



UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI
École Doctorale 288 : Ondes et Matière
CNRS – Laboratoire de Photonique et de Nanostructures

THÈSE
pour l'obtention du grade de
DOCTEUR de l'Université Paris-Sud

Domaine:
PHYSIQUE

par
Viktor Tsvirkun

OPTOMÉCANIQUE DANS LES RÉSONATEURS INTÉGRÉS
ET HYBRIDES À CRISTAL PHOTONIQUE BI-DIMENSIONNEL
(SYNTHÈSE EN FRANÇAIS)

Date de soutenance : 15 Septembre 2015

Composition du jury :

Dr. Antoine Heidmann	Université Pierre et Marie Curie / CNRS	Rapporteur
Dr. Vincent Laude	Institut FEMTO-ST / CNRS	Rapporteur
Prof. Jean-Jacques Greffet	Institut d'Optique Graduate School	Examineur
Prof. Dries Van Thourhout	Ghent University / IMEC (Belgique)	Examineur
Prof. Khaled Karraï	attocube systems AG (Allemagne)	Examineur
Dr. Rémy Braive	CNRS-LPN / Université Paris 7	Membre invité
Dr. Isabelle Robert-Philip	CNRS-LPN	Directrice de thèse

Synthèse en français

La motivation générale de cette thèse repose sur le développement d'une plateforme optomécanique répondant aux enjeux des domaines tant fondamentaux (mécanique quantique, information quantique) qu'appliqués (photonique sur puce, photonique RF, métrologie). Ces enjeux requièrent des dispositifs intégrés à couplage optomécanique contrôlé. De fait, l'objectif premier de cette thèse est le développement et la validation expérimentale d'un système optomécanique intégré de manière hétérogène permettant de façonner la nature du couplage lumière – mécanique. Ce système se compose d'une membrane optomécanique suspendue, reportée au-dessus d'un guide d'onde d'accès en silicium. Cette approche tri-dimensionnelle hybride peut être étendue à une grande variété de matériaux employés pour former la partie active de dispositif (ici en semi-conducteurs III-V) ; elle peut aussi tirer partie de la versatilité du circuit optique silicium intégré, réalisant ici un canal d'accès optique compact, efficace, entièrement contrôlé et flexible sur puce. L'intégration d'un cristal photonique dans la membrane optomécanique apporte encore plus de versatilité à notre système, conférant à la membrane à la fois des propriétés optiques et mécaniques. La compréhension fine du système est obtenue par simulations numériques, permettant de quantifier les caractéristiques mécaniques et optiques pertinentes et de les optimiser ; les designs obtenus sont ensuite validés par la caractérisation expérimentale des dispositifs réels. Le système conçu offre de grandes capacités de mise à l'échelle, tout en étant aisément intégrable au sein des circuits plus grands et plus complexes ; ceci ouvre la voie vers des effets de couplage multi-cavités et multi-résonateurs, la mise en œuvre de mécanismes de synchronisation et des expériences optomécaniques multi-modes.

1.1 Optomécanique

Le domaine de l'optomécanique explore l'interaction entre la lumière, ou les ondes électromagnétiques, et le mouvement mécanique d'un objet macroscopique oscillant. L'optomécanique en cavité quant à elle [Kippenberg 2007 ; Aspelmeyer 2013] englobe l'étude et l'utilisation des interactions de lumière avec un résonateur mécanique placé à l'intérieur d'une cavité (par exemple, optique), la présence de la cavité permettant une exaltation de cette interaction.

Le système canonique en optomécanique en cavité est celui d'une cavité Fabry-Pérot avec un miroir mobile (Fig. 1.4), mettant en jeu des effets de couplage par pression de

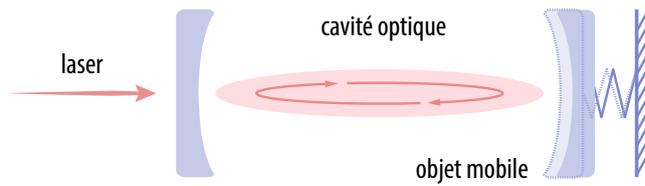


FIGURE 1.4 : Illustration schématique d'un résonateur optomécanique générique dans le domaine optique constitué d'une cavité Fabry-Pérot pompée par un laser, où l'un des miroirs est fixe (à gauche) et l'autre est monté sur un ressort (à droite) et libre de se mouvoir.

radiation. Le domaine de l'optomécanique en cavité s'étend cependant à une grande variété de systèmes, de géométries diverses et réalisant d'autres types de couplage lumière – matière à l'intérieur des cavités monolithiques (par exemple, par la force de gradient, l'effet photo-élastique, la photostriction etc.). Une telle interaction devient considérable à l'échelle micro- et nanométrique, où la masse effective de l'oscillateur mécanique m_{eff} peut être considérablement réduite.

L'effet essentiel du couplage optomécanique est le fait qu'un déplacement mécanique de la cavité induit un changement dans l'état de la lumière. En retour, le changement d'état de la lumière modifie le mouvement de l'oscillateur. Les champs potentiels d'applications de ce domaine couvrent d'une part les études fondamentales de la physique; on peut ainsi citer le régime quantique d'un oscillateur macroscopique ou bien l'interaction hybride entre un oscillateur mécanique et des systèmes à deux niveaux (atomes, centres NV, boîtes quantiques...). Ainsi, les systèmes optomécaniques sont aujourd'hui envisagés pour les applications dans le traitement quantique de l'information, servant comme une interface cohérente entre les qubits de la lumière et de la matière. D'autre part, l'étude expérimentale des systèmes optomécaniques est étroitement liée aux enjeux métrologiques, en particulier la mesure de très faibles déplacements et plus largement de la masse, de la force, de l'accélération, etc.; ils sont aussi envisagés dans des dispositifs radiofréquences en tant qu'horloges intégrées.

Quel que soit le domaine (fondamental ou appliqué) envisagé, la tendance générale vise à augmenter la fréquence mécanique de fonctionnement f_m , ce qui passe par la diminution de la taille de l'oscillateur et au passage la réalisation de cavités monolithiques optiques atteignant la limite de diffraction; cet enjeu est de fait naturellement associé à celui plus général du couplage de telles cavités monolithiques à l'espace libre. Plusieurs systèmes optomécaniques fonctionnant à la limite de diffraction ont été conçus, parmi lesquels les membranes à cristaux photoniques, qui permettent de contrôler efficacement la propagation de la lumière et son confinement à l'échelle micro- et nanométrique; ces membranes ont été ainsi choisies dans le cadre de ce travail.

1.2 Cristaux photoniques pour l'optomécanique

Les cristaux photoniques (CP) forment un système naturel ou créé artificiellement, capable de contrôler localement la propagation de la lumière [Joannopoulos 2011]. En général, ce sont des matériaux qui présentent une périodicité dans la constante diélectrique ϵ dans une ou plusieurs dimensions. Une telle variation, introduite à l'échelle de longueur d'onde optique, peut permettre de contrôler la propagation de la lumière dans une telle structure périodique selon la(les) direction(s) choisie(s). Par analogie avec la bande interdite pour les électrons dans un réseau cristallin de semi-conducteur, les bandes interdites photoniques des CP peuvent également être conçues pour interdire la propagation des photons avec certaines énergies. Ces bandes d'énergie ou plage des longueurs d'onde correspondantes, représentent une bande interdite photonique [Yablonovitch 1987; John 1987]. Si on crée un défaut au sein d'un tel milieu périodique, on peut créer une cavité présentant un mode optique dont la fréquence ν_0 est située à l'intérieur de bande interdite photonique. Ce mode ne pourra se propager dans le cristal alentour. Il sera ainsi très confiné avec une durée de vie des photons élevée. Ce système a été intensivement utilisé dans divers domaines et applications en nanophotonique, s'étendant des sources de photons uniques [Laurent 2005] jusqu'à l'optique non-linéaire [Bazin 2014]. Ce n'est que récemment, en 2009, qu'il a été utilisé dans le cadre de l'optomécanique [Eichenfield 2009a; Eichenfield 2009b]. Ce concept de CP est généralement utilisé dans les systèmes optomécaniques pour créer une cavité optique incorporée dans un dispositif optomécanique. Plusieurs designs des cavités à cristaux photoniques existent ; ils se distinguent par le nombre de dimensions présentant une périodicité de l'indice de réfraction. Pour les applications optomécaniques des systèmes périodiques uni-dimensionnel (1D) et bi-dimensionnel (2D) sont utilisés, le confinement du mode optique dans les directions restantes étant obtenu par réflexion totale interne (la structure est généralement suspendue dans l'air). Dans le cadre de ce travail de thèse, la membrane suspendue est percée par un cristal photonique 2D intégrant une cavité optique à défaut L3 (trois trous manquants en ligne). Notons que le cristal photonique peut être aussi utilisé dans différentes configurations, créant un miroir à incidence normale ou une cavité à défaut dans un cristal parfait.

1.3 Vers l'intégration des résonateurs optomécaniques

La plupart des dispositifs dans les expériences d'optomécanique englobent une cavité optique dont le mode participe dans l'interaction optomécanique. Traditionnellement, cette cavité (dans sa réalisation monolithique) est alimentée avec de la lumière provenant d'un laser de sonde, couplé à une fibre étirée introduite dans le champ évanescent de la cavité. Une telle fibre nécessite une préparation délicate et spécifique (sa partie centrale doit être beaucoup plus mince que celle d'une fibre ordinaire de manière à se coupler au mode de la cavité) ainsi qu'un alignement précis par rapport à l'échantillon sondé dans tous les trois dimensions (dans le plan pour s'accorder avec la cavité et hors plan pour obtenir

un couplage optique) avec une précision jusqu'à quelques dizaines de nanomètres. Cela complique l'expérimentation systématique et avancée sur le dispositif et ajoute plusieurs restrictions importantes : par exemple, il est presque impossible d'adresser deux cavités optiques à la fois ; les conditions de couplage entre la fibre et la cavité sont difficilement reproductibles d'une expérience à l'autre ; l'intégration de tels dispositifs s'avère délicate, etc.

