtenu une bonne uniformité de la couche de résine. Cette résine a donc été retenue pour la suite. Le dépôt d'or est effectué ensuite par évaporation dans la zone rectangulaire prédéfinie, suivie d'un lift-off. L'image au microscope électronique à balayage (MEB) du guide final est représentée à la Figure 3-30(b).

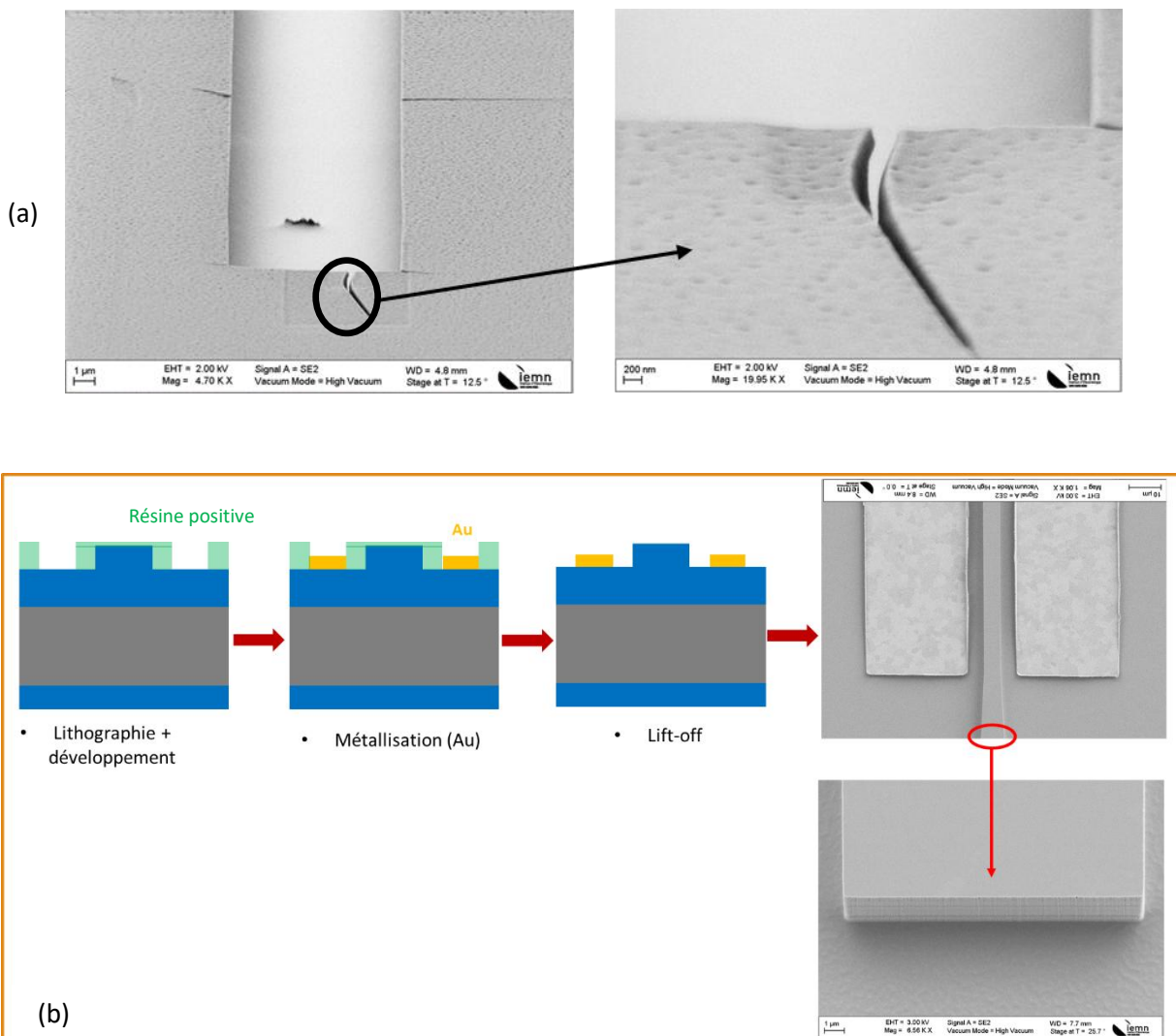


Figure 3-30 : (a) Images MEB après développement de la résine AZ40XT. (b) Dépôt de la couche de 1 μm d'Or pour la formation des électrodes où la résine AZ10XT a été employée.

4. Caractérisation optique des guides d'onde

A la suite des simulations électromagnétiques présentées dans le Chapitre précédent, qui ont permis d'optimiser les structures guidantes pour aboutir à un modulateur électro-optique performant, ce Chapitre présente les résultats des caractérisations optiques obtenus sur les guides d'onde fabriqués. La première partie de ce Chapitre est dédiée à la caractérisation des guides d'onde microruban de la première architecture du modulateur initialement proposé dans cette thèse. La deuxième partie porte sur les résultats obtenus des guides d'onde coplanaire, retenus pour l'implémentation du modulateur final.

4.1 Méthodes de caractérisation

Plusieurs approches expérimentales permettent de quantifier les pertes optiques dans les guides d'onde, parmi lesquelles les méthodes de réduction (cut-back en anglais) et de résonance Fabry-pérot (FP), qui sont les plus utilisées. La méthode cut-back consiste à mesurer la transmission $T = P_{out}/P_{in}$ (où P_{out} est la puissance de sortie et P_{in} la puissance incidente), obtenue pour un même guide de longueurs différentes. A partir de la régression linéaire de la courbe $10 \log (T)$ en fonction de la longueur du guide d'onde L (en cm), on obtient les pertes de propagation α (en dB/cm) qui sont définies par :

$$\alpha = \frac{10 \log \left(\frac{T_1}{T_2} \right)}{L_2 - L_1}, \quad (4.1)$$

et qui n'est rien d'autre que la pente de la droite obtenue, tandis que l'ordonnée à l'origine fournit une mesure des pertes de couplage optique. Il convient de souligner que cette méthode repose sur l'hypothèse d'un couplage identique entre les différentes mesures qui peut être difficile à garantir dans la pratique, la rendant ainsi sensible aux variations de couplage entre le guide d'onde et les composants optiques.

La méthode de mesure basée sur les résonances Fabry-Pérot (FP) exploite les interférences induites par les réflexions aux extrémités du guide (facette d'entrée et de sortie). La transmission à la sortie du guide est alors donnée par la formule suivante [129] :

$$T_{FP} = \frac{T^2 e^{-\alpha L}}{(1 - R e^{-\alpha L})^2 + 4 R e^{-\alpha L} \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)} \eta. \quad (4.2)$$

η désigne le couplage optique, T et R représentent respectivement les coefficients de transmission et de réflexion des facettes du guide d'onde. $\phi = 2kn_{eff}L$ est la phase accumulée sur un aller-retour, où k est la norme du vecteur d'onde dans le vide. Lorsqu'on fait varier la phase ϕ de l'onde dans le guide, la transmission varie de façon périodique. En pratique, la phase est modulée en changeant la longueur d'onde du faisceau MIR ou en modifiant l'indice du guide en faisant varier la température de l'échantillon. Dans notre cas, nous faisons varier la longueur d'onde du faisceau MIR en modifiant la température du laser QCL. Nous obtenons ainsi des franges d'interférence à la sortie du guide d'onde et les pertes de propagation sont obtenues par l'équation suivante [130] :

$$\alpha = \frac{1}{L} \ln \left(R \frac{1+\sqrt{K}}{1-\sqrt{K}} \right), \text{ où } K = T_{FP}^{min}/T_{FP}^{max}. \quad (4.3)$$

T_{FP}^{min} et T_{FP}^{max} sont respectivement les transmissions maximale et minimale à la sortie du guide d'onde. Contrairement à la méthode cut-back, la méthode FP dont les pertes sont obtenues via l'équation (4.3), est donc insensible aux variations de couplage. Le coefficient de réflexion est un paramètre important qui influence le résultat de la mesure. Par exemple, une mauvaise qualité des facettes réduit le contraste des franges d'interférence, engendrant ainsi des pertes supplémentaires. C'est la raison pour laquelle les facettes du guide doivent être de bonne qualité afin d'éviter toute augmentation de pertes optiques. Une fois assurée la bonne qualité des facettes, afin de pouvoir extraire de la mesure la valeur correcte des pertes, il est essentiel de connaître la réflectivité avec la meilleure précision possible. Pour ce faire la valeur de réflectivité est déterminée par des simulations 3D FDTD. L'indice de groupe du guide est déterminé également à partir du spectre de transmission FP par la formule suivante :

$$n_g = \frac{c}{2 \times FSR \times L}, \quad (4.4)$$

où FSR (Free Spectral Range) est l'espacement en fréquence entre deux pics de transmission successifs.

4.2 Banc optique de caractérisation

Afin de caractériser les pertes de propagation des guides d'onde fabriqués, j'ai mis en place un banc optique avec l'aide de mes encadrants, que je présente à la Figure 4-1. Deux lasers à cascade quantique (QCL) sont utilisés pour les mesures : l'un émettant à 8.3 μm (packaging « HHL ») et l'autre à 10.3 μm (packaging « C-Mount »). Une diode laser émettant dans le NIR ($\lambda = 1.55 \mu\text{m}$) et colinéaire aux lasers QCL est utilisée pour imager par rétro-réflexion la facette d'entrée du guide d'onde grâce à un montage optique incluant une lame séparatrice, une lentille asphérique en chalcogénure ($NA = 0.55$, $f = 3.4 \text{ mm}$) et une caméra NIR (InGaAs). Grâce au fait que l'énergie des photons NIR est inférieure au gap du cœur GaAs du guide, le même faisceau permet d'aligner précisément l'échantillon en vérifiant que ce dernier est effectivement couplé et transmis à travers le guide d'onde (en visualisant le profil spatial du mode à la sortie). Pour faciliter cet alignement, la facette de sortie du guide est imagée dans le visible à l'aide d'une diode laser à 635 nm et d'une caméra. Une fois le couplage à 1.55 μm réalisé, les miroirs basculants (M_1 ou M_2), insérés dans le chemin optique, permettent au faisceau MIR de se coupler au guide. Ce dernier est ensuite collecté en sortie par une lentille asphérique en ZnSe ($NA = 0.25$, $f = 15 \text{ mm}$), et enfin dirigé, grâce à un miroir M_3 basculant, sur une caméra MIR bolométrique (FLIR) pour une visualisation du profil spatial du mode, ou sur un photodétecteur MCT (HgCdTe) à température ambiante pour la mesure de transmission. Un diaphragme est utilisé avant l'élément détecteur pour filtrer spatialement le mode optique afin d'éliminer la fraction de lumière incidente qui n'est pas couplée au guide d'onde. Pour la mesure de transmission le faisceau MIR est modulé à l'aide d'un chopper mécanique et le signal du photodétecteur MCT envoyé vers une détection synchrone.

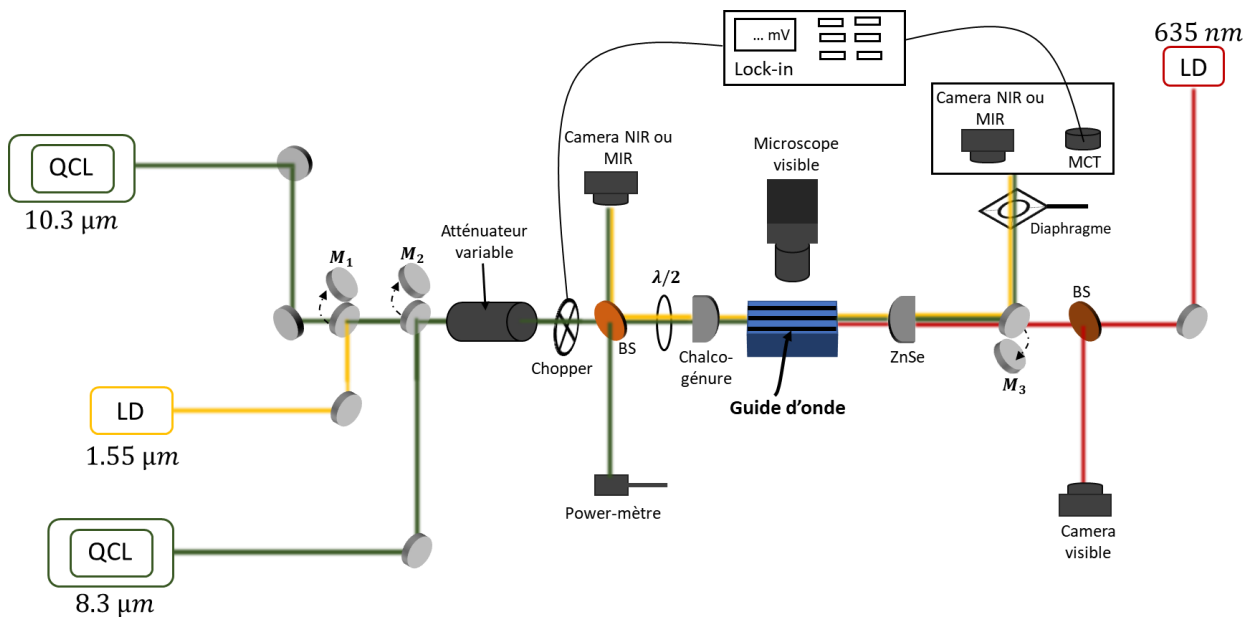


Figure 4-1 : Banc expérimental pour les mesures de pertes optiques dans les guides d'onde. Nous disposons de deux lasers QCL à 8.3 μm et 10.3 μm utilisés pour la caractérisation. Les diodes lasers à 1.55 μm et 635 nm sont utilisés pour l'imagerie respective des facettes d'entrée et de sortie des guides dans le proche infrarouge et dans le visible. Les miroirs désignés par M_1 , M_2 , et M_3 sont des miroirs pivotants permettant de faire passer respectivement les lasers à 1.55 μm , 8.3 μm et 635 nm. Le guide d'onde est monté sur un platine possédant 5 degrés de liberté (trois translations et deux rotations) permettant d'effectuer des réglages précis.

Au cours de la deuxième année de cette Thèse, alors que l'optimisation du procédé de fabrication des guides d'onde $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ était en cours, les premières mesures de pertes optiques ont été réalisées sur des résonateurs de Silicium Germanium (SiGe), prêtés par **Delphine Marris Morini** du C2N (Palaiseau, France). Cet échantillon a été utilisé pour tester, optimiser et valider le banc optique développé pour la caractérisation des guides. Les pertes de propagation à la longueur d'onde de 8.3 μm ont été mesurées pour un faisceau polarisé TM, à l'aide de la méthode de résonance FP et les résultats obtenus ont montré un bon accord avec ceux mesurés par les collègues du C2N.

4.3 Résultats et analyses

4.3.1 Guide d'onde microruban

Les guides d'onde à structure microruban dépourvus de contacts métalliques inférieurs et supérieurs ont été étudiés dans un premier temps (voir Figure 3-1, Section 3.1.1). Des virages à 180 degrés ont été intégrés dans ces guides d'onde fabriqués afin d'obtenir plusieurs longueurs comme illustrées dans la Figure 4-2 du masque utilisé pour la fabrication. Ces virages insérés dans la longueur du guide permettent également de décaler l'entrée et la sortie de quelques millimètres, dans le but d'éviter que la lumière non couplée au guide n'interfère avec les mesures et fausse les résultats. Les guides d'onde $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P} / \text{GaAs} / \text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ étudiés sont monomodes avec une épaisseur totale de $9\ \mu\text{m}$ ($4\ \mu\text{m}$ de GaAs et $2.5\ \mu\text{m}$ de couche d' $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ chacune) et une largeur de $4\ \mu\text{m}$. Un rayon de courbure de $300\ \mu\text{m}$ a été défini de manière à minimiser les pertes induites par la courbure du guide. Les tapers linéaires de longueur $100\ \mu\text{m}$ et de largeur maximale de $15\ \mu\text{m}$ ont été intégrés à l'entrée et à la sortie de chaque guide pour permettre le couplage/découplage du rayonnement.

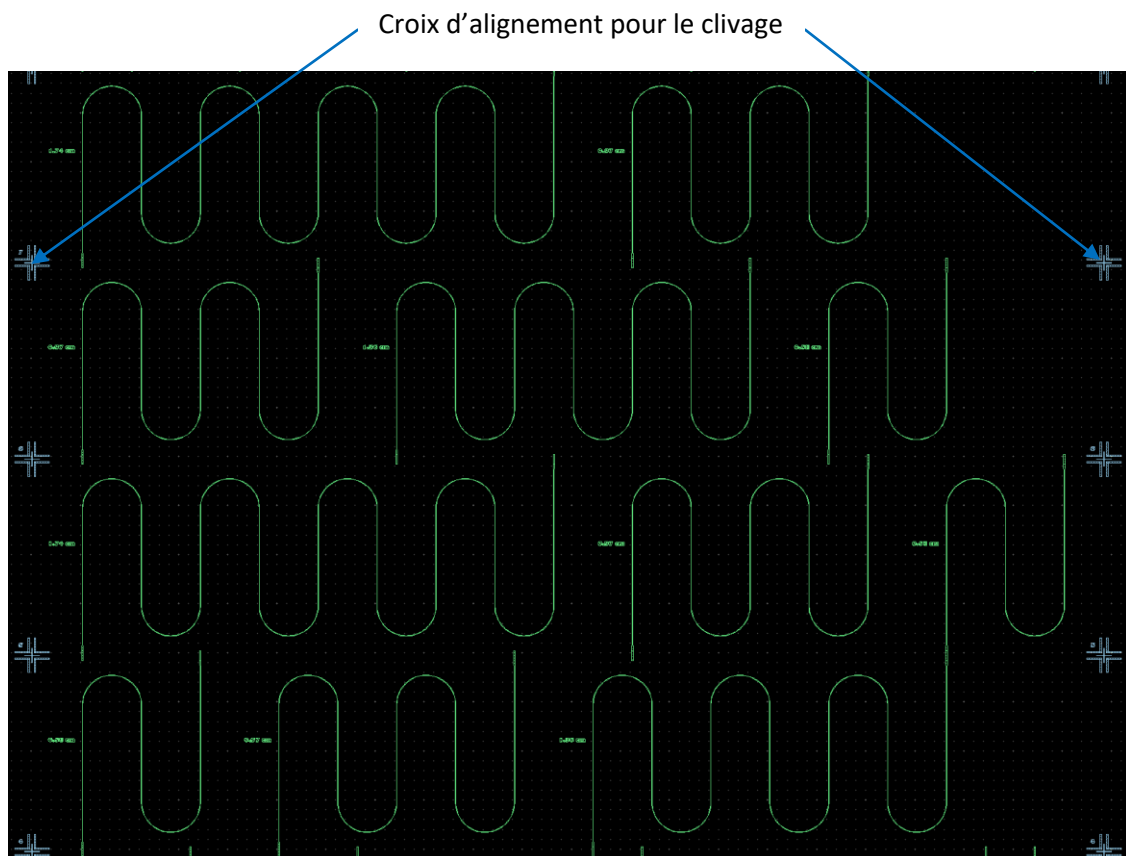


Figure 4-2 : Masque utilisé pour la lithographie électronique. Des croix d'alignement ont été définies dans le masque et sont alignées sur les facettes d'entrée et de sortie des guides d'onde afin d'effectuer le clivage.

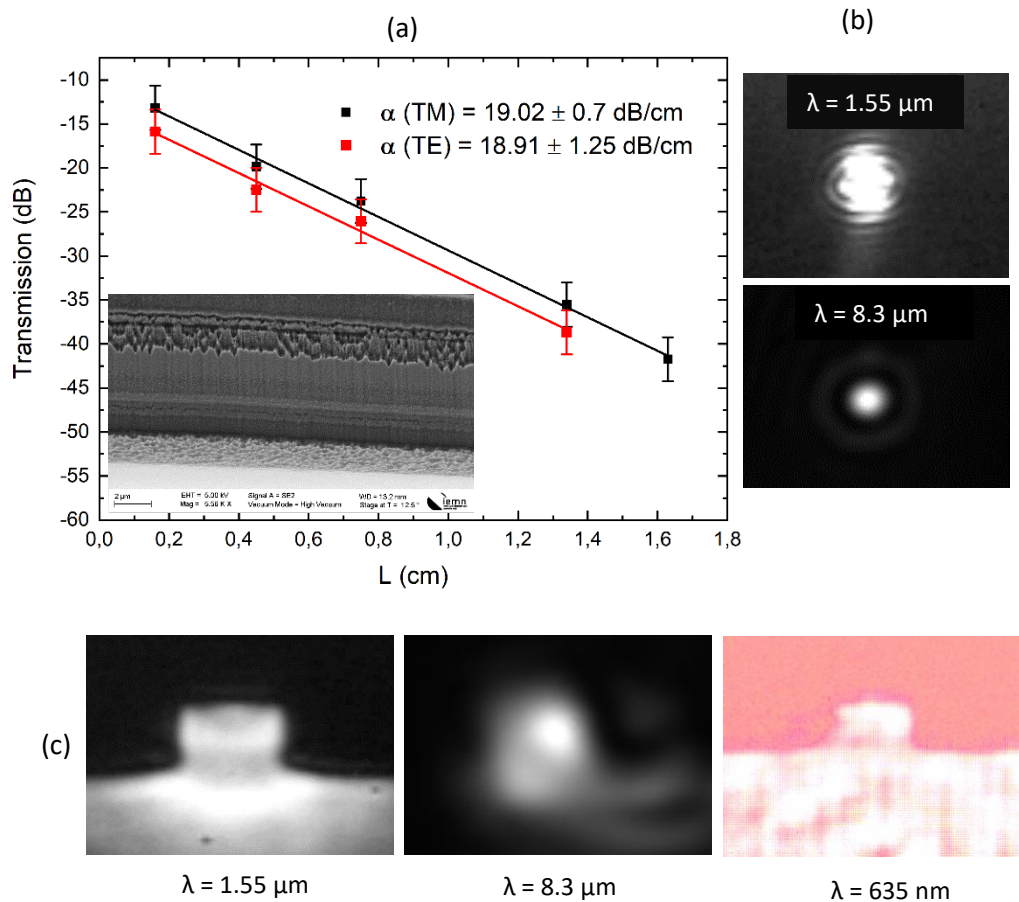


Figure 4-3 : (a) Méthode cut-back : transmission en fonction de la longueur du guide d'onde pour les polarisations TE et TM de la lumière. L'image MEB insérée montre la rugosité des flancs latéraux du guide (b) Profil spatial du faisceau à la sortie du guide d'onde aux longueurs d'onde de $1.55 \mu\text{m}$ et $8.3 \mu\text{m}$. (c) Image de la facette d'entrée aux longueurs d'onde de $1.55 \mu\text{m}$ et $8.3 \mu\text{m}$ et de la facette de sortie à la longueur d'onde de 635 nm .

