



**HAL**  
open science

## Etude théorique de l'efficacité de conversion d'un mélange à quatre ondes dans des micro-résonateurs intégrés en verres de chalcogénures

Enguerran Delcourt, Loïc Bodiou, Joël Charrier, Pauline Girault, Aldo Gutierrez, Yannick Dumeige, Nathalie Lorrain, Luiz Poffo

### ► To cite this version:

Enguerran Delcourt, Loïc Bodiou, Joël Charrier, Pauline Girault, Aldo Gutierrez, et al.. Etude théorique de l'efficacité de conversion d'un mélange à quatre ondes dans des micro-résonateurs intégrés en verres de chalcogénures. 14ème Colloque international francophone sur les Méthodes et Techniques Optiques pour l'Industrie / 16ème congrès français du club FLUVISU/SFO (CMOI-FLUVISU 2015), Nov 2015, Pleumeur-Bodou, France. pp.171-176. hal-02429366v2

**HAL Id: hal-02429366**

**<https://hal.science/hal-02429366v2>**

Submitted on 13 Jan 2020

**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.

## Etude théorique de l'efficacité de conversion d'un mélange à quatre ondes dans des micro-résonateurs intégrés en verres de chalcogénures

*Enguerran Delcourt, Loïc Bodiou, Joël Charrier, Pauline Girault, Aldo Gutiérrez, Yannick Dumeige, Nathalie Lorrain, Mohammed Guendouz, Luiz Poffo*

*UMR FOTON, CNRS, Université de Rennes 1, Enssat, F22305 Lannion, France*

### 1. Introduction

Depuis ces dernières années, l'optique non-linéaire a vu le champ de ses applications se diversifier remarquablement. Les effets non-linéaires sont à la base de l'amplification paramétrique, de la génération d'harmonique et bien d'autres phénomènes optiques utilisés en métrologie et dans les télécommunications. L'effet non-linéaire décrit dans cet article est le mélange à quatre ondes. Il peut être utilisé dans les réseaux de télécommunications afin de transférer l'information d'une longueur d'onde à une autre avec une efficacité de conversion notée  $\eta_{FWM}$ . Cet effet est aussi utilisé pour démultiplexer temporellement un signal haut-débit. Respectant la phase de l'onde lumineuse, le mélange à 4 ondes (FWM) est compatible avec les nouveaux formats de modulation. Cet effet non-linéaire d'ordre 3 peut donc être utilisé afin de proposer des solutions à la demande accrue en terme de débits. Dans un souci de miniaturisation, de réduction des coûts et d'augmentation des performances, les fonctions optiques se basant sur le mélange à 4 ondes se développent sur des plates-formes utilisant l'optique intégrée [1-2-3]. L'obtention d'effets non-linéaires en optique intégrée peut-être exaltée par l'utilisation combinée de matériaux ayant des indices de réfraction non-linéaire élevés et de structures résonantes (micro-résonateurs) [4-5]. Dans cet article, nous détaillerons et validerons un modèle permettant de dimensionner des micro-résonateurs en verres de chalcogénures afin d'augmenter l'efficacité de conversion de fréquence par mélange à 4 ondes pour des applications Télécoms.

### 2. Choix de la plate-forme

Le mélange à 4 ondes est un effet non-linéaire d'ordre 3 utilisant l'amplification paramétrique pour transférer la puissance et la phase d'un signal (s) vers une onde complémentaire (c) en présence de deux pompes (p). L'efficacité de conversion notée  $\eta_{FWM}$  (eq 1) est définie comme le rapport de puissance de l'onde complémentaire (c) et de l'onde signal (s) et dépend de la puissance des pompes ( $P_p$ ), du paramètre non-linéaire ( $\gamma$ ) (eq 2), de la longueur effective de l'échantillon ( $L_{eff}$ ) (eq 3) et du désaccord de phase ( $\Delta k$ ). La conversion de longueur d'onde générée par FWM permet de transférer l'information codée sur le signal vers la nouvelle longueur d'onde créée (c). Cette fonction est utilisée pour éviter les conflits en longueurs d'onde dans le réseau et assurer la continuité de l'information. Pour pouvoir générer cet effet non-linéaire efficacement avec des composants miniaturisés, la plate-forme choisie doit présenter des non-linéarités élevées et des pertes de propagation faibles. Ainsi, une attention particulière sera portée à la diminution de l'aire effective ( $A_{eff}$ ) et des pertes ( $\alpha$ ) mais également à la maximisation de l'indice non-linéaire de réfraction ( $n_2$ ).