Afin de surmonter ces limitations, certains systèmes existants utilisent un canal d'accès optique intégré, formé par un guide d'onde optique permettant d'adresser de manière efficace le résonateur optomécanique à l'échelle nanométrique. Du point de vue de la fabrication, la solution la plus simple à mettre en œuvre est un guide d'onde ayant un profil rectangulaire fermé par des coupleurs à réseau d'entrée et de sortie pour assurer un couplage à l'espace libre. Toutes les réalisations décrites dans la littérature s'appuient sur un guide d'ondes placé dans le plan d'un résonateur optomécanique (Fig. 1.5). Les principales géométries d'accès comprennent des profils de guide d'ondes droits et courbés au point de couplage au mode optique ; éventuellement le résonateur optomécanique peut être conçu comme une partie du guide d'onde d'accès. Tirant parti de périodicité d'un cristal photonique, on peut également intégrer un guide d'onde d'accès à défaut dans une membrane à CP. L'une ou l'autre géométrie ainsi que les dimensions de guides d'ondes sont alors adaptées pour assurer les conditions d'accord de modes optiques et l'efficacité de couplage qu'on souhaite d'atteindre. Une des conséquences de cette intégration planaire du guide d'ondes et du résonateur optomécanique, est que les deux éléments (guide et résonateur) doivent être faits dans la même couche, soit du même matériau. Afin d'assurer un fort confinement de la lumière dans le guide et résonateur, il est nécessaire de recourir à des matériaux de fort indice de réfraction. De fait, la majorité des dispositifs intégrés sont aujourd'hui en silicium (Figures 1.5a,d,e), permettant de profiter de l'expertise de fabrication CMOS. Ceci limite la plage de longueur d'onde optique possible (supérieures à $1.1 \mu\text{m}$ pour limiter les pertes par absorption). Cependant, les dispositifs optiques silicium se heurtent à la forte absorption à deux photons et à l'absorption des porteurs libres dans la gamme des longueurs d'onde télécom, conduisant souvent à des effets thermiques forts limitant la stabilité du dispositif et les performances de son refroidissement par voie optique [Pernice 2011 ; SafaviNaeini 2011].

Quelques autres matériaux sont apparus récemment dans les expériences d'optomécanique intégrée : on peut citer le diamant [Rath 2013] pour ses propriétés mécaniques exceptionnelles (le module d'Young est d'environ 1 GPa) et le nitrure d'aluminium (AlN) [Xiong 2012 ; Bochmann 2013] pour le couplage électromécanique fort, recherché pour des systèmes optomécaniques accordables électriquement. Afin d'adjoindre des fonctionnalités photoniques actives impossibles avec le silicium, l'arséniure de gallium (GaAs) a aussi trouvé ces dernières années de nouvelles applications dans les systèmes optomécaniques intégrés [Ding 2011 ; Baker 2011]. Tout comme le GaAs, d'autres semi-conducteurs III-V comme le phosphore d'indium (InP) [Gavartin 2011] ou le nitrure de gallium (GaN) peuvent également être utilisés dans des dispositifs optomécaniques. Cependant, pour la

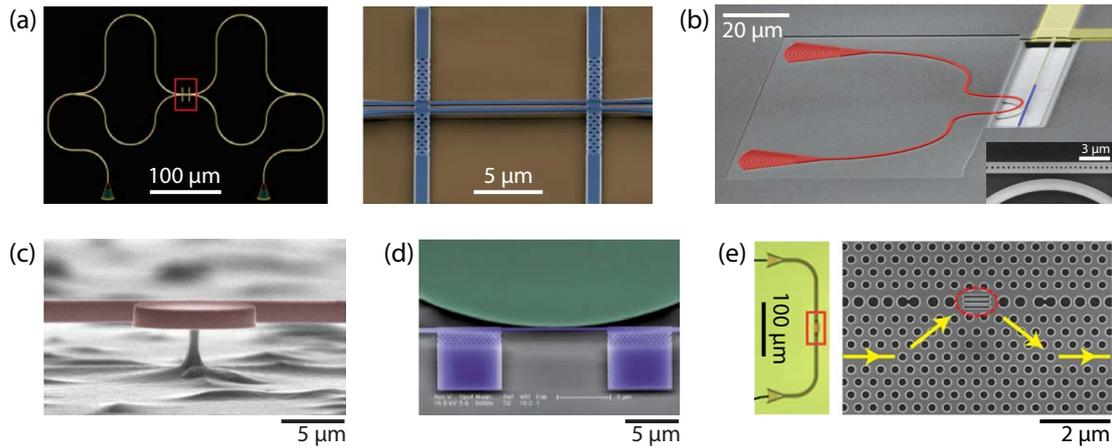


FIGURE 1.5 : Quelques réalisations expérimentales de systèmes optomécaniques intégrés comportant un canal d'accès optique. (a) Deux guides d'ondes suspendus mis à proximité [Li 2009a]. (b) Nanopoutre à cristal optomécanique suspendu (bleu) avec un circuit photonique (rouge, guide d'onde et de coupleurs à réseau) [Bochmann 2013]. Microdisque couplé à un guide d'onde suspendu (c) [Baker 2013]; (d) [Li 2009b]. (e) Cavité L3 – nanopoutre couplée à un guide d'onde à défaut créé dans un cristal photonique [Sun 2012]. Toutes les figures sont adaptées à partir des références correspondantes.

plupart des matériaux précédemment mentionnés (diamant, AlN, GaN, etc.) d'importantes pertes optiques le long des guides d'ondes dans le matériau sont introduites du fait des imperfections de fabrication (la rugosité des parois latérales est plus importante par rapport aux dispositifs en silicium), nécessitant une réduction des dimensions du guide.

La solution retenue dans ce travail de thèse propose d'exploiter l'intégration hétérogène tri-dimensionnelle (3D). Elle permet de séparer la fonctionnalité de guidage et celle de l'oscillateur optomécanique, en les réalisant respectivement sur deux niveaux différents. Cette voie permet une flexibilité totale dans le choix des matériaux pour chacun de ces composants mis en jeu. En outre, elle permet une flexibilité dans la géométrie du dispositif, les cavités optiques pouvant être adressées sur puce quelle que soit leur position. Ceci ouvre la voie à la réalisation de réseaux d'oscillateurs optomécaniques, couplés à la lumière via un unique guide d'onde optique par exemple. Enfin, cette géométrie tridimensionnelle, tout en assurant un couplage optomécanique important, permet de contrôler l'amplitude et la nature de l'interaction, en jouant sur la distance entre le guide d'ondes et la cavité elle-même modifiée par le mouvement mécanique du résonateur. En ayant un contrôle total sur la géométrie du guide d'onde, il est ensuite possible de et mettre en œuvre différents types de couplage optomécanique sur une seule puce.

1.4 Description de la structure étudiée au cours de cette thèse

Plus précisément, ce travail a porté sur une nouvelle réalisation d'une plateforme hybride optomécanique (Fig. 1.6), comprenant un guide d'ondes optique intégré en silicium sur isolant à faibles pertes, sur lequel est reporté un résonateur optomécanique ici en semi-conducteur III-V.

Dans la plupart des dispositifs optomécaniques intégrés, les canaux d'accès optiques sont réalisés dans le plan de l'oscillateur. Ici, le résonateur optomécanique est empilé verticalement au dessus du circuit de guidage optique et couplé par ondes évanescentes au mode se propageant dans le guide d'ondes. Cette géométrie hybride a deux avantages principaux : d'une part, la partie "active" du dispositif (c'est-à-dire, celle où se produit l'interaction optomécanique) et le guide d'onde d'accès peuvent être fabriqués de deux matériaux différents. Ceci permet de choisir le matériau avec des propriétés optimisées pour chacun de ces composants. Pour injecter et extraire efficacement la lumière entrant et sortant de la cavité, nous avons conçu un guide d'onde d'accès intégré en silicium sur isolant, présentant tous les avantages de la photonique sur silicium, et parmi eux des faibles pertes optiques par rapport aux guides réalisés dans le matériau de la couche membranaire (ici en semi-conducteur III-V). D'autre part, cette approche tridimensionnelle permet d'accéder à un emplacement arbitraire (ou plusieurs emplacements arbitraires) de la cavité et donne un contrôle total sur le couplage optique mutuel, permettant une conception flexible de la partie "active" du dispositif.

