

THALES RESEARCH & TECHNOLOGY
Département Optique et Optronique
Domaine de Corbeville 91440 ORSAY CEDEX

ESPCI - 120^{ème} promotion

Diffusion Brillouin stimulée dans les fibres à cristaux photoniques (PCF)

RÉDUCTION DYNAMIQUE DE PORTEUSE OPTIQUE D'UN SIGNAL
HYPERFRÉQUENCE

Benjamin ROBERT

Responsable THALES : Daniel DOLFI
Responsable ESPCI : Gilles TESSIER

ORSAY, STAGE EFFECTUÉ DU 2 JUILLET AU 24 DÉCEMBRE 2003

Table des matières

Introduction	4
1 Diffusion Brillouin stimulée	6
1.1 Effet de l'électrostriction sur la matière	6
1.2 Diffusion Brillouin stimulée induite par électrostriction	8
1.2.1 Description du problème	8
1.2.2 Problème à trois ondes	9
1.2.3 Déplétion de la pompe dans le cas de la Diffusion Brillouin stimulée	11
1.2.4 Cas des fibres optiques à forte atténuation	12
1.3 Simulations de la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique	13
1.3.1 Configuration générateur Brillouin	13
1.3.2 Configuration amplificateur Brillouin	14
2 Les fibres à cristaux photoniques (PCF)	15
2.1 Rappels sur les fibres optiques classiques	15
2.2 Fibres à cristaux photoniques	16
2.2.1 Fabrication	16
2.2.2 Propagation de la lumière	17
2.2.3 Applications	18
2.3 Description des fibres PCF utilisées	19
2.3.1 Caractéristiques	19
2.3.2 Biréfringence des fibres	20
3 Étude de l'effet Brillouin dans les PCF	23
3.1 Mesures en simple passage	23
3.1.1 Protocole expérimental	23
3.1.2 Résultats expérimentaux	24
3.1.3 Observations et interprétation	24
3.2 Mesures en rebouclant une partie de l'onde Stokes	27
3.2.1 Protocole expérimental	27
3.2.2 Résultats expérimentaux	27
3.2.3 Observations et interprétation	27
3.3 Variation du taux de rebouclage	30
3.3.1 Protocole expérimental	30
3.3.2 Résultats expérimentaux	30

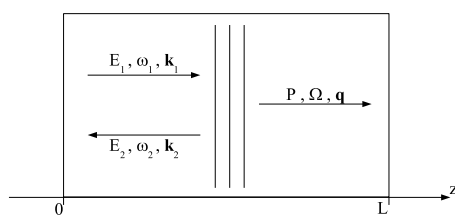
3.3.3	Observations et interprétation	30
3.4	Comparaison avec le comportement d'une fibre classique	34
3.4.1	Protocole expérimental	34
3.4.2	Résultats expérimentaux	34
3.4.3	Observations et interprétation	34
3.5	Battements entre l'onde Stokes et la pompe	39
3.5.1	Protocole expérimental	39
3.5.2	Résultats expérimentaux	39
3.5.3	Observations et interprétation	42
3.6	Battements entre deux ondes Stokes	42
3.6.1	Protocole expérimental	42
3.6.2	Résultats expérimentaux	43
3.6.3	Observations et interprétation	45
4	Profondeur de modulation et effet Brillouin	47
4.1	Modulation d'une onde optique	47
4.1.1	Principe du modulateur de Mach Zehnder	47
4.1.2	Modulation d'intensité	48
4.1.3	Modulation sinusoïdale de l'onde optique	50
4.2	Réduction de porteuse par effet Brillouin	50
4.2.1	Protocole expérimental	50
4.2.2	Résultats expérimentaux	51
4.2.3	Observations et interprétation	53
	Conclusion	54
	A Le laser Amoco	55
A.1	Principe	55
A.2	Montage	55
	Table des figures	56
	Liste des tableaux	58
	Bibliographie	59

Introduction

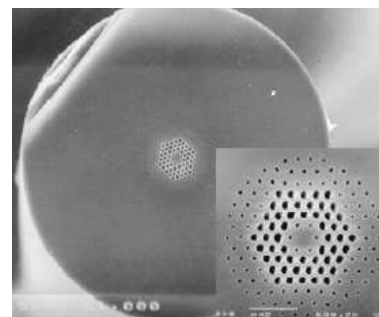
Les technologies actuelles en télécommunications transmettent l'information par voie optique à l'aide de fibre optique et traite l'information par voie électronique. Il est donc nécessaire de réaliser un transfert des données de l'information *optique* à l'information *électronique*. Ce transfert s'accompagne toujours d'erreurs puisqu'on change la nature du signal. L'utilisation de l'optique pour la transmission de l'information ne peut être remise en question : le photon étant plus rapide que l'onde se propageant dans un milieu matériel comme c'est le cas pour les liaisons filaires, l'information est transmise plus rapidement. Aussi la quantité d'informations transitant dans les fibres optiques est nettement supérieure à celle transmise par voie filaire, bien que la dispersion d'un guide radio-fréquence soit également un facteur limitant du débit. Aussi il peut être intéressant de chercher une voie optique pour le traitement de l'information. Cet enjeu touche aussi bien les télécommunications que les radars.

L'étude présentée ici porte sur la réduction dynamique de porteuse optique d'un signal hyperfréquence. Le traitement réalisé est celui d'un signal analogique : une onde optique de longueur d'onde voisine de $1,5 \mu\text{m}$ est modulée faiblement à l'aide d'un modulateur de type Mach Zehnder. Cette modulation de l'onde optique correspond à l'information véhiculée par cette porteuse optique.

Le signal est alors traité à l'aide d'un effet non linéaire : la diffusion Brillouin stimulée. Ce phénomène résulte de la présence d'une onde de forte intensité dans un milieu matériel qui peut comprimer le milieu matériel par électrostriction. Dans ce cas, il y a création de phonons acoustiques qui vont créer un réseau de Bragg dans le matériau. L'interaction entre l'onde optique et le réseau acoustique va alors engendrer une onde optique rétrodiffusée, appelée onde Stokes, et décalée d'environ 10 GHz dans les fibres. De même l'onde pompe peut interagir avec une onde Stokes pour former un phonon. Ce phénomène est plus détaillé dans la première partie de ce rapport.



Diffusion Brillouin



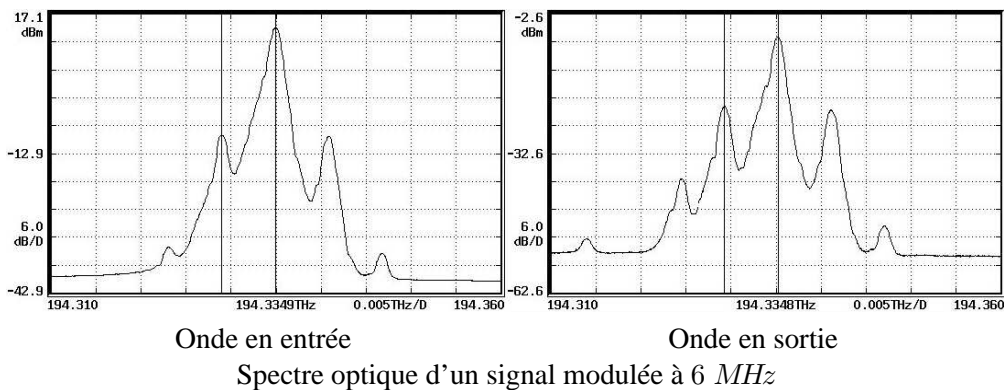
Structure microscopique d'une fibre à trous

L'étude des moyens de traiter une information analogique par voie optique est menée par Stéphanie NORCIA dans le cadre d'une thèse portant sur l'augmentation dynamique de la profondeur de modulation dans les liaisons opto-hyper-fréquence. Dans le cadre de mon stage, mon étude porta sur l'utilisation de fibres à trous (PCF) pour réaliser la réduction dynamique de porteuse optique d'un signal hyperfréquence. L'utilisation de fibres à

trous permettrait d'utiliser des longueurs de fibres nettement inférieures à celles utilisées avec des fibres classiques pour un même résultat. La deuxième partie de ce rapport présente les fibres à trous de manière générale ainsi que celles utilisées au cours de l'étude.

L'étude s'est déroulée en deux parties. Dans un premier temps, il a fallu caractériser les fibres à trous. Cette caractérisation est nécessaire puisque la structure des fibres à trous ainsi que leur mode de propagation (*réflexion totale modifiée*) ne permettent pas d'affirmer qu'elles possèdent le même comportement que des fibres classiques pour la diffusion Brillouin stimulée. Aussi une étude approfondie fut menée pour caractériser la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres à trous ainsi qu'une comparaison du comportement des fibres à trous avec celui des fibres classiques.

Dans le cas de l'effet Brillouin dans les fibres optiques, l'onde pompe interagit avec les phonons thermiques présents dans le matériau pour former une onde contrapropagative appelée onde Stokes. Aussi plus il y aura d'interaction et plus l'onde pompe sera déplétée. Par conséquent, traditionnellement on définit un seuil Brillouin qui correspond à la puissance optique nécessaire en entrée de fibre pour que la puissance optique en sortie de fibre soit égale à la puissance de l'onde Stokes à l'entrée de la fibre. Ce seuil est d'autant plus faible que la fibre est longue, et il est plus faible pour les fibres à trous que pour les fibres classiques (à longueur équivalente). Aussi il semble intéressant d'envoyer dans une fibre un signal optique modulé où la porteuse optique a une puissance supérieure au seuil Brillouin et la modulation une puissance inférieure. Ainsi on peut s'attendre à ce que la puissance de la porteuse diminue du fait de la diffusion Brillouin tandis que la modulation reste inchangée aux atténuations de la fibre près.



1

Diffusion Brillouin stimulée

1.1 Effet de l'électrostriction sur la matière

L'électrostriction traduit la tendance que possède un matériau à se comprimer en présence d'un champ électrique. D'un point de vue macroscopique, l'énergie potentielle volumique d'un matériau dans un champ électrique E est donnée par la relation :

$$u = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} \quad (1.1.1)$$

avec ε la permittivité du milieu.

D'un point de vue microscopique, une molécule placée dans un champ électrique développe un moment dipolaire d'expression $\vec{P} = \alpha \vec{E}$, où α traduit la polarisabilité du milieu. L'énergie potentielle de la molécule devient donc :

$$U = - \int_0^E \vec{p} \cdot d\vec{E}' = - \int_0^E \alpha \vec{E}' \cdot d\vec{E}' \rightarrow U = -\frac{1}{2} \alpha E^2 \quad (1.1.2)$$

L'expression de la force agissant sur la molécule dérive de cette énergie potentielle. On en déduit l'expression :

$$\vec{F} = -\overrightarrow{\text{grad}} U \rightarrow \vec{F} = \frac{1}{2} \alpha \overrightarrow{\text{grad}} E^2 \quad (1.1.3)$$

A partir de l'expression de \vec{F} , on observe que les molécules ont tendance à se déplacer vers les zones où le champ électrique est le plus intense. Ces déplacements vont alors faire varier localement la masse volumique du matériau de $\delta\rho$. Cette variation de la masse volumique se répercute sur la permittivité du matériau :

$$\delta\varepsilon = \frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho} \delta\rho \quad (1.1.4)$$

La densité d'énergie de la relation 1.1.1 va alors être modifiée de :

$$\delta u = \frac{E^2}{8\pi} \delta E \rightarrow \delta u = \frac{E^2}{8\pi} \frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho} \delta\rho \quad (1.1.5)$$

D'après le premier principe de la thermodynamique, cette variation d'énergie potentielle δu doit être égale au travail fourni lors de la compression du matériau δW . Le travail effectué par unité de volume est alors :

$$\delta W = p_{st} \frac{\delta V}{V} \rightarrow \delta W = p_{st} \frac{\delta\rho}{\rho} \quad (1.1.6)$$