$$\eta_{FWM} = (P_p \cdot \gamma \cdot L_{eff})^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L_{eff}}{2}\right) \quad (1) \quad \gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}} \quad (2)$$

$$L_{eff} = \frac{1}{\alpha} [1 - e^{-\alpha L}] \quad (3)$$

La notion d'aire effective permet d'apprécier directement le confinement optique dans un guide d'onde et elle est reliée au contraste d'indice entre la couche de guidage et la couche de confinement. Les pertes de propagation ( $\alpha$ ) doivent aussi être prises en compte lors du choix de la plate-forme. En effet, ce paramètre intervient à la fois dans le calcul de  $L_{\text{eff}}$  mais aussi dans la puissance de pompe participant aux effets non-linéaires. Les paramètres permettant le choix de la plate-forme sont le paramètre non-linéaire ( $\gamma$ ) ainsi qu'un facteur de Mérite (FOM) défini selon l'équation 4 où  $\lambda$  correspond à la longueur d'onde de travail.

$$FOM = \frac{n_2(\lambda)}{\beta_{\text{TPA}}(\lambda) \cdot \lambda} \quad (4)$$

$\beta_{\text{TPA}}$  représente l'absorption à deux photons du matériau et le facteur de Mérite représente le compromis à trouver entre les propriétés non-linéaires intrinsèques du matériau participant de façon favorable à l'effet non-linéaire recherché ( $n_2$ ) et celles réduisant l'efficacité du composant ( $\beta_{\text{TPA}}$ ). Le choix de la plate-forme s'est porté sur les verres de chalcogénures et plus particulièrement sur le  $\text{Ge}_{12.5}\text{Sb}_{25}\text{Se}_{62.5}$  ( $\text{Se}_6$ ) comme couche de guidage ( $n=2.87$ ) et  $\text{Ge}_{28.1}\text{Sb}_{6.3}\text{Se}_{65.6}$  ( $\text{Se}_2$ ) comme couche de confinement ( $n=2.54$ ). L'utilisation de ce matériau comme couche de guidage permet d'avoir un contraste d'indice entre cette couche et le superstrat (air) élevé et ainsi de maximiser  $\gamma$ . Les pertes de propagation mesurées dans ces matériaux sont relativement faibles ( $\approx 1$  dB/cm) [6]. Le verre de chalcogénure utilisé comme couche de guidage possède une valeur de  $n_2$  égale à  $1.7 \cdot 10^{-17}$  m<sup>2</sup>/W [7]. Ce  $n_2$  couplé à l'indice de réfraction élevé fait des verres de chalcogénures une plate-forme attractive pour la génération d'effets non-linéaires de façon intégrée. Ce couple de matériau sera utilisé lors des simulations effectuées de la partie 4.

### 3. Mélange à 4 ondes dégénéré et structures résonantes

Un micro-résonateur est un anneau ou un hippodrome séparé d'un guide d'accès par une certaine distance (gap). La lumière injectée dans ce guide d'accès va être couplée dans le micro-résonateur avec un coefficient de couplage ( $\kappa$ ) dépendant du gap, de la longueur de couplage ( $L_c$ ) et des dimensions du guide d'accès (Fig. 1). Cette lumière va ensuite se propager dans la cavité résonante et interférer avec la lumière constamment couplée dans le résonateur. Selon la phase et donc la longueur d'onde de la lumière, les interférences seront constructives ou destructives et entraîneront une discrétisation des longueurs d'onde permises dans le résonateur. L'espacement entre les longueurs d'onde de résonances qui est l'intervalle spectral libre (ISL) est déterminé par le périmètre du résonateur (eq 5), (Fig.2).