Les images de la Figure 4-3(c) représentent respectivement la facette d'entrée imagée aux longueurs d'onde de $1.55 \mu\text{m}$ et $8.3 \mu\text{m}$ et la facette de sortie imagée à la longueur d'onde de 635 nm . Ainsi, avec une imagerie par réflexion comme décrit à la Section 4.2, nous arrivons à obtenir une bonne netteté des facettes du guide d'onde, notamment aux longueurs d'onde de $1.55 \mu\text{m}$ et 635 nm . Une image moins nette est obtenue à $8.3 \mu\text{m}$ en raison de la diffraction qui limite la résolution spatiale (critère de Rayleigh). On observe un guidage optique de la lumière aux longueurs d'onde de $1.55 \mu\text{m}$ et MIR, dont nous avons représenté à la Figure 4-3(b) le profil spatial du mode optique à la sortie. Une lame demi-onde $\lambda/2$ (voir Figure 4-1) est utilisé pour faire tourner la polarisation de la lumière afin d'explorer les pertes pour les modes polarisés TE et TM. La transmission du guide a été mesurée à la longueur d'onde de $8.3 \mu\text{m}$ et les pertes sont déterminées en appliquant la méthode cut-back, comme illustrée à la Figure 4-3(a). Les pertes élevées obtenues aux polarisations TE et TM ($\sim 19 \text{ dB/cm}$) sont

attribuées principalement aux pertes de rayonnement dues aux fuites du mode optique dans le substrat. D'autres sources de pertes supplémentaires sont attribuées à la présence d'un dopage résiduel dans les matériaux et à la rugosité des parois latérales du guide d'onde comme le montre l'image insérée sur la Figure 4-3(a). Comme attendu, à l'absence d'électrodes métalliques, les pertes sont indépendantes de la polarisation de la lumière MIR. A partir de la Figure 4-3(a), nous avons pu estimer les pertes de couplage d'environ ~ 13 dB en polarisation TE et de ~ 10.33 dB en polarisation TM.

Les valeurs des pertes optiques du mode TE pour le guide d'onde avec un plan de masse inférieur en or de 500 nm d'épaisseur (absence de l'électrode métallique supérieure) ont été obtenues par la méthode de FP sur un guide de 1.9 mm de longueur. Une image du faisceau transmis à travers le guide est représentée à la Figure 4-4(b). Le laser émettant à $8.3 \mu\text{m}$ est accordé en température et le spectre de transmission normalisée par la puissance incidente sur le guide d'onde montre des oscillations en fonction de la température du laser (Figure 4-4(a)). La transmission obtenue est ensuite ajustée à l'aide de la fonction de transmission FP de l'équation (4.2) pour obtenir les valeurs des pertes (α) et de l'indice de groupe (n_g). On obtient ainsi $\alpha = 21.7 \pm 0.6$ dB/cm et $n_g = 3.77$. La valeur des pertes mesurées, due principalement à l'absorption de la couche d'or et à une rugosité non négligeable des flancs du guide, présente un écart relativement important par rapport à celle obtenue par les simulations (< 1 dB/cm, Section 3.1.3). Ces simulations supposent que les guides d'onde soient parfaits, donc ne prennent pas en compte la rugosité des surfaces qui apparaît après la gravure ICP (voir Section 3.4). Encore une fois, cette rugosité induit une diffusion non négligeable de la lumière, pouvant expliquer cet écart observé entre les pertes expérimentales et celles simulées.

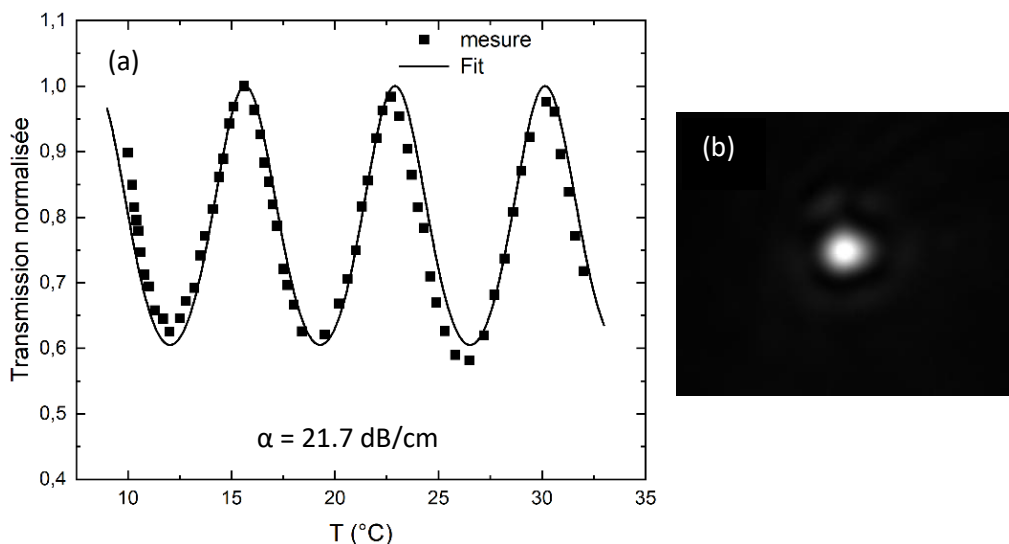


Figure 4-4 : (a) Courbe de transmission du guide d'onde de $4 \mu\text{m}$ de largeur et 1.9 mm de longueur, obtenue à la longueur d'onde de $8.3 \mu\text{m}$ pour une polarisation TE. (b) Profil spatial du mode optique imagé en champ lointain.

4.3.2 Guides d'onde coplanaires

4.3.2.1 Guides d'onde sans les contacts métalliques

Les guides d'onde étudiés dans cette Section sont dépourvus de contacts métalliques en surface et sont constitués d'un cœur de GaAs de 4 μm d'épaisseur épitaxié sur une couche de confinement d' $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ de 7 μm d'épaisseur, l'ensemble reposant sur un substrat semi-isolant de GaAs. La couche cœur de GaAs est entièrement gravée (c'est-à-dire $h_p = 4 \mu\text{m}$, comme illustrée à la Figure 3-7, Section 3.2.1) et un ensemble de guides d'onde droits de longueur croissante de 1.9 à 5.7 mm a été fabriqué afin de mesurer les pertes. Pour étudier l'effet de la rugosité des flancs de guide sur ces dernières, trois largeurs de guides ont été fabriquées : $W = 4 \mu\text{m}$, 10 μm et 15 μm . Des guides d'onde obtenus avec une croissance épitaxiale du GaAs à température normale ($T \sim 580 \text{ }^\circ\text{C}$, GaAs normal) et à basse température ($T \sim 280^\circ\text{C}$, GaAs-BT) ont été réalisés. Les pertes sont obtenues pour une polarisation TE de la lumière à 8.3 μm et nous utilisons la méthode FP pour réaliser plusieurs mesures du contraste des franges pour les différentes longueurs du guide d'onde. Cette approche permet, via l'équation (4.3), de déterminer les pertes α et le coefficient de réflexion R de manière indépendante. L'équation (4.3) se réécrit de la manière suivante :

$$\ln \left(\frac{1 + \sqrt{K}}{1 - \sqrt{K}} \right) = \alpha L - \ln (R) \quad (4.5)$$

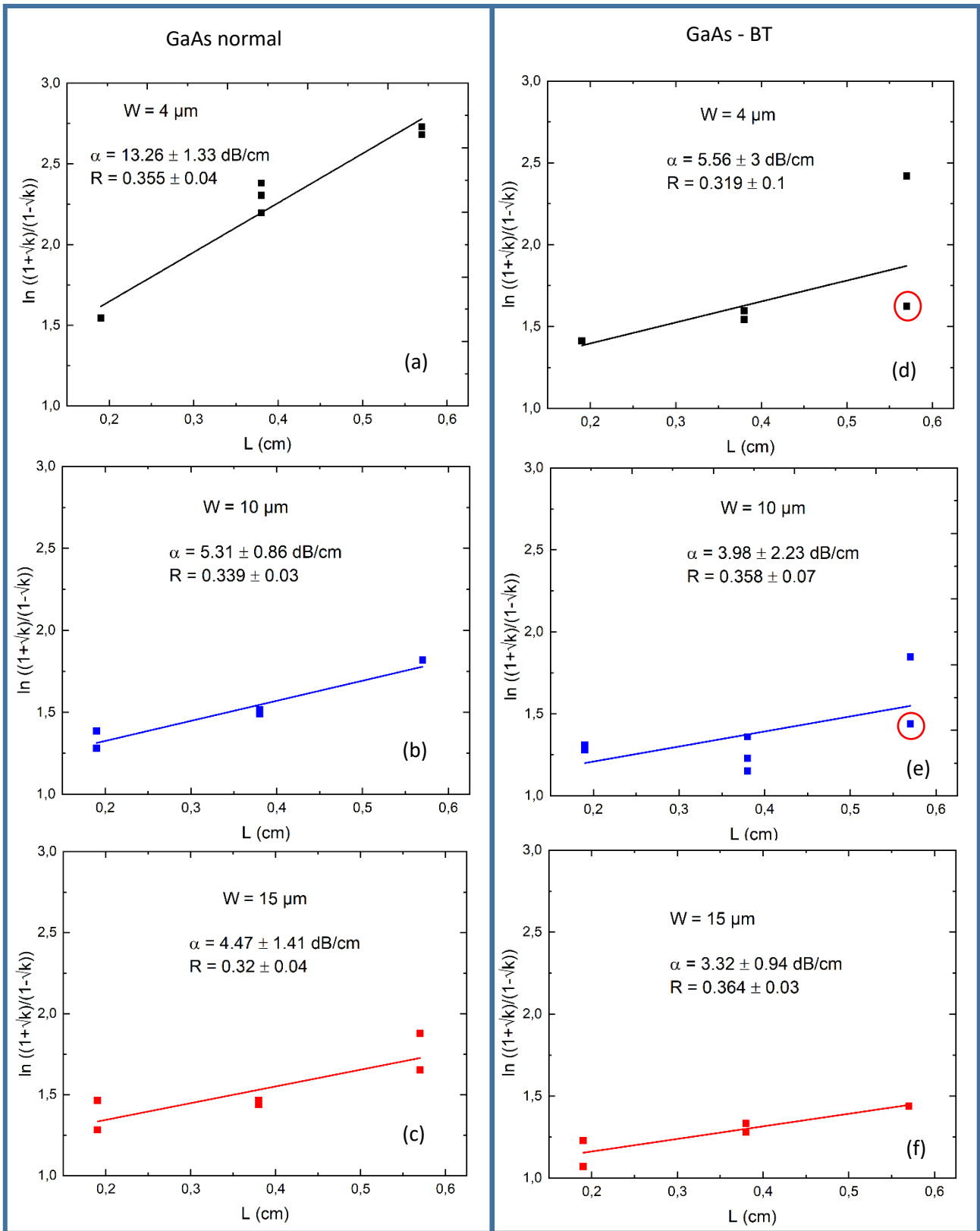


Figure 4-5 : Cœur de GaAs de 4 μm d'épaisseur entièrement gravé. Mesures des pertes de propagation α et du coefficient de réflexion R pour des guides d'onde à base de (a) GaAs normal et de (b) GaAs-BT. α et R sont déterminées pour les largeurs de guides de 4 μm, 10 μm et 15 μm. Les guides de 5.7 mm de longueurs présentant les meilleures performances sont indiqués par un cercle rouge.

En représentant le membre de gauche en fonction de L , on détermine par une régression linéaire, α et R . Par rapport à la méthode cut-back traditionnelle, où l'on mesure le rapport P_{out}/P_{in} , le fait de mesurer plutôt le contraste des franges FP (à travers le coefficient K , voir équation (4.5)), permet en principe d'obtenir une mesure plus fiable. Les Figure 4-5(a)-(c) et Figure 4-5(d)-(f) présentent respectivement les résultats obtenus sur les guides d'onde à base de GaAs normal et de GaAs-BT, pour les différentes largeurs W . Les erreurs importantes pour les valeurs obtenues des pertes et de la réflectivité sont principalement dues à des problèmes de couplage liés à la qualité de facettes, qui présentent parfois (i) des défauts de clivage (voir Figure 4-6(a)), ainsi que (ii) des traces résiduelles de polymère suite à la gravure humide du masque de SiO_2 (Figure 4-6(b)). Ce dernier défaut est principalement présent sur les guides de GaAs-BT. Ces défauts sont probablement aussi à l'origine de la différence entre les réflectivités obtenues expérimentalement et les valeurs obtenues par simulations 3D FDTD ($R = 0.323$ pour $W = 4 \mu m$, $R = 0.347$ pour $W = 10 \mu m$ et $R = 0.369$ pour $W = 15 \mu m$). Malgré les barres d'erreurs importantes, les résultats montrent de manière générale qu'en élargissant le guide, les pertes de propagation sont significativement réduites. Nous attribuons cela à une diminution du recouvrement du mode optique avec les flancs latéraux du guide (voir Figure 4-7(a)-(b)), ce qui diminue les pertes de diffusion dues à la rugosité de surface. Celle-ci s'est avérée plus prononcée pour les guides d'onde à base de GaAs normal où un seul cycle de gravure a été effectué (Figure 4-7(c)). En revanche, avec les guides à base de GaAs-BT, le procédé de fabrication a été optimisé et plusieurs cycles de gravure ont été effectués (voir Section 3.4), ce qui a permis d'améliorer la rugosité (Figure 4-7(d)). Nous attribuons à ce fait la différence de pertes importantes entre la GaAs normal et BT pour les guides de $4 \mu m$ de largeur (Figure 4-5(a) et Figure 4-5(d)), tandis que l'écart diminue sensiblement pour les guides plus larges.

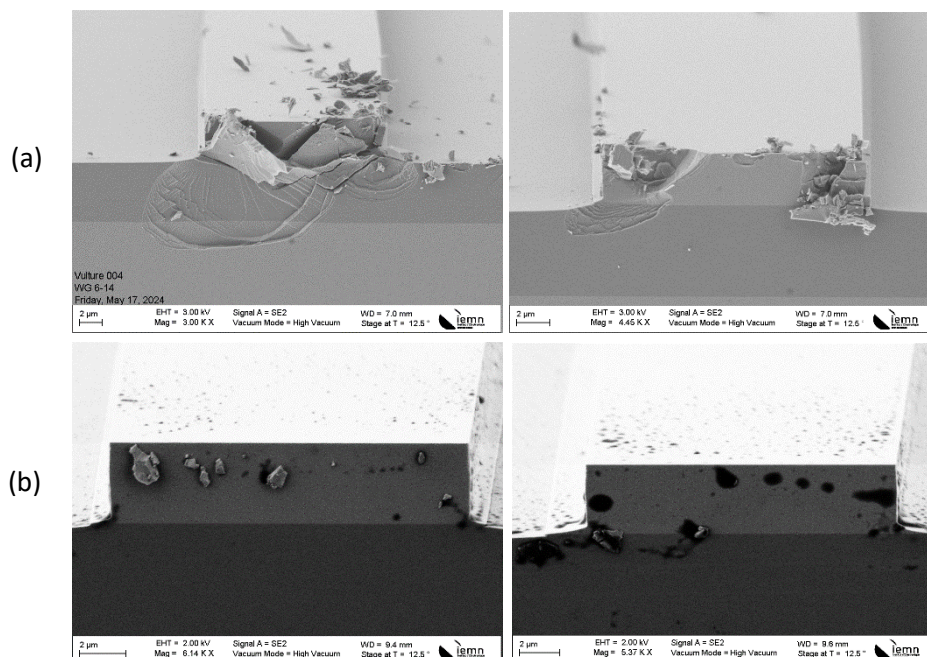


Figure 4-6 : (a) Défauts de clivage des guides d'onde. (b) Polymères présents sur les guides de GaAs-BT après la gravure chimique du masque de SiO_2 .

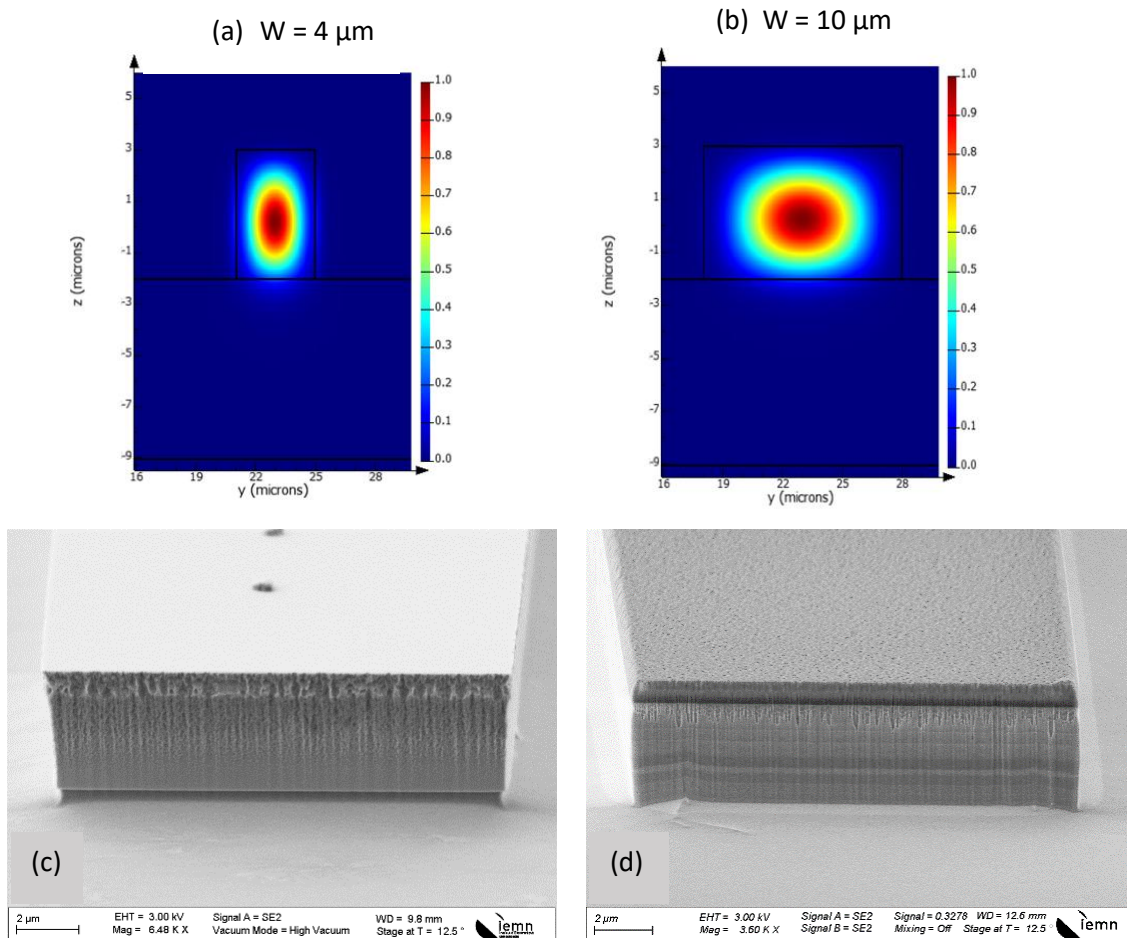


Figure 4-7 : Cœur de GaAs de 4 μm d'épaisseur entièrement gravé. Profil spatial de l'intensité du mode optique TE_0 pour les largeurs respectives de (a) 4 μm et de (b) 10 μm . Image MEB du guide d'onde à base de (c) GaAs normal et de (d) GaAs-BT. Une absence de plusieurs cycles de gravure (suivie d'un nettoyage sous plasma O_2) dans le cas du guide d'onde à base de GaAs normal a entraîné des rugosités (voir Section 3.4).

En principe l'utilisation du GaAs-BT à la place du GaAs normal devrait amener à une réduction des pertes de propagation en raison d'une concentration de porteurs libres nettement inférieure, que nous estimons $< 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ par rapport à celle du GaAs normal (de l'ordre de $10^{15} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) à $T = 300\text{K}$. N'ayant pas trouvé de publications sur le sujet, à notre connaissance, il s'agit ici d'une première tentative de mesure de pertes de propagation dans le MIR sur des guides d'onde à base de GaAs-BT. Les valeurs de pertes obtenues pour les guides de 15 μm de largeur (Figure 4-5(c) et Figure 4-5(f)), pour lesquels l'effet de la rugosité de surface devrait être négligeable, semblent indiquer une légère diminution, de l'ordre de 1 dB/cm, amenée par le GaAs-BT. De plus, la faible concentration des porteurs libres ici, amène également à une résistivité très élevée (voir Section 2.8), ce qui est essentiel pour minimiser le courant dans la couche lorsque des tensions élevées sont appliquées pour la modulation optique.

