



Nouvelles approches d'intégration pour les microsystèmes optiques

Jérôme Valentin

► To cite this version:

Jérôme Valentin. Nouvelles approches d'intégration pour les microsystèmes optiques. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. INSA de Toulouse, 2004. Français. NNT : . tel-00010248

HAL Id: tel-00010248

<https://theses.hal.science/tel-00010248>

Submitted on 22 Sep 2005

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

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

Numéro d'ordre: 734

Année 2004

THESE

effectuée au:

Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes du CNRS

présentée devant:

L'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse

en vue de l'obtention du grade de docteur en sciences
spécialité: Nanophysique, Nanocomposants, Nanomesures

par:

Jérôme VALENTIN

**Nouvelles approches d'intégration pour les
microsystèmes optiques**

Soutenue le 6 juillet 2004 devant la commission d'examen:

ESCOUBAS Ludovic	Maître de conférence – Institut Fresnel, Marseille	Rapporteur
JOULLIE André	Professeur – CEM2, université de Montpellier-II	Rapporteur
ARGUEL Philippe	Maître de conférence – LAAS-CNRS, Toulouse	Examineur
MARIE Xavier	Professeur – LNMO, INSA de Toulouse	Examineur
RAMDANE Abderrahim	Directeur de recherche – LPN, Marcoussis	Examineur
SACCOCCIO Muriel	Docteur-ingénieur – CNES, Toulouse	Examineur
LOZES DUPUY Françoise	Directrice de recherche – LAAS-CNRS, Toulouse	Directrice de thèse
BOSCH Thierry	Professeur – ENSEEIHT, Toulouse	Invité
JOURLIN Yves	Maître de conférence – LTSI, Saint Etienne	Invité

Résumé

Nouvelles approches d'intégration pour les microsystèmes optiques

L'intégration de composants optiques actifs dans des microsystèmes est étudiée à partir d'approches génériques, fondées sur les procédés de fabrication collective de la microélectronique. La première approche étudiée exploite la technologie CMOS pour démontrer la faisabilité de nouvelles fonctions de détection associant un détecteur silicium et une fonction optique passive, l'ensemble permettant l'intégration de circuits de traitement de signal. Nous montrons dans ce contexte un nouveau principe de détecteur de déphasage reposant sur l'intégration d'un réseau de diffraction à la surface d'une photodiode. Une seconde approche vise à étudier les potentialités des cristaux photoniques pour le développement de diodes laser compatibles avec une intégration planaire de fonctions optiques actives ou passives. L'étude réalisée dans le cadre de ce mémoire porte sur une diode laser à ruban comportant un miroir à cristal photonique unidimensionnel. Les performances du miroir en fonction des paramètres technologiques sont modélisées et un procédé de fabrication est proposé.

Mots clés: microsystèmes optiques, intégration optique, photodiode, diode laser, réseau de diffraction, cristal photonique, modélisation FDTD.

Novel integration approaches for optical microsystems

Integration of active optical devices in microsystems is studied using generic approaches based on standard microelectronic fabrication processes. First, a CMOS technology is studied to demonstrate the feasibility of new detection functions that associate a silicon detector and a passive optical function, thus enabling direct integration with signal processing circuits. We show in that context a new phase difference detector principle constituted by a diffraction grating fabricated at the surface of a photodiode. A second approach aims at studying the potential of photonic crystals for the development of laser diodes compatible with a planar integration of passive and active optical functions. The device studied in this thesis is a ridge waveguide laser with a one dimensional photonic crystal mirror. The mirror performance as a function of technological parameters is simulated and a fabrication process is proposed.

Key-words: optical microsystems, optical integration, photodiode, laser diode, diffraction grating, photonic crystal, FDTD modeling.

Remerciements

Ce travail de thèse s'est déroulé au Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes du CNRS, à Toulouse, au sein de l'équipe "Diodes Laser" du groupe "Photonique". Je voudrais remercier tout d'abord le Centre National des Etudes Spatiales pour son soutien apporté à ce travail et en particulier Jacques Berthon et Muriel Saccoccio pour l'intérêt qu'ils y ont manifesté. Je remercie également les directeurs successifs du LAAS, Jean-Claude Laprie et Malik Ghallab pour m'avoir accueilli au laboratoire, ainsi que Antonio Muñoz-Yague et Chantal Fontaine pour m'avoir intégré au sein de leur groupe.

Je remercie vivement Yves Jourlin, Nathalie Destouches, Olivier Parriaux et Alexandre Tishchenko du Laboratoire de Traitement du Signal et d'Instrumentation de Saint Etienne pour leur précieuse collaboration concernant l'étude du capteur de déplacement et du détecteur de déphasage.

J'exprime ma reconnaissance à Ludovic Escoubas, maître de conférence à l'Institut Fresnel, et André Joullié, professeur au Centre d'Electronique et de Micro-optoélectronique de Montpellier, pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail. Je remercie également Abderrahim Ramdane, directeur de recherche au Laboratoire de Physique des Nanostructures, Xavier Marie, professeur à l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, ainsi que Thierry Bosch de l'Ecole Nationale Supérieure d'Electrotechnique, d'Electronique, d'Informatique, d'Hydraulique et des Télécommunications, pour leur participation au jury de soutenance.

Je remercie chaleureusement Françoise Lozes, ma directrice de thèse, et l'ensemble de l'équipe "Diodes Laser" pour leur expérience, le soutien et la sympathie dont ils ont fait preuve tout au long de ma thèse. En particulier, je tiens à adresser mes plus vifs remerciements à Sabine Fourment, Philippe Arguel, Sophie Bonnefont, David Mulin et Olivier Bouchard pour leur implication importante dans mes travaux.

J'exprime ma profonde reconnaissance aux membres du service TEAM du LAAS pour leur implication dans mes travaux de salle blanche ainsi qu'à Christophe Vieu et aux groupes successifs "Technologie des Micro et Nanostructures" et "Nano" qui m'ont permis d'utiliser la colonne pour mes opérations de lithographie électronique au début de ma thèse. Je remercie tout particulièrement Franck Carcenac pour sa grande disponibilité, ses conseils et sa bonne humeur.

Je remercie enfin les thésards et permanents du groupe photonique, Laurent Malaquin, Stéphane Casimirus et tous les "nano" que j'ai souvent croisés à la colonne, et d'une manière générale tous ceux et celles qui ont contribué à mon travail ou plus simplement à rendre agréable mon séjour au LAAS par leur amitié et leur sympathie au quotidien.

Sommaire

Sommaire	2
Table des symboles.....	9
Introduction	14
I. Proposition d'un détecteur de déphasage	16
1. Introduction.....	16
2. Approches d'intégration dans un capteur de déplacement.....	17
2.1 Présentation du capteur	17
2.2 Approches d'intégration	19
3. Etude de la fonctionnalité du détecteur	22
3.1 Approche analytique	22
3.1.1 Expression du déphasage	22
3.1.2 Condition d'incidence sur le réseau d'un détecteur de déphasage	24
3.1.3 Signal optique détecté	26
3.1.4 Sensibilité du détecteur.....	27
3.2 Analyse du comportement par une méthode FDTD.....	29
3.2.1 Logiciel de FDTD.....	29
3.2.2 Conditions de modélisation.....	30
3.2.3 Mise en interférence de faisceaux pour les cas $\varphi=0$ et $\varphi=\pi$	32
3.2.4 Dépendance au déphasage φ de l'intensité transmise.....	35
4. Conclusion	37
II. Etude, fabrication et caractérisation d'un détecteur de déphasage.....	38
1. Influence de la géométrie du réseau sur le contraste.....	38
1.1 Paramètres d'étude.....	38

1.2 Influence du rapport d'ouverture et de la profondeur	39
1.3 Influence de la période et de l'ordre de Littrow	41
1.4 Intensité transmise à la photodiode	44
1.5 Influence d'une couche de silice.....	45
1.6 Conclusion.....	45
2. Fabrication de détecteurs	47
2.1 Réalisation des photodiodes	47
2.2 Fabrication des réseaux	48
3. Tolérance du contraste aux conditions d'utilisation et aux défauts du réseau	52
3.1 Ecart à l'angle de Littrow	52
3.2 Angle de roulis	59
3.3 Angle de lacet.....	61
3.4 Translations du réseau.....	62
3.5 Rapport d'ouverture et profondeur du réseau	62
3.6 Période du réseau	63
3.7 Longueur d'onde.....	65
3.8 Conclusion.....	65
4. Caractérisation des détecteurs	67
4.1 Présentation du banc de caractérisation	67
4.2 Procédure d'alignement	67
4.3 Résultats	68
5. Conclusion	72

III. Vers de nouvelles configurations de cavités pour l'intégration de diodes laser74

1. Introduction.....	74
2. Diodes laser à cristaux photoniques.....	76
2.1 Cristaux photoniques en approche planaire	76
2.2 Cavités laser planaires à cristaux photoniques bidimensionnels.....	79
2.2.1 Approche planaire utilisant un confinement vertical par membrane	79
2.2.2 Approche planaire utilisant un confinement vertical par hétérostructure	80
2.3 Diodes laser incorporant des miroirs à cristaux photoniques.....	82
2.3.1 Configurations des cavités	82
2.3.2 Performances de diodes laser à émission par la tranche	83
3. Structure étudiée	86
3.1 Description générale.....	86
3.2 Confinement du mode par le ruban	88

3.3 Influence des caractéristiques du miroir sur les performances du laser	91
3.3.1 Condition d'oscillation	91
3.3.2 Rendement externe	92
3.4 Conclusion.....	93
4. Modélisation de miroirs à cristaux photoniques unidimensionnels.....	94
4.1 Conditions de modélisation.....	94
4.2 Influence des paramètres structuraux sur les performances du miroir	97
4.2.1 Du miroir de Bragg superficiel au cristal photonique 1D	97
4.2.2 Détermination de la période et du rapport d'ouverture d'un miroir sans perte	99
4.2.3 Influence du nombre de périodes d'un miroir sans perte sur son taux de transmission.....	100
4.2.4 Influence de la largeur des fentes d'air sur les pertes	101
4.2.5 Ordre du miroir	103
4.2.6 Influence de la profondeur sur la réflectivité	104
4.2.7 Tolérance au pas et au rapport d'ouverture	105
4.2.8 Tolérance à l'inclinaison des flancs.....	107
4.2.9 Influence de l'épaisseur d'AlGaAs au-dessus de la gradualité	109
4.2.10 Diffraction engendrée par l'extrémité du guide ruban.....	110
4.3 Caractéristiques d'un miroir de forte rélectivité	112
5. Développement d'un procédé de fabrication de diodes laser incorporant un miroir à cristal photonique unidimensionnel.....	113
5.1 Structure visée	113
5.2. Fabrication du miroir à cristal photonique	114
5.2.1 Etapes du procédé de réalisation du miroir	114
5.2.2 Lithographie électronique, métallisation et lift-off	114
5.2.3 Gravure ionique réactive.....	117
5.3 Fabrication de diodes laser à cristaux photoniques unidimensionnels.....	120
5.3.1 Etapes du procédé complet	120
5.3.2 Fabrication des guides rubans	123
5.3.3 Fabrication du contact métallique de la face avant	123
5.3.4 Fabrication du miroir à cristal photonique.....	124
6. Conclusion	130
Conclusion générale	131
Annexe 1: Lithographie électronique	133
Bibliographie	141

Table des symboles

*** Chapitres I et II:**

Dans les définitions, le réseau de lecture pourra également désigner le réseau d'un détecteur de déphasage.

Symbole:	Définition:
α_1, α_2	Coefficients de pondération du contraste dans le réseau de lecture où le rapport d'ouverture (ou la profondeur) est inhomogène.
β	Angle compris entre la normale au réseau de lecture et les plans des franges d'interférences créées par les faisceaux incidents.
β_r	Angle de roulis du réseau de lecture.
$\Delta\varphi_{\text{éq}}$	Différence de déphasage équivalent $\varphi_{\text{éq}}$ entre les deux bords opposés du réseau.
$\Delta\varphi(x,z)$	Déphasage entre les champs électriques E_{o1} et E_{o-1} au point de coordonnées (x,z) .
$\Delta\lambda$	Ecart de longueur d'onde.
ΔT	Ecart de température.
Δx	Position du réseau de mesure par rapport au réseau de lecture.
δI	Intensité lumineuse totale transmise sous une petite zone du réseau de lecture pour laquelle le déphasage entre les faisceaux incidents peut être ramené à un déphasage équivalent $\varphi_{\text{éq}}$.
φ	Notation abrégée de $\Delta\varphi(0,z)$.
φ_1, φ_{-1}	Composantes des phases de E'_1 et E'_{-1} engendrées par la diffraction dans le réseau de mesure.
$\varphi_{1tq}, \varphi_{-1tq}$	Composantes des phases de E'_{1tq} et E'_{-1tq} engendrées par la diffraction dans le réseau de lecture.
$\varphi_{\text{éq}}$	Déphasage théorique auquel on peut associer la position des franges d'interférences par rapport aux dents du réseau de lecture dans une petite zone de celui-ci, lorsque les faisceaux ne diffractent plus dans les mêmes directions.
κ	Indice imaginaire du silicium.
λ	Longueur d'onde dans le vide.
Λ	Période du réseau de lecture.
Λ_0	Période du réseau de lecture donnant le plus fort contraste C (symbole utilisé pour décrire l'effet sur le contraste d'une variation de la période).
Λ'	Période du réseau de mesure.
θ_q	Angle compris entre la direction de diffraction q (sous le réseau de lecture) et la normale au réseau.

θ	L'angle $2(\sigma+\theta)$ est l'angle total séparant les directions de propagation des faisceaux qui éclairent le réseau de lecture (lorsque ces faisceaux ne sont pas en incidence de Littrow).
θ'	Angle égal à 2θ .
ρ	Coefficient de dilatation thermique du silicium.
σ	Angle d'incidence par rapport à la normale des faisceaux qui atteignent le réseau de lecture lorsque ces faisceaux sont en incidence de Littrow à l'ordre m_L (voir section I.3.1.2, relation I.11).
ψ	Angle de lacet du réseau de lecture.
A	Composante de I indépendante de φ .
B	Amplitude de la composante de I dépendant sinusoïdalement de φ .
C	Contraste de modulation.
C_0	Valeur du contraste C lorsque les faisceaux éclairant le réseau de lecture diffractent dans les mêmes directions. Si on considère une zone du réseau de lecture suffisamment petite pour que l'on puisse y définir un déphasage équivalent $\varphi_{\text{éq}}$, alors le contraste maximal théorique C_0 est égal au contraste perçu par la zone du réseau ainsi définie.
c	Vitesse de la lumière dans le vide.
D	Longueur du réseau de lecture dans la direction parallèle aux lignes du réseau.
$\vec{E}$	Champ électrique.
$E_{01}(x,z),$ $E_{0-1}(x,z)$	Champs électriques dans l'air (notation complexe) des ordres 1 et -1 diffractés par le réseau de mesure.
E'_1, E'_{-1}	Amplitudes complexes des champs électriques E_{01} et E_{0-1} .
E_1, E_{-1}	Modules de E'_1 et E'_{-1} .
E'_{-1tq}, E'_{1tq}	Amplitudes complexes des champs électriques diffractés dans la direction q (sous le réseau de lecture) par les faisceaux incidents d'ordres -1 et 1.
E_{1tq}, E_{-1tq}	Modules de E'_{1tq} et E'_{-1tq} .
$E_{\text{inc}}(x)$	Somme de E_{01} et de E_{0-1} .
F	Distance, prise parallèlement au plan du réseau de lecture, perpendiculairement à ses lignes, entre les centres de deux franges d'interférence successives, au-dessus du réseau.
F_0	Valeur de F lorsque les faisceaux incidents diffractent dans les mêmes directions ($F_0=\Lambda/m_L$).
$F_{\perp}$	Distance entre les centres de deux franges d'interférences successives dans la direction perpendiculaire aux plans des franges.
H	Différence de hauteur suivant l'axe z entre les deux extrémités des lignes du réseau de lecture lorsque celui-ci est soumis à un angle de roulis β_r .
H_0	Distance, prise parallèlement à l'axe z, entre deux franges d'interférences successives au-dessus du réseau de lecture (H_0 est aussi la valeur de H lorsque $P=F_0$).

I	Intensité lumineuse totale transmise sous le réseau de lecture. Si le matériau constituant le réseau est absorbant, il s'agit plus précisément de l'intensité lumineuse totale absorbée dans et sous le réseau.
$j, -j$	Numéros des directions de diffraction dans le réseau de lecture les plus rasantes par rapport au plan du réseau (la direction 0, si elle existe, est perpendiculaire au plan du réseau).
k_{-1}, k_0, k_1	Vecteurs d'onde des faisceaux d'ordres -1, 0 et 1 diffractés par le réseau de mesure.
k_{1x}, k_{1z}	Composantes en x et en z du vecteur d'onde k_1 (notation généralisable aux autres vecteurs d'onde).
$k_{1\perp}, k_{2\perp}$	Composantes perpendiculaires aux franges d'interférence des vecteurs d'ondes des faisceaux incidents sur le réseau de lecture.
L	Longueur du réseau de lecture dans la direction perpendiculaire aux lignes du réseau.
m_L	Ordre de l'incidence de Littrow tel que défini en section I.3.1.2 par la relation I.11. Par extension, nombre de franges d'interférence éclairant chaque période du réseau du détecteur lorsque les deux faisceaux incidents diffractent dans les mêmes directions (m_L est un entier positif).
N	Nombre de périodes du réseau de lecture.
$n(\text{Si})$	Indice de réfraction (réel) du silicium.
P	Décalage des franges d'interférences suivant la direction x engendré par une hauteur de décalage H.
p	Profondeur des sillons du réseau de lecture.
$\vec{r}$	Vecteur position dans l'espace.
$T_\theta, T_\beta, T_\psi, T_\Lambda, T_\lambda$	Critères permettant de déterminer l'ampleur de la baisse du contraste C lorsque les conditions de diffraction sont soumises à divers défauts (mauvais angles, etc.). Lorsque les critères sont nuls, le contraste est égal à C_0 . Lorsqu'un critère vaut 1 (et les autres 0), le contraste baisse de 36% par rapport à C_0 .
u	Déplacement du réseau de lecture par rapport aux franges dans la direction parallèle à son plan et perpendiculaire à ses lignes (voir la relation II.4).
v_{zq}	Composante en z de la vitesse de propagation d'un faisceau diffracté dans la direction q sous le réseau de lecture.
w	Largeur des dents du réseau de lecture.
x, y, z	Coordonnées spatiales dans un repère orthogonal.
$[xy]$	Plan formé par les axes x et y du repère (notation généralisable aux autres plans).
x_0	Distance entre une ligne du réseau de lecture et la première ligne de celui-ci.

*** Chapitre III:**

Δn	Différence entre les indices effectifs $n_{\text{eff}1}$ et $n_{\text{eff}2}$.
η_D	Rendement externe d'une source laser.
Λ	Période d'un miroir à cristal photonique 1D.
λ	Longueur d'onde dans le vide.
d	Epaisseur d'AlGaAs à 60% d'aluminium laissée, à côté du guide ruban, entre le haut de la gradualité et la surface gravée de l'hétérostructure.
D_1	Taux de diffraction (en intensité) de la face 1 d'une source laser
d_1, d_2	Epaisseurs des couches d'un empilement 1D (les couches ont pour indices n_1 et n_2).
F_1	Fraction de la puissance émise par une source laser sortant par la face 1 de réflectivité R_1 (l'autre face ayant une réflectivité R_2).
g	Gain modal (en intensité), incluant les pertes par propagation, dans la cavité d'une diode laser.
i_f	Variable permettant de définir l'inclinaison des flancs d'un miroir à cristal photonique 1D. $L_f + i_f$ désigne la largeur des fentes au fond de celles-ci, alors que L_f désigne la largeur des fentes en surface.
I_{th}	Courant de seuil d'une diode laser.
J_{th}	Densité de courant de seuil d'une diode laser.
L	Longueur de cavité d'une diode laser.
L_f	Largeur des fentes d'un miroir à cristal photonique 1D (dans l'axe de propagation).
m	Ordre d'un miroir à cristal photonique 1D.
n, n_1, n_2	Indices de réfraction.
$n_{\text{eff}1}, n_{\text{eff}2}$	Indices effectifs des profils de couches du guide ruban ($n_{\text{eff}1}$) et de la zone située à côté du ruban ($n_{\text{eff}2}$).
P_{max}	Puissance de sortie maximale d'une source laser.
p	Profondeur des fentes d'un miroir à cristal photonique 1D.
R_1, R_2	Réflectivités (en intensité) des deux faces d'une cavité laser.
SMSR	Taux de suppression des modes latéraux.
T_1	Taux de transmission (en intensité) de la face 1 d'une source laser.
x, y, z	Coordonnées spatiales dans un repère orthogonal.
$[xy]$	Plan formé par les axes x et y du repère (notation généralisable aux autres plans).

*** Annexe 1:**

β, γ	Paramètres reliant la vitesse V de mise en solution du PMMA lors de la révélation en fonction de son poids moléculaire M.
D	Dose d'électrons reçue par le PMMA.
h	Epaisseur de résine.
i	Courant de sonde.
M	Poids moléculaire du PMMA.
$t_{\min},$ $t_{\max}$	Temps de révélation minimum et maximum à respecter pour que des motifs insolés soient correctement révélés.
t_{point}	Temps d'insolation par point.
$d_{\text{ligne}},$ d_{point}	Distances entre deux lignes ou deux points d'insolation consécutifs.
V	Vitesse de mise en solution du PMMA lors de la révélation.

Introduction

L'intégration des systèmes optiques est aujourd'hui une nécessité pour des domaines aussi divers que les télécommunications par fibres optiques, les capteurs, les systèmes d'observation, notamment dans le domaine spatial, les têtes de lecture optiques des disques compacts ou les micro-affichages. Une voie prometteuse est de mettre à profit les acquis des microsystèmes électromécaniques (MEMS) qui intègrent les fonctions électriques et mécaniques du système sur un support unique, généralement en silicium. L'intégration de plusieurs fonctions dans un microsystème procure de nombreux atouts, dont en particulier une miniaturisation et une réduction du poids du dispositif. La miniaturisation et le couplage direct des fonctions entre elles autorise également la création de nouvelles fonctionnalités et de systèmes plus complexes. Ces caractéristiques vont souvent de pair avec une amélioration des performances du système. Enfin, l'utilisation des procédés de fabrication collective permet la fabrication des composants pour un coût modéré.

Toutefois, l'introduction de l'optique dans les microsystèmes opto-électro-mécaniques (MOEMS) se heurte à de nombreuses difficultés. De multiples filières technologiques basées sur des matériaux différents existent. Les composants qui en sont issus sont élaborés par des procédés de fabrication peu compatibles entre eux. Par ailleurs, les composants optiques traditionnels possèdent généralement des dimensions qui restent importantes, et la variété des phénomènes optiques qu'ils exploitent (propagation guidée, espace libre, diffraction, ...) rend difficile l'obtention de couplages optiques sans perte. La voie la plus avancée à ce jour consiste à hybrider sur une plate-forme en silicium les différents éléments du système, en y reportant les composants actifs (sources, détecteurs, ...) et passifs (microlentilles, micromiroirs, fibres, ...). A titre d'exemple, on peut citer l'utilisation des microsystèmes pour la réalisation de têtes optiques fibrées destinées aux communications optiques, ou pour le contrôle spectral d'une source par une cavité étendue en instrumentation.

Une voie déjà en développement est celle de l'optique intégrée, basée, contrairement aux exemples précédents, sur une intégration monolithique des composantes du système. Les dispositifs fabriqués consistent en l'association de plusieurs éléments passifs, tels que des microguides rubans [1-9] ou des réseaux de couplage [10], sur un substrat unique. Nous citerons par exemple la réalisation de systèmes de multiplexage pour les télécommunications optiques ou encore l'utilisation de microguides en silicium pour la distribution des signaux d'horloge dans des microprocesseurs [11-13]. L'intégration monolithique d'éléments optiques passifs avec des éléments actifs, tels que détecteurs et sources, n'en est en revanche qu'à ses débuts.

Dans le domaine de la détection, l'imagerie numérique sur silicium est en plein développement, utilisant des capteurs d'images CMOS à pixels actifs (APS) en remplacement des imageurs CCD. Cet essor résulte des progrès en miniaturisation et réduction de la consommation, et surtout de la possibilité d'intégrer sur silicium des fonctions de traitement ou de commande avec le faible coût de fabrication de la technologie CMOS standard. L'addition de microlentilles en surface de ces capteurs améliore encore l'efficacité de ces détecteurs. L'intégration sur la même puce de photodétecteurs, convertisseurs analogique-numérique, traitement du signal, etc., permet ainsi d'obtenir des systèmes de détection "intelligente". Des

systèmes de détection plus complexes, associant détection et fonction optique avancée, et/ou mettant en oeuvre d'autres types de fonctions (mécaniques, thermiques, électrostatiques, ...) sont par ailleurs à la base de différents types de capteurs optiques. Il n'existe cependant à l'heure actuelle aucune approche générique permettant une telle intégration hétérogène.

Contrairement aux fonctions de détection, les sources telles que les diodes laser reposent encore aujourd'hui quasi-exclusivement sur les technologies des semiconducteurs III-V. L'intégration monolithique de ces sources avec des fonctions actives et/ou passives demeure limitée à des associations de deux ou trois composants (diode et guide, diode et coupleur, ...), une des principales raisons étant l'absence de technologie générique pour l'ensemble des composants photoniques. Une perspective prometteuse découle de l'émergence des structures à cristaux photoniques, qui autorisent le confinement de la lumière dans des cavités de dimensions de l'ordre de la longueur d'onde, ainsi que la réalisation de diverses fonctions de guidage, filtrage, optique non-linéaire, ... L'aspect générique des structures à cristaux photoniques ouvre la voie au couplage de plusieurs de ces fonctions et à la fabrication de circuits intégrés optiques planaires réunissant plusieurs d'entre elles dans des dimensions réduites (quelques dizaines de microns). Toutefois la conception et la réalisation pratique de composants à cristaux photoniques en sont encore aux toutes premières phases d'étude, les avantages et les potentialités de ces composants restant encore à démontrer pour un développement industriel.

Nos travaux de thèse se situent au coeur de la problématique de l'intégration photonique, en proposant d'explorer deux types d'approches d'intégration. La première approche repose sur l'exploitation de la microélectronique et des microtechnologies sur silicium pour miniaturiser et rendre plus fonctionnel un système optique. Un capteur de déplacement, combinant des phénomènes diffractifs et interférométriques à une détection "intelligente" sert de support d'étude à cette approche. La seconde approche porte sur une première exploitation des propriétés des cristaux photoniques dans la perspective du développement de nouveaux types de diodes laser compatibles avec une intégration planaire avec d'autres composants photoniques. La diode étudiée dans ce mémoire comporte un miroir à cristal photonique unidimensionnel à forte réflectivité, ouvrant la voie à des microcavités horizontales pouvant être intégrées dans un circuit photonique.

Le mémoire comporte trois chapitres. Le premier chapitre présente le capteur de déplacement et différents types d'intégration issus d'une approche système de ce capteur [14-17]. Nous proposons un nouveau composant optique associant des fonctions de détection et de mise en interférence.

Le second chapitre précise les paramètres de conception et les conditions d'utilisation de ce nouveau type de détecteur. La mise en place d'un procédé de réalisation, et la caractérisation du composant réalisé a pour but d'évaluer la faisabilité technologique et la validité du concept proposé.

Le dernier chapitre porte sur l'étude conceptuelle et technologique d'une diode laser comportant un miroir à cristal photonique obtenu par une gravure profonde de la structure de couches. L'étude porte sur la définition des paramètres structuraux, la mise en place des procédés technologiques spécifiques à mettre en oeuvre comme briques de base pour le développement ultérieur de diodes laser entièrement définies par des cristaux photoniques.

I. Proposition d'un détecteur de déphasage

1. Introduction

Les capteurs de déplacement utilisant un principe diffractif interférométrique, ou plus généralement les capteurs optiques basés sur une détection d'interférences associent généralement différentes fonctions optiques, électriques, mécaniques, ... Leur coût et leur compacité sont cependant limités par l'absence d'une technologie collective permettant d'associer, par une voie hybride ou intégrée, les composantes hétérogènes du capteur sur un substrat unique.

A travers l'étude spécifique d'un capteur de déplacement, menée en collaboration avec le Laboratoire de Traitement du Signal et d'Instrumentation de Saint Etienne [16], et avec Sabine Fourment au LAAS-CNRS [15], nous avons dégagé deux types d'intégration tirant profit des acquis de la microélectronique et des technologies des microsystèmes. Nous montrons dans une première partie que l'analyse du fonctionnement du capteur permet en effet de distinguer deux types d'associations monolithiques de fonctions:

- l'intégration sur un substrat unique en silicium de la détection optoélectronique et du traitement du signal issu du détecteur, grâce à la mise en œuvre d'un opto-ASIC obtenu par un procédé technologique de type CMOS,
- l'intégration de la détection optique et de la fonction de mise en interférence, grâce à un composant nouveau intégrant un réseau de Bragg à la surface d'un détecteur constitué par une simple jonction pn, réalisable par un procédé compatible CMOS.

L'étude présentée dans ce mémoire porte plus particulièrement sur ce dernier composant que nous mentionnerons dans la suite du manuscrit comme un "détecteur de déphasage", en raison de la fonctionnalité qu'il procure et de sa généralité au-delà de l'utilisation envisagée dans le cadre spécifique du capteur étudié.

Nous détaillons, dans une seconde partie, le principe de fonctionnement optique sur lequel repose ce nouveau composant. Nous montrons tout d'abord, par une approche analytique, que la mise en œuvre du détecteur conduit à une modulation du courant directement liée au déphasage des faisceaux incidents. Une approche complémentaire, reposant sur une résolution numérique des équations de Maxwell, explicite d'une part le comportement de ce détecteur par la description de la répartition du champ électromagnétique en fonction du déphasage; elle confirme d'autre part la corrélation entre la modulation du courant délivré par le détecteur et le déphasage à mesurer, et nous conduit à définir un facteur de qualité du détecteur à partir du contraste de modulation du courant.

2. Approches d'intégration dans un capteur de déplacement

2.1 Présentation du capteur

Nous étudions un principe de capteur de déplacement basé sur la mise en interférence de faisceaux diffractés. Ce principe, appelé "diffractif interférométrique", est utilisé dans de nombreux capteurs disponibles commercialement (GmbH, MicroE Systems, Canon, Renishaw, ...). Un exemple de ce type de capteur est illustré en figure I.1.

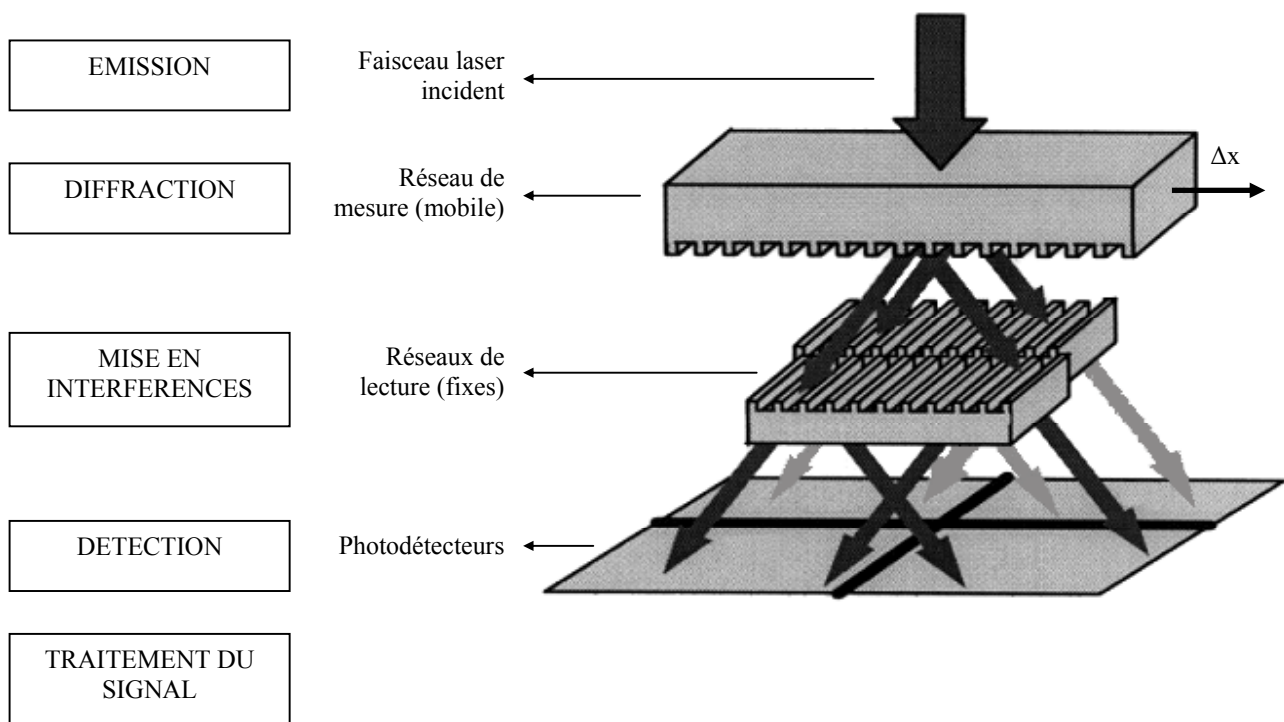


Figure I.1: schéma de principe du capteur de déplacement et fonctions mises en oeuvre

Le dispositif se compose:

- d'une source laser,
- d'un réseau de diffraction en silice appelé "réseau de mesure",
- de deux autres réseaux appelés "réseaux de lecture" et dont la période est deux fois plus petite que celle du réseau de mesure,
- de quatre photodiodes,

- d'un circuit de traitement du signal.

Les plans et les lignes des réseaux de mesure et de lecture sont parallèles entre eux. Une onde plane éclaire le réseau de mesure sous incidence normale. Trois faisceaux correspondant aux ordres -1, 0 et +1 sont transmis par ce premier réseau. Les ordres -1 et +1 sont à la base du fonctionnement du capteur. La présence ou l'absence de l'ordre 0 n'en modifie pas le principe dans cette configuration. Nous ne nous intéresserons donc ici qu'aux ordres -1 et +1 (l'ordre 0 n'est pas représenté sur le schéma). Par ailleurs, plusieurs configurations du capteur permettent de séparer spatialement l'ordre 0: photodiodes séparées ou incidence oblique (voir par la suite). Les faisceaux diffractés par le réseau de mesure atteignent ensuite les réseaux de lecture. Chacun des deux ordres +1 et -1 est alors à nouveau séparé en 2 ordres (0 et -1) par ces réseaux. Les faisceaux diffractés qui en résultent interfèrent deux à deux dans des directions de propagation communes.

Le réseau de mesure se déplace dans son plan, perpendiculairement à ses lignes. Un déplacement du réseau de mesure provoque un déphasage entre les faisceaux d'ordres +1 et -1 qui atteignent ensuite les réseaux de lecture. Ce déphasage est proportionnel au déplacement Δx . Il se répercute entre les faisceaux qui composent chacune des directions de diffraction transmises par les réseaux de lecture. La distance qui sépare les réseaux de lecture des photodiodes permet de séparer, au moins partiellement, les directions de diffraction. Chaque photodiode détecte ainsi l'intensité transmise dans une direction de diffraction par un réseau de lecture. Lorsque le réseau de mesure se déplace, la variation du déphasage entraîne donc une modulation de l'intensité optique transmise à chaque photodétecteur. En présence d'un déplacement continu, chaque photodétecteur produit un signal périodique qui permet de déduire le déplacement Δx grâce au circuit de traitement du signal.

Le signal issu de chaque photodétecteur possède une composante alternative et une composante continue. En décalant les réseaux de lecture d'une fraction de période et en traitant les signaux issus des quatre photodiodes, il est possible d'éliminer la composante continue et de déterminer le sens de déplacement du réseau de mesure. Ce type de capteur autorise la mesure de déplacements sur une grande course, de l'ordre de 10cm, la seule limitation étant la longueur du réseau de mesure. Un traitement du signal par interpolation permet d'atteindre des résolutions nanométriques.

Les fonctions mises en oeuvre par ce capteur pour permettre la mesure du déplacement sont multiples. Les principales sont:

- l'émission laser,
- la diffraction par le réseau de mesure,
- la mise en interférence par les réseaux de lecture,
- la détection optique par les photodiodes,
- le traitement du signal.

Les éléments constitutifs du capteur sont basés sur des technologies différentes qui rendent difficile l'intégration des composantes du système. Nous proposons dans la suite deux types d'approches d'intégrations. Nous développerons plus particulièrement l'une d'entre elle basée sur l'intégration des fonctions de mise en interférence et de photodétection.

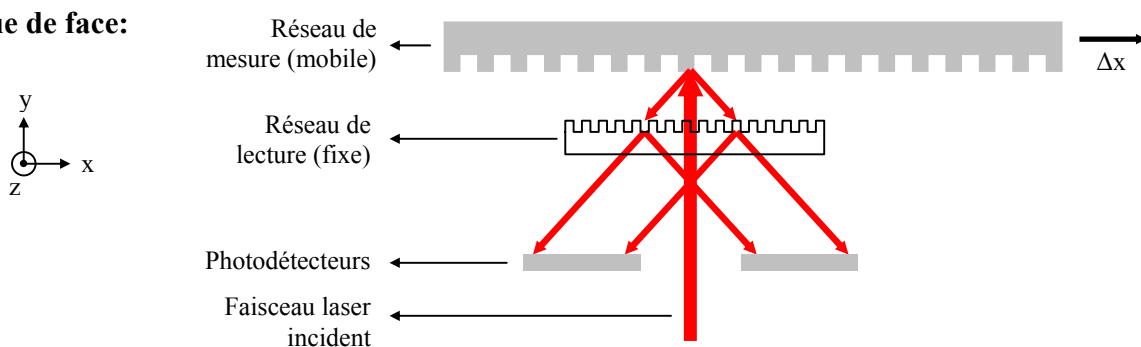
2.2 Approches d'intégration

La technologie la plus classique et la moins coûteuse pour la réalisation de circuits de traitement du signal est la technologie CMOS. Il a été démontré, dans le cadre de la thèse de Sabine Fourment [15], que cette technologie autorise également la réalisation de photodiodes dont les performances sont compatibles avec celles requises pour remplir la fonction de détection du capteur de déplacement. Les fonctions de détection et de traitement du signal du capteur sont donc toutes deux accessibles par la technologie CMOS. Les travaux de Sabine Fourment ont permis de montrer qu'une intégration monolithique des deux fonctions est possible par cette technologie. Le composant qui en résulte présente un faible coût grâce à sa compatibilité avec les procédés standards de la microélectronique sur silicium.

Dans le cadre de cette approche, un prototype en boîtier du capteur a été conçu et réalisé. Une configuration en réflexion du capteur a été utilisée afin que la source laser soit placée du même côté du réseau de mesure que les réseaux de lecture et la photodétection. Le schéma du montage employé est présenté en figure I.2. Le faisceau issu de la source laser frappe le réseau de mesure en incidence oblique. Les faisceaux diffractés en réflexion atteignent ensuite les réseaux de lecture qui les font interférer. Une étude complète de cette configuration est présentée dans la thèse de Yves Jourlin [16]. Un prototype de capteur en boîtier a été réalisé (figure I.3). Celui-ci regroupe:

- la source laser constituée d'une diode laser à semiconducteur émettant à $\lambda=670\text{nm}$,
- les réseaux de lecture de 500nm de période,
- les photodiodes intégrées avec le traitement du signal.

Vue de face:



Vue de profil:

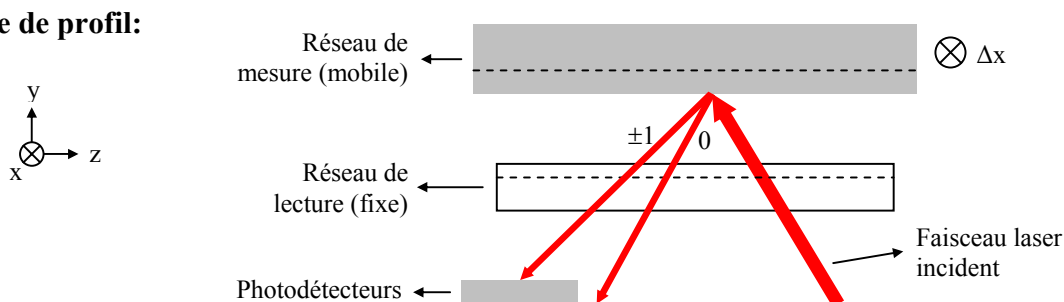


Figure I.2: schéma de principe du capteur de déplacements, configuration en réflexion.

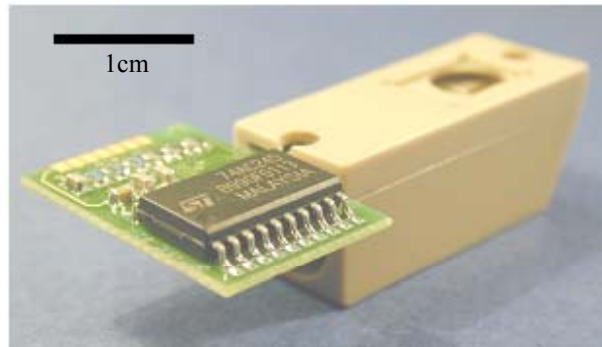


Figure I.3: photographie de la tête de lecture en boîtier.

Les réseaux de lecture et les photodétecteurs occupent une place centrale dans le fonctionnement du capteur en réalisant une fonction de détection de déphasage (le déphasage détecté est celui engendré entre les faisceaux par le déplacement du réseau de mesure). Dans les configurations du capteur que nous avons considérées jusqu'ici, les réseaux de lecture sont séparés spatialement des photodiodes. Nous proposons dans ce qui suit la réalisation d'un détecteur de déphasage monolithique reposant sur la fabrication d'un réseau de diffraction à même la surface d'une photodiode (figure I.4). Le composant est constitué d'un réseau unique gravé sur la surface de silicium de la photodiode, au-dessus de sa jonction pn.

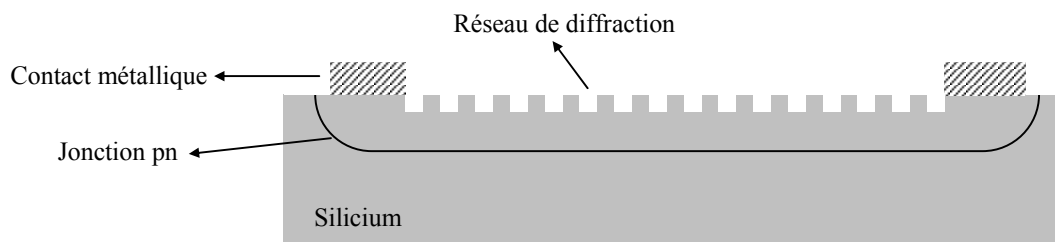


Figure I.4: réseau de diffraction gravé à la surface d'une photodiode

Ce type de composant présente un fort potentiel d'intégration avec les fonctions de traitement du signal, comme évoqué plus haut, mais également avec d'autres composants du même type. Plusieurs types de fonctions (analyse de fronts d'onde, mesure d'orientation, ...) sont susceptibles d'être réalisées en intégrant plusieurs détecteurs en matrice avec des réseaux identiques ou différents. Cette approche d'intégration constitue donc, au-delà de la miniaturisation du capteur de déplacement, un nouveau concept de composant, peu étudié à notre connaissance. Son principe de fonctionnement présente cependant une différence fondamentale par rapport au système conventionnel présenté plus haut. En effet, dans la configuration classique, les faisceaux émis par le réseau de lecture sont séparés avant d'être détectés. Dans le cas d'un détecteur de déphasage monolithique, la photodiode mesure sans distinction la somme des intensités issues de tous les ordres diffractés transmis (figure I.5). Lorsqu'un détecteur est

éclairé par deux faisceaux cohérents, il délivre un signal électrique dont l'intensité dépend du déphasage entre les faisceaux incidents. La sensibilité du signal de sortie au déphasage est donnée par le contraste de modulation du détecteur. Afin d'être opérationnel, un détecteur doit donc posséder un contraste suffisamment élevé. Nous déterminerons dans les sections suivantes la validité du principe de fonctionnement d'un détecteur de déphasage monolithique. L'origine du déphasage dans le capteur de déplacements sera tout d'abord exposée, puis une expression analytique générale du contraste d'un détecteur de déphasage sera donnée en fonction des propriétés de diffraction du réseau. Grâce à une modélisation basée sur la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain), nous illustrerons ensuite le comportement d'un détecteur et donnerons une première évaluation de son contraste pour un cas particulier.

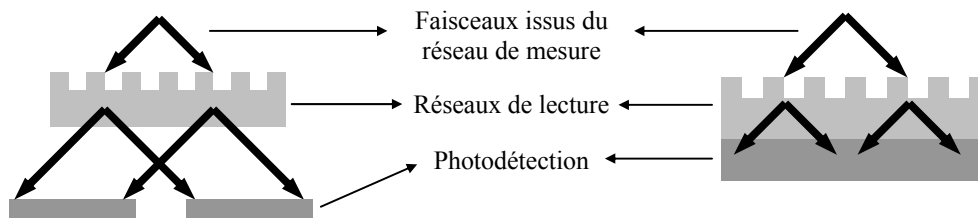


Figure 1.5: comparaison de la configuration classique (à gauche) avec une configuration "détecteur de déphasage" (à droite).

3. Etude de la fonctionnalité du détecteur

3.1 Approche analytique

3.1.1 Expression du déphasage

Le principe général du capteur de déplacements décrit dans la section précédente est fondé sur la mesure du déphasage produit par le déplacement du réseau de mesure. Ce déphasage peut être interprété qualitativement comme le déplacement simultané des franges d'interférence et du réseau qui les a créées. Les ordres 1 et -1 créés par le réseau de mesure produisent en effet des franges d'interférences: lorsque le réseau se déplace d'une distance Δx , ces franges se déplacent identiquement de la même distance Δx . Le réseau de lecture "voit" ainsi défiler les franges à sa surface en même temps que le réseau de mesure se déplace. Une expression analytique du déphasage créé par le déplacement du réseau de mesure par rapport au réseau de lecture peut être déduite du cas simple de la configuration en transmission présentée en figure I.6:

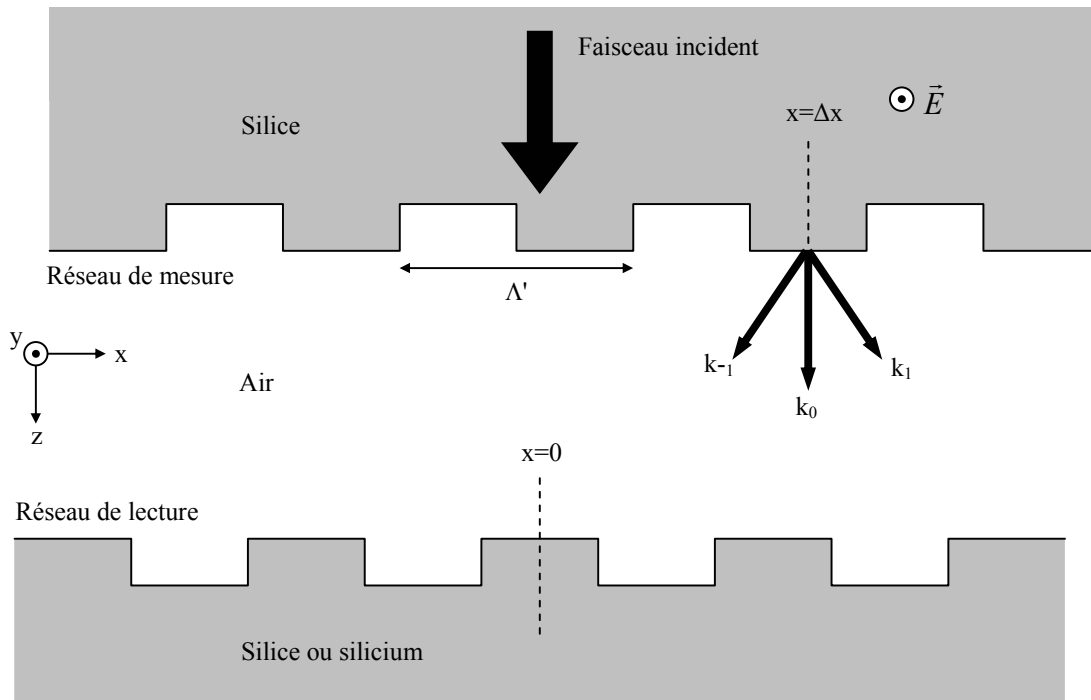


Figure I.6: déplacement du réseau de mesure par rapport au réseau de lecture.

On se place dans un repère orthogonal $[xyz]$. Les plans des deux réseaux sont parallèles au plan $[xy]$ et leurs lignes sont parallèles à l'axe y . Le réseau de lecture est situé à l'abscisse $x=0$. Le réseau de mesure est positionné à l'abscisse Δx : tous les champs diffractés par ce réseau

seront donc exprimés par rapport à cette abscisse. Le réseau de mesure a un profil symétrique par rapport au plan d'équation $x=\Delta x$. Il a pour période Λ' . Le faisceau incident est une onde plane en polarisation TE (champ électrique parallèle à l'axe y) qui se propage parallèlement à l'axe z. Ce faisceau est séparé en trois ordres par le réseau de mesure. Ces ordres ont pour vecteurs d'onde k_{-1} , k_0 et k_1 (ordres -1, 0 et 1 respectivement). Dans la perspective plus générale de l'étude du capteur de déphasage présenté en section I.2.2, nous ne considérerons par la suite que le cas simplifié d'un dispositif où l'ordre 0 n'est pas pris en compte.

Les champs électriques des ordres 1 et -1 peuvent s'écrire:

$$E_{o1}(x, z) = E_1 e^{i(k_{1x}(x-\Delta x) + k_{1z}z + \varphi_1)} \quad (I.1)$$

$$E_{o-1}(x, z) = E_{-1} e^{i(k_{-1x}(x-\Delta x) + k_{-1z}z + \varphi_{-1})} \quad (I.2)$$

où φ_1 et φ_{-1} sont les déphasages associés à la diffraction des ordres 1 et -1 par le réseau de mesure, et k_{1x} , k_{1z} , k_{-1x} et k_{-1z} sont les composantes selon les axes x et z des vecteurs d'ondes k_1 et k_{-1} . Si l'on applique au réseau de mesure et au faisceau incident une rotation de 180° autour de l'axe parallèle à l'axe z et passant par l'abscisse $x = \Delta x$, la structure est invariante alors que les champs du faisceau incident changent simplement de signe. Nous pouvons en déduire les relations suivantes qui respectent la même symétrie:

$$E_1 = E_{-1} \quad (I.3)$$

$$\varphi_1 = \varphi_{-1} \quad (I.4)$$

$$k_{1z} = k_{-1z} \quad (I.5)$$

$$k_{1x} = -k_{-1x} \quad (I.6)$$

Par convention, les phases φ_1 et φ_{-1} seront fixées à zéro. Nous pouvons en déduire le déphasage entre les champs E_{o1} et E_{o-1} en un point quelconque (x,z):

$$\Delta\varphi(x, z) = 2k_{1x}(x - \Delta x) = 4\pi \frac{x - \Delta x}{\Lambda'} \quad (I.7)$$

Par la suite, nous appellerons φ le déphasage $\Delta\varphi$ à l'abscisse $x=0$:

$$\varphi = \Delta\varphi(0, z) = -4\pi \frac{\Delta x}{\Lambda'} \quad (I.8)$$

Comme évoqué précédemment, ce déphasage est directement proportionnel au déplacement Δx du réseau de mesure par rapport au réseau de lecture. En additionnant les champs des ordres 1 et -1, nous obtenons:

$$E_{o1} + E_{o-1} = 2E_1 e^{ik_{1z}z} \cdot \cos\left(2\pi \frac{x - \Delta x}{\Lambda'}\right) \quad (I.9)$$

Le champ électrique transmis dans l'air est donc maximal aux abscisses des centres de chaque sillon et de chaque dent du réseau de mesure, et passe par zéro entre ces abscisses. Si $\varphi = 0$ et si les deux réseaux ont la même période, les maxima coïncideront aussi avec le milieu des dents et des sillons du réseau de lecture.

Dans le cas d'une polarisation TM, les raisonnements sont identiques à condition de remplacer les champs électriques par les champs magnétiques. Les champs électriques ne s'annulent plus mais deviennent, selon leur position par rapport au réseau, parallèles à x ou à z.