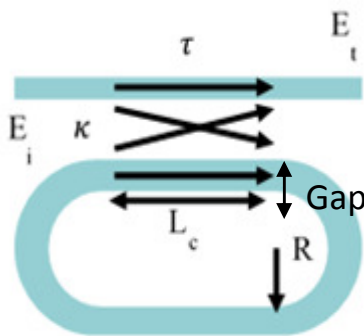


Fig. 1 : Représentation schématique d'un résonateur avec son guide d'accès

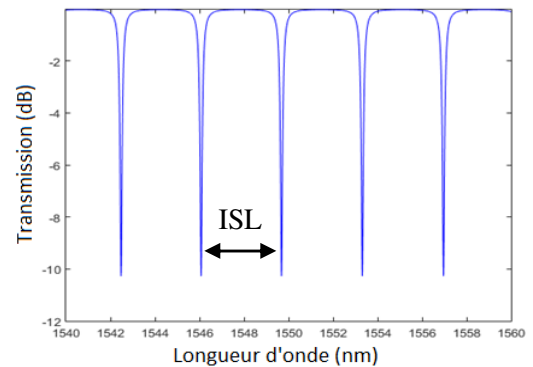


Fig. 2 : Exemple de signature spectrale d'un résonateur

Les longueurs d'onde de résonance sont issues d'interférences constructives entre l'énergie du résonateur et l'énergie qui y est couplées. Ces interférences vont engendrer une amélioration de la densité de puissance dans le résonateur d'un certain facteur noté FE. Ce facteur est le rapport entre le champ intra-cavité et le champ d'entrée et est exprimé en fonction de l'atténuation du champ par tour ( $a$ ), du

coefficient de transmission ( $\tau$ ) et de  $\kappa$  dans l'équation 6. La relation entre  $\tau$  et  $\kappa$  est donnée dans l'équation 7.

La géométrie d'un micro-résonateur va donc avoir un impact sur la densité de puissance du champ pouvant s'y propager. Dans le cadre d'une structure résonante,  $\eta_{FWM}$  est maintenant exprimé selon l'équation 8. Afin de profiter du gain d'efficacité de conversion de la structure, il est nécessaire de faire coïncider les longueurs d'ondes de pompes et du signal avec des longueurs d'onde résonantes. Sans cette précaution, l'énergie ne sera pas couplée dans la cavité et  $\eta_{FWM}$  sera alors exprimée selon l'équation 1.

$$ISL = \frac{\lambda_r^2}{(2\pi R + 2L_c)n_g} \quad (5) \quad FE = \sqrt{\frac{\kappa^2 a^2}{(1 - a \cdot \tau)^2}} \quad (6)$$

$$\kappa^2 + \tau^2 = 1 \quad (7) \quad \eta_{FWM} = (P_p \cdot \gamma \cdot L_{eff})^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L_{eff}}{2}\right) FE^8 \quad (8)$$

$\kappa$  ainsi que les indices effectifs sont calculés à partir de la méthode de Marcatili [8], [9] et permettent de déterminer la position des longueurs d'onde de résonances ( $\lambda_r$ ), l'ISL ainsi que FE. FE peut atteindre des valeurs bien supérieures à 1 [5] ce qui fait de  $FE^8$  le paramètre le plus important dans  $\eta_{FWM}$ . Le maximum du FE est obtenu pour un couplage critique pour lequel l'atténuation du champ électrique est parfaitement compensée par le champ couplée dans le résonateur. Le calcul du facteur d'amélioration en fonction du taux de couplage est représenté sur la figure 3 et  $\eta_{FWM}$  pour les mêmes paramètres de résonateur est représenté figure 4. L'atténuation du champ sur un tour ( $a$ ) est obtenue à partir de l'équation 9 avec  $\alpha_{dB}$  étant les pertes de propagation en dB/cm.