Nous avons représenté aux Figure 4-8(a) et Figure 4-8(b) un exemple de transmission normalisée, obtenue sur les meilleures guides de GaAs-BT de 5.7 mm de longueur (indiqués par le cercle rouge dans les Figure 4-5(d) et (e)), où les pertes mesurées aux largeurs de 4 μm et de 10 μm sont respectivement de 3.7 dB/cm et de 2.7 dB/cm. Les coefficients de réflexion utilisés pour le calcul des pertes de propagation sont ceux qui ont été mesurés expérimentalement à la Figure 4-5.

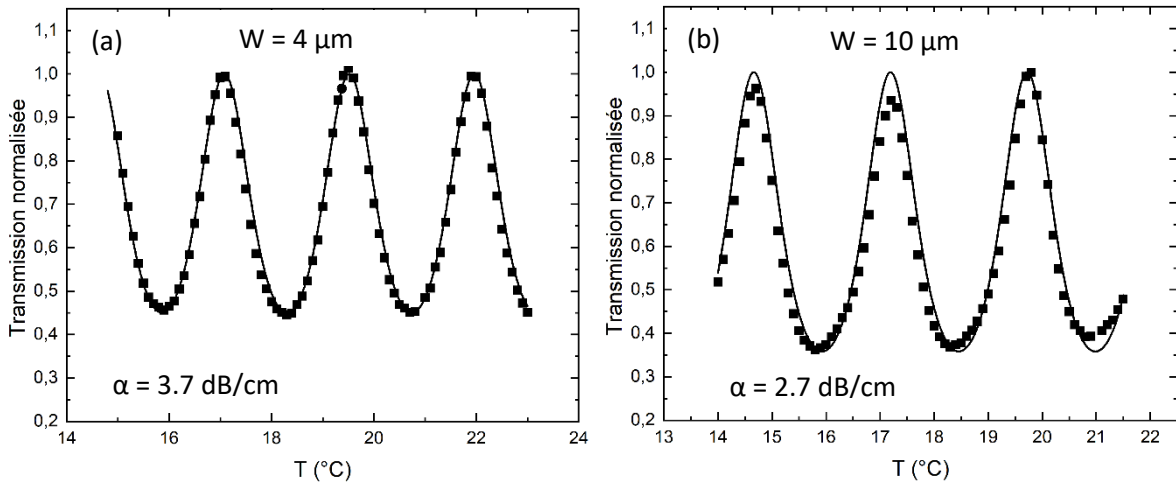


Figure 4-8 : Cœur de GaAs-BT de 4 μm d'épaisseur entièrement gravé. Courbe de transmission obtenue sur les guides de GaAs-BT de (a) 4 μm et de (b) 10 μm de largeur. Les coefficients de réflexion utilisés pour le calcul des pertes sont ceux de la Figure 4-5, obtenus expérimentalement.

Le contact prolongé des guides d'onde précédent avec l'air ambiant a conduit naturellement à la formation d'une couche d'oxyde native à la surface du guide. Cette couche d'oxyde, présente des propriétés absorbantes qui engendrent des pertes supplémentaires. Une désoxydation a été réalisée sur le guide de 4 μm de largeur et de 1.9 mm de longueur afin d'évaluer l'influence de l'oxyde natif sur les pertes optiques mesurées. Pour ce faire, l'échantillon de guides d'onde à base de GaAs-BT a été nettoyé par une solution d'acétone puis trempé dans une solution diluée de HCl/H₂O (1 : 10) pendant 30 secondes. A la fin de cette opération, le guide d'onde a été à nouveau caractérisé. Les transmissions mesurées avant et après l'étape de désoxydation sont présentées à la Figure 4-9. Après désoxydation du guide, on observe une augmentation du contraste des franges FP d'environ 10%, ce qui se traduit par une diminution des pertes optiques de 6.62 dB/cm à 3.06 dB/cm.

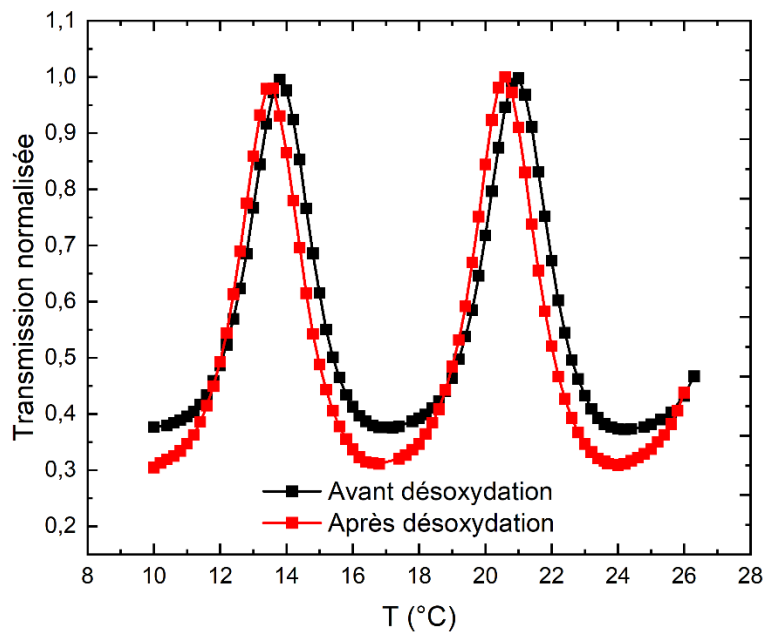


Figure 4-9 : Cœur de GaAs-BT de 4 μm d'épaisseur entièrement gravé. Courbe de transmission obtenue sur le guide de monomode ($W = 4 \mu\text{m}$) avant et après la désoxydation.

Suite à la caractérisation présentée dans cette Section, les guides d'onde à base de GaAs-BT offre des perspectives prometteuses pour le développement de systèmes photoniques à faibles pertes ($< 4 \text{ dB/cm}$). Nous verrons par la suite que ces niveaux de pertes peuvent être réduits d'avantage grâce à une optimisation de la structure du guide d'onde (notamment la profondeur de gravure du cœur GaAs-BT). Pour la suite des mesures, nous allons travailler uniquement avec les guides à base de GaAs-BT.

4.3.2.2 Guides d'onde avec les contacts métalliques

Outre les pertes optiques initialement caractérisées, la présence de contacts métalliques en surface (Figure 3-10, Section 3.2.2.2) engendre de l'absorption additionnelle qui représente une part importante des pertes d'insertion dans les modulateurs électro-optiques. Afin de quantifier ces pertes, nous avons commencé par effectuer des simulations numériques avec le solveur FDE de Lumerical® en présence de couches métalliques de 8 μm de largeur situées de part et d'autre d'un guide monomode de 4 μm de largeur et de 4 μm d'épaisseur de cœur GaAs-BT, gravé partiellement jusqu'à une profondeur de gravure de 1.5 μm . Nous considérons uniquement la polarisation TE de la lumière, qui est celle qui minimise l'absorption des couches d'or. Les résultats des simulations sont présentés en Figure 4-10(a). Les pertes de propagation ont ensuite été mesurées expérimentalement par la méthode FP sur deux échantillons de 5.7 mm de longueur (avec et sans la présence de contacts métalliques). En absence d'électrodes métalliques en surface, les pertes mesurées sont de $1.21 \pm 0.13 \text{ dB/cm}$ (Figure 4-10(b)). On note ici que la réduction de la profondeur de gravure à 1.5 μm par rapport aux guides précédents, gravés entièrement (de 4 μm d'épaisseur de cœur GaAs-BT, Figure 4-7(a)) a permis de réduire davantage les pertes en raison d'un plus faible recouvrement du mode optique avec

les flancs du guide comme le montre le profil spatial de l'intensité du mode TE₀ en Figure 4-10(a). Pour les électrodes métalliques positionnées à une distance $S = 2.5 \mu\text{m}$ du guide, les pertes de propagation mesurées sont de $9.6 \pm 0.1 \text{ dB/cm}$ (Figure 4-10(c)). On déduit alors les pertes métalliques d'environ 8.4 dB, contre environ 6 dB obtenues par les simulations (Figure 4-10(a)). Il est clair à ce stade que les pertes sont fortement affectées par la présence des contacts métalliques. Cela montre qu'il est essentiel de positionner ces derniers à une distance S suffisamment éloignée du guide d'onde afin de limiter les pertes d'absorption.

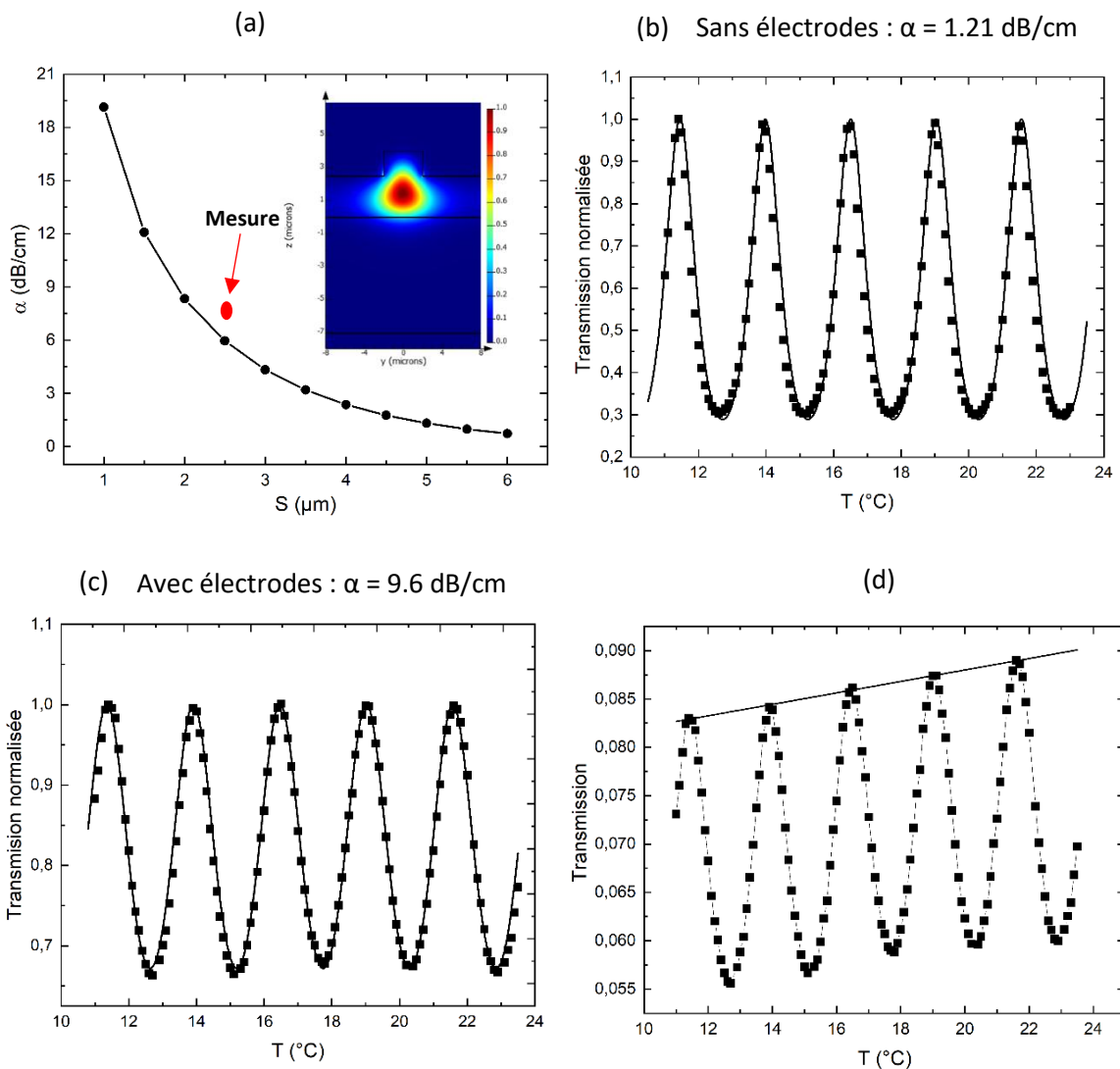


Figure 4-10 : Cœur de GaAs-BT de $4 \mu\text{m}$ d'épaisseur partiellement gravé ($1.5 \mu\text{m}$). (a) Pertes optiques simulées en fonction de la distance S . La largeur des électrodes latérales est de $8 \mu\text{m}$. L'image insérée est un exemple de profil spatial de l'intensité du mode TE₀ en absence d'électrodes. Courbe de transmission normalisée en (b) absence et en (c) présence des électrodes métalliques. (d) Transmission obtenue pour le guide d'onde en présence d'électrodes montrant la ligne de base supérieure utilisée pour normaliser les données afin qu'elles puissent être ajustées par la fonction de transmission FP.

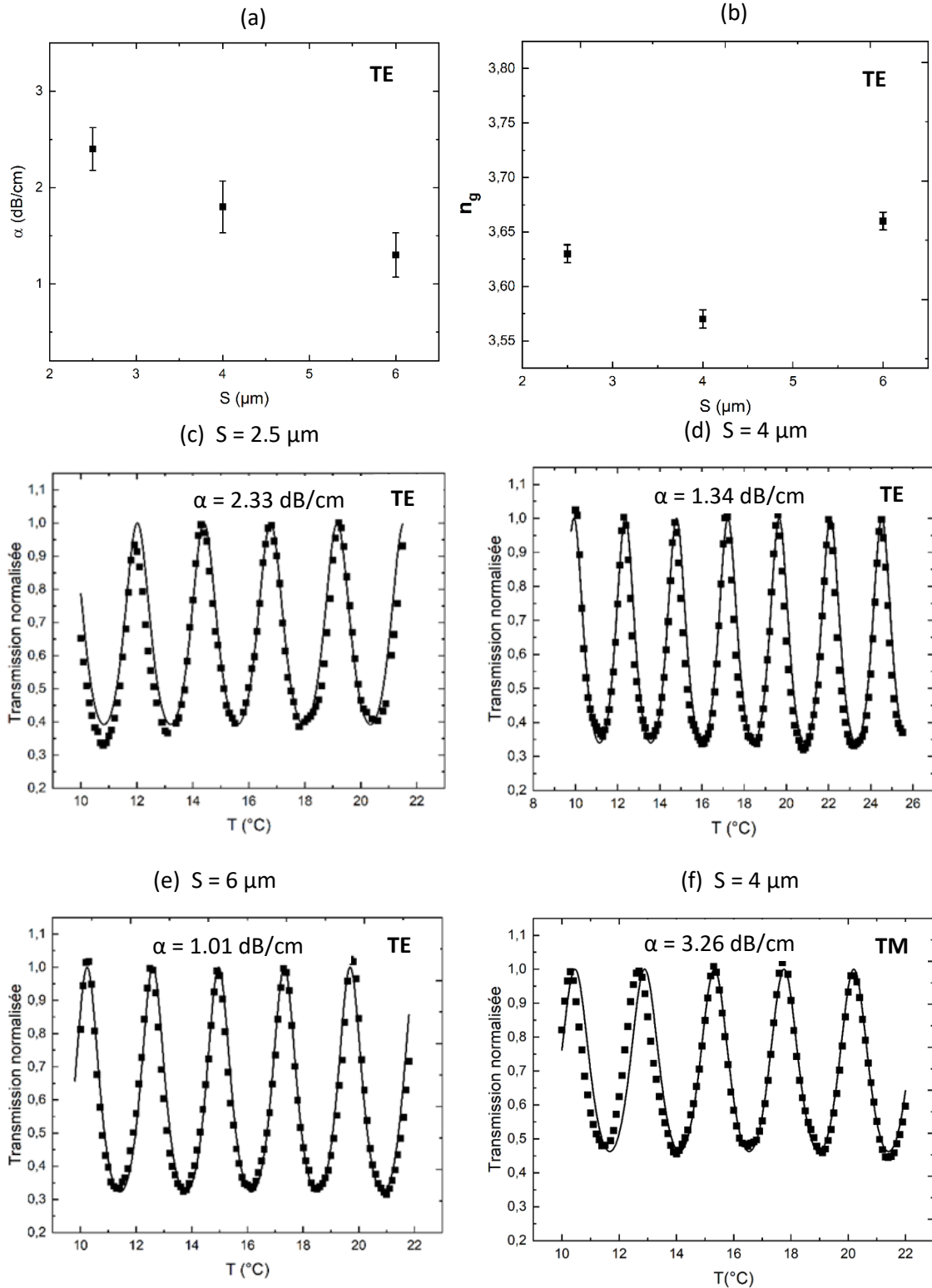


Figure 4-11 : Cœur de GaAs-BT de $5 \mu\text{m}$ d'épaisseur partiellement gravé ($\sim 3.35 \mu\text{m}$). (a) Pertes de propagation du guide d'onde et (b) indice de groupe en fonction de la distance S des électrodes de $30 \mu\text{m}$ de largeur chacune. Les mesures ont été effectuées avec le laser à $8.3 \mu\text{m}$ en polarisation TE et les erreurs sont obtenues sur une moyenne de 3 à 4 guides d'onde mesurés. Transmission normalisée obtenue en polarisation TE pour $S = 2.5 \mu\text{m}$ (c), $S = 4 \mu\text{m}$ (d), $S = 6 \mu\text{m}$ (e), et en polarisation TM pour $S = 4 \mu\text{m}$ (f). Les coefficients de réflectivité utilisés pour le calcul de pertes des modes TE et TM sont respectivement $R = 0.317$ et $R = 0.298$.

Comme mentionné dans la Section 2.2.2 du Chapitre 3, dans le but de réduire davantage les pertes dues à l'absorption des électrodes, l'épaisseur de la couche de cœur GaAs-BT pour la suite est fixée à 5 μm avec une largeur de guide également de 5 μm . Les guides d'onde de 6 mm de longueur avec des contacts métalliques de 30 μm de largeur ont été fabriqués à plusieurs distances S du guide d'onde ($S = 2.5 \mu\text{m}$, 4 μm et 6 μm). La profondeur de gravure, mesurée au profilomètre est d'environ 3.35 μm (voir Section 3.2.3, pour les choix de la largeur finale des électrodes et de la profondeur de gravure). Le résultat obtenu pour les pertes de propagation et de l'indice de groupe en fonction de S , pour un ensemble de guides d'onde (3 à 4 guides en moyen par distance S) et pour une lumière polarisée TE sont représentés respectivement aux Figure 4-11(a)-(b).

Les résultats montrent d'une part, des pertes moyennes comprises entre 2 et 3 dB/cm pour $S = 2.5 \mu\text{m}$ et entre 1 et 2 dB/cm pour S supérieur à 4 μm (Figure 4-11(a)) et d'autre part un indice de groupe compris entre 3.574 et 3.673 (Figure 4-11(b)). Les Figure 4-11(c)-(e) illustrent des exemples de mesures de résonance FP effectuées pour chacune des distances S . Ces résultats sont particulièrement encourageants pour la poursuite du développement du modulateur EO, en validant le choix de la distance $S = 4 \mu\text{m}$ visant à minimiser les pertes optiques tout en limitant la perte d'efficacité de modulation. Pour ce dernier, la Figure 4-11(f) présente la transmission obtenue en polarisation TM, où les pertes de 3.26 dB/cm et un indice de groupe de 3.579 ont été mesurés. Toutefois, les pertes obtenues en polarisation TM restent acceptables pour la modulation électro-optique où la polarisation de l'onde initialement polarisée TE, tourne dans le plan de clivage du guide d'onde (voir Section 2.4.2).

Il convient de souligner que les résultats de pertes obtenus en polarisation TE sur nos guides d'onde intégrant les contacts métalliques se comparent favorablement à ceux rapportés dans la littérature pour des guides d'onde MIR dépourvus de toute métallisation [131].

4.3.2.3 Guide d'onde courbé

Nous avons également caractérisé les guides d'onde courbés à 90 degrés, utilisés pour permettre l'injection du signal RF sans toutefois entraver le couplage du rayonnement MIR dans le modulateur (voir Section 3.3). Pour ce faire, un guide d'onde de 6 mm de longueur, constitué de deux sections courbées à 90 degrés (de 1 mm de rayon de courbure chacune) et de deux sections droites comme illustré dans la Figure 4-12(a), a été caractérisé. Le résultat de mesures (Figure 4-12(b)) a montré des pertes de propagation de 1.3 dB/cm, en accord avec la mesure effectuée sur un guide droit de même longueur (~ 1.3 dB/cm, Figure 4-12(c)). En accord avec les simulations 3D BPM (voir Figure 3-25(b), Section 3.2.6), ceci indique que le rayon de courbure de 1 mm adopté est suffisamment grand pour rendre négligeables les pertes de rayonnement.