Dans le dispositif développé, le résonateur est formé par une membrane à cristal photonique bidimensionnel en InP et intégrant une cavité optique à défaut pour y confiner la lumière. Ce choix de matériau ayant une bande interdite directe permet d'inclure un milieu actif à l'intérieur de notre dispositif, tel que les boîtes quantiques ou des puits quantiques. Ce milieu actif crée une source de lumière intégrée à large bande des longueurs d'ondes,

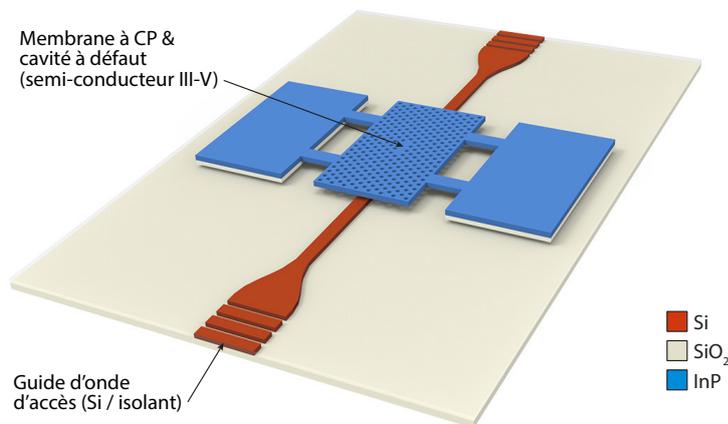


FIGURE 1.6 : Représentation schématique de l'architecture du dispositif proposé.

permettant dans ce travail de sonder les propriétés optiques de la cavité telles que la longueur d'onde et largeur de raie d'émission qui peuvent être largement accordées lors de conception du résonateur optique. Le mouvement mécanique à la fois de la membrane et du cœur de la cavité impacte les propriétés optiques de la cavité à défaut par différents effets optomécaniques. Une couche sacrificielle entre les niveaux d'InP et silicium sur substrat SOI (silicium-sur-isolant – *silicon-on-insulator* en anglais) a été utilisée pour la suspension de la membrane. Un contrôle précis de la distance guide-cavité à l'aide des techniques de fabrication classiques a permis de maîtriser à la fois le couplage de la lumière entre le guide d'ondes et la cavité, et la force des interactions optomécaniques induites par la modulation du couplage optique due au mouvement de la membrane.

1.5 Simulations optiques, mécaniques et optomécaniques de la structure

La simulation complète des structures a été menée, tout d'abord en considérant les caractéristiques optiques et mécaniques séparément et ensuite abordant la caractérisation optomécanique du système hybride. L'objectif ici est d'optimiser les paramètres géométriques de la plateforme et extraire les processus d'interaction mis en jeu. Pour la partie optique, deux configurations de membrane à CP bidimensionnel ont été étudiées, soit pour former un miroir déformable parfait soit pour réaliser une cavité à défaut à l'intérieur du cristal photonique et intégrée de manière hétérogène avec un guide d'onde SOI. Dans les deux géométries optiques, le design mécanique du résonateur a été étudié permettant ensuite d'identifier clairement les processus de couplage optomécanique. Deux familles distinctes des modes mécaniques ont été considérées, correspondant (1) au mouvement de flexion de la membrane de type tambour (avec des fréquences propres dans la gamme de MHz) et (2) aux vibrations localisées dans le cœur de la cavité à défaut dans le CP (f_m dans la gamme de GHz).

Le couplage optomécanique dans notre système hybride intégré implique deux types d'effets – dispersif et dissipatif. Ces effets peuvent être produits par deux mécanismes distincts. Ces deux effets sont (i) les effets dits externes, gouvernés par la présence d'un guide d'onde SOI couplé de manière évanescente au voisinage d'une cavité à CP, et (ii) les couplages intrinsèques, qui dépendent exclusivement des processus se produisant dans le cœur de la membrane à CP. Leur impact respectif peut aussi être différent. Le mouvement mécanique des modes de flexion de la membrane modifie l'écart entre la cavité et le guide d'onde h_{air} , ce qui a pour effet de changer le recouvrement mutuel des modes optiques lorsque la distance guide-cavité est suffisamment faible (ce qui est le cas dans nos expériences). Les conséquences sont double. Tout d'abord, tout changement ou modulation de h_{air} modifie les pertes optiques de la cavité, résultant dans un couplage optomécanique dit dissipatif externe [Elste 2009 ; Xuereb 2011] (Fig. 1.7b). Ce couplage dissipatif externe est induit par la modulation du recouvrement des queues du champ évanescent – entre modes optiques de la cavité et du guide d'onde, lorsque la membrane se déplace et change

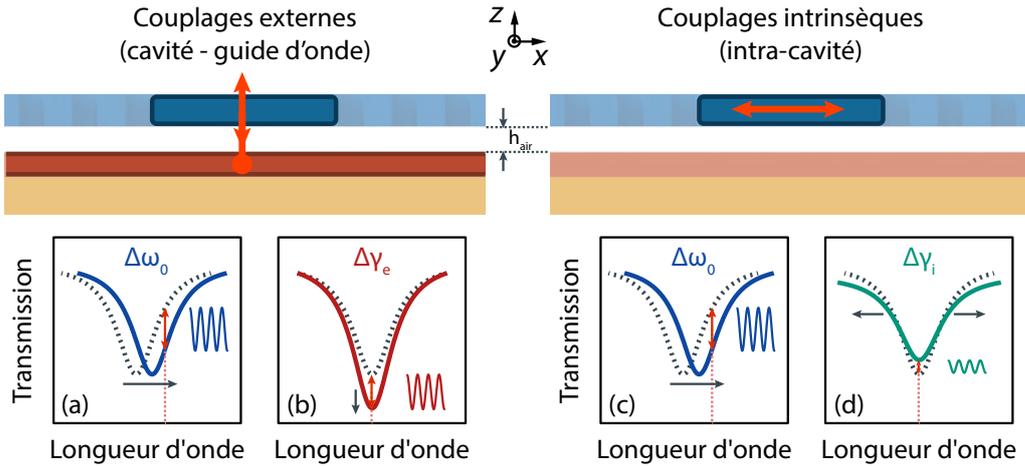


FIGURE 1.7 : Illustration de l'effet du déplacement mécanique sur la réponse optique d'une cavité à CP (en surbrillance en bleu) couplée à un guide d'onde SOI (en surbrillance en rouge), après une demi-période d'oscillation mécanique. Est présentée la variation de la forme de la résonance optique détectée après transmission via le guide d'ondes, pour les couplages optomécaniques externes dispersif (a) et dissipatif (b), et ses équivalents intrinsèques (c,d).

la position de la cavité intégrée par rapport au guide d'onde fixe. D'autre part, tout changement ou modulation de h_{air} induit une modification de la fréquence de résonance ω_0 de la cavité optique (Fig. 1.7a) en raison de la modification de l'environnement diélectrique autour de cette cavité; cet effet introduit un couplage optomécanique dit externe dispersif [Kippenberg 2008]. La fréquence de résonance ω_0 du mode de la cavité dépend aussi de la distribution du tenseur diélectrique ε à l'intérieur de la membrane et dans son voisinage. Par conséquent, la modulation de la séparation membrane – guide d'onde h_{air} affectera ω_0 en changeant la distribution de ε dans le champ évanescent du mode.

Deux mécanismes supplémentaires de couplage apparaissent lorsque la déformation de la membrane durant son mouvement mécanique impacte les paramètres optiques intrinsèques de la cavité, tels que son taux de déclin intrinsèque γ_i (correspondant au facteur de qualité Q_0) (Fig. 1.7d) et sa fréquence de résonance ω_0 (Fig. 1.7c). Ces deux effets sont respectivement dénommés couplages optomécaniques intrinsèques dissipatif et dispersif.

La dépendance des couplages externes en fonction des différents paramètres opto-géométriques du système intégré, tels que la séparation verticale membrane – guide d'onde et la largeur du guide d'onde ont été examinés. Les couplages optomécaniques intrinsèques ont été numériquement étudiés pour les deux familles de modes mécaniques, impliquant cette fois les effets photo-élastique et le déplacement des bords de la cavité optique. Ces couplages existeraient aussi dans un système sans un guide d'onde intégré, ainsi ils ont été dénommés intrinsèques.

Les résultats pour les modes de flexion de la membrane à CP (dans la gamme fréquentielle de MHz) sont montrés sur la Figure 1.8; cette figure présente aussi les distributions du

champ de déplacement associées aux différents modes étudiés, pour lesquels les valeurs des différents couplages sont données dans le Tableau 1.1 avec les paramètres caractéristiques principaux. Les simulations pour la famille des modes mécaniques localisés (dans la gamme fréquentielle du GHz) ont également été effectués.

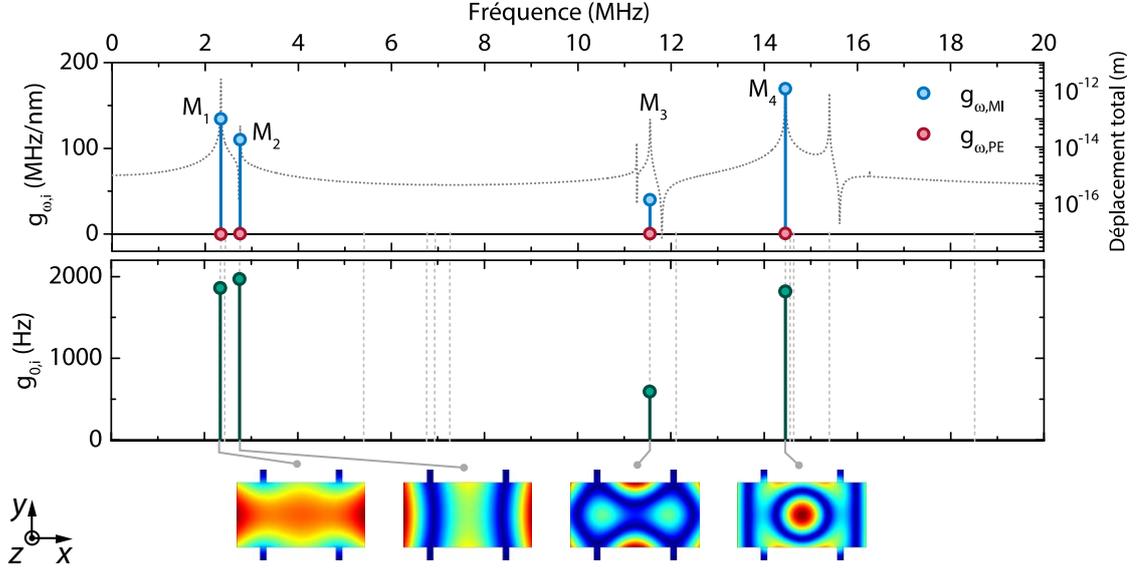


FIGURE 1.8 : Valeurs simulées des différentes composantes du couplage optomécanique intrinsèque dispersif $g_{\omega,i}$ (dû aux interfaces mobiles [MI] et dû à l'effet photoélastique [PE]). Les paramètres caractéristiques sont extraits pour plusieurs modes de flexion d'une membrane en InP suspendue ayant les dimensions $m_x = 20 \mu\text{m}$, $m_y = 10 \mu\text{m}$, $b_x = 1 \mu\text{m}$, $b_y = 2 \mu\text{m}$. La courbe grise pointillée (en haut) représente la réponse mécanique suite à l'actionnement externe de la membrane, mesurée au milieu de la cavité ; les profils de \vec{Q} correspondants sont présentés en bas pour les modes d'intérêt.