$$a = e^{-\frac{L \alpha_{dB}}{2 \cdot 4,34}} \quad (9)$$

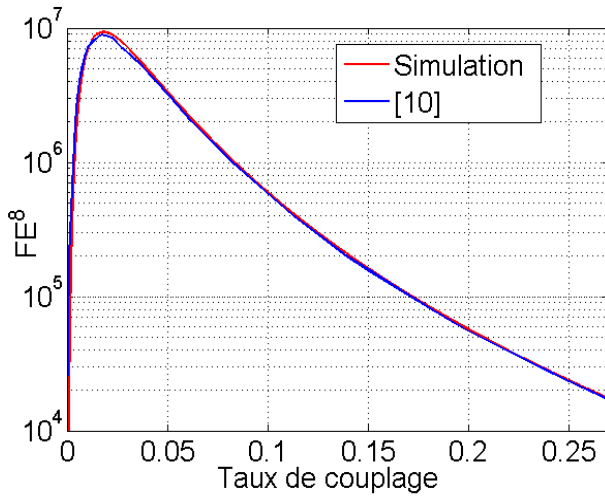


Fig.3 : Evolution du facteur d'amélioration de densité de puissance du champ en fonction du taux de couplage avec  $L_c = 60 \mu\text{m}$ ,  $R = 15 \mu\text{m}$ ,  $\alpha = 0.9 \text{ dB/cm}$  et des pertes de couplage de  $0.06 \text{ dB}$  [10]

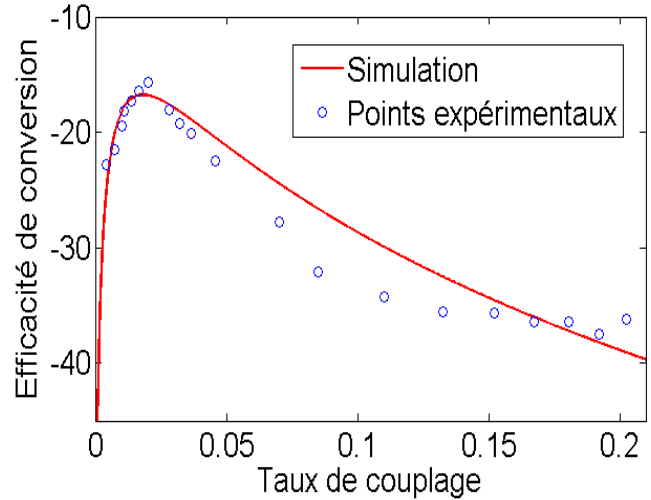


Fig.4 : Evolution de l'efficacité de conversion en fonction du taux de couplage avec  $L_c = 60 \mu\text{m}$ ,  $R = 15 \mu\text{m}$ ,  $\alpha = 0.9 \text{ dB/cm}$  et des pertes de couplage de  $0.06 \text{ dB}$  [10]

On observe une bonne corrélation entre les simulations et les points expérimentaux obtenus dans [10] avec cependant l'apparition d'un écart pour les taux de couplage plus élevés surement dû à un effet de saturation. Cette saturation ne peut pas être due à une déplétion de la pompe étant donné qu'elle intervient aux efficacités de conversion les plus faibles. Elle peut être provoquée par l'apparition d'effets thermiques qui ont pour effet de décaler les résonances par rapport aux pompes et au signal et donc de baisser l'énergie couplée dans le résonateur. Afin d'affiner ces simulations, l'accord de phase ( $\Delta k$ ) est estimé. Il est calculé à partir de l'équation 10 et dépend de la différence d'indice de réfraction et de longueur d'onde entre les pompes P, le signal S et celui complémentaire C. La discrétisation des longueurs d'ondes permises dans la cavité induit des conditions sur le calcul de  $\Delta k$  déterminé par les équations 11,12 et 13. Afin de maximiser  $\Delta k$ , les ondes seront séparées d'un seul ISL (résonances voisines).  $n_p$ ,  $n_s$ ,  $n_i$  et  $\omega_p$ ,  $\omega_s$  et  $\omega_i$  sont respectivement les indices et les pulsations de la pompe, du signal et de l'idler.  $n_{eff}$  est l'indice effectif et  $\omega_{ISL}$  est la pulsation correspondant à la différence de longueur d'onde entre deux résonances.