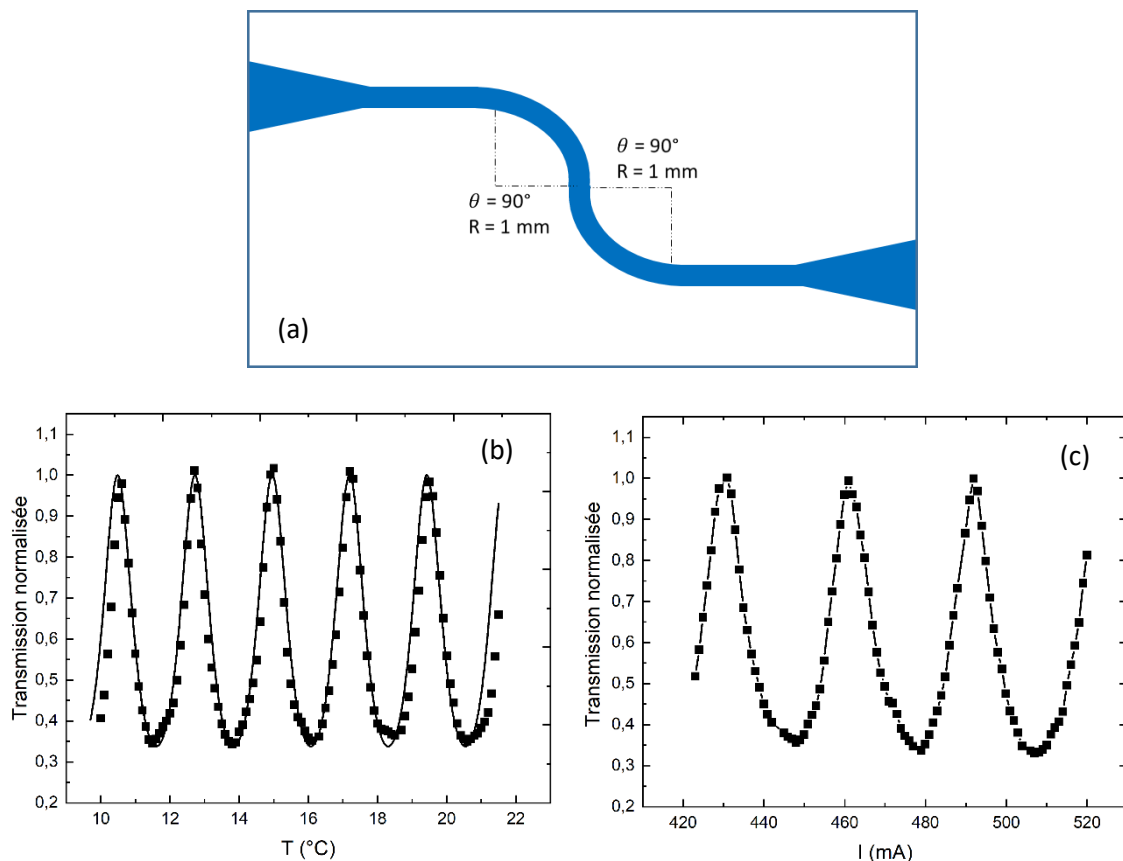


Figure 4-12 : (a) Schéma du guide d'onde présentant deux sections courbées à 90 degrés avec un rayon de courbure de 1 mm. (b) Courbe de transmission FP obtenue pour le guide de la Fig. 11(a), de 6 mm de longueur totale. (c) Courbe de transmission obtenue pour un guide d'onde droit de 6 mm de longueur. Le laser QCL a été accordé en intensité I (mA).

4.4 Pertes de propagation des différentes plateformes dans le MIR

Les mesures de pertes sur les guides d'onde à base de GaAs dans le MIR sont manquantes dans la littérature. L'état de l'art existant concerne plutôt les longueurs d'onde proche infrarouge, plus particulièrement aux longueurs d'onde des télécommunications. Toutefois, dans la Réf. [132], les pertes de propagation de 3 dB/cm à la longueur d'onde de 8 μm sont rapportées dans les guides d'onde GaAs/AlGaAs.

Nos résultats obtenus sur la plateforme GaAs-BT/ $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ se comparent très favorablement à ceux d'autres plateformes de matériaux dans le MIR à base de semiconducteurs IV, III-V ou hybrides [131]. Pour la plateforme IV, les travaux récents ont utilisé des matériaux en Ge et SiGe gradué pour démontrer des pertes inférieures à 5 dB/cm dans la gamme de longueurs d'onde allant de 5 μm jusqu'à 11 μm [75],[133]. Parmi les plateformes III-V, les guides d'onde en InGaAs et InAlAs avec un

confinement en InP apparaissent particulièrement intéressants en raison de la maturité technologique des lasers à cascade quantique actuellement basés sur cette combinaison de matériaux [131],[134],[135]. Les guides d'onde en InGaAs/InP ont démontré des pertes optiques inférieures à 5 dB/cm jusqu'à 11 μm en polarisation TE [130], avec des niveaux de dopage résiduels de $7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ pour l'InGaAs et de $7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ pour l'InP. Pour réduire davantage la concentration en porteurs libres au niveau le plus bas possible, ces matériaux ont été dopés avec une concentration en Fe modérée et grâce à une gravure humide, des pertes de propagation inférieures à 1.2 dB/cm aussi bien en polarisation TE qu'en polarisation TM ont été démontrés dans des guides d'onde enterrés dans l'InP pour des longueurs d'onde allant de 4.6 à 11.2 μm [136]. Les performances obtenues pour les différentes plateformes sont résumées dans le Tableau 4-1 ci-dessous. Les pertes obtenues sur les guides d'onde GaAs-BT/AlInP sont très prometteuses pour le développement des plateformes intégrés à faibles pertes pour une large gamme d'applications dans le MIR.

Il convient de noter ici que les autres plateformes à faibles pertes qui ont été présentées, ne sont pas adaptées pour la modulation optique dans le MIR basée sur l'effet électro-optique, et ce pour plusieurs raisons. D'une part, les matériaux du groupe IV ou leurs alliages, cristallisent dans une structure centro-symétrique, ce qui les rend insensibles à l'effet Pockels. D'autre part, bien que les plateformes III-V comme l'InGaAs/InP possèdent une structure cristalline favorable à cet effet, leurs niveaux de dopage ne permettent pas de minimiser les courants de fuites sous l'application de champs électriques élevés (plusieurs dizaines de kV/cm), comme c'est le cas du GaAs-BT.

Plateformes	λ	Polarisation	α	Réf	Année
Ge suspendu	7.67 μm	TE	2.6 ± 0.3 dB/cm	[75]	2018
SiGe gradué	5 - 11 μm	TE/TM	< 5 dB/cm	[133]	2024
InGaAs/InP	6.15 μm	TE/TM	4.1 dB/cm	[137]	2020
InGaAs/InP	5.2 μm	TM	1.2 dB/cm	[138]	2023
InGaAs/InP	9.6 μm	-	1.4 dB/cm	[139]	2015
InGaAs/InP	5.35 – 11 μm	TE	< 5 dB/cm	[130]	2022
InGaAs/InP	4.6 – 11 μm	TE/TM	< 1.2 dB/cm	[136]	2024
GaAs/AlGaAs	8 μm	TM	3 dB/cm	[132]	2023
AlGaAs suspendu	4.56 μm	-	2.4 dB/cm	[140]	2019
GaAsSb/InP	5 – 9 μm	TE/TM	2.5 dB/cm	[141]	2025
GaAs-BT/ $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$	8.3 μm	TE	1 - 2 dB/cm	Cette Thèse	2025

Tableau 4-1 : Etat de l'art des pertes de propagation de différentes plateformes dans le MIR

5. Caractérisation du modulateur

Les premières caractérisations du modulateur en géométrie coplanaire ont été effectuées avec des guides à base de GaAs-BT que j'avais préalablement utilisés pour les mesures de pertes. Les guides ont une longueur de 6 mm, une largeur de 5 μm et une profondeur de gravure de $3.35 \mu\text{m} \pm 50 \text{ nm}$ (mesurée au profilomètre après fabrication). La distance entre les électrodes latérales et le guide MIR est de 4 μm . En Figure 5-1 on reporte un exemple de caractéristique Courant /Tension (I-V) obtenue en appliquant une tension dc entre les électrodes à l'aide de deux pointes de tungstène. Le résultat confirme les attentes par rapport à la résistivité du GaAs-BT : pour 100 V de tension appliquée le courant n'est que de 70 μA . Ce résultat n'aurait pas été possible avec du GaAs épitaxial. A partir des courbes I-V pour différentes distances entre les électrodes, on obtient une résistivité de $\sim 10^6 \Omega\cdot\text{cm}$, en sachant que pour du GaAs-BT recuit à $T \sim 600^\circ\text{C}$ (ce qui n'est pas le cas ici), cette valeur augmenterait d'un facteur compris entre 10 et 100.

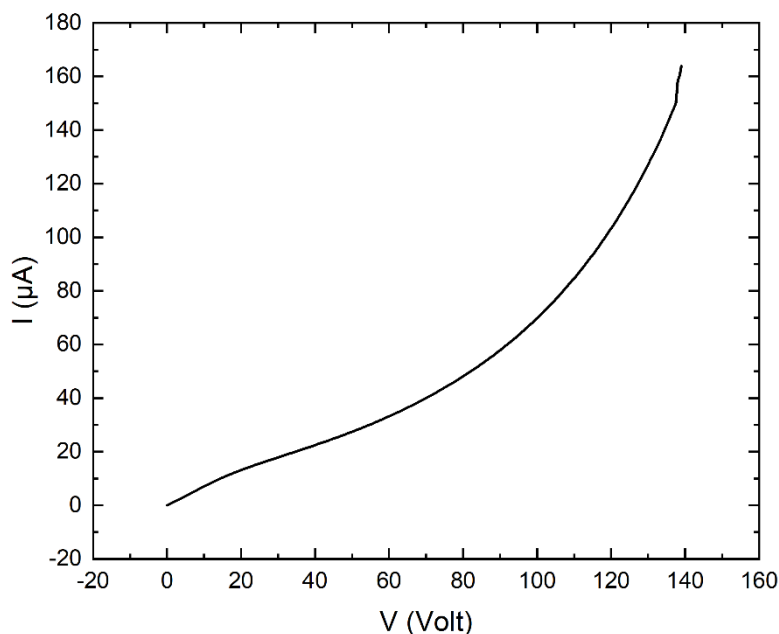


Figure 5-1 : Cœur de GaAs-BT de 5 μm d'épaisseur partiellement gravé ($\sim 3.35 \mu\text{m}$). Caractéristique courant/tension du contact métal-semiconducteur à température ambiante.

Pour la caractérisation du modulateur un signal sinusoïdal produit par un générateur RF et amplifié par un amplificateur de puissance est injecté, à l'aide d'une sonde coplanaire, sur la ligne constituée des deux électrodes latérales (Figure 5-2). Simultanément, un faisceau MIR à 8.3 μm de longueur d'onde est transmis à travers le guide et enfin focalisé sur un détecteur MCT avec une bande passante d'environ 2 GHz. Ce dernier est connecté à un amplificateur RF avec un gain de 40 dB suivi d'un analyseur de spectre. En présence de fortes puissances RF et de faibles signaux, comme c'est le cas ici, on constate la présence d'un signal de bruit à la fréquence de modulation f_{RF} . Ce dernier, dit bruit de *pickup*, est dû au fait que le signal de modulation issu du générateur RF peut, malgré le blindage, être capté par le câble coaxial reliant l'amplificateur à l'oscilloscope, ou bien, ce qui est encore pire, par le câble reliant le détecteur à l'amplificateur. Ceci donne lieu à un signal qui se superpose à celui généré

par la modulation d'amplitude du faisceau MIR. En général l'intensité de ce signal de bruit augmente à hautes fréquences à cause de la perte d'efficacité du blindage du câble. Afin de s'affranchir du bruit de *pickup* à f_{RF} , nous avons donc modulé en amplitude le faisceau à $8.3 \mu\text{m}$ issu du QCL à l'aide d'un chopper mécanique à f_{Chop} (Figure 5-2). Ainsi, le signal de photocourant à la sortie du détecteur MCT, outre à la composante à f_{RF} , présente deux bandes latérales additionnelles à $f_{RF} \pm f_{Chop}$. Contrairement à la composante à f_{RF} , ces dernières ne sont pas affectées par le *pickup* (à moins d'effet non-linéaires dans la chaîne de détection que nous avons exclus expérimentalement en constatant l'absence des bandes latérales quand la sonde coplanaire n'est pas en contact avec les électrodes).

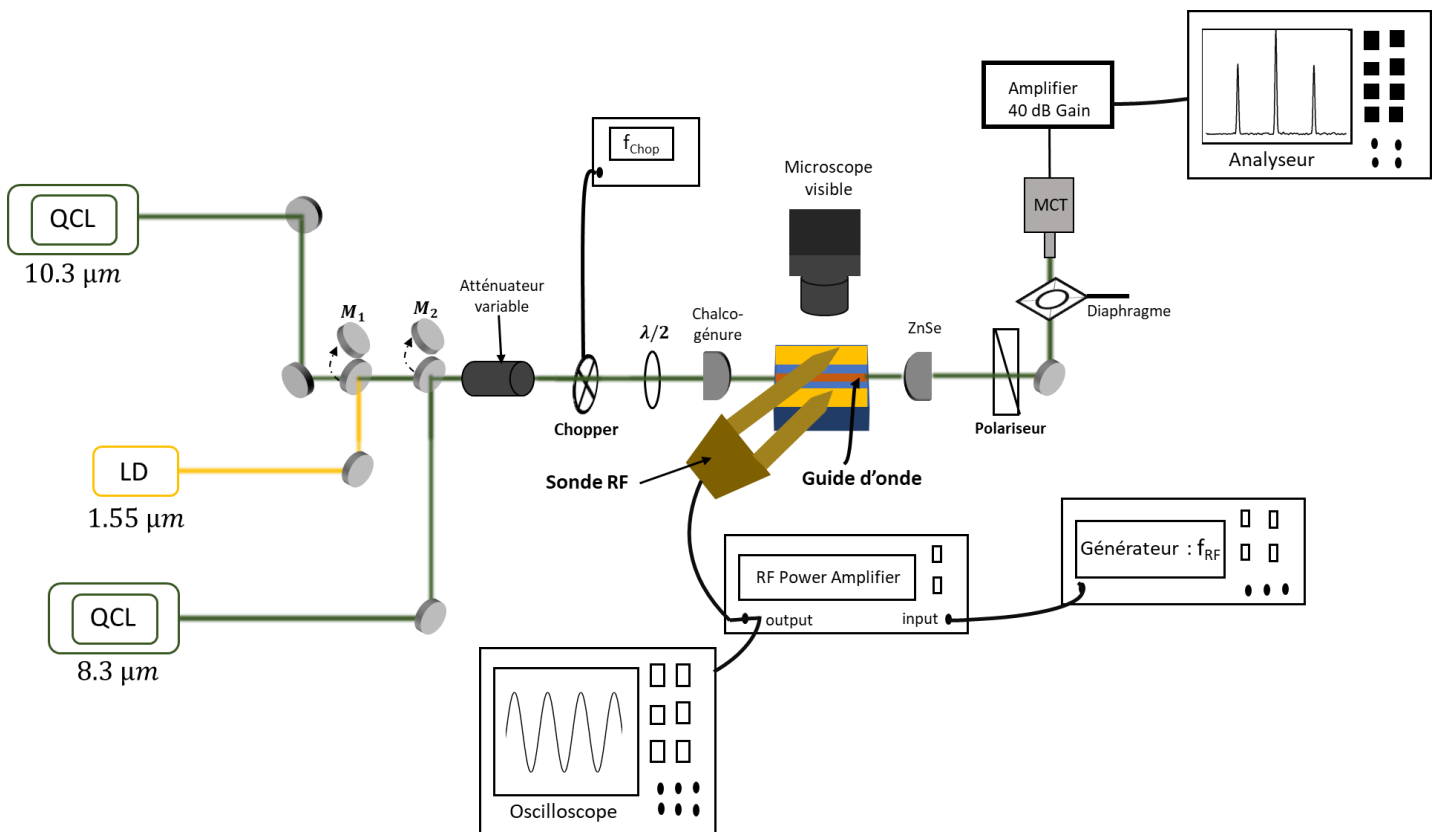


Figure 5-2 : Banc de caractérisation du modulateur. La tension sinusoïdale délivrée par le générateur RF est amplifiée par un amplificateur de puissance puis appliquée à travers une sonde coplanaire sur les électrodes latérales. L'oscilloscope connecté à la sortie de l'amplificateur de puissance permet de contrôler la tension appliquée. Le signal MIR, après transmission à travers le guide, est focalisé sur un détecteur MCT relié à un amplificateur RF (Gain 40 dB), lui-même connecté à un analyseur de spectre. On observe sur ce dernier, des signaux aux bandes latérales situées à $f_{RF} \pm f_{Chop}$ et $2f_{RF} \pm f_{Chop}$, ainsi qu'aux fréquences de modulation f_{RF} et $2f_{RF}$.

En Figure 5-3(a), est reporté un exemple de spectre de modulation obtenu à $f_{RF} = 500 \text{ kHz}$ avec une amplitude de $\sim 40\text{V}$ (80V pic-pic, sans offset dc). Ici la polarisation du faisceau MIR en entrée du modulateur est TE et il n'y a pas de polariseur en sortie.

On observe des signaux de modulation aux bandes latérales correspondantes à $f_{RF} \pm f_{Chop}$ et $2 \times f_{RF} \pm f_{Chop}$, avec $f_{Chop} = 1.754$ kHz, ainsi qu'aux porteuses de modulation à f_{RF} et $2 \times f_{RF}$. Pour cette valeur de f_{RF} , on n'observe pas de bruit de *pickup*, tandis qu'à des fréquences plus élevées, cette composante devient de plus en plus intense comme illustré dans les exemples de spectres en Figure 5-3(b)-(d). On voit bien ici l'efficacité de la technique de double modulation pour supprimer le *pickup* sur les bandes latérales.

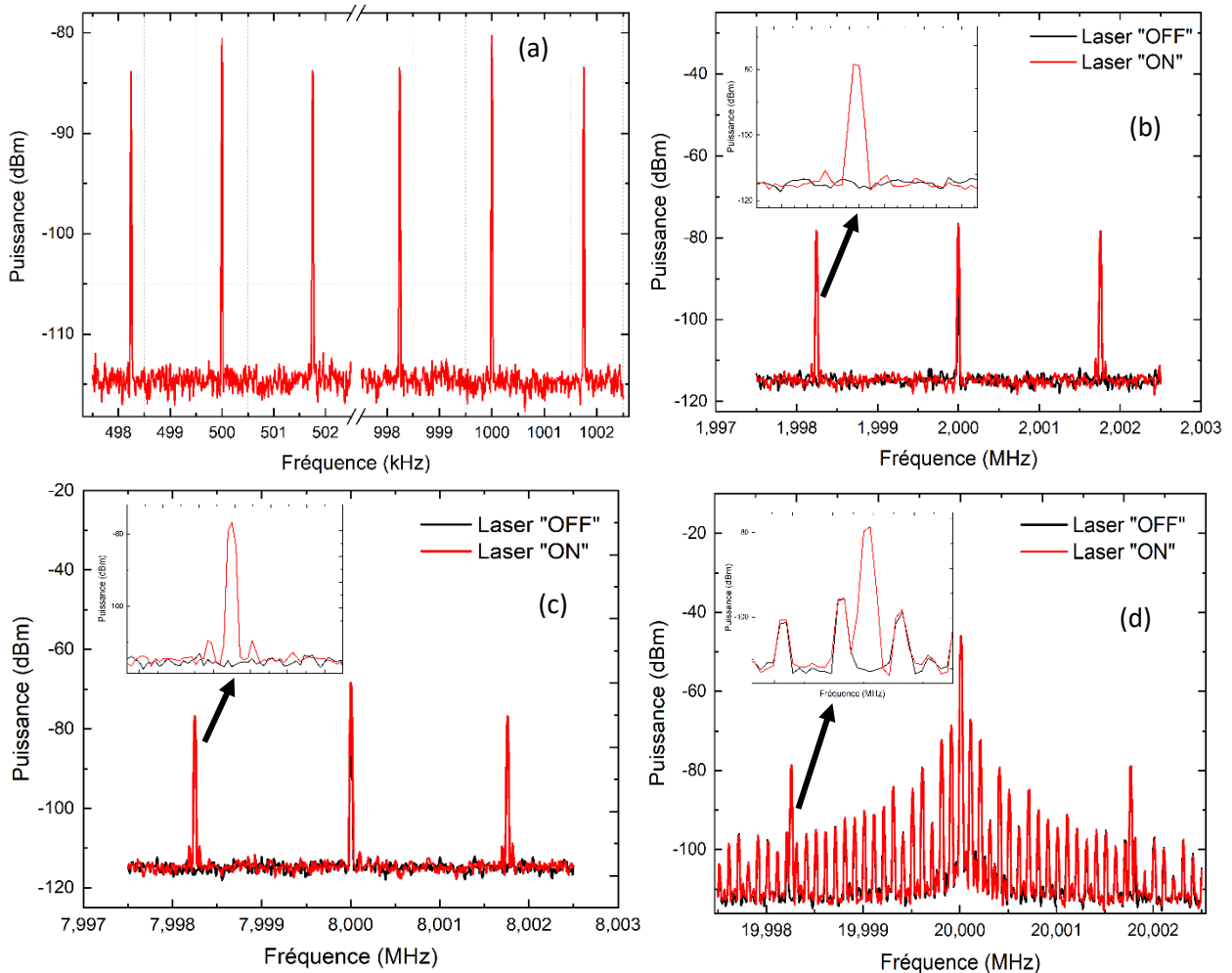


Figure 5-3 : Mesures obtenues en se positionnant sur la pente maximale de la courbe de transmission reportée en Figure 5-4. (a) Spectre obtenu (en absence de polariseur en sortie du guide) à la première harmonique ($f_{RF} = 500$ KHz) et à la deuxième harmonique ($2 \times f_{RF}$), avec un faisceau à $8.3 \mu\text{m}$ polarisé TE. Les bandes latérales sont présentes dans le spectre aux fréquences $f_{RF} \pm f_{Chop}$ et $2 \times f_{RF} \pm f_{Chop}$, avec $f_{Chop} = 1.754$ kHz. La courbe rouge représente le signal tandis que la courbe en noir est obtenue en bloquant le faisceau MIR. Exemples de spectres avec $f_{RF} = 2$ MHz(b), 8 MHz(c) et 20 MHz(d). Les spectres sont obtenus avec un RBW = 10 Hz et une moyenne sur 10 échantillons. Par rapport au spectre du panneau (a), on observe ici l'apparition du bruit de *pickup* en correspondance de f_{RF} . Ce dernier devient plus intense en augmentant f_{RF} , avec l'apparition de plusieurs raies. Aucune de ces raies ne se superposent aux fréquences des bandes latérales à $f_{RF} \pm f_{Chop}$, ce qui permet de mesurer l'intensité du signal de modulation. Dans le spectre du panneau (d), on voit bien aussi l'augmentation du plancher de bruit dû au bruit de phase de f_{RF} , tandis que dans les panneaux (b) et (c), ce dernier reste en dessous du bruit de l'analyseur de spectre. Ce bruit de phase augmente en se rapprochant de 100 MHz, ce qui empêche de mesurer avec précision l'intensité des bandes latérales.