3.1.2 Condition d'incidence sur le réseau d'un détecteur de déphasage

Nous avons vu ci-dessus que le fait de déplacer le réseau de mesure du capteur de déplacements d'une distance Δx était équivalent à imposer un déphasage φ entre les ordres 1 et -1 diffractés par ce réseau, φ étant égal à:

$$\varphi = -4\pi \frac{\Delta x}{\Lambda'} \quad (\text{I.10})$$

où Λ' est la période du réseau de mesure.

De façon plus générale, nous allons à présent examiner le comportement d'un détecteur de déphasage monolithique constitué d'un réseau gravé à la surface d'une photodiode en silicium. Nous donnerons en particulier une expression analytique qui nous permettra de relier le signal de sortie du détecteur au déphasage présent entre les faisceaux incidents.

Nous considérons un détecteur de déphasage constitué d'un réseau de période Λ . Le réseau et les faisceaux sont schématisés en figure I.7. On se place dans un repère orthogonal [xyz]. Le plan du réseau est parallèle au plan [xy] et ses lignes sont parallèles à l'axe y. Le profil du réseau est symétrique par rapport au plan d'équation $x=0$. Le réseau est uniformément éclairé par deux ondes planes de longueur d'onde λ (figure I.7). Les angles d'incidence des faisceaux sont opposés par rapport à la normale au réseau et forment avec elle un angle σ . Ces faisceaux peuvent être assimilés aux faisceaux d'ordres 1 et -1 diffractés par le réseau de mesure du capteur de déplacement: pour cette raison, leur champ électrique sera exprimé dans les mêmes termes que dans la section précédente et nous réemploierons le terme de déphasage φ défini dans ce cadre. Le calcul sera effectué en polarisation TE mais pourra être transposé au cas d'une polarisation TM.

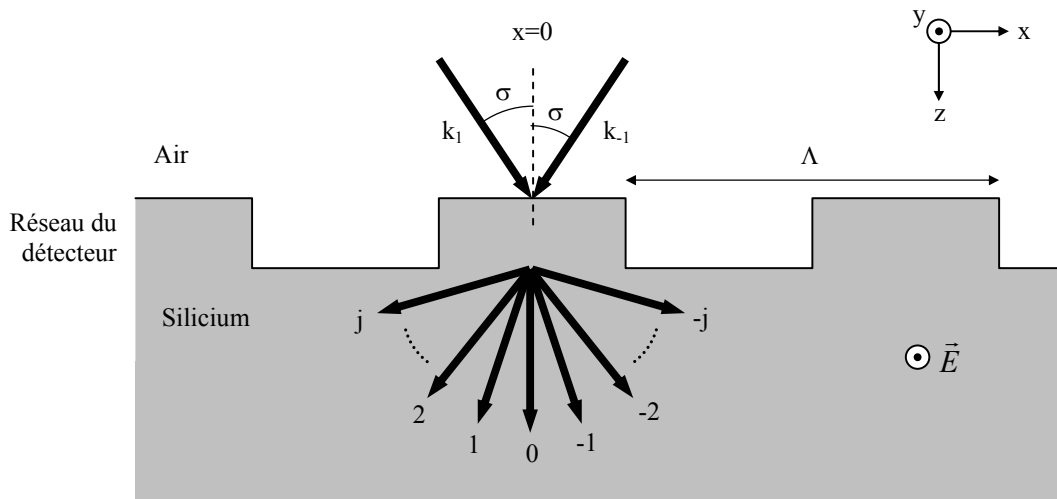


Figure I.7: diffraction sous le réseau d'un détecteur de déphasage.

La fonction de mise en interférence assurée par le réseau du détecteur consiste à ce que les deux faisceaux incidents diffractent dans les mêmes directions. Nous considérons ici un cas particulier pour lequel les faisceaux incidents ont des angles d'incidence opposés par rapport à la normale au réseau. Lorsque cette condition est vérifiée, les faisceaux incidents ne diffractent dans les mêmes directions que s'ils sont en incidence de Littrow. Lorsqu'un faisceau est en incidence de Littrow sur un réseau, l'un des faisceaux diffractés en réflexion se propage dans la même direction que le faisceau incident (figure I.8). Si l'incidence de Littrow est respectée, il s'ensuit que les directions de diffraction sont symétriques par rapport à la normale et donc que les faisceaux k_1 et k_{-1} possèdent les mêmes directions de diffraction (d'autres possibilités que l'incidence de Littrow existent pour que les faisceaux diffractent dans les mêmes directions, mais elles imposent que les faisceaux incidents aient des angles différents par rapport à la normale). L'incidence de Littrow et la relation fondamentale des réseaux impliquent que l'angle d'incidence σ et la période Λ du réseau du détecteur suivent la relation:

$$\Lambda \sin(\sigma) = m_L \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (\text{I.11})$$

où m_L est un nombre entier que nous appellerons "ordre de l'incidence de Littrow". Cette relation est illustrée en figure I.9. Dans le cadre du capteur de déplacement, si Λ' est la période du réseau de mesure et si le réseau du détecteur joue le rôle du réseau de lecture, alors l'incidence de Littrow impose la relation: $\Lambda = m_L \cdot \Lambda' / 2$. Les directions de diffraction des faisceaux sous le réseau du détecteur sont référencées de $-j$ à j (figure I.7). La direction 0 est perpendiculaire au plan du réseau. Cette direction n'est présente que lorsque m_L est pair. Nous traitons ici le cas d'une incidence de Littrow d'ordre pair mais le calcul sera facilement adapté au cas d'une incidence de Littrow d'ordre impair.

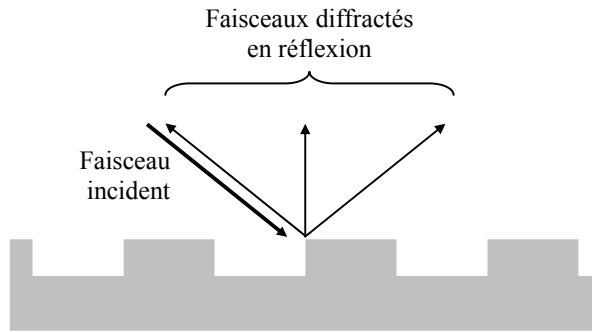


Figure I.8: faisceau en incidence de Littrow sur un réseau.

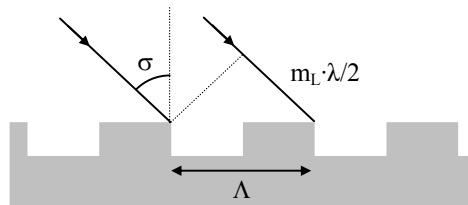


Figure I.9: définition adoptée pour l'ordre m_L de l'incidence de Littrow.

3.1.3 Signal optique détecté

Si les faisceaux incidents sont assimilés aux faisceaux d'ordre 1 et -1 diffractés par le réseau de mesure du capteur de déplacement, leurs champs électriques peuvent s'écrire:

$$E_{o1} = E_1 e^{i(k_{1z}z + k_{1x}(x - \Delta x))} \quad (I.12)$$

$$E_{o-1} = E_1 e^{i(k_{1z}z - k_{1x}(x - \Delta x))} \quad (I.13)$$

Ces champs peuvent être réécrits comme ci-dessous:

$$E_{o1} = E'_1 e^{i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}} \quad \text{avec:} \quad E'_1 = E_1 e^{i\frac{\varphi}{2}} \quad (I.14)$$

$$E_{o-1} = E'_{-1} e^{i\vec{k}_{-1} \cdot \vec{r}} \quad \text{avec:} \quad E'_{-1} = E_1 e^{-i\frac{\varphi}{2}} \quad (I.15)$$

E'_1 et E'_{-1} sont les amplitudes complexes de E_{o1} et E_{o-1} , φ représente le déphasage en $x = 0$ et $\vec{r}$ est le vecteur position $[x, y, z]$. Chacun de ces deux faisceaux se répartit dans les ordres de diffraction transmis et réfléchis. Dans chaque direction de diffraction, deux faisceaux se recouvrent: l'un provenant de E_{o1} et l'autre de E_{o-1} . Ces faisceaux interfèrent de façon constructive ou destructive selon la valeur du déphasage φ . Lorsque ce déphasage varie, les conditions d'interférence dans chaque direction de diffraction entraîne une modification de la répartition de l'énergie dans chacune de ces directions. D'une valeur du déphasage à une autre, la puissance optique apportée par les faisceaux incidents peut donc se répartir plutôt dans les ordres transmis ou plutôt dans les ordres réfléchis: dans ce cas, la photodiode détecte la variation de l'intensité lumineuse transmise. Celle-ci varie périodiquement en fonction de φ et permet ainsi, dans le cadre d'un capteur de déplacement, de déterminer la valeur de Δx .

L'intensité transmise dans le silicium parallèlement à l'axe z est égale à la somme des intensités des ordres de diffraction transmis. E_{o1} et E_{o-1} étant en incidence de Littrow, les ordres transmis se recouvrent deux à deux dans chaque direction de diffraction, et l'intensité totale transmise à la photodiode du détecteur est donc donnée par la relation suivante:

$$I(\varphi) = \sum_{q=-j}^j \left(|E'_{-1tq} + E'_{1tq}|^2 \cos(\theta_q) \right) \quad (I.16)$$

E'_{-1tq} et E'_{1tq} sont les amplitudes complexes des champs électriques diffractés dans la direction q par les faisceaux incidents d'ordres respectifs -1 et 1 , et θ_q représente l'angle entre la direction de propagation q et l'axe z . Les amplitudes des champs électriques ont pour expression:

$$E'_{1tq} = E_{1tq} e^{i\left(\frac{\varphi}{2} + \varphi_{1tq}\right)} \quad (I.17)$$

$$E'_{-1tq} = E_{-1tq} e^{i\left(-\frac{\varphi}{2} + \varphi_{-1tq}\right)} \quad (I.18)$$

φ_{1tq} et φ_{-1tq} sont les phases des ordres de diffraction se propageant dans la direction q et provenant des faisceaux incidents d'ordre 1 et -1 . Ces phases sont définies en considérant

l'abscisse $x = 0$ comme étant le centre d'une dent (ou d'un sillon). L'intensité $I(\varphi)$ peut être réécrite sous la forme:

$$I(\varphi) = |E'_{-1t0} + E'_{1t0}|^2 + \sum_{q=1}^j \left(|E'_{-1t-q} + E'_{1t-q}|^2 \cos(\theta_{-q}) + |E'_{-1tq} + E'_{1tq}|^2 \cos(\theta_q) \right) \quad (I.19)$$

Le réseau du détecteur possédant un axe de symétrie selon z et cet axe étant l'origine des phases, nous pouvons exprimer les amplitudes E'_{1t-q} et E'_{-1t-q} de la façon suivante:

$$E'_{1t-q} = E_{-1tq} e^{i\left(\frac{\varphi}{2} + \varphi_{-1tq}\right)} \quad (I.20)$$

$$E'_{-1t-q} = E_{1tq} e^{i\left(-\frac{\varphi}{2} + \varphi_{1tq}\right)} \quad (I.21)$$

La direction 0 étant parallèle à l'axe z , nous avons de plus les relations:

$$E_{-1t0} = E_{1t0} \quad (I.22)$$

$$\varphi_{-1t0} = \varphi_{1t0} \quad (I.23)$$

En substituant E'_{1tq} , E'_{-1tq} , E'_{1t-q} , E'_{-1t-q} , E_{1t0} et φ_{1t0} dans l'expression $I(\varphi)$, nous obtenons:

$$I(\varphi) = 2E_{1t0}^2 (1 + \cos(\varphi)) + \sum_{q=1}^j \left[2 \cos(\theta_q) (E_{1tq}^2 + E_{-1tq}^2 + 2E_{1tq} E_{-1tq} \cos(\varphi_{1tq} - \varphi_{-1tq})) \cos(\varphi) \right] \quad (I.24)$$

Soit une expression du type:

$$I(\varphi) = A + B \cos(\varphi) \quad (I.25)$$

Avec:

$$A = \sum_{q=-j}^j \left[2E_{1tq}^2 \cos(\theta_q) \right] \quad (I.26)$$

$$B = 2E_{1t0}^2 + \sum_{q=1}^j \left[4E_{1tq} E_{-1tq} \cos(\theta_q) \cos(\varphi_{1tq} - \varphi_{-1tq}) \right] \quad (I.27)$$

La relation I.25 est valable pour tout profil du réseau ayant un axe de symétrie parallèle à l'axe z . Elle montre que le signal délivré possède une composante variant sinusoïdalement avec φ et dont l'amplitude B est a priori non nulle dans le cas général. Cette composante est à la base du fonctionnement du détecteur de déphasage en permettant la détermination de la valeur de φ .

3.1.4 Sensibilité du détecteur

L'importance de la composante alternative par rapport à la composante continue détermine la sensibilité du détecteur au déphasage. On définit le contraste de modulation C par la relation:

$$C = \frac{B}{A} \quad (\text{I.28})$$

Ce contraste peut également être exprimé par:

$$C = \frac{I(0) - I(\pi)}{I(0) + I(\pi)} \quad (\text{I.29})$$

Il atteint son maximum lorsque, quel que soit la direction q :

$$E_{1tq} = E_{-1tq} \quad (\text{I.30})$$

$$\text{et: } \varphi_{1tq} = \varphi_{-1tq} \quad (\text{I.31})$$

Cette condition est tout le temps vérifiée dans la direction 0. Le contraste sera par la suite la principale grandeur que nous utiliserons comme facteur de qualité du détecteur dans la mesure du déphasage. Les sections qui suivent montrent l'utilisation de la méthode FDTD pour la modélisation de la mise en interférence de faisceaux par un réseau en silicium.

3.2 Analyse du comportement par une méthode FDTD

3.2.1 Logiciel de FDTD

La méthode dite "FDTD" ("Finite Difference Time Domain") est une méthode très répandue pour la modélisation des ondes électromagnétiques. De nombreux aspects de cette méthode sont passés en revue dans le livre de Allen Taflove [18]. Nous utilisons le logiciel commercial de FDTD Fullwave (R'Soft) basé sur la discrétisation dans le temps et dans l'espace des équations de Maxwell grâce au maillage de Yee [19]. Le logiciel permet de modéliser la propagation des champs électromagnétiques pendant une durée déterminée dans une structure. Les modélisations sont en général effectuées sur des structures bidimensionnelles, les modélisations tridimensionnelles étant plus rares en raisons des temps de calcul et de la mémoire qu'elles nécessitent. Nous exposons ci-dessous les principales conditions d'utilisation du logiciel. La figure I.10 montre les composantes d'un schéma de modélisation.

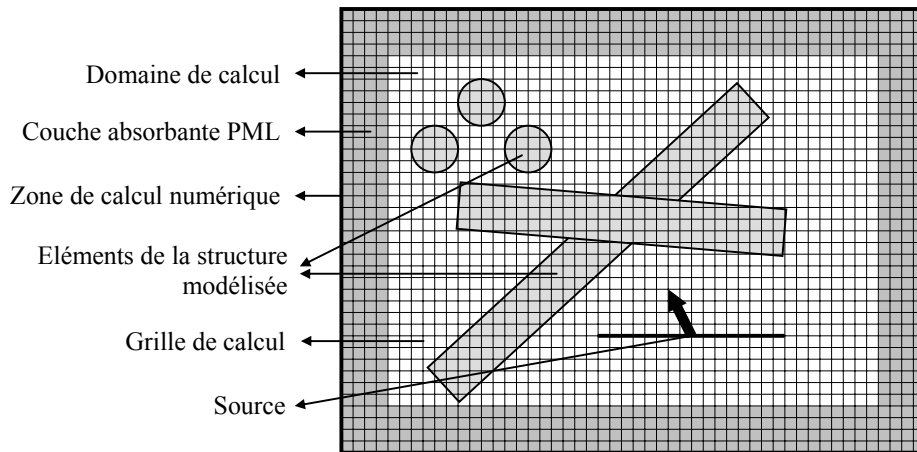


Figure I.10: exemple de schéma de modélisation FDTD.

Le domaine de calcul délimite la zone de la structure à l'intérieur de laquelle la propagation des champs est calculée. Il peut contenir un ensemble quelconque de matériaux diélectriques, absorbants ou non, voire de métaux. La géométrie de la structure étudiée est définie par sa répartition d'indice dans le domaine de calcul. Ce dernier est subdivisé selon un maillage uniforme qui définit les points où les champs sont calculés. L'une des approximations de la méthode consiste à considérer que les champs varient linéairement entre deux points adjacents du maillage. La dimension d'une maille doit donc être très inférieure à la longueur d'onde considérée (généralement de 10 à 30 fois). A partir des champs connus à un instant t de la propagation, les équations de Maxwell permettent de calculer les champs à l'instant $t+\delta t$. Entre les instants t et $t+\delta t$, on considère que les champs varient linéairement. δt doit donc être très inférieur à la période de l'onde $T=c/\lambda$. La dimension d'une maille et la valeur de δt déterminent la précision des résultats mais ont également une influence sur la durée des calculs.

Le domaine de calcul contient une ou plusieurs sources optiques dont l'utilisateur détermine la longueur d'onde, le profil, la position, la polarisation, la direction d'émission et éventuellement l'intensité et la phase. La durée de propagation qui est modélisée est

généralement choisie de manière à ce que le régime stationnaire ait le temps de s'établir à l'intérieur de la structure.

Le domaine de calcul comporte des conditions aux limites qui peuvent être absorbantes, réfléchissantes ou périodiques. La condition absorbante permet de simuler l'échappement des ondes dans l'espace ou dans un substrat infini (cas représenté sur la figure). Elle utilise la méthode des couches "PML" ("Perfectly Matched Layers" [20]) qui absorbent toute onde incidente avec une réflexion très faible. Du point de vue de l'algorithme de calcul, une couche PML est équivalente à une couche d'un matériau imaginaire dont l'épaisseur est comprise généralement entre 100nm et 1µm (pour les longueurs d'onde de l'optique). Le principe et l'intérêt des conditions périodiques seront illustrés au cours de la prochaine section.

Une simulation donne accès à la répartition des champs à tout instant de la propagation et à l'intensité des faisceaux qui entrent ou sortent de la structure. Les principaux intérêts de la méthode utilisée sont la simplicité de sa mise en oeuvre et la grande diversité de structures et de phénomènes modélisables. Les équations de Maxwell sur lesquelles la méthode est directement fondée rendent compte en effet des phénomènes d'interférences, de diffraction, d'ondes évanescences, etc., sur des structures pouvant contenir des sauts d'indices abrupts ou graduels. L'une des limitations les plus importantes tient à l'uniformité et à la finesse du maillage qui requiert des temps de calcul parfois élevés et limite considérablement les dimensions des structures modélisables.

Les caractéristiques du logiciel autorisent la modélisation de la diffraction à travers un réseau de géométrie arbitraire. Nous montrons ci-dessous les conditions de modélisation que nous adopterons pour simuler la mise en interférence de faisceaux par le réseau d'un détecteur de déphasage.

3.2.2 Conditions de modélisation

L'objectif est de modéliser un détecteur de déphasage constitué d'un réseau de profil rectangulaire gravé à la surface d'une photodiode en silicium. Pour cela, nous considérons un réseau en silicium infiniment étendu dans le plan [xy] (figure I.11).

Dans l'exemple d'une polarisation TE, nous avons vu (section I.3.1.1) que la somme des champs des faisceaux incidents a pour expression:

$$E_{inc}(x) = E_{o1} + E_{o-1} = 2E_1 e^{ik_1 z} \cdot \cos\left(2\pi \frac{x - \Delta x}{\Lambda'}\right) \quad (I.32)$$

où Λ' est la période du réseau de mesure du capteur de déplacement. Nous nous intéressons dans un premier temps au cas d'une incidence de Littrow à l'ordre $m_L=2$ pour laquelle la relation $\Lambda=\Lambda'$ est vérifiée (section I.3.1.2). Le champ $E_{inc}(x)$ est donc périodique de période Λ :

$$E_{inc}(x + \Lambda) = E_{inc}(x) \quad (I.33)$$

Les champs des faisceaux incidents et le réseau étant périodiques de période Λ , les champs des faisceaux diffractés le sont également. Le domaine de calcul des simulations peut donc être réduit à une seule période du réseau à condition de tenir compte de la périodicité des champs. Cela peut être réalisé en appliquant une condition aux limites périodique aux simulations. Considérons la figure I.12 qui illustre le schéma de modélisation que nous emploierons. Suivant l'axe x , le domaine de calcul s'étend de $x=-\Lambda/2$ à $x=\Lambda/2$ (soit une période du réseau). En $x=-\Lambda/2$

et $x=\Lambda/2$, on applique des limites périodiques. L'un de leurs effets est l'égalité des champs en $x=-\Lambda/2$ et $x=\Lambda/2$ conformément aux relations:

$$E(\Lambda/2) = E(-\Lambda/2) \quad , \quad H(\Lambda/2) = H(-\Lambda/2) \quad (I.34)$$

E et H représentant les champs électrique et magnétique. Un faisceau se propageant dans une direction non parallèle à l'axe z , comme le faisceau E_1 par exemple, et atteignant la limite périodique en un point $[\Lambda/2, z_0]$ poursuit sa propagation dans le domaine de calcul et dans la même direction, mais à partir du point $[-\Lambda/2, z_0]$. De cette façon, on modélise la transmission d'un réseau infini en calculant la propagation du champ sur une seule période de ce réseau. Les deux autres côtés du domaine de calcul possèdent des limites absorbantes afin de simuler l'échappement des ondes réfléchies dans l'air et l'absorption des ondes transmises dans le silicium.

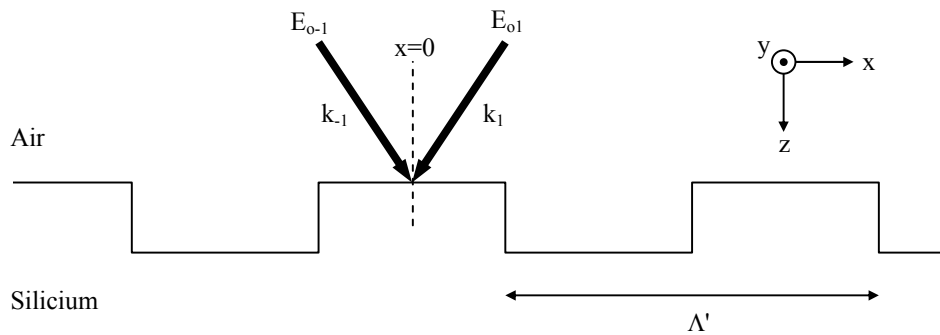


Figure I.11: faisceaux incidents sur le réseau du détecteur de déphasage.

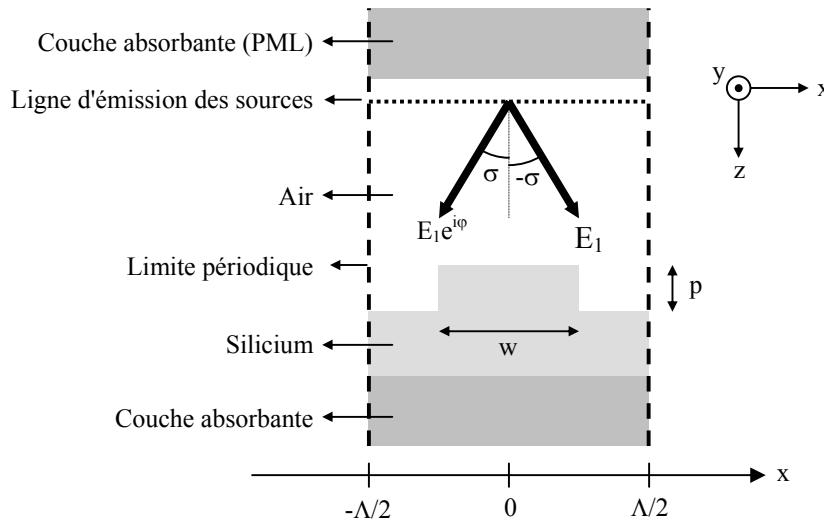


Figure I.12: schéma de modélisation du réseau du détecteur.

Le réseau de profil rectangulaire a une profondeur p et une largeur de dent w . La ligne d'émission des sources émet les faisceaux E_{o1} et E_{o-1} sous la forme de deux ondes planes de

longueur d'onde λ , de même amplitude et déphasées de φ à l'abscisse $x = 0$ qui correspond au centre de la dent. La condition d'incidence de Littrow à l'ordre $m_L=2$ implique que l'angle σ vérifie:

$$\Lambda \sin(\sigma) = \lambda \quad (I.35)$$

Nous montrons dans les paragraphes qui suivent plusieurs exemples de modélisation de la mise en interférence de faisceaux par un réseau en silicium. Les valeurs adoptées pour les paramètres dans ces exemples sont typiques des conditions de fabrication et de caractérisation des dispositifs que nous présenterons au cours du second chapitre. La longueur d'onde modélisée est ainsi comprise dans le domaine spectral du rouge à $\lambda=670\text{nm}$. Le profil rectangulaire du réseau est proche du profil des réseaux dont la fabrication sera présentée. La profondeur p du réseau reste inférieure à la profondeur de la jonction pn des photodiodes utilisées qui est de 400nm . La période du réseau vaut $1\mu\text{m}$. Elle est associée à un angle d'incidence $\sigma=42,1^\circ$. Un indice imaginaire $\kappa=0,015$ est rajouté dans le silicium dans l'un des cas exposés afin de prendre en compte l'absorption du matériau. Cette valeur correspond à l'indice imaginaire du silicium faiblement dopé à $\lambda=670\text{nm}$.

3.2.3 Mise en interférence de faisceaux pour les cas $\varphi=0$ et $\varphi=\pi$

Nous avons évoqué au cours de la section I.3.1 l'influence du déphasage φ sur la répartition du champ électrique et sur l'intensité lumineuse transmise sous le réseau d'un détecteur de déphasage. Nous étudions ici les valeurs particulières du déphasage $\varphi=0$ et $\varphi=\pi$. Dans les conditions adoptées, il a été démontré que ces valeurs correspondent aux extrema de l'intensité optique transmise sous le réseau. Les exemples ci-dessous illustrent les principaux comportements d'un détecteur de déphasage pour ces deux valeurs de φ .

L'influence du déphasage sur la répartition des champs intervient en premier lieu dans l'air sur la position des franges d'interférences créées par les faisceaux incidents. Dans les conditions détaillées ci-dessus, l'expression I.32 peut être réécrite sous la forme:

$$E_{inc}(x) = 2E_1 e^{ik_1 z} \cdot \cos\left(2\pi \frac{x}{\Lambda} + \frac{\varphi}{2}\right) \quad (I.36)$$

Cette expression montre que la distance entre les maxima de deux franges d'interférence consécutives vaut $\Lambda/2$. Elle traduit également la position des franges par rapport aux dents du réseau en fonction de la valeur de φ . Lorsque $\varphi=0$, les franges ont un maximum en $x=0$. Lorsque $\varphi=\pi$, ce maximum est déplacé en $x=-\Lambda/4$.

La position des franges par rapport au réseau est illustrée par l'exemple de modélisation de la figure I.13. Cette figure montre la répartition du champ électrique dans l'air et dans le silicium lorsque deux faisceaux frappent le réseau d'un détecteur selon l'incidence de Littrow à l'ordre $m_L=2$. Les images sont prises à un instant quelconque du régime permanent. Elles montrent la valeur du champ électrique brut en chaque point. L'image de gauche représente le cas $\varphi=0$ et l'image de droite le cas $\varphi=\pi$. Les valeurs précises des paramètres sont précisées au-dessus de la figure. Le silicium modélisé est absorbant. La surface du réseau de silicium est représentée en violet sur les images. Les faisceaux incidents sont émis dans l'air (depuis le bas des images). Ils se propagent initialement vers les z croissants puis sont partiellement réfléchis

dans l'air et transmis dans le silicium, à travers le réseau. La répartition du champ dans l'air est le résultat de la somme des faisceaux incidents et réfléchis.

La figure montre clairement les franges d'interférence dans l'air, parallèles à l'axe z , ainsi que leurs positions par rapport aux dents du réseau. La présence des faisceaux réfléchis qui se superposent aux faisceaux incidents ne modifie pas les positions des franges. Conformément à la relation I.36, les franges sont situées exactement au-dessus des dents ou des sillons lorsque $\varphi=0$ tandis qu'elles sont décalées de $\Lambda/4$ lorsque $\varphi=\pi$.

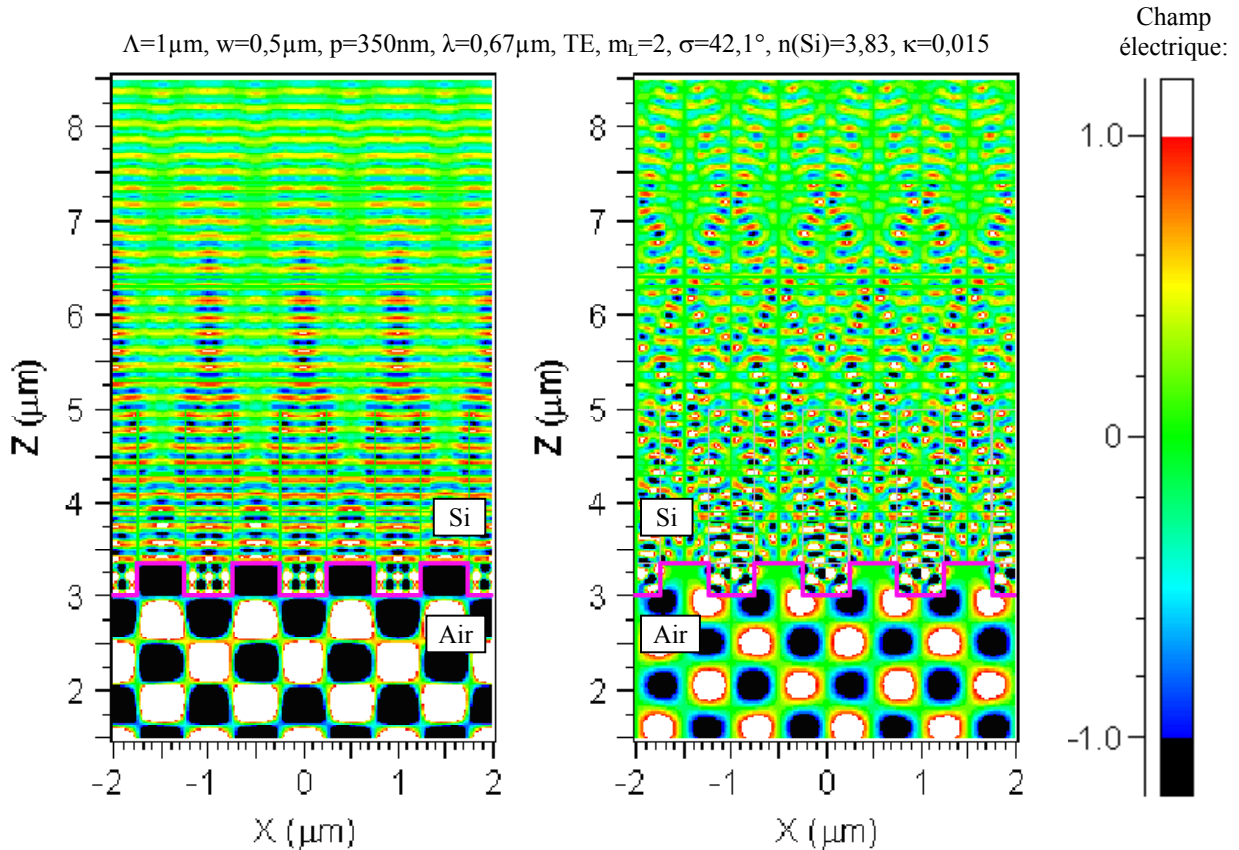


Figure I.13: exemple de répartition du champ électrique en mode TE, dans l'air et dans le réseau en silicium d'un détecteur de déphasage, pour des déphasages entre les faisceaux incidents de $\varphi = 0$ (à gauche) et $\varphi = \pi$ (à droite). La surface du réseau est représentée en violet.

A travers la position des franges par rapport au réseau, le déphasage φ influe également sur la répartition des champs dans le silicium. La figure I.13 montre une nette différence de répartition du champ électrique dans le silicium entre les cas $\varphi = 0$ et $\varphi = \pi$. Les figures d'interférences formées dans le silicium montrent que la puissance optique transmise ne se répartit pas de la même façon dans les deux cas entre les ordres diffractés (qui sont au nombre de 11 dans le cas présent). De plus, conformément à ce qui a été démontré précédemment, on peut distinguer selon que $\varphi=0$ ou π , la présence ou l'absence de la direction 0 dans le silicium.

L'influence du déphasage sur la répartition du champ se traduit par une variation de la puissance optique transmise dans le silicium. Si l'absorption du silicium n'est pas prise en compte, l'intensité transmise peut être simplement déterminée en calculant le flux d'énergie traversant une section de silicium vers les z positifs. Plus précisément, considérons le flux d'énergie traversant un segment dont les extrémités ont pour coordonnées (voir figure I.12) les points $[-\Lambda/2, z_0]$ et $[\Lambda/2, z_0]$, z_0 étant situé sous le réseau, dans le silicium. Au début d'une simulation, les sources commencent à émettre, puis la propagation des champs émis est calculée. Au bout d'un certain temps de propagation, les champs émis atteignent le segment. Celui-ci commence alors à "mesurer" leur intensité en fonction du temps de propagation. Si la propagation se poursuit, l'intensité "mesurée" finit par se stabiliser jusqu'à atteindre sa valeur en régime stationnaire. C'est cette valeur qui nous intéressera par la suite pour le calcul du contraste. L'allure du régime transitoire procure par-contre une illustration de la répartition de l'énergie dans les ordres diffractés. La figure I.14 montre dans un cas typique l'intensité transmise $I(t)$ en fonction du temps de propagation. Les sources commencent à émettre à l'instant $t=0$ alors que le segment de "mesure" est placé à une distance de $20\mu\text{m}$ sous la surface du réseau (cette distance permet d'amplifier la durée du régime transitoire). Les graphes représentent le temps de propagation t sous la forme de la distance ct (c étant la vitesse de la lumière dans le vide). Le graphe de gauche correspond au cas $\varphi = 0$, celui de droite au cas $\varphi = \pi$.

$$\Lambda=1\mu\text{m}, w=0,5\mu\text{m}, p=300\text{nm}, \lambda=0,67\mu\text{m}, \text{TE}, m_L=2, \sigma=42,1^\circ, n(\text{Si})=3,83, \kappa=0$$

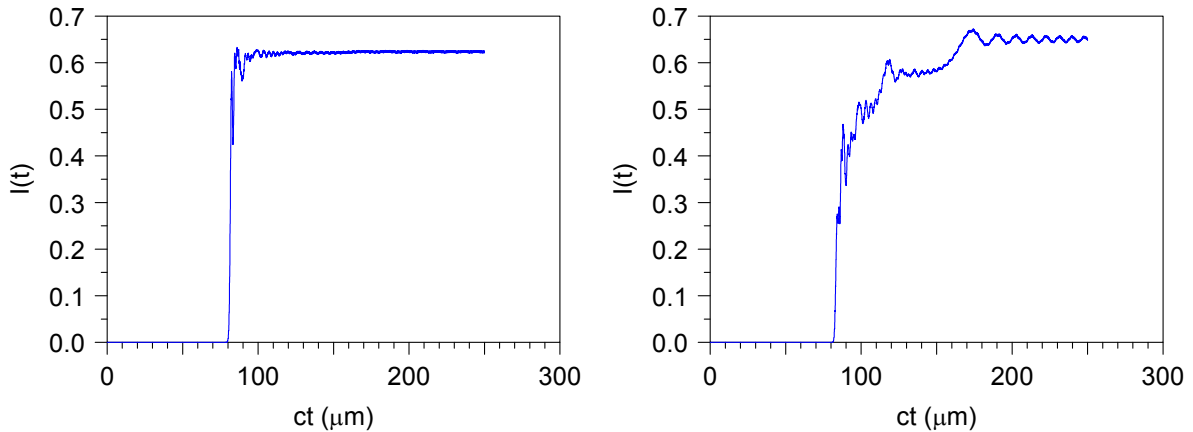


Figure I.14: flux d'énergie fonction du temps de propagation pendant le régime transitoire pour des déphasages $\varphi = 0$ (à gauche) et $\varphi = \pi$ (à droite).

Le régime stationnaire est atteint dès $ct \approx 130\mu\text{m}$ pour $\varphi = 0$, alors qu'il survient plus tardivement, vers $ct \approx 200\mu\text{m}$, pour $\varphi = \pi$. Ce décalage est dû à une répartition d'énergie dans les ordres diffractés très différente entre les deux cas. En effet, la composante en z de la vitesse de propagation d'un ordre diffracté dans la direction q vaut:

$$v_{zq} = \frac{c}{n(\text{Si})} \cos(\theta_q) \quad (\text{I.37})$$

Les ordres diffractés selon un angle important se propagent plus lentement selon z . Dans la configuration présentée ici et pour le cas $\varphi = 0$, les directions de diffraction privilégiées sont la

direction 0 et éventuellement la ou les direction(s) ayant un faible angle par rapport à l'axe z. Dans le cas $\varphi = \pi$, l'énergie se répartit davantage dans les directions ayant un fort angle θ_q . On observe alors sur le graphe $I(t)$ l'arrivée successive des différents ordres, chaque pallier correspondant à une direction de diffraction. L'intensité ne se stabilise définitivement que lorsque l'énergie diffractée dans la direction 5 atteint le segment.

Notons toutefois qu'une distance L aussi grande que $20\mu\text{m}$ n'est pas intrinsèquement nécessaire ni pour calculer l'intensité transmise en régime stationnaire, ni pour calculer la répartition de l'énergie dans les différents ordres. L'intensité transmise en régime stationnaire reste bien sûr identique lorsqu'elle n'est calculée qu'à quelques nanomètres ou dizaines de nanomètres seulement sous le réseau. La répartition de l'énergie dans les ordres de diffraction est facilement obtenue par le calcul du champ lointain lorsque le régime stationnaire est atteint (là encore, une distance de quelques nanomètres ou dizaines de nanomètres sous le réseau suffit). La figure I.15 montre le champ lointain dans une configuration presque identique à celle de la figure I.14 (l'indice du silicium est ici de 3,5 contre 3,83). Elle montre notamment le cas de la direction 0 qui possède, conformément à ce qui a été démontré précédemment, un contraste de 100%.

$\Lambda=1\mu\text{m}$, $w=0,5\mu\text{m}$, $p=300\text{nm}$, $\lambda=0,67\mu\text{m}$, TE, $m_L=2$, $\sigma=42,1^\circ$, $n(\text{Si})=3,5$, $\kappa=0$

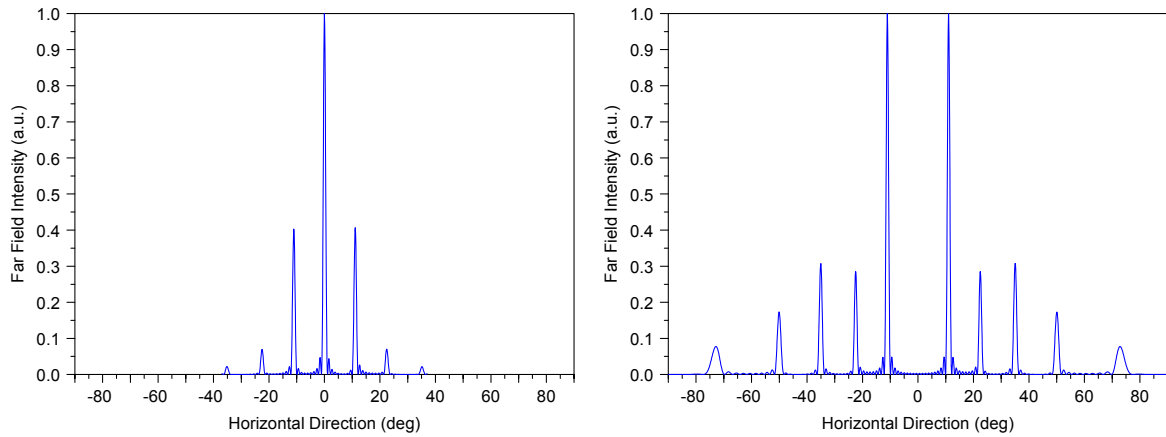


Figure I.15: champ lointain des ordres diffractés transmis pour les déphasages $\varphi = 0$ (à gauche) et $\varphi = \pi$ (à droite).

3.2.4 Dépendance au déphasage φ de l'intensité transmise

Entre les cas $\varphi=0$ et $\varphi=\pi$, nous avons montré précédemment que l'intensité optique transmise dans le silicium est liée au déphasage par une relation de la forme:

$$I(\varphi) = A + B \cos(\varphi) \quad (\text{I.38})$$

où A et B sont des paramètres indépendants de φ (section I.3.1.3). Cette relation est vérifiée par simulation pour un cas particulier en figure I.16. Le graphe donne l'intensité transmise en fonction de φ , chaque point représentant un cas de simulation. Dans le cas présent, les intensités $I(0)$ et $I(\pi)$ s'élèvent respectivement à 57% et 86% de la puissance optique émise par les sources. Nous avons vu que le contraste d'un détecteur détermine sa sensibilité au déphasage. Les valeurs $I(0)$ et $I(\pi)$ permettent de calculer le contraste optique grâce à la relation:

$$C = \frac{I(0) - I(\pi)}{I(0) + I(\pi)} \quad (I.39)$$

Le contraste qui en résulte avec les valeurs ci-dessus atteint à peu près 20%. **Cette valeur montre qu'un dispositif détecteur de déphasage est sensible au déphasage des faisceaux incidents.** Le contraste d'un détecteur est a priori dépendant de l'ensemble des paramètres liés aux conditions de diffraction. Nous présenterons dans le second chapitre une étude montrant la variation du contraste en fonctions de plusieurs paramètres. Pour chaque cas étudié, le contraste sera déterminé grâce au calcul de l'intensité transmise dans le silicium pour $\varphi = 0$ et $\varphi = \pi$.

$\Lambda=1\mu\text{m}$, $w=0,3\mu\text{m}$, $p=350\text{nm}$, $\lambda=0,67\mu\text{m}$, TE, $m_L=2$, $\sigma=42,1^\circ$, $n(\text{Si})=3,83$, $\kappa=0$

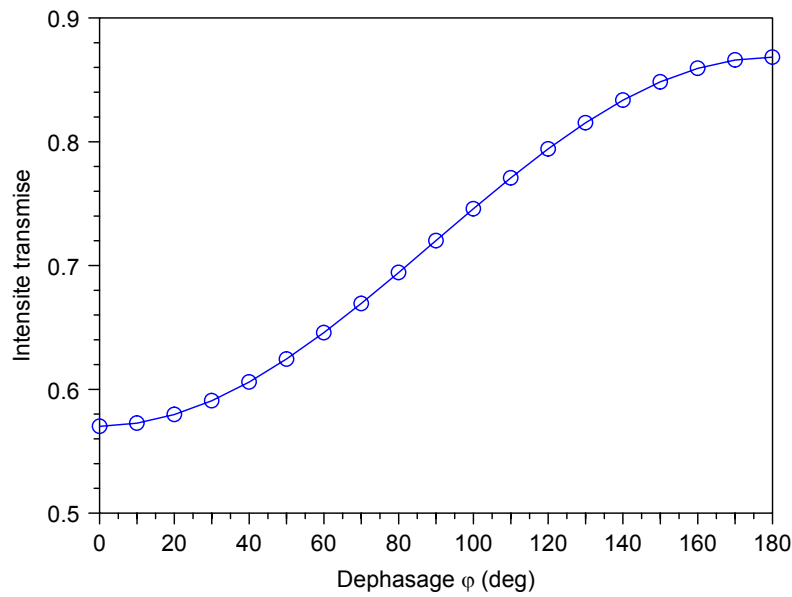


Figure I.16: simulation de la dépendance à φ de l'intensité transmise par le réseau d'un détecteur de déphasage.

4. Conclusion

L'analyse du fonctionnement d'un capteur optique de déplacement, constitué par des fonctions hétérogènes et distinctes spatialement, nous a conduit à proposer une approche d'intégration mettant à profit la technologie CMOS.

Un premier type d'approche, exploitant les propriétés de détection d'une simple jonction pn, a permis d'ores et déjà d'intégrer en un seul optoASIC les fonctions de détection et de traitement du signal et d'obtenir une configuration compacte et miniaturisée du capteur.

Par une approche innovante, intégrant le réseau de lecture et la jonction pn, nous avons proposé un détecteur original dont la fonctionnalité attendue est de détecter le déphasage entre deux faisceaux. Étudié dans le cas particulier de la configuration du capteur, nous avons montré que son comportement électromagnétique permet de déduire simplement le déphasage à partir de la modulation du courant de détection. Le chapitre suivant développe l'influence des paramètres structuraux de ce détecteur, les conditions de réalisation technologique, et les performances obtenues sur les composants réalisés.

II. Etude, fabrication et caractérisation d'un détecteur de déphasage

1. Influence de la géométrie du réseau sur le contraste

1.1 Paramètres d'étude

Les sections qui suivent montrent la variation du contraste optique d'un détecteur de déphasage en fonction de ses paramètres. Le détecteur est constitué, comme précédemment, d'un réseau de diffraction gravé à la surface d'une photodiode en silicium. Nous étudions ici uniquement le contraste du signal optique reçu par la photodiode sans considérer les propriétés électriques de cette dernière. D'autre part, toutes les combinaisons de paramètres utilisées ci-dessous respectent les conditions de diffraction décrites au premier chapitre (section I.3.1.2): le réseau du détecteur reçoit deux ondes planes de même intensité en incidence de Littrow avec des angles d'incidence opposés par rapport à la normale et les paramètres σ , Λ , λ et m_L vérifient la relation $\Lambda \sin(\sigma) = m_L \cdot \lambda / 2$.

Les conditions de modélisation sont identiques à celles décrites en section I.3.2.2. Les valeurs des paramètres sont choisies en fonction des conditions pratiques de fabrication et de caractérisation qui seront présentées dans les sections II.2 et II.4. Le réseau est entièrement en silicium, sauf dans le cas particulier étudié en section II.1.5 où il possède une couche de silice en surface. Son profil est rectangulaire. Les faisceaux ont une longueur d'onde de 633nm. On utilise un indice de réfraction de 3,86 pour le silicium (cette valeur correspond à l'indice du silicium monocristallin faiblement dopé à $\lambda=633\text{nm}$). Un indice imaginaire $\kappa=0,018$ est employé pour prendre en compte l'absorption dans le silicium. Cette valeur équivaut à une longueur caractéristique d'absorption de $2,8\mu\text{m}$ (elle correspond également à l'indice imaginaire du silicium monocristallin faiblement dopé au voisinage de 633nm).

Les valeurs des autres paramètres dépendent des cas de modélisation concernés. Les plages de valeurs adoptées pour ces paramètres ainsi que les valeurs des paramètres fixes sont résumées dans le tableau ci-dessous:

Paramètre:	Symbole:	Valeur:
Longueur d'onde:	λ	633nm
Polarisation:		TE ou TM
Ordre de l'incidence de Littrow:	m_L	1, 2 ou 3
Indice de réfraction du silicium (partie réelle):	$n(\text{Si})$	3,86
Indice imaginaire du silicium:	κ	0 ou 0,018
Période du réseau:	Λ	350nm à 1,9 μm
Angle d'incidence:	σ	29° à 65°
Profondeur du réseau:	p	0 à 400nm
Largeur des dents:	w	100nm à 900nm

Dans tous les cas d'étude, le contraste est calculé pour les deux polarisations (en polarisation TE le champ électrique est parallèle aux lignes du réseau). Cependant, afin de limiter les cas de simulation, la variation du contraste est étudiée suivant deux configurations principales, définies par:

- $\Lambda=1\mu\text{m}$, $m_L=2$, $\kappa=0,018$, $p=50\text{nm}$ à 350nm , $w=100\text{nm}$ à 900nm ,
- $w=\Lambda/2$, $\kappa=0$, $m_L=1, 2$ ou 3 , $p=0$ à 400nm , $\sigma=29^\circ$ à 65° (Λ est fixé en fonction de m_L et σ pour vérifier l'incidence de Littrow).

Pour ces deux configurations, le réseau est entièrement en silicium. Dans la première configuration, on considère le cas typique d'un réseau de $1\mu\text{m}$ de période à l'ordre $m_L=2$ pour lequel l'angle d'incidence σ vaut environ 39° . Pour cette configuration, nous étudions l'influence de la profondeur et le rapport d'ouverture du réseau. Dans la deuxième configuration, le rapport d'ouverture du réseau est fixé à la valeur de 50% qui est a priori la plus favorable d'un point de vue technologique. Pour cette configuration, nous étudions l'influence des paramètres m_L , Λ et p . En plus de ces deux configurations, le cas d'un réseau possédant une couche de silice à sa surface est également abordé. Pour ce cas, seule une variation de la profondeur est testée, les autres paramètres étant fixés à $\Lambda=1\mu\text{m}$, $w=0,5\mu\text{m}$ et $m_L=2$.

Dans tous les cas, le contraste est déterminé en calculant les valeurs de $I(0)$ et $I(\pi)$ (section I.3.1.4). Lorsque l'absorption du silicium est prise en compte, ces valeurs sont déterminées non pas en calculant directement le flux d'énergie dans le silicium mais au contraire en calculant l'intensité réfléchie par le réseau. La puissance transmise par le réseau et absorbée par le silicium est alors égale à la différence entre la puissance totale des sources et la puissance réfléchie (on considère alors que toute la puissance optique absorbée par le silicium est par la suite transformée en signal).

1.2 Influence du rapport d'ouverture et de la profondeur

Nous exposons ici la variation du contraste d'un détecteur en fonction de la profondeur et du rapport d'ouverture du réseau lorsque $\Lambda=1\mu\text{m}$, $m_L=2$ et $\kappa=0,018$. La figure II.1 montre les résultats du calcul du contraste dans ces conditions.

$$\Lambda=1\mu\text{m}, \lambda=0,633\mu\text{m}, m_L=2, n(\text{Si})=3,86, \kappa=0,018$$

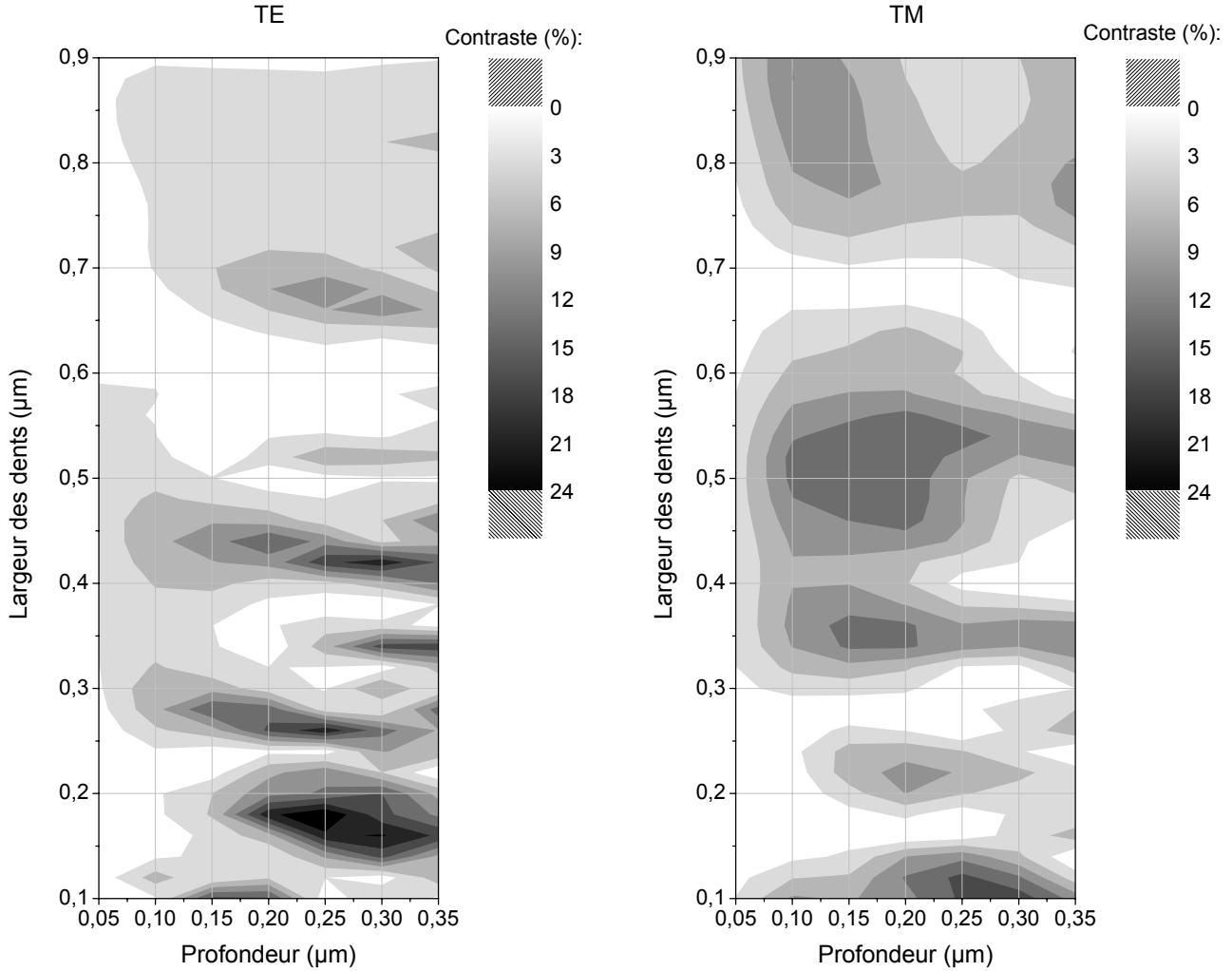


Figure II.1: calcul du contraste d'un réseau de profil rectangulaire en fonction de sa profondeur et de son rapport d'ouverture (à gauche en polarisation TE, à droite en polarisation TM). Les contrastes sont pris en valeur absolue. L'absorption du silicium est prise en compte ($\kappa=0,018$). La largeur des dents a été considérée par pas de 20nm, la profondeur par pas de 50nm.