$$\Delta k \approx \Delta\beta = \frac{n_s \omega_s + n_c \omega_c - 2n_p \omega_p}{c} \quad (10)$$

Avec

$$n_p \omega_p = n_{eff}(\omega_p) \cdot (\omega_p) \quad (11)$$

$$n_s \omega_s = n_{eff}(\omega_p + \omega_{ISL}) \cdot (\omega_p + \omega_{ISL}) \quad (12)$$

$$n_i \omega_i = n_{eff}(\omega_p - \omega_{ISL}) \cdot (\omega_p - \omega_{ISL}) \quad (13)$$

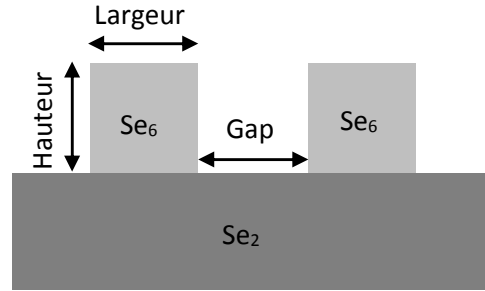


Fig.5 : Représentation schématique en vue de coupe d'un guide d'accès et d'un résonateur

Le calcul du taux de couplage, et du FE étant validé, la suite des simulations va donc porter sur l'optimisation de  $\eta_{FWM}$  selon les dimensions du résonateur et du gap dans le cas de la plateforme en verres de chalcogénures précédemment décrite.

#### 4. Simulation de l'efficacité de conversion par mélange à 4 ondes

Les dimensions minimales permettant la propagation de la lumière ainsi que la zone de propagation monomode à partir de la plateforme schématisée sur la figure 5 ont été déterminées pour une polarisation TM (Fig. 6) et TE (Fig.7).

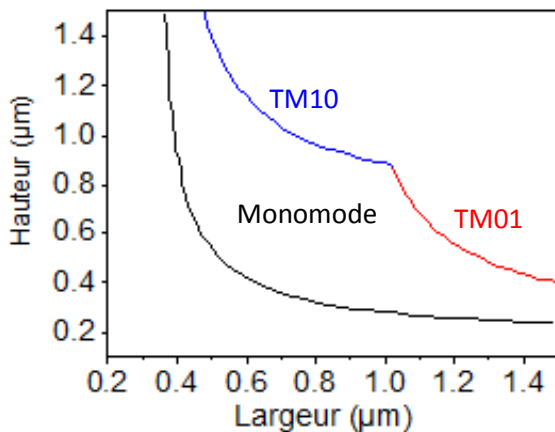


Fig.6 : Représentation de la zone de propagation monomode pour une polarisation TM

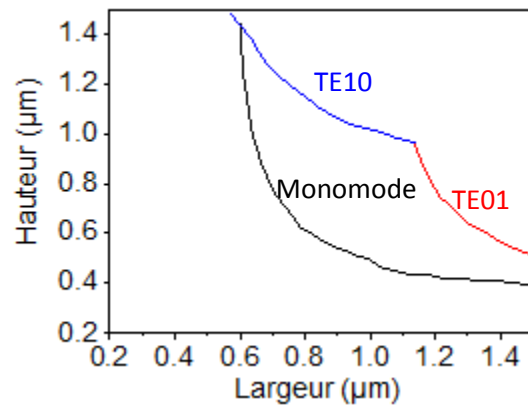


Fig.7 : Représentation de la zone de propagation monomode pour une polarisation TE