Avec un polariseur en sortie orienté TE on obtient un spectre identique à celui de la Figure 5-3(a) (en tenant compte de l'atténuation du polariseur), tandis qu'en TM le signal descend en dessous du seuil de détection. Ces résultats sont clairement en désaccord avec l'effet attendu de la modulation EO qui, étant donné la symétrie de la fonction de transfert, devrait donner lieu à un signal à la deuxième harmonique seulement en présence d'un polariseur en sortie. De plus, le fait que le signal observé ne change pas en insérant un polariseur orienté TE à la sortie du modulateur signifie que l'application de la tension de modulation ne change pas (du moins de façon détectable) la polarisation de l'onde MIR. Il convient de rappeler que ce dernier constat signifie que le changement de polarisation, si présent, est dans tous les cas en dessous du taux d'extinction de $\sim 0.3\%$ du polariseur [142].

Comme nous l'avons vu en Section 2.4.2 (équation (2.36)), la rotation de polarisation induite par l'effet EO s'accompagne d'un changement d'indice. En présence de biréfringence modale, les indices effectifs selon les nouveaux axes principaux sont donnés par $n_1 = n_{TE} + \frac{n_{TE}^3}{2} r_{41} E \sin(2\theta)$ et $n_2 = n_{TM} - \frac{n_{TM}^3}{2} r_{41} E \sin(2\theta)$ (Section 2.4.2, équation (2.36)). Si θ est petit, une onde incidente polarisée TE verra donc son indice changer d'une quantité $\partial n_{TE} = \frac{n_{TE}^3}{2} r_{41} E \sin(2\theta)$, ce qui entraînera une modulation de la transmission à cause du décalage du spectre Fabry-Pérot du guide. Cette modulation sera donc détectable indépendamment de la présence d'un polariseur en sortie.

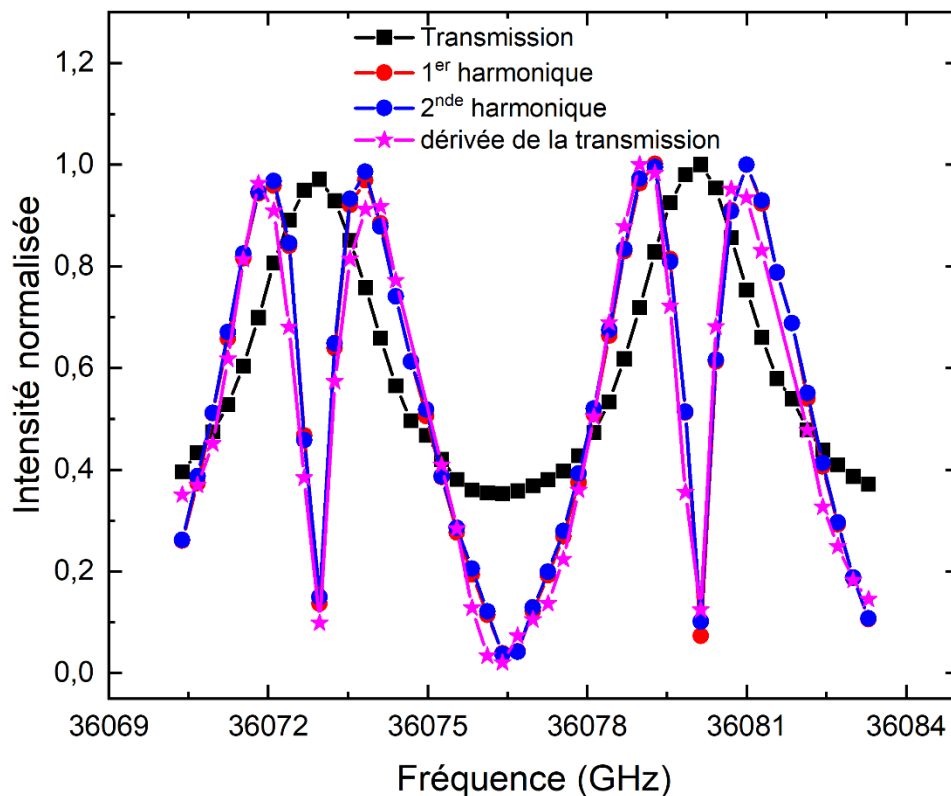


Figure 5-4 : Intensité normalisée en fonction de la fréquence du laser, obtenue en présence ($V_{RF} = 40$ V), pour une lumière incidente polarisée TE (carrés noirs). Nous avons également représenté sur la figure, la transmission normalisée, obtenue à la première (cercles rouges) et à la deuxième harmonique (cercles bleus), ainsi que la dérivée du spectre de transmission (étoiles violettes).

En Figure 5-4, est représenté le spectre de transmission (carrés noirs), tandis que la courbe bleue correspond au spectre normalisé, obtenu à partir du signal de modulation à $f_{RF} \pm f_{Chop}$. Ce dernier se superpose parfaitement à la courbe violette qui représente la valeur absolue de la dérivée du spectre de transmission, ce qui est compatible avec notre hypothèse concernant l'origine du signal. Il est important de noter que les spectres de la Figure 5-3 ont été obtenus en se positionnant sur la pente maximale de la courbe de transmission reportée en Figure 5-4.

A partir de notre système de détection illustré en Figure 5-2, l'amplitude du champ de l'onde MIR à la sortie du modulateur est donnée par :

$$E_{out}(t) = (A \cos(\omega_{RF}t) + B) \times C_{chop}(t) \times \cos(\omega_{MIR}t), \quad (5.1)$$

Avec $M = A/B$ la profondeur de modulation en amplitude due au changement d'indice et $\omega_{RF} = 2\pi f_{RF}$. La fonction $C_{chop}(t)$ représente la modulation due au chopper donnée par une onde carrée de période $T = 1/f_{chop} = 2\pi/\omega_{chop}$ d'amplitude C. En posant $C = 1$, cette dernière peut s'écrire comme:

$$C_{chop}(t) = \frac{1}{2} + \sum_{n=1,3,5\dots}^{+\infty} c_n \cos(\omega_{chop} \times n \times t). \quad (5.2)$$

Si on retient seulement la première harmonique dans la série de Fourier, on obtient donc :

$$E_{out}(t) = (A \cos(\omega_{RF}t) + B) \times \left(\frac{1}{2} + c_1 \cos(\omega_{chop}t) \right) \times \cos(\omega_{MIR}t), \quad (5.3)$$

avec $c_1 = 2/\pi$. L'amplitude du signal de photocourant généré par le photodétecteur étant proportionnel à $E_{out}^2(t)$, à partir de l'équation (5.3), on obtiendra donc des composantes aux fréquences ω_{chop} , ω_{RF} et $2\omega_{RF}$. Comme décrit en détail en Annexe A, en calculant le rapport entre l'amplitude de la composante à ω_{RF} et celle à ω_{chop} et en le comparant à sa valeur expérimentale, donnée par $R(\omega_{RF}) = 21.16 \mu V / 3.75 mV$ (voir Figure 5-5), on obtient la valeur de la profondeur de modulation pour un champ appliqué de 30 kV/cm d'amplitude : $M \sim 4 \times 10^{-3}$. A partir de cette valeur (voir Annexe B pour le détail du calcul), on peut remonter à la variation d'indice effectif pour le mode TE produite par l'effet EO. On obtient ainsi $\delta n \sim 1 \times 10^{-6}$, ce qui correspond à une rotation des axes principaux par rapport aux axes cristallins de $\theta \sim 0.015$ rad (0.86 degré) (équation (2.36)). Enfin, à partir de l'équation (2.35), pour cette valeur de θ , on peut remonter à la valeur de la biréfringence modale induite : $\Delta n_{TE-TM} \sim 2.5 \times 10^{-3}$. Cette dernière n'est pas incompatible avec les valeurs obtenues avec les simulations FDTD (Figure 2-6(a)) et correspondrait à une profondeur de gravure de 3.45 μm , raisonnablement proche de la valeur de 3.35 $\mu m \pm 50$ nm mesurée au profilomètre après fabrication.

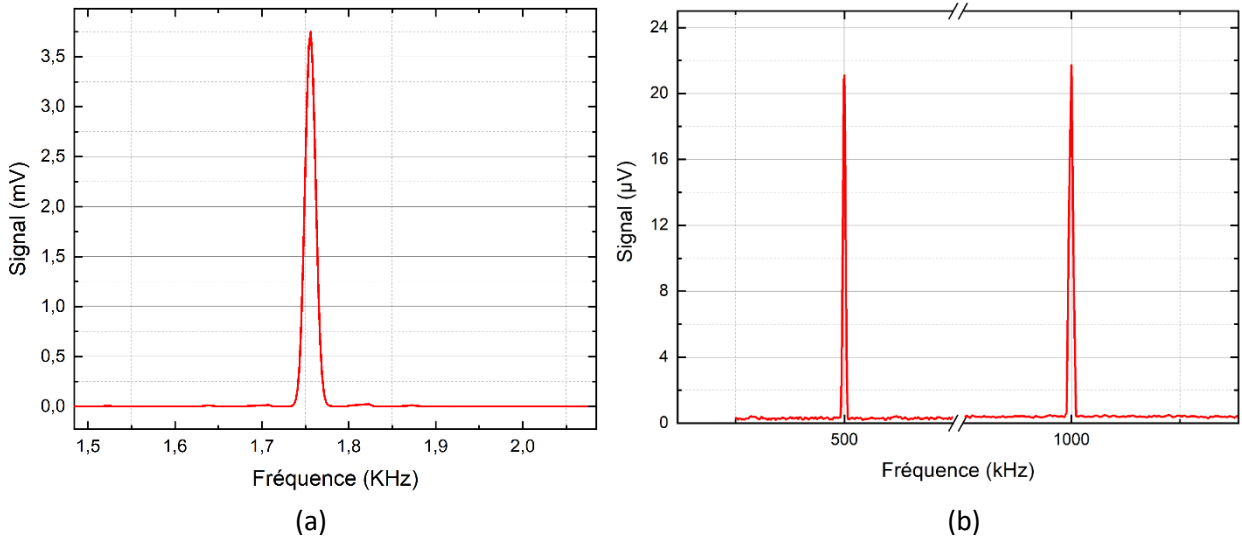


Figure 5-5 : Signal obtenu à la fréquence du chopper $f_{\text{chop}} = 1.754$ kHz (a) et aux fréquences de première harmonique ($f_{\text{RF}} = 500$ KHz) et deuxième harmonique ($2 \times f_{\text{RF}}$) (b), avec un faisceau à $8.3 \mu\text{m}$ polarisé TE.

Toujours à partir de l'équation (5.3), on peut calculer la valeur de l'amplitude de la composante du photocourant à $2\omega_{\text{RF}}$, qui est égale à celle à ω_{RF} multipliée par le facteur $M/4$ (Annexe A). Ceci est clairement incompatible avec le spectre de la Figure 5-3(a), où l'on constate que les composantes à ω_{RF} et $2\omega_{\text{RF}}$ (courbe bleue), ont approximativement la même intensité. Également, en Figure 5-6(a) est reportée la fonction de transfert correspondante à la biréfringence modale $\Delta n_{\text{TE-TM}} \sim 2.5 \times 10^{-3}$: on obtient une modulation d'intensité d'origine EO (donc donnant lieu à un signal à $2f_{\text{RF}} \pm f_{\text{chop}}$) de 3×10^{-4} à 40 V, donc environ 1 ordre de grandeur en dessous du taux d'extinction du polariseur, ce qui la rend indétectable par notre système.

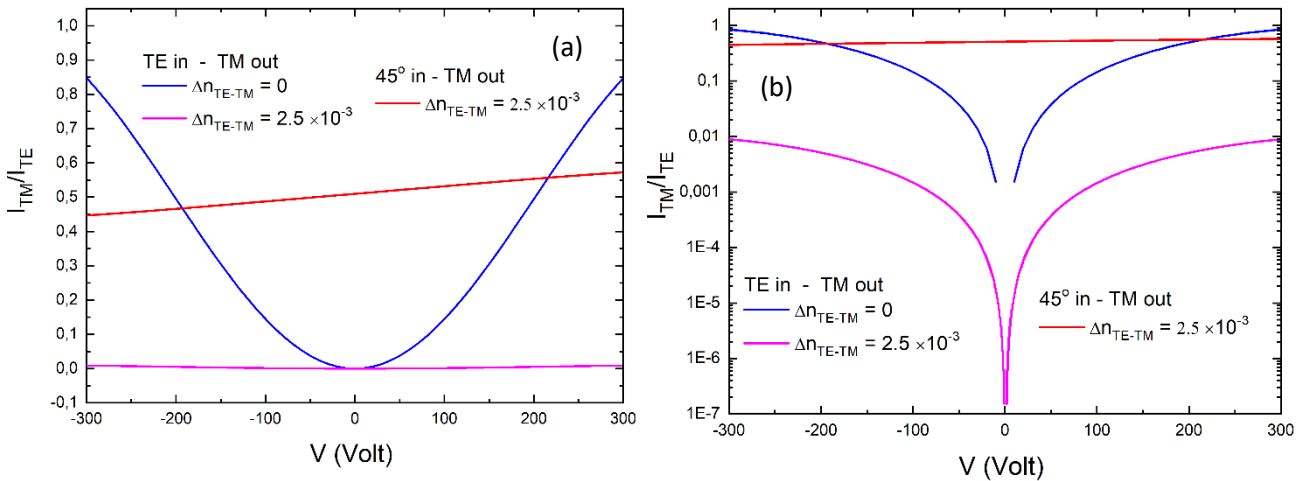


Figure 5-6 : Guide d'onde de 6 mm de longueur, $\lambda = 8.3 \mu\text{m}$. Fonctions de transfert en échelle linéaire (a) et logarithmique (b) en fonction de la tension V , en absence de biréfringence (courbes bleues) et pour une biréfringence modale $\Delta n_{\text{TE-TM}} = 2.5 \times 10^{-3}$ (courbes rouges pour une onde incidente polarisée à 45° , et courbes violettes pour une onde incidente polarisée TE).

Une possible explication au sujet de la présence de la composante à $2\omega_{RF}$ avec une intensité comparable à celle à ω_{RF} est que l'application du signal de modulation augmente la température du dispositif, ce qui entrainerait, tout comme pour l'effet EO, un changement de l'indice effectif et donc un décalage du spectre de transmission de la cavité Fabry-Pérot. En revanche cet effet, étant lié à la température, serait proportionnel au carré de l'amplitude du champ, donnant lieu à une composante du photocourant à $2\omega_{RF}$. Cette interprétation est compatible avec la courbe bleue en Figure 5-4, qui montre bien que le signal à $2\omega_{RF}$, tout comme celui à ω_{RF} , suit la dérivée du spectre de transmission.

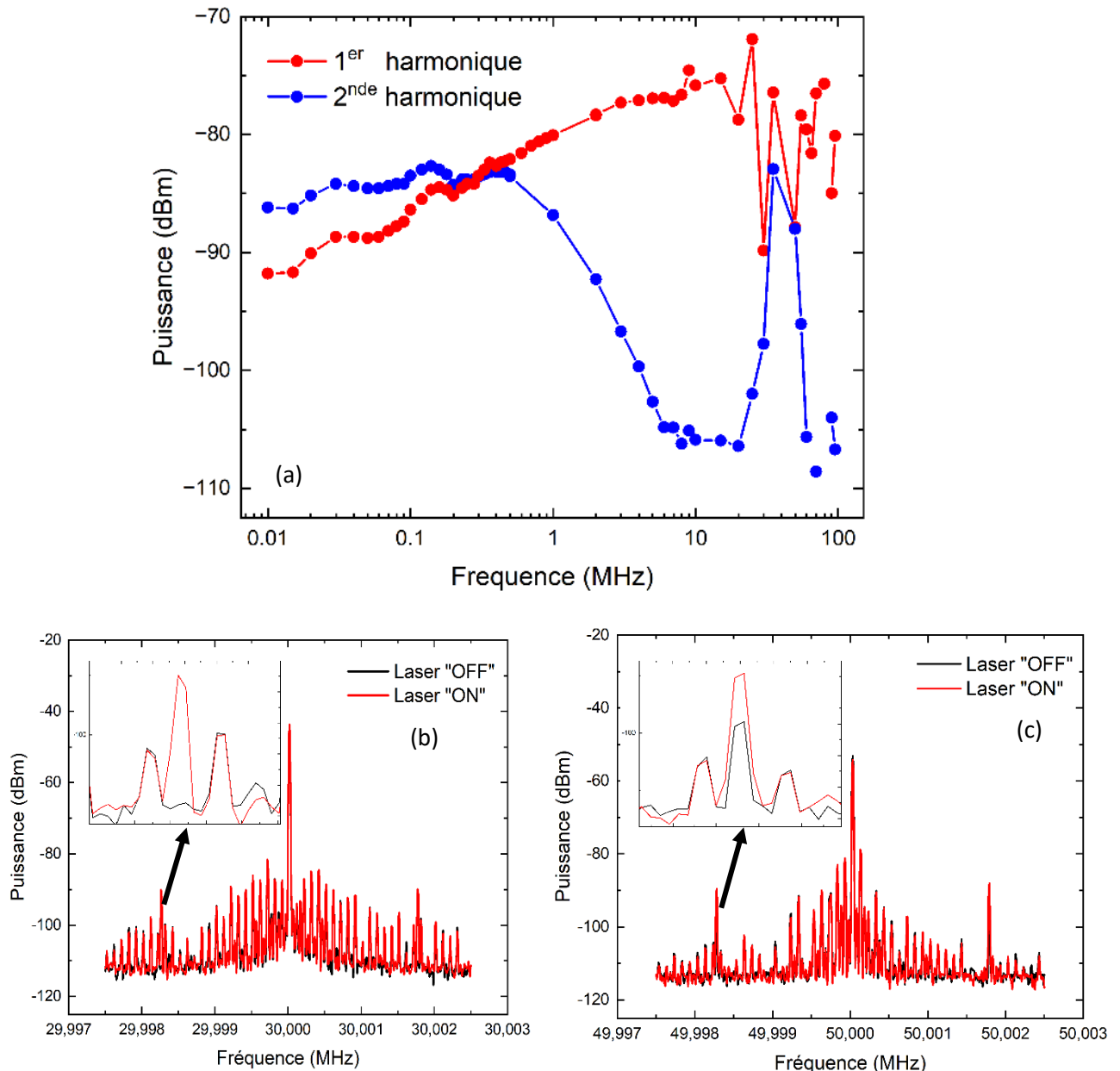


Figure 5-7 : Mesures obtenues en se positionnant sur la pente maximale de la courbe de transmission reportée en Figure 5-4. (a) Puissance mesurée dans les bandes latérales situées aux fréquences de première ($f_{RF} \pm f_{Chop}$) et deuxième harmonique ($2f_{RF} \pm f_{Chop}$) en fonction de la fréquence de modulation f_{RF} . Exemples de spectres aux fréquences $f_{RF} = 30$ MHz (b) et 50 MHz (c). On voit bien qu'à haute fréquence, le bruit de *pickup* se recouvrant avec le signal, ce qui limite la précision de mesures.

Comme je l'ai fait ci-dessus (voir Annexe A), en calculant le rapport entre l'amplitude du photocourant de la composante à $2\omega_{RF}$ et celle à ω_{chop} et en le comparant à sa valeur expérimentale, donnée par $R(2\omega_{RF}) = 21.77\mu V/3.75 mV$ (voir Figure 5-5), on obtient une profondeur de modulation de $\sim 4.1 \times 10^{-3}$, et donc une variation d'indice, induite par la variation de température ΔT , de 1.022×10^{-6} . On peut estimer la valeur de ΔT en se basant sur la relation entre l'indice du GaAs bulk et la température T donnée par $n \sim 3.3 (1 + 4.5 \times 10^{-5}T)$ [143], qui nous donne $\Delta T \approx 0.01$ K. Cette variation de T serait induite par la puissance dissipée dans le modulateur qui peut se calculer à partir de la courbe I-V de la Figure 5-1. Pour une tension de 40 V d'amplitude on obtient $P_{dissipée} = \frac{1}{2}V \times I \approx 1 mW$.

Si c'est bien un effet thermique qui génère le signal à $2f_{RF} \pm f_{Chop}$, on s'attend à une atténuation de ce dernier en augmentant la fréquence de modulation RF, du moment que $1/f_{RF}$ devient de l'ordre de la constante de temps nécessaire à la diffusion de la chaleur. En Figure 5-7(a) on reporte une première mesure de l'amplitude des signaux à $f_{RF} \pm f_{Chop}$ et $2f_{RF} \pm f_{Chop}$ en fonction de la fréquence de modulation dans la plage 10 kHz - 100 MHz. La forte chute du signal de deuxième harmonique (courbe bleue) observée aux alentours de 1 MHz pourrait être due à la constante de temps thermique du modulateur qui serait donc de l'ordre de la microseconde. Une modélisation de la propagation de la chaleur dans le guide serait nécessaire pour valider cette hypothèse. Contrairement à la deuxième harmonique, la composante à la première harmonique (courbe rouge) ne diminue pas, au contraire elle augmente de ~ 10 dB entre 0.5 MHz et 10 MHz, ce qui semblerait exclure la dépendance d'un effet thermique. Au-delà de 30 MHz, la présence d'un intense bruit de pickup avec un spectre se recouvrant avec les bandes latérales (Figure 5-7(b)-(c)) influence la précision des mesures et pourrait expliquer les oscillations observées. Une réduction du *pickup* à travers des blindages additionnels sera nécessaire afin d'obtenir des mesures plus propres dans cette gamme de fréquence, et ensuite monter ultérieurement en fréquence.