Le contraste montre une importante sensibilité aux paramètres. Les contrastes les plus élevés peuvent atteindre jusqu'à 24% sur des plages de valeurs très resserrées en polarisation TE. Des contrastes deux à trois fois plus faibles peuvent en revanche être obtenus sur des gammes de valeurs beaucoup plus larges pour les deux polarisations. En polarisation TM, le contraste dépasse ainsi 9% pour des largeurs de dents comprises entre 440 et 570nm et des profondeurs comprises entre 80 et 250nm. En polarisation TE, la zone la plus favorable se situe aux largeurs de dents comprises entre 150 et 210nm et à des profondeurs allant de 200 à 300nm. Ces tolérances sont compatibles avec les marges d'erreur dues au procédé de fabrication des réseaux. Le recouvrement des zones de fort contraste des deux polarisations reste faible. Un contraste

supérieur à 6% est présent en TE et en TM pour des profondeurs comprises entre 100 et 250nm et des largeurs de dents voisines de 450nm.

1.3 Influence de la période et de l'ordre de Littrow

Nous n'avons abordé jusqu'ici que le cas où les faisceaux incidents respectent la condition de Littrow à l'ordre 2. La figure II.2 illustre les conditions à respecter pour obtenir les incidences de Littrow aux ordres 1, 2 et 3. Ces conditions se traduisent de plusieurs manières selon l'approche adoptée. Dans une approche "champ lointain", l'incidence de Littrow se traduit par le fait que les directions de diffraction sont symétriques par rapport à la normale au réseau et que l'une de ces directions coïncide avec la direction du faisceau incident. Dans une approche "champ proche", l'incidence de Littrow se traduit par le fait que les franges d'interférence créées par deux faisceaux d'angles d'incidence opposés suivent la même périodicité que le réseau. L'ordre m_L donne alors exactement le nombre de franges d'interférences présentes par période du réseau. Autrement dit, un faisceau qui est en incidence de Littrow à l'ordre 2 pour une période donnée, sera en incidence à l'ordre 1 si la période du réseau est divisée par 2 (sans modifier l'angle d'incidence). Sur le plan de la modélisation, les cas où m_L est impair suivent le même principe que celui montré en section I.3.2.2 mais en prenant en compte deux périodes du réseau au lieu d'une dans le domaine de calcul.

Nous exposons ici la variation du contraste d'un détecteur en fonction de m_L , de la période du réseau et de la profondeur lorsque $w=\Lambda/2$ et $\kappa=0$. La figure II.3 montre les résultats du calcul du contraste dans ces conditions. Le contraste est représenté en fonction de la période du réseau et de sa profondeur pour les trois premiers ordres d'incidence de Littrow (en TE et en TM). La largeur des dents est fixée dans tous les cas à la moitié de la période. Pour chaque valeur de la période, l'angle d'incidence σ est ajusté de manière à respecter la condition de Littrow à l'ordre indiqué. Les gammes de périodes sur lesquelles le contraste est calculé correspondent à des angles d'incidence allant de 29 à 65°. Ces simulations ont été effectuées en négligeant l'absorption du silicium. Plusieurs cas de figure montrent que les positions des minima et des maxima de contraste sont peu affectées par la présence ou non de l'absorption.

La variation de la période et de l'ordre m_L entraînent des écarts de contraste comparables à ceux engendrés par la variation de la profondeur ou du rapport d'ouverture. Le contraste maximal atteint reste proche de 25%. Les cas $m_L=1$, $m_L=2$ et $m_L=3$ semblent tous compatibles avec l'obtention de contrastes supérieurs à 10%. L'écart de contraste entre les polarisations TE et TM est très important dans la majorité des cas. A l'ordre $m_L=2$, en polarisation TM, le contraste maximal atteint pour une période de 1 μ m semble peu varier pour des périodes voisines (de 950nm à plus de 1,1 μ m). Cette zone de fonctionnement coïncide avec celle que nous avons observée en polarisation TM sur la figure II.1. Elle révèle un contraste supérieur à 10% atteignable avec une tolérance particulièrement favorable, proche de ± 50 nm sur la période, la profondeur et la largeur des dents.

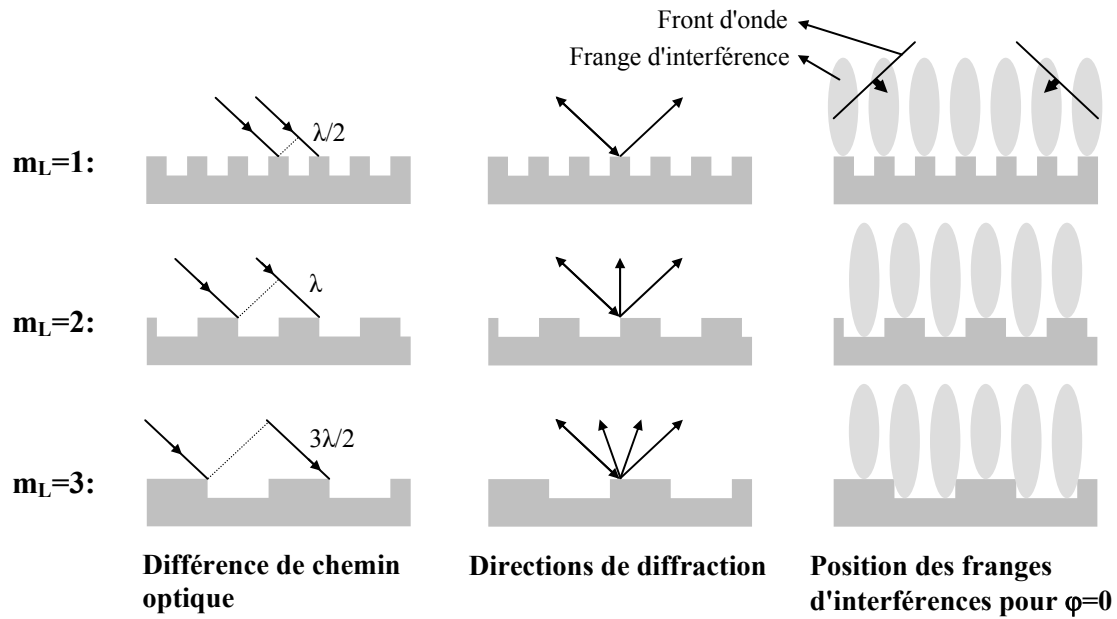


Figure II.2: Incidence de Littrow aux trois premiers ordres. A gauche et au centre: un seul faisceau en incidence de Littrow frappe le réseau. Les schémas de gauche montrent la différence de chemin optique du faisceau incident entre deux périodes du réseau successives. Les schémas du centre montrent les directions du faisceau incident et des faisceaux diffractés en réflexion: l'un des faisceaux diffractés coïncide avec le faisceau incident. A droite: deux faisceaux sont en incidence de Littrow avec des angles d'incidence opposés. Ils créent m_L franges d'interférences par période du réseau.

$$w=0,5 \cdot \Lambda, \lambda=0,633 \mu\text{m}, n(\text{Si})=3,86, \kappa=0$$

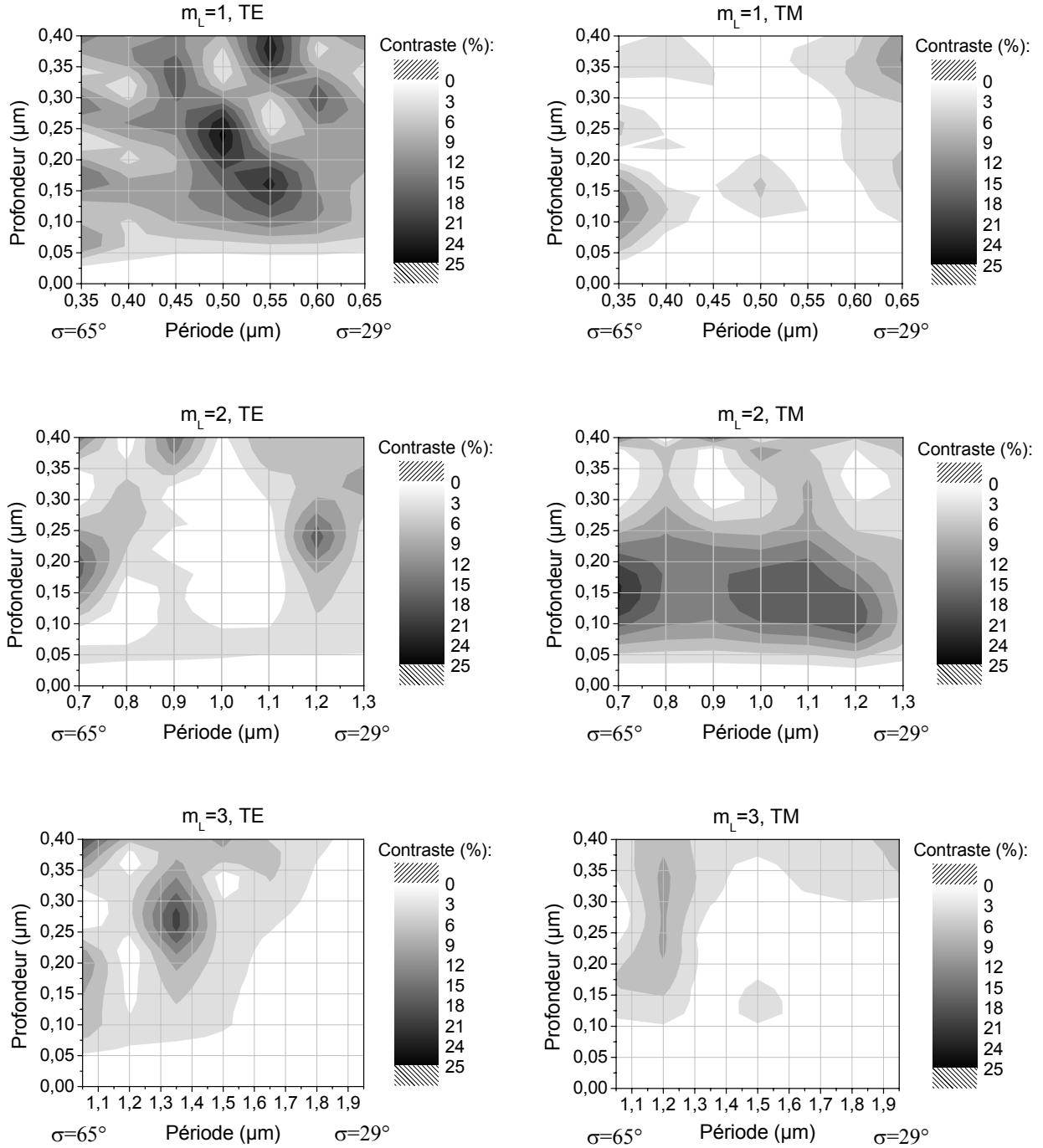


Figure II.3: calcul du contraste d'un réseau de profil rectangulaire en fonction de sa profondeur, de sa période et de l'ordre de Littrow m_L (à gauche en polarisation TE, à droite en polarisation TM). Les contrastes sont pris en valeur absolue. L'absorption du silicium n'est pas prise en compte ($\kappa=0$). La profondeur a été considérée par pas de 20nm, la période par pas de 100nm.

1.4 Intensité transmise à la photodiode

La figure II.4 montre l'intensité moyenne transmise dans le silicium dans les mêmes cas que pour la figure II.1 (à l'exception de l'indice imaginaire κ qui est nul sur la figure II.4). L'intensité reportée représente l'intensité transmise pour $\varphi=\pi/2$, c'est à dire l'intensité moyenne entre les cas $\varphi=0$ et $\varphi=\pi$. Les valeurs sont données en pourcentage de la puissance optique incidente. Les graphes montrent que, dans l'essentiel des cas, cette intensité se situe entre 50% et 70% en polarisation TE et entre 70% et 90% en polarisation TM. Ces chiffres sont proches du cas classique d'une interface plane air/silicium pour lequel les relations analytiques donnent un taux de transmission dans le silicium de 56% en polarisation TE et de 75% en polarisation TM (pour un faisceau ayant un angle d'incidence $\sigma=40^\circ$).

$$\Lambda=1\mu\text{m}, \lambda=0,633\mu\text{m}, m_L=2, n(\text{Si})=3,86, \kappa=0$$

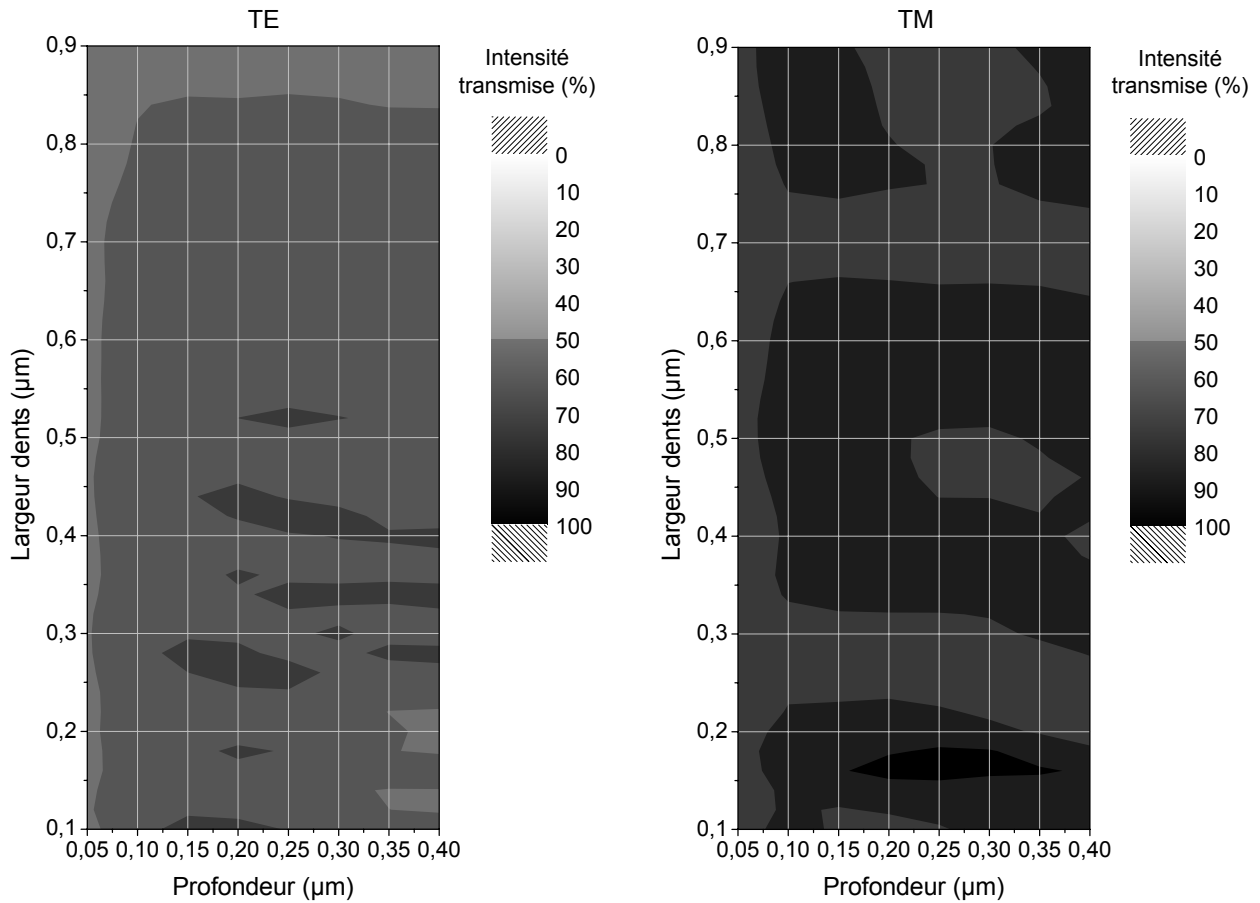


Figure II.4: intensité transmise dans le silicium, sous le réseau, pour $\varphi=\pi/2$, rapportée à l'intensité totale des faisceaux incidents. $\lambda=0,633\mu\text{m}$, $n(\text{Si})=3,86$, $\kappa=0$.

1.5 Influence d'une couche de silice

Le procédé de fabrication des photodiodes implique la présence d'une couche superficielle de silice de 100nm d'épaisseur au-dessus du silicium. Cette couche peut être conservée ou éliminée pour la fabrication du réseau. La figure II.5 illustre son influence sur le contraste dans les conditions particulières précisées. Dans le cas précis de la figure, la présence de la silice a tendance à diminuer le contraste en polarisation TM et à le laisser entre 0 et 5% en polarisation TE.

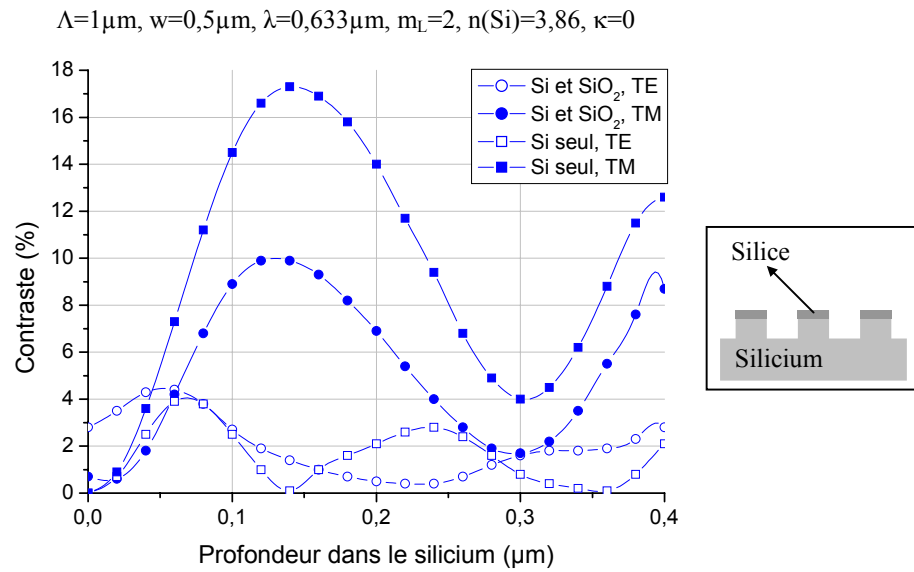


Figure II.5: calcul du contraste en présence ou non d'une couche de silice de 100nm d'épaisseur au sommet des dents. Les contrastes sont pris en valeur absolue.

1.6 Conclusion

Les structures modélisées ici confirment la validité du principe de détection de déphasage que nous avons présenté. De larges plages de paramètres offrent des contrastes supérieurs à 5%. Des gammes de valeurs réduites montrent des contrastes dépassant 20%. Par ailleurs, la présence du réseau à la surface de la photodiode affecte peu la puissance optique moyenne qu'elle reçoit, celle-ci restant comprise entre 50% et 90% de la puissance incidente dans la plupart des cas. Nous nous intéresserons plus particulièrement par la suite à la gamme de paramètres se situant au voisinage des valeurs $\Lambda=1\mu\text{m}$, $p=150\text{nm}$, $w=500\text{nm}$ et $m_L=2$. Le contraste théorique en polarisation TM pour ces paramètres est supérieur à 12% avec une large tolérance, très favorable à la fabrication du détecteur, sur la période, la largeur des dents et la profondeur du réseau. Nous exposons dans la section suivante les procédés suivis pour la fabrication du réseau. Nous

discuterons ensuite l'influence des défauts de fabrication et de caractérisation sur le contraste puis nous présenterons les résultats de caractérisation obtenus pour les composants fabriqués.

2. Fabrication de détecteurs

Les sections précédentes ont permis d'évaluer la variation de la sensibilité d'un détecteur de déphasage en fonction de ses paramètres. Les modélisations mettent en évidence plusieurs plages de fonctionnement associées à des contrastes supérieurs à 10%. Afin de valider expérimentalement le principe de détection et les plages de fonctionnement indiquées par modélisation, nous détaillons ici les procédés de fabrication de détecteurs pour des paramètres correspondants à une zone de fonctionnement optimale caractérisée par les valeurs: $\Lambda=1\mu\text{m}$, $p=150\text{nm}$, $w=500\text{nm}$ et $m_L=2$. Les résultats de la mesure du contraste pour les détecteurs fabriqués sera détaillée en section II.4.3.

2.1 Réalisation des photodiodes

La première étape dans le procédé de fabrication des détecteurs concerne la réalisation des photodiodes. Les photodiodes étudiées dans ce mémoire ont été réalisées au LAAS-CNRS, selon le procédé compatible CMOS détaillé dans la thèse de Sabine Fourment [15]. La surface des photodiodes est constituée soit par le silicium, soit par une couche de silice de 100nm d'épaisseur recouvrant le silicium. Les photodiodes ont une surface allant de $400\times 600\mu\text{m}$ à $6\times 6\text{mm}$. Leur jonction pn est située à une profondeur de 400nm dans le silicium. Les réseaux gravés doivent avoir une profondeur inférieure afin de ne pas traverser la jonction (figure II.6).

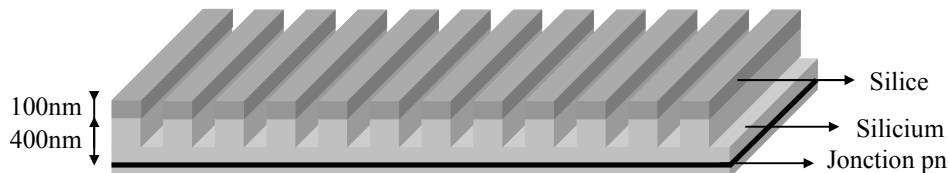


Figure II.6: structure d'un réseau gravé sur une photodiode.

Les photodiodes présentent un courant d'obscurité de l'ordre de $10\text{nA}/\text{cm}^2$, et une sensibilité d'environ $0,4\text{A}/\text{W}$. Ces valeurs sont proches des performances de photodiodes commerciales standards pour la détection dans le rouge. Elles démontrent ainsi qu'un procédé de type CMOS peut être utilisé pour obtenir des détecteurs de performances répondant aux cahiers des charges de capteurs optiques.

Après la fabrication du réseau, les caractéristiques $I(P)$ des photodiodes ne font pas apparaître de dégradation significative de la sensibilité. La proportionnalité entre le courant électrique délivré et la puissance optique reçue est particulièrement importante dans notre cas: en effet, si elle est vérifiée, le contraste optique reçu par la photodiode est directement égal au contraste de modulation du signal électrique. Nous utiliserons par la suite cette propriété pour

comparer les contrastes mesurés sur les détecteurs fabriqués aux contrastes théoriques présentés en section II.1.

2.2 Fabrication des réseaux

Les réseaux sont fabriqués à même la surface des photodiodes. Chaque photodiode reçoit un réseau unique qui recouvre totalement ou partiellement la surface photodétectrice. La fabrication d'un réseau comprend d'une part son écriture, d'autre part sa gravure dans le silicium (et éventuellement dans la couche de silice si elle est présente). Afin d'obtenir un bon contrôle de la géométrie du réseau et des valeurs de ses paramètres, plusieurs procédés de fabrications ont été successivement développés. En collaboration avec le Laboratoire de Traitement du Signal et d'Instrumentation (Saint Etienne), un procédé d'écriture des réseaux par photolithographie a été initialement mis au point. Ce procédé est plus amplement décrit dans les thèses de Yves Jourlin et Sabine Fourment [1, 2]. Ses principaux aspects sont repris ci-dessous. Nous présentons dans ce mémoire deux autres procédés de fabrication, que nous avons mis en oeuvre, basés sur une écriture du réseau par lithographie électronique. Les caractéristiques de tous les détecteurs réalisés sont résumées en figure II.10.

Les réseaux écrits par photolithographie ont été fabriqués en conservant la couche de silice superficielle. Le procédé est résumé en figure II.7. Il utilise un masque optique contenant le dessin des réseaux. L'étape de photolithographie UV transfère le dessin du masque dans une couche de résine photosensible préalablement déposée sur l'échantillon. Après révélation, le masque de résine formé est transféré dans le substrat par gravure ionique réactive. Les réseaux fabriqués ont une période de $1\mu\text{m}$ et couvrent une surface de $3\times 2\text{mm}$. Trois échantillons ont été traités par ce procédé. La profondeur totale des réseaux gravés (silice et silicium inclus) est voisine de 150nm et 310nm .

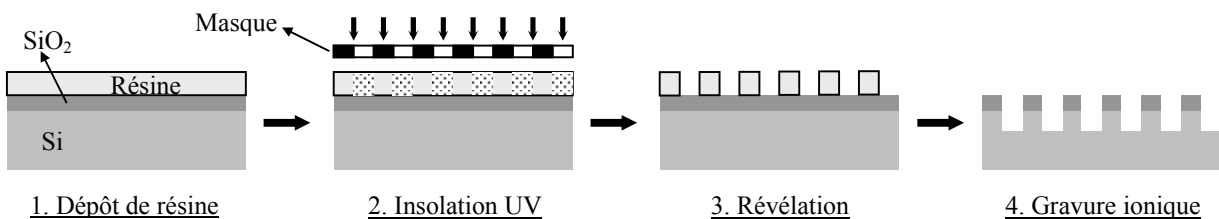


Figure II.7: procédé de fabrication des réseaux par photolithographie.

Les échantillons traités par lithographie électronique ont suivi deux procédés différents que nous appellerons $P_{\text{rés}}$ et $P_{\text{mét}}$ (pour procédé "résine" et procédé "métal"). Ces procédés sont résumés sur les figures II.8 et II.9. Les principaux aspects d'une opération de lithographie électronique et les caractéristiques de l'équipement que nous utilisons sont exposés en annexe 1. Les photodiodes utilisées pour les procédés $P_{\text{rés}}$ et $P_{\text{mét}}$ ont une surface de $400\times 600\mu\text{m}$ et ne possèdent pas de couche de silice. Les deux procédés débutent par un dépôt de résine électrosensible (PMMA). Celle-ci est déposée par tournette à 5000tr/min en une couche d'épaisseur proche de 200nm . La résine est ensuite insolée lors de l'étape d'écriture par faisceau d'électrons. Les lignes du réseau sont dessinées par le faisceau sur la résine. L'étape de révélation

permet d'obtenir un masque de résine dans lequel les ouvertures sont les lignes du réseau. La période programmée pour les réseaux est de $1\mu\text{m}$. Ces derniers couvrent une surface de $400\times 600\mu\text{m}$ pour le procédé $P_{\text{rés}}$ (soit toute la surface de la photodiode) et de $300\times 300\mu\text{m}$ pour le procédé $P_{\text{mét}}$. Sur un échantillon, le pas du réseau a été contrôlé par diffraction. La valeur obtenue est de $1005\pm 1\text{nm}$. Cette valeur n'est cependant qu'une valeur moyenne. Une inhomogénéité du pas sur l'ensemble du réseau reste possible en raison des déformations non linéaires du champ d'écriture (voir annexe 1). La valeur de cette inhomogénéité n'a pas été directement mesurée. Ses conséquences sur le contraste sont discutées dans les sections II.3.6 et II.4.3. La largeur des lignes après révélation présente par-contre nettement une inhomogénéité entre le centre et les bords des réseaux. Les valeurs des largeurs de dents à la fin du procédé de fabrication sont reportées en figure II.10 et discutées ci-dessous pour chacun des procédés. Le pas des réseaux étant de $1\mu\text{m}$ et les largeurs des lignes étant proches de 500nm , les effets de proximité ont une influence relativement mineure sur les rapports d'ouverture des réseaux (voir annexe 1).

Le procédé $P_{\text{rés}}$ (figure II.8) utilise le masque de résine en tant que masque de gravure, de façon analogue au procédé utilisant la photolithographie. La gravure est effectuée dans un bâti de gravure ionique réactive à plasma dense du type ICP (Induced Coupled Plasma). Les conditions de gravure permettent d'obtenir des flancs de gravure verticaux (figure II.11, photo de gauche). Le silicium est gravé à peu près deux fois plus rapidement que la résine, à environ 250 à $350\text{nm}/\text{min}$. La largeur des dents obtenue après gravure est comprise entre $480\pm 70\text{nm}$ au centre du réseau et $580\pm 100\text{nm}$ sur ses bords. Un échantillon, que nous appellerons $P_{\text{rés}}$, a été traité par ce procédé (figure II.10).

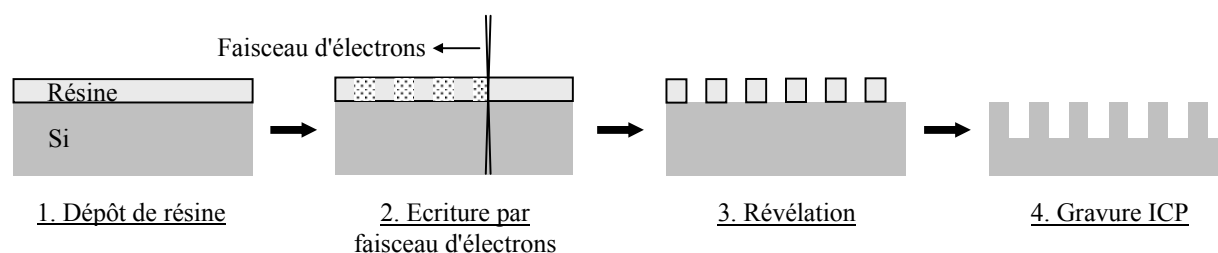


Figure II.8: procédé de fabrication $P_{\text{rés}}$ des réseaux par lithographie électronique.

Le procédé $P_{\text{mét}}$ (figure II.9) utilise le masque de résine pour fabriquer un masque de 50nm de nickel par évaporation et lift-off. L'échantillon est ensuite gravé dans les mêmes conditions que dans le procédé $P_{\text{rés}}$. Dans ces conditions, le nickel est très peu gravé (quelques nanomètres) par rapport au silicium. La profondeur gravée à côté du réseau est mesurée au profilomètre. Une mesure par AFM à l'intérieur du réseau a été effectuée sur un échantillon (figure II.12). Elle montre que pour des fentes de 500nm de large et de 200nm de profondeur, la profondeur de gravure est identique à l'intérieur et à l'extérieur du réseau. Le nickel est éliminé par un bain d'acide nitrique. L'acide nitrique forme une couche d'oxyde de quelques nanomètres seulement sur le silicium. Il n'attaque pas les métallisations Al-Si de la photodiode. La figure II.13 montre un détecteur ainsi réalisé. L'utilisation d'un masque métallique permet de mieux respecter la profondeur de gravure souhaitée. Le métal peut offrir par ailleurs une meilleure conservation que la résine et n'est que très peu soumis à la réactivité chimique du plasma de gravure. La profondeur des réseaux est de $150\pm 10\text{nm}$. Leur largeur de dents conserve une

inhomogénéité entre le centre et la périphérie du réseau. Deux échantillons, $P_{\text{mét}1}$ et $P_{\text{mét}2}$, ont été fabriqués par ce procédé (figure II.10).

L'échantillon $P_{\text{mét}2}$ possède les caractéristiques les plus proches de celles que nous avons décrites plus haut ($\Lambda=1\mu\text{m}$, $p=150\text{nm}$, $w=500\text{nm}$ et $m_L=2$). Cet échantillon devrait ainsi montrer la plus grande sensibilité au déphasage (en polarisation TM). Nous comparerons en section II.4.3 les contrastes de tous les détecteurs fabriqués. Auparavant, nous exposerons la sensibilité du contraste aux imperfections du réseau et des angles d'incidence des faisceaux.

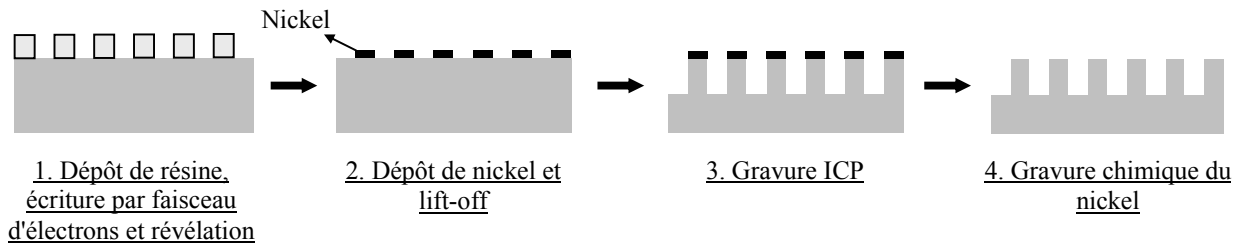


Figure II.9: procédé de fabrication $P_{\text{mét}}$ des réseaux par lithographie électronique.

Echantillon	Couche de silice	Surface photodiode	Surface réseau	Mode d'écriture	Profondeur totale	Largeur des dents	
						centre	bord
LTSI1	oui	3×3mm	2×3mm	photolitho.	~150nm		
LTSI2	oui	6×6mm	2×3mm	photolitho.	~150nm		
LTSI3	oui	5×5mm	2×3mm	photolitho.	~310nm		
$P_{\text{rés}}$	non	400×600μm	400×600μm	litho. élec.	250±50nm	480±70nm	580±100nm
$P_{\text{mét}1}$	non	400×600μm	300×300μm	litho. élec.	150±10nm	420±40nm	400±40nm
$P_{\text{mét}2}$	non	400×600μm	300×300μm	litho. élec.	150±10nm	505±40nm	455±40nm

Figure II.10: caractéristiques des détecteurs d'interférences fabriqués.

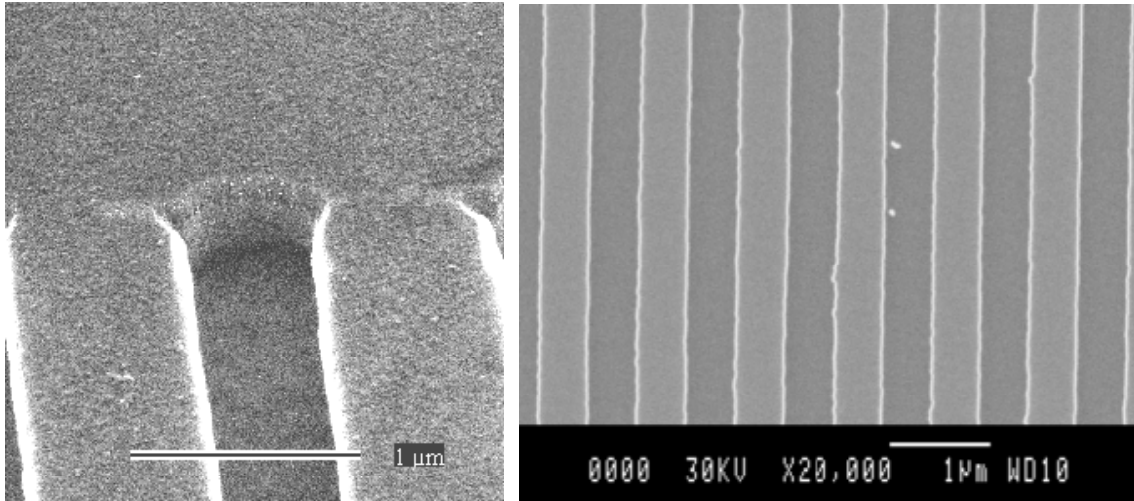


Figure II.11: réseaux gravés à la surface de photodiodes.

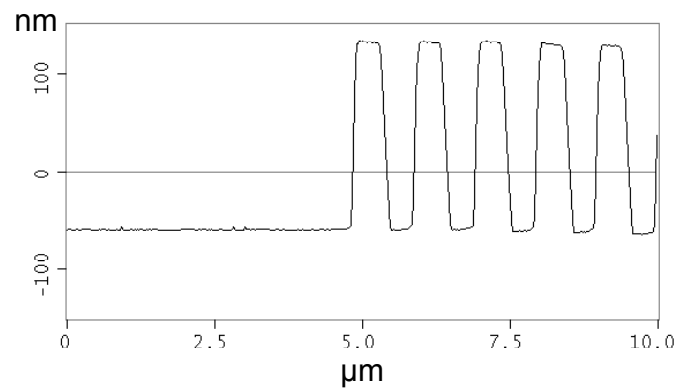


Figure II.12: profil, mesuré par AFM, du bord d'un réseau après gravure. Les sillons ont une largeur de 500nm et une profondeur de 190nm. La profondeur gravée est identique dans les sillons et à côté du réseau.

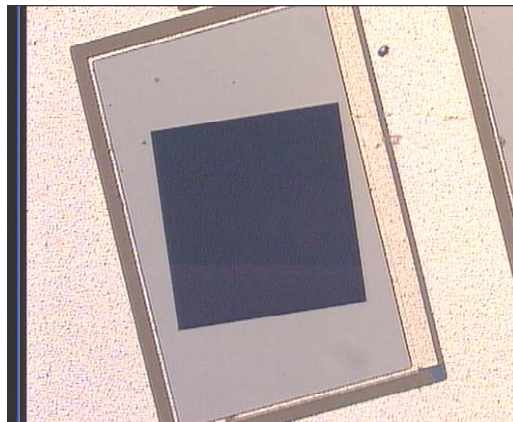


Figure II.13: réseau de 300×300µm gravé à la surface d'une photodiode.

3. Tolérance du contraste aux conditions d'utilisation et aux défauts du réseau

Nous avons abordé au cours de la section II.1 l'influence sur le contraste des principaux paramètres technologiques du réseau: période, profondeur, rapport d'ouverture. Ces résultats ont été obtenus en considérant un système parfait dans lequel deux ondes planes, monochromatiques, cohérentes et de mêmes amplitudes sont projetées suivant des angles d'incidence précis sur un réseau infini et parfaitement homogène gravé à la surface d'une photodiode. Aucune de ces conditions n'est strictement respectée sur un système réel. Les conséquences des imperfections du système sur ses performances sont analysées ci-dessous. Le cas spécifique d'un système de capteur de déplacement tel que décrit en section I.2 est détaillé dans la thèse de Yves Jourlin [16]. Nous considérons dans la section qui suit le cas plus général du détecteur de déphasage. Nous l'aborderons sous un aspect "champ proche" en décrivant notamment les variations du contraste qui se produisent lorsque les franges d'interférences deviennent désalignées ou décalées par rapport aux lignes du réseau.

3.1 Ecart à l'angle de Littrow

Dans le cas idéal décrit jusqu'à présent, les directions des deux faisceaux incidents sont symétriques par rapport à la normale et forment avec elle l'angle σ donné par la relation:

$$\Lambda \sin(\sigma) = m_L \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (\text{II.1})$$

où Λ est la période du réseau. Il en résulte que les faisceaux incidents forment des franges d'interférence perpendiculaires au plan du réseau et espacées d'un interfrange égal à Λ/m_L . Nous examinons maintenant les cas où:

- les franges d'interférence ne sont plus rigoureusement perpendiculaires au plan du réseau,
- l'angle entre les deux faisceaux a modifié l'interfrange.

Nous considérons d'une part l'angle β présent entre la normale au réseau et la bissectrice de l'angle qui sépare les faisceaux, d'autre part l'angle θ qui se rajoute à l'angle σ pour former l'angle total séparant les faisceaux de la bissectrice (figure II.14). La bissectrice représente en fait la direction des franges d'interférence. Les directions des faisceaux 1 et 2 restent parallèles au plan [xz]. Le réseau est fixe dans le repère [xyz]. Ses lignes restent parallèles à l'axe y.

La condition à respecter pour que le contraste maximal théorique soit atteint dans une configuration donnée est que les deux faisceaux incidents diffractent dans les mêmes directions. Il est strictement équivalent de dire que les franges d'interférences créées par les faisceaux incidents doivent être parallèles aux lignes du réseau et que chaque période du réseau doit "voir" exactement un nombre entier de franges. Nous avons considéré jusqu'à présent, dans les calculs effectués, le cas particulier où les faisceaux 1 et 2 sont en incidence de Littrow avec le même

angle par rapport à la normale, c'est à dire le cas où les angles β et θ sont nuls. En réalité, d'autres combinaisons des angles β et θ permettent de respecter les conditions décrites ci-dessus. La figure II.15 en donne un exemple. Sur cette figure, les angles β et θ sont non nuls mais ils permettent de retrouver exactement une frange par période du réseau. Si nous calculons les directions de diffraction des deux faisceaux incidents qui créent ces franges, nous retrouverons les mêmes directions pour les deux faisceaux. Nous n'avons pas modélisé de configuration dans laquelle les franges d'interférence sont inclinées par rapport à la normale. Toutefois, lorsque β reste faible, et à condition qu'il y ait toujours un nombre entier de franges par période du réseau, le contraste reste proche de sa valeur calculée pour $\beta=0$. Lorsque les franges ne respectent plus strictement la périodicité du réseau, le contraste diminue plus ou moins selon la valeur d'un critère que nous calculons ci-dessous.

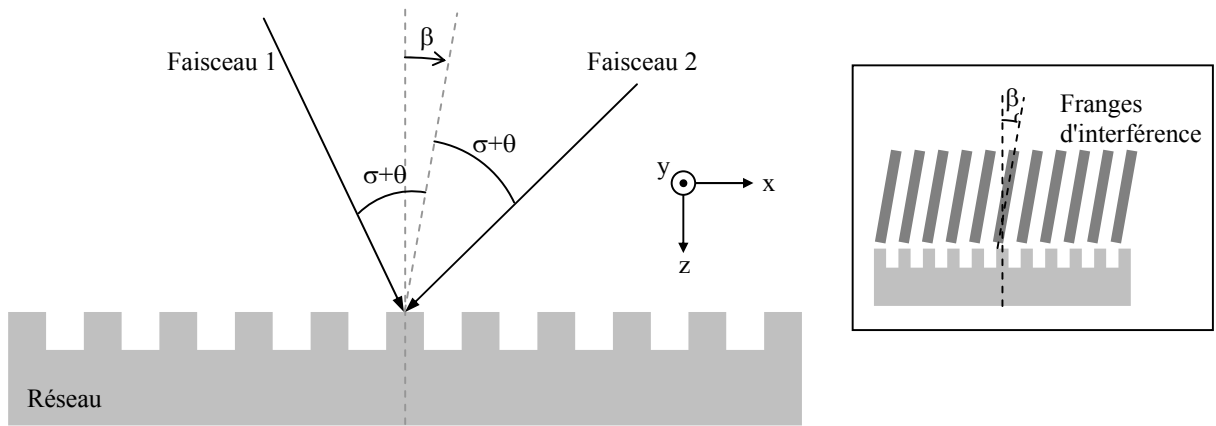


Figure II.14: angles d'incidence des faisceaux sur le réseau. Encart: β représente l'angle entre les franges d'interférence et la normale au plan du réseau.

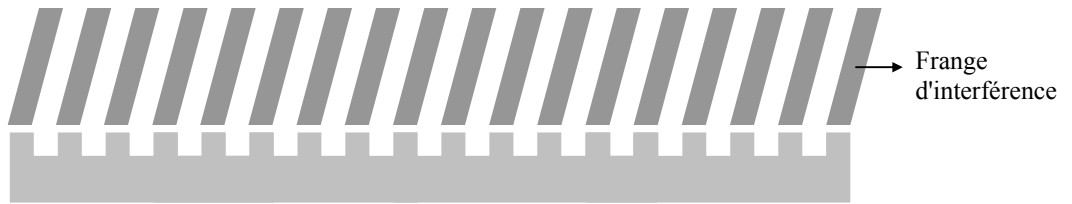


Figure II.15: exemple de franges d'interférences penchées par rapport au réseau mais respectant sa périodicité. Dans le cas précis de la figure, le réseau "voit" exactement une frange par période.

Par extension à la définition que nous avons donnée en section I.3.1.2, le coefficient m_L désignera par la suite le nombre de franges présentes par période du réseau lorsque les faisceaux incidents diffractent dans les mêmes directions. Nous appellerons $F_{\perp}$ la distance entre les centres de deux franges consécutives dans la direction perpendiculaire aux franges, et F la distance entre les centres de deux franges consécutives dans la direction parallèle au réseau (figure II.16).

Dans le cas idéal où le réseau possède exactement m_L franges par période, l'interfrange F vaut $F_0 = \Lambda/m_L$. Lorsque les valeurs de θ et β entraînent un écart entre F et F_0 , celui-ci se répercute

d'une frange à la suivante jusqu'à provoquer un décalage entre les franges et les dents du réseau (figures II.17.b et II.17.c). Si un réseau comporte N périodes, il compte à sa surface, dans le cas idéal, $N \cdot m_L$ franges d'interférences. Lorsque l'écart $|F-F_0|$ apparaît, le décalage total d'une extrémité du réseau à l'autre vaut donc $|F-F_0| \cdot N \cdot m_L$. Si ce décalage est du même ordre de grandeur que F_0 , il dégrade le contraste perçu globalement par le dispositif.

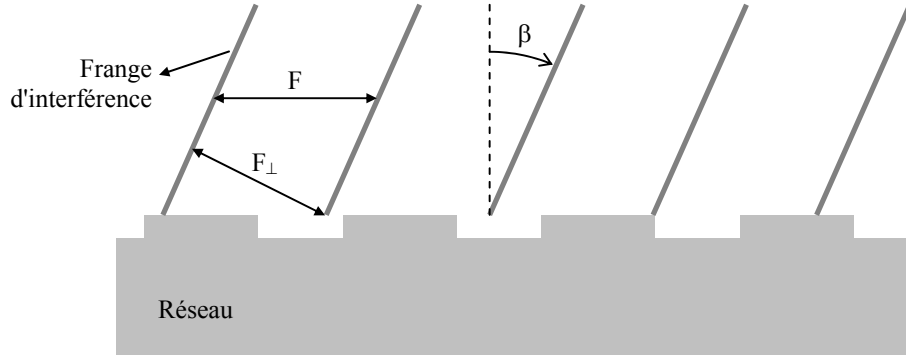


Figure II.16: définitions des interfranges F et $F_{\perp}$.

Considérons le cas particulier pour lequel le décalage $|F-F_0| \cdot N \cdot m_L$ vaut $F_0/2$. Ce cas précis est illustré sur la figure II.17.b. Nous nous référons sur cette figure à un cas où $\beta=0$, mais le raisonnement qui suit est transposable au cas $\beta \neq 0$. Nous avons vu au cours de la section I.3 que la puissance optique transmise dans le silicium est directement liée à la position des franges d'interférence par rapport aux dents du réseau. Dans le cas particulier de la figure I.25 où $\beta=0$ et $m_L=1$ nous pourrions démontrer que:

- si toutes les franges étaient situées exactement au-dessus des dents, la puissance optique transmise correspondrait à un extrema,
- si toutes les franges étaient situées exactement au-dessus des sillons, la puissance transmise sous le réseau correspondrait à l'autre extrema.

Dans l'exemple de la figure II.17.b cependant, l'interfrange est légèrement plus petit que sa valeur idéale. Il en résulte que les franges sont exactement au-dessus des dents à une extrémité du réseau alors qu'elles se situent au-dessus des sillons à l'autre extrémité. Si l'écart $|F-F_0|$ entre l'interfrange idéal et l'interfrange réel est faible, alors le décalage des franges par rapport aux dents est très progressif lorsqu'on passe d'un bout à l'autre du réseau. Il devient alors possible de définir de petites zones du réseau à l'intérieur desquelles les franges sont toutes positionnées à peu près de la même manière par rapport aux dents. Dans chacune de ces zones, on peut définir un déphasage équivalent φ_{eq} qui correspond à la position des franges par rapport aux dents dans la parcelle de réseau concernée. La fraction δI de la puissance optique incidente transmise par chaque parcelle de réseau est alors déterminée par la relation:

$$\delta I = \delta I_0 (A + B \cos(\varphi_{eq})) \quad (II.2)$$

où A et B dépendent des paramètres géométriques du réseau (section I.3.1.3). Dans l'exemple de la figure II.17.b, nous avons $\varphi_{eq}=0$ à une extrémité du réseau, $\varphi_{eq}=\pi$ à l'autre extrémité, et tous les déphasages intermédiaires entre les deux. Si le réseau a une longueur L et que l'on se place à une distance x_0 de la première extrémité du réseau, φ_{eq} s'exprime par:

$$\varphi_{eq} = \frac{x_0}{L} \pi \quad (\text{II.3})$$

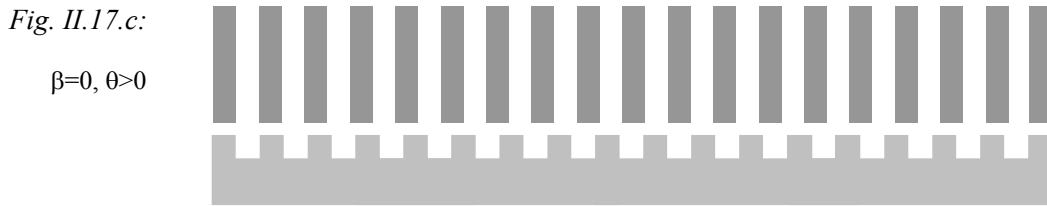
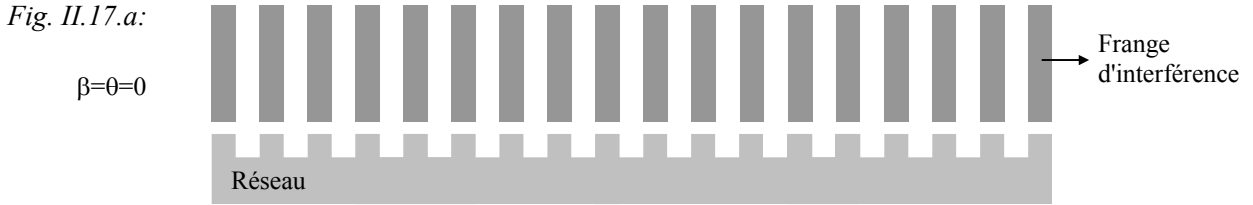


Figure II.17: positionnement des franges d'interférences par rapport aux dents du réseau pour le cas particulier $m_L=1$. Figure II.17.a: cas idéal, les franges restent parfaitement en phase avec le réseau d'une extrémité à l'autre de ce dernier. Figure II.17.b: F est différent de F_0 (dans le cas particulier de la figure $\beta=0$ et $\theta>0$). Le décalage total $|F-F_0| \cdot N \cdot m_L$ vaut $F_0/2$. Figure II.17.c: le décalage total $|F-F_0| \cdot N \cdot m_L$ vaut F_0 (un interfrange d'écart d'une extrémité à l'autre).

A présent, si le réseau est déplacé d'une distance u par rapport aux franges, φ_{eq} s'écrit:

$$\varphi_{eq} = 2\pi \frac{u}{\Lambda} m_L + \frac{x_0}{L} \pi \quad (\text{II.4})$$

L'intensité transmise par l'ensemble du réseau est égale à la somme des intensités partielles transmises par chaque parcelle:

$$I(u) = P_0 \int_{x_0=0}^L \left(A + B \cos(\varphi_{eq}(u, x_0)) \right) dx_0 \quad (\text{II.5})$$

Si l'on fait varier en continu la distance u , l'intensité $I(u)$ varie toujours sinusoïdalement mais avec une amplitude moindre que dans le cas idéal en raison de l'effet de "moyenne" que nous venons de décrire. On montre, pour cet exemple, que le contraste est inférieur à sa valeur maximale théorique d'environ 36%. Le contraste maximal théorique est égal à B/A . Dans le cas de la figure II.17.c, le décalage $|F-F_0| \cdot N \cdot m_L$ atteint F_0 et le contraste devient alors exactement nul.