Les contraintes technologiques et la maximisation de FE permettent de déterminer les dimensions géométriques optimisant  $\eta_{FWM}$ . L'efficacité de conversion maximale est obtenue pour une largeur de guide minimale (maximisation de  $\gamma$ ), (Eq 2 et 4). Les simulations sont effectuées en tenant compte des contraintes technologiques notamment de la largeur des guides qui est limitée par la technologie utilisée lors de l'étape de photolithographie (résine, longueur d'onde et paramètres d'insolation). La valeur minimale atteignable actuellement est de l'ordre de 400 nm. A partir de cette valeur et des figures 6 et 7, afin d'avoir une propagation monomode, la hauteur des guides fixée pour la suite des simulations est de 1  $\mu\text{m}$ . Le taux de couplage dépendant des dimensions des guides, du gap et de la longueur de couplage et du rayon, l'efficacité de conversion est représentée en fonction de ces différents paramètres pour la polarisation TM par exemple (Fig.8).

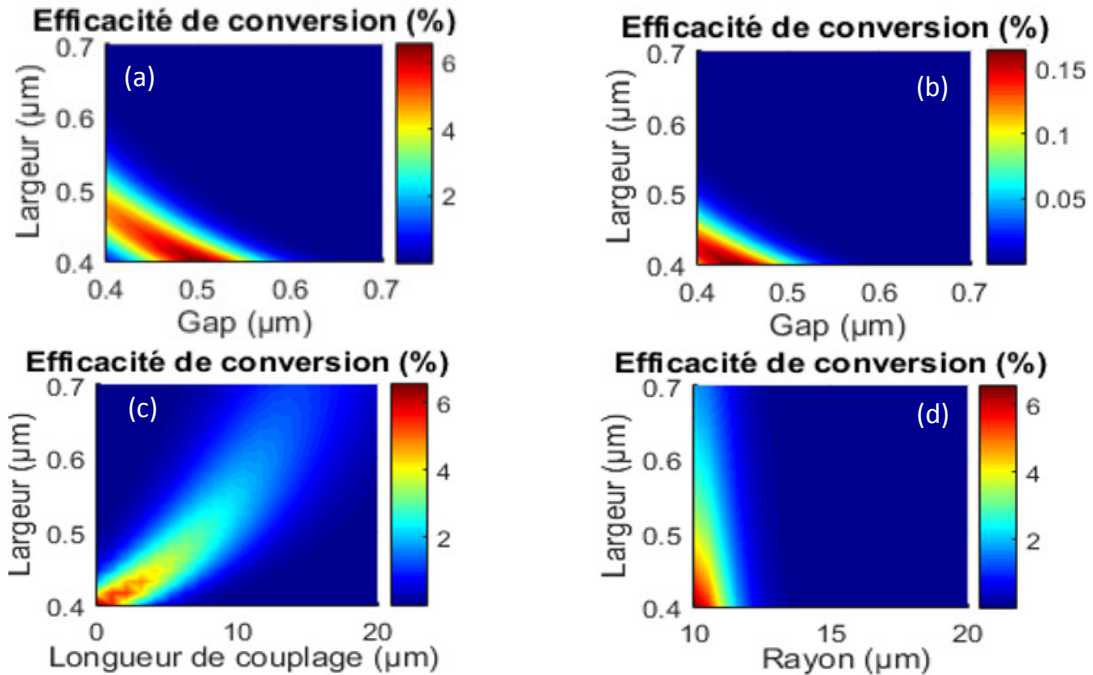


Fig. 8 : Evolution de  $\eta_{FWM}$  pour une polarisation TM (a) en fonction de la largeur du guide et du gap pour  $\alpha = 2 \text{ dB/cm}$ ,  $L_c = 0 \mu\text{m}$ ,  $R = 10 \mu\text{m}$ ,  $P_p = 1 \text{ mW}$  et (b)  $\alpha = 5 \text{ dB/cm}$ ,  $L_c = 0 \mu\text{m}$ ,  $R = 10 \mu\text{m}$ , (c) en fonction de la largeur du guide et de la longueur de couplage pour  $\alpha = 2 \text{ dB/cm}$  et  $R = 10 \mu\text{m}$ , (d) en fonction de la largeur du guide et du rayon pour  $\alpha = 2 \text{ dB/cm}$  et  $L_c = 0 \mu\text{m}$ .