Une solution efficace pour amplifier l'effet de la modulation EO est celle de rajouter une tension dc afin d'exploiter la pente maximale de la fonction de transfert (donc un signal à $f_{RF} \pm f_{Chop}$). A partir de la fonction de transfert pour $\Delta n_{TE-TM} \sim 2.5 \times 10^{-3}$ (Figure 5-6, courbe violette), si on compare la dérivée seconde à 0 V avec la dérivée première pour une tension de ~ 100 V (par exemple), ceci permettrait de gagner un facteur ~ 100 . Une autre possibilité consiste à tourner la direction de la polarisation linéaire en entrée du modulateur. Comme exemple, la Figure 5-6 illustre la fonction de transfert (courbe rouge) calculée avec une polarisation linéaire orientée à 45 degrés en entrée et un polariseur orienté TM en sortie [100]. On obtient une dérivée importante à 0 V, inférieure d'environ un facteur 10 par rapport à celle du modulateur en absence de biréfringence à $V \sim 100V$ (Figure 5-6, courbe bleue). Avec cette orientation, pour une amplitude de modulation de 40 V (sans offset), on s'attend à une augmentation d'un facteur ~ 50 par rapport à la modulation autour de 0 V pour une onde polarisée TE en entrée, ce qui correspond à une modulation d'intensité de l'ordre de 3% donc environ un facteur 10 au-dessus du taux d'extinction du polariseur. Nous avons implémenté cette technique expérimentalement sans observer d'augmentation significative du signal par rapport aux niveaux de la Figure 5-3, ce qui pourrait s'expliquer pour une sous-estimation de la biréfringence et/ou une surestimation du champ électrique dans le modulateur.

Conclusions et perspectives

Le mérite principal de cette thèse a été d'aborder pour la première fois la réalisation d'un modulateur EO intégré de la radiation MIR à base de GaAs. Pour ceci, nous avons développé des guides d'onde à base de GaAs-BT/ $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ sur substrat de GaAs, insérés à l'intérieur d'une ligne coplanaire pour la propagation du signal de modulation. Les très basses valeurs de pertes optiques obtenues pour ces guides d'onde, de l'ordre de 1-2 dB/cm à $8.3 \mu\text{m}$ de longueur d'onde, sont à l'état de l'art (voir Tableau 4-1). Également, l'utilisation de GaAs-BT en tant que cœur du guide, ainsi que de $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ en accord de maille comme couche de confinement inférieure, sont une première pour la réalisation de guides d'onde intégrés, toute longueur d'onde confondue. Dans le contexte du modulateur MIR développé dans ce travail de Thèse, l'avantage principal amené par le GaAs-BT est sa résistivité très élevée, qui est essentielle pour limiter les courants de fuite sous l'application de champs électriques de l'ordre de plusieurs dizaines de kV/cm, nécessaires pour obtenir une profondeur de modulation adéquate. A son tour, l'indice particulièrement bas de la couche de confinement de $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$, de l'ordre de 2.91 à $\lambda = 10 \mu\text{m}$, permet de limiter les pertes de radiation dans le substrat tout en gardant une épaisseur raisonnable.

L'autre originalité du modulateur électro-optique proposé dans ce travail de Thèse est l'utilisation, à notre connaissance pour la première fois dans la gamme MIR, d'une ligne coplanaire pour le guidage du champ RF. Comme expliqué au Chapitre 3, l'architecture planaire est largement utilisée pour les modulateurs dans le proche infrarouge, car elle présente des avantages indéniables par rapport à l'approche microruban en termes de facilité de fabrication, micro-structuration et possibilité d'insertion dans des circuits photoniques. L'utilisation d'électrodes planaires pour la réalisation du modulateur étudié ici permet en principe de bénéficier de ces mêmes avantages dans la gamme MIR. Ceci ouvre de possibilités intéressantes à la fois pour améliorer les performances du modulateur, et aussi pour son utilisation comme brique de base pour la démonstration de dispositifs plus complexes, en combinaison avec les guides basses pertes démontrés dans cette thèse. Avant d'aborder ces aspects, je vais essayer de présenter, ci-dessous, les conclusions à mon sens les plus importantes issues du travail de caractérisation des guides microruban et des modulateurs coplanaires. Ce travail a fourni des résultats novateurs qui seront précieux pour les développements futurs.

Pour ce qui concerne les guides d'onde microruban (Section 3.4 et 4.3.1 respectivement pour la fabrication et les mesures), suite aux mesures de pertes, il apparaît clairement que les valeurs élevées de ces dernières ($\sim 22 \text{ dB/cm}$, voir Figure 4-4) sont liées à l'interaction du mode guidé avec les parois latérales du guide. A partir des photos MEB (Figure 3-28(b)-(c), Section 3.4), la rugosité de surface étant égale à une fraction de la longueur d'onde dans le matériau ($\sim 2.5 \mu\text{m}$), il est certain que celle-ci influence de façon importante les pertes de propagation. Cette conclusion est supportée par les valeurs de pertes sensiblement plus basses obtenues avec les guides coplanaires, qui présentent des rugosités clairement moins prononcées, en particulier dans la dernière génération (Figure 4-11, pertes de $\sim 1 \text{ dB/cm}$ pour des guides de $5 \mu\text{m}$ de largeur avec une gravure de $3.35 \mu\text{m}$). En même temps, on ne peut pas exclure d'autres sources de pertes par absorption causées, par exemple, par le

re-dépôt sur les parois du guide des produits d'oxydation suite à la gravure de l' $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ (ce dernier phénomène entraîne aussi du micromasquage qui est en partie à l'origine de la rugosité des parois). L' $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ n'étant pas gravé, cet effet serait absent dans les guides coplanaires. A ce stade, il apparaît donc clairement que la réduction des pertes dans les guides microruban reste une question cruciale, à laquelle il faudra donner une réponse si l'on veut essayer d'exploiter cette architecture de modulation qui, tout en étant plus complexe à réaliser, présente toutefois des avantages par rapport à l'approche coplanaire, notamment grâce à un meilleur facteur de recouvrement et un champ microonde plus intense. Si d'une part, il faudra certainement trouver un moyen pour diminuer la rugosité de surface, je pense qu'il serait aussi utile de mieux quantifier cette dernière par une modélisation appropriée. En même temps, une étude expérimentale plus poussée sera nécessaire pour comprendre et quantifier l'effet d'autres possibles sources de pertes.

Suite aux pertes trop élevées des guides microruban, à la fin 2023 nous avons décidé de passer aux guides coplanaires. En Février 2024, j'ai pu effectuer les premières mesures de pertes sur ces derniers sans électrodes métalliques. En juin 2024, la fabrication d'une deuxième génération avec électrodes et 1.5 μm de profondeur de gravure du GaAs a pu être achevée. Celle-ci s'est avérée trop faible pour permettre de rapprocher suffisamment les électrodes (afin d'obtenir un champ suffisamment fort) sans générer des pertes de propagation trop élevées (Section 4.3.2.2, Figure 4-10). En Février 2025, la quatrième et, à ce jour, dernière génération de guides avec les électrodes et avec des profondeurs de gravure allant jusqu'à 4 μm a été fabriquée. Ces guides ont pu être clivés en quantité suffisante pour permettre d'effectuer les premières mesures de caractérisation des modulateurs, présentées dans le Chapitre 5. A mon avis, le premier mérite de ces mesures est de nous avoir permis d'effectuer une estimation de la biréfringence modale du guide, qui donne une différence $\Delta n_{TE-TM} \sim 2.5 \times 10^{-3}$ entre les indices des modes TE et TM. Cette valeur, qui dépend de la profondeur de gravure, est en accord raisonnable avec la valeur issue des simulations FDTD (Section 3.2.2.2, Figure 3-11(c)). Celles-ci nous indiquent donc la profondeur à viser afin d'arriver à $\Delta n_{TE-TM} < 3 \times 10^{-4}$, ce qui, à son tour, permettrait d'obtenir une fonction de transfert proche de celle d'un modulateur idéal, donc sans biréfringence (Section 2.4.2, Figure 2-5). Avec $\Delta n_{TE-TM} = 3 \times 10^{-4}$, pour une modulation sinusoïdale de 20 V (4W, ou 36 dBm sur 50 Ω) et un offset de 100 V *dc*, on s'attend (hors pertes d'insertion) à un coefficient de transmission de $\sim 20\%$, et à une profondeur de modulation de $\sim 75\%$ autour de la puissance transmise (fonction de transfert I_{TM}/I_{TE}), ce qui constituerait une performance plus que raisonnable. Concernant la valeur estimée de Δn_{TE-TM} , il faut toutefois souligner qu'une polarisation linéaire à 45° en entrée du modulateur, aurait dû nous permettre de mesurer une modulation EO de la polarisation en sortie, effet que nous n'avons pas pu observer. Ce résultat pourrait indiquer une sous-estimation de la biréfringence modale et/ou du champ électrique de modulation en correspondance du mode optique. Clairement, connaître la valeur de la biréfringence est une étape clef pour le développement du modulateur. Avec cet objectif, on envisage dans un premier temps de caractériser de nouveaux guides (en cours de fabrication) avec la profondeur de gravure qui est censée amener à $\Delta n_{TE-TM} < 3 \times 10^{-4}$. En clivant des guides de différentes longueurs, on s'attend à pouvoir enfin observer une rotation de polarisation en sortie. Pour faciliter cette mesure, on envisage en sortie du modulateur, d'utiliser deux polariseurs en série afin d'amener le taux d'extinction autour de $10^{-5} \sim (3 \times 10^{-3})^2$. Concernant la valeur du champ

électrique de modulation, il a été observé, à la fois sur du GaAs SI et sur du GaAs BT, qu'une tension statique appliquée entre deux électrodes planaires peut donner lieu à une distribution du champ électrique fortement asymétrique, avec un champ sensiblement plus élevé du côté de l'anode par rapport à la cathode [144],[145]. Ce phénomène est lié à l'accumulation d'électrons vers l'anode qui finissent par modifier le remplissage des défauts profonds du GaAs-BT (niveaux EL2). Par conséquent, ces derniers ne parviennent plus à compenser les accepteurs présents dans le matériau, produisant ainsi une région de charge d'espace à l'interface cathode/semi-conducteur qui, dans notre cas, se traduirait par une réduction importante du champ électrique en correspondance du guide d'onde, avec un impact direct sur l'effet EO. Sous l'application d'un transitoire électrique, les défauts profonds se vident et se remplissent à nouveau avec une constante de temps pouvant aller de quelque dizaine à quelque centaine de μs [144]. Ainsi on s'attendrait à sa disparition pour des fréquences de modulation suffisamment élevées. Ceci pourrait peut-être expliquer la montée en intensité du signal de la 1^{ère} harmonique observée en Figure 5-7(a). Pour valider cette hypothèse, il devient impératif de pouvoir mesurer proprement les signaux de modulation au-delà de 10 MHz qui, comme nous l'avons expliqué dans le Chapitre 5, sont actuellement affectés par la présence du bruit de *pickup*. Pour ce faire, nous envisageons d'améliorer le blindage des câbles et d'utiliser un amplificateur bas bruit pour amplifier le signal de modulation, suivi d'un filtre à bande étroite. Enfin, une technique exploitant la modulation par effet Franz-Keldysh d'un faisceau laser à ~ 800 nm pourrait en principe permettre de mesurer directement la distribution spatiale du champ entre les électrodes. Cette dernière étant bien maîtrisée au sein de l'équipe [144],[146],[147], elle pourrait être utilisée pour quantifier le degré d'asymétrie.

Une fois la performance du modulateur à basse fréquence optimisée, on pourra, dans le moyen terme s'attaquer à la réalisation du modulateur MZ, et, en parallèle, affronter les problématiques liées aux pertes d'insertion optiques et à l'accord de phase.

Comme nous l'avons vu en Section 2.4.2, pour une onde en entrée polarisée linéairement, le modulateur MZ permet d'obtenir, de façon intégrée, la même fonction de transfert d'un guide simple suivi d'un polariseur. Cette solution permet en principe de s'affranchir de la distorsion de la fonction de transfert due au taux d'extinction du polariseur même. Le dessin des coupleurs MMI nécessaires à la réalisation de l'interféromètre a été présenté en Section 3.2.5 (Figure 3-22(b)) et ces derniers sont actuellement en cours de fabrication. Les guides courbés permettant d'amener la radiation MIR ont été fabriqués et caractérisés (Section 4.3.2.3).

Pour ce qui concerne les pertes d'insertion optiques, hormis l'absorption dans le guide qui, comme nous l'avons vu, est proche de l'optimum, ces dernières sont limitées par le faible couplage par la facette du guide, que nous estimons de l'ordre de $\sim 10\%$. Si une partie du problème est liée à la réflectivité de la facette ($\sim 30\%$, voir Section 4.3.2), qui pourrait être ramenée à des valeurs proches de 100% par le dépôt d'un traitement antireflet [148] (ceci permettrait par ailleurs de s'affranchir du changement de transmission lié au changement d'indice qui entrave l'observation du changement de polarisation – Chapitre 5), ce qui impacte principalement le couplage optique lié à la faible épaisseur du guide d'onde, de seulement quelques μm , par rapport à la longueur d'onde de la radiation MIR incidente. Pour pallier à cela l'approche qui semble la plus efficace pour faciliter le couplage de la

radiation MIR incidente serait l'utilisation d'un réseau de diffraction unidimensionnel à fabriquer par gravure électronique sur les surfaces des taper d'entrée et de sortie.

Comme suggéré dans la Section 3.2.3, étant donné que l'indice de groupe optique (~ 3.5 à $\lambda = 8.3 \mu\text{m}$ – Figure 4-11(b)) est plus grand que l'indice effectif microonde (~ 2.5 entre 10 GHz et 40 GHz – Figure 3-19(a)), la solution plus prometteuse pour atteindre l'accord de phase est celle de charger périodiquement la ligne coplanaire avec des éléments capacitifs (Figure 3-19(c)). A ce propos les résultats concernant des lignes coplanaires avec charge capacitive sur substrat de GaAs présentées en Réf. [126] montrent que pour des épaisseurs d'électrodes de $0.9 \mu\text{m}$, donc très proches de celles utilisées dans ce travail, il est possible d'atteindre des valeurs d'indice effectif microonde aux alentours de 3.5 avec des dimensions du gap capacitif compatibles avec la largeur de nos guides d'onde, et ceci sans augmenter les pertes de façon significative. Comme illustré en Figure 3-21, par rapport aux valeurs obtenues jusqu'à présent avec un modulateur de 1 cm, l'efficacité de conversion pourrait, en cas d'accord de phase être augmentée d'un facteur 15 environ avec un modulateur de 2 cm de longueur, ce qui amènerait à une réduction d'un facteur ~ 4 du V_{π} et à une bande passante supérieure à 40 GHz.

A mon sens l'autre aspect à affronter à moyen terme est celui de la conception, fabrication et caractérisation de micro-résonateurs MIR en anneau obtenus à partir des guides d'onde démontrés. Étant donné les très faibles valeurs de pertes obtenues, la démonstration de micro-résonateurs à facteur de qualité élevé semble non-seulement possible, mais permettrait également une mesure de pertes beaucoup plus fiable par rapport à la méthode FP utilisée jusqu'à présent qui, comme nous l'avons discuté en Section 4.3.2, n'est pas adaptée à la mesure de basses valeurs de pertes [130]. Dans une perspective à plus long terme, la combinaison de micro-résonateurs MIR à haut facteur de qualité avec l'architecture coplanaire du modulateur étudié dans cette thèse, nous donnerait la possibilité de concevoir des dispositifs photoniques plus complexes, comme des peignes de fréquences EO intégrés.

En s'inspirant du travail récent de Zhang et al. concernant la réalisation d'un peigne EO à 1550 nm sur film mince de tantalate de lithium (LiTaO_3), dont le schéma de base est illustré en Figure 1, une possibilité est d'insérer une ligne coplanaire à l'intérieur d'un micro-résonateur optique de type *racetrack* qui, dans notre cas serait basé sur un guide GaAs-BT/ $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ partiellement gravé (Figure 3-10) [149]. Afin d'amplifier le signal de modulation, la ligne coplanaire est terminée par deux courts-circuits, ce qui produit un résonateur microonde $\lambda/2$ avec une amplitude maximale du champ électrique au centre de la ligne (en rouge dans le schéma de la Figure 1). Si la fréquence du résonateur microonde est égale à un multiple entier du FSR du micro-résonateur, $f_{\text{RF}} = m \times \text{FSR}$ ($m = 1, 2, \dots$), alors l'impulsion optique (MIR dans notre cas) issue du peigne se trouvant dans le bras supérieur du résonateur microonde à l'instant t verra, à l'instant $t + T/2$, avec $T = 1/(m \times \text{FSR})$, la même amplitude (y compris le signe) du champ électrique microonde dans le bras inférieur.

Cette situation est illustrée de façon schématique en Figure 1 [149]. Il s'agit de l'équivalent de l'accord de phase pour un guide droit (comme c'est le cas du modulateur EO, voir Section 2.8) en prenant en compte la présence des deux résonateurs (microonde et optique) de longueurs différentes (si $m > 1$ on génère un peigne harmonique). En effet, la condition $f_{\text{RF}} = m \times \text{FSR}$ se traduit par $L_{\text{RF}} = (L_{\text{ring}}/2m) \times (n_g/n_m)$, avec L_{RF} et L_{ring} les longueurs respectivement du résonateur microonde et MIR, n_g

l'indice de groupe MIR et n_m l'indice effectif microonde. Dans le cas d'accord de phase ($n_g = n_m$), pour $m = 1$ (peigne fondamental) on obtient donc $L_{RF} = L_{ring}/2$ qui est toutefois incompatible avec la condition que L_{RF} soit inférieure ou égale à la longueur des parties rectilignes du micro-résonateur, faute de quoi le résonateur microonde ne pourra pas être inséré à l'intérieur de l'anneau (voir Figure 1).

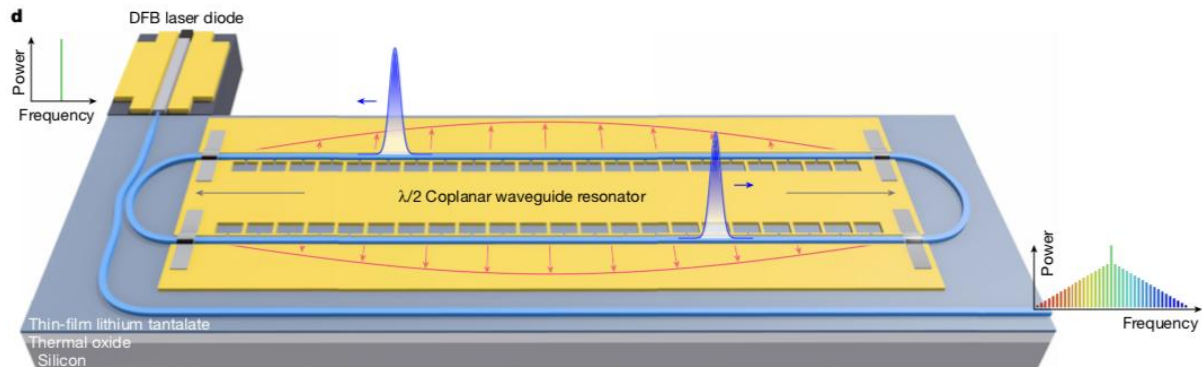


Figure 1 : Schéma du peigne EO intégré à 1550 nm à base de LiTaO_3 . Un résonateur coplanaire $\lambda/2$, obtenu en court-circuitant les extrémités de la ligne (rectangles gris dans le dessin), est utilisé pour amplifier le signal de modulation (en rouge) au FSR du micro-résonateur optique [149]. L'impulsion optique issue du peigne de fréquence et circulant dans le micro-résonateur est représentée aux instants t et $(t + T)$ ($T = 1/\text{FSR}$). La distribution spatiale de l'amplitude du champ électrique microonde à l'instant t est représentée en rouge. A l'instant $(t + T)$ elle aura changé de signe.

Dans notre cas cette situation est d'autant plus exacerbée du fait que $(n_g/n_m) \sim 3.5/2.5 = 1.4$. Comme illustré en Figure 3-19(c) une solution pour résoudre ce problème consiste à charger capacitivement les électrodes de la ligne coplanaire avec des éléments capacitifs (Section 3.2.3) afin de réduire le rapport (n_g/n_m) , voir le rendre < 1 .

Comme exemple concret, on considère un micro-résonateur de 21 mm de longueur, qui donne un FSR $\sim 4\text{GHz}$. Pour un rayon de courbure aux extrémités de 0.6 mm, qui, selon les résultats des simulations permet d'avoir des pertes par radiation négligeables (Section 3.2.6), on obtient une longueur maximale du résonateur coplanaire $L_{RF} = (21 - 2\pi \times 0.6)/2 = 8.615$ mm. Pour atteindre la condition $f_{RF} = \text{FSR}$ il faudra donc que $n_m = 21/(2 \times 8.615) \times 3.5 = 4.26$. Cette valeur devrait être atteignable en chargeant les électrodes (voir Figure 3-19(c)). Une autre solution possible du problème consiste à viser plutôt un peigne harmonique ($m > 1$), ce qui a pour effet de réduire automatiquement L_{RF} d'un facteur $1/m$. Enfin, un aspect important à considérer est l'adaptation de l'impédance du résonateur microonde à 50Ω . La solution proposée en Réf. [149] consiste à obtenir l'adaptation en exploitant le fait que l'impédance vue par la pointe coplanaire utilisée pour amener le signal de modulation dépend de sa position le long de la ligne. En revanche une solution intégrée est proposée en Réf. [150] exploitant une électrode inter-digitée couplée de façon capacitive au résonateur microonde.