Dans le cas général, le déphasage équivalent peut s'écrire:

$$\varphi_{eq} = 2\pi \frac{u}{\Lambda} m_L + \frac{x_0}{L} \Delta\varphi_{eq} \quad (\text{II.6})$$

$\Delta\varphi_{eq}$ représente la différence de déphasage équivalent entre les deux bords opposés du réseau. Dans les exemples précédents, $\Delta\varphi_{eq}$ était respectivement égal à π et 2π . $\Delta\varphi_{eq}$ peut être exprimée par la relation:

$$\Delta\varphi_{eq} = 2\pi \frac{|F - F_0|}{F_0} N m_L \quad (\text{II.7})$$

En réintroduisant l'expression II.6 dans l'intégrale (relation II.5), on montre que le contraste C vaut:

$$C = C_0 \frac{\sin\left(\frac{\Delta\varphi_{eq}}{2}\right)}{\frac{\Delta\varphi_{eq}}{2}} \quad (\text{II.8})$$

C_0 étant le contraste maximal théorique, égal au rapport B/A . Cette relation est générale et peut s'appliquer dès lors que:

- une variation de paramètre entraîne une différence d'alignement des franges d'interférence par rapport aux dents du réseau entre deux zones distantes de celui-ci,
- cette différence d'alignement est progressive et peut s'exprimer sous la forme d'un déphasage équivalent $\varphi_{eq}(x_0)$ qui varie linéairement avec x_0 d'une extrémité du réseau jusqu'à l'extrémité opposée.

Nous verrons par la suite que, pour de nombreux paramètres, un écart de valeur par rapport au cas idéal peut effectivement s'exprimer en ces termes. Chaque fois que les deux conditions énoncées ci-dessus seront respectées, nous déterminerons la valeur d'un critère T donné par la relation:

$$T = 2N m_L \frac{|F - F_0|}{F_0} \quad (\text{II.9})$$

Pour chacun des critères calculés, le contraste pourra s'écrire:

$$C = C_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi}{2} T\right)}{\frac{\pi}{2} T} \quad (\text{II.10})$$

L'égalité $T=1$ est équivalente aux égalités ci-dessous:

$$\Delta\varphi_{eq} = \pi \Leftrightarrow |F - F_0| N m_L = \frac{F_0}{2} \quad (\text{II.11})$$

Ces expressions équivalent au cas où le décalage total des franges d'une extrémité à l'autre du réseau vaut un demi-interfrange. Elles conduisent à un contraste valant environ 64% de sa valeur maximale. Si $T \ll 1$, le contraste est proche de sa valeur maximale. Au contraire, si $T \gg 1$, le contraste tend vers 0 (il passe par 0 lorsque $T=2$).

Soient $k_{1\perp}$ et $k_{2\perp}$ les composantes des vecteurs d'onde des faisceaux 1 et 2 prises dans la direction perpendiculaire aux franges (figure II.14):

$$k_{1\perp} = \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\sigma + \theta) \quad , \quad k_{2\perp} = -\frac{2\pi}{\lambda} \sin(\sigma + \theta) \quad (\text{II.12})$$

On se déplace d'une distance $F_{\perp}$ suivant l'axe perpendiculaire aux franges lorsque la différence de phase entre les deux faisceaux change de 2π , c'est à dire lorsque $F_{\perp}$ respecte la relation:

$$(k_{1\perp} - k_{2\perp})F_{\perp} = 2\pi \Leftrightarrow F_{\perp} = \frac{\lambda}{2 \sin(\sigma + \theta)} \quad (\text{II.13})$$

F et $F_{\perp}$ sont liés par la relation:

$$F_{\perp} = F \cos(\beta) \quad (\text{II.14})$$

F peut donc être exprimé par:

$$F = \frac{\lambda}{2 \sin(\sigma + \theta) \cos(\beta)} \quad (\text{II.15})$$

Lorsque $\beta = \theta = 0$ alors $F = F_0$ donc:

$$F_0 = \frac{\lambda}{2 \sin(\sigma)} \quad (\text{II.16})$$

Si L est la longueur du réseau (perpendiculairement à ses lignes), la relation $|F - F_0| \cdot N \cdot m_L = F_0/2$ s'écrit alors:

$$\frac{Lm_L}{\Lambda} \left| \frac{\lambda}{2 \sin(\sigma + \theta) \cos(\beta)} - \frac{\lambda}{2 \sin(\sigma)} \right| = \frac{\lambda}{4 \sin(\sigma)} \quad (\text{II.17})$$

Nous pouvons en déduire un critère T_{θ} s'écrivant:

$$T_{\theta} = \frac{2Lm_L}{\Lambda} \left| \frac{\sin(\sigma)}{\sin(\sigma + \theta) \cos(\beta)} - 1 \right| \quad (\text{II.18})$$

T_{θ} est de la même forme et obéit aux mêmes règles que le critère général T défini par la relation II.9. Si $T_{\theta} = 1$, le contraste est égal à 64% de sa valeur maximale théorique. Dans le cas présent, cette valeur est celle qui serait obtenue en ajustant l'angle θ de telle manière que F soit égal à Λ/m_L . Si β et θ sont très petits devant σ , l'expression de T_{θ} peut être simplifiée. En effectuant deux développements limités successifs à l'ordre 1 nous obtenons:

$$T_{\theta} \approx \frac{Lm_L}{\Lambda} \left| \beta^2 - \frac{2\theta}{\tan(\sigma)} \right| \quad (\text{II.19})$$

θ et β étant exprimés en radians. Cette dernière expression correspond au cas où les faisceaux restent proches de l'incidence de Littrow. Le critère T_{θ} impose des contraintes sur:

- la précision et la stabilité de l'orientation de l'échantillon (angle β),
- la précision et la stabilité de l'orientation des faisceaux (angle θ),
- la divergence des faisceaux incidents (angle θ).

Faire varier l'angle β revient en effet à imposer un "tangage" à l'échantillon, c'est à dire à le tourner autour d'un axe parallèle à l'axe y (voir figure II.14), tandis que l'angle θ concerne directement l'angle qui sépare les faisceaux incidents. Si l'on souhaite se placer dans des conditions proches de l'incidence de Littrow, l'expression de T_{θ} montre que si l'angle θ est positif, le contraste maximal peut être atteint à condition que β vérifie:

$$\beta = \pm \sqrt{\frac{2\theta}{\tan(\sigma)}} \quad (\text{II.20})$$

Si nous adoptons une valeur de σ comprise entre 40° et 45° , que nous considérons l'angle $\theta'=2\theta$ (cet angle correspond à l'augmentation totale de l'angle entre les faisceaux incidents) et que nous exprimons les angles en degrés, la relation devient:

$$\beta_{\text{deg}} \approx \pm 8 \sqrt{\theta'_{\text{deg}}} \quad (\text{II.21})$$

Autrement dit, si l'angle entre les faisceaux augmente de 1° , il pourra être compensé en tournant l'échantillon de 8° . Si l'angle entre les faisceaux augmente de $0,1^\circ$, il pourra être compensé en tournant l'échantillon de $2,5^\circ$. En revanche, si θ' est négatif, l'angle β ne pourra pas rectifier l'écart. L'angle entre les faisceaux devra alors être augmenté jusqu'à ce que θ redevienne positif ou nul.

L'expression de T_θ montre également que la sensibilité du contraste aux angles est accrue lorsque la longueur du réseau augmente. A titre d'exemple, nous considérons ci-dessous les valeurs caractéristiques suivantes: $\Lambda=1\mu\text{m}$, $m_L=2$ et $\sigma=45^\circ$. Comme ci-dessus, nous utiliserons l'angle $\theta'=2\theta$ et nous exprimerons θ' et β en degrés. Si l'échantillon est positionné strictement perpendiculairement aux franges (d'où $\beta=0$), le critère $T_\theta=1$ devient:

$$\theta'_{\text{deg}} \approx \pm \frac{29}{L_{\mu\text{m}}} \quad (\text{II.22})$$

où L est exprimée en μm . Si au contraire $\theta=0$, l'égalité $T_\theta=1$ devient:

$$\beta_{\text{deg}} \approx \pm \frac{40}{\sqrt{L_{\mu\text{m}}}} \quad (\text{II.23})$$

où L est exprimé en μm . La figure II.18 montre la variation de θ' et de β en fonction de L lorsque ces conditions sont respectées. Les angles indiqués par les droites en fonction de L donnent un ordre de grandeur de la stabilité angulaire nécessaire pour l'échantillon et les directions de propagation des faisceaux incidents. Les droites donnent le cas où le contraste chute de 36%. Plus les angles sont inférieurs, plus le contraste reste proche du maximum. La condition sur l'angle θ' est beaucoup plus sévère que celle sur l'angle β . Elle reste néanmoins relativement peu exigeante pour des réseaux d'environ $100\mu\text{m}$ de long. Pour des réseaux de 1cm de long, des variations de θ' de l'ordre de 10^{-3}° pourraient avoir une influence sensible sur le contraste. L'influence de l'angle β a été abordée ici en supposant que le plan d'incidence des faisceaux est orthogonal au plan du réseau. Nous verrons par la suite (section II.3.2) que l'angle β influe également sur le contraste lorsque le réseau subit une rotation autour de l'axe x .

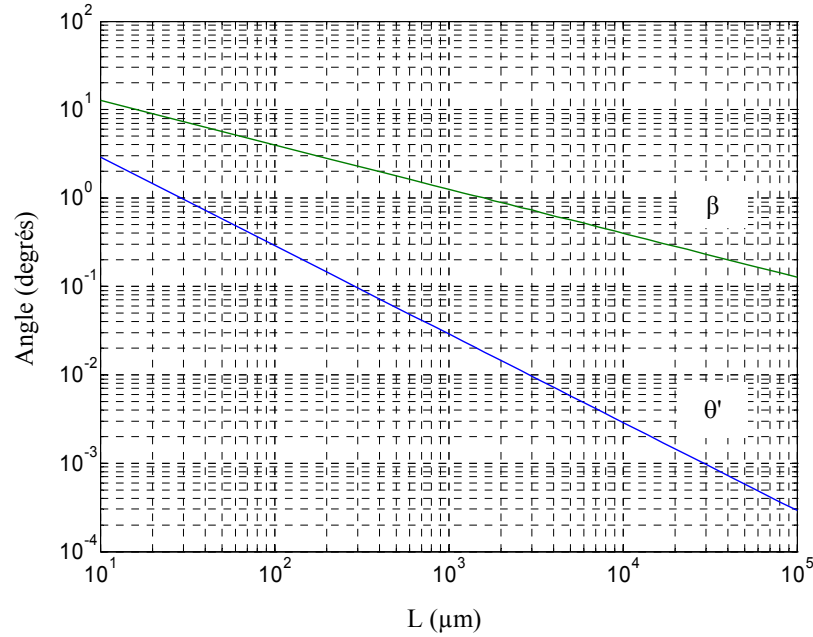


Figure II.18: variation des angles β et θ' en fonction de la longueur du réseau lorsque $T_0=1$. La variation de β est calculée pour $\theta=0$. La variation de θ' est calculée pour $\beta=0$. Paramètres: $\Lambda=1\mu\text{m}$, $m_L=2$, $\sigma=45^\circ$.

3.2 Angle de roulis

Nous examinons ici l'effet produit par un "roulis" du réseau, c'est à dire par une rotation de l'échantillon autour d'un axe parallèle à l'axe x (figure II.19). Les lignes du réseaux ne sont donc plus parallèles à l'axe y . Les faisceaux restent fixes et parallèles au plan $[xz]$. On considère que les angles β et θ définis plus haut (figure II.14) sont tels que $T_0=0$. Si l'angle β est nul, les franges d'interférences et les lignes du réseau restent parallèles au plan $[yz]$. La rotation de l'échantillon n'entraîne alors pas de désalignement entre les franges et les lignes du réseau.

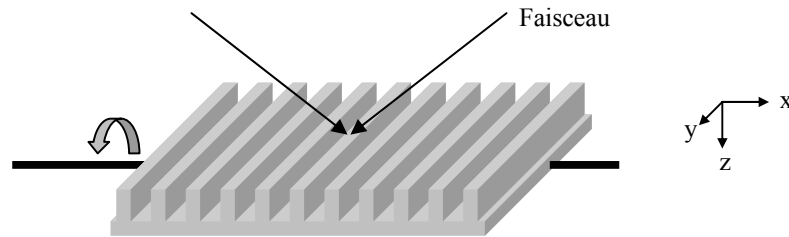


Figure II.19: illustration d'un mouvement de roulis appliqué à un réseau.

Si l'angle β est non nul, les plans des franges ne sont plus parallèles au plan $[yz]$ et la rotation de l'échantillon devient susceptible d'engendrer un désalignement des franges par rapport aux dents d'une extrémité à l'autre des lignes du réseau. Nous appellerons β_r l'angle de roulis du réseau, D la longueur de ses lignes et H le décalage en hauteur tel que $H=D \cdot \sin(\beta_r)$ (figure II.20).

Le décalage P des franges à la surface du réseau en fonction de la hauteur H est montré en figure II.21. P peut s'exprimer par les relations:

$$P = H \tan(\beta) = D \sin(\beta_r) \tan(\beta) \quad (\text{II.24})$$

Ce décalage apparaît progressivement le long des lignes du réseau. Il peut être assimilé à un déphasage équivalent φ_{eq} augmentant linéairement le long des lignes du réseau (section II.3.1). Le contraste chute donc de 36% si $|P|=F_0/2$, c'est à dire si:

$$D |\sin(\beta_r) \tan(\beta)| = \frac{\Lambda}{2m_L} \Leftrightarrow \frac{2m_L D}{\Lambda} |\sin(\beta_r) \tan(\beta)| = 1 \quad (\text{II.25})$$

Si nous supposons que les angles β et β_r restent faibles, nous pouvons en déduire un critère T_β de la forme:

$$T_\beta = \frac{2m_L D |\beta \beta_r|}{\Lambda} \quad (\text{II.26})$$

T_β est de la même forme et obéit aux mêmes règles que le critère général T défini par la relation II.9. Considérons les valeurs suivantes: $\Lambda=1\mu\text{m}$, $m_L=2$, $D=1\text{mm}$, $\beta=1^\circ$. Pour ces valeurs, T_β vaut 1 si $\beta_r=0,8^\circ$. La sensibilité s'accroît avec la longueur des lignes D et avec l'angle β . Plus les faisceaux incidents sont proches de l'incidence de Littrow avec des angles opposés par rapport à la normale, moins le contraste est sensible à l'angle de roulis du réseau.

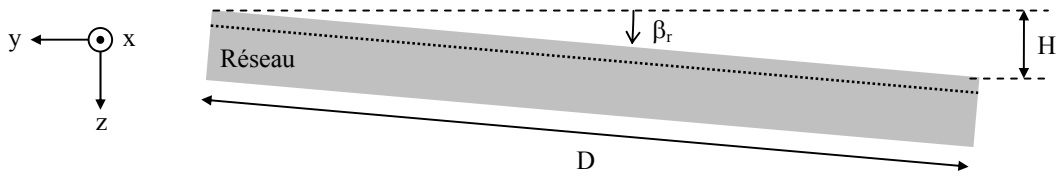


Figure II.20: définition de l'angle de roulis β_r , de la longueur des lignes D et de la hauteur de décalage H .

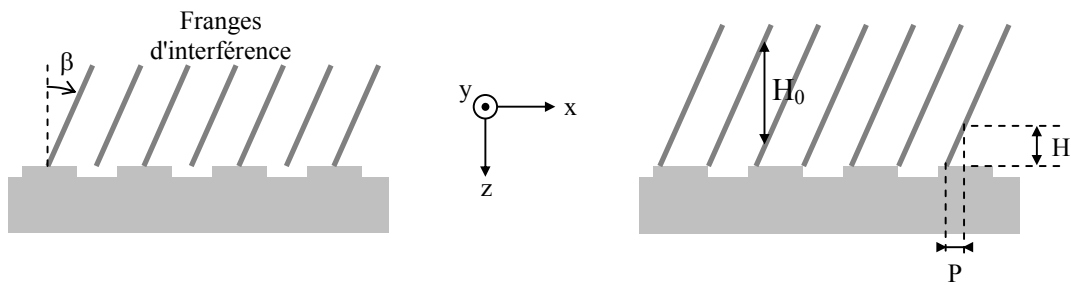


Figure II.21: position des franges d'interférences sur un réseau lorsque β et β_r sont non nuls ($m_L=2$). Le schéma de gauche représente les positions des franges à une extrémité des lignes du réseau, le schéma de droite montre les positions des franges à l'autre extrémité des lignes. La hauteur de décalage H engendre un décalage P des franges à la surface du réseau dans la direction x . Lorsque $P=\Lambda/m_L$, H devient égal à H_0 .

Notons que pour un angle β non nul, si l'échantillon est translaté selon l'axe z , le même phénomène que celui que nous avons décrit entraîne une variation périodique de l'intensité

transmise dans la photodiode. Cette variation est observée même si $\beta_r=0$. Avec les valeurs numériques précédentes et notamment pour $\beta=1^\circ$, le signal délivré par la photodiode accomplit une période si l'échantillon se déplace suivant l'axe z d'une distance:

$$H_0 = \frac{\Lambda}{m_L |\tan(\beta)|} \approx 29 \mu m \quad (\text{II.27})$$

Cette distance est celle qui sépare deux franges consécutives parallèlement à l'axe z (figure II.21).

3.3 Angle de lacet

Une rotation du réseau autour de l'axe z (figure II.22) entraîne un désalignement des franges d'interférence par rapport aux lignes du réseau (figure II.23). L'angle ψ formé entre les lignes du réseau et les franges est appelé angle de lacet. Nous considérons ici que le plan du réseau reste parallèle au plan $[xy]$ et donc que l'angle de roulis β_r est nul. Les directions de propagation des faisceaux incidents sont toujours parallèles au plan $[xz]$ et le critère T_0 est nul.

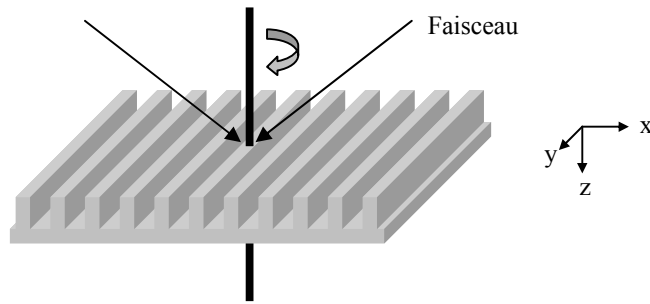


Figure II.22: rotation du réseau autour de l'axe z .

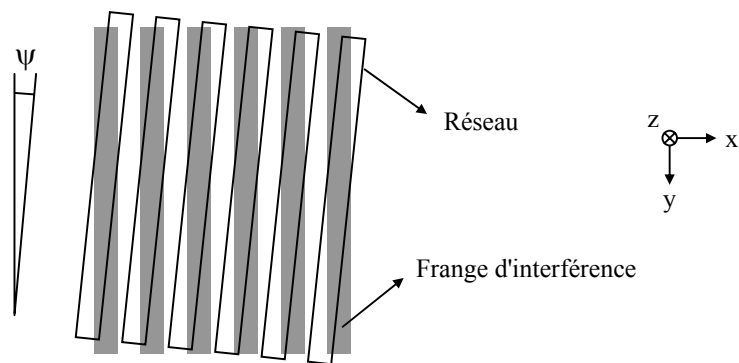


Figure II.23: position des franges d'interférence par rapport aux lignes du réseau (vues de dessus) lorsque le réseau tourne d'un angle ψ autour de l'axe z .

Comme précédemment, le déphasage ressenti localement par le réseau varie linéairement d'un bout à l'autre des lignes, en même temps que la position des franges par rapport aux dents du

réseau. Le contraste baisse donc de 36% si le décalage de la position des franges d'une extrémité à l'autre d'une ligne atteint $F_0/2$ (section II.3.1). Cette condition s'exprime par:

$$T_\psi = \frac{2m_L D |\tan(\psi)|}{\Lambda} = 1 \quad (\text{II.28})$$

D étant la longueur des lignes du réseau. T_ψ est de la même forme et obéit aux mêmes règles que le critère général T défini par la relation II.9. De même que pour le critère T_β , la sensibilité s'accroît si D augmente. Pour les valeurs suivantes: $D=1\text{mm}$, $m_L=2$, $\Lambda=1\mu\text{m}$, on a $T_\psi=1$ pour $\psi \approx 0,014^\circ$.

3.4 Translations du réseau

Les translations du réseau ne modifient pas le contraste mais peuvent ou non modifier la puissance optique captée par la photodiode. Une translation parallèle à l'axe x (voir figure II.22) correspond à l'application du capteur de déplacement que nous avons abordée dans le chapitre I.

Une translation parallèle à l'axe y (parallèle aux lignes du réseau) n'induit aucune modification de l'intensité transmise sous le réseau, sauf éventuellement si le réseau n'est pas parfaitement orienté par rapport aux franges d'interférence. Si par exemple le critère T_ψ vaut 1 (T_θ et T_β étant nuls), une période du signal délivré par la photodiode correspond à une translation suivant y d'une longueur égale à 2 fois la longueur des lignes. Une translation d'axe y n'a donc pratiquement aucun effet.

Une translation d'axe perpendiculaire au plan du réseau ne produit également aucun effet si les franges sont elles-mêmes perpendiculaires à ce plan. Si par-contre elles sont inclinées, nous sommes ramenés à l'effet que nous avons abordé en section II.3.2.

3.5 Rapport d'ouverture et profondeur du réseau

L'inhomogénéité du rapport d'ouverture d'une zone du réseau à une autre est un défaut technologique fréquent. Une inhomogénéité à l'échelle du réseau du rapport d'ouverture n'affecte pas le principe de fonctionnement intrinsèque du composant, du moins tant que les franges d'interférence restent correctement positionnées par rapport au réseau. Prenons pour exemple le cas de la figure II.24 dans lequel le rapport d'ouverture d'un réseau possède deux valeurs différentes dans deux zones distinctes du réseau. Comme vu précédemment, on peut exprimer l'intensité optique transmise dans la photodiode à travers la zone 1 par une relation du type:

$$I_1(\varphi) = A_1 + B_1 \cos(\varphi) \quad (\text{II.29})$$

Cette zone possède un contraste $C_1=B_1/A_1$. Le raisonnement est le même pour la zone 2. L'intensité transmise globalement à travers tout le réseau est égale à:

$$I(\varphi) = A_1 + A_2 + (B_1 + B_2) \cos(\varphi) \quad (\text{II.30})$$

Le contraste global qui en résulte est exprimé par:

$$C = \frac{B_1 + B_2}{A_1 + A_2} = \alpha_1 C_1 + \alpha_2 C_2 \quad \text{avec:} \quad \alpha_1 = \frac{A_1}{A_1 + A_2} \quad \text{et:} \quad \alpha_1 + \alpha_2 = 1 \quad (\text{II.31})$$

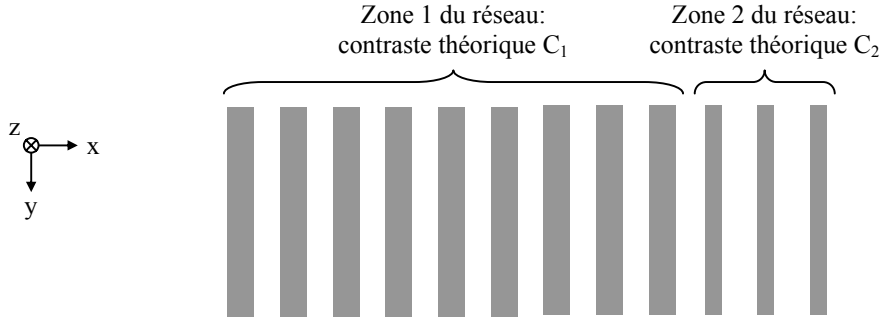


Figure II.24: réseau en vue de dessus pour lequel le rapport d'ouverture est inhomogène.

Le contraste global est égal à la moyenne des contrastes C_1 et C_2 pondérée par les coefficients α_1 et α_2 . Ces deux coefficients représentent la fraction de la composante continue globale transmise par les zones 1 et 2. Ils sont compris entre 0 et 1. D'une manière générale, une variation discrète ou continue du rapport d'ouverture d'un réseau donne un contraste qui est une moyenne pondérée des contrastes théoriques calculés pour des réseaux homogènes. Les contrastes théoriques à considérer sont les contrastes "bruts" et non pas leurs valeurs absolues. Ainsi, si une zone du réseau possède un contraste positif et une autre zone un contraste négatif, le contraste global pourra éventuellement être nul. L'ensemble du raisonnement ci-dessus peut être appliqué à une inhomogénéité de la profondeur du réseau, bien que cette dernière reste généralement uniforme.

Les modélisations effectuées ont montré une variation du contraste en fonction des paramètres du réseau. Si la profondeur ou le rapport d'ouverture sont inhomogènes et si l'on souhaite obtenir un fort contraste, il est préférable de choisir des paramètres pour lesquels celui-ci reste élevé sur une large gamme de valeurs (section II.1).

3.6 Période du réseau

La période du réseau peut être affectée par deux types d'effets:

- une déformation due à l'étape d'écriture du réseau lors de sa fabrication,
- une dilatation ou une contraction due à un changement de température.

Lors de l'écriture du réseau, notamment si celle-ci est effectuée par lithographie électronique, des déformations linéaires et non linéaires peuvent survenir dans le champ (voir annexe 1). Dans le cas d'une déformation linéaire due à l'écriture du réseau et également dans le cas d'un changement de température, la période du réseau varie mais reste homogène sur tout le réseau (on suppose que le changement de température est lui-même homogène). Deux cas se présentent alors:

- les angles d'incidences des faisceaux sont ajustés à la période effective: le contraste reste égal au contraste maximal théorique,
- les angles d'incidence sont fixes et adaptés à la période initialement prévue (pas à la période effective): le contraste baisse plus ou moins selon l'ampleur de la déformation.

Dans ce deuxième cas, de la même façon que précédemment, le contraste chute de 36% si le critère suivant est respecté:

$$\frac{Lm_L}{\Lambda_0} |F - F_0| = \frac{F_0}{2} \Leftrightarrow T_\Lambda = \frac{2Lm_L |\Lambda - \Lambda_0|}{\Lambda_0^2} = 1 \quad (\text{II.32})$$

Λ et Λ_0 représentant respectivement la période effective et la période initialement prévue. T_Λ est de la même forme et obéit aux mêmes règles que le critère général T défini par la relation II.9. L'effet de la température est caractérisé par le coefficient ρ de dilatation thermique du silicium. A 300K, ce coefficient vaut $\rho = 2,6 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$. Si ΔT est l'écart de température du réseau par rapport à la valeur de référence (ici 300K), le critère T_Λ devient:

$$T_\Lambda = \frac{2Lm_L \rho \Delta T}{\Lambda_0} \quad (\text{II.33})$$

Si l'on considère les valeurs typiques $L=1\text{mm}$, $m_L=2$ et $\Lambda_0=1\mu\text{m}$, la valeur de ΔT nécessaire pour obtenir $T_\Lambda=1$ à une température de 300K s'élève à $\Delta T \approx 96\text{K}$. L'écart de période $|\Lambda - \Lambda_0|$ atteint alors $2,5\text{\AA}$. Le degré de sensibilité est lié à la longueur du réseau. Par exemple si le réseau mesure 1cm au lieu de 1mm, l'écart de température faisant chuter le contraste de 36% est ramené à environ 10K.

Dans le cas d'une déformation non linéaire due à l'écriture du réseau, la période de celui-ci varie progressivement d'une zone à une autre: elle n'est plus homogène. La figure II.25 montre le cas d'un réseau de quelques périodes très déformé. Sur cet exemple, la déformation du réseau provoque un important désalignement entre les franges d'interférences et les lignes du réseau. La position des franges par rapport aux lignes n'est pas la même au centre et en périphérie du réseau. Pour un réseau ayant un pas de $1\mu\text{m}$ et une longueur de quelques centaines de μm , le procédé d'écriture par faisceau d'électrons que nous utilisons est susceptible d'engendrer une différence de quelques nanomètres sur la période entre le centre et les bords du réseau. Nous tenterons en section II.4.3 d'estimer l'importance de ces déformations à travers les résultats des mesures du contraste.

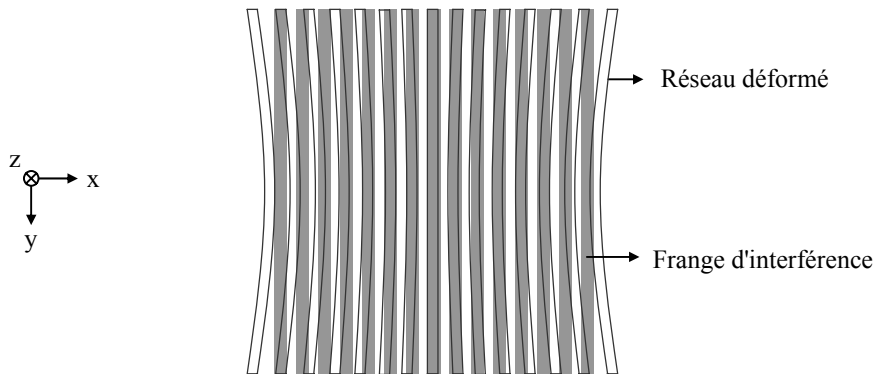


Figure II.25: réseau déformé en "barillet" recouvert par les franges d'interférences.

3.7 Longueur d'onde

Deux types d'effets liés à la longueur d'onde sont susceptibles de dégrader le contraste:

- une variation de la longueur d'onde d'émission de la source,
- une largeur spectrale trop importante.

Une simple variation de la longueur d'onde peut être compensée en ajustant les angles d'incidence des faisceaux de manière à conserver un contraste maximal. Si aucun paramètre n'est ajusté, une variation $\Delta\lambda$ de la longueur d'onde modifie la distance entre deux franges consécutives comme ci-dessous:

$$F - F_0 = \frac{\Delta\lambda}{2\sin(\sigma)} \quad (\text{II.34})$$

Comme précédemment, on en déduit le critère suivant qui correspond à une baisse du contraste de 36%:

$$\frac{Lm_L}{\Lambda} |F - F_0| = \frac{F_0}{2} \Leftrightarrow T_\lambda = \frac{Lm_L^2 \cdot \Delta\lambda}{\Lambda^2 \sin(\sigma)} = 1 \quad (\text{II.35})$$

T_λ est de la même forme et obéit aux mêmes règles que le critère général T défini par la relation II.9. Pour les valeurs typiques suivantes: $L=1\text{mm}$, $m_L=2$, $\Lambda=1\mu\text{m}$, $\sigma=40^\circ$, on obtient $T_\lambda=1$ pour $\Delta\lambda \approx 1,6\text{\AA}$. Le dispositif présente donc une grande sensibilité à la longueur d'onde liée au nombre de périodes du réseau. La largeur spectrale doit être inférieure à cette valeur pour tendre vers le contraste maximal.

3.8 Conclusion

De nombreux paramètres sont susceptibles de dégrader le contraste d'un détecteur de déphasage. La figure II.26 regroupe les valeurs des paramètres aboutissant, pour un réseau en silicium de 1mm de côté, de 1 μm de période, considéré à l'ordre $m_L=2$:

- soit à une baisse de 36% du contraste (lorsque les autres paramètres restent fixes),
- soit, pour les translations, à une période du signal délivré par la photodiode.

Lorsque les faisceaux incidents restent proches de l'incidence de Littrow, les défauts angulaires qui entraînent les plus fortes baisses du contraste sont:

- un écart d'angle entre les directions de propagation des faisceaux incidents (angle θ),
- un défaut de parallélisme entre les franges créées par les faisceaux incidents et les lignes du réseau (angle de lacet ψ).

Les expressions des critères T_θ , T_β et T_ψ (II.19, II.26 et II.28) montrent en effet une dépendance à l'ordre 1 pour les angles θ et ψ et à l'ordre 2 pour les angles de tangage β et de roulis β_r (lorsque tous ces angles restent faibles). Dans les conditions énoncées plus haut, la tolérance est de l'ordre de 1° pour β et β_r contre $0,014^\circ$ pour θ et ψ . Une réduction des dimensions du réseau relâche les

contraintes sur les angles, le spectre d'émission de la source laser et les déformations du réseau. Toutefois, l'intensité du signal optique capté diminue alors autant que la surface du réseau.

Les comportements présentés au cours des sections qui précèdent sont très généraux et peuvent s'appliquer à de nombreuses configurations du détecteur. De plus, plusieurs des paramètres présentés sont interdépendants, comme par exemple les angles θ et β , ou β et β_r . La tolérance du contraste aux variations d'un paramètre est alors dépendante de la valeur des autres paramètres. Les valeurs des tolérances exposées dans le tableau de la figure II.26 doivent par conséquent être considérées en fonction:

- du ou des paramètres que le détecteur est amené à mesurer,
- des degrés de liberté du système dans lequel le détecteur est inclus et de la précision avec laquelle ils peuvent être ajustés,
- de la stabilité des paramètres dans le système considéré,
- de la qualité du signal de sortie nécessaire,
- de l'intégration éventuelle du détecteur avec d'autres détecteurs ou avec des fonctions de traitement du signal,
- etc.

Nous montrerons dans la section qui suit que les valeurs des tolérances détaillées ici restent compatibles avec la mesure d'un contraste de modulation sur les détecteurs dont nous avons présenté la fabrication précédemment.

Paramètre:	Description:	Valeur limite:
θ	Ecart entre l'angle d'incidence et l'angle de Littrow, pour $\beta=\beta_r=\psi=0$, $\sigma=45^\circ$.	$0,014^\circ$
β	Angle de tangage, pour $\theta=\beta_r=\psi=0$.	$1,3^\circ$
β_r	Angle de roulis, pour $\beta=1^\circ$, $\psi=0$, $T_\theta=0$.	$0,8^\circ$
ψ	Angle de lacet, pour $\beta_r=0$, $T_\theta=0$.	$0,014^\circ$
δx	Translation dans le plan du réseau, perpendiculairement aux lignes.	$1\mu\text{m}$
δy	Translation dans le plan du réseau, parallèlement aux lignes, pour $T_\theta=T_\beta=0$, $T_\psi=1$.	$\sim 1\text{mm}$
δz	Translation perpendiculaire au plan du réseau, pour $\beta=1^\circ$.	$29\mu\text{m}$
$\Lambda-\Lambda_0$	Ecart à la période du réseau.	$2,5\text{\AA}$
ΔT	Ecart de température.	96K
$\Delta\lambda$	Ecart de longueur d'onde.	$1,6\text{\AA}$

Figure II.26: pour les paramètres autres que les translations: écarts typiques entre les valeurs des paramètres donnant le contraste maximal théorique et les valeurs aboutissant à une baisse de 36% du contraste. Pour les translations: valeurs des translations donnant une période complète sur le signal de sortie. Les faisceaux incidents restent proches de l'incidence de Littrow. On considère un réseau carré de 1mm de côté, de 1 μm de période, à l'ordre de Littrow $m_L=2$.

4. Caractérisation des détecteurs

4.1 Présentation du banc de caractérisation

Nous présentons ici les conditions de caractérisation des détecteurs dont la fabrication est présentée en section II.2. Le banc de test utilisé est présenté en figure II.27. Il reprend le même principe que le capteur de déplacement. Le laser HeNe émet un faisceau à $\lambda=633\text{nm}$. Ce faisceau frappe un premier réseau de $1\mu\text{m}$ de période appelé "réseau de mesure". Ce réseau diffracte le faisceau incident selon les ordres $+1$ et -1 . Les deux faisceaux diffractés en réflexion sont réfléchis par les deux miroirs latéraux puis frappent le détecteur. Le déplacement Δx du réseau de mesure engendre le déphasage ϕ présent entre ces deux faisceaux. Lorsque le réseau de mesure est déplacé en continu, le détecteur de déphasage fournit le signal périodique correspondant au déplacement des franges à la surface de son réseau. Le champ électrique est parallèle aux lignes des réseaux en polarisation TE et perpendiculaire en polarisation TM.

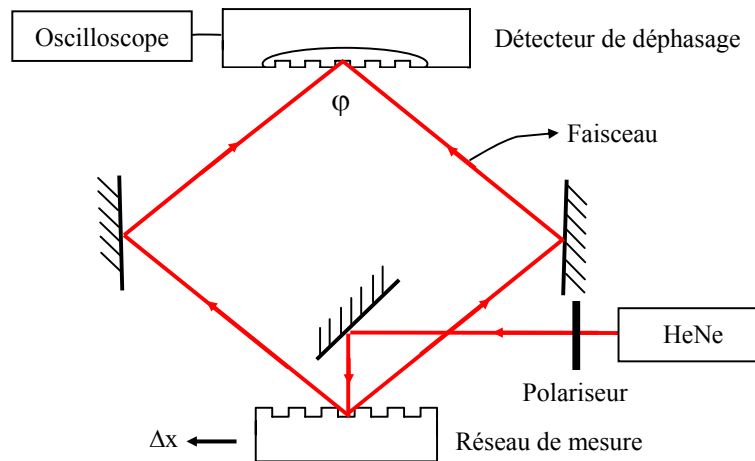


Figure II.27: banc de caractérisation des détecteurs d'interférences. Le déplacement Δx du réseau de mesure engendre le déphasage ϕ entre les deux faisceaux qui frappent le détecteur.

4.2 Procédure d'alignement

Les échantillons ont été caractérisés dans une configuration proche de l'incidence de Littrow à l'ordre $m_L=2$. La période des réseaux étant de $1\mu\text{m}$, l'angle d'incidence théorique avec la normale qui en résulte est $\sigma \approx 39,3^\circ$ soit environ $78,6^\circ$ pour l'angle total entre les faisceaux incidents. Ce dernier angle est réglé au préalable en jouant sur l'orientation des miroirs. Le détecteur est positionné de manière à ce que la surface de la photodiode soit totalement couverte par les deux faisceaux incidents. L'orientation du réseau du détecteur est alors ajustée. Sous une

incidence de Littrow à l'ordre $m_L=2$, la normale au réseau constitue l'une des directions de diffraction des faisceaux. Chacun des deux faisceaux incidents diffracte donc un faisceau dans cette direction. Les angles ψ , β et β_r (section II.3) sont alors ajustés jusqu'à ce que ces deux faisceaux soient parfaitement confondus (et interfèrent entre eux). Lorsque cette condition est remplie, les deux faisceaux incidents diffractent dans les mêmes directions et le contraste atteint sa valeur maximale théorique. S'il n'est pas possible de faire se confondre les deux faisceaux diffractés en réflexion perpendiculairement au réseau, cela peut signifier que l'angle qui sépare les deux faisceaux incidents est trop faible. Nous avons vu précédemment (section II.3.1) que dans ce cas, l'interfrange est plus grand que sa valeur maximale autorisée qui est égale à Λ/m_L . Il faut alors augmenter l'angle entre les faisceaux incidents jusqu'à ce que le réglage des angles ψ , β_r et plus particulièrement β permette d'atteindre le contraste maximal du détecteur. Afin d'éviter la présence sur la surface du détecteur de faisceaux secondaires, c'est à dire de faisceaux ayant parcouru un ou plusieurs allers-retours entre les deux réseaux, il est préférable de se placer dans des conditions qui ne coïncident pas totalement avec celles de l'incidence de Littrow (tout en s'assurant que les faisceaux diffractent bien dans les mêmes directions). La figure II.28 montre le signal obtenu à l'oscilloscope en caractérisant l'un des dispositifs. Le trait vert horizontal représente le signal d'obscurité, pour lequel la photodiode délivre un courant très proche de 0. Le montage autorise l'ajustement des angles à des précisions de l'ordre de $0,01^\circ$, compatibles avec la mesure du contraste à des précisions voisines de 1% de contraste.

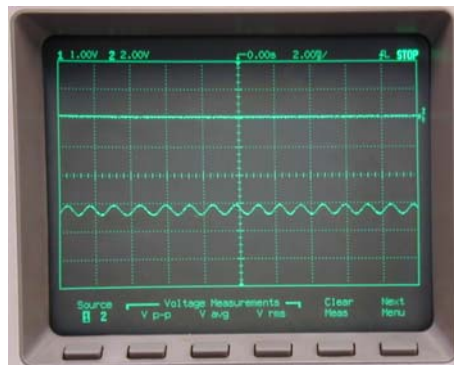


Figure II.28: signal issu de la caractérisation d'un détecteur de déphasage. Le trait continu correspond au signal d'obscurité. Le contraste mesuré ici est de 6% environ.

4.3 Résultats

Pendant leur caractérisation, tous les détecteurs fabriqués montrent un signal périodique régulier lorsque le réseau de mesure est déplacé. La fréquence du signal est proportionnelle à la vitesse de déplacement du réseau de mesure. Le contraste du détecteur est égal au rapport entre l'amplitude de la composante alternative du signal et l'intensité de la composante continue. Le tableau de la figure II.29 regroupe les principales caractéristiques des détecteurs fabriqués et les contrastes mesurés pour chacun d'eux.

Les valeurs indiquées pour les contrastes dans le tableau sont les valeurs brutes issues du signal mesuré à l'oscilloscope. Pour les échantillons $P_{\text{mét}1}$ et $P_{\text{mét}2}$, elles ne tiennent pas compte du fait que les réseaux sont environ deux fois et demi plus petits que les photodiodes qui les contiennent. Lors de la mesure du contraste, les faisceaux débordent largement autour des photodiodes. Si l'on suppose, pour les échantillons $P_{\text{mét}1}$ et $P_{\text{mét}2}$, que la surface de la photodiode non couverte par le réseau rajoute au signal une composante continue à peu près équivalente à la composante continue transmise par le réseau, on peut alors considérer que le "véritable" contraste est grossièrement égal au double du contraste mesuré à l'oscilloscope. Pour les échantillons $P_{\text{mét}1}$ et $P_{\text{mét}2}$, nous appellerons contraste "corrigé" la valeur du contraste brut multipliée par deux. Le facteur 2 appliqué pour corriger le contraste n'est qu'une estimation: il pourrait être inférieur ou supérieur en fonction de la puissance réellement détectée autour du réseau. Pour l'échantillon $P_{\text{rés}}$, le réseau recouvre toute la photodiode et aucune correction ne doit être appliquée.

La figure II.30 compare les contrastes mesurés aux résultats de simulation présentés précédemment pour des réseaux sans couche de silice, dans le cas $m_L=2$ et $\Lambda=1\mu\text{m}$ (section II.1.2). La cartographie du contraste en fonction de la profondeur et de la largeur des dents du réseau correspond aux contrastes calculés par modélisation. Chaque rectangle superposé à la figure correspond à un échantillon dont le contraste a été mesuré.

L'incertitude sur la période des réseaux fabriqués a été discutée en section II.2.2. Concernant les réseaux créés par lithographie électronique, les corrections du champ appliquées pendant l'écriture et la vérification à 5nm près de la période d'un réseau après sa fabrication permettent de considérer que la période effective des réseaux est voisine de $1\mu\text{m}$ à quelques nanomètres ou dizaines de nanomètres près maximum. Nous considérerons cette incertitude suffisamment faible pour que les contrastes mesurés puissent être directement comparés aux contrastes calculés (qui correspondent au cas d'une période exactement égale à $1\mu\text{m}$).

Les noms des échantillons associés à chaque rectangle sont mentionnés sur la figure, accompagnés par le contraste brut mesuré et éventuellement, entre parenthèses, par le contraste corrigé. La surface des rectangles correspond à l'incertitude ou à l'inhomogénéité des caractéristiques du réseau. Il s'agit plutôt d'une incertitude pour la profondeur et d'une inhomogénéité pour la largeur des dents.

L'étude de la tolérance du contraste à divers défauts a montré sa grande sensibilité à certains paramètres. Malgré le contrôle des conditions de fabrication des détecteurs et des conditions de mesure du contraste, cette sensibilité reste une cause possible d'écart entre les contrastes mesurés et calculés. En particulier, les déformations non-linéaires du réseau susceptibles d'être engendrées par la lithographie électronique sont mal évaluées et pourraient être, a priori, une cause importante de baisse du contraste.

Echantillon	Couche de silice	Surface photodiode	Surface réseau	Profondeur totale	Largeur des dents		Contraste brut mesuré (%)	
					centre	bord	TE	TM
LTSI1	oui	3×3mm	2×3mm	~150nm			~2	~3,3
LTSI2	oui	6×6mm	2×3mm	~150nm			~1	~3,4
LTSI3	oui	5×5mm	2×3mm	~310nm			~2,4	~6,2
P _{rés}	non	400×600μm	400×600μm	250±50nm	480±70nm	580±100nm	1 – 2	4 – 7
P _{mét1}	non	400×600μm	300×300μm	150±10nm	420±40nm	400±40nm	0,5 – 2	4 – 5
P _{mét2}	non	400×600μm	300×300μm	150±10nm	505±40nm	455±40nm	1 – 2	7 – 8

Figure II.29: résultats de la caractérisation des détecteurs.

La présence de contrastes de l'ordre de 1 à 10% pour tous les détecteurs permet de valider expérimentalement le principe de détection de déphasage que nous proposons. Compte tenu des incertitudes sur les paramètres et de la sensibilité du contraste à ces derniers, les résultats de caractérisation semblent globalement en accord avec les prévisions issues des modélisations. Le plus fort contraste, en données corrigées, est obtenu en polarisation TM pour le détecteur P_{mét2} dont les caractéristiques ($p \approx 150\text{nm}$ et $w \approx 480\text{nm}$) le placent à proximité de l'un des maxima de contraste. Toujours en polarisation TM, les échantillons P_{rés} et P_{mét1} ont des contrastes plus faibles mais non nuls qui correspondent à peu près à la périphérie du maximum de contraste associé à P_{mét2}. Pour les trois échantillons, les contrastes mesurés sont globalement proches des valeurs calculées. Les déformations non linéaires évoquées plus haut semblent donc avoir peu d'importance ici. En polarisation TE, les trois détecteurs montrent des contrastes plus faibles qu'en polarisation TM, conformément aux contrastes calculés dans les plages de paramètres concernées.

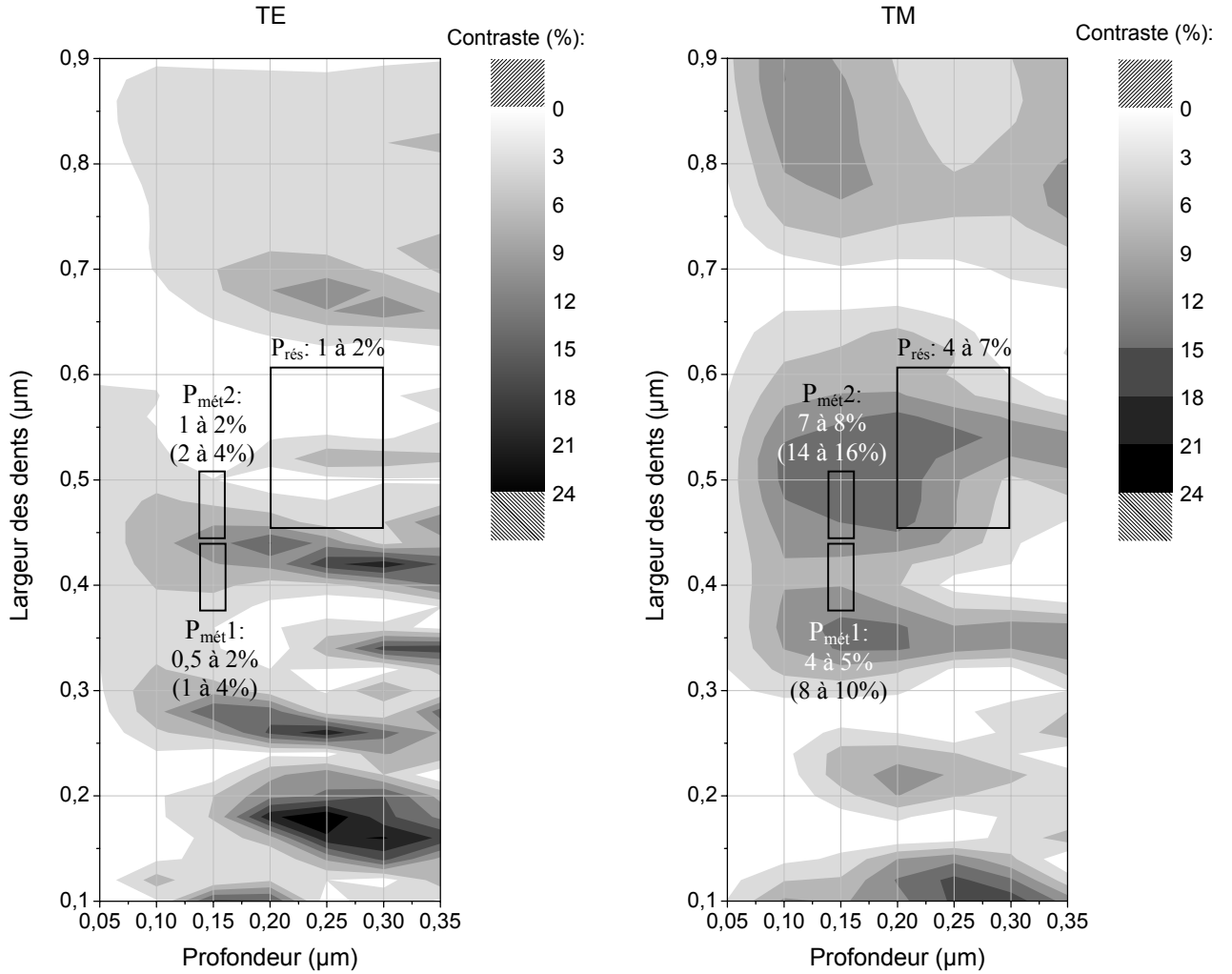


Figure II.30: comparaison des contrastes mesurés (les valeurs entre parenthèses sont les mesures corrigées) avec les contrastes théoriques. Les contrastes correspondant à l'échelle de gris sont les résultats des modélisations présentés précédemment en section II.1 σ . Les zones encadrées délimitent approximativement la plage d'incertitude ou l'inhomogénéité des paramètres des détecteurs fabriqués. Les contrastes sont donnés en valeurs absolues. Les paramètres de modélisation sont les suivants: $A=1\mu\text{m}$, $\lambda=0,633\mu\text{m}$, $m_L=2$, $n(\text{Si})=3,86$, $\kappa=0,018$.

5. Conclusion

Nous avons présenté au cours de ce chapitre l'étude d'un nouveau principe de détecteur de déphasage monolithique constitué d'un réseau de diffraction fabriqué à la surface d'une photodiode en silicium.

Une étude de conception de ce nouveau type de détecteur a été menée à partir de l'optimisation d'un critère de qualité, donné par la rapport entre la composante sensible au déphasage et la composante continue du signal de sortie.

Lorsque les faisceaux respectent des angles d'incidence particuliers correspondant à l'incidence de Littrow, la modélisation du dispositif par une méthode FDTD montre des variations importantes du contraste du détecteur en fonction des paramètres géométriques du réseau. Le contraste peut ainsi atteindre près de 25% pour certaines plages de valeurs restreintes, tandis qu'il reste supérieur à 3% sur de très larges gammes de paramètres. En tenant compte des contraintes apportées par les conditions de fabrication du détecteur, un bon compromis est obtenu pour certaines plages de valeurs qui présentent un contraste théorique supérieur à 10% tout en offrant des tolérances sur les paramètres compatibles avec la fabrication du réseau. C'est par exemple le cas en polarisation TM pour un réseau ayant un rapport d'ouverture de 50%, une profondeur de 150nm et une période de 1 μ m.

Lorsque les faisceaux s'écartent des conditions d'incidence idéales, des considérations géométriques simples permettent d'établir un ensemble de critères donnant les tolérances sur les valeurs des paramètres en fonction des conditions d'utilisation et en fonction de la baisse du contraste que l'on tolère. A titre d'exemple, pour un réseau de 1mm de côté, à $\lambda=633$ nm et avec des faisceaux en incidence de Littrow à l'ordre 2, les tolérances sur les angles sont de l'ordre de 0,01° à 1° selon les angles considérés. Toutefois, les paramètres étant souvent interdépendants, l'ensemble des tolérances doit être considéré en fonction du système global dans lequel le détecteur est destiné à être utilisé.