Les figures 8.a et 8.b montrent le gap à associer aux largeurs du micro-résonateur pour différentes pertes de propagations ( $\alpha$ ). L'augmentation de  $\alpha$  diminue à la fois  $\eta_{FWM}$  et le couple largeur gap optimal. L'augmentation de la longueur de couplage a pour effet de diminuer  $\eta_{FWM}$  et permet de déplacer le maximum d'efficacité de conversion à gap fixé vers les largeurs de guide croissantes (Figure 8.c). Enfin, l'augmentation du rayon diminue l'efficacité de conversion (Figure 8.d). Les dimensions optimisant  $\eta_{FWM}$  sont les suivantes :  $h = 1 \mu\text{m}$ ,  $R = 10 \mu\text{m}$ ,  $L_c = 0 \mu\text{m}$ . La largeur des guides et le gap sont quant à eux variables selon les pertes de propagations et estimées entre 400 et 500 nm en polarisation TM. De la même façon, les simulations montrent que les dimensions optimisant  $\eta_{FWM}$  pour la polarisation TE et pour une hauteur de 1  $\mu\text{m}$  sont les suivantes :  $w = 600 \text{ nm}$ ,  $\text{gap} = 500 \text{ nm}$ ,  $R = 10 \mu\text{m}$  et  $L_c = 20 \mu\text{m}$ .

## 5. Conclusion

Un modèle de mélange à 4 ondes dans des structures résonantes a été développé et validé. Le modèle permet de calculer les dimensions géométriques optimales de résonateurs afin de maximiser  $\eta_{FWM}$  pour des micro-résonateurs en verres de chalcogénures à  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  ( $h = 1 \mu\text{m}$ ,  $R = 10 \mu\text{m}$ ,  $L_c = 0 \mu\text{m}$ , gap et largeur de l'ordre de 400 à 500 nm). Ces résultats permettront de développer des fonctions optiques intégrées de conversion de fréquence et de démultiplexage peu énergivores et compatibles avec les nouveaux formats de modulation utilisés dans les réseaux Télécoms.

## 6. Bibliographie

1. H. FUKUDA ET AL., « Four wave mixing in silicon wire waveguides », *Optics Express*, vol. 13, pp. 4629-4637, 2005
2. K. YAO ET AL., « Ultralow power continuous-wave frequency conversion in hydrogenated amorphous silicon waveguides », *Optics Express*, vol. 37, pp. 1331-1333, 2012
3. C.KOOS ET AL., « All-optical high speed signal processing with silicon organic hybrid slot waveguides », *Nature photonics*, vol. 25, 2009
4. A.C. TURNER ET AL., « Ultra-low power parametric frequency conversion in a silicon microring resonator », *Optics Express*, vol. 16, pp. 4881-4887, 2008
5. M. FERRERA ET AL., « Low power four wave mixing in an integrated, micro-ring resonator with  $Q=1.2$  million », *Optics Express*, vol. 17, pp. 14098-14103, 2009
6. J. CHARRIER ET AL., « Sulphide  $Ga_xGe_{25-x}S_{65(x=0.5)}$  sputtered films : Fabrication and optical characterizations of planar and rib optical waveguides », *Journal of Applied Physics*, vol. 104, 2008
7. M. OLIVIER ET AL., « Structure, nonlinear properties, and photosensitivity of  $(GeSe_2)_{100-x}(SbSe_3)_x$  glasses », *Optical Materials Express*, vol 4, No. 3, 2014
8. E. A. J. MARCATILI ET AL., « Dielectric Rectangular Waveguide and Directional Coupler for Integrated Optics », *The Bell System Technical Journal*, vol. 48, pp. 2071-2102, 1969
9. P. GIRAULT ET AL., « Integrated polymer micro-ring resonators for optical sensing applications » *Journal of Applied Physics*, vol. 117, 104504, 2015
10. M.J. STRAIN ET AL., « Tunable Q-factor silicon micro-ring resonators for ultra-low power parametric processes », *Opt. Letters*, vol. 40, pp. 1274-1277, 2015