A partir des équations 1.1.5 et 1.1.6, et du premier principe de la thermodynamique, on en déduit :

$$p_{st} = -\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \frac{E^2}{8\pi} = -\gamma_e \frac{E^2}{8\pi} \quad (1.1.7)$$

On a posé $\gamma_e = \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}$. Comme la pression électrostrictive p_{st} est négative, la pression totale est réduite dans les régions où le champ électrique est important. Aussi la matière aura tendance à se condenser dans ces régions. On peut alors calculer la variation de masse volumique en fonction de la variation de pression :

$$\delta \rho = -\frac{\partial \rho}{\partial p} \delta p \quad \rightarrow \quad \delta \rho = -\rho \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial p} \right) p_{st} = -\rho C p_{st} \quad (1.1.8)$$

On a posé $C = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial p}$, où C est la compressibilité du matériau. A partir des équations 1.1.7 et 1.1.8, on peut alors écrire :

$$\delta \rho = \rho C \gamma_e \frac{E^2}{8\pi} \quad (1.1.9)$$

Jusqu'à maintenant on a toujours considéré le champ électrique comme statique, et les variables C et γ_e supposent qu'on s'est placé dans des conditions isothermes. Dans le cas d'un champ électrique optique \vec{E} , comme la variation est trop rapide pour le matériau, la matière voit le champ électrique moyen. L'équation 1.1.9 devient alors :

$$\delta \rho = \rho C \gamma_e \frac{\langle \vec{E}^2 \rangle}{8\pi} \quad (1.1.10)$$

Considérons maintenant la modification des propriétés optiques d'un système matériel résultant de l'électrostriction. On représente alors ce changement dans la susceptibilité en présence d'un champ optique sous la forme $\delta \chi = \frac{\delta \varepsilon}{4\pi}$ ($\varepsilon = 1 + 4\pi \chi$). A partir des équations 1.1.4 et 1.1.10, on aura :

$$\delta \chi = \frac{1}{32\pi^2} C \gamma_e \frac{\langle \vec{E}^2 \rangle}{8\pi} \quad (1.1.11)$$

Par souci de simplicité, on considère un champ monochromatique d'expression :

$$\vec{E}(t) = \vec{E} e^{-i\omega t} + c.c. \quad (1.1.12)$$

Dans ce cas, on aura $\langle E^2 \rangle = 2 \vec{E} \cdot \vec{E}^*$. On en déduit ainsi :

$$\delta \chi = \frac{1}{16\pi^2} C \gamma_e^2 \vec{E} \cdot \vec{E}^* \quad (1.1.13)$$

L'amplitude complexe de la polarisation non linéaire qui en résulte peut s'écrire $\vec{P} = \delta \chi \vec{E}$. On aura donc :

$$\vec{P} = \frac{1}{16\pi^2} C \gamma_e^2 \left| \vec{E} \right|^2 \vec{E} \quad (1.1.14)$$

Dans le cas d'une susceptibilité du troisième ordre, on aura alors :

$$\vec{P} = 3\chi^{(3)} \left| \vec{E} \right|^2 \vec{E} \quad (1.1.15)$$

$$\chi^{(3)} = \frac{1}{48\pi^2} C \gamma_e \quad (1.1.16)$$

Par souci de simplicité et aussi parce la fibre est en SiO_2 amorphe, on ne considère pas la nature tensorielle de la susceptibilité non linéaire dans la suite. A partir de la loi de Lorentz-Lorenz, on peut avancer l'expression de γ_e :

$$\gamma_e = \frac{1}{3} (n^2 - 1) (n^2 + 2) \quad (1.1.17)$$

1.2 Diffusion Brillouin stimulée induite par électrostriction

L'étude entreprise ici porte sur la diffusion Brillouin stimulée dans un fibre optique. La diffusion Brillouin stimulée s'y manifeste par une déplétion de l'onde pompe, la création d'une onde Stokes contrapropagative. La diffusion Brillouin est dite *stimulée* car l'onde Stokes résulte de la réflexion de l'onde pompe sur un réseau acoustique. Typiquement, les phonons acoustiques constituant le réseau acoustique ont une fréquence de l'ordre de 10 GHz, et la largeur du gain Brillouin est de l'ordre de 10 MHz.

1.2.1 Description du problème

Dans un premier temps, on suppose que les champs optiques appliqués sont suffisamment faibles pour ne pas altérer les propriétés optiques du matériau de façon permanente. La diffusion Brillouin stimulée va résulter de la diffusion de l'onde pompe par les phonons acoustiques présents à l'équilibre thermique. Les ondes incidente et diffusée interfèrent, et augmentent ainsi les variations de pression et de masse volumique par le biais de l'électrostriction. Les variations de densité vont provoquer des variations de l'indice de réfraction. L'onde incidente va diffuser sur ce réseau d'indice, et l'onde diffusée sera à la fréquence Stokes et réalisera des interférences constructives avec l'onde Stokes responsable du bruit acoustique. Dans ce cas, l'onde acoustique et l'onde Stokes se renforcent mutuellement, et elles peuvent atteindre des amplitudes importantes. Les pulsations de chaque onde sont reliées par la relation :

$$\omega_2 = \omega_1 - \Omega_B \quad (1.2.1)$$

avec Ω_B la pulsation Brillouin.

La pulsation Brillouin est liée au vecteur d'onde de l'onde acoustique par la relation de dispersion du phonon acoustique :

$$\Omega_B = |q_B| v \quad (1.2.2)$$

avec v la vitesse du son.

Lorsque la condition d'accord de phase est satisfaite, l'onde acoustique a la même fréquence que celle du battement entre l'onde incidente et l'onde Stokes. On aura donc :

$$\vec{q}_B = \vec{k}_1 - \vec{k}_2 \quad (1.2.3)$$

On rappelle la définition du vecteur d'onde : $\vec{k}_i = \frac{n\omega_i}{c}$. Comme l'onde pompe se propage dans le sens des z croissants, tandis que l'onde Stokes se propage dans le sens des z décroissants, on aura :

$$\Omega_B = \frac{nv}{c} (\omega_1 + \omega_2) \quad (1.2.4)$$

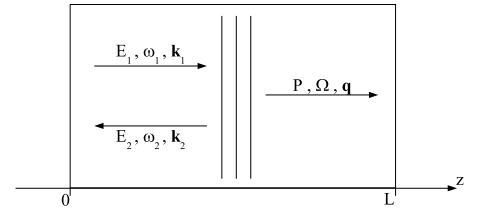


FIG. 1.2.1 – Description du problème

A partir des équations 1.2.1 et 1.2.4, on peut alors écrire :

$$\Omega_B = \frac{\frac{2nv}{c}\omega_1}{1 + \frac{nv}{c}} \quad (1.2.5)$$

Comme dans tous les matériaux connus, on a $v \ll \frac{c}{n}$, on peut écrire :

$$\Omega_B = \frac{2nv}{c}\omega_1 \quad (1.2.6)$$

$$\vec{q}_B = 2\vec{k}_1 \quad (1.2.7)$$

1.2.2 Problème à trois ondes

On pose dans un premier temps : $\tilde{E}(z, t) = \tilde{E}_1(z, t) + \tilde{E}_2(z, t)$. On considère les expressions :

$$\tilde{E}_1(z, t) = A_1(z, t)e^{i(k_1z - \omega_1t)} + c.c. \quad (1.2.8)$$

$$\tilde{E}_2(z, t) = A_2(z, t)e^{i(-k_1z - \omega_2t)} + c.c. \quad (1.2.9)$$

De manière similaire, on définit l'onde acoustique par l'expression :

$$\tilde{\rho}(z, t) = \rho_0 + \rho(z, t)e^{i(qz - \Omega t)} + c.c. \quad (1.2.10)$$

On suppose que la densité vérifie l'équation des ondes :

$$\frac{\partial^2 \tilde{\rho}}{\partial t^2} - \Gamma' \Delta \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} - v^2 \Delta \tilde{\rho} = \text{div } \vec{f} \quad (1.2.11)$$

avec Γ' un facteur d'atténuation de l'onde acoustique d'expression :

$$\Gamma' = \frac{1}{\rho} \left[\frac{4}{3}\eta_s + \eta_b + \frac{\kappa}{c_p}(\gamma - 1) \right] \quad (1.2.12)$$

avec η_s et η_b les coefficients de viscosité de cisaillement et de contrainte, κ la conductivité thermique du matériau, et c_p la capacité calorifique à pression constante du matériau.

Le terme de droite de l'équation 1.2.11 correspond à la divergence de la force volumique :

$$\vec{f} = \vec{\text{grad}} p_{st} \quad \text{où } p_{st} = -\gamma_e \frac{\langle \tilde{E}^2 \rangle}{8\pi} \quad (1.2.13)$$

Dans le cas du champ défini dans les équations 1.2.8 et 1.2.9, on aura :

$$\text{div } \vec{f} = \frac{\gamma_e q^2}{4\pi} \left(A_1 A_2^* e^{i(qz - \Omega t)} + c.c. \right) \quad (1.2.14)$$

En introduisant les équations 1.2.10 et 1.2.14 dans l'équation 1.2.11, on arrive à :

$$-2i\Omega \frac{\partial \rho}{\partial t} + (\Omega_B^2 - \Omega^2 - i\Omega\Gamma) \rho + 2iqv^2 \frac{\partial \rho}{\partial z} = \frac{\gamma_e q^2}{4\pi} A_1 A_2^* \quad (1.2.15)$$

On a introduit $\Gamma_B = q^2 \Gamma'$ où Γ_B^{-1} est le temps de vie du phonon acoustique.

Comme la distance caractéristique de propagation d'un phonon est petite devant la distance sur laquelle varie le terme de droite de l'équation 1.2.15, on néglige le terme en $\frac{\partial \rho}{\partial z}$. Comme on se place dans l'approximation des ondes stationnaires, on aura donc :

$$\rho(z, t) = \frac{\gamma_e q^2}{4\pi} \frac{A_1 A_2^*}{\Omega_B^2 - \Omega^2 - i\Omega \Gamma_B} \quad (1.2.16)$$

L'évolution des champs optiques est donnée par la relation :

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_i}{\partial t^2} - \frac{1}{\left(\frac{c}{n}\right)^2} \frac{\partial^2 \tilde{E}_i}{\partial z^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{P}_i}{\partial t^2} \quad (1.2.17)$$

La polarisation non linéaire agit comme un terme source dans l'équation 1.2.17. On aura d'ailleurs :

$$\tilde{P} = \Delta \chi \tilde{E} = \frac{\Delta \varepsilon}{4\pi} \tilde{E} \rightarrow \tilde{P} = \frac{1}{4\pi \rho_0} \gamma_e \tilde{\rho} \tilde{E} \quad (1.2.18)$$

On détermine alors les composantes de \tilde{P} qui vont être en phase avec les termes sources de l'onde pompe et de l'onde Stokes :

$$\tilde{P}_1 = \frac{\gamma_e}{4\pi \rho_0} \rho A_2 e^{i(k_1 z - \omega_1 t)} + c.c. \quad (1.2.19)$$

$$\tilde{P}_2 = \frac{\gamma_e}{4\pi \rho_0} \rho A_1 e^{i(-k_2 z - \omega_2 t)} + c.c. \quad (1.2.20)$$

On introduit alors les équations 1.2.8, 1.2.9, 1.2.19 et 1.2.20 dans l'équation 1.2.17. En considérant l'approximation des amplitudes lentement variables, on obtient les équations :

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{\frac{c}{n}} \frac{\partial A_1}{\partial t} = \frac{i\omega \gamma_e}{2nc\rho_0} \rho A_2 \quad (1.2.21)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{\frac{c}{n}} \frac{\partial A_2}{\partial t} = \frac{i\omega \gamma_e}{2nc\rho_0} \rho^* A_1 \quad (1.2.22)$$

On rappelle que l'expression de ρ est obtenue à partir de l'équation 1.2.15. Il est à noter qu'on ne fait plus la distinction entre ω_1 et ω_2 puisque $\omega = \omega_1 \sim \omega_2$. En considérant les états stationnaires et à partir de l'équation 1.2.16, on obtient alors :