Mode	$\Omega_m/2\pi$ (MHz)	m_{eff} (pg)	x_{ZPF} (fm)	$g_{\omega,MI}$ (MHz/nm)	$g_{\omega,PE}$ (MHz/nm)	$g_{0,i}$ (Hz)
M ₁	2.34	117.2	5.54	134.4	-0.27	1858.5
M ₂	2.75	61.8	7.14	110.1	0.24	1967.8
M ₃	11.54	21.7	5.90	39.8	0.24	590.6
M ₄	14.45	32.9	4.28	169.5	0.49	1818.5

TABLE 1.1 : Valeurs simulées des couplages optomécaniques intrinsèques dispersifs et des paramètres caractéristiques pour plusieurs modes de flexion d'une membrane $10 \times 20 \mu\text{m}^2$ en InP suspendue.

Ces travaux ont aussi révélé la possibilité de façonner à la fois l'amplitude et le poids relatif des effets de couplage dissipatif et dispersif (Figure 1.9). Ceci ouvre la voie à la mise en œuvre d'un refroidissement optimisé jusqu'à l'état fondamental de notre résonateur

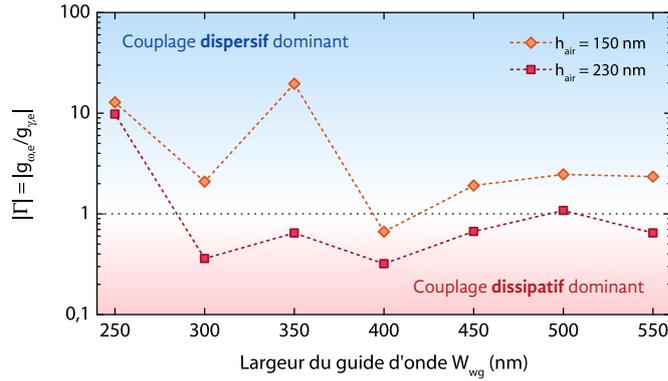


FIGURE 1.9 : Rapport entre les forces de couplage optomécanique externe dispersif $g_{\omega,e}$ et dissipatif $g_{\gamma,e}$, obtenues par simulations numériques, en fonction de la largeur du guide d'onde d'accès W_{wg} et pour deux séparations différentes h_{air} entre la membrane à CP et le guide d'onde.

mécanique dans le régime dominé par le couplage dissipatif. Ce régime présente l'avantage de relaxer les contraintes sur les pertes optiques de la cavité, en comparaison au refroidissement en régime de couplage dispersif usuellement employé.

1.6 Procédé de fabrication

La fabrication de la plateforme hétérogène optomécanique intégrée repose sur plusieurs étapes, dont en particulier le collage de substrats SOI et en semi-conducteur III-V, la préparation des marques d'alignement à contraste élevé pour la lithographie électronique, la gravure des composants optiques (réseau du cristal photonique) et mécaniques (structures mesa) ainsi que le retrait de la couche sacrificielle afin de suspendre la membrane à CP. Ces étapes ont nécessité un travail de développement et optimisation. La technique de collage employée avec un contrôle précis de l'épaisseur de la couche sacrificielle a permis d'atteindre une précision sur la séparation entre les niveaux SOI et semi-conducteur III-V de ≤ 10 nm (dans la direction hors plan). Grâce à l'introduction de marques d'alignement, l'alignement des cavités à cristaux photoniques en InP suspendues par rapport au circuit SOI a été réalisé avec une précision de ≤ 40 nm dans les directions dans le plan. La structuration de la couche InP a été optimisée en faisant usage des résines positive (PMMA) et négative (HSQ), ce qui a permis de satisfaire les différentes exigences pour les parties optique et mécanique du dispositif; ce travail d'optimisation se traduit notamment par l'obtention des cavités optiques à haut facteur de qualité Q . L'écart-type de la longueur d'onde de résonance entre les cavités à CP avec les mêmes paramètres géométriques est d'environ 2 – 3 nm sur l'ensemble de l'échantillon (typiquement comprenant plusieurs centaines de dispositifs). Enfin, la technologie de séchage supercritique nous a permis d'atteindre un rendement de 100 % pendant la suspension des membranes, pour des distances entre la membrane et le substrat d'environ 200 nm et pour les membranes à CP ayant des

dimensions latérales de $10 \times 20 \mu\text{m}^2$.

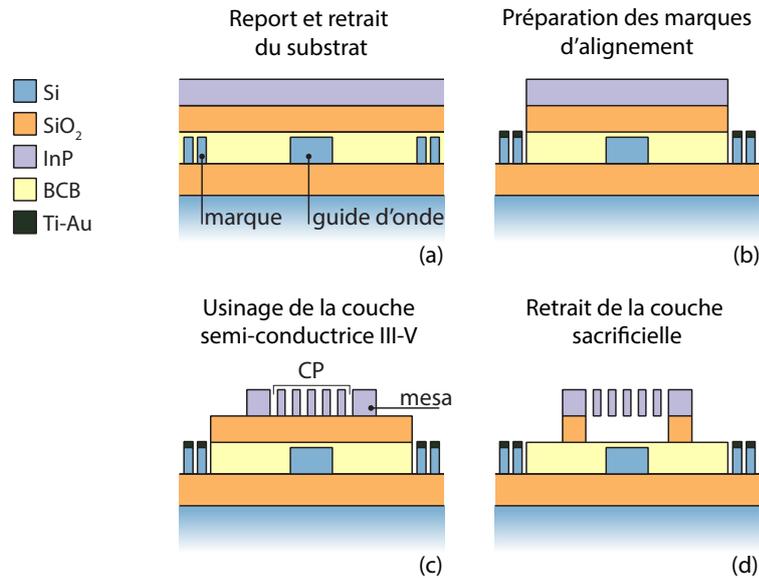


FIGURE 1.10 : Étapes principales de fabrication pour la structuration de la membrane suspendue à cristal photonique bidimensionnel en semi-conducteur III-V sur un circuit intégré des guides d'ondes SOI (silicium-sur-isolant).

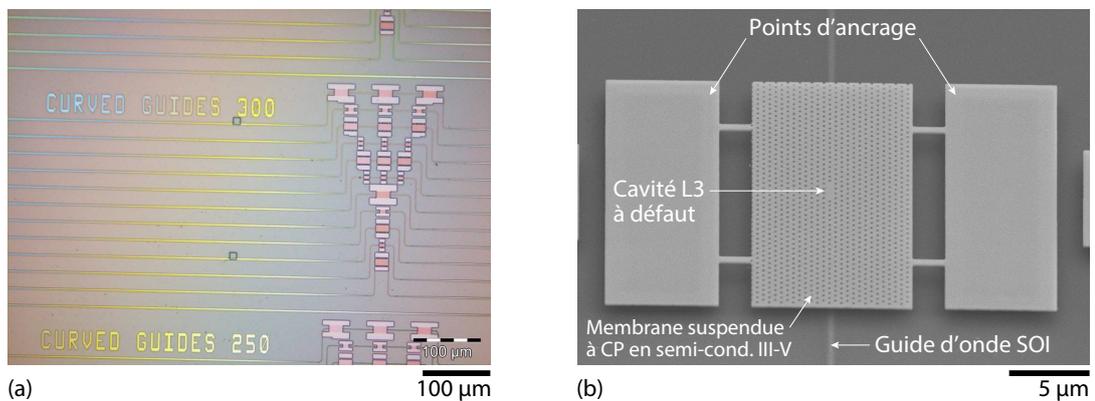


FIGURE 1.11 : Dispositifs fabriqués à leur phase finale. (a) Vue de dessus de l'échantillon montrant la partie du réseau des guides d'onde SOI dans le milieu de section effilée; ces guides permettent d'adresser les membranes suspendues. (b) Cliché du microscope électronique à balayage (MEB) d'une seule membrane suspendue à cristal photonique.

1.7 Mesures optomécaniques avancées

La réponse mécanique des membranes suspendues a été dans un premier étudiée dans un montage interférométrique. Les mesures ont alors été confrontées aux simulations, en examinant l'évolution de la fréquence propre et du facteur de qualité mécanique Q_m pour

les différents paramètres géométriques de la structure suspendue. Ces mesures montrent, comme attendu, une diminution des pertes intrinsèques induite par le matériau avec la température de l'environnement ; ainsi le facteur de qualité mécanique augmente d'un facteur 3 environ, en passant de la température ambiante ($T_b = 300$ K) à celle de l'hélium liquide (4.4 K). Une réduction supplémentaire des pertes dues à l'ancrage sur les mesa permettant de suspendre la membrane a aussi été obtenue en allongeant les ponts entre la membrane et les points d'ancrage. On constate ainsi une amélioration de Q_m par un facteur d'environ 5 pour le mode mécanique fondamental, en allongeant les ponts $1 \mu\text{m}$ à $12 \mu\text{m}$. Cette observation a été rendue possible, grâce à l'intégration d'une couche mince d'InGaAs de 10/20 nm d'épaisseur à l'intérieur de la membrane InP, permettant d'améliorer sa rigidité et par conséquent obtenir une suspension correcte du dispositif sans son effondrement au substrat.