Plusieurs prototypes de détecteurs ont été fabriqués afin de vérifier expérimentalement les contrastes prévus. Une technologie silicium compatible avec les procédés CMOS a été utilisée pour la fabrication des photodiodes. Les performances des photodiodes ainsi réalisées sont proches de celles de composants commerciaux, montrant ainsi qu'une technologie conventionnelle permet d'atteindre des performances compatibles avec le cahier des charges du capteur. Ce procédé autorise par ailleurs une inscription des réseaux par lithographie optique ou électronique. La gravure des réseaux n'altère pas de façon significative les performances initiales du détecteur, ne compromettant pas ainsi les performances prévues par la conception. Les caractéristiques géométriques des réseaux ont été choisies afin de correspondre ou d'être proches de l'un des pics de contraste prévus par modélisation.

Le contraste des détecteurs fabriqués a été mesuré grâce à un banc de caractérisation dont les caractéristiques sont compatibles avec les tolérances sur les paramètres évoquées plus haut. Tous les détecteurs fabriqués montrent un signal de sortie clairement corrélé au déphasage entre les faisceaux incidents. Compte tenu des marges d'erreur engendrées par la fabrication des détecteurs, les contrastes mesurés corroborent les résultats issus des modélisations avec des valeurs proches de celles prévues et obéissant aux mêmes tendances.

L'ensemble des résultats de l'étude valide théoriquement et expérimentalement le principe de détection que nous proposons. Par un choix approprié des paramètres géométriques et optiques, des détecteurs de contrastes supérieurs à 10% peuvent être fabriqués. Cette approche d'intégration peut être, à l'évidence, associée à l'approche préliminaire qui intègre le détecteur avec circuits de conditionnement et de traitement du signal. De façon plus générale, le détecteur proposé peut alors répondre à une utilisation plus large que celle étudiée dans le cadre spécifique du capteur de déplacement.

III. Vers de nouvelles configurations de cavités pour l'intégration de diodes laser

1. Introduction

L'incorporation de cristaux photoniques dans les structures de diodes laser est une voie encore peu explorée. Plusieurs bénéfices sont attendus, tant pour étendre les performances des diodes laser actuelles, que pour répondre à de nouveaux champs d'applications, tels que les sources à un photon pour la cryptographie.

Au-delà de l'extension des performances des sources laser actuelles, un avantage unique - qui reste encore à démontrer – est l'aptitude à développer, sur la base d'une nanostructuration bidimensionnelle de l'empilement des couches d'une diode laser, des configurations de sources miniatures et intégrables dans un circuit photonique entièrement défini par des cristaux photoniques.

Si ce concept de composant "tout cristal photonique" défini par une seule nanostructuration de la surface ouvre de nombreux axes d'étude de modélisation et de conception s'appuyant sur des outils logiciels spécifiques, la mise au point de procédés de fabrication appropriés exige pour sa part d'utiliser à leurs limites les moyens technologiques actuellement disponibles. De plus, la nanostructuration de couches incluant le milieu actif est a priori peu compatible avec un pompage électrique en raison des centres recombinants non radiatifs que cette structuration fait apparaître. L'évolution vers ces générations de dispositifs "tout cristal photonique" nécessite donc de mener étroitement en parallèle des études de conception, fabrication et caractérisation afin de valider le bien fondé de ces nouvelles approches.

L'objectif de ce chapitre est d'étudier et de mettre en place les outils nécessaires au développement de sources laser AlGaAs/GaAs à base de cristaux photoniques. Dans cette première phase d'étude, la source étudiée est une diode laser conventionnelle incorporant un miroir à cristal photonique unidimensionnel. Ce type de miroir, constitue une brique élémentaire d'une structure à cristal photonique, tout en étant exemplaire des outils de conception et de fabrication devant être mis en œuvre pour une telle étude. La maîtrise de ce miroir doit permettre par la suite d'explorer diverses cavités laser associant par exemple deux miroirs à cristal photonique unidimensionnel pour constituer des cavités laser de type "VCSEL horizontal". D'autres voies pourront aussi être envisagées en explorant le bénéfice de nanostructurations bidimensionnelles.

Après une présentation générale des sources laser à cristaux photoniques, on développe une étude de modélisation de miroirs unidimensionnels en dégagant la gamme de paramètres technologiques autorisant une forte réflectivité et les conditions de réalisation technologiques qui autorisent ces caractéristiques. La dernière partie du chapitre porte sur la proposition d'un développement complet de fabrication d'une source incorporant un miroir à cristal photonique unidimensionnel.

2. Diodes laser à cristaux photoniques

2.1 Cristaux photoniques en approche planaire

Bien que potentiellement capables de confiner de la lumière dans les trois dimensions [21-23], les cristaux photoniques tridimensionnels sont particulièrement difficiles à mettre en oeuvre par les techniques actuelles et leur étude reste aujourd'hui marginale. La plupart des recherches sont menées sur des dispositifs unidimensionnels et bidimensionnels. Ces dispositifs, cependant, n'offrent au mieux qu'un contrôle bidimensionnel de la propagation de la lumière: le confinement dans la 3^{ème} dimension (ou confinement vertical) doit par conséquent être assuré par une technique classique de guidage par différence d'indice. Deux approches existent pour assurer ce confinement (figure III.1):

- l'approche "membrane": les cristaux photoniques sont alors réalisés en gravant les motifs à travers une fine couche de semiconducteur ($\sim 200\text{nm}$ pour $\lambda \sim 1\mu\text{m}$) encadrée dessus et dessous par de l'air ou par un matériau de faible indice ($n \approx 1,5$); il s'agit donc d'un confinement par forte différence d'indice;

- l'approche "hétérostructure": la structure est gravée à travers une couche guidante épitaxiée sur des substrats de semiconducteurs III-V; il s'agit cette fois-ci d'un confinement par faible différence d'indice dans des structures de couches telles que celles utilisées pour la fabrication de diodes laser à émission par la tranche.

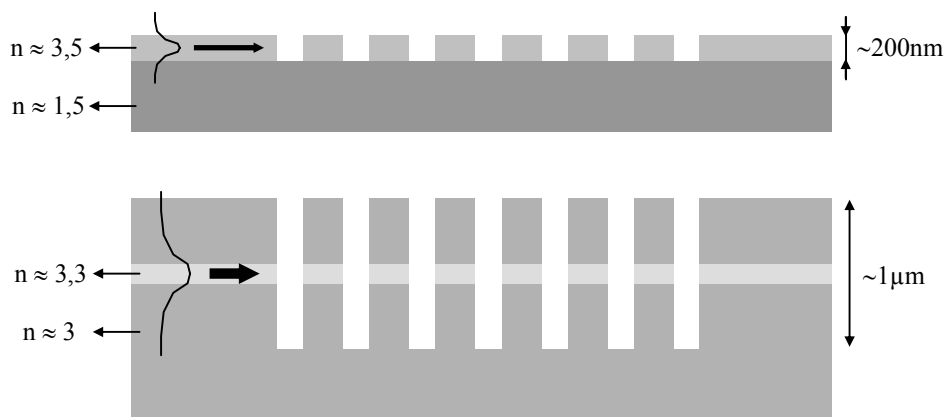


Figure III.1: cristaux photoniques en approche membrane (en haut) et hétérostructure (en bas).

Dans le plan horizontal, ces approches sont fondées sur l'utilisation d'une alternance air/semiconducteur qui donne le fort contraste d'indice caractéristique des cristaux photoniques. Par l'association d'une étape de lithographie électronique et d'une étape de gravure, elles autorisent la fabrication simultanée sur un même substrat d'une grande variété de structures telles que guides, cavités, filtres, ... Les cristaux photoniques 1D et 2D ouvrent ainsi la voie à

l'intégration de diverses fonctions optiques selon une technologie planaire. L'objectif ultime des nombreuses études réalisées dans le domaine est la réalisation à moyen ou long terme de "circuits intégrés optiques" [24] (figure III.2). Dans ce cadre, un intérêt majeur de l'approche hétérostructure est d'autoriser la réalisation de composants actifs intégrés au sein de fonctions passives. Dans l'approche membrane, un couplage ou une hybridation avec une source externe est nécessaire.

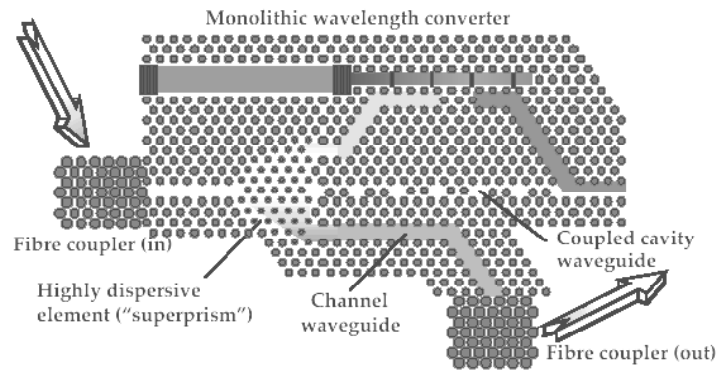


Figure III.2: représentation schématique de structures à cristaux photoniques intégrées [24].

Les deux approches, membrane ou hétérostructure, ont cependant chacune leurs lacunes et il est nécessaire d'en tenir compte dans la conception de dispositifs, notamment en ce qui concerne le problème des pertes par diffraction qu'elles engendrent [25]. L'approche hétérostructure semble être la plus proche du cristal photonique parfait. On entend par "cristal photonique parfait" une structure:

- périodique suivant la ou les directions concernée(s),
- invariante suivant la ou les autre(s) direction(s).

Dans l'approche hétérostructure, le mode est faiblement confiné dans la couche guidante (sur le schéma $n \approx 3,3$) en raison de la faible différence d'indice avec la structure épitaxiée au-dessus et au-dessous. Le profil transversal du mode (i.e. perpendiculaire à la couche guidante) s'étale donc sur une hauteur relativement importante (de l'ordre du μm) par rapport à λ/n . Dans le cas "idéal":

- la couche guidante doit être enterrée suffisamment profondément pour que le mode ne "voit" pas la surface,
- les trous d'air doivent être gravés au-delà de l'extrémité du profil transversal du mode, autrement dit le mode guidé ne doit pas "voir" le fond des trous.

Dans ces conditions, le mode se comporte à peu près comme si les trous avaient une hauteur infinie. Dans ce cas, il est réaliste d'utiliser des modélisations 1D ou 2D pour simuler un cristal photonique respectivement 1D ou 2D par la méthode des indices effectifs (le confinement vertical n'a pas une influence déterminante dans le dispositif, sauf au niveau des pertes hors du plan). Cependant, même si les fentes d'air peuvent être considérées comme étant de hauteur infinie, le mode n'est plus guidé lorsqu'il les traverse: à la traversée de chaque interface semiconducteur/air, une partie de l'onde est diffractée et perdue. Cette diffraction est d'autant plus forte que la différence d'indice dans le semiconducteur (sur le schéma $\Delta n \approx 0,3$) et la largeur des

trous ou des fentes sont élevées. Les pertes par diffraction dans l'approche hétérostructure proviennent donc essentiellement:

- d'une profondeur de gravure des trous insuffisante qui peut provoquer d'importantes pertes vers le substrat,
- de la diffraction au niveau de la couche guidante,
- éventuellement d'une diffraction en surface si la couche guidante n'est pas assez enterrée.

Cela conduit à fabriquer des fentes fines et profondes ayant un rapport de forme de l'ordre de 5:1 à 10:1 difficile à atteindre sur le plan technologique. Du point de vue de la conception des structures, il est possible de modéliser les pertes hors du plan par la méthode FDTD (section I.3.2.1) en rajoutant un indice imaginaire au matériau de faible indice [26, 27]. De cette façon, des cristaux photoniques 2D peuvent être modélisés par des simulations 2D tout en tenant compte des pertes.

Les premières structures à cristaux photoniques ont porté sur le cas plus simple de réseaux unidimensionnels. Des cristaux photoniques 1D intégrés dans des guides rubans passifs sont analysés et caractérisés en [28, 29]. La fabrication et la caractérisation de structures bidimensionnelles est plus récente. Des cristaux photoniques 2D en réseau hexagonal sur des hétérostructures d'AlGaAs ont été particulièrement étudiés par les équipes de l'école Polytechnique en France, de l'université de Glasgow et de l'école Polytechnique Fédérale de Lausanne [30]. Divers types de fonctions passives basées sur ces structures ont été étudiées et caractérisées: guides droits et coudés [31, 32], cavités [26, 30, 33], guide couplé avec une cavité [34], ...

Dans l'approche membrane, le mode est fortement confiné dans une fine épaisseur de semiconducteur. On peut donc s'attendre à des phénomènes de diffraction hors du plan extrêmement importants en raison des différences d'indices élevées entre la couche guidante ($n \approx 3,5$) et les couches de confinement ($n \approx 1$ à $1,5$). En réalité, la périodicité du réseau joue un rôle fondamental qui tend à rendre les pertes dans l'approche membrane légèrement inférieures à celles rencontrées dans l'approche hétérostructure sous réserve que soient respectées certaines conditions [25].

Une étude des propriétés de cristaux photoniques 2D en approche membrane a été menée par plusieurs équipes, en particulier le MIT [35] et l'école Centrale de Lyon [36, 37]. Une étude théorique sur des guides droits à cristaux photoniques 2D est rapportée en [38]. Des cristaux photoniques 2D sur des membranes d'AlGaAs sont caractérisés en [39] sous la forme de réseaux sans défaut ou de guides à cristaux photoniques. Les propriétés et les pertes de guides à cristaux photoniques sur des membranes de silicium sont caractérisées en [40, 41]. Des "virages" sans pertes sur des guides fabriqués sur des membranes de GaAs sont caractérisés en [42].

Une bibliographie générale des structures à cristaux photoniques peut être trouvée dans des ouvrages de synthèse ([43, 44]) ou à partir de l'adresse <http://www.pbglink.com/>. Nous exposons plus particulièrement dans la section suivante un état de l'art de l'utilisation de cristaux photoniques 1D et 2D pour la réalisation de sources laser.

2.2 Cavités laser planaires à cristaux photoniques bidimensionnels

2.2.1 Approche planaire utilisant un confinement vertical par membrane

Une première catégorie de sources laser planaires utilise des cristaux photoniques 2D au sein d'une membrane, un fort confinement du mode vertical étant ainsi procuré par la variation d'indice entre l'air et l'empilement. L'application la plus importante de ce type de structure concerne les sources laser à émission par la surface [27]. La membrane est alors constituée de couches épitaxiées contenant le plus souvent une structure à puits quantiques. Les dispositifs étudiés consistent généralement en une cavité hexagonale (figure III.3) délimitée par un cristal photonique 2D qui est gravé à travers la membrane. La lumière émise par la couche active reste confinée à l'intérieur de la cavité grâce au cristal photonique jusqu'à ce qu'elle soit découplée hors de la membrane. La réalisation d'une cavité hexagonale d'une dizaine de μm de diamètre permet de délimiter une surface d'émission qui peut être couplée à une fibre monomode. De nombreuses études sont menées sur ce sujet [45-49]. Une source à pompage électrique est reportée en référence [47]. Cependant la plupart des dispositifs caractérisés fonctionnent encore en pompage optique et en régime pulsé en raison des problèmes d'injection électrique et de dissipation thermique posés par les membranes. L'une des finalités de ce type de sources est l'exploitation de l'effet Purcell pour la réalisation de sources laser sans seuil et de sources à un photon. L'effet Purcell permet de favoriser l'émission spontanée sur les modes de cavité confinés dans de très petits volumes et ayant un facteur de qualité élevé. L'intégration d'une boîte quantique unique dans une cavité de type h1 (un seul trou manquant) pourrait à terme offrir la possibilité pour ces structures d'émettre un à un des photons identiques pour des applications de cryptographie quantique.

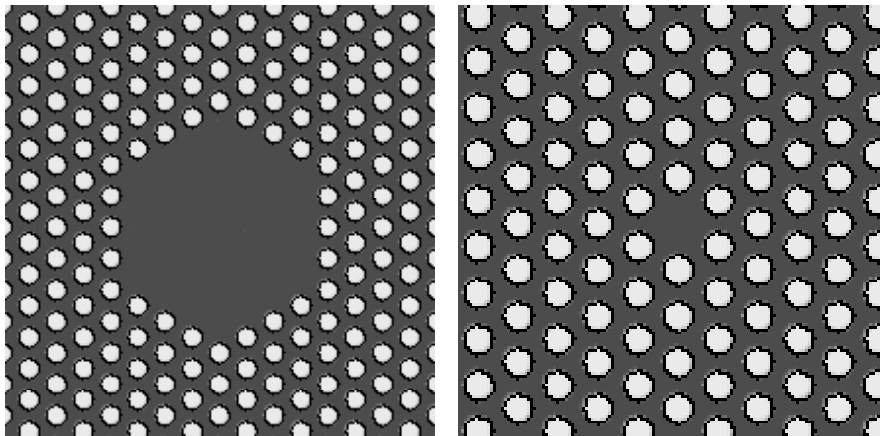


Figure III.3: cavités à cristaux photoniques hexagonales du type h4 (à gauche) et h1 (à droite).

Des sources lasers à émission par la tranche sont également étudiées en approche membrane. Une émission laser dans un guide w1 (figure III.4) de $14\mu\text{m}$ de long est reportée [50]. Les membranes présentent l'intérêt d'engendrer moins de pertes dans les guides w1 que les structures à faible confinement vertical. Toutefois, pour les mêmes raisons que précédemment, l'émission laser n'opère dans le guide qu'en pompage optique pulsé. Par ailleurs, l'émission laser

dans les guides à cristaux photoniques étroits reste également défavorisée par les recombinaisons non-radiatives des porteurs au niveau des zones de la couche active traversées par les trous.

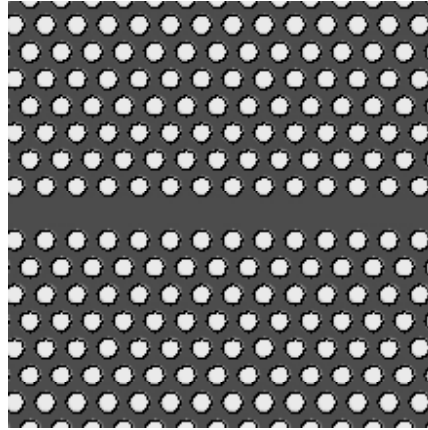


Figure III.4: guide à cristaux photoniques de type w1.

2.2.2 Approche planaire utilisant un confinement vertical par hétérostructure

Les composants fabriqués en approche "hétérostructure", reposant sur un confinement vertical à plus faible différence d'indice que dans le cas d'une membrane, bénéficient des conditions d'injection électrique verticales des diodes laser à émission par la tranche classiques, et sont donc plus appropriées à un pompage électrique. En raison de cet avantage, fondamental pour le développement pratique du composant, notre étude sera focalisée sur des structures à confinement vertical par "hétérostructure".

Quelques cas de sources laser fonctionnant en continu sous pompage électrique ont été reportées très récemment. Un premier exemple de composant est basé sur une cavité laser formée en couplant une série de cavités hexagonales entre elles (figure III.5) [51]. Le diagramme de bandes de ce type de structure fait apparaître des bandes de transmission qui correspondent à des modes se propageant de cavité en cavité [52]. Ces bandes de transmission sont séparées par des "mini-bandes interdites" à l'intérieur desquelles la propagation entre cavités est interdite. L'émission laser se produit sur les bandes de transmission, au voisinage des mini-bandes interdites, sur des modes à faibles vitesses de groupe, donnant ainsi une émission spectralement sélective. Les composants fabriqués sont constitués de 10 à 20 cavités hexagonales de type h6 formant une cavité laser de plus de 100µm de long. Malgré l'obtention d'une émission laser, les potentialités de ces sources restent encore à démontrer.

Le concept de cavités couplées est généralisable et peut donner naissance à une grande variété de structures. Un autre exemple de composant reporté est basé sur un guide à cristal photonique dont la largeur varie périodiquement (figure III.6) [53]. Dans ce dernier cas, le couplage entre deux cavités voisines est plus important que dans le cas précédent car aucune rangée de trous entière ne les sépare. Cela diminue d'une part les pertes optiques par diffraction, d'autre part les recombinaisons non-radiatives des porteurs dues à la gravure de la couche active par les trous.

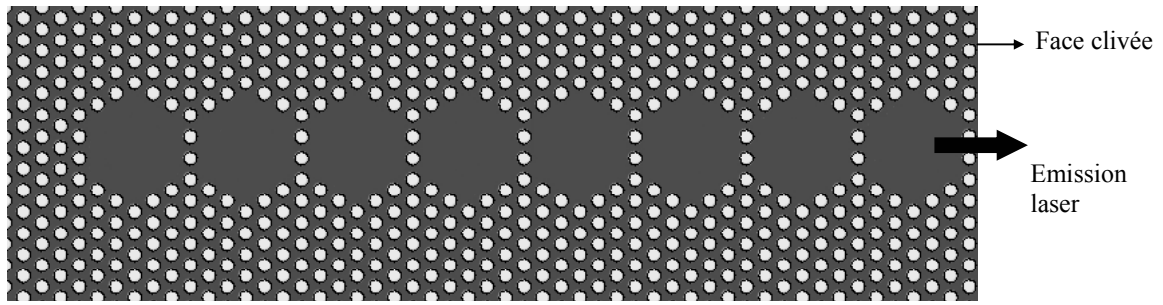


Figure III.5: structure laser à cavités couplées

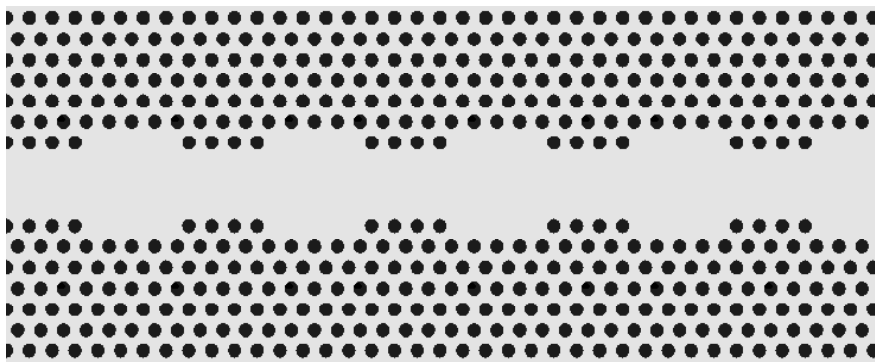


Figure III.6: cavités couplées formées par un enchaînement de guides w3-w5.

2.3 Diodes laser incorporant des miroirs à cristaux photoniques

2.3.1 Configurations des cavités

Le principe de diode laser à cristal photonique le plus simple consiste à utiliser une structure à guide ruban classique, souvent un guide à ruban nervuré, en rajoutant un miroir à cristal photonique 1D à une extrémité de la cavité (figure III.7) [54, 57, 58, 64, 68]. Le miroir à cristal photonique possède une forte réflectivité qui peut dépasser 90%. L'autre extrémité de la cavité est constituée d'une face clivée (ou éventuellement gravée) dont la réflectivité est proche de 30%. En raison du contraste de réflectivité élevé entre les deux miroirs (90%-30%), presque toute la lumière est émise du côté de la face clivée. Comme une face clivée et un guide à ruban nervuré ne présentent que très peu de pertes, ces dispositifs peuvent atteindre un rendement externe élevé ($\eta_D=0,86W/A$ [54]). Cependant, la réflectivité de la face avant reste faible (30%) et nécessite de conserver des longueurs de cavité de l'ordre de 100 μm ou plus pour respecter la condition d'oscillation. Ce type de composant permet notamment de caractériser la réflectivité du miroir à cristal photonique si l'on dispose de plusieurs longueurs de cavité [68]. Il présente l'avantage de reposer sur une technologie classique, sauf pour ce qui est du miroir à cristal photonique. Les miroirs les plus performants sont généralement constitués de fentes d'air dont les épaisseurs vont de 80 à 300nm pour des périodes proches de 500nm (au 3^{ème} ordre). Ces fentes sont gravées jusqu'à des profondeurs pouvant atteindre plus de 2 μm [55]. Nous reviendrons par la suite sur les aspects liés à la conception et à la fabrication de ces composants.

Un principe plus évolué consiste à placer un miroir à cristal photonique 1D aux deux extrémités de la cavité (figure III.8) [54, 56-58]. Ce procédé augmente le confinement et permet de diminuer les longueurs de cavité. Les diodes laser à émission par la tranche les plus courtes fabriquées à ce jour ont une longueur de 12 à 20 μm . Pour ces dispositifs, les miroirs des faces avant et arrière sont conçus pour donner des réflectivités respectivement proches de 80% et 95%. Le miroir de la face avant ne possède qu'une à trois période(s) afin de ne pas dépasser les 80% de réflectivité. Grâce à un contraste de réflectivité 80%-95%, plus de 80% de la lumière émise par le laser sort par la face avant. Cependant des pertes supplémentaires sont ajoutées par le miroir de cette dernière et ont pour effet de diminuer le rendement externe.

Les cavités à guide ruban classiques peuvent également utiliser des cristaux photoniques 2D en tant que miroirs simples (figure III.9) [59-62]. Si le réseau est hexagonal, les rangées de trous sont orientées perpendiculairement au guide, et non parallèlement, afin que le cristal photonique ne diffracte pas en réflexion. Les trous du cristal photonique sont gravés au pied du guide ruban. Le mode étant en général quasi-totalement confiné sous le ruban, cela permet d'atteindre des réflectivités comparables à celles de miroirs 1D. L'utilisation d'un cristal photonique 2D peut offrir un meilleur couplage avec d'éventuels dispositifs passifs à cristaux photoniques. La réalisation d'une diode laser comportant un séparateur de faisceau basé sur des cristaux photoniques 2D est reporté en référence [62]. Dans un principe similaire, un laser constitué de deux cavités couplées a également été démontré [63].

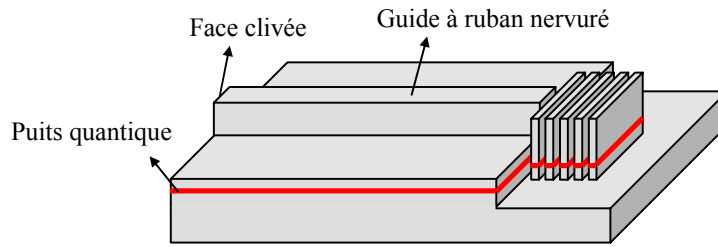


Figure III.7: diode laser à ruban nervuré utilisant un cristal photonique 1D. Le composant final inclut le contact métallique au sommet du guide ruban.

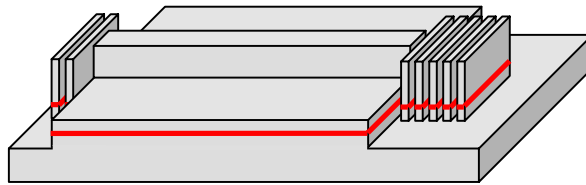


Figure III.8: diode laser à ruban nervuré utilisant deux miroirs à cristal photonique 1D.

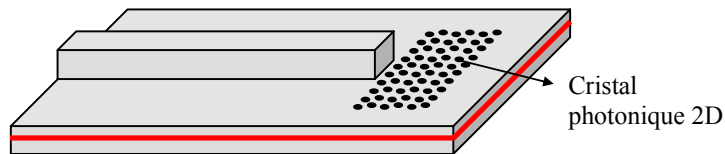


Figure III.9: diode laser à ruban nervuré utilisant un miroir à cristal photonique 2D.

2.3.2 Performances de diodes laser à émission par la tranche

Le tableau de la figure III.10 reporte les performances des principaux exemples de lasers à cristaux photoniques à émission par la tranche et à pompage électrique. Les raies d'émission ont une largeur de l'ordre de 1 à 10Å. Les plus faibles courants de seuil (2 à 3mA) et les plus courtes longueurs de cavité sont obtenus pour les dispositifs utilisant deux miroirs à cristaux photoniques 1D. Les dispositifs les plus courts sont monomodes, mais leur puissance reste encore limitée. Le laser de 12μm montre en particulier un rendement externe très faible (0,04W/A) et une densité de courant de seuil très élevée (25kA/cm²). Ce composant est à la limite des possibilités actuelles, nous verrons par la suite que la condition d'oscillation est très exigeante sur la réflectivité des miroirs pour des cavités aussi courtes. Le fait d'augmenter la longueur de cavité de 12 à 20μm améliore de façon significative la densité de courant de seuil, la puissance maximale et le rendement, tout en conservant un caractère monomode caractérisé par un SMSR de 20 dB (voir tableau).

Les rendements externes les plus élevés sont obtenus pour des cavités "face clivée / miroir 1D". Comme expliqué plus haut, ces composants ont un fort rapport d'émission par la face avant qui, de plus, n'entraîne que très peu de pertes, contrairement aux faces avant dotées d'un miroir à

cristal photonique. Le tableau montre pour ce type de laser les performances de certains des premiers miroirs à cristaux photoniques 1D dont les réflectivités pouvaient n'atteindre que 60% [64], voire 20 à 30% [65] en raison des contraintes technologiques relatives à leur fabrication. Les miroirs à cristaux photoniques 2D montrent des réflectivités de l'ordre de 85% à 90% presque équivalentes à celles des meilleurs miroirs à cristaux photoniques 1D. Le laser à deux cavités couplées possède un miroir à cristal photonique 2D latéral au guide dont la réflectivité est de 12%. Ce miroir est situé à 30 μ m de la face clivée et permet d'atteindre un taux de réjection des modes voisins de 35dB.

Les composants "tout cristal photonique" présentés au paragraphe précédent ont encore à ce stade des performances inférieures à celles des lasers "face clivée / miroir 1D", mais qui sont cependant très prometteuses car il s'agit encore des premières réalisations.

Notre étude se place dans la perspective générale de la réalisation de diodes laser à émission par la tranche exploitant les propriétés de cristaux photoniques 1D ou 2D. Les composants déjà existants dans ce domaine montrent des performances prometteuses du point de vue de leur miniaturisation, de leur qualité spectrale ou encore de leurs performances électriques. Dans le cadre d'une première approche, nous avons centré nos travaux sur la réalisation d'une source comportant un miroir à cristal photonique 1D. Nous présenterons dans les sections qui suivent les caractéristiques précises du composant étudié puis nous exposerons une étude détaillée des performances et des principaux éléments de conception du miroir.

Référence	Année	Description	λ (μm)	Injection	Longueur cavité (μm)	Réflectivité (%)	I_{th} (mA)	J_{th} (kA/cm^2)	P_{max} (mW)	η_D (W/A)	SMSR (dB)
[64]	1997	Laser face clivée / miroir 1D, ruban nervuré.	0,98		100	30/60	4,5	1,3	>10	0,28	
[64]	1997	Laser face clivée / miroir 1D, ruban nervuré.	0,98		300	30/60	7,8	0,8	>10	0,13	
[68]	1998	Laser face clivée / miroir 1D, ruban large 43 μm .	0,98	pulsée	170	30/90	25	0,3	>15	0,85	
[58]	2001	Laser face gravée / miroir 1D, guide planaire de 2 μm de large.	0,98	pulsée	80	30/95	~7	3,5	>0,1		
[58]	2001	Laser face gravée / miroir 1D, guide planaire de 2 μm de large.	0,98	pulsée	200	30/95	~7	1,5	>0,1		
[54]	2001	Laser face clivée / miroir 1D, ruban nervuré.	0,98	continue	160	30/95	7	1,5	55	0,86	
[56]	2001	Laser à 2 miroirs à CP 1D, ruban nervuré.	0,90	continue	12		6	25	0,15	0,04	18
[54]	2001	Laser à 2 miroirs à CP 1D, ruban nervuré.	0,98	continue	20		3,2	5,3	1,1	0,2	20
[54]	2001	Laser à 2 miroirs à CP 1D, ruban nervuré.	0,98	continue	80	50/95	3	1,2	12	0,48	
[58]	2001	Laser à 2 miroirs à CP 1D, guide planaire de 2 μm de large.	0,98	pulsée	20	80/95	~2	4	>0,1		
[58]	2001	Laser à 2 miroirs à CP 1D, guide planaire de 2 μm de large.	0,98	pulsée	80	80/95	~2	0,9	>0,1		
[59]	2001	Laser face clivée / miroir à CP 2D, ruban nervuré.	0,98		600	30/90	16	1,3	>10	0,34	
[61]	2001	Laser face clivée / miroir à CP 2D, ruban nervuré.	1,6	continue	100	30/≥85	29	15	4	0,14	10
[63]	2001	Laser face clivée / miroir à CP 2D, ruban nervuré, 2 cavités couplées.	1,57	continue	200	30/≥85	16	2,7	9	0,25	35
[51]	2003	Laser planaire à CP 2D, cavités hexagonales couplées.	1,53	continue	135		15	~2	2,6		45
[53]	2003	Laser planaire à CP 2D, guide périodique w3-w5.	1,54	continue	80	30/95	20	~8	8	0,15	25

Figure III.10: performances de diodes laser à cristaux photoniques (CP), à émission par la tranche et à pompage électrique.

3. Structure étudiée

3.1 Description générale

Nous étudions un principe de diode laser à émission par la tranche utilisant un cristal photonique unidimensionnel en tant que miroir. Le dispositif se compose:

- d'une structure laser à ruban nervuré AlGaAs/GaAs conventionnelle,
- d'un miroir à cristal photonique 1D à une extrémité du guide,
- d'une face clivée à l'autre extrémité.

Le guide à ruban nervuré et le miroir 1D sont représentés en figure III.11.a. Le composant final possède les contacts métalliques qui injectent le courant électrique dans le ruban (figure III.11.b).

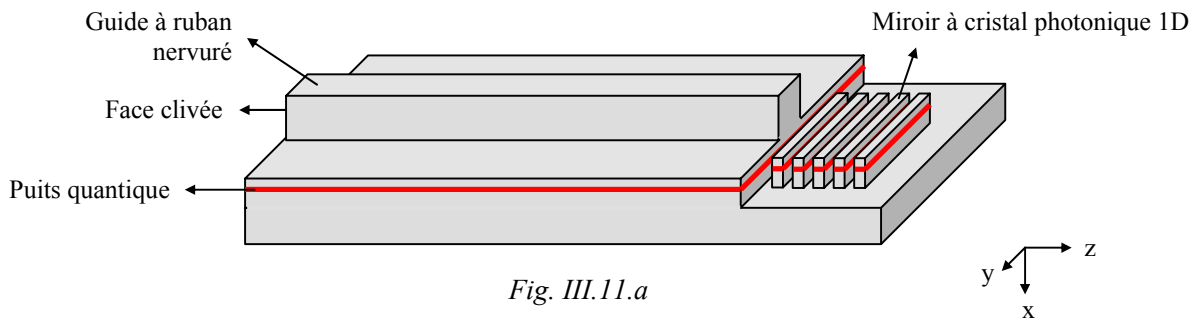


Fig. III.11.a



Fig. III.11.b

Figure III.11: diode laser à ruban nervuré utilisant un miroir à cristal photonique 1D. III.11.a: guide ruban et miroir 1D sans contact métallique. III.11.b: composant final incluant les contacts métalliques

Le miroir à cristal photonique 1D est placé à l'une des extrémités du guide ruban. Ses fentes sont gravées depuis le pied du ruban, et non depuis le sommet de celui-ci. Ce choix permet de limiter la profondeur de gravure nécessaire (à peu près $1\mu\text{m}$ au lieu de $2,5\mu\text{m}$). Il rend ainsi la réalisation du miroir compatible avec les conditions de gravure imposées par les bâtis conventionnels de gravure RIE, sans nécessiter d'équipement de gravure profonde à plasma dense. La réflectivité de ce type de miroir est particulièrement sensible à ses caractéristiques géométriques. Afin d'atteindre une réflectivité élevée (typiquement supérieures à 85%), les

caractéristiques optimales du miroir devront être dégagées en modélisant ses pertes en fonction de ses paramètres et en tenant compte des conditions de gravure autorisées par l'équipement dont nous disposons. L'étude théorique sera donc évidemment guidée par des conditions de réalisation réalistes, imposées par la fabrication du miroir ainsi que par l'enchaînement complet des étapes de fabrication.

3.2 Confinement du mode par le ruban

Le dispositif est réalisé sur une hétérostructure en AlGaAs émettant au voisinage de $\lambda=850\text{nm}$. Le détail des couches est présenté en figure III.12. La structure se compose:

- d'une couche superficielle de GaAs fortement dopée destinée à assurer le contact avec la métallisation,
- des deux couches de confinement en AlGaAs à 60% d'aluminium,
- de la zone de confinement graduel où se concentre l'essentiel de l'énergie optique du mode,
- du puits quantique en GaAs de 8nm d'épaisseur.

Le guide ruban est large d'environ $4\mu\text{m}$. De part et d'autre, l'hétérostructure est gravée jusqu'à ne laisser qu'une épaisseur d allant de 50 à 150nm environ entre la surface et la gradualité. L'hétérostructure épitaxiée et le guide ruban procurent un confinement optique latéralement et transversalement monomode ou quasi-monomode. Le courant électrique est injecté par le sommet du guide ruban et engendre le gain optique dans le puits quantique de GaAs, sous le ruban.

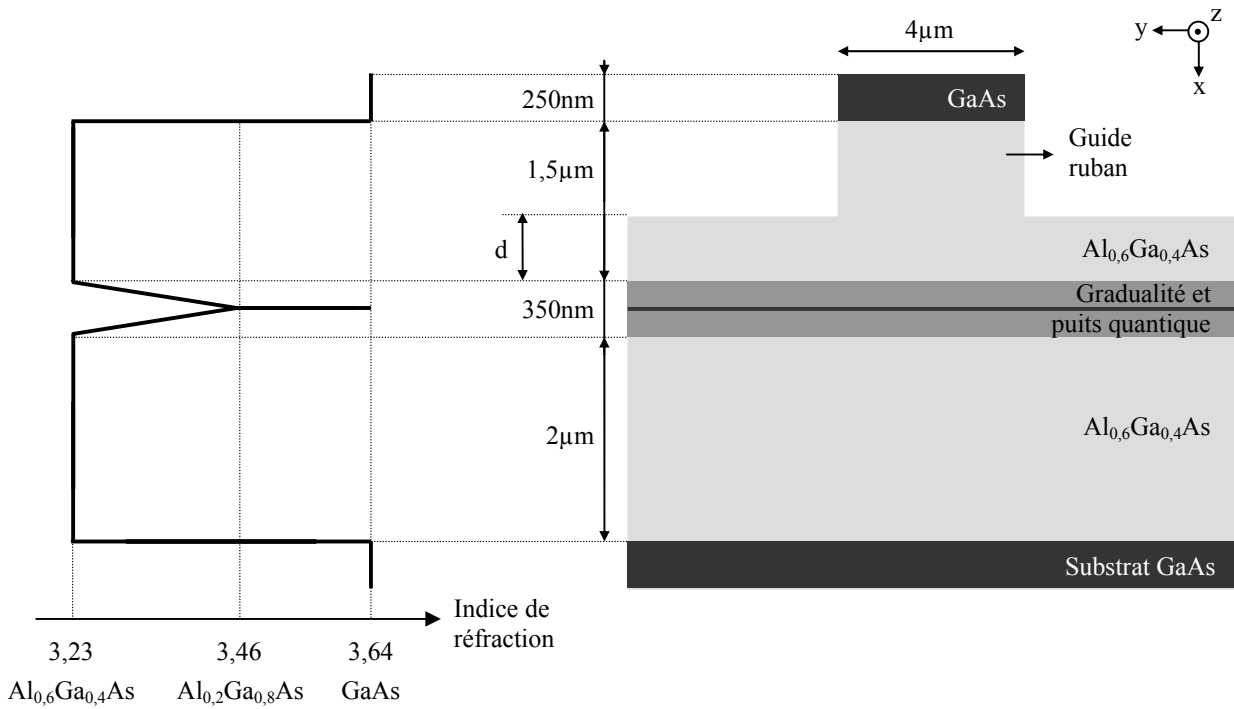


Figure III.12: indices de réfraction (à $\lambda=850\text{nm}$) et épaisseurs des couches de l'hétérostructure AlGaAs/GaAs étudiée. À droite: vue en coupe latérale du guide ruban et des couches.

L'épaisseur d et la largeur du ruban déterminent le confinement latéral du guide. Le degré de confinement que procure le guide peut être quantifié par les indices effectifs obtenus en considérant les profils d'indice verticaux. Soient n_{eff1} l'indice effectif obtenu en considérant le profil d'indice à travers le guide ruban et n_{eff2} l'indice effectif obtenu à côté du guide (figure III.13). L'écart d'indice $\Delta n = n_{\text{eff1}} - n_{\text{eff2}}$ caractérise le confinement latéral dans le guide. Pour un

guide ruban de $4\mu\text{m}$ de large, un fonctionnement monomode latéral du laser est obtenu lorsque Δn est typiquement inclus dans la plage de valeurs $0,003 < \Delta n < 0,01$. Lorsque Δn atteint 0,01, le guide est multimode et le gain modal du mode d'ordre 1 devient proche du gain modal du mode fondamental (l'écart est de l'ordre de 5cm^{-1} environ): l'émission laser peut alors devenir multimode. Lorsque la valeur de Δn devient inférieure à 0,003, le confinement latéral devient instable car la présence du gain dans le puits quantique peut entraîner localement une baisse de l'indice effectif de l'ordre de 10^{-3} . Le graphe de la figure III.14 montre l'évolution de Δn en fonction de d . La fourchette de valeurs $0,003 < \Delta n < 0,01$ est respectée si d est comprise entre 50nm et 150nm environ. Pour un fonctionnement monomode du composant final, ces valeurs doivent être respectées lors du procédé de fabrication du guide. La figure III.15 montre la répartition du mode fondamental pour $d=100\text{nm}$.

Par ailleurs, la valeur de d a une importance à l'égard du miroir à cristal photonique car elle détermine la hauteur à partir de laquelle ses fentes sont gravées (figure III.16). Nous étudierons au cours de la section III.4 son influence sur la réflectivité globale du miroir.

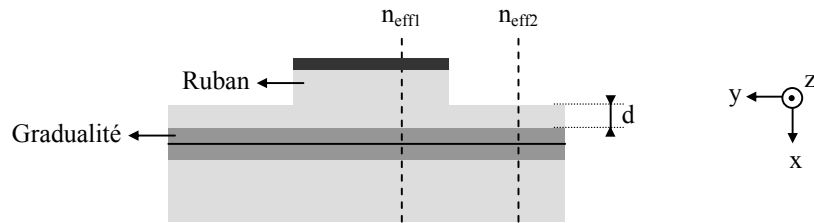


Figure III.13: profils de couches considérés pour calculer les indices effectifs n_{eff1} et n_{eff2} .

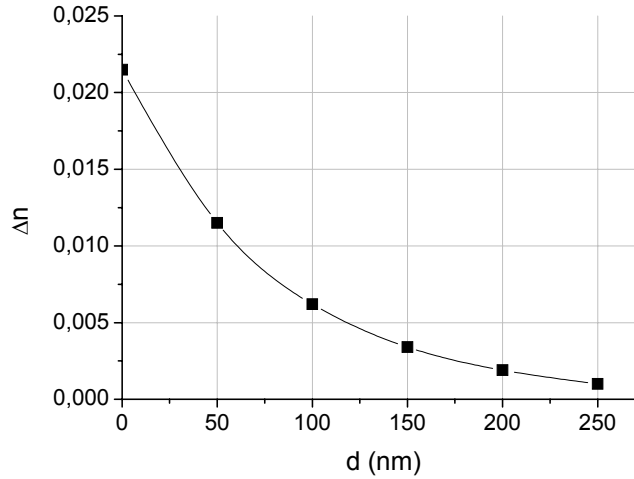


Figure III.14: évolution de $\Delta n = n_{eff1} - n_{eff2}$ en fonction de l'épaisseur d .

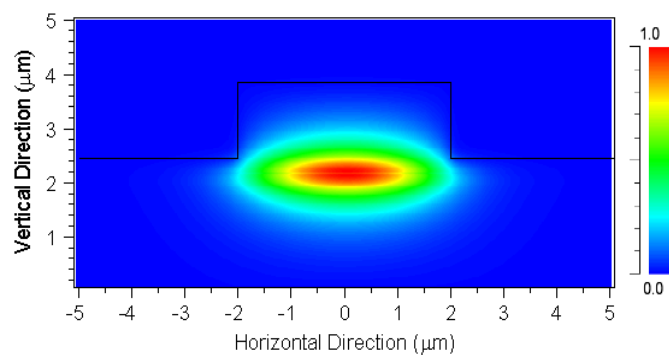


Figure III.15: répartition du champ du mode fondamental pour $d=100\text{nm}$.

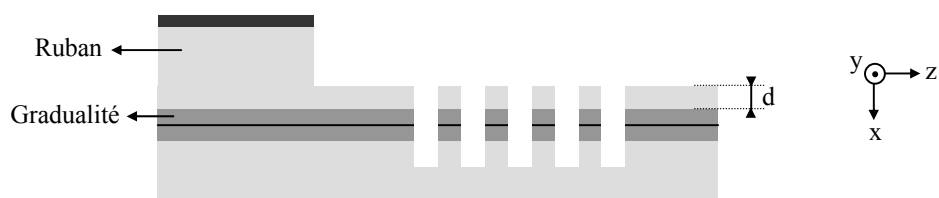


Figure III.16: vue en coupe longitudinale du miroir gravé au pied du ruban.

3.3 Influence des caractéristiques du miroir sur les performances du laser

3.3.1 Condition d'oscillation

Le courant de seuil d'une cavité laser est directement lié à sa longueur et à la réflectivité de ses miroirs. Des miroirs de forte réflectivité autorisent ainsi la fabrication de cavités courtes et l'obtention de faibles courants de seuil. Ces effets sont décrits par la condition d'oscillation de la cavité. Pour une cavité de longueur L prise entre deux miroirs de réflectivités R_1 et R_2 (réflectivités en intensité), la condition d'oscillation s'écrit:

$$R_1 R_2 e^{2Lg} = 1 \quad (\text{III.1})$$

g étant le gain modal en intensité au seuil d'émission (g inclut les pertes de propagation dans le guide).

La figure III.17 donne les réflectivités nécessaires pour atteindre le seuil d'émission en fonction de la longueur de cavité, lorsque le gain modal g est de 40cm^{-1} . Cette valeur est caractéristique des gains modaux atteignables par une structure laser telle que celle que nous étudions. Deux cas sont présentés sur la figure. Dans le premier cas, on considère que les deux miroirs ont la même réflectivité: le graphe indique alors la réflectivité des deux miroirs en fonction de L . Dans le deuxième cas, l'un des deux miroirs a une réflectivité fixée à 30%: le graphe indique alors la réflectivité que doit atteindre l'autre miroir. La structure d'étude que nous avons présentée dans la section précédente correspond au deuxième cas (face clivée / miroir à cristal photonique), néanmoins nous nous plaçons ici dans la perspective plus générale de lasers pouvant utiliser deux miroirs à cristaux photoniques.

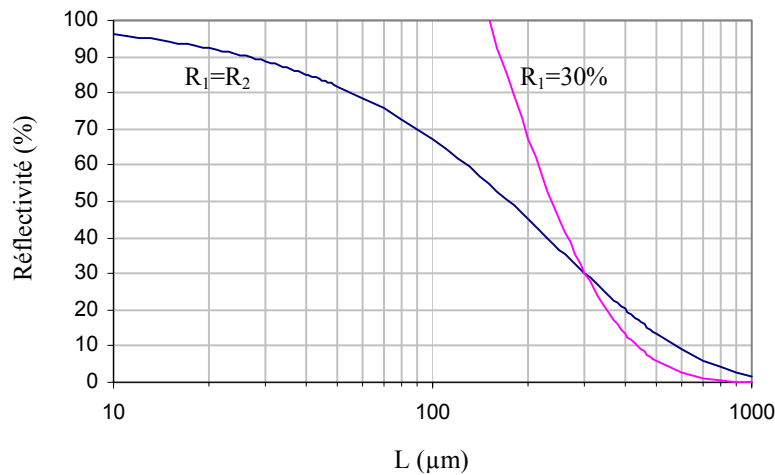


Figure III.17: Réflectivités nécessaires aux faces d'une cavité laser pour atteindre le seuil d'émission avec un gain modal en intensité de 40cm^{-1} .

L'utilisation sur les deux faces du laser de miroirs à haute réflectivité autorise une réduction considérable de la longueur de cavité. Des longueurs inférieures à $100\mu\text{m}$ peuvent ainsi

être atteintes, comme le montrent certains des exemples de lasers présentés dans l'état de l'art. La condition sur la réflectivité des miroirs devient particulièrement sévère pour des longueurs de cavité inférieures à 20µm. De tels dispositifs demandent des réflectivités supérieures à 90% pour les deux miroirs et atteignent la limite de l'état de l'art actuel. Dans le cas où l'une des deux faces est clivée, la cavité ne peut pas atteindre des longueurs aussi faibles (elle est limitée à environ 100 à 200µm). Dans les deux cas cependant, la réduction de la longueur de cavité peut être accompagnée d'une baisse du courant de seuil, mais il existe une longueur de cavité optimale pour laquelle le courant de seuil est minimal (~2mA pour certains dispositifs) [54].

3.3.2 Rendement externe

Comme évoqué précédemment, l'association dans une cavité laser d'un miroir "face clivée" de faible réflectivité (~30%) à un miroir à cristal photonique de haute réflectivité a pour effet de faire émettre l'essentiel de la puissance de sortie du laser du côté de la face clivée. Soient R_1 et R_2 les réflectivités des deux faces du laser et F_1 la fraction de la puissance totale sortant par la face 1. F_1 peut s'écrire:

$$F_1 = \frac{1}{1 + \sqrt{\frac{R_1}{R_2} \cdot \frac{1 - R_2}{1 - R_1}}} \quad (\text{III.2})$$

Avec une face clivée de réflectivité $R_1=0,3$ et un miroir 1D de réflectivité $R_2=0,8$, la fraction de la puissance sortant par la face clivée s'élève à 85%. Si $R_2=0,9$, la fraction atteint près de 92%. Une augmentation de R_2 améliore ainsi le rendement externe du laser. Le miroir idéal aurait une réflectivité de 100% qui donnerait $F_1=1$.

Dans le cas ci-dessus cependant, une baisse de quelques pourcents de la réflectivité du miroir à cristal photonique ne dégrade que de façon limitée (quelques pourcents) le rendement externe du dispositif. La qualité du miroir devient en revanche nettement plus critique si nous reprenons le cas d'une cavité possédant deux miroirs à cristaux photoniques. Dans ce cas, la conception du miroir de la face avant doit respecter deux aspects:

- sa réflectivité doit rester inférieure à celle de la face arrière de manière à conserver une valeur de F_1 élevée,
- le ratio transmission/diffraction doit être le plus élevé possible pour la face avant.

Ainsi, si, par exemple, le taux de transmission T_1 et le taux de diffraction D_1 du miroir de la face avant s'élèvent à $T_1=D_1=10\%$ alors la moitié de la puissance sortie par la face avant sera perdue en diffraction. Si $D_1=5\%$, seul un tiers de la puissance sortie sera perdu. Une diminution de quelques pourcents des pertes du miroir augmente ainsi d'un tiers la puissance de sortie "efficace".

3.4 Conclusion

Les aspects du fonctionnement d'une cavité laser que nous venons d'évoquer montrent l'importance des performances du miroir par rapport à celles du composant global, notamment en termes de miniaturisation du dispositif, de baisse du courant de seuil et d'amélioration du rendement. L'utilisation de miroirs à forte réflectivité et à faibles pertes permet d'améliorer l'ensemble de ces propriétés. Les performances d'un miroir à cristal photonique 1D sont cependant étroitement dépendantes de ses caractéristiques géométriques. Ces dernières sont soumises à l'architecture générale de la diode laser, à ses propriétés optiques ainsi qu'aux contraintes d'ordre technologique, comme par exemple celles concernant la profondeur du miroir. Dans la perspective de la réalisation de diodes laser utilisant un miroir à cristal photonique 1D, nous analyserons en section III.4 l'influence de la géométrie du miroir sur sa réflectivité.

4. Modélisation de miroirs à cristaux photoniques unidimensionnels

4.1 Conditions de modélisation

La modélisation que nous allons présenter porte sur la réflectivité et les pertes du miroir à cristal photonique unidimensionnel de la structure laser présentée en section III.3.1. La structure constituée par le guide ruban et le miroir 1D est tridimensionnelle. Cependant le confinement latéral imposé par le ruban étant particulièrement faible ($\Delta n \sim 10^{-2}$ pour une largeur de $4\mu\text{m}$), le taux de réflexion du miroir et les phénomènes de diffraction associés sont très proches de ceux d'une structure bidimensionnelle telle que celle présentée en figure III.18. Pour cette raison et à des fins de simplification, les modélisations présentées par la suite s'appuient sur un schéma longitudinal 2D basé sur un profil de la structure dans le plan $[xz]$.