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = \frac{i\omega q^2 \gamma_e^2}{8\pi n c \rho_0} \frac{|A_2|^2 A_1}{\Omega_B^2 - \Omega^2 - i\Omega \Gamma_B} \quad (1.2.23)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = \frac{i\omega q^2 \gamma_e^2}{8\pi n c \rho_0} \frac{|A_1|^2 A_2}{\Omega_B^2 - \Omega^2 - i\Omega \Gamma_B} \quad (1.2.24)$$

A partir de ces expressions, on observe que la Diffusion Brillouin stimulée est un phénomène de gain pur, i.e. il y a automatiquement accord de phase. Par conséquent, on peut introduire un système d'équations couplées en intensité. On rappelle : $I_i = \frac{nc}{2\pi} A_i A_i^*$. On aura par conséquent :

$$\frac{dI_1}{dz} = -g I_1 I_2 \quad (1.2.25)$$

$$\frac{dI_2}{dz} = -g I_1 I_2 \quad (1.2.26)$$

On a posé :

$$g = g_0 \frac{\left(\frac{\Gamma_B}{2}\right)^2}{(\Omega_B - \Omega)^2 + \left(\frac{\Gamma_B}{2}\right)^2} \quad (1.2.27)$$

$$g_0 = \frac{\gamma_e^2 \omega^2}{n v c^3 \rho_0 \Gamma_B} \quad (1.2.28)$$

Il est à noter que dans le cas d'une pompe constante ($I_1 = \text{constante} \forall z$), on a :

$$I_2(z) = I_2(L) e^{g I_1 (L-z)} \quad (1.2.29)$$

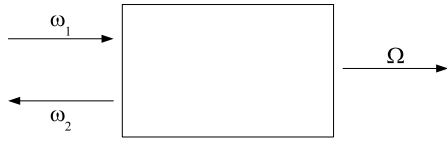


FIG. 1.2.2 – Amplificateur Brillouin



FIG. 1.2.3 – Générateur Brillouin

1.2.3 Déplétion de la pompe dans le cas de la Diffusion Brillouin stimulée

On a vu dans le cas d'une pompe indépendante suivant z que l'onde Stokes augmente de manière exponentielle dans le milieu Brillouin. Une fois que l'onde Stokes atteint une intensité comparable à celle de la pompe, on observe une déplétion de la pompe. Afin d'illustrer ce phénomène, on doit résoudre le système d'équations couplées 1.2.25 et 1.2.26.

On observe alors :

$$\frac{dI_1}{dz} = \frac{dI_2}{dz} \rightarrow I_1(z) = I_2(z) + C \quad (1.2.30)$$

La constante d'intégration C dépend des conditions aux limites qu'on impose au système. Dans ce cas, l'équation 1.2.26 devient :

$$\frac{dI_2}{I_2 (I_2 + C)} = -g dz \quad (1.2.31)$$

On intègre alors l'équation 1.2.31 sur l'intervalle $[0, z]$:

$$\ln \left\{ \frac{I_2(z) [I_2(0) + C]}{I_2(0) [I_2(z) + C]} \right\} = -b C z \quad (1.2.32)$$

On peut également écrire $I_1(0) - I_2(0) = C$. L'équation 1.2.32 devient alors :

$$I_2(z) = \frac{I_2(0) [I_1(0) - I_2(0)]}{I_1(0) e^{g z [I_1(0) - I_2(0)]} - I_2(0)} \quad (1.2.33)$$

On peut alors remonter à l'expression de $I_1(z)$ à partir de l'équation 1.2.30 :

$$I_1(z) = \frac{I_1(0) [I_1(0) + I_2(0)] e^{g z [I_1(0) - I_2(0)]}}{I_1(0) e^{g z [I_1(0) - I_2(0)]} - I_2(0)} \quad (1.2.34)$$

Les équations 1.2.33 et 1.2.34 donnent la distribution spatiale des intensités I_1 et I_2 en fonction de z , de $I_1(0)$ et $I_2(0)$. Cependant, on n'a accès qu'aux valeurs de $I_1(0)$ et de $I_2(L)$. Aussi on va exprimer $I_2(0)$ en fonction de $I_1(0)$, de L et de $I_2(L)$:

$$I_2(L) = \frac{I_1(0) \left[\frac{I_2(0)}{I_1(0)} \right] \left[\frac{1-I_2(0)}{I_1(0)} \right]}{e^{gI_1(0)L \left[\frac{1-I_2(0)}{I_1(0)} \right]} - \frac{I_2(0)}{I_1(0)}} \quad (1.2.35)$$

Cette expression est une équation transcendantale donnant la quantité inconnue $\frac{I_2(0)}{I_1(0)}$ en fonction de $I_1(0)$, $I_2(L)$ et L . Dans le cas d'un amplificateur Brillouin (injection de l'onde Stokes, figure 1.2.2), on peut appliquer les équations 1.2.33 et 1.2.34.

1.2.4 Cas des fibres optiques à forte atténuation

Dans le cas des fibres optiques à forte atténuation, on doit introduire un terme correspondant à l'atténuation de la fibre. Dans les équations différentielles couplées 1.2.25 et 1.2.26, on va ajouter pour I_1 un terme en $-\alpha I_1$ (I_1 se propage dans le sens des z croissants) et pour I_2 un terme en $+\alpha I_2$ (I_2 se propage dans le sens des z décroissants). On obtient alors le système d'équations couplées :

$$\frac{dI_1}{dz} = -gI_1I_2 - \alpha I_1 \quad (1.2.36)$$

$$\frac{dI_2}{dz} = -gI_1I_2 + \alpha I_2 \quad (1.2.37)$$

Comme les pulsations de l'onde incidente et de l'onde Stokes sont voisines, on considère que l'atténuation de la fibre est la même pour les deux ondes. Dans le cas de la propagation d'une onde dans une fibre de forte atténuation, on va étudier les fonctions :

$$\Delta = I_1 - I_2 \quad (1.2.38)$$

$$\Sigma = I_1 + I_2 \quad (1.2.39)$$

On en déduit alors naturellement :

$$I_1I_2 = \frac{1}{4} (\Sigma^2 - \Delta^2) \quad (1.2.40)$$

Lorsqu'on introduit les équations 1.2.38, 1.2.39 et 1.2.40 dans le système d'équations 1.2.36 et 1.2.37, on obtient :

$$\frac{d\Delta}{dz} = -\alpha \Sigma \quad (1.2.41)$$

$$\frac{d\Sigma}{dz} = -\alpha \Delta - \frac{g}{2} (\Sigma^2 - \Delta^2) \quad (1.2.42)$$

En multipliant l'équation 1.2.42 par Σ , et en utilisant l'équation 1.2.41, on obtient l'équation :

$$\frac{d(\Sigma^2 - \Delta^2)}{dz} = \frac{g}{\alpha} (\Sigma^2 - \Delta^2) \frac{d\Delta}{dz} \rightarrow \frac{d(\Sigma^2 - \Delta^2)}{(\Sigma^2 - \Delta^2)} = \frac{g}{\alpha} \frac{d\Delta}{dz} dz \quad (1.2.43)$$

On peut alors intégrer cette équation :

$$\ln(\Sigma^2 - \Delta^2) - \frac{g}{\alpha} \Delta = \ln(\Sigma_0^2 - \Delta_0^2) - \frac{g}{\alpha} \Delta_0 = c.c. \quad (1.2.44)$$

avec Δ_0 et Σ_0 les valeurs en $z = 0$. A partir de l'équation 1.2.44, on peut évaluer la fonction $\Sigma(z)$ en fonction de Δ :

$$\Sigma(z) = \sqrt{(\Sigma_0^2 - \Delta_0^2) e^{\frac{g}{\alpha}[\Delta - \Delta_0]} + \Delta^2} \quad (1.2.45)$$

Si on introduit l'équation 1.2.45 dans l'équation 1.2.41, il vient :

$$\frac{d\Delta}{dz} = -\alpha \sqrt{(\Sigma_0^2 - \Delta_0^2) e^{\frac{g}{\alpha}[\Delta - \Delta_0]} + \Delta^2} \quad (1.2.46)$$

Les équations 1.2.45 et 1.2.46 sont les équations de référence de notre système. Pour aller plus loin et tracer le profil des intensités des ondes pompe et Stokes, on doit résoudre le problème de façon numérique. Cependant, on peut remarquer que $\Delta(z) \leq \Delta_0$. Aussi la différence la plus importante entre l'intensité de l'onde pompe et l'intensité de l'onde Stokes est observée en $z = 0$.

1.3 Simulations de la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique

1.3.1 Configuration générateur Brillouin

La configuration générateur Brillouin correspond au cas où l'onde Stokes résulte de l'interaction entre l'onde pompe et les phonons thermiques présents dans le matériau. Dans ce cas le problème se résout sans réelles difficultés. Le système est le suivant :

$$\frac{dI_1}{dz} = -gI_1I_2 - \alpha I_1 \quad (1.3.1)$$

$$\frac{dI_2}{dz} = -gI_1I_2 + \alpha I_2 \quad (1.3.2)$$

Il n'existe pas de solutions analytiques à ce problème comme on a pu le montrer précédemment. Cependant on a réalisé des résolutions numériques de ce problème à l'aide de la méthode de Runge-Kutta. Dans les simulations réalisées, on introduit les différentes caractéristiques de nos fibres ainsi que les mesures réalisées en entrée de fibre de la puissance de l'onde pompe et de la puissance de l'onde Stokes.

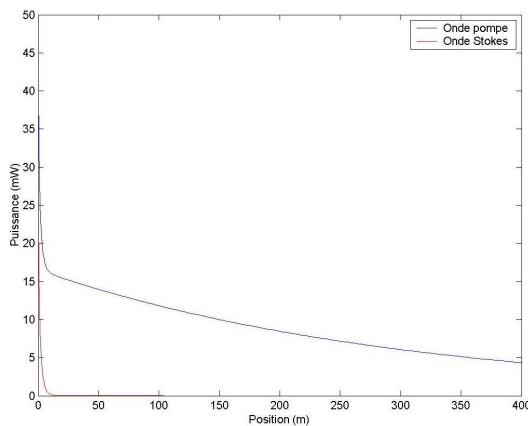


FIG. 1.3.1 – Distribution spatiale

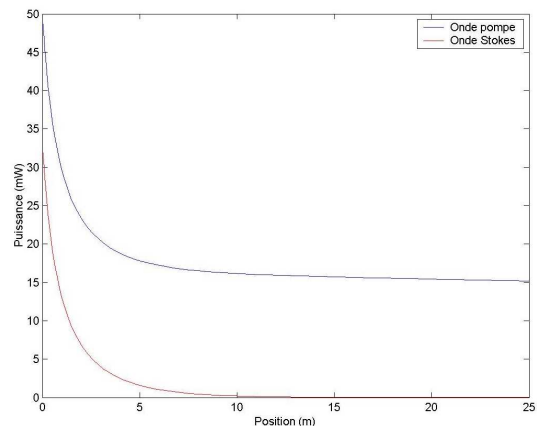


FIG. 1.3.2 – Détail de la distribution spatiale

Les simulations ont ainsi permis de retrouver la puissance en sortie de l'onde pompe mesurée lors des différentes manipulations. Cependant ces simulations ne prennent pas en compte les hypothèses à notre disposition : la puissance de l'onde pompe en entrée et la puissance de l'onde Stokes en sortie. Lorsqu'on utilise la même méthode pour résoudre le problème à partir de la puissance de l'onde pompe en sortie et la puissance de l'onde Stokes en sortie (on peut l'évaluer raisonnablement comme $10^{-15} P_{in}$ avec P_{in} la puissance de l'onde pompe en entrée), on observe que nos solutions divergent complètement.