Ces résultats ont ensuite été utilisés dans la mise en œuvre de la plateforme intégrée, confirmant le contrôle attendu sur les conditions et l'efficacité du couplage mutuel entre le guide d'onde d'accès et une cavité optique intégrée. La spectroscopie optique et mécanique sur de tels dispositifs conventionnels utilise la technique dite "side of the fringe". Cette technique a déjà montré de bonnes performances dans la détection du mouvement brownien de la membrane à cristal photonique 2D. Le dispositif expérimental employé est illustré dans la Figure 1.12. Un faisceau laser accordable est couplé au guide d'onde, lui-même couplé à la cavité optique. La courbe de transmission optique en sortie du guide présente une forme généralement Lorentzienne centrée sur la longueur d'onde de résonance λ_0 de la cavité (voir la Figure 1.12, *Optique*). Le résonateur mécanique, oscillant à sa fréquence

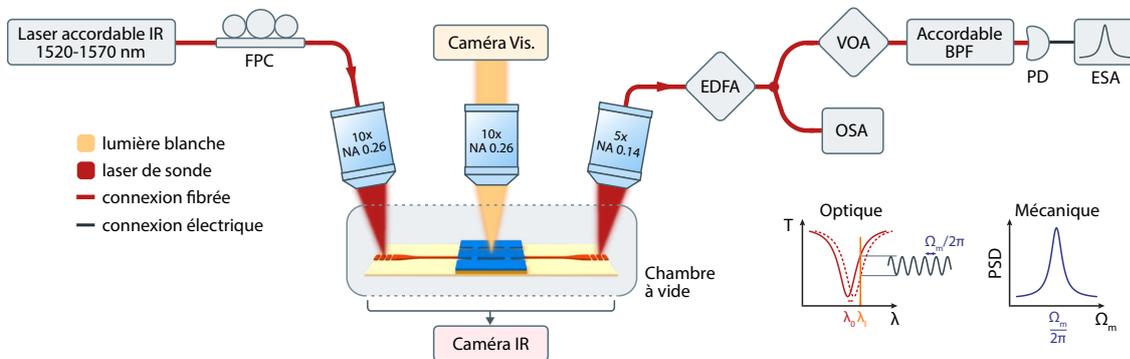


FIGURE 1.12 : Schéma du montage expérimental pour les mesures du spectre mécanique du dispositif optomécanique intégré. Les connexions en espace libre, fibrées et électriques sont indiquées. Le mécanisme de transduction du mouvement mécanique sur la sonde laser fixe est illustré sur deux spectres, montrant la transmission du guide d'ondes couplé à la cavité [$T(\lambda)$] et la densité spectrale de puissance de la sonde laser transmise [$\text{PSD}(\Omega_m)$], tel qu'il est mesuré par l'ASE (ESA sur le schéma). (IR - infra-rouge, FPC – contrôleur de polarisation fibré, Vis. – visible, NA – ouverture numérique, EDFA – amplificateur en fibre dopée erbium, VOA – atténuateur optique variable, OSA – analyseur de spectre optique, BPF – filtre passe-bande, PD – photodiode, ESA – analyseur de spectre électrique.)

propre $\Omega_m/2\pi$, module la longueur d'onde de résonance et la largeur spectrale de la cavité par l'intermédiaire de mécanismes de couplage dispersif ou dissipatif (voir la Section 2.3.1 pour plus de détails). Par conséquent, une telle modulation de la réponse Lorentzienne de la cavité optique s'imprime sur le laser de sonde (dans le cas où sa largeur de raie est beaucoup plus étroite par rapport à celle de la cavité $\gamma_l \ll \gamma_t$). La réponse mécanique peut donc être sondée, en désaccordant légèrement le faisceau laser par rapport à la longueur d'onde de résonance et en mesurant le spectre de son bruit d'intensité, comme le montre la Figure 1.12. Dans cette configuration, l'intensité de la sonde est modulée à la fréquence de l'oscillation mécanique du résonateur, et ce pour tous les modes mécaniques qui ont un impact sur le mode optique. En examinant le bruit de la sonde transmise par un ASE (analyseur du spectre électrique; ESA en anglais), on récupère le spectre de(s) mode(s) mécanique(s) de la membrane dans le spectre de densité spectrale de la puissance (PSD, pour *power spectral density* en anglais) (Fig. 1.12).

Cette technique de détection donne ainsi le spectre mécanique, dont un exemple est montré sur la Figure 1.13a (courbe rouge). L'expérience est réalisée dans une chambre à vide à basse pression $P < 10^{-4}$ mbar afin d'éviter l'amortissement de l'air, qui a un impact considérable pour les modes de flexion d'une membrane. Dans cette étude, nous avons utilisé une cavité à défaut L3 ayant une résonance optique autour de $\lambda_0 \sim 1560$ nm, incorporée dans une membrane des dimensions de $20 \times 10 \mu\text{m}^2$, suspendue à l'aide des

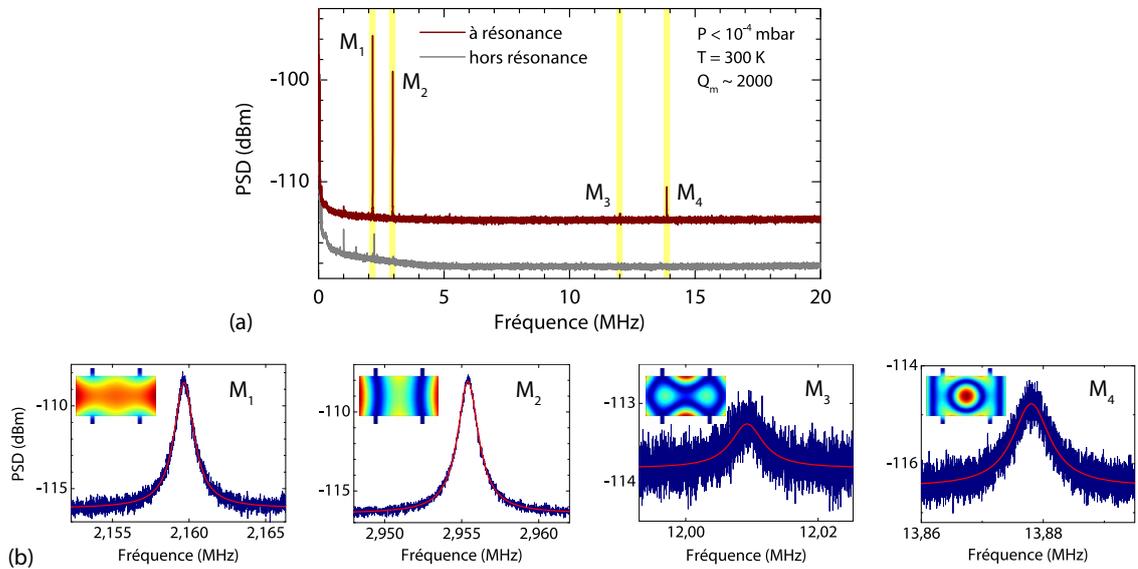


FIGURE 1.13 : (a) Densité spectrale de puissance (PSD) du signal optique transmis pour le laser de sonde à résonance (courbe rouge) et hors résonance (courbe grise) optique avec la cavité intégrée dans une membrane suspendue à CP (dimensions : $m_x = 20 \mu\text{m}$, $m_y = 10 \mu\text{m}$, $t = 260$ nm, $b_x = 1 \mu\text{m}$, $b_y = 2 \mu\text{m}$, $b_d = 5.9 \mu\text{m}$). (b) PSD des résonances mécaniques détectées, prise avec une meilleure résolution autour de chacune des quatre fréquences propres (bleu – les données, rouge – ajustement Lorentzien). Les distributions du champ de déplacement $\vec{Q}(\vec{r})$ correspondantes simulées sont données dans les encarts.

quatre ponts $1 \times 2 \mu\text{m}$.

La densité spectrale de puissance (PSD) du signal transmis, mesurée dans la gamme de 1 à 100 MHz révèle quelques pics de résonance, correspondant aux modes mécaniques de la membrane suspendue, en accord avec nos simulations. Les modes présents dans le spectre de basse fréquence correspondent à ceux qui manifestent dans la spectroscopie numérique les amplitudes simulées les plus importantes. Une mesure supplémentaire a été effectuée avec un laser de sonde hors de résonance de la cavité (à savoir, avec $\Delta = 3 - 5 \text{ nm}$), pour détecter tout signal parasite présent dans le montage expérimental, signal dû aux sources de bruit électrique qui ne sont pas liées au mouvement mécanique du dispositif étudié (courbe grise dans la Fig. 1.13a).

Les taux de couplage optomécanique sous vide ont été déterminés pour les modes mécaniques détectés dans la gamme des fréquences jusqu'à 100 MHz par l'intermédiaire des techniques de modulation de fréquence, ce qui a donné les valeurs de $g_0/2\pi$ de 0.1 à 45 kHz, comparables à l'état de l'art des systèmes optomécaniques dans cette gamme de fréquences [Wilson 2014].