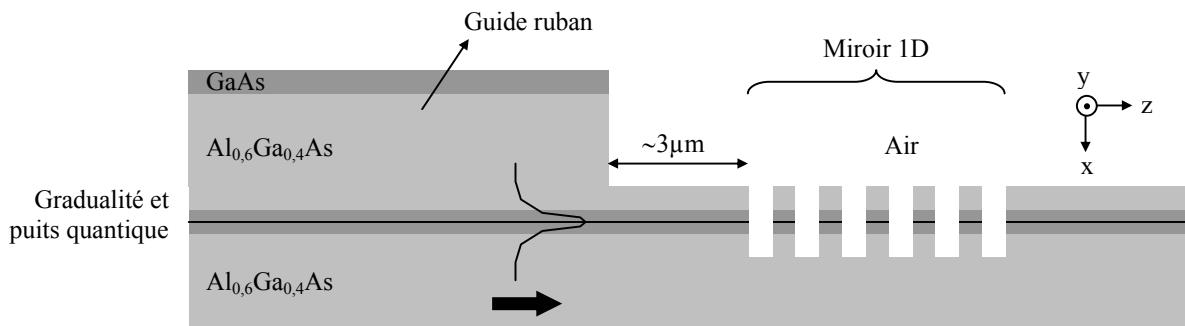


Figure III.18: structure 2D (profil longitudinal) "équivalente" à l'extrémité du guide ruban et à son miroir 1D, en vue de la modélisation des taux de réflectivité et de diffraction.

Dans le cas où les phénomènes de diffraction hors du plan de la gradualité sont négligeables, la modélisation du miroir peut alors se résumer à celle d'un empilement de couches 1D. Dans ce cas de figure, la méthode des matrices de transfert permet de calculer la réflectivité du miroir en fonction de sa période, de son rapport d'ouverture, de la longueur d'onde, etc. Certains aspects de la conception du miroir présentés par la suite sont abordés par cette méthode dont le principal intérêt est son temps de calcul quasi-nul.

Les pertes dues à la diffraction hors du plan sont étudiées par la méthode FDTD (section I.3.2.1). Cette méthode est déjà proposée pour ce type d'étude [66]. Dans ce cas, les modélisations sont bidimensionnelles et suivent un schéma proche de celui de la figure III.18. Le miroir est séparé du pied du guide ruban par une distance de quelques microns en raison des contraintes de fabrication de la structure. Dans ce type de schéma, les pertes optiques peuvent avoir pour origine:

- le passage du faisceau depuis la zone située sous le ruban vers la zone située hors du ruban, ou l'inverse,
- la réflexion du faisceau sur le miroir et ses éventuels défauts (profondeur insuffisante, etc.).

L'influence des paramètres géométriques du miroir sur sa réflectivité et ses pertes est étudiée en négligeant la présence du guide ruban. Le schéma de modélisation employé dans ce cas est présenté en figure III.19.a. L'influence du ruban sur la réflectivité globale est analysée en utilisant un schéma proche (figure III.19.b).

La structure de couches modélisée est celle décrite en section III.3.2. On considère une épaisseur $d=100\text{nm}$ d'AlGaAs au-dessus de la gradualité. Le miroir est constitué d'un réseau de fentes d'air de largeur L_f , de période Λ et de profondeur p . La source émet en continu à $\lambda=850\text{nm}$ sauf pour les calculs de spectre. Dans ce dernier cas, elle émet un pulse dont le spectre couvre une gamme de longueurs d'onde pouvant aller de $\lambda \approx 0,6\mu\text{m}$ à $\lambda \approx 1\mu\text{m}$. Le profil de champ émis par la source correspond au mode fondamental de la structure de couche en polarisation TE (champ électrique parallèle à l'axe y). Pour les modélisations effectuées sans le guide ruban (figure III.19.a), ce mode est celui présenté en figure III.20. Des conditions aux limites absorbantes (PML) sont utilisées pour les quatre bords du domaine de calcul. Elles absorbent les faisceaux qui les atteignent avec un coefficient de réflexion très faible. L'intensité du faisceau réfléchi par le miroir est mesurée à environ $10\mu\text{m}$ de son extrémité afin de permettre une bonne séparation entre le faisceau réfléchi et les éventuels faisceaux diffractés (figure III.19).

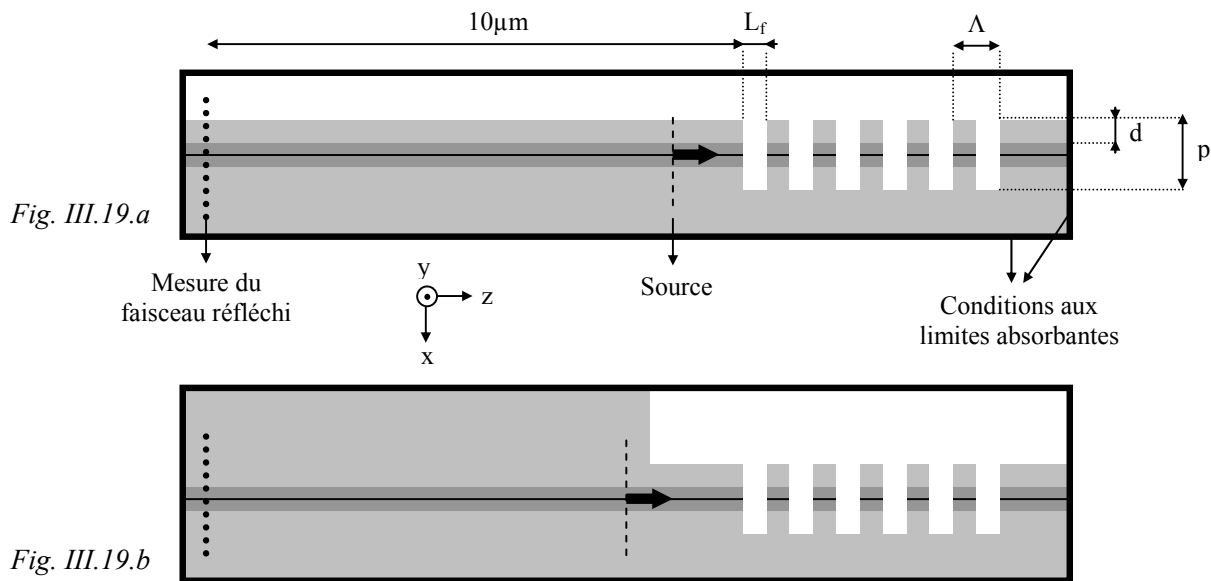


Figure III.19: schémas de modélisation FDTD. III.19.a: schéma employé pour modéliser l'influence des paramètres géométriques du miroir. III.19.b: schéma employé pour modéliser les pertes par diffraction dues à la présence du ruban.

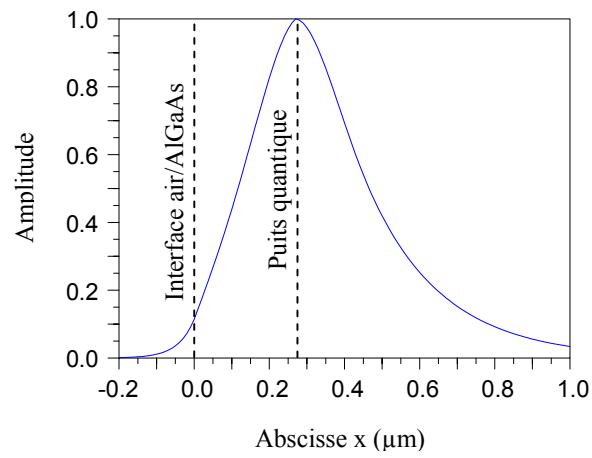


Figure III.20: profil d'amplitude du mode fondamental d'une structure de couche sans le guide ruban et pour $d=100\text{nm}$ (profil de couches de la figure III.16.a).

4.2 Influence des paramètres structuraux sur les performances du miroir

4.2.1 Du miroir de Bragg superficiel au cristal photonique 1D

Les miroirs de Bragg distribués utilisés classiquement dans les diodes laser DBR sont basés sur un réseau qui ne perturbe que faiblement le guide d'onde: c'est la faible variation périodique de l'indice effectif du mode qui produit la réflexion. Ce type de miroir a pour principales caractéristiques:

- une longueur pouvant aller jusqu'à plusieurs centaines de microns afin d'atteindre de fortes réflectivités,
- une forte sélectivité en longueur d'onde (de l'ordre du nm).

A l'inverse, un miroir à cristal photonique est basé sur un fort écart d'indice qui engendre des réflectivités élevées sur de très courtes distances mais avec une très faible sélectivité en longueur d'onde.

Afin d'illustrer les différences de comportement entre ces deux types de miroirs, nous exposons à titre d'exemple, sur les figures III.21 et III.22, les taux de réflectivité et de diffraction d'un miroir d'ordre 2 de 100 périodes de long. La figure III.21 montre l'évolution du spectre de réflectivité du miroir lorsque la profondeur des fentes augmente. La période et la largeur des fentes sont constantes. Leurs valeurs sont optimisées pour présenter un maximum de réflectivité à environ $\lambda=850\text{nm}$ lorsque les fentes sont peu profondes.

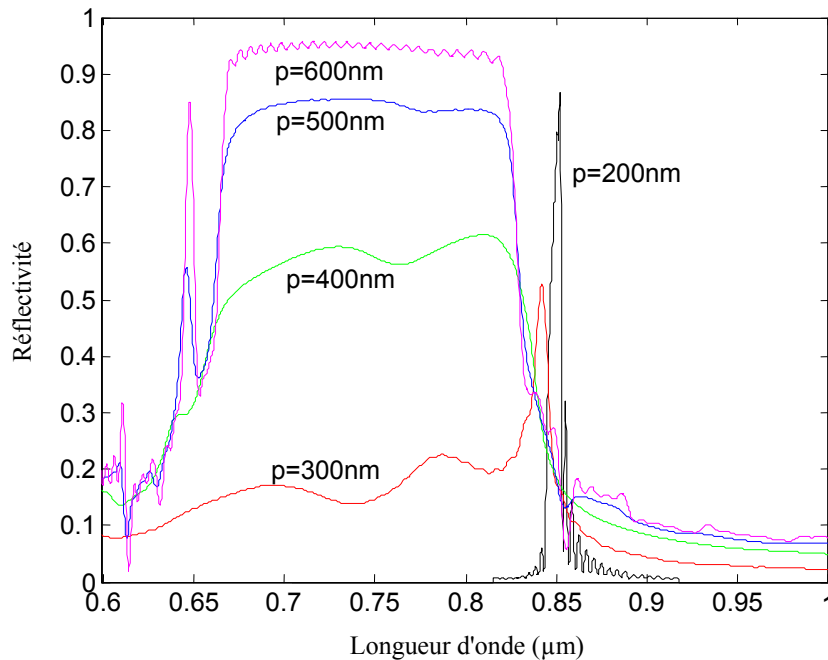


Figure III.21: $\Lambda=258\text{nm}$, $L_f=64\text{nm}$, $p=200$ à 600nm . Calculs FDTD des spectres de réflectivité pour des miroirs de 100 périodes de long.

La profondeur minimale considérée sur le graphe s'élève à 200nm. Pour cette valeur, la réflectivité atteint plus de 80% et la largeur à mi-hauteur vaut à peu près $\Delta\lambda=10\text{nm}$. Le comportement optique du réseau reste celui d'un miroir perturbant faiblement le guide. Notons toutefois qu'un haut niveau de réflectivité (80%) est atteint avec un miroir d'une longueur de seulement $26\mu\text{m}$ environ ($100\cdot\lambda$) alors qu'un miroir DBR classique perturbe beaucoup moins le guide et nécessite des longueurs généralement supérieures à $100\mu\text{m}$ pour atteindre de telles réflectivités.

Pour $p=400\text{nm}$, les fentes traversent presque totalement la gradualité. Le réseau se comporte alors à peu près comme un cristal photonique 1D. La réflectivité reste modérément élevée ($<60\%$) mais son maximum s'étend sur une bande spectrale large d'environ 150nm. Seules les toutes premières périodes du miroir sont utiles pour atteindre la réflectivité maximale (voir l'influence du nombre de périodes en section III.4.2.3). Les longueurs d'onde de réflectivité maximale sont inférieures à 850nm car le mode optique voit cette fois-ci clairement une alternance air / semiconducteur, plutôt qu'une alternance semiconducteur / semiconducteur dans le cas de faibles profondeurs de fentes.

La situation intermédiaire entre le miroir superficiel et le miroir à cristal photonique est très défavorable en raison des pertes par diffraction qu'elle provoque. La figure III.22 montre la variation de la réflectivité maximale atteinte par le miroir en fonction de p . Pour chaque valeur de p , le graphe donne les taux de transmission, de diffraction et de réflexion obtenus à la longueur d'onde où la réflectivité maximale est atteinte.

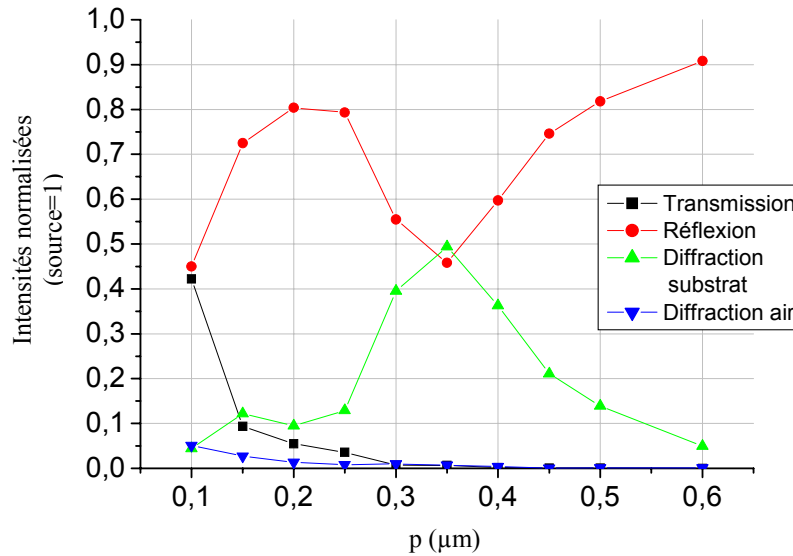


Figure III.22: $\Lambda=258\text{nm}$, $L_f=64\text{nm}$, 100 périodes de long. Evolution des taux de réflectivité, de transmission et de diffraction en fonction de p . Pour chaque valeur de p , la longueur d'onde considérée est celle qui donne la plus forte réflectivité.

Deux gammes de profondeurs favorables se distinguent nettement, séparées par un pic de pertes par diffraction vers le substrat pour $p=350\text{nm}$. Cette profondeur coïncide précisément avec celle du puits quantique: le fond des fentes se situe alors à la profondeur où l'intensité du mode fondamental est la plus forte. Cela provoque des pertes proches de 50%. Pour des profondeurs

inférieures, un pic de réflectivité est atteint pour $p=200\text{nm}$. Pour des profondeurs encore plus faibles, les fentes agissent très peu sur le faisceau et le taux de transmission du miroir augmente (un miroir plus long augmenterait alors la réflectivité). La plage d'utilisation $p>500\text{nm}$ est celle qui nous intéressera par la suite. Elle permet de minimiser simultanément les taux de transmission et de diffraction du miroir.

4.2.2 Détermination de la période et du rapport d'ouverture d'un miroir sans perte

Nous nous intéressons ici au cas idéal d'un empilement unidimensionnel périodique de deux matériaux soumis à une onde plane en incidence normale (figure III.23). La structure étant unidimensionnelle, aucun phénomène de diffraction dans une direction non parallèle à celle du faisceau incident n'intervient. Les deux matériaux ont pour indice n_1 et n_2 et pour épaisseurs d_1 et d_2 respectivement dans une période. Une telle structure est un miroir de Bragg si n_1d_1 et n_2d_2 sont des multiples impairs de $\lambda/4$. Cependant, si l'écart d'indice $\Delta n = |n_1 - n_2|$ est important (de l'ordre de 1), le réseau peut atteindre la réflectivité maximale pour d'autres paramètres que ceux respectant strictement la condition de Bragg.

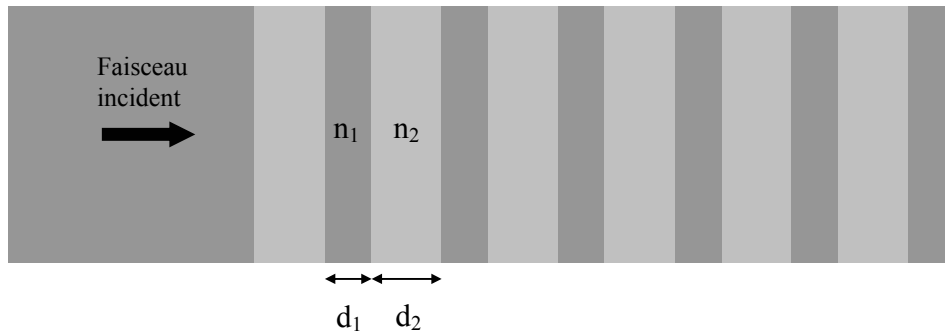


Figure III.23: empilement unidimensionnel périodique de deux milieux d'indices n_1 et n_2 .

Considérons plus particulièrement le cas où $n_1=n=3,3$, $n_2=1$, $d_2=L_f$ et $d_1+d_2=\Lambda$. La figure III.24 montre la variation de la réflectivité en fonction de L_f et Λ à $\lambda=850\text{nm}$ et pour un miroir comptant 6 périodes. Le contraste d'indice étant élevé, ce nombre de périodes suffit largement pour atteindre de fortes réflectivités (section III.4.2.3). La zone hachurée correspond au cas $\Lambda < L_f$ qui n'a bien sûr aucune signification physique. Le graphe montre de larges zones pour lesquelles la réflectivité atteint une valeur maximale proche de 100%. Ces palliers sont alignés suivant une série d'axes parallèles entre eux. Chacun de ces axes représente un empilement d'ordre m particulier. A titre d'exemple, le trait en pointillé (qui figure en diagonale sur le graphe) représente le cas d'un empilement d'ordre $m=3$ qui respecte la condition:

$$n \cdot (\Lambda - L_f) + L_f = m \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (\text{III.3})$$

Cette condition signifie que le chemin optique correspondant à une période de l'empilement reste égal ici à $3\lambda/2$. L'alignement de palliers de fortes réflectivité qui figure immédiatement au-dessous représente un empilement d'ordre 2. Le chemin optique d'une période est alors proche de $\lambda=850\text{nm}$. La plus petite période qui autorise des réflectivités proches de 100% est voisine de $\Lambda=150\text{nm}$. Elle correspond à l'ordre 1. Les cas où L_f est un multiple de $\lambda/2$

donnent une réflectivité nulle quelle que soit la période. Si l'on vise la réalisation d'un miroir dont le couple de paramètres $[L_f, \Lambda]$ est proche du centre d'une zone de forte réflectivité, la tolérance sur la valeur de L_f lors de la fabrication du miroir est d'environ $\pm 50\text{nm}$ (pour conserver une réflectivité proche de 100%). Cet aspect sera abordé plus précisément par la suite.

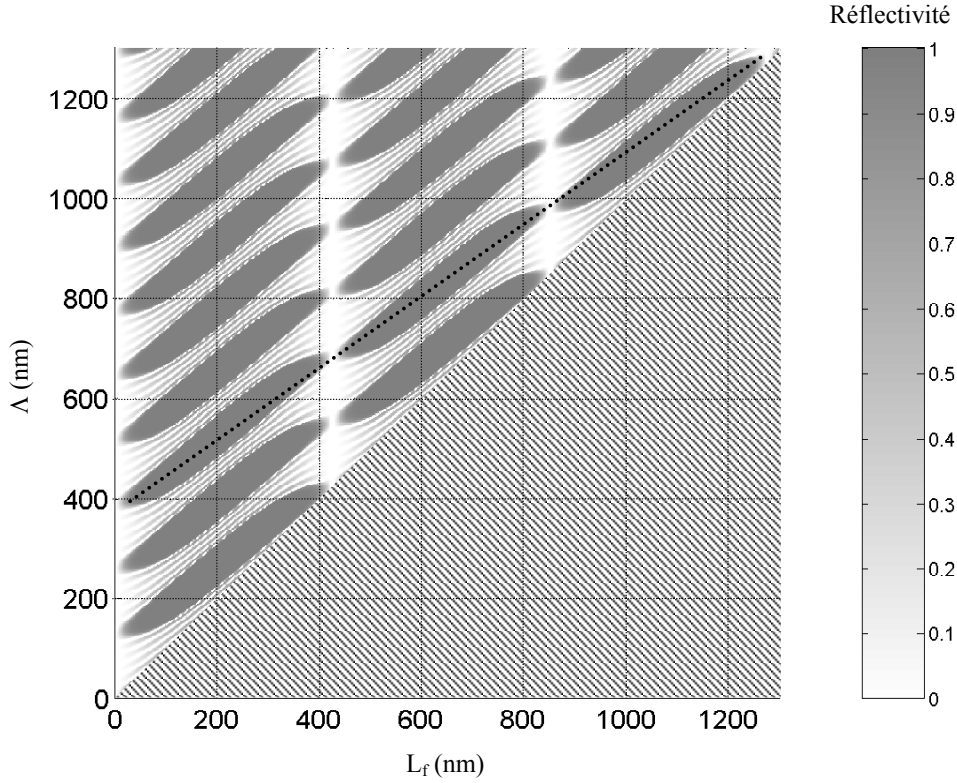


Figure III.24: calcul par la méthode des matrices de transfert de la réflectivité à $\lambda=850\text{nm}$ de miroirs 1D "air / semiconducteur" ($n=1$ et $3,3$). Les miroirs possèdent 6 périodes. Λ est la période, L_f l'épaisseur des couches d'air.

4.2.3 Influence du nombre de périodes d'un miroir sans perte sur son taux de transmission

Quelques périodes suffisent pour réduire le taux de transmission d'un miroir à cristal photonique 1D à pratiquement 0% lorsque ses paramètres sont correctement choisis. La figure III.25 montre deux exemples de miroirs pour lesquels L_f vaut respectivement 200 et 100nm. Λ est choisi pour obtenir une forte réflectivité (voir figure III.24). Dans les deux cas, au moins la moitié de la puissance du faisceau incident est réfléchi par la première période du miroir. Au bout de 4 périodes, le taux de transmission est inférieur à 1% dans les deux cas également. La seule différence entre les deux configurations tient au fait que le miroir pour lequel $L_f=200\text{nm}$ est très proche de la condition de Bragg énoncée plus haut, tandis que l'autre en est sensiblement éloigné. Il en résulte qu'un miroir d'une voire deux périodes présente une réflectivité sensiblement plus élevée pour $L_f=200\text{nm}$ que pour $L_f=100\text{nm}$.

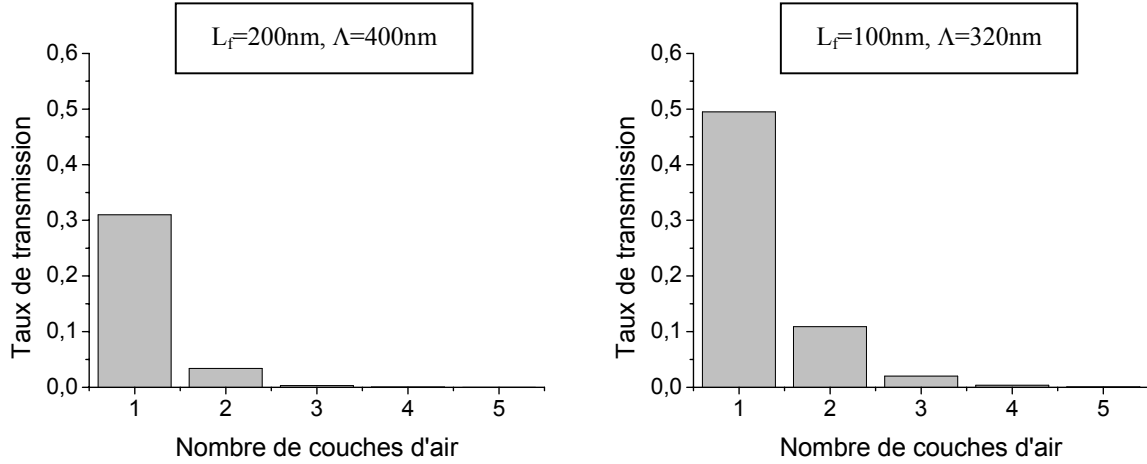


Figure III.25: calcul par la méthode des matrices de transfert du taux de transmission à $\lambda=850\text{nm}$ de miroirs 1D "air / semiconducteur" ($n=1$ et $3,3$). Les miroirs débutent et s'achèvent par le semiconducteur.

4.2.4 Influence de la largeur des fentes d'air sur les pertes

Au cours de la section III.4.2.2, nous avons déterminé les plages de valeurs sur lesquelles L_f et Λ sont a priori susceptibles de donner une forte réflectivité. Toutefois, le modèle des matrices de transfert utilisé pour effectuer les calculs ne prend pas en compte les phénomènes de pertes par diffraction hors du plan. La largeur L_f des fentes d'air a une influence considérable sur le niveau de pertes du miroir. En effet, le faisceau qui frappe le miroir ne subit plus aucun guidage lorsqu'il traverse les fentes alors qu'il est confiné dans la gradualité lorsqu'il se propage dans le semiconducteur. L'épaisseur de la gradualité dans laquelle l'essentiel de la puissance est confiné s'élève à 350nm seulement pour une longueur d'onde $\lambda=850\text{nm}$ qui est près de 2,5 fois plus grande. A la traversée de l'interface semiconducteur / air, le faisceau diffracte donc fortement et une partie plus ou moins importante de sa puissance est perdue en fonction de l'épaisseur de la couche d'air à traverser (figure III.26). Si de plus, la gradualité se trouve à proximité de la surface (à $d=100\text{nm}$), la proximité de cette dernière peut aggraver le phénomène.

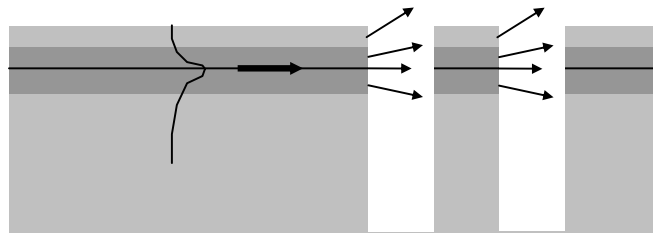


Figure III.26: schéma des phénomènes de diffraction pouvant se produire lors de la traversée des fentes par le faisceau.

La figure III.28 illustre le phénomène pour deux miroirs à cristaux photoniques 1D pour lesquels $L_f=200\text{nm}$ et 600nm respectivement. Pour $L_f=200\text{nm}$, les fentes sont suffisamment

étroites pour que le champ s'étale peu lors de leur traversée. Les faisceaux diffractés ont alors une faible intensité. A l'inverse, pour le cas $L_f=600\text{nm}$ l'épaisseur des fentes est suffisante pour permettre au faisceau de diffracter. La variation de la réflectivité en fonction de L_f qui en découle est montrée en figure III.27. Le graphe permet de comparer les valeurs données par la méthode des matrices de transfert à celles données par les points calculés par la méthode FDTD. La différence entre les deux provient du taux de diffraction du miroir. Le graphe montre que ce dernier augmente de façon très importante avec L_f , variant de quelques % pour $L_f \leq 200\text{nm}$ à presque 50% dans le pire des cas pour $L_f=1\mu\text{m}$.

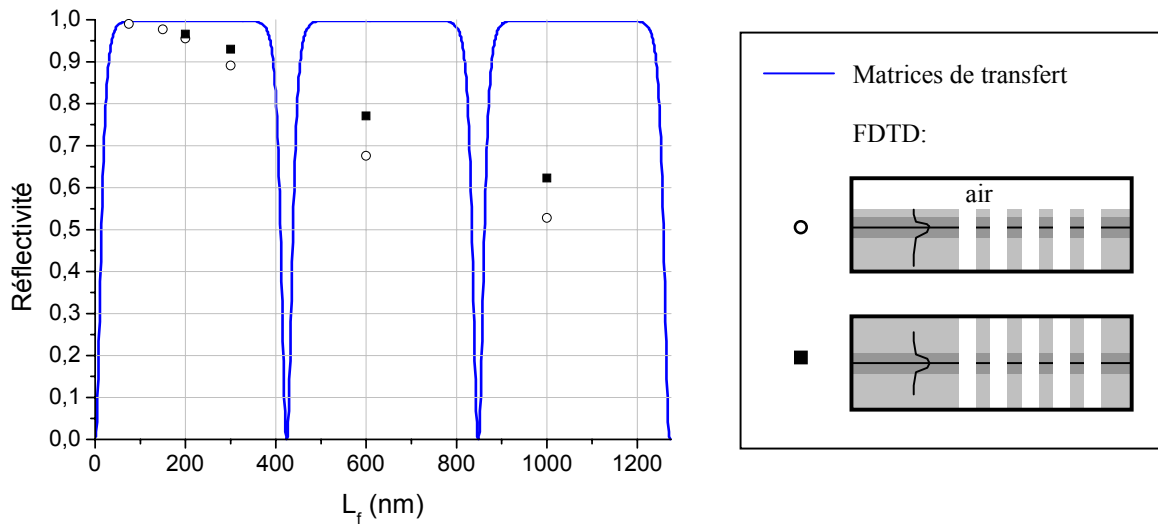


Figure III.27: calcul par la méthode des matrices de transfert (ligne continue) et par la méthode FDTD (points) de la réflectivité à $\lambda=850\text{nm}$ de miroirs à cristaux photoniques 1D. Pour chaque valeur de L_f , A est ajusté de manière à ce que le miroir soit d'ordre 3. Pour les calculs FDTD, deux configurations sont calculées: une configuration standard (voir figure III.19.a) avec $d=100\text{nm}$ et des fentes infiniment profondes (ronds) et une configuration où les fentes sont infiniment étendues au-dessus et au-dessous de la gradualité (carrés).

D'un point de vue technologique, une distinction peut être faite entre un procédé de fabrication visant à graver les fentes du miroir depuis le pied du guide ruban (notre cas) et un procédé visant à graver ces mêmes fentes depuis le haut du guide ruban. La réalisation du deuxième procédé est plus contraignante car elle nécessite de graver des fentes de plus de $2\mu\text{m}$ de profondeur, mais le dispositif obtenu alors est plus favorable du point de vue optique car la gradualité qui confine le faisceau est éloignée de la surface. Il en résulte que le faisceau est moins sensible à la diffraction. Les deux cas (fentes gravées depuis le bas ou le haut du ruban) sont également comparés sur la figure III.27. Le cas pour lequel les fentes sont gravées depuis le haut du ruban présente effectivement une réflectivité sensiblement supérieure lorsque L_f devient élevé, mais le taux de diffraction reste cependant très élevé même dans cette configuration. La largeur des fentes est donc un paramètre essentiel du miroir. Afin de minimiser les pertes, nous nous consacrerons par la suite à l'étude de miroirs présentant des fentes de faible largeur ($L_f \sim 100$ à 300nm).

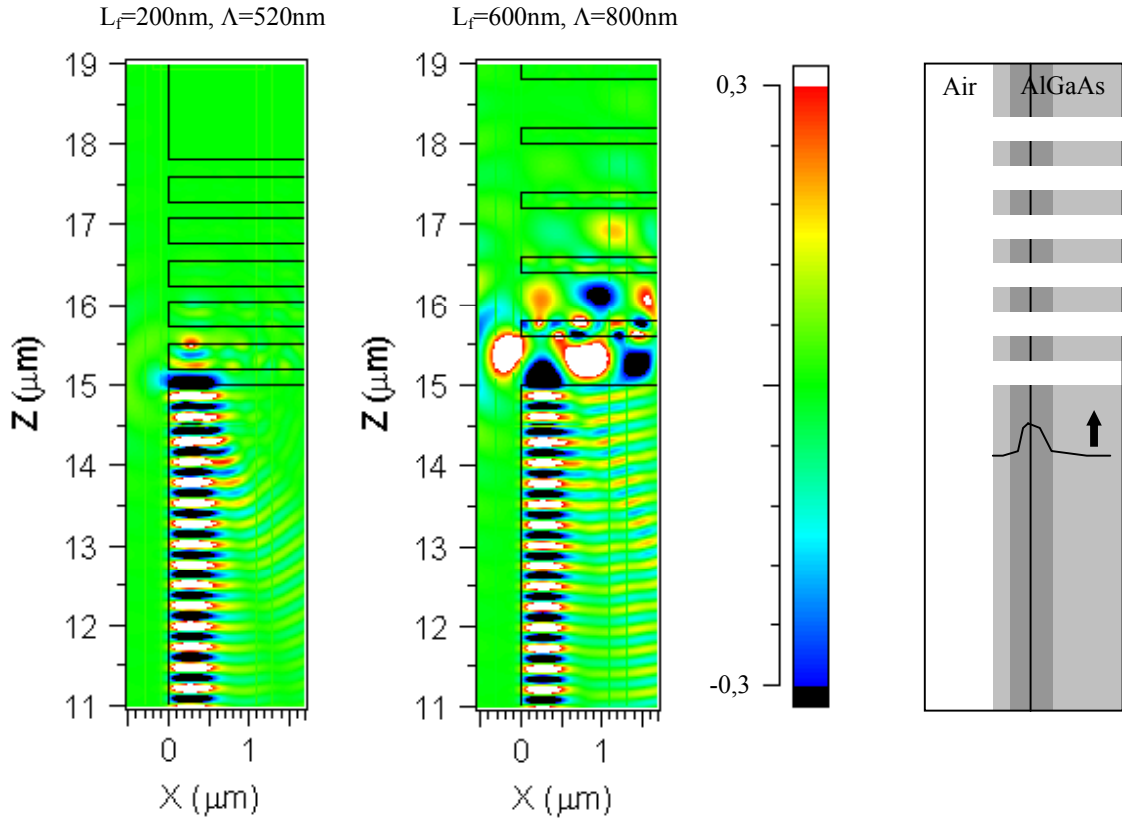


Figure III.28: calcul par la méthode FDTD de la répartition du champ électrique en régime stationnaire lorsqu'un faisceau est envoyé sur un miroir à cristal photonique 1D. L'échelle de couleurs est dilatée (elle va de -0,3 à 0,3 au lieu de -1 à 1) de manière à accentuer les faisceaux diffractés.

4.2.5 Ordre du miroir

L'ordre d'un miroir à cristal photonique 1D influe sur la largeur de son spectre de réflectivité. Examinons le cas de deux miroirs d'ordres différents mais ayant la même largeur de fentes. Chaque milieu semiconducteur peut être considéré comme une microcavité comprise entre deux fentes jouant le rôle de miroirs. Un accroissement de l'épaisseur de ces milieux est équivalent à une augmentation de la longueur de chaque microcavité qui devient ainsi plus sélective en longueur d'onde. Un miroir du 3^{ème} ordre a ainsi un spectre de réflectivité plus fin qu'un miroir du 2^{ème} ou du 1^{er} ordre (figure III.29).

D'un point de vue purement optique, les modélisations menées sur les pertes par diffraction engendrées par des miroirs à cristaux photoniques 1D ne montrent pas ou peu de différence, hormis sur la largeur du spectre de réflectivité, entre des miroirs d'ordres différents tant que la largeur des fentes reste la même. D'un point de vue technologique, l'ordre a une influence sur l'épaisseur des tranches de semiconducteur (si L_f reste constant). Des tranches trop fines sont plus difficiles à écrire lors de l'étape de lithographie et surtout plus fragiles que des tranches épaisses. Nous nous intéresserons par la suite au cas d'un miroir du 3^{ème} ordre dont les tranches ont une épaisseur supérieure à 300nm compatible avec la fabrication de miroirs de plus de 1μm de profondeur.

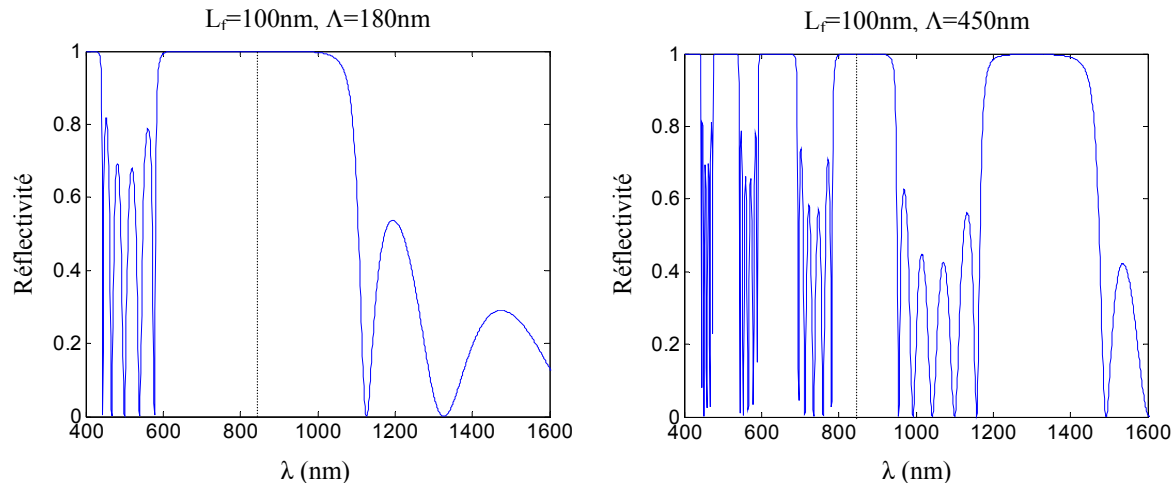


Figure III.29: calcul par la méthode des matrices de transfert des spectres de réflectivité de deux miroirs "air / semiconducteur" ($n=1$ et $3,3$) de 6 périodes de long. Les miroirs sont respectivement du 1^{er} et du 3^{ème} ordre pour $\lambda=850\text{nm}$ (longueur d'onde indiquée en pointillés).

4.2.6 Influence de la profondeur sur la réflectivité

La figure III.30 montre l'influence de la profondeur sur les pertes d'un miroir à cristal photonique 1D de paramètres $L_f=150\text{nm}$ et $\Lambda=480\text{nm}$. La réflectivité se stabilise au voisinage de sa valeur maximale pour des profondeurs supérieures à 800nm . Elle reste proche de 100% pour $p=700\text{nm}$. La réduction des pertes par diffraction impose donc la réalisation de fentes fines et profondes. Le rapport de forme profondeur / largeur pour des fentes de 150nm de large et de 700nm de profondeur atteint presque 5. De tels miroirs sont particulièrement exigeants quant à leur fabrication. Nous examinerons dans les prochaines sections la tolérance de leur réflectivité à certains défauts géométriques.

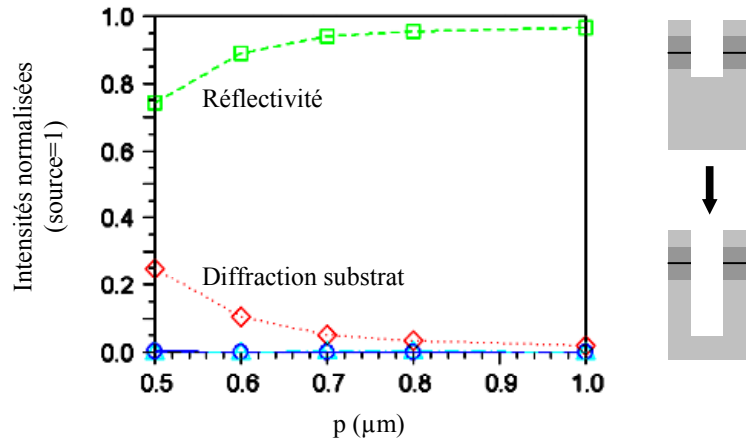


Figure III.30: Calcul par la méthode FDTD des taux de réflexion et de diffraction d'un miroir à cristal photonique 1D en fonction de la profondeur. La modélisation est effectuée dans la configuration standard (voir figure III.19.a). $\lambda=850\text{nm}$, $L_f=150\text{nm}$, $\Lambda=480\text{nm}$, $d=100\text{nm}$. Les courbes dont l'intensité est nulle représentent la diffraction dans l'air et la transmission.

4.2.7 Tolérance au pas et au rapport d'ouverture

Les deux défauts les plus courants engendrés sur L_f et Λ par le procédé de fabrication d'un miroir sont:

- une variation du rapport d'ouverture du réseau pouvant survenir entre les étapes de lithographie et de gravure des fentes,
- une "dilatation" ou une "contraction" de l'ensemble des dimensions du miroir due à un mauvais étalonnage lors de l'étape de lithographie.

Les réflectivités qui résultent de ces défauts sont représentées sur les figures III.31 et III.32. Les paramètres de base considérés sont les mêmes que ci-dessus ($L_f=150\text{nm}$, $\Lambda=480\text{nm}$). La figure III.31 montre l'évolution de la réflectivité lorsque L_f varie autour de 150nm et que la période reste constante ($\Lambda=480\text{nm}$). Cela est équivalent à une variation du rapport d'ouverture du réseau. La figure III.32 montre l'évolution de la réflectivité lorsque Λ varie autour de 480nm et que le rapport d'ouverture L_f/Λ reste constant ($L_f/\Lambda=150/480$). Cela est équivalent à la dilatation ou à la contraction évoquées plus haut.

La tolérance est d'environ $\pm 40\text{nm}$ sur L_f à Λ constant et sur Λ à rapport d'ouverture constant. Les modélisations FDTD suivent précisément la courbe donnée par la méthode des matrices de transfert. Le niveau de diffraction reste faible sur toute la plage de forte réflectivité indiquée par les matrices de transfert. Les résultats fournis par ces dernières sont donc une bonne indication de la tolérance effective à L_f et Λ si le miroir ne présente pas un défaut susceptible d'augmenter le niveau de diffraction.

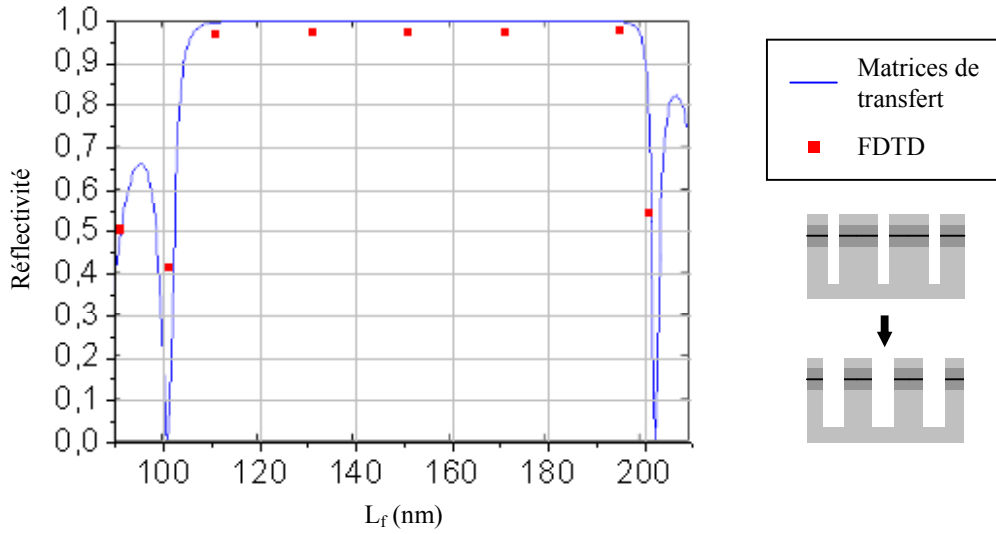


Figure III.31: Calcul par la méthode des matrices de transfert (trait continu) et la méthode FDTD (points) du taux de réflexion d'un miroir à cristal photonique 1D en fonction de L_f . La modélisation est effectuée dans la configuration standard (voir figure III.19.a). $\lambda=850\text{nm}$, $\Lambda=480\text{nm}$, $p=1\mu\text{m}$, $d=100\text{nm}$.

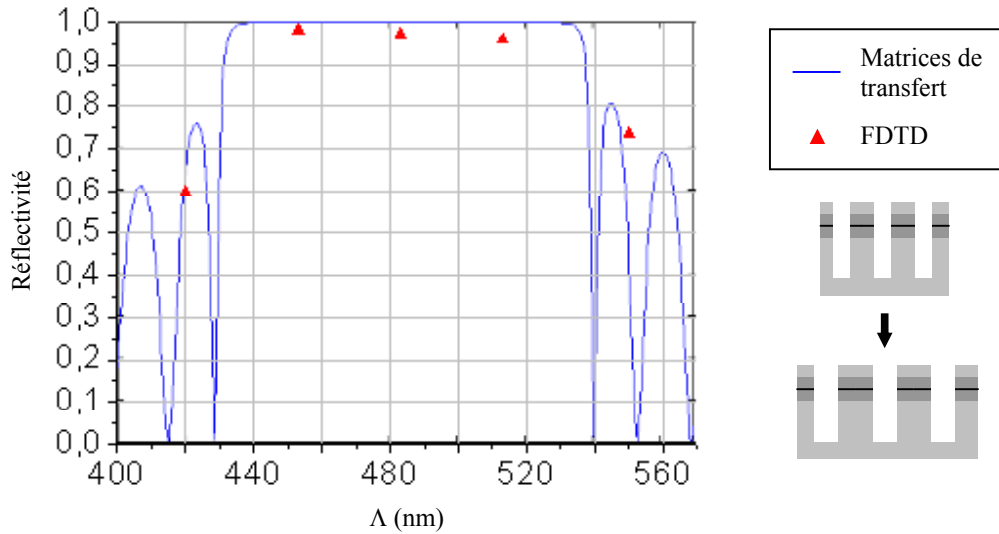


Figure III.32: Calcul par la méthode des matrices de transfert (trait continu) et la méthode FDTD (points) du taux de réflexion d'un miroir à cristal photonique 1D en fonction de Λ . Le rapport L_f/Λ reste constant et vaut $L_f/\Lambda = 0,31 = 150/480$. La modélisation est effectuée dans la configuration standard (voir figure III.19.a). $\lambda=850\text{nm}$, $p=1\mu\text{m}$, $d=100\text{nm}$.

4.2.8 Tolérance à l'inclinaison des flancs

Le haut rapport de forme demandé aux fentes peut également donner lieu à une inclinaison de leurs flancs. Nous utiliserons la variable i_f définie sur la figure III.33 pour désigner le niveau d'inclinaison de fentes de largeur L_f .

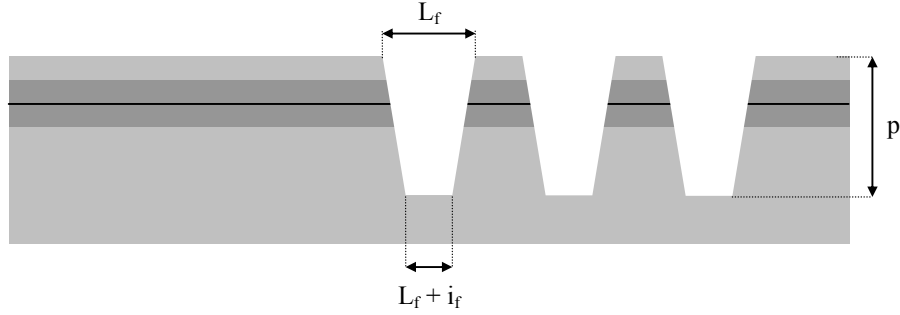


Figure III.33: définition de la variable i_f .

La figure III.34 montre l'évolution de la réflectivité en fonction de i_f en conservant les paramètres précédents, $L_f=150\text{nm}$, $\Lambda=480\text{nm}$ et $p=1\mu\text{m}$, qui sont adaptés à une forte réflectivité lorsque les flancs sont droits.

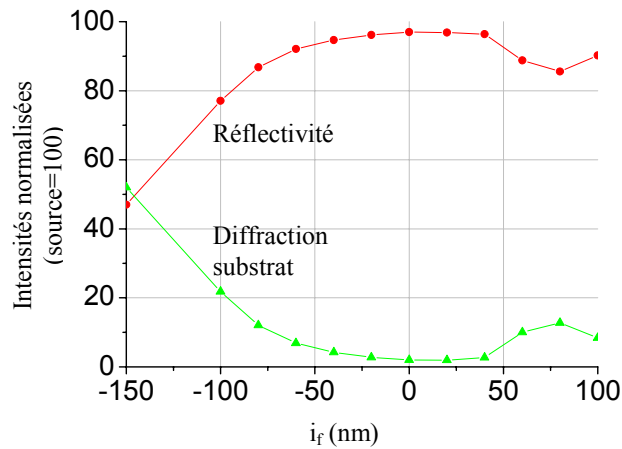


Figure III.34: calcul par la méthode FDTD des taux de réflexion et de diffraction d'un miroir à cristal photonique 1D en fonction de l'inclinaison de ses flancs. $\lambda=850\text{nm}$, $L_f=150\text{nm}$, $\Lambda=480\text{nm}$, $p=1\mu\text{m}$, $d=100\text{nm}$.

La réflectivité reste proche de son maximum si i_f reste compris entre -50nm et 50nm , soit un angle d'inclinaison de $\pm 1,4^\circ$. Pour $i_f > 50\text{nm}$ on observe un décrochement de la réflectivité qui reste cependant supérieure à 80%. L'allure particulière de la courbe pourrait être due à une interaction du faisceau entre la surface et les parois des fentes provoquée par l'orientation de ces dernières lorsque $i_f > 0$ (voir figure III.35). Pour $i_f < -50\text{nm}$, la réflectivité décroît jusqu'à 50% lorsque les fentes se terminent en pointe. La figure III.35 montre l'interaction du faisceau avec le miroir pour les cas $i_f = -150\text{nm}$ et $i_f = 100\text{nm}$.

Lorsque $i_f = -150\text{nm}$, la répartition du champ montre nettement que la majorité des pertes se produit sous la forme d'un faisceau réfléchi sous une orientation angulaire qui le dirige vers le substrat. Pour $i_f = 100\text{nm}$, l'image montre la présence de deux lobes de champ électrique suivant l'axe x dans certains murs d'AlGaAs.

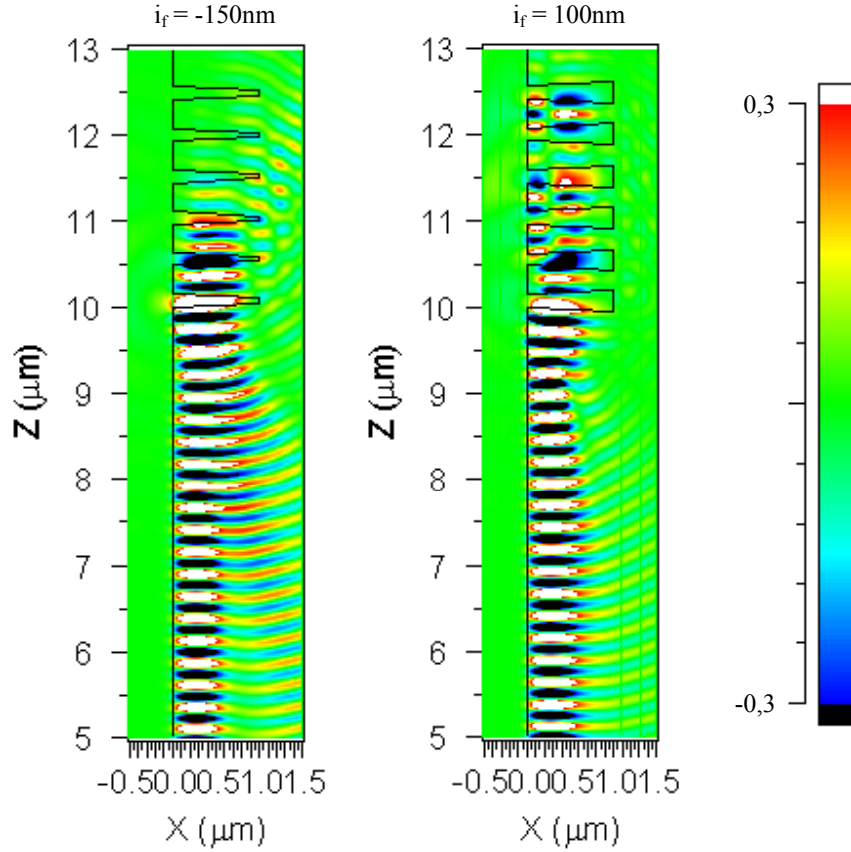


Figure III.35: calcul par la méthode FDTD de la répartition du champ électrique en régime stationnaire pour des miroirs ayant des flancs inclinés. L'échelle de couleurs est dilatée de manière à accentuer les faisceaux diffractés. $\lambda = 850\text{nm}$, $L_f = 150\text{nm}$, $\Lambda = 480\text{nm}$, $p = 1\mu\text{m}$, $d = 100\text{nm}$.