1.3.2 Configuration amplificateur Brillouin

Dans ce cas, on suppose qu'une partie de l'onde Stokes obtenue en entrée de fibre est réinjectée dans la fibre à sa sortie. Par conséquent, il y a une déplétion de l'onde pompe liée à la génération d'une onde Stokes ainsi qu'une liée à l'interaction entre l'onde Stokes réinjectée et l'onde pompe. Lors des simulations, l'utilisation des algorithmes envisagés précédemment n'a rien donné. Dans tous les cas, ils utilisent des conditions aux limites à une unique extrémité de la fibre.

Aussi il serait intéressant de développer un algorithme basé sur la méthode de Newton avec une condition en entrée sur la puissance de l'onde pompe et une autre traduisant la relation de proportionnalité entre l'onde Stokes en entrée de fibre et l'onde Stokes réinjectée en sortie de fibre. Cet algorithme n'a pu être développé faute de temps et sera le sujet d'un travail ultérieurement.

Les fibres à cristaux photoniques (PCF)

L'idée de fibres à cristaux photoniques (PCF pour *Photonic Crystal Fiber*) remonte à 1991, mais la fabrication de la première PCF ne date que de 1995. Les problèmes liés à la fabrication de telles fibres furent résolus à l'université de Bath par les fondateurs de l'entreprise *Blaze Photonics*.

2.1 Rappels sur les fibres optiques classiques

Les fibres optiques permettent le transfert de données sur de longues distances quasi-instantanément (la lumière a une vitesse de 3.10^5 km.s^{-1} dans le vide). Depuis les années 1980, la structure de ces fibres est très simple : un cylindre en silice dont le cœur est dopé avec un oxyde de germanium. Les dimensions d'une fibre sont comparables à celles d'un cheveu (voir figure 2.1.1). Du fait du dopage du cœur avec un oxyde de germanium, l'indice de réfraction du cœur est supérieur à celui de la gaine.

Le phénomène de *réflexion interne totale* repose sur une différence d'indices de réfraction et les lois de Descartes ($n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$). Les angles sont mesurés par rapport à la normale à l'interface. Dans le cas d'un angle d'incidence i_1 faible, la loi de Descartes permet de conclure qu'une partie de l'onde incidente est transmise, et traverse l'interface. On peut alors calculer un angle critique i_1^{cr} pour lequel l'onde transmise vérifie : $i_2 = \frac{\pi}{2}$. Dans le cas d'un angle incident i_1 plus grand que l'angle critique i_1^{cr} , on observe alors une réflexion totale car aucune onde ne peut être transmise dans la gaine. Ce phénomène est la *réflexion interne totale* (voir figure 2.1.2).

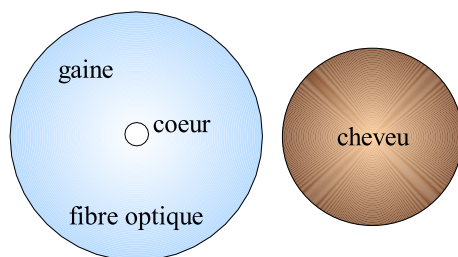


FIG. 2.1.1 – Dimensions d'une fibre optique
 $\varnothing_{gaine} \sim 100\mu m$ - $\varnothing_{cœur} \sim 10\mu m$

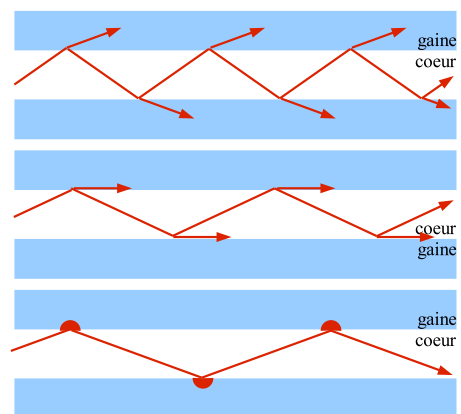


FIG. 2.1.2 – Réflexions dans une fibre

2.2 Fibres à cristaux photoniques

Les fibres PCF ne diffèrent en rien des fibres classiques au premier abord. Cependant, l'étude au microscope de la section d'une PCF permet d'observer une structure particulière. En effet, les fibres PCF sont construites à partir d'une structure hexagonale de petits cylindres d'air autour d'un cœur qui peut être en silice ou constitué d'air, suivant l'utilisation qu'on compte en faire.

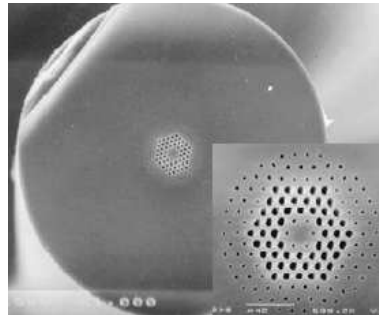


FIG. 2.2.1 – Structure microscopique

2.2.1 Fabrication

Les fibres PCF sont fabriquées à partir d'un empilement de tubes et cylindres de silice dont la préforme macroscopique correspond à la structure microscopique désirée à une homothétie près. La préforme ainsi constituée est alors maintenue à l'aide de liens en tantale, puis elle est placée dans le fourneau d'une tour de fibrage. Le fourneau est sous atmosphère d'argon et thermostaté à une température d'environ $2000\text{ }^{\circ}\text{C}$, température à laquelle les verres à base de silice se ramollissent. A cet instant, la préforme est tirée jusqu'à obtenir un diamètre d'environ 1 mm avec des trous d'air de diamètre de l'ordre de $0,5\text{ mm}$. Cette étape intermédiaire entre la préforme et la fibre est appelée une canne. C'est alors une réplique miniaturisée de la préforme originelle, à une échelle d'environ $1/20$. La canne a un aspect opalescent, et elle est tirée une seconde fois jusqu'à obtenir la fibre définitive. La distance entre les trous peut être de l'ordre de $1\text{ }\mu\text{m}$, et le diamètre des trous de l'ordre de 25 nm .

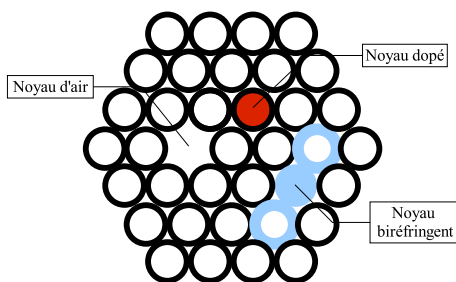


FIG. 2.2.2 – Préforme d'une PCF

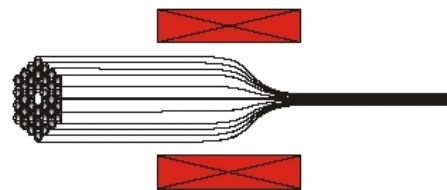


FIG. 2.2.3 – Tirage d'une PCF

La lumière est guidée grâce aux imperfections (*défauts* ou *inclusions*) introduites sciemment dans la préforme au début. Les différentes imperfections sont précisées dans la figure 2.2.2. Les possibilités sont très variées. La structure la plus simple, et la première historiquement, revient à placer les tubes au niveau des sommets d'un

triangle équilatéral en insérant un cylindre de silice pour le cœur. Si on fait varier l'épaisseur des tubes utilisés pour des emplacements donnés dans la matrice hexagonale, on peut faire varier les propriétés optiques de la fibre. En cela, on considère qu'on réalise de la chimie photonique : suivant les produits utilisés, on modifie d'une manière ou d'une autre les propriétés optiques de la fibre.

2.2.2 Propagation de la lumière

Contrairement aux fibres classiques dans lesquelles la lumière est piégée dans le cœur par réflexion interne totale, les fibres PCF piègent la lumière dans le cœur suivant deux mécanismes. L'un de ces mécanismes est une *réflexion interne totale modifiée*, le second repose sur l'effet de bande interdite photonique.

Réflexion interne totale modifiée Le premier mécanisme pour piéger la lumière dans le cœur est dû à un indice de réfraction effectif dans la gaine de la fibre plus faible que celui dans le cœur. On parle alors de *réflexion totale interne modifiée* puisqu'on peut observer une réflexion totale comme dans les fibres classiques. D'un premier abord, la justification d'une réflexion totale n'est pas évidente : rien n'empêche la lumière de s'échapper entre les cylindres d'air puisque le verre de silice constituant la fibre est le même partout. En fait, cette réflexion est liée à la nature ondulatoire de la lumière. D'un simple point de vue géométrique, le mode fondamental ne peut s'échapper (il est trop *gros*). Pour ce qui est des autres modes du laser, ils peuvent s'insérer dans les intervalles entre les cylindres d'air. Le comportement de la fibre ressemble au comportement d'un crible : les ordres supérieurs ne sont pas retenus par la matrice air-silice, contrairement à l'ordre fondamental. Il est à noter que plus le rapport du diamètre des trous sur l'espace entre les trous grandit, et plus il y aura de modes piégés dans le cœur de la fibre. Pour des trous suffisamment petits, une PCF peut être monomode pour toutes les longueurs d'onde. Ces fibres PCF sont appelées des fibres indéfiniment monomodes (*endlessly single-mode fiber*).

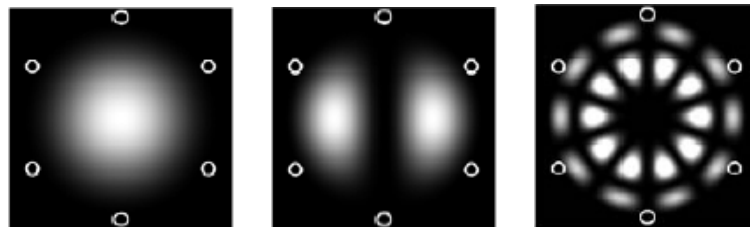


FIG. 2.2.4 – Modes dans la PCF

Dans la figure 2.2.4, on montre la répartition spatiale en intensité pour chaque mode dans une PCF. Les trous de la fibre sont représentés par les cercles blancs. On observe alors que plus le mode est d'ordre élevé, et plus il sera susceptible de diffuser dans la fibre : les trous, qui peuvent constituer une barrière pour le mode fondamental, ne sont plus susceptibles de piéger le mode dans le cœur.

Bande interdite photonique Le second mécanisme pour piéger la lumière repose sur la rétrodiffusion cohérente de la lumière dans le cœur. La lumière incidente à l'interface cœur-gaine est fortement diffusée par les trous d'air. Pour certaines longueurs d'onde et certains angles d'incidence, ce phénomène de diffusion multiple peut engendrer des interférences constructives de tous les rayons revenant vers le cœur. Cet effet, basé sur le principe physique de bande interdite photonique, permet de fabriquer des fibres composées d'un noyau d'air

et d'un matériau quelconque pour la gaine, ce qui est impossible conventionnellement puisqu'il n'existe aucun matériau ayant un indice de réfraction inférieur à celui du vide. Les caractéristiques de la bande interdite photonique ne permettent qu'à certaines longueurs d'onde d'être transmises. Si on introduisait de la lumière blanche dans une telle fibre, seule une partie des longueurs d'onde serait transmise. Aussi on observerait en sortie une lumière colorée correspondant aux seules longueurs d'onde transmises.

2.2.3 Applications

Limitation des effets non-linéaires Des fibres indéfiniment monomodes peuvent être fabriquées avec un cœur très grand. L'aire du noyau pour une fibre monomode classique est limitée par la faiblesse et la précision de la différence des indices de réfraction du cœur et de la gaine. Pour les fibres PCF à cœur solide, le diamètre du cœur est uniquement limité par le rapport du diamètre des trous d'air sur la distance entre les trous d'air. De telles fibres trouvent des applications dans la transmission d'importantes puissances, dans les lasers à fortes puissances, dans les amplificateurs où le cœur est dopé avec des ions (comme des ions Yb^{3+}).

Contrôle de la dispersion Dans le cas de fibres où le diamètre des trous d'air est plus grand et pour lesquelles les dimensions sont suffisamment réduites pour obtenir un diamètre de cœur de l'ordre de $0,8 \mu m$, la longueur d'onde de dispersion zéro d'environ $560 nm$ (dans le vert). Dans le cas de fibres classiques, cette longueur d'onde est de $1300 nm$. En fait, les structures en nid d'abeilles permettent d'adapter la longueur d'onde de dispersion zéro.