Annexe A

Calcul de la profondeur de modulation

A partir du système expérimental illustré à la Figure 5-2, l'amplitude du champ MIR à l'entrée du modulateur est donnée par :

$$E_{in}(t) = C_{chop}(t) \times \cos(\omega_{MIR}t), \quad (A.1)$$

où $C_{chop}(t)$ est l'amplitude de modulation due au chopper mécanique, qui s'exprime par une onde carrée de période T (Figure A-1). Cette dernière est donnée par l'expression suivante :

$$C_{chop}(t) = \begin{cases} 1 & \text{si } 0 < t < \frac{T}{2} \\ 0 & \text{si } \frac{T}{2} < t < T \end{cases}, T = 1/f_{chop} = 2\pi/\omega_{chop}. \quad (A.2)$$

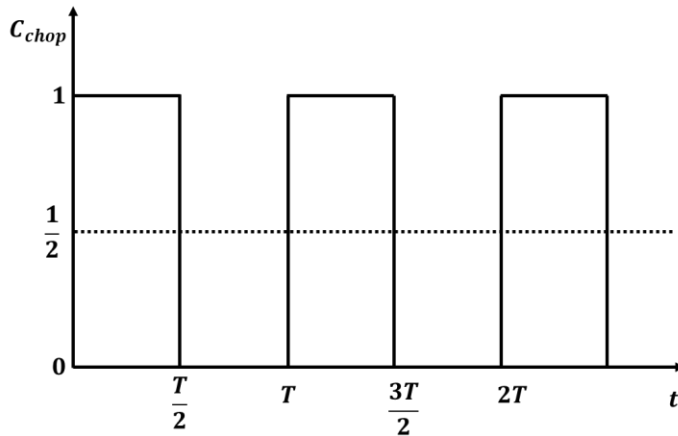


Figure A-1 : Onde carrée de période T représentant l'amplitude de modulation de l'onde MIR due au chopper mécanique.

La transformée de Fourier de cette fonction est donnée par :

$$C_{chop}(t) = \frac{1}{2} + \sum_{n=1,3,5...}^{+\infty} c_n \cos(\omega_{chop} \times n \times t), \quad (A.3)$$

avec $c_n = 2/n\pi$. En considérant la première harmonique de la série de Fourier, c'est-à-dire $n = 1$, on a :

$$C_{chop}(t) = \frac{1}{2} + c_1 \cos(\omega_{chop}t) \quad (A.4)$$

L'équation (A.1) se réécrit de la manière suivante :

$$E_{in}(t) = \left(\frac{1}{2} + c_1 \cos(\omega_{chop}t) \right) \times \cos(\omega_{MIR}t), \quad (A.5)$$

L'amplitude du champ de l'onde MIR à la sortie du modulateur est donc donnée par :

$$E_{out}(t) = (A \cos(\omega_{RF}t) + B) \times \left(\frac{1}{2} + c_1 \cos(\omega_{chop}t) \right) \times \cos(\omega_{MIR}t), \quad (A.6)$$

où la profondeur de modulation M due au changement d'indice est définie par :

$$M = \frac{A}{B} \quad (A.7)$$

L'amplitude du signal de photocourant générée par le photodétecteur étant proportionnel à $E_{out}^2(t)$, on a donc :

$$E_{out}^2(t) = (A \cos(\omega_{RF}t) + B)^2 \times \left(\frac{1}{2} + c_1 \cos(\omega_{chop}t) \right)^2 \times \cos^2(\omega_{MIR}t). \quad (A.8)$$

Après un développement, les composantes aux fréquences ω_{chop} , ω_{RF} et $2\omega_{RF}$ sont données comme suit :

$$E_{out}^2(t) = \left[\left(B^2 c_1 + \frac{A^2 c_1}{2} \right) \cos(\omega_{chop}t) + \left(\frac{AB}{2} + AB c_1^2 \right) \cos(\omega_{RF}t) + \left(\frac{A^2 c_1^2}{4} + \frac{A^2}{8} \right) \cos(2\omega_{RF}t) + \dots \right] \times \cos^2(\omega_{MIR}t). \quad (A.9)$$

Le signal de photocourant généré par le photodétecteur sur l'analyseur de spectre s'exprime comme :

$$I_{photo} \propto a \cos(\omega_{chop}t) + b \cos(\omega_{RF}t) + c \cos(2\omega_{RF}t) + \dots, \quad (A.10)$$

où on définit $R(\omega_{RF}) = b/a$ le rapport entre l'amplitude du photocourant expérimentale de la composante à ω_{RF} et celle à ω_{chop} (Figure 5-5). Pour obtenir la profondeur de modulation M donnée par l'équation (A.7), on compare les équations (A.9) et (A.10) et, on obtient le système d'équation suivant :

$$\begin{cases} B^2 c_1 + \frac{A^2 c_1}{2} = a \\ \frac{AB}{2} + AB c_1^2 = b \end{cases} \quad (A.11)$$

En remplaçant A dans l'équation (A.11) par $B \times M$, on a :

$$\begin{cases} B^2 c_1 + \frac{B^2 M^2 c_1}{2} = a \\ \frac{B^2 M}{2} + B^2 M c_1^2 = b \end{cases} \quad (A.12)$$

La résolution de ce système d'équation permet de déterminer la profondeur de modulation M en fonction de a , b et c_1 , donnée par :

$$M = \frac{a}{2bc_1} (1 + 2c_1^2) - \sqrt{\left(\frac{a}{2bc_1} (1 + 2c_1^2) \right)^2 - 2}. \quad (A.13)$$

Pour $R(\omega_{RF}) = 21.16 \mu V / 3.75 mV$ (Figure 5-5), on obtient $M \approx 4 \times 10^{-3}$.

Annexe B

Estimation de la biréfringence modale Δn_{TE-TM}

Afin de maximiser la modulation, on se place à la pente maximale de la courbe de transmission en absence du signal de modulation. On définit l'amplitude de modulation comme une variation relative de l'intensité optique transmise à travers le modulateur, qui s'exprime comme :

$$T = \frac{\Delta I}{I_0}, \quad (\text{B.1})$$

où, I_0 est l'intensité du faisceau à l'entrée du modulateur. La dérivée de la courbe de transmission au point où l'intensité atteint la moitié de sa valeur maximale est :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial f}\right)_{1/2} = a_1 \approx 0.349 \text{ GHz}^{-1}. \quad (\text{B.2})$$

A partir de l'équation (A.8), en absence de chopper ($c_1 = 0$) on obtient $\partial T = M$ si $M \ll 1$, ce qui est le cas ici ($M \approx 4 \times 10^{-3}$).

Or la condition d'interférence constructive est donnée par :

$$2 n_{TE} L = N \lambda \Rightarrow 2 n_{TE} L f = c N, \quad (\text{B.3})$$

où n_{TE} est l'indice effectif du mode TE, L la longueur du guide d'onde, c la vitesse de la lumière dans le vide et N l'ordre de résonance. On a donc :

$$\partial f = \frac{c N}{2 L n_{TE}^2} \partial n_{TE} = \frac{c}{n_{TE} \lambda} \partial n_{TE}. \quad (\text{B.4})$$

A partir des équations (B.2) et (B.4), la variation d'indice effectif ∂n_{TE} pour le mode TE produite par l'effet EO est donnée par :

$$\partial n_{TE} = \frac{M \times n_{TE} \times \lambda}{a_1 \times c}. \quad (\text{B.5})$$

Or cette variation d'indice ∂n_{TE} est égale à (voir équation (2.36), Section 2.4.2) :

$$\partial n_{TE} = \frac{n_{TE}^3}{2} \frac{r_{41} V}{G} \Gamma \sin(2\theta), \quad (\text{B.6})$$

où Γ représente le facteur de recouvrement entre le champ optique et le champ électrique, et G la distance entre les électrodes.

On obtient ainsi l'angle θ qui est donné par :

$$\theta = 0.5 \times \sin^{-1} \left(\frac{2 \times \lambda \times M \times G}{a_1 \times c \times n_{TE}^2 \times r_{41} \times V \times \Gamma} \right). \quad (\text{B.7})$$

Enfin, à partir de l'équation (2.35) (voir Section 2.4.2), pour cette valeur de θ , on peut remonter à la valeur de la biréfringence modale grâce à l'équation suivante :

$$\frac{1}{n_{TE}^2} - \frac{1}{n_{TM}^2} = \frac{2r_{41}V\Gamma}{G \times \tan(2\theta)}. \quad (\text{B.8})$$

En supposant la valeur de l'indice effectif du mode TE, $n_{TE} = 3.1419$ à $\lambda = 8.3 \mu\text{m}$ (obtenue par simulation FDTD) et en utilisant la valeur expérimentale de la profondeur de modulation $M \approx 4 \times 10^{-3}$ (Annexe A), on déduit à partir des équations (B.7) et (B.8) la birefringence modale donnée par $\Delta n_{TE-TM} = n_{TE} - n_{TM} \approx 2.5 \times 10^{-3}$. Pour ce calcul, nous avons utilisé une distance entre les électrodes de $13 \mu\text{m}$ et un facteur de recouvrement de 45%, qui correspondent aux dispositifs fabriqués.

Bibliographie:

- [1] « A. Yariv, Quantum Electronics, Wiley, New York, 1975. »
- [2] D. A. B MILLER, « band-edge electroabsorption in quantum well structures the quantum-confined Stark effect », p. 2173-2176, 1984.
- [3] W. Franz, « Einfluß eines elektrischen Feldes auf eine optische Absorptionskante », *Z. Für Naturforschung A*, vol. 13, n° 6, p. 484-489, juin 1958, doi: 10.1515/zna-1958-0609.
- [4] L. V. Keldysh, « The effect of a strong electric field on the optical properties of insulating crystals », in *Selected Papers of Leonid V Keldysh*, WORLD SCIENTIFIC, 2023, p. 20-22. doi: 10.1142/9789811279461_0003.
- [5] K. Wakita, *Semiconductor Optical Modulators*. Boston, MA: Springer US, 1998. doi: 10.1007/978-1-4615-6071-5.
- [6] A. Chen et E. Murphy, Éd., *Broadband Optical Modulators: Science, Technology, and Applications*, 0 éd. CRC Press, 2016. doi: 10.1201/b11444.
- [7] M. S. Rouified *et al.*, « Quantum-confined Stark effect at 13 μm in Ge/Si_{0.35}Ge_{0.65} quantum-well structure », *Opt. Lett.*, vol. 37, n° 19, p. 3960, oct. 2012, doi: 10.1364/OL.37.003960.
- [8] D. C. S. Dumas, K. Gallacher, S. Rhead, M. Myronov, D. R. Leadley, et D. J. Paul, « Ge/SiGe quantum confined Stark effect electro-absorption modulation with low voltage swing at $\lambda = 1550 \text{ nm}$ », *Opt. Express*, vol. 22, n° 16, p. 19284, août 2014, doi: 10.1364/OE.22.019284.
- [9] G. Ghione, *Semiconductor Devices for High-Speed Optoelectronics*.
- [10] J. S. Weiner, D. A. B. Miller, et D. S. Chemla, « Quadratic electro-optic effect due to the quantum-confined Stark effect in quantum wells », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 50, n° 13, p. 842-844, mars 1987, doi: 10.1063/1.98008.
- [11] F. Koyama et K. Oga, « Frequency chirping in external modulators », *J. Light. Technol.*, vol. 6, n° 1, p. 87-93, janv. 1988, doi: 10.1109/50.3969.
- [12] « Field-induced modulations of refractive index and absorption coefficient in a GaAs-AlGaAs Quantum well structure ».
- [13] J. Prades, « Conception d'un modulateur électro-optique Mach Zehnder 100 Gbits/s NRZ sur silicium ».
- [14] L. Liao *et al.*, « High speed silicon Mach-Zehnder modulator », *Opt. Express*, vol. 13, n° 8, p. 3129, 2005, doi: 10.1364/OPEX.13.003129.
- [15] P. Kharel, C. Reimer, K. Luke, L. He, et M. Zhang, « Breaking voltage–bandwidth limits in integrated lithium niobate modulators using micro-structured electrodes », *Optica*, vol. 8, n° 3, p. 357, mars 2021, doi: 10.1364/OPTICA.416155.
- [16] R. Wang *et al.*, « Highly Linear InP Phase Modulator for High Dynamic Range RF/Photonic Links ».
- [17] U. Koren, T. L. Koch, H. Presting, et B. I. Miller, « InGaAs/InP multiple quantum well waveguide phase modulator », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 50, n° 7, p. 368-370, févr. 1987, doi: 10.1063/1.98201.
- [18] D. V. Gulyaev et K. S. Zhuravlev, « InP-Based Electro-Optic and Electro-Absorption Modulators for the 1.5- μm Spectral Range », *Bull. Lebedev Phys. Inst.*, vol. 51, n° S2, p. S101-S116, juin 2024, doi: 10.3103/S1068335624600608.
- [19] S. Dogru et N. Dagli, « 077-V drive voltage electro-optic modulator with bandwidth exceeding 67 GHz », *Opt. Lett.*, vol. 39, n° 20, p. 6074, oct. 2014, doi: 10.1364/OL.39.006074.

- [20] Y. Ogiso, Y. Ohiso, Y. Shibata, et M. Kohtoku, « [011] waveguide stripe direction n-i-p-n heterostructure InP optical modulator », *Electron. Lett.*, vol. 50, n° 9, p. 688-690, avr. 2014, doi: 10.1049/el.2014.0430.
- [21] « 80-GHz Bandwidth and 1.5-V $V\pi$ InP-based IQ Modulator ».
- [22] K. Nozaki *et al.*, « Ultralow-energy electro-absorption modulator consisting of InGaAsP-embedded photonic-crystal waveguide », *APL Photonics*, vol. 2, n° 5, p. 056105, mai 2017, doi: 10.1063/1.4980036.
- [23] M. Chacinski, U. Westergren, B. Stoltz, L. Thylen, R. Schatz, et S. Hammerfeldt, « Monolithically Integrated 100 GHz DFB-TWEAM », *J. Light. Technol.*, vol. 27, n° 16, p. 3410-3415, août 2009, doi: 10.1109/JLT.2009.2015773.
- [24] M. Chacinski *et al.*, « ETDM Transmitter Module for 100-Gb/s Ethernet », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 22, n° 2, p. 70-72, janv. 2010, doi: 10.1109/LPT.2009.2036146.
- [25] J. H. Shin et N. Dagli, « Ultralow Drive Voltage Substrate Removed GaAs/AlGaAs Electro-Optic Modulators at 1550 nm », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 19, n° 6, p. 150-157, nov. 2013, doi: 10.1109/JSTQE.2013.2263122.
- [26] P. C. Schindler *et al.*, « Monolithic GaAs Electro-Optic IQ Modulator Demonstrated at 150 Gbit/s With 64QAM », *J. Light. Technol.*, vol. 32, n° 4, p. 760-765, févr. 2014, doi: 10.1109/JLT.2013.2278381.
- [27] W. C. H. Choy, B. L. Weiss, et E. H. Li, « AlGaAs-GaAs quantum-well electrooptic phase modulator with disorder delineated optical confinement », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 34, n° 1, p. 84-92, janv. 1998, doi: 10.1109/3.655011.
- [28] R. G. Walker, N. I. Cameron, Y. Zhou, et S. J. Clements, « Optimized Gallium Arsenide Modulators for Advanced Modulation Formats », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 19, n° 6, p. 138-149, nov. 2013, doi: 10.1109/JSTQE.2013.2266321.
- [29] R. Soref et B. Bennett, « Electrooptical effects in silicon », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 23, n° 1, p. 123-129, janv. 1987, doi: 10.1109/JQE.1987.1073206.
- [30] R. Dubé-Demers, S. LaRoche, et W. Shi, « Ultrafast pulse-amplitude modulation with a femtojoule silicon photonic modulator », *Optica*, vol. 3, n° 6, p. 622, juin 2016, doi: 10.1364/OPTICA.3.000622.
- [31] A. Mohammadi, Z. Zheng, X. Zhang, L. A. Rusch, et W. Shi, « Segmented Silicon Modulator With a Bandwidth Beyond 67 GHz for High-Speed Signaling », *J. Light. Technol.*, vol. 41, n° 15, p. 5059-5066, août 2023, doi: 10.1109/JLT.2023.3250112.
- [32] P. Dong, C. Xie, L. Chen, L. L. Buhl, et Y.-K. Chen, « 112-Gb/s monolithic PDM-QPSK modulator in silicon », 2012.
- [33] A. Samani *et al.*, « A Low-Voltage 35-GHz Silicon Photonic Modulator-Enabled 112-Gb/s Transmission System », *IEEE Photonics J.*, vol. 7, n° 3, p. 1-13, juin 2015, doi: 10.1109/JPHOT.2015.2426875.
- [34] H. Sepehrian, J. Lin, L. A. Rusch, et W. Shi, « Silicon Photonic IQ Modulators for 400 Gb/s and Beyond », *J. Light. Technol.*, vol. 37, n° 13, p. 3078-3086, juill. 2019, doi: 10.1109/JLT.2019.2910491.
- [35] A. Mohammadi, A. Safarnejadian, Z. Zheng, M. Zeng, L. A. Rusch, et W. Shi, « High-Bandwidth Silicon Traveling-Wave Modulator Using Distributed Micro-Capacitors », *J. Light. Technol.*, vol. 42, n° 17, p. 5942-5948, sept. 2024, doi: 10.1109/JLT.2024.3401773.
- [36] H. Cai, S. Fu, Y. Yu, et X. Zhang, « Lateral-Zigzag PN Junction Enabled High-Efficiency Silicon Micro-Ring Modulator Working at 100Gb/s », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 34, n° 10, p. 525-528, mai 2022, doi: 10.1109/LPT.2022.3170554.
- [37] S. Ran *et al.*, « Micro-Ring Modulators With Integrated Inductor to Mitigate Bandwidth and Extinction Ratio Trade-Off », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 36, n° 4, p. 231-234, févr. 2024, doi: 10.1109/LPT.2023.3346461.

- [38] D. W. U. Chan, X. Wu, Z. Zhang, C. Lu, A. P. T. Lau, et H. K. Tsang, « Ultra-Wide Free-Spectral-Range Silicon Microring Modulator for High Capacity WDM », *J. Light. Technol.*, vol. 40, n° 24, p. 7848-7855, déc. 2022, doi: 10.1109/JLT.2022.3208745.
- [39] C. Han *et al.*, « Slow-light silicon modulator with 110-GHz bandwidth », *Sci. Adv.*, vol. 9, n° 42, p. eadi5339, oct. 2023, doi: 10.1126/sciadv.adi5339.
- [40] M. He *et al.*, « High-performance hybrid silicon and lithium niobate Mach–Zehnder modulators for 100 Gbit s⁻¹ and beyond », *Nat. Photonics*, vol. 13, n° 5, p. 359-364, mai 2019, doi: 10.1038/s41566-019-0378-6.
- [41] C. Haffner *et al.*, « Low-loss plasmon-assisted electro-optic modulator », *Nature*, vol. 556, n° 7702, p. 483-486, avr. 2018, doi: 10.1038/s41586-018-0031-4.
- [42] M. Nedeljkovic, R. Soref, et G. Z. Mashanovich, « Predictions of Free-Carrier Electroabsorption and Electrorefraction in Germanium », *IEEE Photonics J.*, vol. 7, n° 3, p. 1-14, juin 2015, doi: 10.1109/JPHOT.2015.2419217.
- [43] L. Mastronardi *et al.*, « High-speed Si/GeSi hetero-structure Electro Absorption Modulator », *Opt. Express*, vol. 26, n° 6, p. 6663, mars 2018, doi: 10.1364/OE.26.006663.
- [44] S. A. Srinivasan *et al.*, « 60Gb/s waveguide-coupled O-band GeSi quantum-confined Stark effect electro-absorption modulator », in *Optical Fiber Communication Conference (OFC) 2021*, Washington, DC: Optica Publishing Group, 2021, p. Tu1D.3. doi: 10.1364/OFC.2021.Tu1D.3.
- [45] Y.-H. Kuo *et al.*, « Strong quantum-confined Stark effect in germanium quantum-well structures on silicon », *Nature*, vol. 437, n° 7063, p. 1334-1336, oct. 2005, doi: 10.1038/nature04204.
- [46] P. Chaisakul *et al.*, « Recent Progress on Ge/SiGe Quantum Well Optical Modulators, Detectors, and Emitters for Optical Interconnects », *Photonics*, vol. 6, n° 1, p. 24, mars 2019, doi: 10.3390/photonics6010024.
- [47] J. Frigerio *et al.*, « Electro-absorption and electro-refraction in Ge/SiGe coupled quantum wells », présenté à SPIE Photonics Europe, L. Vivien, L. Pavesi, et S. Pelli, Éd., Brussels, Belgium, mai 2016, p. 989113. doi: 10.1117/12.2228856.
- [48] « <https://www.meetoptics.com/electro-optics-and-electronics/electro-optics/electro-optic-modulators> », *Electro-Opt. Modul. EOM*.
- [49] « <https://www.ixblue.com/photonics-space/intensity-modulators/> », *Lithium Niobate Electro Opt. Modul.*.
- [50] E. L. Wooten *et al.*, « A review of lithium niobate modulators for fiber-optic communications systems », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 6, n° 1, p. 69-82, janv. 2000, doi: 10.1109/2944.826874.
- [51] J. L. Jackel, C. E. Rice, et J. J. Veselka, « Proton exchange for high-index waveguides in LiNbO₃ », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 41, n° 7, p. 607-608, oct. 1982, doi: 10.1063/1.93615.
- [52] G. Chen *et al.*, « Advances in lithium niobate photonics: development status and perspectives », *Adv. Photonics*, vol. 4, n° 03, juin 2022, doi: 10.1117/1.AP.4.3.034003.
- [53] P. G. Suchoski, T. K. Findakly, et F. J. Leonberger, « Stable low-loss proton-exchanged LiNbO₃ waveguide devices with no electro-optic degradation », *Opt. Lett.*, vol. 13, n° 11, p. 1050, nov. 1988, doi: 10.1364/OL.13.001050.
- [54] M. Fukuma et J. Noda, « Optical properties of titanium-diffused LiNbO₃ strip waveguides and their coupling-to-a-fiber characteristics », *Appl. Opt.*, vol. 19, n° 4, p. 591, févr. 1980, doi: 10.1364/AO.19.000591.
- [55] A. Yi-Yan, « Index instabilities in proton-exchanged LiNbO₃ waveguides », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 42, n° 8, p. 633-635, avr. 1983, doi: 10.1063/1.94055.
- [56] Y. Sakashita et H. Segawa, « Preparation and characterization of LiNbO₃ thin films produced by chemical-vapor deposition », *J. Appl. Phys.*, vol. 77, n° 11, p. 5995-5999, juin 1995, doi: 10.1063/1.359183.