La technique expérimentale pour mesurer séparément les forces des différents mécanismes de couplage optomécanique, consiste à étudier la variation des caractéristiques des modes mécaniques, variations induites par effet du ressort optique [*optical spring effect* en anglais] (Fig. 1.14). Cet effet se traduit par une modification de l'amplitude, fréquence et pertes mécaniques, en fonction du désaccord entre le laser et le mode optique de la cavité. Pour ce faire, nous avons mesuré l'évolution de la densité spectrale de $\bar{S}_P(\Omega, \Delta)$ autour de

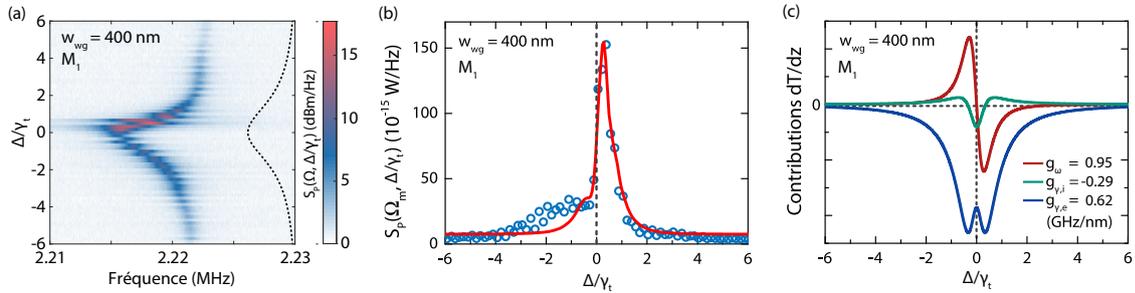


FIGURE 1.14 : (a) Densité spectrale de puissance $S_P(\Omega, \Delta/\gamma_t)$ pour le mode mécanique fondamental M_1 , mesurée pour le dispositif avec le guide d'ondes d'accès dont la largeur est de $w_{wg} = 400 \text{ nm}$. L'ajustement Lorentzien du mode de résonance de la cavité est montré en pointillés noirs pour référence. Le désaccord du laser de sonde Δ est normalisé par rapport à la largeur de raie totale γ_t de la cavité optique. (b) Densité spectrale de puissance à résonance mécanique $S_P(\Omega_m, \Delta/\gamma_t)$ (cercles vides) en fonction du désaccord normalisé du laser de sonde Δ/γ_t pour le mode mécanique fondamental M_1 [données extraites à partir de (a)]. La ligne continue représente l'ajustement du modèle théorique. (c) Contributions au bruit du spectre de transmission (en unités arbitraires ; rouge : couplage dispersif total, vert : couplage dissipatif intrinsèque ; bleu : couplage dissipatif externe) obtenu par ajustement de la courbe expérimentale dans (b). Les taux de couplage optomécanique déduits sont indiqués.

la fréquence de résonance mécanique Ω_m du mode considéré, en fonction de la longueur d'onde du laser sonde. La Figure 1.14a rassemble ces différents spectres en fonction du désaccord du laser de sonde (ce désaccord est normalisé par rapport à la largeur de raie γ_t de la cavité optique intégrée).

Cette mesure de ressort optique nous donne un aperçu rapide sur le changement des trois principaux paramètres mécaniques lorsque la longueur d'onde de la sonde laser varie autour de la résonance de la cavité : la fréquence du mode Ω_m , l'intensité du pic de résonance α et la largeur de raie mécanique Γ sont modifiées.

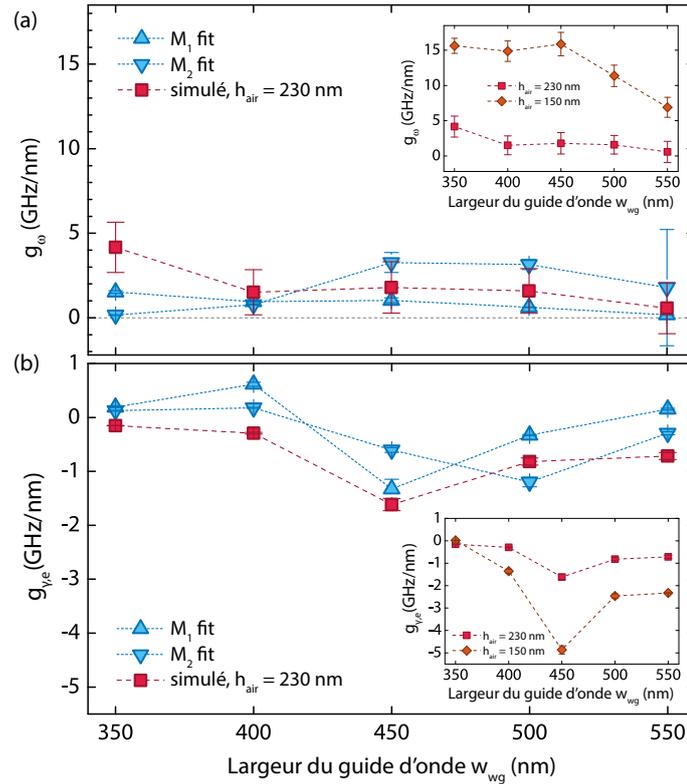


FIGURE 1.15 : (a) Coefficient de couplage dispersif g_ω (total) et (b) externe dissipatif $g_{\gamma,e}$, tracés en fonction de la largeur du guide d'onde w_{wg} . Les triangles bleus pointant vers le haut correspondent aux coefficients extraits de l'ajustement théorique des données mesurées pour le mode M_1 . Les triangles bleus pointant vers le bas correspondent aux coefficients extraits de l'ajustement théorique des données mesurées pour le mode M_2 . Les carrés rouges correspondent aux valeurs calculées avec l'approche 3D FDTD statique pour l'épaisseur d'espace d'air de $h_{air} = 230$ nm. Les diamants oranges représentent les forces de couplage optomécanique calculées pour $h_{air} = 150$ nm. Encadrés : valeurs calculées de g_ω et $g_{\gamma,e}$ en fonction de w_{wg} .

La dépendance de l'amplitude mécanique α comparativement au désaccord du laser sonde Δ est ensuite ajustée avec un modèle analytique, permettant d'extraire les différentes forces de couplage optomécanique. La Figure 1.14b montre les données expérimentales (cercles bleus) pour le mode mécanique fondamental, extraites de la Figure 1.14a avec

l’ajustement correspondant (ligne rouge) à notre modèle théorique. La référence de désaccord nul est marquée par une ligne en pointillés gris. Comme on peut le voir, pour la géométrie donnée du guide d’accès ($w_{\text{wg}} = 400 \text{ nm}$), l’intensité $\alpha = \bar{S}_P(\Omega = \Omega_m, \Delta)$ présente une forte asymétrie par rapport à cette ligne de référence. Le modèle théorique donne une courbe raisonnablement bien ajustée avec des maxima d’amplitude à la valeur du désaccord de $\Delta \approx +\gamma_t/4$. L’ajustement théorique permet également d’extraire le poids des différents mécanismes de couplage optomécanique (voir la Figure 1.14c). Les valeurs obtenues sont en bon accord avec celles correspondantes estimées théoriquement.

Nous avons expérimentalement estimé les composantes dispersives et dissipatives de couplage optomécanique pour différentes dimensions du guide d’onde d’accès. Les résultats sont rassemblés sur la Figure 1.15. Des simulations supplémentaires ont aussi inclus l’impact de la variation de la distance entre la membrane et le guide d’onde d’accès. L’ensemble de résultats (mesures et simulations) confirme la possibilité d’adapter les valeurs absolues et relatives des forces de couplage optomécanique externes en accordant la géométrie du canal d’accès optique intégré et la séparation entre ce canal et la membrane suspendue.

Enfin, les effets induits thermiquement ont été étudiés, proposant par la suite un mécanisme de mise en œuvre d’une commutation (*switching* en anglais) mécanique bi-stable, en exploitant la bi-stabilité thermo-optique. Nous avons aussi réalisé des études préliminaires sur le mécanisme de transduction entre la modulation du laser de pompe non-résonant et du laser de sonde résonant en utilisant le milieu actif (boîtes quantiques à l’intérieur de la membrane à CP) en tant qu’intermédiaire.

1.8 Annexe A. Développement des membranes semi-conductrices accessibles par les deux faces pour l’optomécanique

Des membranes contraintes, accessibles optiquement par les deux faces pour des expériences optomécaniques de type “membrane-au-milieu” (*“membrane-in-the-middle”* en anglais), ont d’autre part été conçues et fabriquées. Ces membranes présentent des propriétés mécaniques contrôlables via la composition d’alliage ternaire de semi-conducteur utilisé ; d’autre part, la contrainte induite permet partiellement une forte amélioration des facteurs de qualité mécaniques. Les valeurs de la contrainte ajoutée obtenues sont de 350 MPa pour l’alliage $\text{In}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{P}$ et 240 MPa pour $\text{GaAs}_{0.95}\text{P}_{0.05}$ avec une marge de progression. Les deux alliages sont fabriqués par l’épitaxie en phase vapeur aux organométalliques sur des substrats d’arséniure de gallium (GaAs).

1.9 Perspectives principales

Le système optomécanique étudié dans ces travaux ouvre la voie à la mise en œuvre de diverses fonctionnalités pour la physique fondamentale et appliqué ; dans ce qui suit, nous

présentons deux voies possible.

À titre d'exemple, les modes qui occupent la gamme GHz, sont attractifs pour les applications de refroidissement, la température permettant d'atteindre le régime quantique étant plus élevée que pour les modes dans la gamme MHz. Cependant, il reste néanmoins nécessaire d'adjoindre des techniques de refroidissement optique, jusqu'à présent mises en œuvre dans le régime de couplage dispersif. Ce régime est très exigeant sur les pertes optiques de la cavité. Or, il a été récemment démontré que le refroidissement peut être mis en œuvre en régime dissipatif, qui relaxe les contraintes sur les pertes optiques. Ces plateformes, à couplage optomécanique contrôlé, constituent au fait des dispositifs prometteurs.