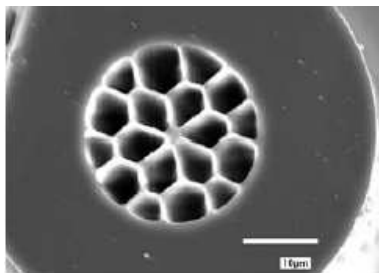


FIG. 2.2.5 – Fibre à contrôle de dispersion



FIG. 2.2.6 – Laser lumière solaire

Effets non-linéaires Une autre possibilité pour les fibres PCF est que pour une puissance donnée on peut atteindre une intensité bien plus importante que pour les fibres classiques. Dans ce cas, les effets non-linéaires deviennent bien plus importants. Dans le cas d'une fibre de petit cœur de longueur d'onde de dispersion zéro de $830 nm$, ces effets non-linéaires ont permis de convertir un pulse de lumière infrarouge ($0,2 \cdot 10^{-12} s$) d'une énergie de $0,01 \mu J$ en une lumière ayant le même spectre que la lumière du soleil mais avec une puissance 10000 fois supérieure. Cette source remarquable de lumière peut trouver des applications dans la mesure de fréquences, dans l'imagerie médicale et dans la spectroscopie.

Contrôle de polarisation Selon la taille des trous et leur organisation autour du cœur, la lumière peut se propager à des vitesses différentes suivant son état de polarisation. Le niveau de biréfringence atteint dans les PCF a déjà dépassé ceux obtenus dans les fibres classiques d'un ordre de grandeur. De telles fibres permettent de maintenir l'état de polarisation de la lumière propagée sur de longues distances.

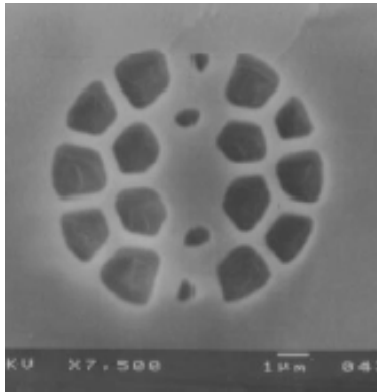


FIG. 2.2.7 – Fibre à contrôle de polarisation

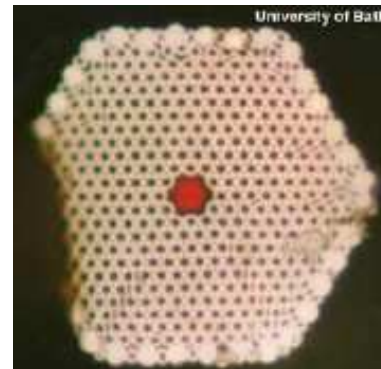


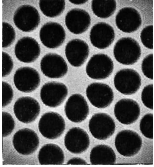
FIG. 2.2.8 – Fibres sans pertes

Fibres virtuellement sans pertes Actuellement les systèmes de télécommunication ne peuvent pas dépasser une certaine puissance afin d'éviter les effets non-linéaires du verre qui causent des interférences entre les différents canaux, augmentent les rapports d'erreur et réduisent les taux de transfert susceptibles d'être transmis sans corruption des données. Ces effets augmentent également avec le nombre de canaux et leur densité. Dans le cas de fibres à cœur d'air, l'absence de matériau solide permet de supprimer complètement les atténuations et augmentent les puissances pour lesquelles les effets non-linéaires apparaissent. Typiquement les puissances susceptibles d'être transmises par de telles fibres sont bien plus importantes que pour des fibres classiques, de l'ordre de 1000 fois. Cette possibilité de transmission sans effets non-linéaires permettrait une transmission sur une longue distance sans amplificateur et sans répéteur, ce qui permet d'obtenir une meilleure fiabilité. De plus, avec cette absence d'effets non-linéaires, on peut envisager de fabriquer des fibres avec un coefficient de pertes linéiques inférieur à ceux des fibres classiques, limitées par la diffusion Rayleigh.

2.3 Description des fibres PCF utilisées

2.3.1 Caractéristiques

Les deux fibres PCF utilisées sont fabriquées par Alcatel et leurs caractéristiques sont différentes. Seule la structure de la section est la même : les trous sont organisés en hexagone sur trois rangées. Les caractéristiques constructeur sont :

Tronçon 1 : <ul style="list-style-type: none"> • Diamètre : $175 \mu m$, • Longueur : $104 m$, • $S_{eff} : 3,9 \mu m^2$, • $\alpha_{moy} : \sim 6 dB.km^{-1}$. 		Tronçon 2 : <ul style="list-style-type: none"> • Diamètre : $125 \mu m$, • Longueur : $400 m$, • $S_{eff} : 2,6 \mu m^2$, • $\alpha_{moy} : \sim 14 dB.km^{-1}$.
---	---	--

TAB. 2.3.1 – Caractéristiques des fibres PCF utilisées

Il est à noter que le tronçon 2 a le plus grand coefficient de pertes par kilomètre. Cette différence avec la fibre de 100 mètres est due à la difficulté de tirer une PCF tout en conservant son arrangement géométrique. A partir des profils des pertes des deux tronçons utilisés (les graphiques sont la propriété d'Alcatel et ne peuvent être fournis), on observe que le tronçon 2 présente des accidents autour de la position à 300 mètres : il existe

deux zones pour lesquelles on enregistre des pertes négatives. Il semblerait que ces deux zones de pertes négatives soient responsables de variations importantes de la puissance mesurée observées lors des mesures effectuées plus loin. On déduit également à partir de ces deux courbes les coefficients de pertes linéiques moyens : $\alpha_{\text{fibre 1}} \sim 6 \text{ dB.km}^{-1}$ et $\alpha_{\text{fibre 2}} \sim 14 \text{ dB.km}^{-1}$.

2.3.2 Biréfringence des fibres

Lors de l'étude des battements entre l'onde Stokes et l'onde pompe, présentée en section 3.5 page 39, on a pu observer une superposition de deux systèmes de modes. Le décalage existant entre ces deux systèmes est de l'ordre de 1 MHz (voir figure 2.3.1).

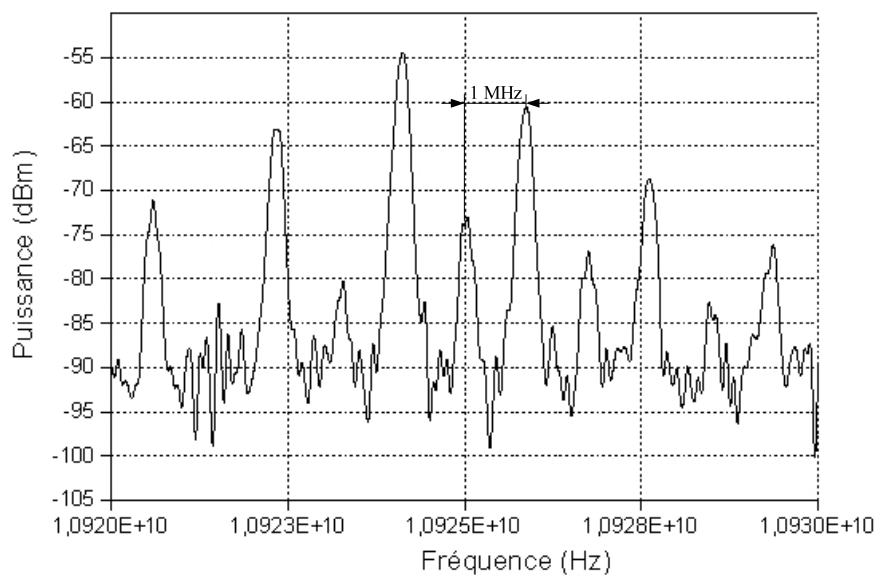


FIG. 2.3.1 – Spectre des battements

Afin de voir si ce décalage de modes est lié à un caractère biréfringent de la fibre ou à des défauts dans la fibre, on cherche à déterminer la valeur des indices extraordinaires et ordinaires de la fibre. La biréfringence de la fibre n'est pas due à une organisation géométrique des trous : aucun axe n'est privilégié. Aussi cette biréfringence ne peut provenir que de trous elliptiques au lieu de trous circulaires.

Pour étudier la biréfringence des deux tronçons, la méthode choisie est basée sur les battements entre les ondes pompe et Stokes. En effet, les ondes pompe et Stokes sont décalées d'environ 10 GHz, et un laser Amoco ($\lambda \sim 1,5 \mu\text{m}$, voir l'annexe A page 55 pour plus de détails), un amplificateur optique, un contrôleur de polarisation, deux coupleurs 90/10 2 vers 1, deux coupleurs 50/50 2 vers 2, une photodiode rapide et un analyseur de spectre électrique. Le montage expérimental est détaillé à la figure 2.3.2.

Après amplification de l'onde pompe, le contrôleur de polarisation permet polariser rectilignement l'onde pompe suivant un axe donné. Par sécurité, on a introduit un isolateur entre l'amplificateur optique et le contrôleur de polarisation pour éviter d'introduire l'onde Stokes rétrodiffusée dans l'amplificateur optique. Un coupleur va alors permettre de séparer l'onde pompe en deux ondes de puissance différente. La branche 10 du coupleur permet de récupérer 10 % de l'onde pompe pour réaliser les battements avec l'onde Stokes générée dans le tronçon de PCF. La branche 90 du coupleur est relié à la branche d'un second coupleur 90/10. Ce second

permet d'introduire l'onde pompe dans la PCF et de reboucler l'onde Stokes générée dans la PCF. Cette onde Stokes est rebouclée à l'aide de la branche 10 du coupleur. La branche de rebouclage lie le second coupleur 90/10 avec un coupleur 2 vers 2 50/50. Ce troisième coupleur permet de mesurer l'onde pompe en sortie de fibre, de réintroduire l'onde Stokes dans la PCF, et d'utiliser une partie de l'onde Stokes rétrodiffusée pour réaliser des battements entre l'onde pompe et l'onde Stokes (le phénomène de battements est discuté un peu plus en détail dans la section 3.5 page 39). On a introduit un second isolateur dans la boucle afin de reboucler uniquement l'onde Stokes, et pas l'onde pompe. Les battements sont réalisés à l'aide d'un second coupleur 2 vers 2 50/50. La mesure est réalisée à l'aide d'une photodiode rapide qui va convertir l'intensité lumineuse en une intensité électrique. Après s'être affranchi de la composante continue du signal électrique ainsi généré, la mesure est réalisée à l'aide d'un analyseur de spectre électrique.

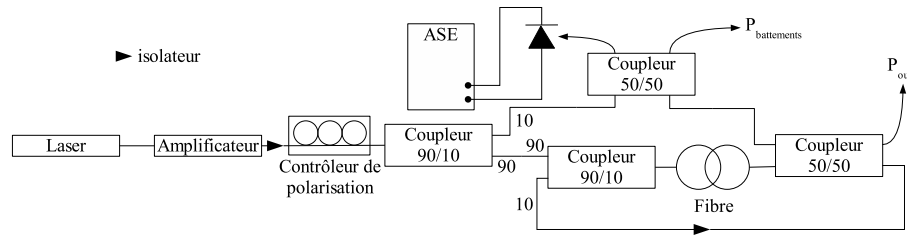


FIG. 2.3.2 – Montage expérimental

Lors de nos mesures, on a été capable d'isoler un unique mode de la cavité créée en rebouclant l'onde Stokes. Dans le cas d'une fibre biréfringente, on s'attend à ce que la modification de la polarisation permette d'obtenir deux pics pour le battement qui correspondent chacun à un axe de la fibre. En modifiant la polarisation, on parvient ainsi à sélectionner un axe de polarisation plutôt qu'un autre. La mesure de l'écart entre ces deux pics correspond alors à la différence entre les indices extraordinaire et ordinaire. Cet écart en fréquence Δf est lié à la différence des indices de réfraction Δn par la relation :

$$n = \frac{c}{f\lambda} \rightarrow \Delta n = \frac{c \Delta f}{\lambda f^2} \quad (2.3.1)$$

avec $c = 3.10^8 \text{ m.s}^{-1}$, $\lambda \sim 1,5 \mu\text{m}$, $f = 200 \text{ THz}$.