La largeur L_f telle que définie sur la figure III.33 correspond à la largeur des fentes à la surface du miroir. Dans les cas détaillés ci-dessus, cette largeur est conservée à l'identique ($L_f = 150\text{nm}$) par rapport au cas idéal du miroir dont les flancs sont parfaitement droits. La figure III.36 montre la variation de la réflectivité en fonction de L_f lorsque i_f est fixé à -150nm (Λ restant également fixé à 480nm). La courbe montre que la réflectivité peut être considérablement améliorée en optimisant la valeur de L_f . La réflectivité passe ainsi de la valeur de 50% évoquée plus haut à la valeur de 75% lorsque L_f est proche de 200nm . Cela semble montrer que la valeur la plus représentative de la largeur des fentes du point de vue optique est la largeur prise à la hauteur du puits quantique où la densité d'énergie du mode est la plus importante. L'ensemble de la courbe montre la tolérance de la réflectivité à L_f lorsque les flancs du miroir ont une inclinaison $i_f = -150\text{nm}$. Cette tolérance est voisine de $\pm 15\text{nm}$ pour que la réflectivité reste proche du maximum (75%). Une inclinaison des flancs de quelques degrés est donc susceptible de

monter le taux de diffraction jusqu'à des valeurs allant de 20 à 50% environ selon les cas. La sensibilité de la réflectivité à la largeur des fentes est alors accrue. Sur le plan technologique, une attention particulière doit dans ce cas être portée à la largeur des fentes afin de réduire les pertes à leur minimum.

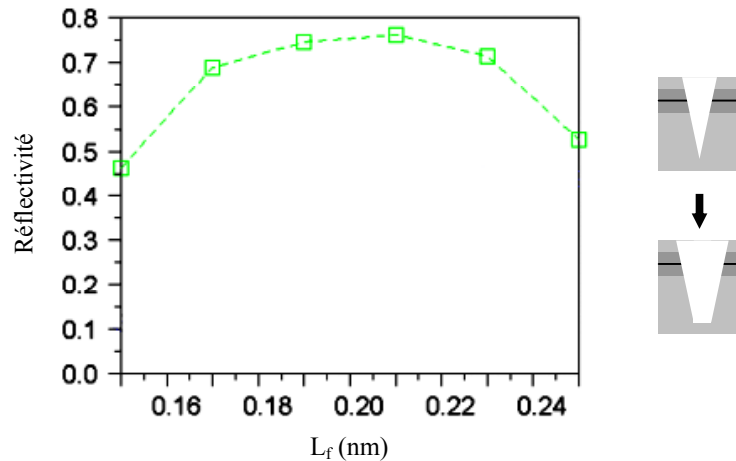


Figure III.36: calcul par la méthode FDTD de la réflectivité d'un miroir à cristal photonique 1D en fonction de L_f . Les flancs ont une inclinaison fixe $i_f = -150\text{nm}$. $\lambda = 850\text{nm}$, $\Lambda = 480\text{nm}$, $p = 1\mu\text{m}$, $d = 100\text{nm}$.

4.2.9 Influence de l'épaisseur d'AlGaAs au-dessus de la gradualité

L'épaisseur d d'AlGaAs au-dessus de la gradualité possède un rôle important concernant le confinement latéral du mode dans le guide ruban, mais elle a également une influence sur les phénomènes de diffraction qui se produisent à l'extrémité du guide ruban et au niveau du miroir. Nous examinons ici son influence sur les pertes du miroir sans considérer le guide ruban. La figure III.37 montre la variation de la réflectivité en fonction de d pour le même miroir que précédemment. La profondeur des fentes reste constante et égale à $1\mu\text{m}$ (lorsque d augmente, le fond des fentes se rapproche donc de la gradualité en même temps que le haut des fentes s'en éloigne). Pour chaque valeur de d , le profil de champ envoyé au niveau de la source est ajusté pour correspondre au mode fondamental.

Lorsque d passe de 100 à 0nm, le taux de diffraction près de la surface du miroir augmente et la réflectivité baisse d'environ 2%. L'effet de la distance entre la surface et la gradualité sur la diffraction du miroir reste donc relativement faible dans les conditions de modélisations adoptées ici. Lorsque d passe de 100 à 200 ou 300nm, la diffraction près de la surface continue de diminuer mais simultanément le fond des fentes se rapproche de la gradualité et provoque une baisse de réflectivité qui prédomine.

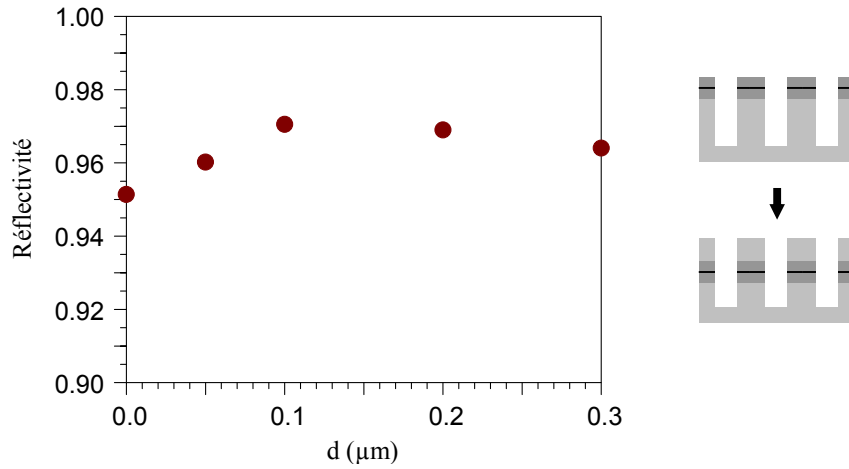


Figure III.37: calcul par la méthode FDTD de la réflectivité d'un miroir à cristal photonique 1D en fonction de d . Les modélisations sont effectuées dans la configuration standard (voir figure III.19.a). $\lambda=850\text{nm}$, $L_f=150\text{nm}$, $\Lambda=480\text{nm}$, $p=1\mu\text{m}$, $i_j=0$.

4.2.10 Diffraction engendrée par l'extrémité du guide ruban

Le taux de diffraction engendré par la présence de l'extrémité du guide ruban près du miroir peut être calculé en considérant que cette extrémité est parfaitement plane et perpendiculaire à l'axe du ruban. Un exemple de modélisation FDTD bidimensionnelle basé sur cette approximation est montré en figure III.38. Les fentes du miroir ont une largeur $L_f=200\text{nm}$. La source émet dans le guide ruban le mode fondamental qui lui est associé. Le faisceau sort du ruban, se propage jusqu'au miroir, est réfléchi puis retourne sous le ruban en sens inverse. L'image du champ montre nettement la diffraction du faisceau d'abord lorsque le faisceau sort du ruban puis lorsqu'il est réfléchi par les toutes premières périodes du miroir. Le taux de diffraction dans le substrat est d'environ 5,6% contre 1,4% dans l'air ou vers le haut du ruban. L'extrémité du ruban et le miroir diffractent chacun à peu près de 3 à 4% de la puissance du faisceau.

L'influence de l'épaisseur d sur le taux de diffraction dû à l'extrémité du guide ruban est présentée en figure III.39. Précisément, le graphe montre la fraction d'énergie qui reste guidée par la gradualité lorsque le faisceau sort du ruban. Aucun miroir à cristal photonique n'est présent. Pour le cas "flanc droit" (le même que celui de la figure III.38), la réflectivité chute d'environ 6% lorsque d passe de 100 à 0nm. Bien qu'il reste relativement modeste, l'effet de la variation de d est donc sensiblement plus important pour le bout du guide ruban que pour le miroir seul. La présence d'un flanc arrondi à la place de l'angle droit diminue légèrement les pertes. Dans les deux cas, les pertes pour $d=100\text{nm}$ restent faibles et largement compatibles avec la réalisation d'un miroir à forte réflectivité fabriqué depuis le bas du ruban.

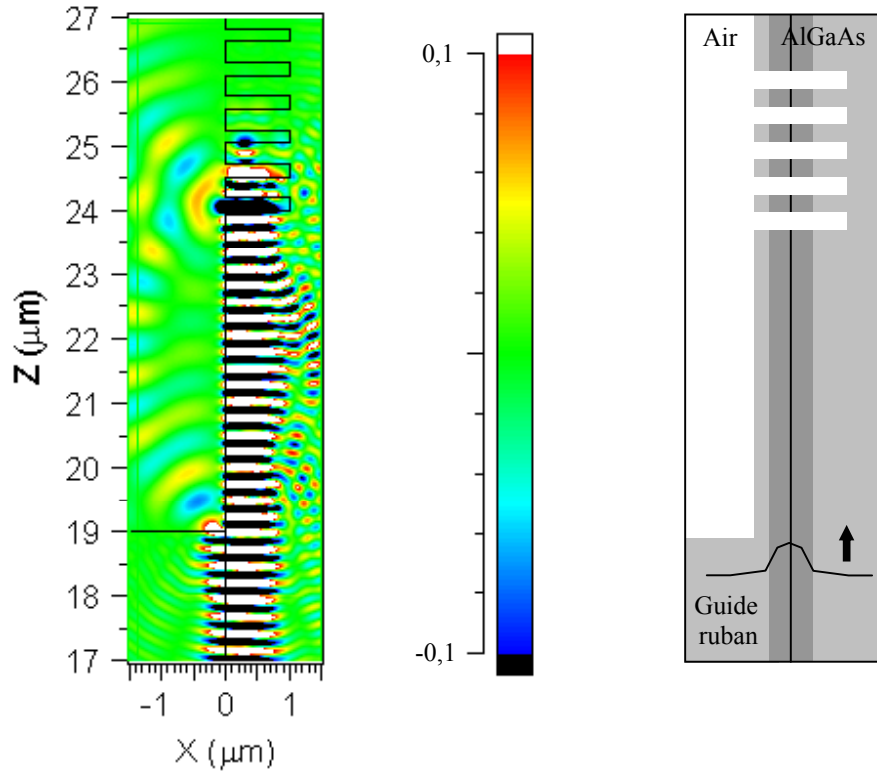


Figure III.38: calcul par la méthode FDTD de la répartition du champ électrique en régime stationnaire lorsqu'un faisceau sort du guide ruban, est réfléchi par le miroir puis retourne sous le ruban. L'échelle de couleurs est fortement dilatée de manière à accentuer les faisceaux diffractés. $\lambda=850\text{nm}$, $L_f=200\text{nm}$, $\Lambda=525\text{nm}$, $p=1\mu\text{m}$, $i_f=0$.

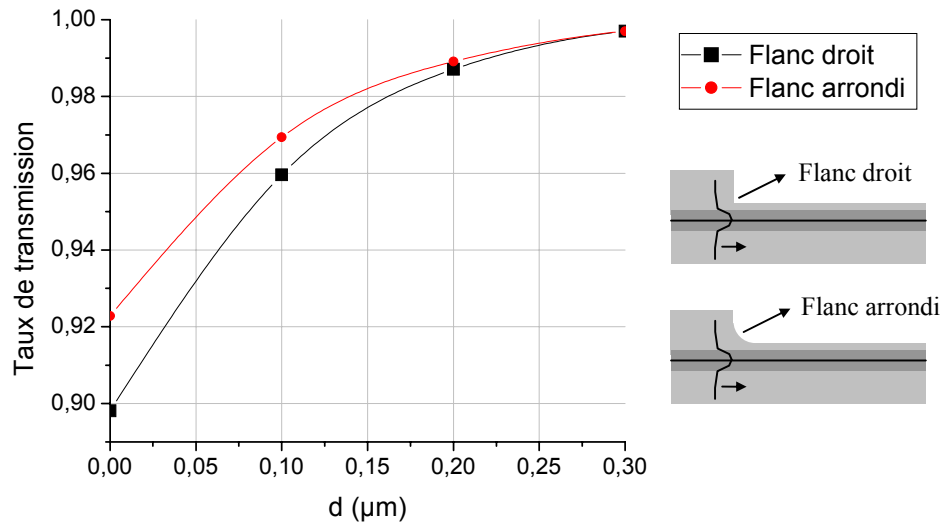


Figure III.39: calcul par la méthode FDTD du taux de transmission d'un faisceau sortant du guide ruban. La structure modélisée ne contient pas de miroir.

4.3 Caractéristiques d'un miroir de forte réflectivité

Les modélisations de miroirs à cristaux photoniques 1D présentées dans les sections qui précèdent montrent qu'il existe une gamme de paramètres compatibles avec la fabrication de miroirs à forte réflectivité à l'extrémité de cavités laser à ruban nervuré dans la configuration détaillée précédemment (section III.3.1). Les cristaux photoniques 1D peuvent atteindre des réflectivités supérieures à 90% avec des structures dont la longueur est inférieure à $3\mu\text{m}$. Pour atteindre ces performances, le cristal photonique doit respecter une géométrie permettant de réduire au minimum les pertes dues à la diffraction ou à la réflexion d'une partie du faisceau hors du plan de la gradualité. Les fentes du réseau doivent ainsi traverser la gradualité et se prolonger de plusieurs centaines de nanomètres au-delà. Des profondeurs supérieures ou égales à 800nm permettent de minimiser l'interaction du faisceau avec le fond des fentes. La diffraction dans l'air qui se produit lorsque le faisceau traverse les fentes est réduite à quelques % seulement si la largeur des fentes est inférieure à 200nm. Les pertes du miroir sont également sensibles à l'inclinaison des flancs. Pour une inclinaison de 4° , le taux de pertes peut s'élever à environ 25% même si la largeur des fentes est optimisée. Si les flancs sont droits et pour une période donnée, la tolérance sur la largeur des fentes pour conserver une forte réflectivité atteint environ $\pm 40\text{nm}$. Si les flancs sont inclinés, la réflectivité décroît plus rapidement lorsque la largeur des fentes s'écarte de la valeur optimale. La période nécessaire dépend de la largeur des fentes et de l'ordre du miroir. Un miroir d'ordre 3 procure des murs de semiconducteur suffisamment épais ($\sim 300\text{nm}$) pour autoriser leur fabrication. La fabrication du miroir au pied du guide ruban entraîne des pertes par diffraction supplémentaires qui restent cependant modestes (~ 3 à 4%) si l'épaisseur de la couche d'AlGaAs présente au-dessus de la gradualité est respectée ($d \approx 100\text{nm}$). Dans ces conditions, la structure étudiée pour l'étape de fabrication comportera un miroir au 3^{ème} ordre dont les paramètres visés seront voisins de $L_f = 200\text{nm}$, $\Lambda = 520\text{nm}$, $p = 1\mu\text{m}$.

5. Développement d'un procédé de fabrication de diodes laser incorporant un miroir à cristal photonique unidimensionnel

5.1 Structure visée

Les procédés de fabrication décrits par la suite visent à réaliser une diode laser à pompage électrique et à émission par la tranche telle que celle décrite au cours des paragraphes précédents (figure III.40). La structure repose sur une hétérostructure d'AlGaAs émettant à $\lambda=850\text{nm}$ décrite en section III.3.2. La cavité laser est un guide à ruban nervuré de $4\mu\text{m}$ de large et de 150 à $300\mu\text{m}$ de long par le sommet duquel le courant électrique est injecté. Le contact métallique supérieur est isolé de l'AlGaAs par une couche de polymère (benzo-cyclo-butène ou BCB) de telle manière que seul le sommet du ruban soit en contact avec le métal. Le miroir à cristal photonique est fabriqué au pied du ruban afin de minimiser la profondeur de gravure nécessaire aux fentes. Il est constitué de fentes de 200nm de largeur répétées à un pas de 520nm . Seules 4 à 6 périodes sont nécessaires. La profondeur des fentes doit atteindre au moins 800nm et leurs flancs doivent être verticaux à moins de 2° près environ afin de limiter au minimum les pertes du miroir. Le miroir s'étend latéralement sur au moins $10\mu\text{m}$ afin d'englober la totalité du mode fondamental issu du guide ruban.

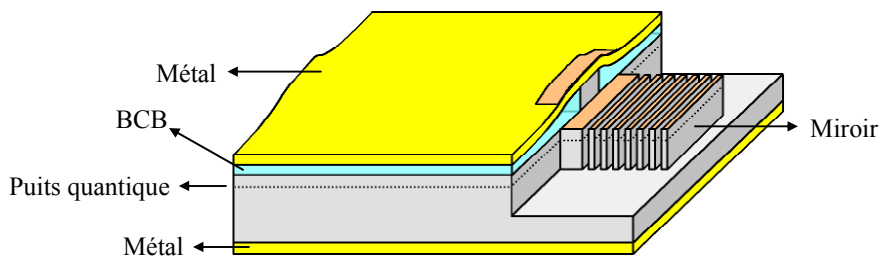


Figure III.40: diode laser à émission par la tranche possédant un miroir à cristal photonique 1D.

5.2. Fabrication du miroir à cristal photonique

5.2.1 Etapes du procédé de réalisation du miroir

Nous décrivons dans cette partie uniquement la fabrication du miroir à cristal photonique 1D. Les aspects liés à l'intégration du procédé de fabrication du miroir dans celui de la diode laser seront abordés en section III.5.3. Les étapes technologiques mises en oeuvre pour la fabrication du miroir sont résumées en figure III.41.

Le dessin du miroir est assuré par lithographie électronique. Le procédé permet d'obtenir un masque de résine (en poly-méthyl-méthacrylate, ou PMMA) contenant le dessin des lignes du miroir. Ce masque n'est pas directement utilisé en tant que masque de gravure en raison de sa faible résistance au procédé de gravure ionique réactive qui permet de graver les fentes du miroir. Un masque de nickel est réalisé par métallisation et lift-off à partir du masque de PMMA. Le nickel procure une excellente sélectivité par rapport à l'AlGaAs lors de la gravure. Il est couramment utilisé dans ce type de procédé [55, 67].

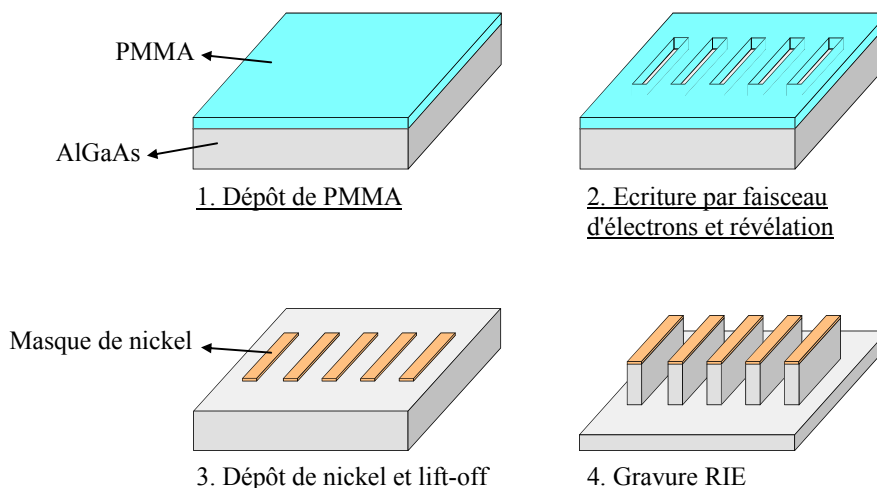


Figure III.41: procédé de fabrication d'un miroir à cristal photonique 1D.

5.2.2 Lithographie électronique, métallisation et lift-off

Les principaux aspects d'une opération de lithographie électronique et les caractéristiques de l'équipement que nous utilisons sont exposés en annexe 1. L'échantillon est enduit de PMMA à la tournette à 5000tr/min. L'épaisseur de PMMA obtenue est comprise entre 170 et 210nm. Cette épaisseur permet par la suite d'effectuer le lift-off de nickel dans de bonnes conditions, l'épaisseur du masque de nickel étant de 50nm.

L'écriture par faisceau d'électrons est réalisée à l'intérieur d'un champ de $40 \times 40 \mu\text{m}$, suffisant pour contenir le dessin du miroir et permettant d'atteindre la résolution d'écriture maximale. Les déformations non linéaires (voir annexe 1) sont négligeables par rapport à la précision requise sur la période du miroir. Les déformations linéaires sont corrigées. La précision qui en résulte est d'environ $\pm 15 \text{ nm}$ sur une période de 520nm. Cette précision est compatible avec les tolérances énoncées précédemment (section III.4.3).

Nous souhaitons insoler des lignes dont la largeur donnera à la fin du procédé des tranches de semiconducteur de 320nm de large, séparées par des fentes de 200nm (figure III.42). Les effets de proximité doivent donc être pris en compte lors de l'écriture du miroir (voir annexe 1). En particulier, la dose d'électrons, la largeur des lignes insolées et le temps de révélation doivent être ajustés de manière à obtenir en fin de procédé des fentes de 200nm. Notons que les conditions de métallisation et de gravure sont elles aussi susceptibles d'influer sur la largeur finale des fentes. Un étalonnage tenant compte de l'ensemble de ces étapes doit donc être effectué pour respecter la largeur des fentes avec une précision suffisante. Nous exposons ci-dessous les réglages adoptés concernant la dose, le temps de révélation et la largeur des lignes.

Lors de la révélation, l'échantillon est plongé pendant 1min dans une solution contenant 1 volume de MIBK (méthyl-isobutyl-cétone) pour 3 volumes d'isopropanol. La révélation est stoppée en rinçant l'échantillon dans un bain d'isopropanol pur. La figure III.43 montre l'apparence d'un réseau après révélation pour des doses croissantes (les images montrent le PMMA). Les doses utilisées sont comprises entre $0,8\text{mC/cm}^2$ et $2,4\text{mC/cm}^2$. Le réseau est sous-insolé à $0,8\text{mC/cm}^2$ et sur-insolé à $2,4\text{mC/cm}^2$. Plus précisément, dans ce dernier cas, les murs de résine se sont écroulés en raison de leur finesse. De $1,2$ à 2mC/cm^2 , les réseaux sont correctement révélés (mais ils n'ont pas la même largeur de ligne). Une dose de $1,6\text{mC/cm}^2$ a été utilisée par la suite pour la fabrication du miroir.

La figure III.44 montre les largeurs des lignes qu'il est nécessaire de programmer lors de l'écriture pour obtenir, à la fin d'un procédé incluant une lithographie électronique, une métallisation et un lift-off, des bandes de métal ayant une largeur déterminée. La droite est déterminée à partir des résultats issus de la fabrication de trois réseaux (les points mentionnés sur le graphe correspondent aux résultats de ces trois réseaux). La période des réseaux est de 520nm, la dose employée de $1,6\text{mC/cm}^2$. La largeur des bandes obtenues est environ de 40 à 70nm supérieure à la largeur codée. Si l'on suppose que l'étape de gravure respecte exactement la largeur du masque métallique, la largeur à coder pour obtenir des murs d'AlGaAs de 320nm d'épaisseur devrait être proche de 260nm (pour la dose et la période considérées). Cette valeur n'est toutefois qu'indicative car la largeur de codage doit également tenir compte de l'étape de gravure qui est elle aussi susceptible d'accroître ou de diminuer la largeur des fentes.

Suite à l'étape de lithographie électronique, une couche de 50nm de nickel est déposée par évaporation. Le lift-off est effectué dans un bain d'acétone sans ultrasons pendant quelques minutes. La figure III.45 montre un exemple de masque de nickel obtenu.

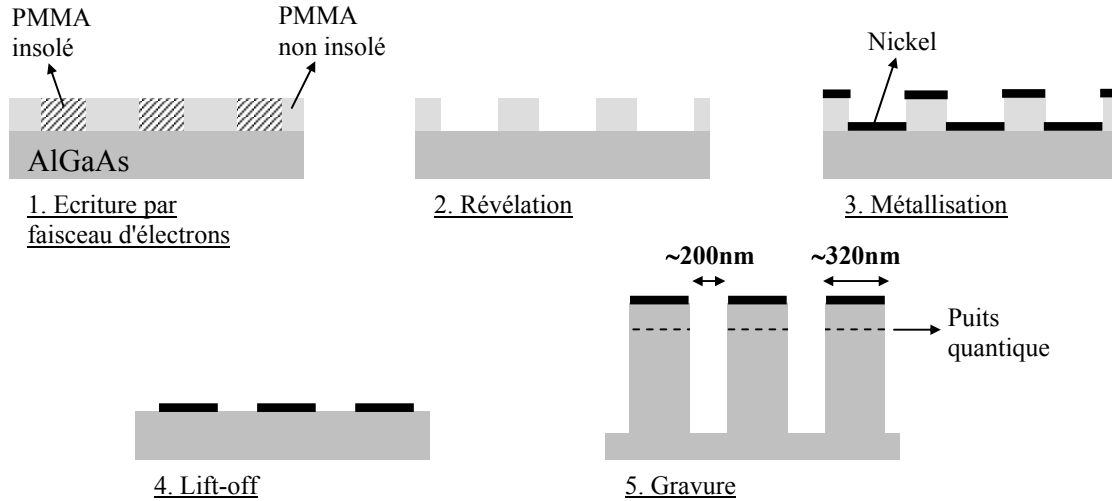


Figure III.42: étapes technologiques de fabrication du miroir et dimensions des structures. Les effets de proximité élargissent les fentes écrites par le faisceau. La gravure peut élargir ou rétrécir les fentes selon l'inclinaison des flancs, la présence ou non de sous-gravure, etc.

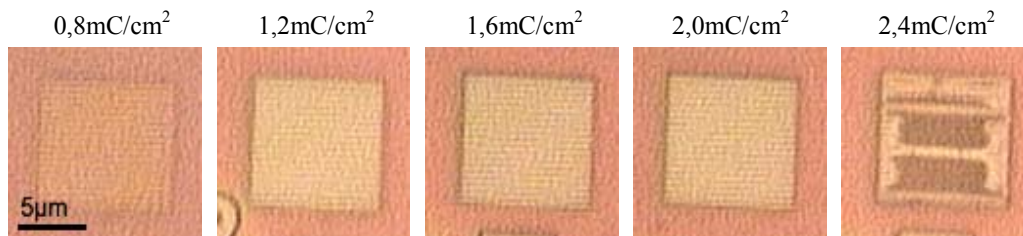


Figure III.43: réseaux de lignes sur PMMA réalisés par lithographie électronique. Epaisseur de PMMA: 500nm. Temps de révélation: 2min30s (soit 30s pour 100nm). Doses: de 0,8mC/cm² à 2,4mC/cm². Largeur codée des lignes insolées: 270nm. Périodicité: 470nm.

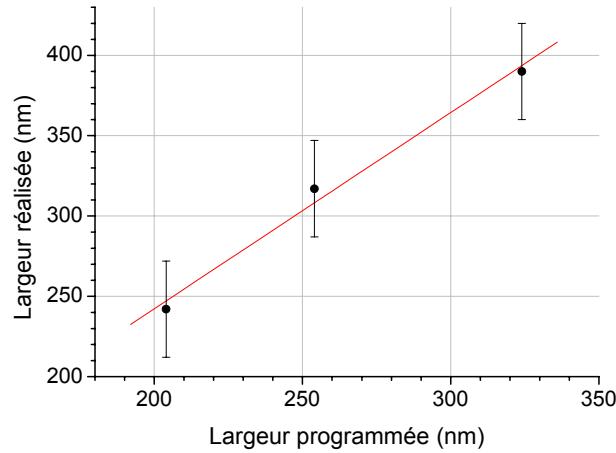


Figure III.44: largeurs des bandes métalliques de réseaux fabriqués par lift-off après lithographie électronique en fonction de la largeur codée lors de l'écriture. La dose est de $1,6\text{mC}/\text{cm}^2$, la période du réseau de 520nm .

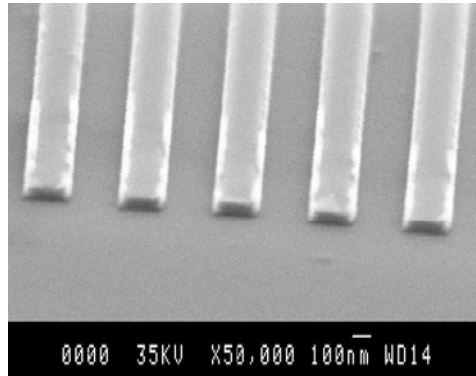


Figure III.45: masque de nickel sur substrat de GaAs.

5.2.3 Gravure ionique réactive

La gravure du miroir est effectuée dans un bâti de gravure ionique réactive Oxford Plasmalab RIE80 dédié à la gravure d'hétérostructures en AlGaAs. Elle utilise du SiCl_4 à un débit de 6sccm et à une puissance RF de 90W pendant 20min . La pression dans le bâti pendant la gravure est d'environ 4mT .

La figure III.46 montre un miroir en AlGaAs après une gravure de 20min . L'hétérostructure utilisée est identique à celle présentée en section III.3.2. La photographie du bas montre une vue de profil des fentes. La profondeur à l'intérieur des fentes atteint entre $1\mu\text{m}$ et $1,5\mu\text{m}$. La profondeur gravée à l'extérieur du réseau atteint près de $2\mu\text{m}$. La différence entre les profondeurs gravées à l'intérieur et à l'extérieur du réseau est due à l'étroitesse des fentes qui rend plus difficile l'accès et l'évacuation des espèces réactives du plasma au fond des fentes. La sélectivité du nickel par rapport à l'AlGaAs est supérieure à 50 pour 1. La largeur des fentes est

proche de 200nm. Les fentes ont un profil droit et régulier sauf près de leur sommet où l'on observe un rétrécissement de leur largeur de l'ordre de 30 à 40nm sur une hauteur d'environ 350nm. Cette irrégularité pourrait être due soit à la présence de la gradualité, à l'intérieur de laquelle la variation du taux d'aluminium pourrait modifier localement les conditions de gravure, soit à un effet de facette provenant du bombardement ionique. Elle pourrait avoir un effet sensible sur la réflectivité. La verticalité des flancs reste néanmoins de très bonne qualité dans l'ensemble. Les autres caractéristiques requises sont respectées et valident le procédé de fabrication du miroir.

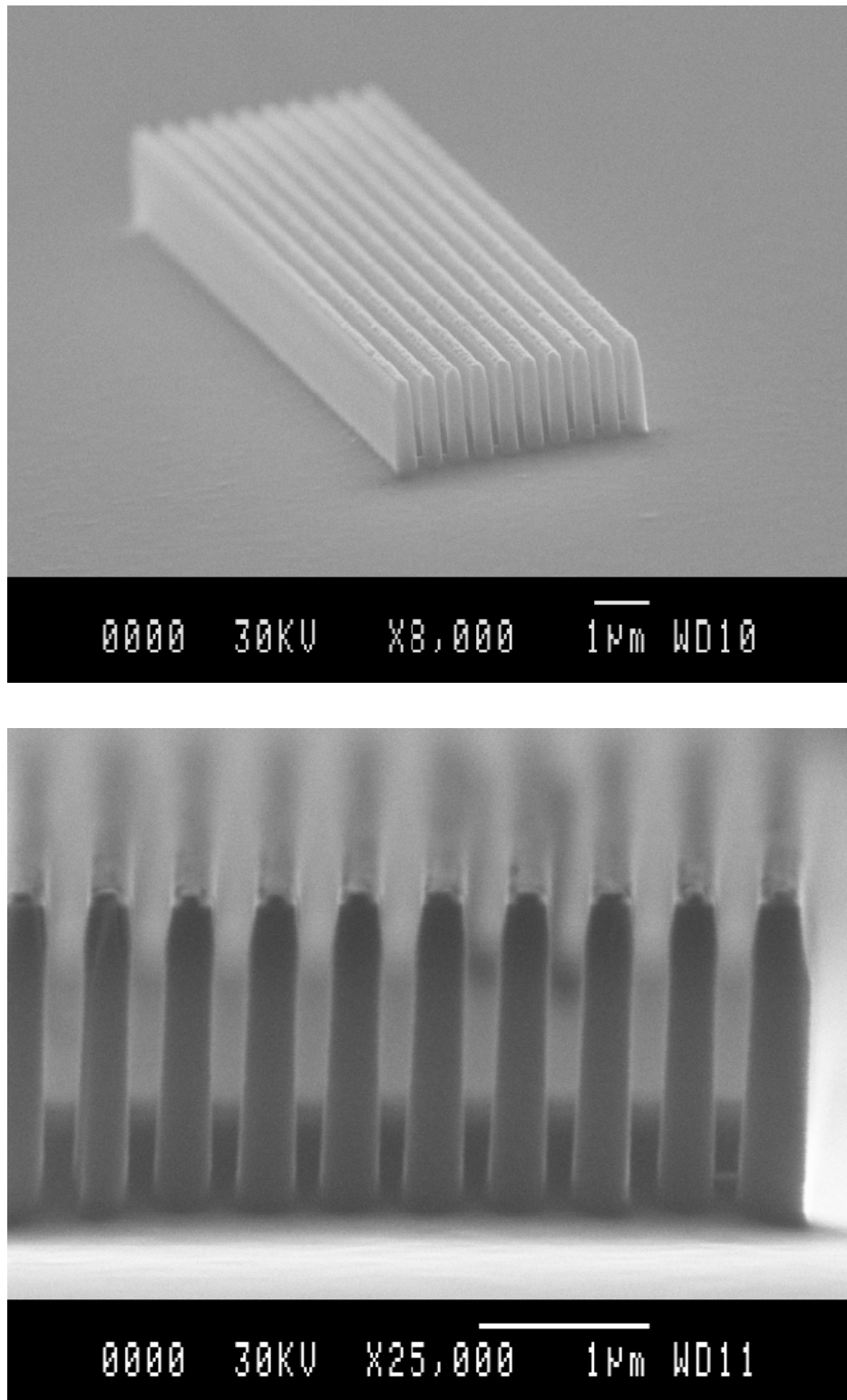
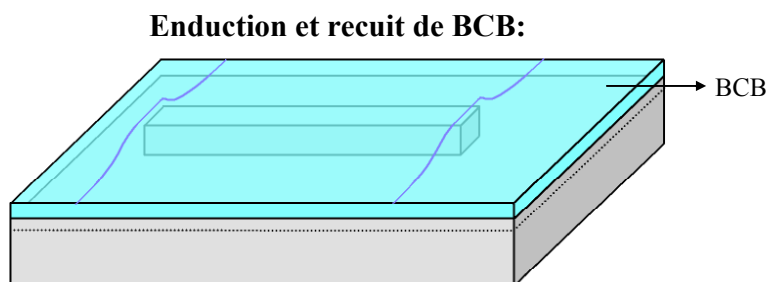
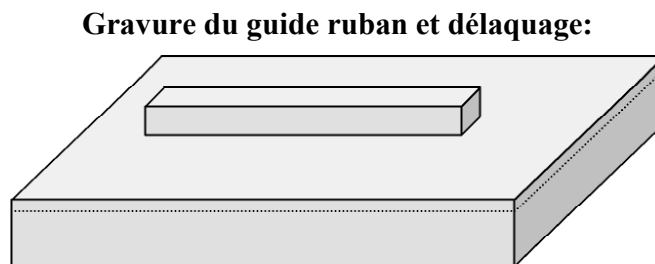
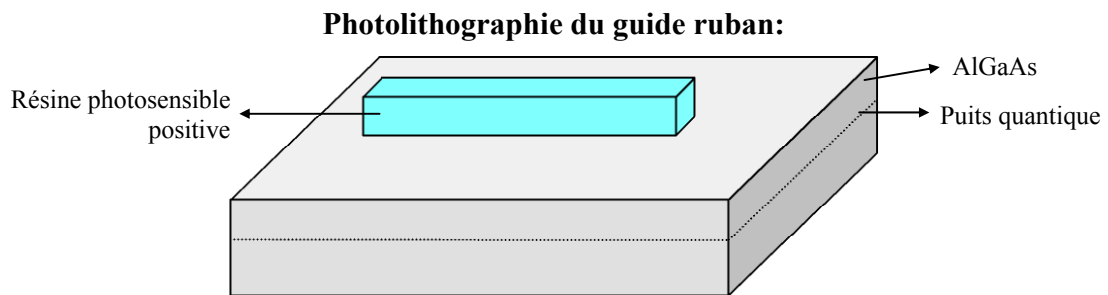


Figure III.46: miroir observé par MEB après gravure RIE (20min) et rinçage. Les fentes sont gravées à travers une hétérostructure en AlGaAs comprenant la gradualité à $d \approx 100\text{nm}$ de la surface.

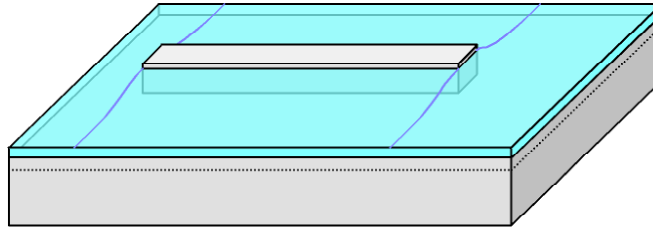
5.3 Fabrication de diodes laser à cristaux photoniques unidimensionnels

5.3.1 Etapes du procédé complet

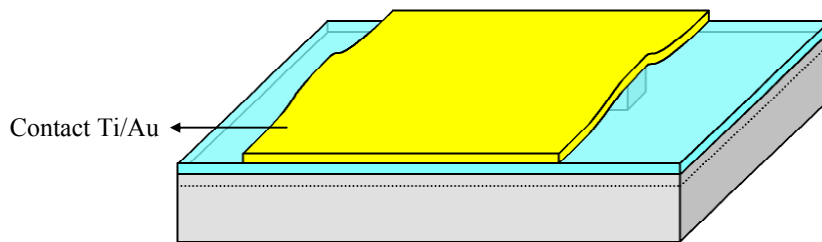
Nous décrivons dans cette partie le procédé complet de fabrication d'une diode laser à ruban nervuré possédant un miroir à cristal photonique 1D à l'une de ses extrémités. Les principales étapes du procédé sont illustrées ci-dessous:



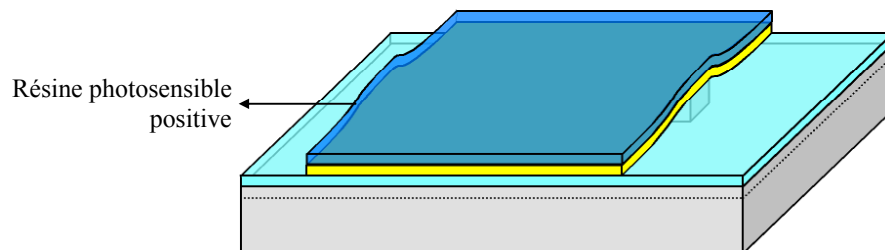
Première gravure du BCB:



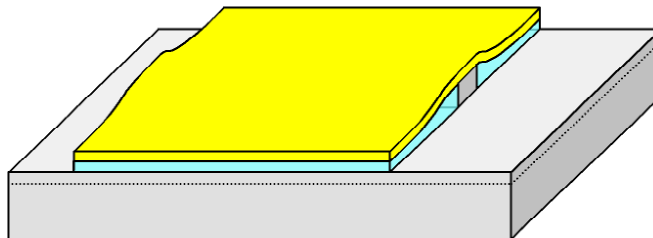
Photolithographie du contact de la face avant, métallisation et lift-off:



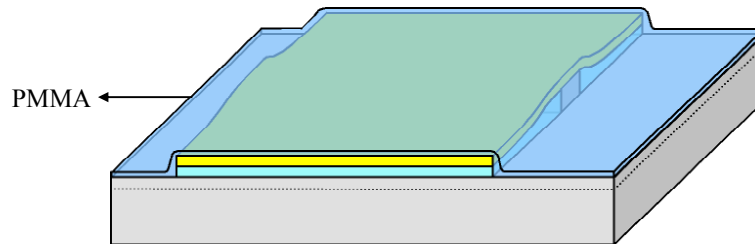
Photolithographie de protection du contact:



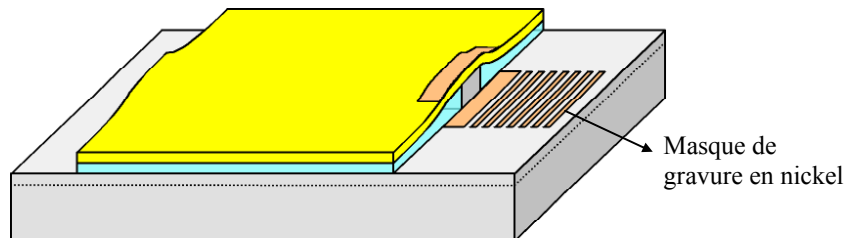
Deuxième gravure du BCB et délaquage:



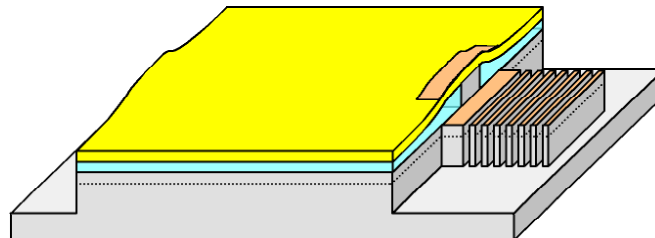
Enduction de PMMA:



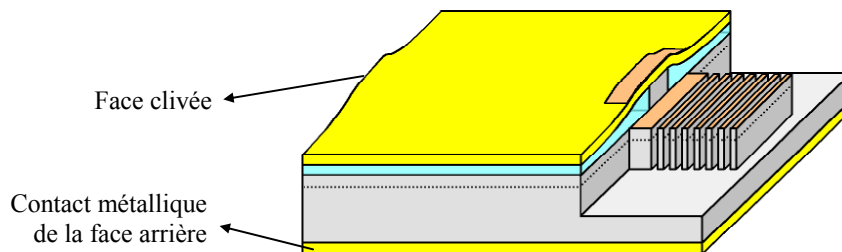
Lithographie électronique, métallisation et lift-off:



Gravure RIE du miroir:



Amincissement, contact face arrière, clivage:



5.3.2 Fabrication des guides rubans

L'échantillon de départ est issu d'un substrat de GaAs sur lequel a été épitaxiée une hétérostructure AlGaAs/GaAs détaillée précédemment (section III.3.2). La qualité des couches réalisées est évaluée au préalable en fabriquant des diodes laser à ruban large clivées sur leurs deux faces. La caractérisation des dispositifs réalisés montre une densité de courant de seuil standard de $340\text{A}/\text{cm}^2$.

Le procédé débute par la photolithographie du guide ruban. Le masque optique est composé de bandes de $4 \times 300\mu\text{m}$, chaque bande représentant le guide ruban d'une diode laser. Les longueurs de cavité des composants finaux ne peuvent donc pas excéder $300\mu\text{m}$. A l'issue de cette étape, l'échantillon possède à sa surface des bandes de résine de mêmes dimensions ($4 \times 300\mu\text{m}$). La gravure des rubans est effectuée grâce à un procédé de gravure ionique réactive à base de SiCl_4 . Les bandes de résine servent directement de masque de gravure. Un dispositif de mesure par interférométrie permet de contrôler en temps réel la profondeur de gravure afin de laisser, comme expliqué précédemment, une épaisseur d'AlGaAs comprise entre 50 et 150nm au-dessus de la gradualité. La résine restante est ensuite éliminée puis la hauteur des rubans est contrôlée au profilomètre.

5.3.3 Fabrication du contact métallique de la face avant

Le contact métallique de la face avant est constitué d'un plot en titane-or de $200\mu\text{m}$ de large recouvrant le guide ruban sur toute sa longueur. Il est en contact ohmique avec la couche de GaAs fortement dopée située au sommet du ruban, mais il doit être électriquement isolé de la surface d'AlGaAs qui entoure le guide. L'isolation est assurée grâce à une couche de BCB (benzo-cyclo-butène).

Le BCB est déposé le premier sur l'échantillon, par tournette, juste après la gravure du ruban. L'épaisseur de BCB est environ deux à trois fois plus faible au sommet des rubans qu'à côté de ces derniers (figure III.47, à gauche). Le BCB est ensuite recuit à haute température pendant plusieurs heures afin d'être réticulé. Il n'est alors plus sensible aux solvants.

Une première gravure du BCB permet de dégager le sommet des rubans tout en laissant une épaisseur de BCB de plusieurs centaines de nanomètres partout ailleurs. Un procédé de gravure ionique réactive utilisant un mélange CF_4/O_2 permet de graver le BCB. L'échantillon est gravé par séquences de 2min jusqu'à ce que le BCB ait disparu du sommet des rubans (figure III.47, à droite). Un contrôle visuel par microscope optique permet de s'en assurer (figure III.48).

Une fois le GaAs fortement dopé mis à nu au sommet du ruban, le contact métallique est déposé par photolithographie, métallisation et lift-off. La photolithographie utilise une résine réversible qui permet de délimiter la zone de dépôt du métal. L'un des bords de cette zone est aligné avec une extrémité du guide ruban. C'est à cette extrémité que le miroir sera fabriqué par la suite. Le métal est déposé par évaporation. Le contact est formé d'une couche de 100nm de titane surmontée par une couche de 500nm d'or. Le lift-off est ensuite effectué dans un bain d'acétone.

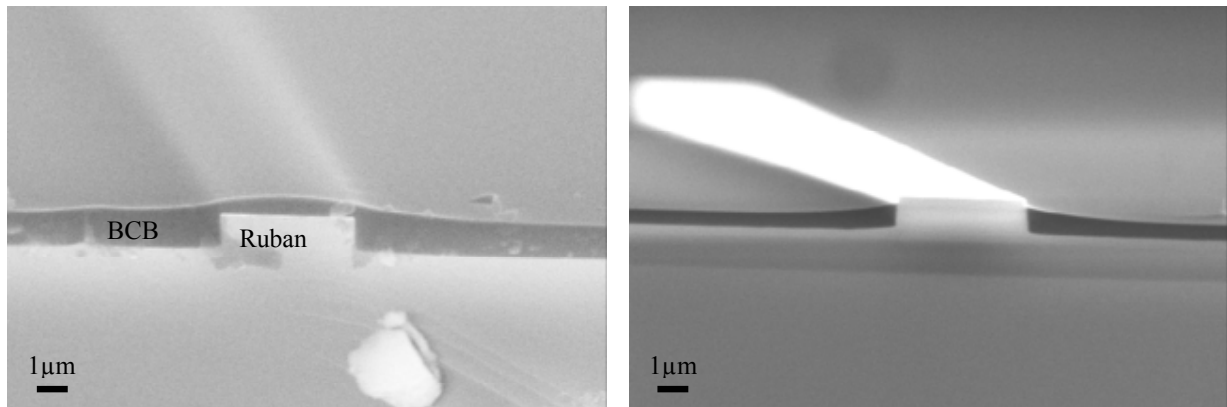


Figure III.47: photographies MEB sur une face clivée d'un guide ruban avant (à gauche) et après (à droite) la première gravure du BCB.

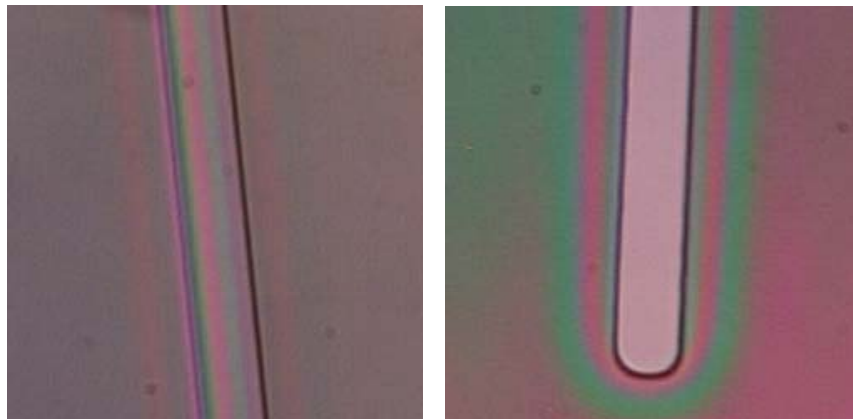


Figure III.48: photographies par microscope optique d'un guide ruban avant (à gauche) et après (à droite) la première gravure du BCB.

5.3.4 Fabrication du miroir à cristal photonique

Le miroir est fabriqué au pied du ruban, à l'extrémité qui est alignée avec le bord du métal. Le BCB situé autour du métal doit donc être éliminé afin de dégager la surface d'AlGaAs. Pour cela, une photolithographie est d'abord effectuée afin de protéger le métal par une couche de résine. La résine est insolée de manière à en obtenir un rectangle exactement superposé au métal. Le BCB situé autour du métal et de la résine est ensuite éliminé par une séquence de gravure ionique réactive de 10min utilisant un mélange CHF_3/O_2 . L'AlGaAs n'étant que très peu attaqué (quelques nm/min), il n'est pas nécessaire d'interrompre la gravure dès que le BCB a disparu. La résine de protection est ensuite éliminée. La figure III.49 montre une extrémité du ruban (celle devant laquelle sera réalisé le miroir) à ce stade du procédé.

Suite à la deuxième gravure du BCB, l'échantillon est découpé en morceaux de $3 \times 3 \text{ mm}$ destinés à l'étape de lithographie électronique. Conformément au procédé de fabrication du miroir que nous avons décrit plus haut (section III.5.2), une couche de PMMA d'environ 200nm

d'épaisseur est déposée en premier lieu sur les morceaux. Cependant, l'étape d'écriture par faisceau d'électrons doit cette fois-ci tenir compte de la présence de l'ensemble de la structure. Le procédé de fabrication du miroir est donc modifié (par rapport au cas de la section III.5.2) comme décrit ci-dessous.

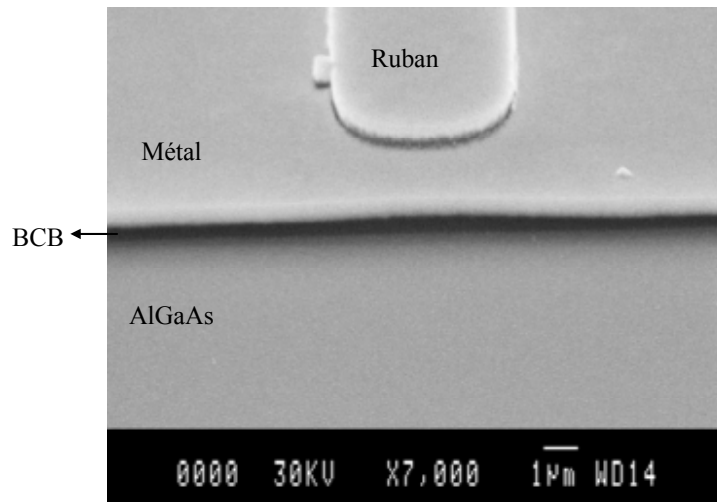


Figure III.49: extrémité du guide ruban après la deuxième gravure du BCB et le délaquage (vue tiltée).

Le miroir doit être orienté et positionné par rapport au ruban. Les fentes du miroir doivent être perpendiculaires à l'axe du ruban. En raison du très faible confinement latéral assuré par ce dernier, un défaut d'orientation de plus de quelques degrés pourrait dégrader sensiblement la réflectivité "effective". De plus, le miroir ne doit pas être éloigné de plus de quelques μm du bout du ruban. La surface d'AlGaAs située entre le miroir et le ruban doit être protégée de la même façon que les murs du miroir durant la gravure car autrement cette zone serait gravée et formerait un espace entre le guide et le miroir (figure III.50). Enfin, la présence du ruban, du BCB et du métal perturbe l'enduction du PMMA et entraîne une inhomogénéité de son épaisseur à proximité des structures dont il faut tenir compte lors de l'écriture du miroir.

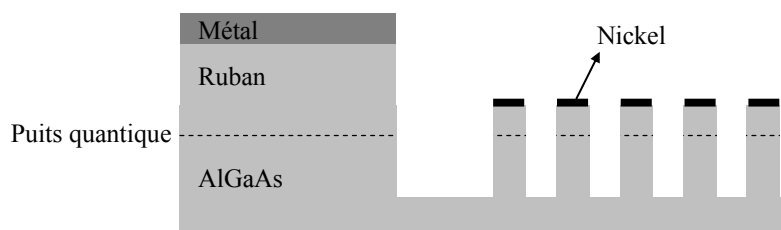


Figure III.50: vue en coupe d'un miroir pour lequel la zone située entre le ruban et le miroir ne serait pas protégée.