D'autre part, la membrane en semi-conducteur III-V permet ici l'incorporation de milieu actif formé par une monocouche des boîtes quantiques, qui peuvent être considérées comme des systèmes à deux niveaux sous faible excitation et basse température. Ce milieu actif, intégré dans une cavité semi-conductrice, a été largement étudié dans le cadre d'interaction lumière-matière, par exemple, pour l'émission des photons uniques [Laurent 2005]. Le couplage à ce genre de systèmes à deux niveaux dans des dispositifs optomécaniques a été peu exploré expérimentalement [Arcizet 2011], cependant, il offre une direction prometteuse pour la mise en œuvre des mécanismes de refroidissement hybrides [WilsonRae 2004]. À plus long terme, il permet d'envisager l'étude du couplage hybride entre un mode mécanique à haute fréquence dans son état quantique fondamental et un système quantique à deux niveaux.

La plupart des enjeux du domaine (fondamentaux et appliqués) requièrent un couplage optomécanique important, qui pourrait être exalté par la réalisation des réseaux à cristal phononique/photonique (dit phoxonique) afin de réduire les pertes mécaniques par ancrage. Soulignons qu'un autre mécanisme optomécanique, la photostriction, est susceptible d'entraîner la génération des phonons de haute fréquence (GHz) à l'intérieur de la cavité à défaut. L'existence d'un tel mécanisme reste encore à démontrer.

Ces modes de haute fréquence présentent un intérêt pour les applications métrologiques ou photonique RF. Cependant, celles-ci requièrent une stabilisation en fréquence de l'oscillateur. Les réalisations expérimentales déjà existantes [HosseinZadeh 2008; Zheng 2013] montrent que la fréquence et la phase d'un oscillateur optomécanique (OOM) peuvent en effet être verrouillées à celles d'un oscillateur électronique externe. Des techniques de verrouillage par injection d'un oscillateur optomécanique à un oscillateur électronique radio-fréquence (RF) ont aussi été mises en œuvre. Ces dispositifs bénéficieraient fortement d'une augmentation du nombre de fonctionnalités intégrées, permettant d'élargir les outils de contrôle de la réponse mécanique et donc des techniques de verrouillage telles que les techniques d'auto-référencement. Un tel défi peut être relevé dans notre dispositif hybride, en mettant en œuvre des mécanismes d'excitation et d'accordabilité différents.

Dans cette perspective, les travaux futurs sur le système actuel viseront à poursuivre l'exploration des non-linéarités optiques et mécaniques, pour atteindre le régime d'auto-oscillation. D'autres outils d'actionnement des vibrations mécaniques dans la gamme

MHz seront intégrées, tels que l'actionnement électrostatique via un peigne d'électrodes métalliques intégrées sous la membrane en InP [Legtenberg 1996] (voir Figure 1.16a).

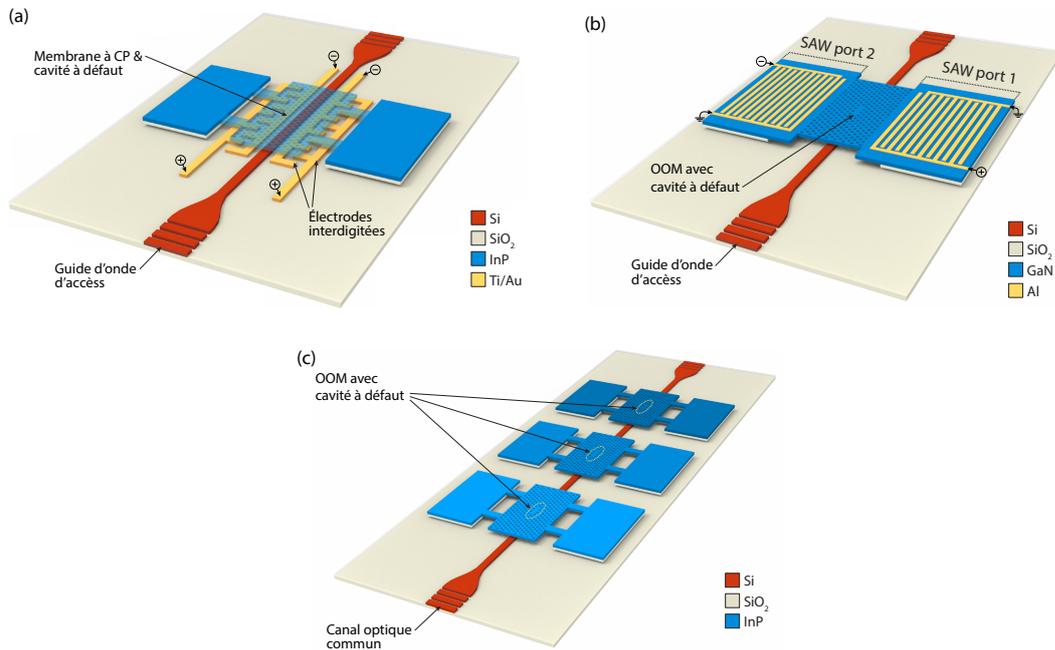


FIGURE 1.16 : (a) Vue conceptuelle de l'architecture du dispositif proposé comprenant les actuateurs. (b) Représentation schématique du dispositif optomécanique comportant une excitation intégrée des ondes acoustiques de surface dans la plage des GHz via des transducteurs à ondes de surface (SAW pour *surface acoustic waves* en anglais). La lecture de la réponse mécanique du dispositif peut être effectuée simultanément en utilisant un canal d'accès optique et les transducteurs SAW (via le paramètre S_{21} dans la configuration à deux ports représentée). (c) Vue conceptuelle de l'architecture du dispositif proposé pour l'étude de la synchronisation mécanique entre les différents oscillateurs optomécaniques couplés via un canal optique commun.

Les perspectives à moyen terme étendront ces travaux à la deuxième famille de modes mécaniques présents dans la configuration du résonateur actuel, les modes localisés dans le cœur de la cavité à défaut (correspondant à la gamme fréquentielle du GHz). Contrairement à l'excitation et l'actionnement des modes de flexion de la membrane utilisant le champ électrostatique provenant des électrodes interdigitées (Fig. 1.16a), les modes localisés nécessitent une autre solution, par exemple, en utilisant des transducteurs à ondes acoustiques de surface (SAW), formés de peignes interdigités (Fig. 1.16b). Ce processus de transduction peut être large bande en recourant à des peignes à pas variables et pourrait permettre de lire le spectre mécanique en utilisant un résonateur SAW à deux ports [Benchabane 2015]. Cependant, le processus de transduction ici, s'appuie sur la piézoélectricité du matériau. On peut imaginer ainsi d'incorporer une couche piézoélectrique intermédiaire entre le peigne et la couche d'InP. Une option plus simple consiste à utiliser un matériau semi-conducteur approprié ayant de bonnes propriétés piézoélectriques, tel que le GaAs

ou, encore mieux, le GaN/AlN, pour réaliser le résonateur optomécanique.

La deuxième voie d'expériences en perspective à long terme inclut la synchronisation de deux ou plusieurs résonateurs mécaniques. Ceci peut être réalisé par les canaux de connexion optiques [Shah 2015] (voir Figure 1.16c), permettant d'obtenir plus de deux oscillateurs synchronisés [Holmes 2012 ; Zhang 2015]), mécaniques [Shim 2007] ou électriques [Matheny 2014]. Ce dispositif hybride intégré permettra ainsi d'accéder simultanément à plusieurs modes optiques spatialement séparés, couplés à un ou plusieurs (différents) modes mécaniques, qui par conception peuvent être coïncidents ou séparés spatialement. Ce couplage de plusieurs oscillateurs optomécaniques, ouvre la voie à l'exploration d'effets optomécaniques multimodes, comme la synchronisation en réseau et la formation de motifs (*pattern formation* en anglais) [Lauter 2015].

Bibliography

- [Arcizet 2011] O. Arcizet, V. Jacques, A. Siria, P. Poncharal, P. Vincent, and S. Seidelin. “A single nitrogen-vacancy defect coupled to a nanomechanical oscillator”. In: *Nature Physics* 7.11 (Sept. 2011), pp. 879–883. DOI: 10.1038/nphys2070.
- [Aspelmeyer 2013] Markus Aspelmeyer, Tobias J. Kippenberg, and Florian Marquardt. “Cavity Optomechanics”. In: (Mar. 2013), p. 65. arXiv: 1303.0733.
- [Baker 2011] C. Baker, C. Belacel, A. Andronico, P. Senellart, A. Lemaitre, E. Galopin, S. Ducci, G. Leo, and I. Favero. “Critical optical coupling between a GaAs disk and a nanowaveguide suspended on the chip”. In: *Applied Physics Letters* 99.15 (Oct. 2011), p. 151117. DOI: 10.1063/1.3651493.
- [Baker 2013] Christopher Baker. “On-chip nano-optomechanical whispering gallery resonators”. PhD Thesis. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2013.
- [Bazin 2014] Alexandre Bazin, Rama Raj, and Fabrice Raineri. “Design of Silica Encapsulated High-Q Photonic Crystal Nanobeam Cavity”. In: *Journal of Lightwave Technology* 32.5 (Mar. 2014), pp. 952–958. DOI: 10.1109/JLT.2013.2295267.
- [Benchabane 2015] Sarah Benchabane, Olivier Gaiffe, Roland Salut, Gwenn Ulliac, Vincent Laude, and Kimmo Kokkonen. “Guidance of surface waves in a micron-scale phononic crystal line-defect waveguide”. In: *Applied Physics Letters* 106.8 (Feb. 2015), p. 081903. DOI: 10.1063/1.4913532.
- [Bochmann 2013] Joerg Bochmann, Amit Vainsencher, David D. Awschalom, and Andrew N. Cleland. “Nanomechanical coupling between microwave and optical photons”. In: *Nature Physics* 9.11 (Sept. 2013), pp. 712–716. DOI: 10.1038/nphys2748.
- [Ding 2011] L. Ding, C. Baker, P. Senellart, A. Lemaitre, S. Ducci, G. Leo, and I. Favero. “Wavelength-sized GaAs optomechanical resonators with gigahertz frequency”. In: *Applied Physics Letters* 98.11 (Mar. 2011), p. 113108. DOI: 10.1063/1.3563711.