A partir des mesures réalisées (voir figures 2.3.3 et 2.3.4), on peut déduire la valeur de Δn . Les mesures réalisées correspondent bien aux battements entre l'onde pompe et l'onde Stokes : les fréquences observées sont d'environ $10,5 \text{ GHz}$. En utilisant l'équation 2.3.1 et les différentes valeurs de Δf suivant les tronçons de PCF, on obtient : $\Delta n \sim 1,94.10^{-8}$ pour le tronçon 1, et $\Delta n \sim 2,84.10^{-8}$ pour le tronçon 2.

Dans le cas de fibres classiques, la différence entre les indices ordinaire et extraordinaire est de l'ordre de 10^8 . Dans le cas de fibre à maintien de polarisation, l'ordre de grandeur de cette différence est de 10^{-4} . On peut donc considérer que les tronçons de PCF utilisés ne sont pas des PCF à maintien de polarisation.

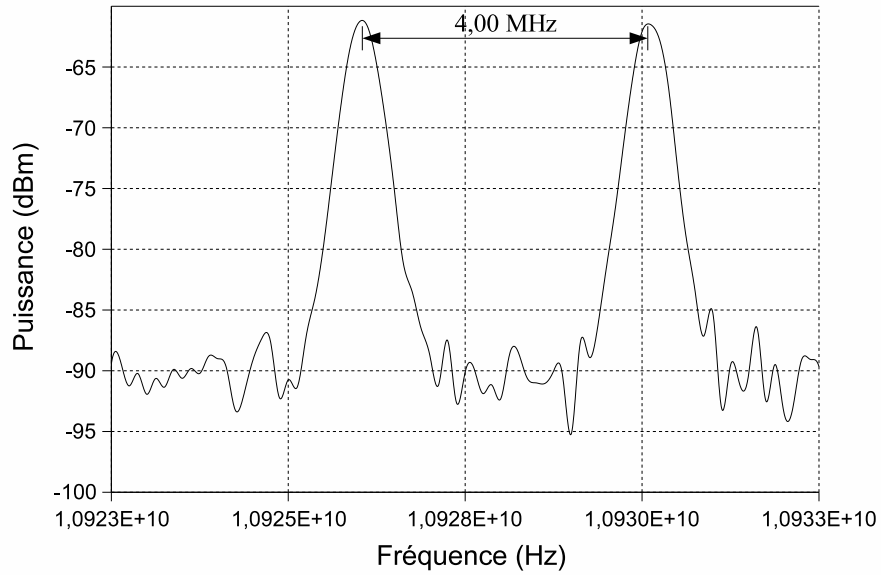


FIG. 2.3.3 – Tronçon 1 ($L = 104\text{ m}$) - Pics de battements

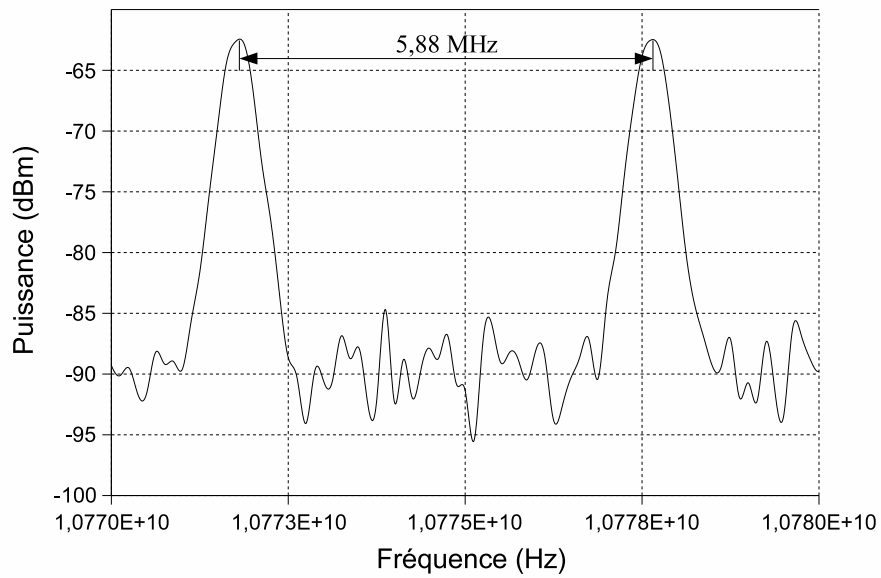


FIG. 2.3.4 – Tronçon 2 ($L = 400\text{ m}$) - Pics de battements

Étude de l'effet Brillouin dans les PCF

L'étude de l'effet Brillouin dans les fibres optiques a été menée sur deux tronçons de PCF dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau 2.3.1 page 19. Cette étude a été réalisée sur deux configurations. Dans un premier temps, on a étudié l'onde Stokes générée par la PCF par effet Brillouin. Ensuite, on a étudié le comportement de la PCF lorsqu'on reboucle une partie de l'onde Stokes rétrodiffusée. Ces deux études ont permis de déterminer les seuils Brillouin des deux tronçons de PCF en *simple passage* et en rebouclant une partie de l'onde Stokes. On a également cherché à comparer le comportement de ces fibres à celui d'une fibre optique classique. Enfin, on a pu étudier le battement l'onde Stokes et de la pompe dans les cas envisagés précédemment. Chacun des montages étudiés est entièrement fibré, et on notera par la suite : P_{in} , la puissance en entrée de fibre, P_{out} , la puissance en sortie de fibre, P_{Stokes} , la puissance de l'onde rétrodiffusée.

3.1 Mesures en simple passage

3.1.1 Protocole expérimental

Les mesures entreprises sont réalisées à une longueur d'onde $\lambda = 1,5 \mu m$. Dans le cas des mesures en *simple passage*, on a utilisé un laser Amoco ($\lambda \sim 1,5 \mu m$, voir annexe A page 55 pour plus de détails), un amplificateur optique, un isolateur, un coupleur 90/10 2 vers 1.

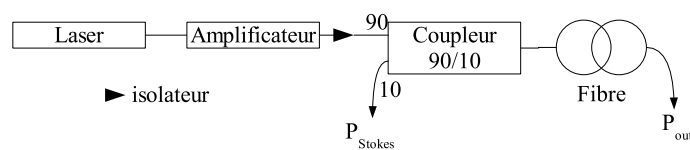


FIG. 3.1.1 – Montage expérimental pour le simple passage

Les mesures sont réalisées au moyen d'un puissance-mètre, et les points de mesures sont indiqués sur la figure 3.1.1. Du fait de l'importance des puissances mesurées, le capteur du puissance-mètre peut saturer. Aussi on veillera à placer une densité qui filtrera 90 % de la puissance.

Pour la mesure de P_{in} , l'amplificateur optique fournit une mesure de la puissance en sortie d'amplificateur. On a étalonné cette mesure avec la valeur de la puissance qu'on aurait en entrée de fibre. Le coupleur utilisé permet de séparer le faisceau venant de la fibre en deux parties. Chaque branche du coupleur correspond à une partie de la puissance de l'onde incidente. Aussi la mesure de P_{stokes} correspond à 10 % de l'onde Stokes rétrodiffusée par la fibre, aux pertes du coupleur près. L'intérêt de placer un isolateur sur la branche 90 du coupleur est d'empêcher les 90 % d'onde Stokes de pénétrer dans l'amplificateur optique. On mesure alors P_{stokes} , P_{out} et

P_{in} en augmentant progressivement la puissance en sortie d'amplificateur optique afin de déterminer le seuil Brillouin des deux tronçons de PCF.

3.1.2 Résultats expérimentaux

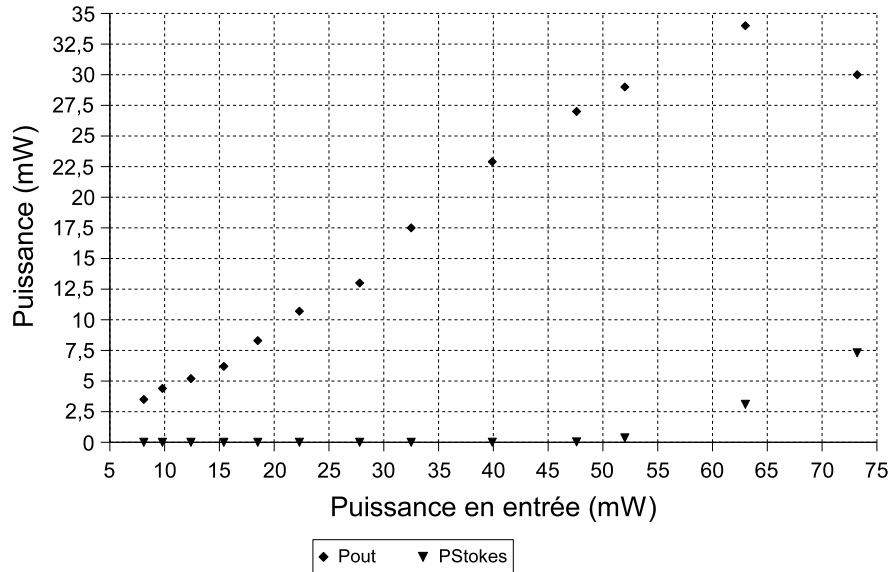


FIG. 3.1.2 – Simple passage pour le tronçon 1 ($L = 104 m$)

Comme on a observé une forte fluctuation des puissances P_{out} et P_{Stokes} pour le tronçon 2 (5 à 10 %), on a réalisé des mesures dans les deux sens de la fibre afin de déterminer si les fluctuations étaient liées à l'homogénéité de la fibre. Le problème ne s'est pas posé pour le tronçon 1 où les fluctuations étaient plus faibles (2 à 5 %).

3.1.3 Observations et interprétation

Par convention, le seuil Brillouin correspond à la puissance de la pompe en entrée P_{in} nécessaire pour que la puissance Stokes P_{Stokes} soit égale à la puissance de la pompe en sortie de fibre P_{out} .

Avec cette convention, on observe à partir des figures 3.1.3 et 3.1.4 que le seuil Brillouin du tronçon 2 est d'environ $20 mW$. Pour le tronçon 1, on n'a pas pu observer le seuil Brillouin, mais en extrapolant la courbe de la figure 3.1.2, on peut supposer que ce seuil Brillouin est obtenu pour une puissance P_{in} d'environ $120 mW$. Il apparaît ainsi que plus une fibre est courte et plus son seuil Brillouin est élevé.

A partir des figures 3.1.5 et 3.1.6, il apparaît qu'une fois le seuil Brillouin dépassé toute la puissance pompe est transférée à l'onde Stokes rétrodiffusée. En effet, on observe sur la courbe représentant l'onde pompe en sortie P_{out} pour le tronçon 2 un palier au-delà du seuil Brillouin. De même, pour la courbe représentative de P_{out} pour le tronçon 1 que le taux de croissance alors que la puissance de l'onde Stokes P_{Stokes} commence à augmenter.