La figure III.51 montre une photographie prise au microscope optique d'un échantillon de GaAs ayant subi l'ensemble du procédé décrit jusqu'ici, y compris l'enduction de PMMA. La

couche de PMMA présente sur l'AlGaAs est visible dans la moitié supérieure de la photographie. La teinte du PMMA dépend de son épaisseur. La photographie montre que celle-ci varie à proximité immédiate des structures. A quelques microns de ces dernières, l'épaisseur de PMMA redevient en revanche parfaitement homogène. La figure III.52 montre une vue de profil sur une face clivée de la répartition du PMMA contre un obstacle. Conformément à la figure III.51, la photographie montre ici que l'épaisseur du PMMA est ramenée à 200nm à une distance de 1 à 2µm seulement du BCB. La sur-épaisseur maximale de PMMA dans la zone indiquée par la double flèche atteint environ 400nm. Les structures présentes perturbent donc assez faiblement l'enduction du PMMA. Cela s'explique facilement par la vitesse de rotation très élevée de la tournette (5000tr/min) utilisée lors de l'enduction, et par la faible viscosité de la solution de PMMA utilisée alors. Le principe de réalisation du miroir qui en découle est schématisé en figure III.53.

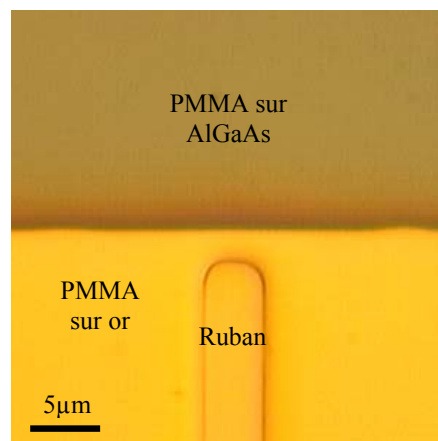


Figure III.51: échantillon de GaAs après enduction de PMMA.

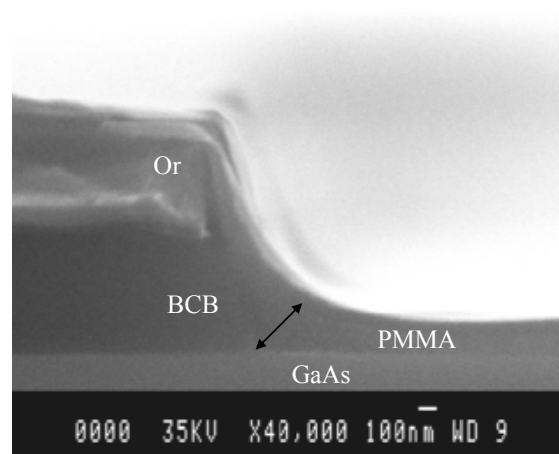


Figure III.52: profil de PMMA à proximité de la couche de BCB surmontée du contact en titane-or. Après l'enduction de PMMA, l'échantillon a reçu une pellicule supplémentaire de 20nm d'or par pulvérisation cathodique. Il a ensuite été clivé au milieu d'un contact pour l'observation MEB. La double flèche indique la zone où la sur-épaisseur de PMMA est la plus importante.

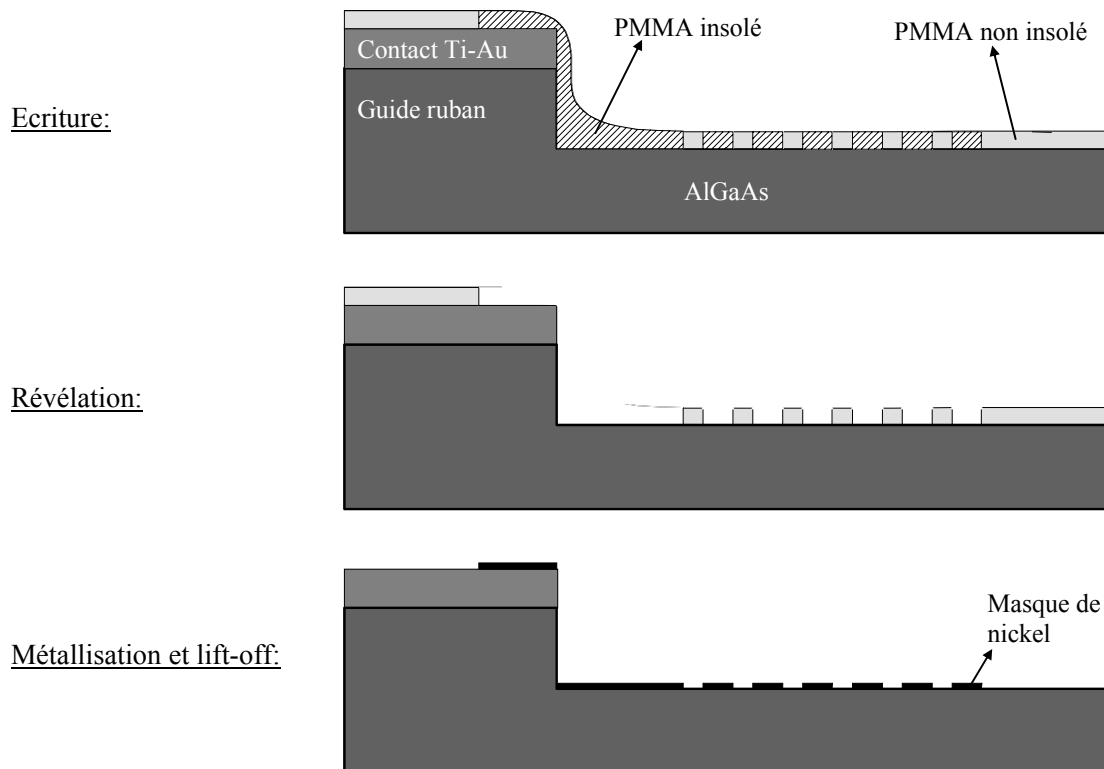


Figure III.53: procédé de lithographie électronique suivi pour fabriquer le miroir près de l'extrémité du ruban.

Le miroir est écrit à environ 2 à 3 μm du bout du ruban. Les lignes du miroir sont écrites de la même façon que décrit en section III.5.2. Une zone supplémentaire est balayée par le faisceau entre le miroir et le ruban. L'ensemble de cette zone sera par la suite protégé par le masque de nickel déposé par lift-off. Par sécurité, la zone couverte débord sur le contact d'or. Afin d'éliminer, lors de la révélation, la sur-épaisseur de PMMA avec le même temps de révélation que le miroir (c'est à dire 1min), la dose d'électrons appliquée au niveau de la sur-épaisseur est portée à $2\text{mC}/\text{cm}^2$ au lieu de $1,6\text{mC}/\text{cm}^2$ pour le miroir. Cette surdose suffit à multiplier par deux la vitesse de révélation. L'ensemble du schéma en vue de dessus est résumé en figure III.54. Avant le lancement de l'écriture, le ruban et le bord du contact métallique sont observés en imagerie MEB à travers la couche de PMMA afin d'orienter et de positionner correctement le champ d'écriture et donc le futur miroir. L'épaisseur de PMMA utilisée est suffisamment fine pour permettre cette observation. Notons que l'orientation du champ doit être réglée en tenant compte des déformations linéaires de ce dernier que nous avons évoquées en section III.5.2. Lorsque l'insolation est achevée, l'échantillon est révélaté, métallisé et gravé dans les mêmes conditions que précédemment (figure III.55).

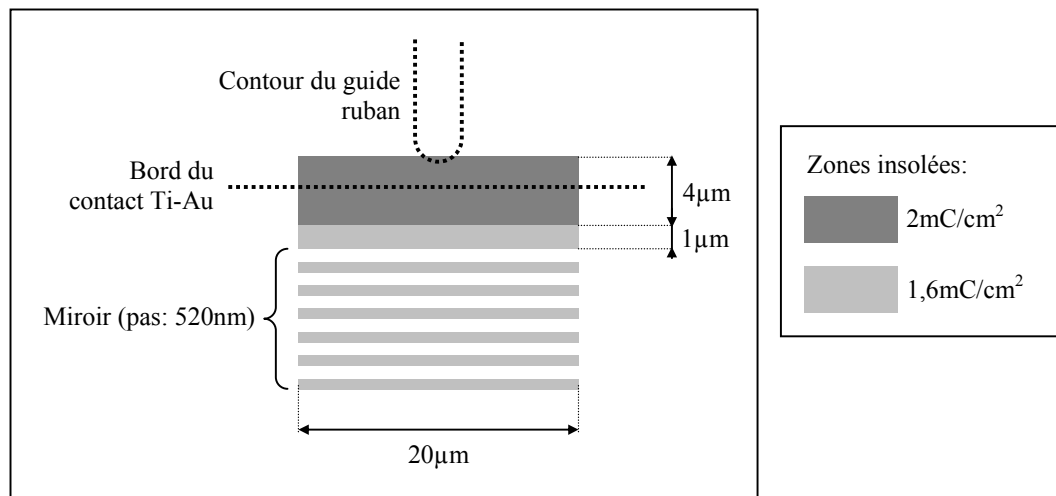


Figure III.54: dessin de lithographie électronique aligné par rapport au bord du contact.

Après la gravure du miroir, le substrat de l'échantillon est aminci jusqu'à une épaisseur de $100\mu\text{m}$. L'échantillon est ensuite métallisé par évaporation sur toute sa face arrière. Les couches de métal sont composées successivement de 200nm d'alliage or-germanium, de 50nm de nickel et de 400nm d'or. Les contacts sont recuits à 450°C pendant environ 1min sous un flux de N_2H_2 . L'échantillon est enfin clivé en plusieurs rangées de diodes laser qui sont montées sur embase avant d'être caractérisées. La position du clivage détermine la longueur de cavité.

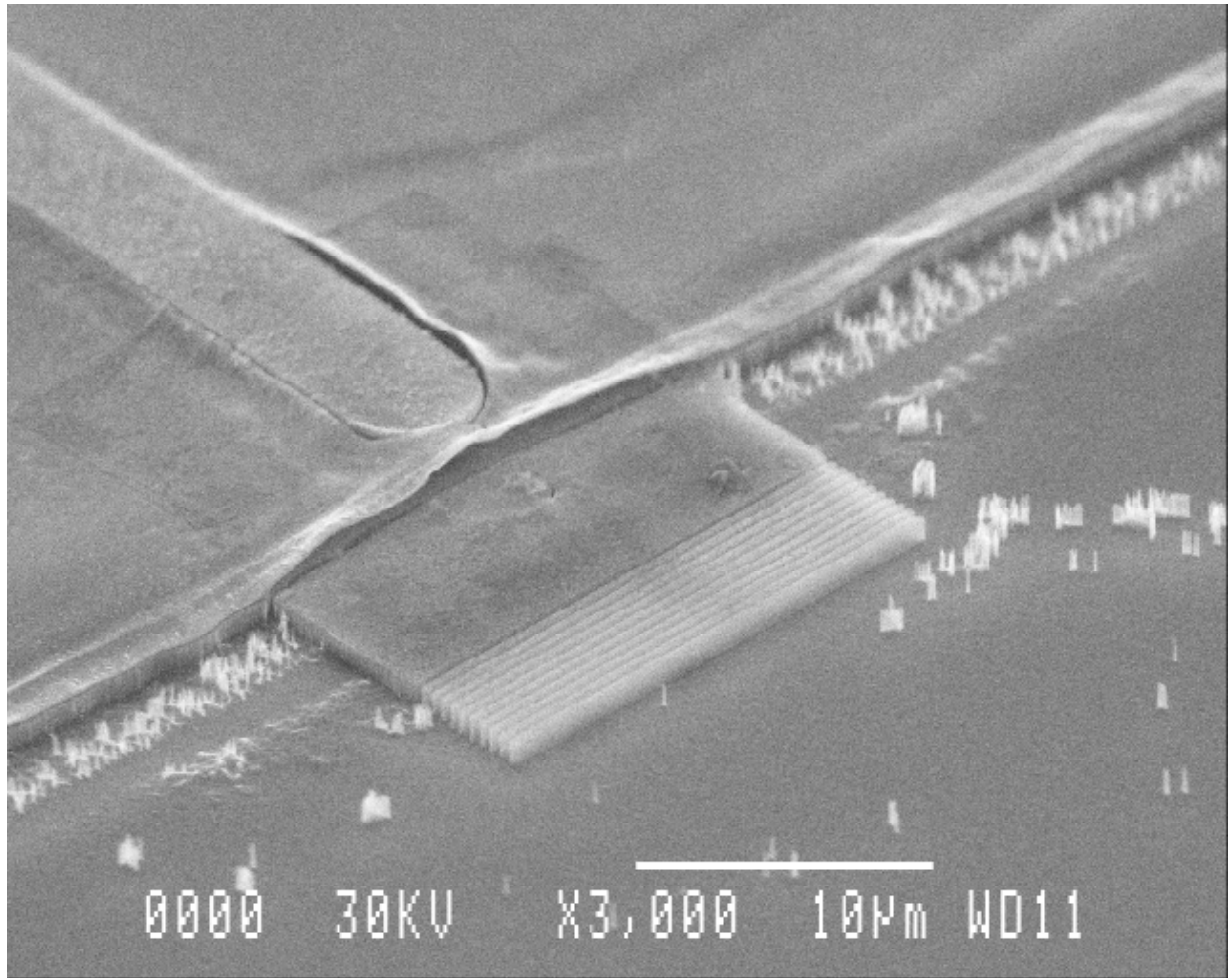


Figure III.55: miroir sur AlGaAs aligné devant un guide ruban

6. Conclusion

Nous avons étudié dans ce chapitre la faisabilité d'une cavité de diode laser originale, guidée latéralement par un ruban nervuré, délimitée à une extrémité par un miroir constitué par un cristal photonique unidimensionnel, le second miroir étant formé de façon classique par une face clivée. Un avantage de la structure réside dans le choix d'un miroir gravé à partir du fond du ruban, limitant ainsi la profondeur de gravure de l'ordre du micron, contrairement aux réalisations de la littérature qui nécessitent des profondeurs largement supérieures au micron par une gravure de l'ensemble de l'empilement des couches.

La structure du miroir, qui comporte une alternance de tranches air/semiconducteur, a une configuration simple qui peut être considérée comme une extension du concept des diodes DFB ou DBR, le réseau de Bragg laissant la place à des tranchées profondes (de l'ordre du micron) procurant d'importants contrastes d'indices (3,5 à 1). Malgré la simplicité de la structure, l'incorporation d'un tel miroir dans une structure conventionnelle conduit à mener des études spécifiques de conception et de faisabilité technologique et constituent une première introduction à de nouvelles générations de diodes à base de cristaux photoniques.

Une étude théorique rigoureuse, reposant sur une analyse FDTD des phénomènes de propagation, a permis d'établir les conditions requises pour atteindre des réflectivités supérieures à 90%, tout en limitant les pertes par diffraction au passage dans les fentes et les pertes de couplage à l'interface ruban/miroir. La prise en compte des contraintes technologiques, associées d'une part aux limites de maîtrise de gravure à fort rapport d'aspect et à période submicronique, et d'autre part aux pertes de couplage entre le ruban actif et le miroir, confirme l'intérêt de ce type de miroir pour obtenir des réflectivités qui restent généralement supérieures à 80%. La faisabilité technologique est par ailleurs démontrée sur des structures périodiques au 3^{ème} ordre, le procédé étant mis au point sur un empilement caractéristique de couches de diodes laser à puits quantique émettant au voisinage de 850nm.

Le chapitre termine par la proposition d'un procédé complet d'élaboration de la diode laser, précisant les enchaînements des différentes étapes et assurant leur compatibilité sur l'ensemble du procédé. Au-delà de la configuration hybride proposée, des configurations de cavité plus complexes peuvent être désormais envisagées à partir des briques élémentaires établies dans ce chapitre : cavité délimitée par 2 miroirs à cristaux photoniques unidimensionnels (ou bidimensionnels), combinaison de périodes différentes entre les deux miroirs pour ajuster les performances spectrales, variation de la période ou conception spécifique du miroir pour agir sur la mise en forme du faisceau, etc... Par ailleurs, l'apport de miroirs de haute réflectivité ouvre la voie à de nouveaux types de microcavités "horizontales", à faible courant de seuil, faible largeur de raie, grande bande passante, etc. Enfin, la conception des miroirs autorise une ingénierie de microcavités intégrées avec des structures guidées "horizontales" ouvrant la voie à une intégration compacte et miniature de sources laser dans un système photonique.

Conclusion générale

La variété des principes optiques ainsi que la diversité des composants et de leur technologie ne permettent pas une voie d'intégration unique de l'optique dans les systèmes. Nous avons étudié dans ce mémoire deux approches d'intégration :

- la première exploite les technologies des microsystèmes et de la microélectronique sur silicium, pour proposer de nouveaux concepts de fonctions optiques intégrées utilisant un procédé de fabrication collectif et à faible coût.
- la seconde explore une voie technologique encore mal maîtrisée, incorporant des structures à cristaux photoniques dans les composants optiques actifs, en particulier les sources laser, pour favoriser leur intégration dans une configuration planaire et ouvrir la voie à une photonique intégrée.

Lors du premier chapitre, l'approche système d'un capteur optique de déplacement nous a permis de dégager deux niveaux d'intégration. L'exploitation d'une technologie conventionnelle de type CMOS permet d'une part d'associer dans un composant monolithique les fonctions de photodétection et de traitement de signal, conduisant ainsi à une fonction compacte de "détection intelligente". Nous avons proposé d'autre part un niveau d'intégration supplémentaire, par un nouveau composant optique, intégrant une photodiode et une fonction optique, et réalisant la fonction de détection de déphasage entre deux faisceaux. Le composant proposé est constitué d'un réseau de diffraction gravé à la surface d'une photodiode en silicium, le réseau assurant la fonction de mise en interférences des faisceaux sous une incidence Littrow. A partir d'une étude analytique, et d'une simulation par méthode FDTD, nous avons exposé le principe de fonctionnement d'un tel composant et montré qu'il délivre un courant dont la modulation dépend du déphasage, le contraste de la modulation étant un facteur de qualité du détecteur.

Lors du second chapitre, nous avons mené une étude de conception du détecteur. Les variations du contraste en fonction des paramètres du réseau et des conditions d'utilisation ont été analysées. L'étude a montré l'existence de gammes de paramètres compatibles avec la fabrication de détecteurs ayant un contraste compris entre 10% et 20%. Plusieurs détecteurs ont été fabriqués par une technologie silicium conventionnelle, et ont montré des performances proches des composants du commerce. La fabrication du réseau n'altère pas ou peu les caractéristiques des photodiodes. La caractérisation des détecteurs fabriqués a permis de valider expérimentalement le principe de détection proposé. Les contrastes mesurés sont proches de ceux attendus et corroborent les principales tendances montrées par la modélisation pour les gammes de paramètres des composants caractérisés.

Dans le cadre de la problématique de l'intégration des sources laser avec des fonctions optiques passives, nous avons abordé dans le troisième chapitre un concept de diode laser incorporant un miroir à cristal photonique unidimensionnel. La cavité laser est constituée d'un guide à ruban nervuré classique. La structure du miroir comporte une série de fentes gravées à travers l'hétérostructure depuis le bas du ruban, à l'une de ses extrémités. L'étude de conception du miroir a dégagé la gamme de paramètres permettant d'obtenir des réflectivités proches de 90%. L'étude des conditions de fabrication de la structure ont permis la mise au point d'un procédé de fabrication du miroir et son intégration dans le procédé de fabrication de la diode

laser. Les résultats actuels nous permettent d'envisager la réalisation de cavités plus complexes basées par exemple sur l'utilisation de deux miroirs à cristaux photoniques unidimensionnels ou bidimensionnels, sur le couplage avec une microcavité, etc.

L'ensemble de ce travail met en évidence que l'intégration photonique n'en est encore qu'à des premières phases de développement. La filière silicium, malgré l'absence de sources, présente cependant de nombreuses potentialités pour l'intégration de fonctions optiques "intelligentes", en associant en particulier une fonction optique, un détecteur et un circuit de traitement de signal par une technologie compatible CMOS. L'étude que nous avons menée dans le cadre de l'intégration d'un capteur démontre qu'il est possible d'associer une fonction optique diffractive avec un détecteur issu d'une technologie conventionnelle, sans altérer les performances du détecteur, tout en proposant un composant optique original. Les avancées de la microélectronique vers les dimensions largement submicroniques et les progrès des techniques de gravure devraient ainsi permettre à l'avenir la réalisation à faible coût de fonctions optiques intégrées originales sur silicium associant la microélectronique à l'optique guidée et/ou l'optique diffractive.

Le verrou de l'intégration de la source ne peut être surmontée à l'heure actuelle que par des techniques d'hybridation, les techniques de report sur silicium bénéficiant de tout le savoir faire de la microélectronique et des microsystèmes. L'incompatibilité du silicium comme matériau actif pour la réalisation de sources, et l'absence de technologie générique qui permettrait une intégration planaire dense de composants photoniques contribuent à s'orienter sur des recherches très exploratoires exploitant des structures à cristaux photoniques. L'approche sur membrane, actuellement la plus utilisée pour l'étude des propriétés fondamentales, est cependant peu adaptée pour un développement à grande échelle et l'intégration de commandes électriques. L'approche sur hétérostructure nous paraît la plus prometteuse car elle se prête particulièrement à l'intégration planaire de sources à cavités horizontales, tout en bénéficiant des acquis du pompage électrique sur les diodes conventionnelles. Les outils de modélisation et les procédés de fabrication mis en place au cours de cette étude ouvrent la voie au développement de microcavités horizontales définies partiellement ou totalement par des cristaux photoniques, le principal défi étant de démontrer la faisabilité d'un pompage électrique avec l'obtention de performances d'intérêt pratique. Au delà de l'objectif d'intégration, l'apport des cristaux photoniques pour les diodes laser doit être étudié pour proposer de nouveaux concepts de sources laser, présentant des performances ultimes par rapport aux sources actuelles ou répondant à de nouvelles applications: sources à fort rendement de conversion, sources à faible bruit pour instrumentation, sources à un photon pour la cryptographie, ...

Annexe 1: Lithographie électronique

1. Principe:

L'écriture par faisceaux d'électrons permet de lithographier des motifs de dimensions submicrométriques avec une résolution pouvant atteindre 10nm sur les systèmes courants. Un procédé complet de lithographie électronique comprend usuellement:

- le dépôt d'une couche de résine électro-sensible sur l'échantillon,
- l'écriture par faisceau d'électron qui aboutit à la création d'une image latente des motifs dans la résine,
- la révélation de la résine, qui permet d'obtenir un masque de résine contenant les motifs.

Le PMMA (poly-méthyl-méthacrylate) est une résine électro-sensible classiquement utilisée. Nous décrivons ci-dessous le cas où du PMMA est employé en tant que résine positive (figure A1.1).

Le PMMA est déposé par tournette afin d'obtenir une couche homogène de résine dont l'épaisseur est généralement de l'ordre de 100nm à 1µm. Durant la phase d'écriture, l'échantillon est placé sous vide et un faisceau d'électrons accéléré est focalisé sur la résine. La taille de sonde désigne le diamètre du faisceau au niveau de la résine. Le faisceau traverse la résine et modifie localement ses propriétés chimiques. Un système de lentilles électromagnétiques permet de le déplacer. Le déplacement du faisceau est piloté par un système informatique qui permet de dessiner sur la résine les motifs programmés. Durant l'étape de révélation, l'échantillon est plongé pendant une durée déterminée dans un mélange de solvants. Les zones insolées par le faisceau d'électrons sont mises en solution par le solvant tandis que les zones non touchées restent intactes. Cela forme un masque de résine qui peut être utilisé de diverses manières dans la suite du procédé.

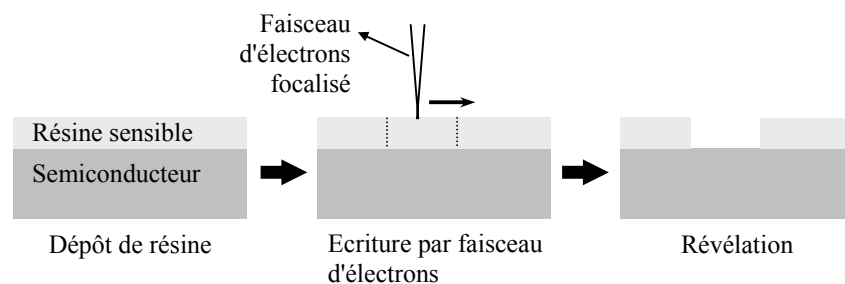


Figure A1.1: principales étapes d'un procédé de lithographie électronique.

2. Présentation du système

Des équipements spécifiques existent pour l'écriture par faisceau d'électrons. Nous employons actuellement au laboratoire une solution alternative qui repose sur l'utilisation des fonctionnalités de certains microscopes électroniques à balayage (MEB). L'application classique d'un MEB est l'imagerie. Comme dans le cas d'une écriture électronique, une image réalisée par MEB utilise un faisceau d'électrons accéléré et focalisé sur un échantillon. Le faisceau balaye une surface rectangulaire plus ou moins grande de l'échantillon et un ou plusieurs détecteurs d'électrons permettent de reconstituer point par point une image de la surface balayée. Certains MEB autorisent un pilotage externe du faisceau d'électrons: dans ce cas, il est possible de commander le faisceau afin qu'il balaye uniquement certaines zones du champ programmées à l'avance (figure A1.2). Si l'échantillon possède une couche de résine sensible, ce mode de fonctionnement permet donc de réaliser des opérations de lithographie électronique.

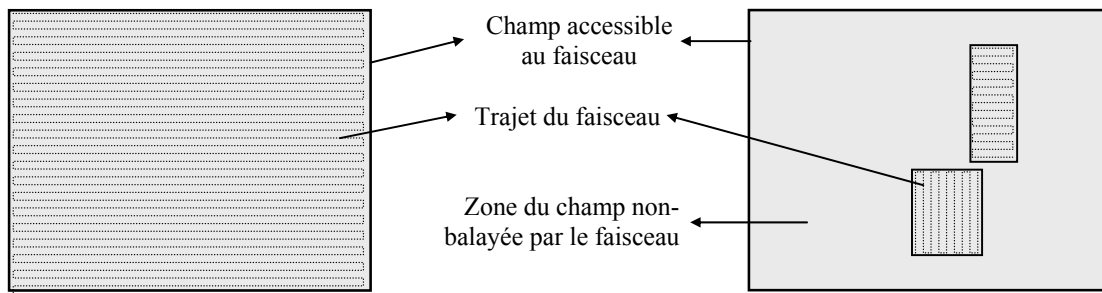


Figure A1.2: modes de fonctionnement d'un MEB. A gauche: mode "imagerie", le faisceau balaye le champ rectangulaire et le ou les détecteur(s) d'électrons reconstituent l'image. A droite: mode "écriture électronique", l'échantillon est enduit de résine sensible et le faisceau balaye uniquement les motifs programmés à l'intérieur du champ.

L'équipement utilisé est un microscope électronique (CM20 FEG Philips) instrumenté de manière à autoriser les opérations d'écriture par faisceau d'électrons (figure A1.3). Il possède une tension d'accélération du faisceau de 200kV et une taille de sonde pouvant atteindre environ 1nm. Les plus petits motifs pouvant être lithographiés ont une dimension voisine de 10nm. Cette résolution est atteinte lorsqu'un champ d'écriture de 40 μ m de côté est utilisé. Des champs plus larges peuvent être employés mais avec une résolution moindre. Le porte-échantillon du microscope tolère des échantillons de 4mm de côté au maximum.



Figure A1.3: microscope électronique CM20 FEG Philips.

3. Champ d'écriture et déformations

Lors d'une insolation, le faisceau est autorisé à se déplacer à l'intérieur d'un champ carré dont la dimension peut aller de $40 \times 40 \mu\text{m}$ à environ $1 \times 1 \text{mm}$. La résolution est optimale pour un champ de $40 \times 40 \mu\text{m}$ puis elle diminue au fur et à mesure que la dimension du champ augmente. Le champ et le dessin qu'il contient peuvent être alignés par rapport à des motifs pré-existants de l'échantillon.

En raison des aberrations dues aux lentilles électromagnétiques du microscope, les champs sont soumis à des déformations qui affectent les motifs qu'ils contiennent. Ces déformations sont essentiellement linéaires mais elles peuvent inclure une composante non linéaire. La partie linéaire des déformations est mesurée en observant en imagerie MEB un échantillon étalon dont les dimensions sont connues. Une matrice de correction 2×2 est alors établie puis appliquée au dessin afin de compenser les déformations pendant l'écriture. Un écart de l'ordre de 1% peut subsister entre les dimensions programmées du dessin et les dimensions obtenues. Dans le cas où le dessin est un réseau de lignes, une déformation linéaire modifie sa période mais ne la rend pas inhomogène. L'éventuelle part non linéaire des déformations n'est pas corrigée. Dans le cas où le dessin est un réseau, elle est susceptible d'engendrer une inhomogénéité de sa période entre deux zones distantes du champ. L'écart maximal de période entre deux zones du réseau est estimé à moins de 1%. Les éventuelles conséquences de déformations sur les structures étudiées sont analysées plus spécifiquement au cours des sections II.4.3 et III.4.2.

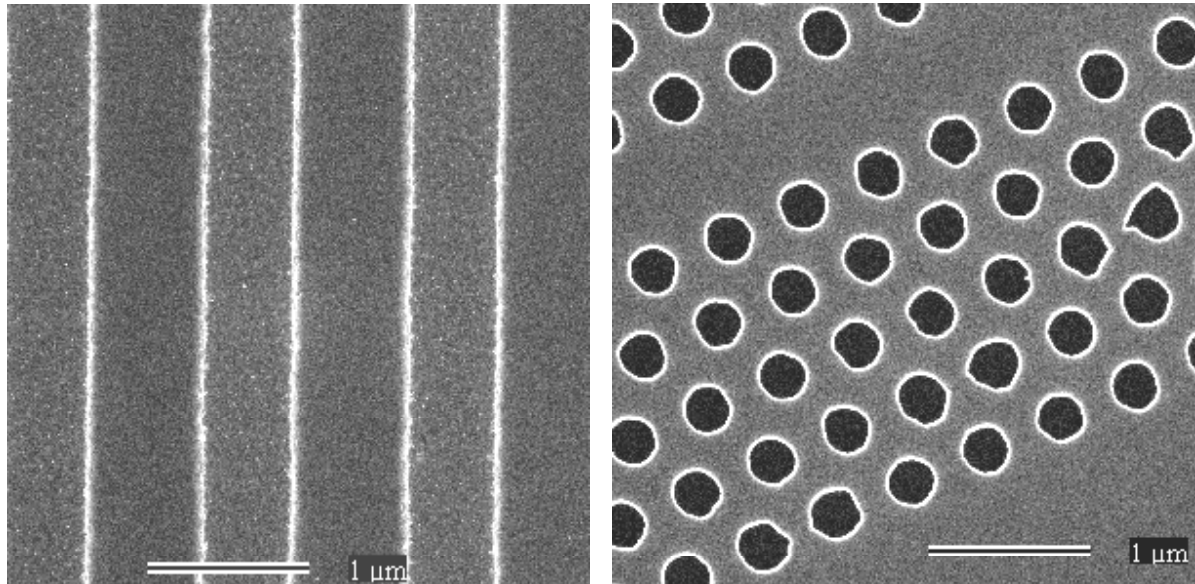


Figure A1.4: exemples de structures (vues de dessus) écrites puis gravées sur des substrats de silicium. A gauche: détail d'un réseau de ligne de $300 \times 300 \mu\text{m}$. A droite: détail d'une structure à cristal photonique bidimensionnel (champ de $40 \times 40 \mu\text{m}$).

4. Ecriture d'un motif:

Chaque motif à insoler sur la résine est divisé en une série de points régulièrement espacés. La figure A1.5 donne l'exemple le plus courant de polygones "pleins". Pendant l'écriture, le faisceau se déplace de point en point en stationnant sur chaque point pendant une durée déterminée. Les points d'un polygone rempli sont regroupés en lignes: le faisceau balaye les points d'une ligne, puis passe à la ligne suivante, etc. Les lignes de points sont parallèles à un côté du polygone. Dans des conditions normales, le temps mis par le faisceau pour se déplacer d'un point à l'autre est très inférieur au temps d'insolation d'un point.

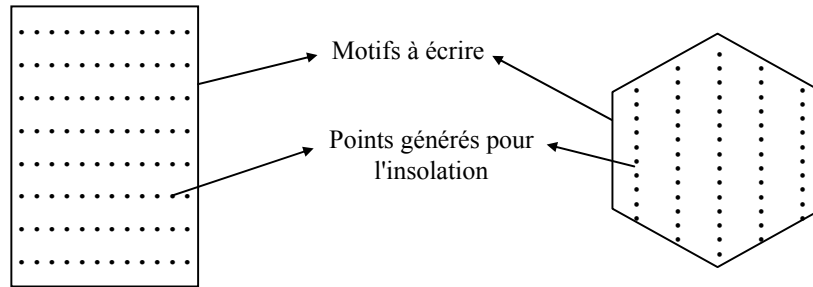


Figure A1.5: exemple de répartition des points à insoler pour écrire un rectangle ou un hexagone.

La dose d'électrons reçue par la résine est définie comme la charge électrique envoyée par le faisceau par unité de surface. Dans un polygone rempli, les points sont suffisamment proches les uns des autres (5 à 20nm) pour que la résine ressente à l'intérieur du polygone une dose à peu près uniforme donnée par la relation:

$$D = \frac{i \cdot t_{point}}{d_{ligne} \cdot d_{point}} \quad (3)$$

où d_{point} et d_{ligne} sont les distances entre deux points et deux lignes consécutifs, i est le courant de sonde (intensité électrique du faisceau d'électrons, en ampères) et t_{point} le temps durant lequel le faisceau stationne sur chaque point.

5. Doses d'électrons et effets de proximité

Une dose d'électrons fixée produit le même effet chimique sur toute l'épaisseur de la couche de résine quel que soit la valeur de cette épaisseur (dans la gamme de valeurs utilisée habituellement). En effet, la tension d'accélération imposée aux électrons du faisceau leur permet de traverser la couche de résine en subissant très peu de diffusion. Le diamètre du faisceau varie donc très peu entre la surface et le fond de la couche de résine (figure A1.6).

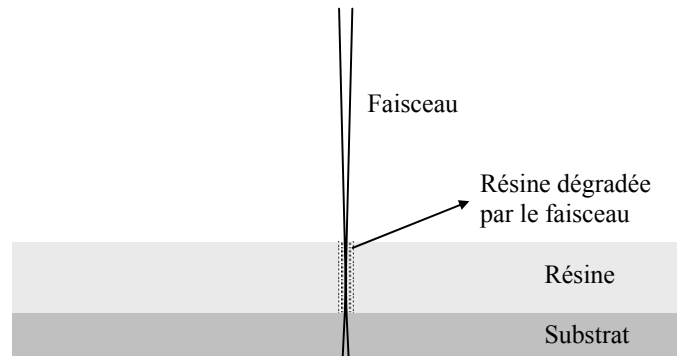


Figure A1.6: effet d'un faisceau focalisé sur la résine.

La dose d'électrons à utiliser est étroitement couplée aux conditions de révélation appliquées après la phase d'écriture. La résine utilisée est du PMMA de fort poids moléculaire (~950000). Le bombardement électronique a pour effet de diminuer le poids moléculaire moyen du PMMA. Cela favorise sa mise en solution dans les solvants utilisés lors de la révélation. Le poids moléculaire moyen final est inversement proportionnel à la dose. Ce comportement est celui d'une résine positive. Si le bombardement est trop intense, des liaisons covalentes nouvelles peuvent se créer entre les molécules et augmenter le poids moléculaire du PMMA jusqu'à le rendre insensible aux solvants. Le PMMA se comporte alors comme une résine négative. Les doses nécessaires pour aboutir à ce comportement restent toutefois beaucoup plus élevées que les doses usuelles employées. Les résultats de lithographie électronique que nous exposons utilisent le PMMA en tant que résine positive avec des doses d'électrons modérées (de 1 à 3 mC/cm²).

Pendant la révélation, le PMMA insolé par le faisceau est mis en solution par le bain révélateur tandis que le PMMA non insolé reste intact (figure A1.7). La vitesse V de mise en solution du PMMA (depuis le haut de la couche) est liée au poids moléculaire M par la relation:

$$V = \frac{\beta}{M^\gamma} \quad (\text{A1.1})$$

Pour un bain révélateur constitué par le mélange de 1 volume de MIBK (méthyl-isobutyl-cétone) pour 3 volumes d'IPA (isopropanol) à 23°C, les coefficients β et γ valent:

$$\beta = 9,3 \cdot 10^{14} \text{ Å/min} \quad \gamma = 3,86$$

Dans ces conditions de révélation, le poids moléculaire M étant inversement proportionnel à la dose D , la vitesse de dissolution peut s'écrire:

$$V \propto D^{3,86} \quad (\text{A1.2})$$

Plus la dose d'électrons est élevée, plus la révélation des motifs est donc rapide. Le temps de révélation minimum $t_{\min}$ à appliquer à une couche de résine insolée d'épaisseur h est égal à:

$$t_{\min} = \frac{h}{V} \quad (\text{A1.3})$$

Un temps de révélation $t_{\text{rév}} < t_{\min}$ entraîne une sous-révélation: il reste alors une pellicule de PMMA au fond des motifs insolés (figure A1.8 à gauche). Comme V dépend de la dose suivant la relation (A1.2), il est équivalent de dire que le motif est sous-insolé ou sous-révélé.

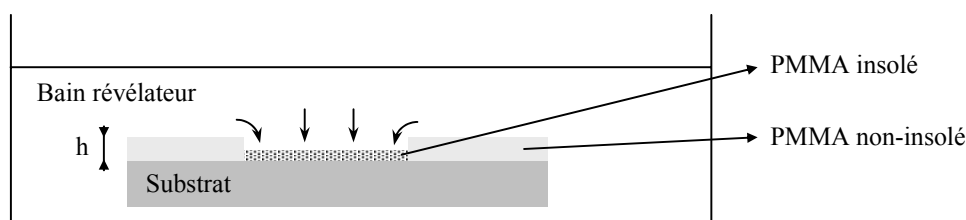


Figure A1.7: révélation d'un motif insolé.

Si des motifs sont petits et rapprochés, il existe également un temps de révélation maximal $t_{\max}$ dû aux effets de proximité. Les effets de proximité apparaissent lorsque des motifs sont proches les uns des autres. Ils ont pour effet d'élargir ces motifs (figure A1.8 à droite). Plus le temps de révélation est élevé, plus l'élargissement des motifs est prononcé. Dans le cas ultime, les motifs voisins se touchent: ils sont alors sur-révélés (ou sur-insolés). Les effets de proximité sont fortement perceptibles lorsque des motifs sont séparés de 100nm ou moins. Ils restent sensibles lorsque la séparation est comprise entre 100 et 400nm. Dans le cas de la fabrication d'un réseau, les effets de proximité accroissent la sensibilité du rapport d'ouverture aux conditions d'insolation (courant de sonde, dose, temps de révélation, largeur des lignes). La dose et le temps de révélation doivent alors être fixés plus ou moins précisément selon l'importance du rapport d'ouverture du réseau sur les performances de la structure fabriquée. La dose et le temps de révélation sont couplés par les relations (A1.2) et (A1.3). L'un de ces deux paramètres doit être fixé et l'autre ajusté en fonction du premier. D'un point de vue physique, il est équivalent de fixer la dose et d'ajuster le temps de révélation ou de fixer le temps de révélation pour ajuster la dose. D'un point de vue expérimental, cependant, il est souvent préférable de tester plusieurs doses sur un même échantillon qui subira un temps de révélation fixé. Nous avons adopté pour les procédés décrits dans les chapitres II et III un temps de révélation de 30s pour 100nm de PMMA (le temps de révélation est toujours proportionnel à l'épaisseur de résine). Les caractéristiques et les conditions d'écriture exactes des structures étudiées sont données dans les sections II.2.2, III.5.2 et III.5.3.



Figure A1.8: réseaux de lignes après révélation. A gauche: réseau sous-révé (ou sous-insolé). Au centre: réseau correctement dosé et révé. A droite: le réseau est quasiment sur-révé (ou sur-insolé; les murs de résine restant sont fins et fragiles).

Bibliographie

1. Agarwal, A.M., et al., *Low-loss polycrystalline silicon waveguides for silicon photonics*. Journal of Applied Physics, 1996. **80**(11): p. 6120-6123.
2. Layadi, A., et al., *Low-loss optical waveguide on standard SOI/SIMOX substrate*. Optics Communications, 1998. **146**: p. 31-33.
3. Fischer, U., et al., *0.1 dB/cm waveguide losses in single-mode SOI rib waveguides*. IEEE Photonics Technology Letters, 1996. **8**(5): p. 647-648.
4. Rickman, A.G. and G.T. Reed, *Silicon-on-insulator optical rib waveguides: loss, mode characteristics, bends and y-junctions*. IEE Proc.-Optoelectron., 1994. **141**(6): p. 391-393.
5. Rickman, A.G., G.T. Reed, and F. Namavar, *Silicon-on-insulator optical rib waveguide loss and mode characteristics*. Journal of Lightwave Technology, 1994. **12**(10): p. 1771-1776.
6. Zinke, T., et al., *Comparison of optical waveguide losses in silicon-on-insulator*. Electronics Letters, 1993. **29**(23): p. 2031-2033.
7. Rickman, A., et al., *Low-loss planar optical waveguides fabricated in SIMOX material*. IEEE Photonics Technology Letters, 1992. **4**(6): p. 633-635.
8. Schmidtchen, J., et al., *Low loss singlemode optical waveguides with large cross-section in silicon-on-insulator*. Electronics Letters, 1991. **27**(16): p. 1486-1488.
9. Kurdi, B.N. and D.G. Hall, *Optical waveguides in oxygen-implanted buried-oxide silicon-on-insulator structures*. Optics Letters, 1988. **13**(2): p. 175-177.
10. Orobtcchouk, R., et al., *High-efficiency light coupling in a submicrometric silicon-on-insulator waveguide*. Applied Optics, 2000. **39**(31): p. 5773-5777.
11. Cassan, E., et al., *On-chip optical interconnects with compact and low-loss light distribution in silicon-on-insulator rib waveguides*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2003. **9**(2): p. 460-464.
12. Lardenois, S., et al., *Low-loss sub-micrometer silicon-on-insulator rib waveguides and corner mirrors*. Optics Letters, 2003. **8**: p. 1150-1152.
13. Manolatu, C., et al., *High-density integrated optics*. Journal of Lightwave Technology, 1999. **17**(9): p. 1682-1692.
14. Fourment, S., et al. *A silicon integrated opto-electro-mechanical displacement sensor*. in *Eurosensors XVI*. 2002. Prague, République Tchèque.
15. Fourment, S., *Intégration multifonctionnelle dans un microsystème optique: application à un capteur de déplacement*. 2 juillet 2003, Doctorat U. Paul Sabatier: Toulouse.
16. Jourlin, Y., *Codeur optique miniature de haute résolution pour microsystèmes électromécaniques*. 12 décembre 2000, Doctorat U. Jean Monnet: Saint-Etienne.
17. Jourlin, Y., O. Parriaux, and A. Tishchenko, *Phase relationships in a two beam grating recombiner*. Optical Engineering, 2001. **40**(8): p. 1464-1470.

18. Taflove, A., *Advances in Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*. 1998: Artech House, Inc.
19. Yee, K.S., *Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media*. IEEE Trans. Antennas and Propagation, 1966. **14**: p. 302-307.
20. Berenger, J.P., *A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves*. J. Computational Physics, 1994. **114**: p. 185-200.
21. Cuisin, C., *Etude et réalisation de cristaux photoniques tridimensionnels par lithographie par rayons X*. 2001, Doctorat U. Paris XI Orsay.
22. Chan, C.T., K.M. Ho, and C.M. Soukoulis, *Photonic band gaps in experimentally realizable periodic dielectric structures*. Europhysics Letters, 1991. **16**(6): p. 563-568.
23. Ho, K., et al., *Photonic band gaps in three dimensions: new layer-by-layer periodic structures*. Solid St. Comm., 1994. **89**: p. 413.
24. Krauss, T.F., *Photonic crystals for integrated optics*. Proc. Summer School on Nanoscale Linear and Non-linear Optics, Erice, 2000 (<http://www.intec.rug.ac.be/picco/download/erice.pdf>).
25. Bogaerts, W., et al., *Out-of-plane scattering in photonic crystal slabs*. IEEE Photonics Technology Letters, 2001. **13**(6): p. 565-567.
26. Rattier, M., et al., *Performance of waveguide-based two-dimensional photonic-crystal mirrors studied with Fabry-Pérot Resonators*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2001. **37**(2): p. 237-243.
27. Benisty, H., et al., *Photonic crystals in two-dimensions based on semiconductors: fabrication, physics and technology*. Applied Surface Science, 2000. **164**: p. 205-218.
28. Krauss, T.F., et al., *Waveguide microcavity based on photonic microstructures*. IEEE Photonics Technology Letters, 1997. **9**(2): p. 176-178.
29. Krauss, T.F. and R.M.D.L. Rue, *Optical characterization of waveguide based photonic microstructures*. Applied Physics Letters, 1996. **68**(12): p. 1613-1615.
30. Benisty, H., et al., *Optical and confinement properties of two-dimensional photonic crystals*. Journal of Lightwave Technology, 1999. **17**(11): p. 2063-2077.
31. Benisty, H., et al., *Models and measurements for the transmission of submicron-width waveguide bends defined in 2D PC*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2002. **38**(7): p. 770-785.
32. Olivier, S., et al., *Resonant and nonresonant transmission through waveguide bends in a planar photonic crystal*. Applied Physics Letters, 2001. **79**(16): p. 2514-2516.
33. Smith, C., et al., *In-plane microcavity resonators with two-dimensional photonic bandgap mirrors*. IEE Proc. Optoelectron., 1998. **145**(6): p. 373-378.
34. Smith, C., et al., *Coupled guide and cavity in a two-dimensional photonic crystal*. Applied Physics Letters, 2001. **78**(11): p. 1487-1489.
35. Johnson, S.G., et al., *Guided modes in photonic crystal slabs*. Physical Review B, 1999. **60**(8): p. 5751-5758.
36. Monat, C., et al., *Two-dimensional hexagonal-shaped microcavities formed in a two-dimensional photonic crystal on an InP membrane*. Journal of Applied Physics, 2003. **93**(1): p. 23-31.

37. Letartre, X., et al., *Group velocity and propagation losses measurement in a single-line photonic-crystal waveguide on InP membranes*. Applied Physics Letters, 2001. **79**(15): p. 2312-2314.
38. Johnson, S.G., et al., *Linear waveguides in photonic crystal slabs*. Physical Review B, 2000. **62**(12): p. 8212-8222.
39. Sugimoto, Y., et al., *AlGaAs-based two-dimensional photonic crystal slab with defect waveguides for planar lightwave circuit applications*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2002. **38**(7): p. 760-769.
40. Notomi, M., A. Shinya, and K. Yamada, *Structural tuning of guiding modes of line-defect waveguides of silicon-on-insulator photonic crystal slabs*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2002. **38**(7): p. 736-742.
41. Baba, T., N. Fukaya, and A. Motegi, *Clear correspondence between theoretical and experimental light propagation characteristics in photonic crystal waveguides*. Electronics Letters, 2001. **37**(12): p. 761-762.
42. Chow, E., et al., *Quantitative analysis of bending efficiency in photonic-crystal waveguide bends at $\lambda=1.55\mu\text{m}$ wavelengths*. Optics Letters, 2001. **26**(5): p. 286-288.
43. Joannopoulos, J.D., R.D. Meade, and J.N. Winn, *Photonic crystals: molding the flow of light*. Princeton University Press ed. 1995. 137.
44. Lourtioz, J., et al., *Les cristaux photoniques ou la lumière en cage*. Collection technique et scientifique des télécommunications. 2003: GET et Lavoisier.
45. Painter, O., et al., *Room temperature photonic crystal defect lasers at near-infrared wavelengths in InGaAsP*. Journal of Lightwave Technology, 1999. **17**(11): p. 2082-2088.
46. Hwang, J., et al., *Room-temperature triangular lattice 2D photonic band-gap lasers operating at 1.54 μm* . Applied Physics Letters, 2000. **76**(21): p. 2982-2984.
47. Zhou, W.D., et al., *Electrically injected single-defect photonic bandgap surface-emitting laser at room temperature*. Electronics Letters, 2000. **36**(18): p. 1541-1542.
48. Lin, S., et al., *Direct measurement of the quality factor in a 2D photonic-crystal microcavity*. Optics Letters, 2001. **26**(23): p. 1903-1905.
49. Monat, C., et al., *InP 2D photonic crystal microlasers on silicon wafer: room temperature operation at 1.55 μm* . Electronics Letters, 2001. **37**(12): p. 764-766.
50. Sugitatsu, A. and S. Noda, *Room temperature operation of 2D photonic crystal slab defect-waveguide laser with optical pump*. Electronics Letters, 2003. **39**(2): p. 213-215.
51. Happ, T.D., et al., *Two-dimensional photonic crystal coupled-defect laser diode*. Applied Physics Letters, 2003. **82**(1): p. 4-6.
52. Olivier, S., et al., *Miniband transmission in a photonic crystal coupled-resonator optical waveguide*. Optics Letters, 2001. **26**(13): p. 1019-1021.
53. Talneau, A., et al. *CW monomode operation of efficient full-photonic-crystal lasers at 1.55 μm* . in ECOC, PD42. 2003. Rimini (Italie).
54. Rennon, S., et al., *Edge-emitting microlasers with one active layer of quantum dots*. IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, 2001. **7**(2): p. 300-305.
55. Avary, K., et al., *Reactive ion etching of deeply etched DBR-structures with reduced air-gaps for highly reflective monolithically integrated lasers mirrors*. Microelectronic Engineering, 2001. **57-58**: p. 593-598.

56. Rennon, S., et al., *12um long edge-emitting quantum dot laser*. Electronics Letters, 2001. **37**(11): p. 690-691.
57. Höfling, E., et al., *Short-cavity edge-emitting lasers with deeply etched distributed Bragg mirrors*. Electronics Letters, 1999. **35**(2): p. 154-155.
58. Raffaele, L., et al., *Edge-emitting semiconductor microlasers with ultrashort-cavity and dry etched high-reflectivity photonic microstructure mirrors*. IEEE Photonics Technology Letters, 2001. **13**(3): p. 176-178.
59. Moosburger, J., et al., *Semiconductor lasers with 2D photonic crystal mirrors based on a wet-oxidized Al₂O₃-mask*. IEEE Photonics Technology Letters, 2001. **13**(5): p. 406-408.
60. Moosburger, J., et al., *Fabrication of semiconductor lasers with 2D-photonic crystal mirrors using a wet oxidized Al₂O₃-mask*. Microelectroning Engineering, 2001. **57-58**: p. 1017-1021.
61. Happ, T.D., et al., *InP-based short cavity lasers with 2D photonic crystal mirror*. Electronics Letters, 2001. **37**(7): p. 428-429.
62. Happ, T.D., M. Kamp, and A. Forchel, *Integration of 2D photonic crystals with ridge waveguide lasers*. Optical and Quantum Electronics, 2002. **34**: p. 91-99.
63. Happ, T.D., et al., *Single-mode operation of coupled-cavity lasers based on 2D photonic crystals*. Applied Physics Letters, 2001. **79**(25): p. 4091-4093.
64. Yuan, Y., et al., *Edge-emitting lasers with short-period semiconductor/air distributed Bragg reflector mirrors*. IEEE Photonics Technology Letters, 1997. **9**(7): p. 881-883.
65. Baba, T., et al., *A novel short-cavity laser with deep-grating distributed bragg reflectors*. Japanese Journal of Applied Physics, part1, 1996. **35**(2B): p. 1390-1394.
66. Jambunathan, R. and J. Singh, *Design studies for distributed Bragg reflectors for short-cavity edge-emitting lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1997. **33**(7): p. 1180-1189.
67. Thomas, S. and S.W. Pang, *Dry etching of horizontal distributed Bragg reflector mirrors for waveguide lasers*. Journal of Vacuum Science and Technology B, 1996. **14**(6): p. 4119-4123.
68. Krauss, T.F., et al., *Photonic microstructures as laser mirrors*. Optical Engineering, 1998. **37**(4): p. 1143-1148.

Devinette: comment se prénomme le frère de Jim Tonic?

Réponse: Christophe (et s'il devient espagnol: Cristofo).