- [Eichenfield 2009a] Matt Eichenfield, Ryan Camacho, Jasper Chan, Kerry J Vahala, and Oskar Painter. “A picogram- and nanometre-scale photonic-crystal optomechanical cavity.” In: *Nature* 459.7246 (May 2009), pp. 550–5. DOI: 10.1038/nature08061.
- [Eichenfield 2009b] Matt Eichenfield, Jasper Chan, Ryan M. Camacho, Kerry J. Vahala, and Oskar Painter. “Optomechanical crystals”. In: *Nature* 462.7269 (Oct. 2009), pp. 78–82. DOI: 10.1038/nature08524.
- [Elste 2009] Florian Elste, S. M. Girvin, and A. A. Clerk. “Quantum Noise Interference and Backaction Cooling in Cavity Nanomechanics”. In: *Physical Review Letters* 102.20 (May 2009), p. 207209. DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.207209.
- [Gavartin 2011] Emanuel Gavartin, Remy Braive, Isabelle Sagnes, Olivier Arcizet, Alexios Beveratos, and Isabelle Robert. “Optomechanical coupling in a two dimensional photonic crystal cavity”. In: *Physical Review Letters* 106.20 (May 2011), pp. 2011–2012. DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.203902.
- [Holmes 2012] C. A. Holmes, C. P. Meaney, and G. J. Milburn. “Synchronization of many nanomechanical resonators coupled via a common cavity field”. In: *Physical Review E* 85.6 (June 2012), p. 066203. DOI: 10.1103/PhysRevE.85.066203.
- [HosseinZadeh 2008] Mani Hossein-Zadeh and Kerry J. Vahala. “Observation of injection locking in an optomechanical rf oscillator”. In: *Applied Physics Letters* 93.19 (Nov. 2008), p. 191115. DOI: 10.1063/1.3028024.
- [Joannopoulos 2011] John D. Joannopoulos, Steven G. Johnson, Joshua N. Winn, and Robert D. Meade. *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light (Second Edition)*. 2011, p. 304. ISBN: 1400828244.
- [John 1987] Sajeev John. “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices”. In: *Physical Review Letters* 58.23 (June 1987), pp. 2486–2489. DOI: 10.1103/PhysRevLett.58.2486.
- [Kippenberg 2008] T J Kippenberg and K J Vahala. “Cavity optomechanics: back-action at the mesoscale.” In: *Science (New York, N.Y.)* 321.5893 (Aug. 2008), pp. 1172–6. DOI: 10.1126/science.1156032.
- [Kippenberg 2007] Tobias J Kippenberg and Kerry J Vahala. “Cavity opto-mechanics.” In: *Optics express* 15 (2007), pp. 17172–17205. DOI: 10.1364/OE.15.017172. arXiv: 0712.1618.

- [Laurent 2005] S. Laurent, S. Varoutsis, L. Le Gratiet, A. Lemaitre, I. Sagnes, F. Raineri, A. Levenson, I. Robert-Philip, and I. Abram. “Indistinguishable single photons from a single-quantum dot in a two-dimensional photonic crystal cavity”. In: *Applied Physics Letters* 87.16 (Oct. 2005), p. 163107. DOI: 10.1063/1.2103397.
- [Lauter 2015] Roland Lauter, Christian Brendel, Steven J. M. Habraken, and Florian Marquardt. “Pattern phase diagram for two-dimensional arrays of coupled limit-cycle oscillators”. In: *Physical Review E* 92.1 (July 2015), p. 012902. DOI: 10.1103/PhysRevE.92.012902. arXiv: 1501.01509.
- [Legtenberg 1996] Rob Legtenberg, A W Groeneveld, and M Elwenspoek. “Comb-drive actuators for large displacements”. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 6.3 (Sept. 1996), pp. 320–329. DOI: 10.1088/0960-1317/6/3/004.
- [Li 2009a] Mo Li, W. H. P. Pernice, and H. X. Tang. “Tunable bipolar optical interactions between guided lightwaves”. In: *Nature Photonics* 3.8 (July 2009), pp. 464–468. DOI: 10.1038/nphoton.2009.116.
- [Li 2009b] Mo Li, Wolfram H. P. Pernice, and Hong X. Tang. “Reactive Cavity Optical Force on Microdisk-Coupled Nanomechanical Beam Waveguides”. In: *Physical Review Letters* 103.22 (Nov. 2009), p. 223901. DOI: 10.1103/PhysRevLett.103.223901.
- [Matheny 2014] Matthew H. Matheny, Matt Grau, Luis G. Villanueva, Rassul B. Karabalin, M. C. Cross, and Michael L. Roukes. “Phase Synchronization of Two Anharmonic Nanomechanical Oscillators”. In: *Physical Review Letters* 112.1 (Jan. 2014), p. 014101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.014101.
- [Pernice 2011] Wolfram H P Pernice, Carsten Schuck, Mo Li, and Hong X Tang. “Carrier and thermal dynamics of silicon photonic resonators at cryogenic temperatures.” EN. In: *Optics express* 19.4 (Feb. 2011), pp. 3290–6. DOI: 10.1364/OE.19.003290.
- [Rath 2013] Patrik Rath, Svetlana Khasminskaya, Christoph Nebel, Christoph Wild, and Wolfram H.P. Pernice. “Diamond-integrated optomechanical circuits”. en. In: *Nature Communications* 4 (Apr. 2013), p. 1690. DOI: 10.1038/ncomms2710.
- [SafaviNaeini 2011] A H Safavi-Naeini, T P Mayer Alegre, J Chan, M Eichenfield, M Winger, Q Lin, J T Hill, D E Chang, and O Painter. “Electromagnetically induced transparency and slow light with optomechanics.” In: *Nature* 472.7341 (Apr. 2011), pp. 69–73. DOI: 10.1038/nature09933.

- [Shah 2015] Shreyas Y. Shah, Mian Zhang, Richard Rand, and Michal Lipson. “Master-Slave Locking of Optomechanical Oscillators over a Long Distance”. In: *Physical Review Letters* 114.11 (Mar. 2015), p. 113602. DOI: 10.1103/PhysRevLett.114.113602.
- [Shim 2007] Seung-Bo Shim, Matthias Imboden, and Pritiraj Mohanty. “Synchronized oscillation in coupled nanomechanical oscillators.” In: *Science (New York, N.Y.)* 316.5821 (Apr. 2007), pp. 95–9. DOI: 10.1126/science.1137307.
- [Sun 2012] Xiankai Sun, Jiangjun Zheng, Menno Poot, Chee Wei Wong, and Hong X Tang. “Femtogram doubly clamped nanomechanical resonators embedded in a high-Q two-dimensional photonic crystal nanocavity.” In: *Nano letters* 12.5 (May 2012), pp. 2299–305. DOI: 10.1021/nl300142t.
- [Wilson 2014] D. J. Wilson, V. Sudhir, N. Piro, R. Schilling, A. Ghadimi, and T. J. Kippenberg. “Measurement and control of a mechanical oscillator at its thermal decoherence rate”. In: (Oct. 2014), p. 24. arXiv: 1410.6191.
- [WilsonRae 2004] I. Wilson-Rae, P. Zoller, and A. Imamoglu. “Laser Cooling of a Nanomechanical Resonator Mode to its Quantum Ground State”. In: *Physical Review Letters* 92.7 (Feb. 2004), p. 075507. DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.075507.
- [Xiong 2012] Chi Xiong, Wolfram H P Pernice, Xiankai Sun, Carsten Schuck, King Y Fong, and Hong X Tang. “Aluminum nitride as a new material for chip-scale optomechanics and nonlinear optics”. In: *New Journal of Physics* 14.9 (Sept. 2012), p. 095014. DOI: 10.1088/1367-2630/14/9/095014.
- [Xuereb 2011] André Xuereb, Roman Schnabel, and Klemens Hammerer. “Dissipative Optomechanics in a Michelson-Sagnac Interferometer”. In: *Physical Review Letters* 107.21 (Nov. 2011), p. 213604. DOI: 10.1103/PhysRevLett.107.213604.
- [Yablonovitch 1987] Eli Yablonovitch. “Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics”. In: *Physical Review Letters* 58.20 (May 1987), pp. 2059–2062. DOI: 10.1103/PhysRevLett.58.2059.
- [Zhang 2015] Mian Zhang, Shreyas Shah, Jaime Cardenas, and Michal Lipson. “Synchronization and Phase Noise Reduction in Micromechanical Oscillators Arrays Coupled through Light”. In: (May 2015). arXiv: 1505.02009.

[Zheng 2013]

Jiangjun Zheng, Ying Li, Noam Goldberg, Mickey McDonald, Xingsheng Luan, Archita Hati, Ming Lu, Stefan Strauf, Tanya Zelevinsky, David A. Howe, and Chee Wei Wong. “Feedback and harmonic locking of slot-type optomechanical oscillators to external low-noise reference clocks”. In: *Applied Physics Letters* 102.14 (Apr. 2013), p. 141117. DOI: 10.1063/1.4801473.