- [57] G. Griffel, S. Ruschin, et N. Croitoru, « Linear Electrooptic Effect in Sputtered Polycrystalline LiNbO₃ Films ».
- [58] M. Levy *et al.*, « Fabrication of single-crystal lithium niobate films by crystal ion slicing », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, n° 16, p. 2293-2295, oct. 1998, doi: 10.1063/1.121801.
- [59] S. Sun *et al.*, « Bias-drift-free Mach–Zehnder modulators based on a heterogeneous silicon and lithium niobate platform », *Photonics Res.*, vol. 8, n° 12, p. 1958, déc. 2020, doi: 10.1364/PRJ.403167.
- [60] L. Ye, L. Heng, et L. Jia, « Low $V\pi$ thin-film lithium niobate modulator fabricated with photolithography », doi: <https://doi.org/10.1364/OE.414250>.
- [61] M. Xu *et al.*, « Michelson interferometer modulator based on hybrid silicon and lithium niobate platform », *APL Photonics*, vol. 4, n° 10, p. 100802, oct. 2019, doi: 10.1063/1.5115136.
- [62] A. O. Ghoname, A. E. Hassanien, L. L. Goddard, et S. Gong, « Compact Lithium Niobate Michelson Interferometer Modulators Based on Spiral Waveguides », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 30, n° 4: Adv. Mod. and Int. beyond Si, p. 1-8, juill. 2024, doi: 10.1109/JSTQE.2024.3391693.
- [63] C. Wang, M. Zhang, B. Stern, M. Lipson, et M. Lončar, « Nanophotonic lithium niobate electro-optic modulators », *Opt. Express*, vol. 26, n° 2, p. 1547, janv. 2018, doi: 10.1364/OE.26.001547.
- [64] M. Mahmoud, L. Cai, C. Bottenfield, et G. Piazza, « Lithium Niobate Electro-Optic Racetrack Modulator Etched in Y-Cut LNOI Platform », *IEEE Photonics J.*, vol. 10, n° 1, p. 1-10, févr. 2018, doi: 10.1109/JPHOT.2018.2797244.
- [65] D. Pohl *et al.*, « 100-GBd Waveguide Bragg Grating Modulator in Thin-Film Lithium Niobate », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 33, n° 2, p. 85-88, janv. 2021, doi: 10.1109/LPT.2020.3044648.
- [66] X. Mengyue, Z. Yuntao, et Z. Bofang, « Dual-polarization thin-film lithium niobate in-phase quadrature modulators for terabit-per-second transmission », vol. Vol 9, p. 61-62, 2022, doi: <https://doi.org/10.1364/OPTICA.449691>.
- [67] M. Nedeljkovic, R. Soref, et G. Z. Mashanovich, « Free-Carrier Electrorefraction and Electroabsorption Modulation Predictions for Silicon Over the Infrared Wavelength Range », *IEEE Photonics J.*, vol. 3, n° 6, p. 1171-1180, déc. 2011, doi: 10.1109/JPHOT.2011.2171930.
- [68] M. A. Van Camp *et al.*, « Demonstration of electrooptic modulation at 2165nm using a silicon Mach-Zehnder interferometer », *Opt. Express*, vol. 20, n° 27, p. 28009, déc. 2012, doi: 10.1364/OE.20.028009.
- [69] W. Cao *et al.*, « High-speed silicon modulators for the 2 μm wavelength band », *Optica*, vol. 5, n° 9, p. 1055, sept. 2018, doi: 10.1364/OPTICA.5.001055.
- [70] W. Cao *et al.*, « High-speed silicon Michelson interferometer modulator and streamlined IMDD PAM-4 transmission of Mach-Zehnder modulators for the 2 μm wavelength band », *Opt. Express*, vol. 29, n° 10, p. 14438, mai 2021, doi: 10.1364/OE.418285.
- [71] X. Wang *et al.*, « High-speed silicon photonic Mach–Zehnder modulator at 2 μm », *Photonics Res.*, vol. 9, n° 4, p. 535, avr. 2021, doi: 10.1364/PRJ.417107.
- [72] M. Nedeljkovic *et al.*, « Silicon-on-insulator free-carrier injection modulators for the mid-infrared », *Opt. Lett.*, vol. 44, n° 4, p. 915, févr. 2019, doi: 10.1364/OL.44.000915.
- [73] T. H. N. Nguyen, « Broadband mid-infrared integrated electro-optical modulators and photodetectors in SiGe photonic circuits ».
- [74] K. Gallacher *et al.*, « Low loss Ge-on-Si waveguides operating in the 8–14 μm atmospheric transmission window », *Opt. Express*, vol. 26, n° 20, p. 25667, oct. 2018, doi: 10.1364/OE.26.025667.

- [75] A. Osman *et al.*, « Suspended low-loss germanium waveguides for the longwave infrared », *Opt. Lett.*, vol. 43, n° 24, p. 5997, déc. 2018, doi: 10.1364/OL.43.005997.
- [76] A. Sánchez-Postigo *et al.*, « Suspended germanium waveguides with subwavelength-grating metamaterial cladding for the mid-infrared band », *Opt. Express*, vol. 29, n° 11, p. 16867, mai 2021, doi: 10.1364/OE.422764.
- [77] T. Li *et al.*, « Ge-on-Si modulators operating at mid-infrared wavelengths up to 8 μm », *Photonics Res.*, vol. 7, n° 8, p. 828, août 2019, doi: 10.1364/PRJ.7.000828.
- [78] J. M. Ramirez *et al.*, « Graded SiGe waveguides with broadband low-loss propagation in the mid infrared », *Opt. Express*, vol. 26, n° 2, p. 870, janv. 2018, doi: 10.1364/OE.26.000870.
- [79] M. Brun *et al.*, « Low loss SiGe graded index waveguides for mid-IR applications », *Opt. Express*, vol. 22, n° 1, p. 508, janv. 2014, doi: 10.1364/OE.22.000508.
- [80] M. Montesinos-Ballester *et al.*, « Optical modulation in Ge-rich SiGe waveguides in the mid-infrared wavelength range up to 11 μm », *Commun. Mater.*, vol. 1, n° 1, p. 6, févr. 2020, doi: 10.1038/s43246-019-0003-8.
- [81] M. Montesinos-Ballester *et al.*, « Ge-rich graded SiGe waveguides and interferometers from 5 to 11 μm wavelength range », *Opt. Express*, vol. 28, n° 9, p. 12771, avr. 2020, doi: 10.1364/OE.391464.
- [82] M. M. Ballester, « SiGe photonics circuits exploiting nonlinear optics and electro-optic effects in the mid-infrared ».
- [83] M. Montesinos-Ballester *et al.*, « Mid-infrared Integrated Electro-optic Modulator Operating up to 225 MHz between 6.4 and 10.7 μm Wavelength », *ACS Photonics*, vol. 9, n° 1, p. 249-255, janv. 2022, doi: 10.1021/acsp Photonics.1c01449.
- [84] T. H. N. Nguyen *et al.*, « 1 GHz electro-optical silicon-germanium modulator in the 5-9 μm wavelength range », *Opt. Express*, vol. 30, n° 26, p. 47093, déc. 2022, doi: 10.1364/OE.476164.
- [85] T. H. N. Nguyen *et al.*, « Integrated PIN modulator and photodetector operating in the mid-infrared range from 5.5 μm to 10 μm », *Nanophotonics*, vol. 13, n° 10, p. 1803-1813, avr. 2024, doi: 10.1515/nanoph-2023-0692.
- [86] E. Dupont, D. Delacourt, V. Berger, N. Vodjdani, et M. Papuchon, « Phase and amplitude modulation based on intersubband transitions in electron transfer double quantum wells », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, n° 16, p. 1907-1909, avr. 1993, doi: 10.1063/1.109539.
- [87] J. Y. Duboz, V. Berger, N. Laurent, D. Adam, et J. Nagle, « Grating coupled infrared modulator at normal incidence based on intersubband transitions », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, n° 12, p. 1569-1571, mars 1997, doi: 10.1063/1.118619.
- [88] P. Holmstrom, « High-speed mid-IR modulator using Stark shift in step quantum wells », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 37, n° 10, p. 1273-1282, oct. 2001, doi: 10.1109/3.952539.
- [89] H. Dely *et al.*, « 10 Gbit s⁻¹ Free Space Data Transmission at 9 μm Wavelength With Unipolar Quantum Optoelectronics », *Laser Photonics Rev.*, vol. 16, n° 2, p. 2100414, févr. 2022, doi: 10.1002/lpor.202100414.
- [90] T. Bonazzi *et al.*, « Metamaterial unipolar quantum optoelectronics for mid-infrared free-space optics », *APL Photonics*, vol. 9, n° 11, p. 110801, nov. 2024, doi: 10.1063/5.0225920.
- [91] S. Pirotta *et al.*, « Fast amplitude modulation up to 1.5 GHz of mid-IR free-space beams at room-temperature », *Nat. Commun.*, vol. 12, n° 1, p. 799, févr. 2021, doi: 10.1038/s41467-020-20710-2.
- [92] M. Helm, « Chapter 1 The Basic Physics of Intersubband Transitions », in *Semiconductors and Semimetals*, vol. 62, Elsevier, 1999, p. 1-99. doi: 10.1016/S0080-8784(08)60304-X.

- [93] M. Malerba *et al.*, « Ultrafast (10 GHz) mid-IR modulator based on ultra-fast electrical switching of the light-matter coupling », juill. 2024, Consulté le: 19 novembre 2024. [En ligne]. Disponible sur: <http://arxiv.org/abs/2406.18097>
- [94] H. Dely *et al.*, « Heterodyne coherent detection of phase modulation in a mid-infrared unipolar device », *Opt. Express*, vol. 31, n° 19, p. 30876, sept. 2023, doi: 10.1364/OE.493162.
- [95] E. Rosencher et B. Vinter, « Optoelectronics ».
- [96] « Fundamentals of Photonics (Bahaa E. A. Saleh, Malvin Carl Teich) ».
- [97] S. Namba, « Electro-Optical Effect of Zinblende ».
- [98] « Frequency synthesized and continuously tunable IR laser sources in 9-11 um. Peter K. Cheo IEEE J. Quantum El., 20, 700 (1984) ».
- [99] J.-M. Chevalier, « CONCEPTION ET REALISATION DE MODULATEURS HYPERFREQUENCES POUR LASER A CO2. APPLICATION A LA SPECTROSCOPIE INFRA-ROUGE A HAUTE RESOLUTION. », Thèse, Université Lille, 1989.
- [100] A. Yariv et P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*, vol. 8832 883205-1. New York Wiley, 1983.
- [101] D. Hall, A. Yariv, et E. Garmire, « OPTICAL GUIDING AND ELECTRO-OPTIC MODULATION IN GaAs EPITAXIAL LAYERS », vol. 1, n° 9, 1970.
- [102] S. Y. Wang, S. H. Lin, et Y. M. Houng, « GaAs traveling-wave polarization electro-optic waveguide modulator with bandwidth in excess of 20 GHz at 1.3 μm », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 51, n° 2, p. 83-85, juill. 1987, doi: 10.1063/1.98982.
- [103] « High-speed guided-wave electro-optic modulators and polarization converters in III-V compound semiconductors - Thesis », British Columbia, 1997.
- [104] N. Grossard, H. Forte, J.-P. Vilcot, B. Beche, et J.-P. Goedgebuer, « AlGaAs-GaAs polarization converter with electrooptic phase mismatch control », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 13, n° 8, p. 830-832, août 2001, doi: 10.1109/68.935818.
- [105] Y. Xiang et S. Pan, « GaAs-based polarization modulators for microwave photonic applications », *Front. Optoelectron.*, vol. 9, n° 3, p. 497-507, sept. 2016, doi: 10.1007/s12200-016-0561-z.
- [106] R. C. Alferness, « Waveguide Electrooptic Modulators », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 30, n° 8, p. 1121-1137, août 1982, doi: 10.1109/TMTT.1982.1131213.
- [107] Y. R. SHEIN, *The principles of Nonlinear Optics*. 2003.
- [108] S.-J. Chang et W.-S. Wang, « Improved Electrooptic Modulator with Ridge Structure in -Cut LiNbO₃ ».
- [109] F. Gustrau, *RF and microwave engineering : fundamentals of wireless communications*. 2012.
- [110] F. Schnieder et W. Heinrich, « Model of thin-film microstrip line for circuit design », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 49, n° 1, p. 104-110, janv. 2001, doi: 10.1109/22.899967.
- [111] K. Tetsuya Kawanishi, « Electro-optic Modulation for Photonic Networks », *Textb. Telecommun. Eng.*, 2022.
- [112] W. Heinrich, « Quasi-TEM description of MMIC coplanar lines including conductor-loss effects », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 41, n° 1, p. 45-52, janv. 1993, doi: 10.1109/22.210228.
- [113] P. K. Cheo et M. Gilden, « Continuous tuning of 12 GHz in two bands of CO₂ laser lines », *Opt. Lett.*, vol. 1, n° 1, p. 38, juill. 1977, doi: 10.1364/OL.1.000038.
- [114] A. Scholtz, W. Leeb, et E. Bonek, « Electrooptic gigahertz light-pipe modulator for CO₂ laser wavelength », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 18, n° 6, p. 1021-1029, juin 1982, doi: 10.1109/JQE.1982.1071634.

- [115] P. K. Cheo, « Generation and Applications of 16 GHz Tunable Sidebands from a CO₂ Laser », in *Laser Spectroscopy III*, vol. 7, J. L. Hall et J. L. Carlsten, Éd., in Springer Series in Optical Sciences, vol. 7, Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1977, p. 394-401. doi: 10.1007/978-3-540-35968-5_44.
- [116] C. Lizoret, « MODULATION ELECTRO-OPTIQUE HYPERFREQUENCE POUR LASER CO₂ : MODULATEUR INTRA-CAVITE ET OPTIQUE INTEGREE », Thèse, Université Lille, 1989.
- [117] B. Delacressonniere, « Modulateurs Hyperfréquence pour Laser Infrarouge à 10.6 μm : Etude et réalisation », Thèse, Université Lille, 1988.
- [118] J. K. Luo, H. Thomas, D. V. Morgan, et D. Westwood, « Thermal annealing effect on low temperature molecular beam epitaxy grown GaAs: Arsenic precipitation and the change of resistivity », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 64, n° 26, p. 3614-3616, juin 1994, doi: 10.1063/1.111216.
- [119] J. K. Luot, H. Thomast, D. Westwood, et R. H'WilliamsS, « The electrical breakdown properties of I I GaAs layers grown by molecular beam I I epitaxy at low temperature ».
- [120] Edward D. Palik, Edward D. Palik, « Handbook of Optical Constants of Solids ».
- [121] « <https://optics.ansys.com/hc/en-us/articles/360020687354-MODE-product-reference-manual> ».
- [122] H. A. Wheeler, « Transmission-Line Properties of a Strip on a Dielectric Sheet on a Plane », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 25, n° 8, p. 631-647, août 1977, doi: 10.1109/TMTT.1977.1129179.
- [123] « <https://optics.ansys.com/hc/en-us/articles/360033154434-FDTD-product-reference-manual> ».
- [124] « <https://www.comsol.com/comsol-multiphysics> ».
- [125] Y. Fu, T. Ye, W. Tang, et T. Chu, « Efficient adiabatic silicon-on-insulator waveguide taper », *Photonics Res.*, vol. 2, n° 3, p. A41, juin 2014, doi: 10.1364/PRJ.2.000A41.
- [126] JaeHyuk Shin, S. R. Sakamoto, et N. Dagli, « Conductor Loss of Capacitively Loaded Slow Wave Electrodes for High-Speed Photonic Devices », *J. Light. Technol.*, vol. 29, n° 1, p. 48-52, janv. 2011, doi: 10.1109/JLT.2010.2091624.
- [127] « Soldano, L. and Pennings, E. (1995). Optical multimode interference devices based on self-imaging : Principes and applications. *Journal of Lightwave Technology*, 13(4) :615-627 ».
- [128] H. Deng, G. H. Jin, J. Harari, J. P. Vilot, et D. Decoster, « Investigation of 3D semivectorial finite-difference beam propagation method for bent waveguides », *J. Light. Technol.*, vol. 16, n° 5, p. 915-922, mai 1998, doi: 10.1109/50.669039.
- [129] A. De Rossi *et al.*, « Measuring propagation loss in a multimode semiconductor waveguide », *J. Appl. Phys.*, vol. 97, n° 7, p. 073105, avr. 2005, doi: 10.1063/1.1873059.
- [130] K. Zhang, G. Böhm, et M. A. Belkin, « Mid-infrared microring resonators and optical waveguides on an InP platform », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 120, n° 6, p. 061106, févr. 2022, doi: 10.1063/5.0077394.
- [131] D. Ren, C. Dong, et D. Burghoff, « Integrated nonlinear photonics in the longwave-infrared: A roadmap », *MRS Commun.*, vol. 13, n° 6, p. 942-956, août 2023, doi: 10.1557/s43579-023-00435-1.
- [132] G. Granger *et al.*, « GaAs-chip-based mid-infrared supercontinuum generation », *Light Sci. Appl.*, vol. 12, n° 1, p. 252, oct. 2023, doi: 10.1038/s41377-023-01299-9.
- [133] V. Turpaud *et al.*, « Low-loss SiGe waveguides for mid-infrared photonics fabricated on 200 mm wafers », *Opt. Express*, vol. 32, n° 10, p. 17400, mai 2024, doi: 10.1364/OE.521925.

- [134] M. S. Vitiello, G. Scalari, B. Williams, et P. De Natale, « Quantum cascade lasers: 20 years of challenges », *Opt. Express*, vol. 23, n° 4, p. 5167, févr. 2015, doi: 10.1364/OE.23.005167.
- [135] M. Razeghi *et al.*, « Quantum cascade lasers: from tool to product », *Opt. Express*, vol. 23, n° 7, p. 8462, avr. 2015, doi: 10.1364/OE.23.008462.
- [136] M. Montesinos-Ballester *et al.*, « Low-Loss Buried InGaAs/InP Integrated Waveguides in the Long-Wave Infrared », *ACS Photonics*, vol. 11, n° 6, p. 2236-2241, juin 2024, doi: 10.1021/acsp Photonics.3c01898.
- [137] K. M. Yoo, J. Midkiff, A. Rostamian, C. Chung, H. Dalir, et R. T. Chen, « InGaAs Membrane Waveguide: A Promising Platform for Monolithic Integrated Mid-Infrared Optical Gas Sensor », *ACS Sens.*, vol. 5, n° 3, p. 861-869, mars 2020, doi: 10.1021/acssensors.0c00180.
- [138] T. S. Karnik *et al.*, « High-efficiency mid-infrared InGaAs/InP arrayed waveguide gratings », *Opt. Express*, vol. 31, n° 3, p. 5056, janv. 2023, doi: 10.1364/OE.480704.
- [139] J. Montoya *et al.*, « Integration of quantum cascade lasers and passive waveguides », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 107, n° 3, p. 031110, juill. 2015, doi: 10.1063/1.4927430.
- [140] J. Chiles *et al.*, « Multifunctional integrated photonics in the mid-infrared with suspended AlGaAs on silicon », *Optica*, vol. 6, n° 9, p. 1246, sept. 2019, doi: 10.1364/OPTICA.6.001246.
- [141] E. De Toma *et al.*, « Low threshold mid-infrared supercontinuum generation in GaAs_{0.51}Sb_{0.49}/InP waveguides », *Optica*, vol. 12, n° 3, p. 399, mars 2025, doi: 10.1364/OPTICA.540702.
- [142] « <https://www.thorlabs.com/> ».
- [143] « <https://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaAs/optic.html> ».
- [144] L. Desplanque, « Caractérisation électro-optique de composants térahertz par échantillonnage Franz-Keldysh subpicoseconde », Université de Lille, 2003.
- [145] S. E. Ralph et D. Grischkowsky, « Trap-enhanced electric fields in semi-insulators: The role of electrical and optical carrier injection », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 59, n° 16, p. 1972-1974, oct. 1991, doi: 10.1063/1.106153.
- [146] J. F. Lampin, L. Desplanque, et F. Mollot, « Detection of picosecond electrical pulses using the intrinsic Franz-Keldysh effect », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 78, n° 26, p. 4103-4105, juin 2001, doi: 10.1063/1.1381030.
- [147] L. Desplanque, J. F. Lampin, et F. Mollot, « Generation and detection of terahertz pulses using post-process bonding of low-temperature-grown GaAs and AlGaAs », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, n° 12, p. 2049-2051, mars 2004, doi: 10.1063/1.1688977.
- [148] Y. Matsuoka, S. Mathonnière, S. Peters, et W. T. Masselink, « Broadband multilayer anti-reflection coating for mid-infrared range from 7 μm to 12 μm », *Appl. Opt.*, vol. 57, n° 7, p. 1645, mars 2018, doi: 10.1364/AO.57.001645.
- [149] J. Zhang *et al.*, « Ultrabroadband integrated electro-optic frequency comb in lithium tantalate », *Nature*, vol. 637, n° 8048, p. 1096-1103, janv. 2025, doi: 10.1038/s41586-024-08354-4.
- [150] Z. Chen, Y. Zhang, H. Feng, Y. Zeng, K. Zhang, et C. Wang, « Microwave-resonator-enabled broadband on-chip electro-optic frequency comb generation », *Photonics Res.*, vol. 13, n° 2, p. 426, févr. 2025, doi: 10.1364/PRJ.546194.