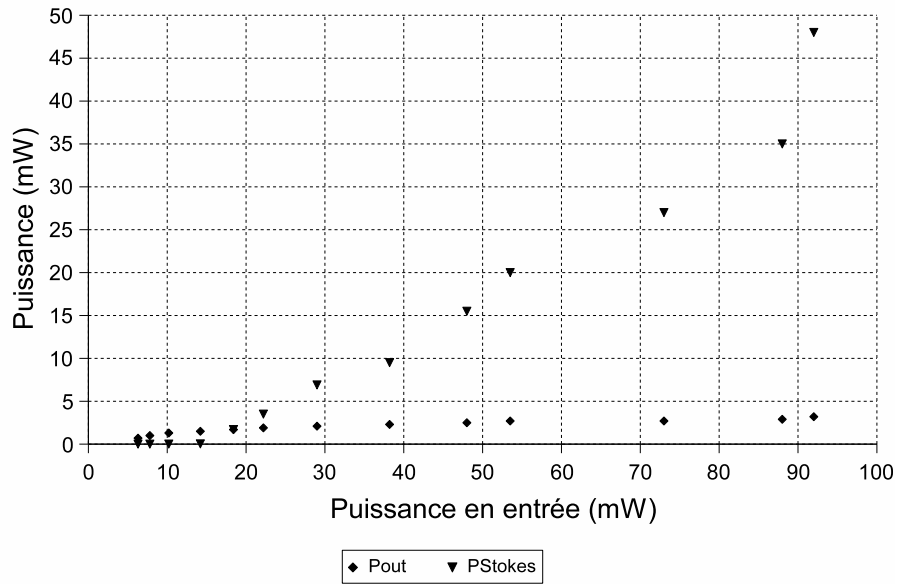


FIG. 3.1.3 – Simple passage pour le tronçon 2 ($L = 400\text{ m}$ - 08/07/03)

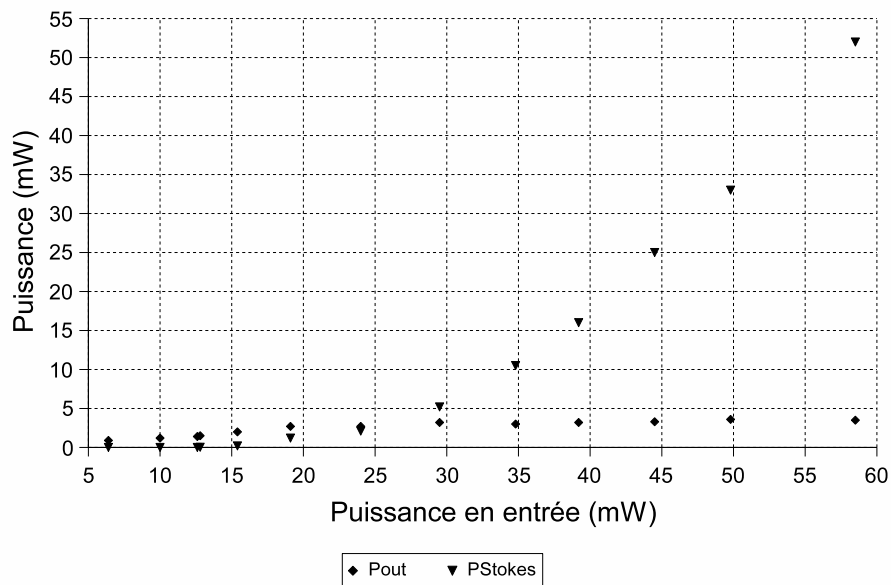


FIG. 3.1.4 – Simple passage pour le tronçon 2 ($L = 400\text{ m}$ - 09/07/03)

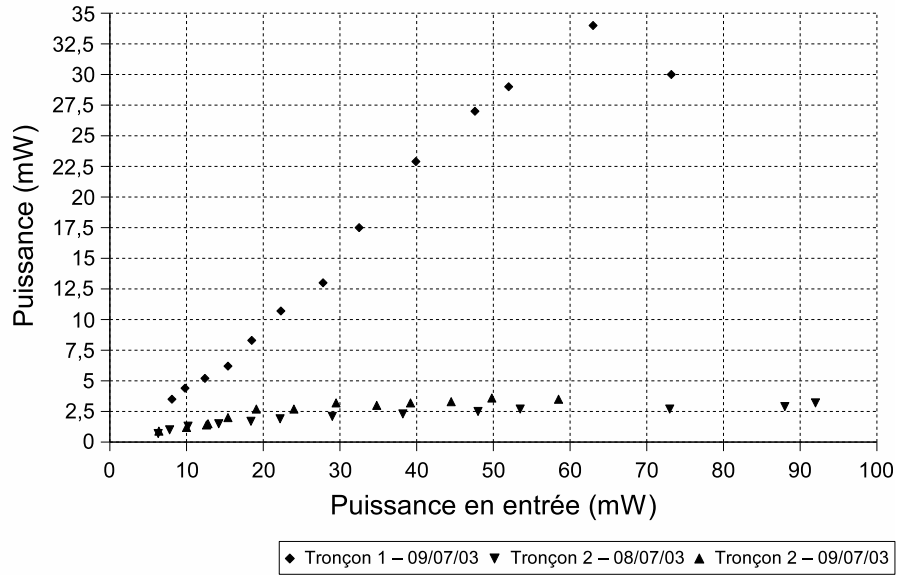


FIG. 3.1.5 – Comparaison des P_{out} en simple passage

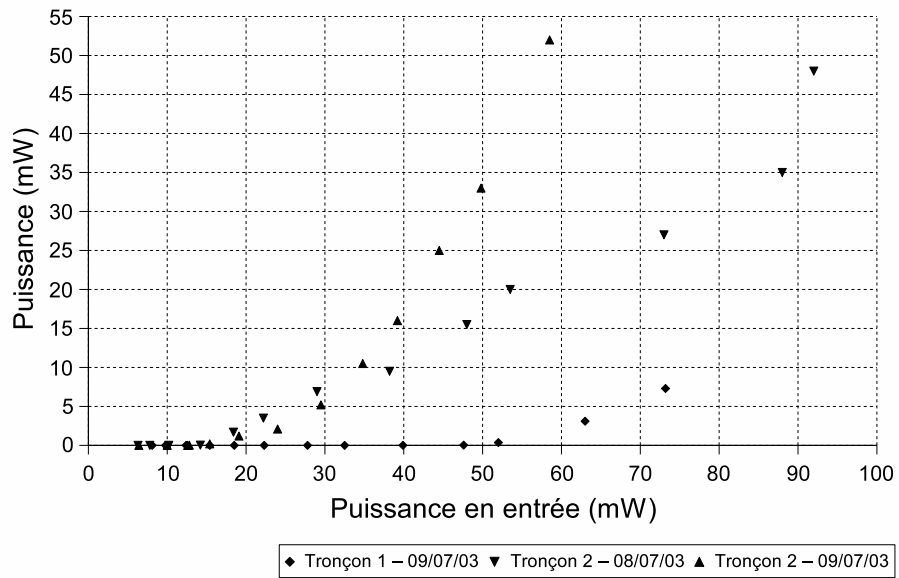


FIG. 3.1.6 – Comparaison des P_{stokes} en simple passage

3.2 Mesures en reboyclant une partie de l'onde Stokes

3.2.1 Protocole expérimental

En reboyclant une partie de l'onde Stokes, on augmente la puissance d'onde Stokes dans la fibre. Ainsi comme le terme du gain Brillouin est de la forme $gI_p I_s$, on augmente l'effet Brillouin dans la fibre pour une même puissance de l'onde pompe en entrée de fibre P_{in} . On attend donc à ce que le seuil Brillouin dans une telle configuration soit plus bas que dans le cas du *simple passage*.

Les mesures entreprises dans ce cas sont analogues à celles réalisées précédemment. On utilise en plus : un second isolateur, un second coupleur 90/10 2 vers 1 et un coupleur 50/50 2 vers 2. Les mesures sont réalisées au moyen d'un puissance-mètre comme précisé sur la figure 3.2.1. Cependant contrairement aux mesures précédentes les puissances mesurées sont suffisamment faibles pour qu'on n'ait pas besoin d'une densité pour le puissance-mètre.

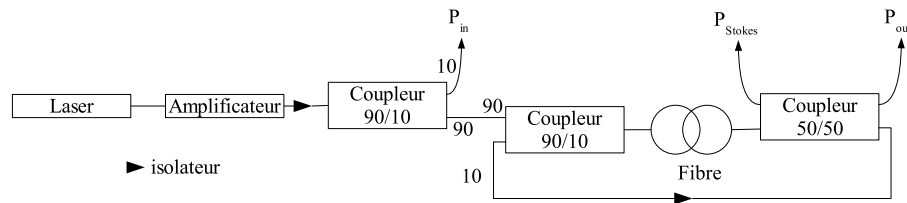


FIG. 3.2.1 – Montage expérimental pour le reboyclage de l'onde Stokes

Le premier coupleur 90/10 permet de mesurer la puissance en entrée de fibre. Afin de s'affranchir des imprécisions dues aux pertes liées aux connecteurs, on étalonne la puissance mesurée en fonction de la puissance en entrée de fibre. Le coupleur 50/50 2 vers 2 permet de réinjecter une partie de l'onde Stokes tout en mesurant les puissances P_{out} et P_{stokes} . Il apparaît d'ailleurs qu'aux pertes près, on reboycle de l'ordre de 5 % de l'onde Stokes rétrodiffusée par la fibre. De plus, on a placé un deuxième isolateur dans la boucle afin d'éviter de réintroduire une partie de l'onde pompe dans la fibre.

Dans ce cas, l'onde pompe pénètre dans la fibre où elle interagit avec le milieu et l'onde Stokes reboyclée. En sortie de fibre l'onde pompe ne peut pas passer dans la boucle de l'onde Stokes à cause de l'isolateur introduit dans celle-ci. Pour l'onde Stokes rétrodiffusée, elle est générée dans la fibre, et elle dans la boucle. Du fait de la présence de l'isolateur entre l'amplificateur optique et les coupleurs 90/10, l'onde Stokes ne peut revenir vers l'amplificateur optique. La boucle permet alors de réintroduire l'onde Stokes à la sortie de la fibre.

3.2.2 Résultats expérimentaux

On a pu observer à nouveau des fluctuations sur les mesures de P_{out} et de P_{stokes} comme précédemment pour les deux tronçons. Cependant, il est apparu que ces fluctuations étaient dans l'ensemble plus faibles que lors du simple passage (figure 3.1.1 page 23).

3.2.3 Observations et interprétation

Comme précédemment, on peut déterminer les seuils Brillouin des deux tronçons dans cette seconde configuration. A partir de la figure 3.2.2, on observe que le seuil Brillouin du tronçon 1 dans cette configuration est de l'ordre de 50 mW. A partir de la figure 3.2.3, on obtient un seuil Brillouin de 8 mW pour le tronçon 2.

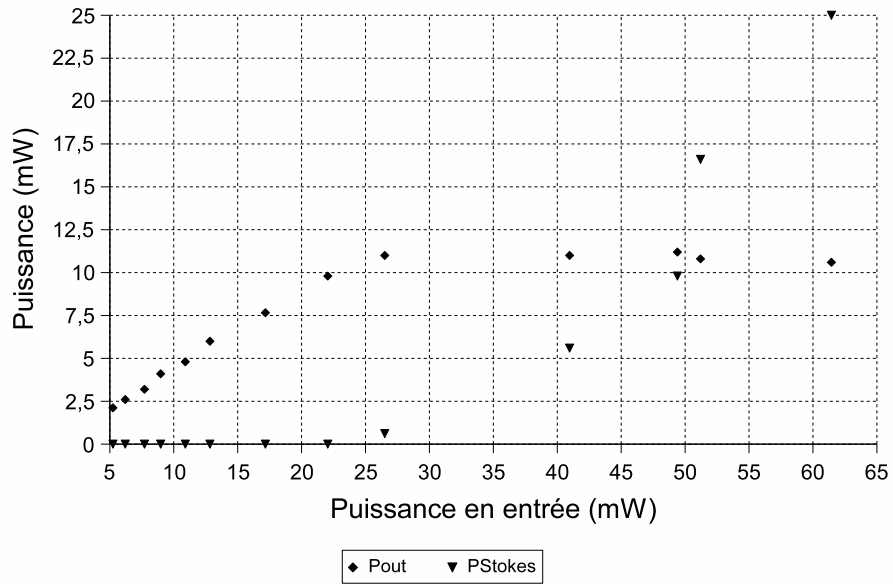


FIG. 3.2.2 – Reboilage l'onde Stokes pour le tronçon 1 ($L = 104 m$)

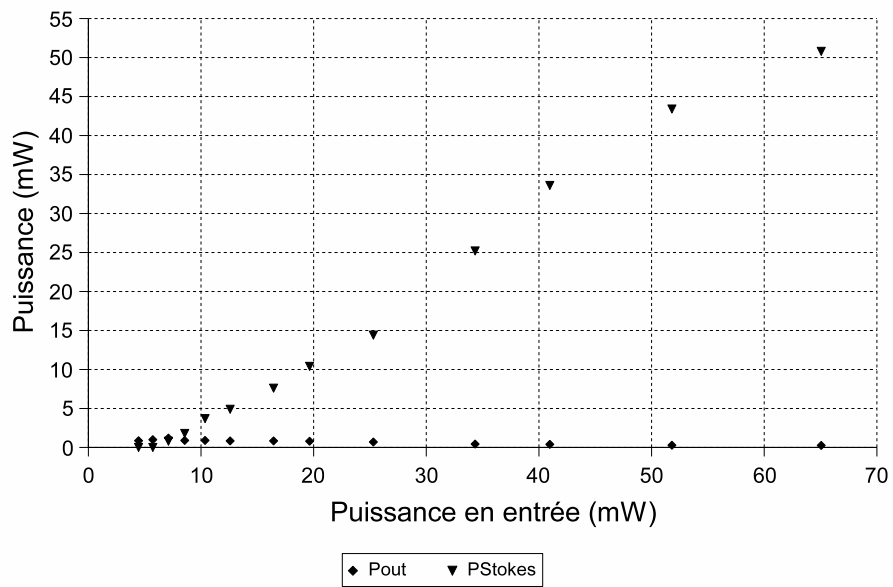


FIG. 3.2.3 – Reboilage l'onde Stokes pour le tronçon 2 ($L = 400 m$)

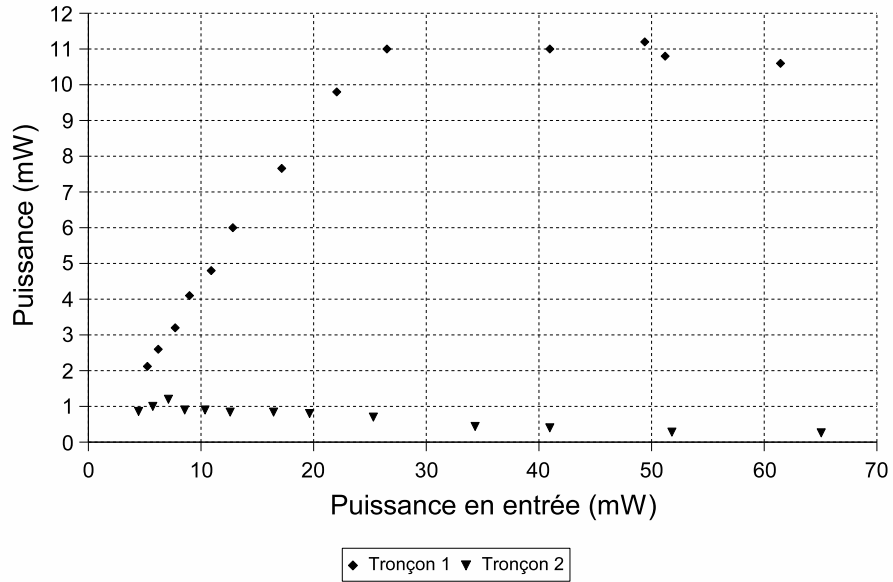


FIG. 3.2.4 – Comparaison des P_{out} en rebouclant l'onde Stokes

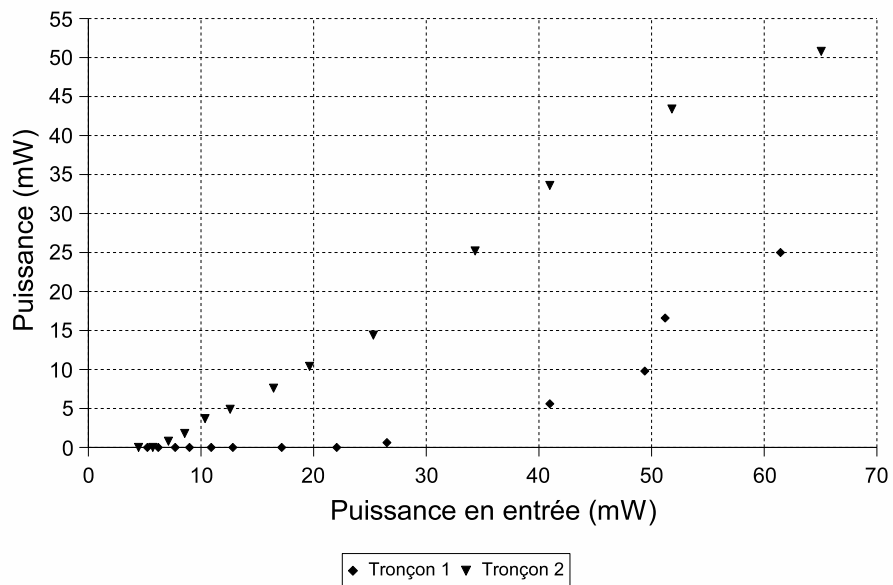


FIG. 3.2.5 – Comparaison des P_{stokes} en rebouclant l'onde Stokes

Dans les deux cas, on observe que le fait de reboucler 5 % de l'onde Stokes permet de diviser le seuil Brillouin par environ 2. On retrouve également que le seuil Brillouin dépend de la longueur de la fibre. De plus, à partir des mesures sur le tronçon 2, on observe que plus la puissance de l'onde pompe est importante, plus la pompe est déplétée et plus la puissance de l'onde Stokes augmente.

3.3 Variation du taux de rebouclage

3.3.1 Protocole expérimental

On reprend ici le montage expérimental présenté en figure 3.2.1 page 27. Pour étudier les variations en fonction du taux de rebouclage, on dispose d'un coupleur 90/10 2 vers 1 et d'un coupleur 60/40 2 vers 1. Pour faire varier le taux de rebouclage, on va changer le deuxième coupleur du montage expérimental 3.2.1 page 27. On avait réalisé des mesures en faisant entrer la puissance de la pompe par la branche 90. Dans cette configuration on rebouclait 5 % de l'onde Stokes. Si on inverse les branches (la pompe entre par la branche 10, et l'onde Stokes est rebouclée par la branche 90), on obtiendra un taux de rebouclage d'environ 45 %. Si on remplace le coupleur 90/10 2 vers 1 par un coupleur 60/40 2 vers 1, on pourra accéder de la même manière à des taux de couplage de 30 % et 20 %.

3.3.2 Résultats expérimentaux

Comme avec le taux de rebouclage de 45 % on n'introduit que 10 % de la puissance de la pompe, il ne paraît pas raisonnable de réaliser ces séries de mesures pour le tronçon 1 qui possède un seuil Brillouin en configuration bouclée de l'ordre de 20 mW. On n'aura pas assez de puissance pour la pompe pour atteindre le seuil Brillouin pour le tronçon 1.

Il faut noter que comme précédemment on observe une importante fluctuation des valeurs de P_{out} et P_{stokes} . Cependant ces fluctuations restent plus faibles que celles observées dans le cas de la configuration en simple passage (figure 3.1.1 page 23).

3.3.3 Observations et interprétation

Dans un premier temps, on relève le seuil Brillouin dans ces quatre configurations :

Rebouclage 5 %	Rebouclage 20 %	Rebouclage 30 %	Rebouclage 45 %
10 mW	8 mW	6 mW	6.5 mW

TAB. 3.3.1 – Seuil Brillouin suivant le taux de rebouclage

On observe que le seuil Brillouin est d'environ 8 mW quand on reboucle l'onde Stokes. Il semblerait que le seuil diminue quand on augmente le taux de rebouclage, mais les incertitudes sur les mesures et les connexions sont trop importantes pour pouvoir le conclure sur quatre taux de rebouclage. Une manière de l'illustrer serait d'utiliser un coupleur variable.

A partir de la figure 3.3.5, on observe que plus le taux de rebouclage de l'onde Stokes est important et plus l'onde pompe est déplétée dans la fibre. Aussi la puissance de l'onde pompe en sortie P_{out} sera d'autant plus faible que le taux de rebouclage de l'onde Stokes sera important. A partir de la figure 3.3.6, on observe également que plus le taux de rebouclage de l'onde Stokes est important et plus l'augmentation de la puissance de l'onde Stokes mesurée sera importante.

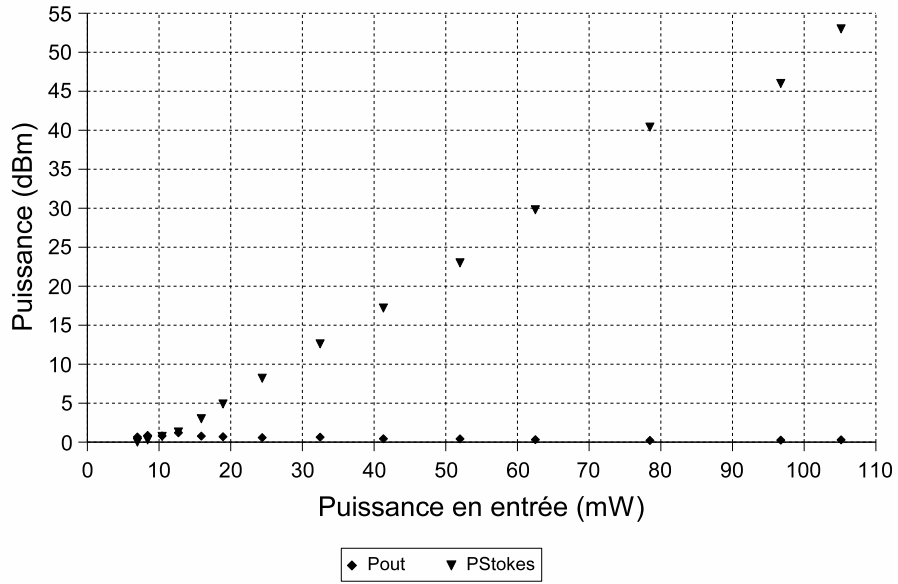


FIG. 3.3.1 – Taux de rebouclage de 5 % de l'onde Stokes

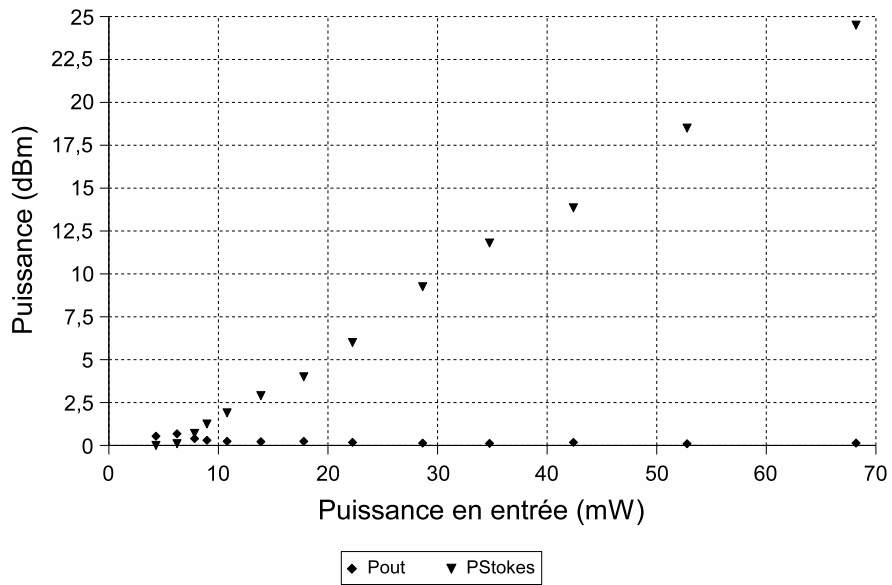


FIG. 3.3.2 – Taux de rebouclage de 20 % de l'onde Stokes

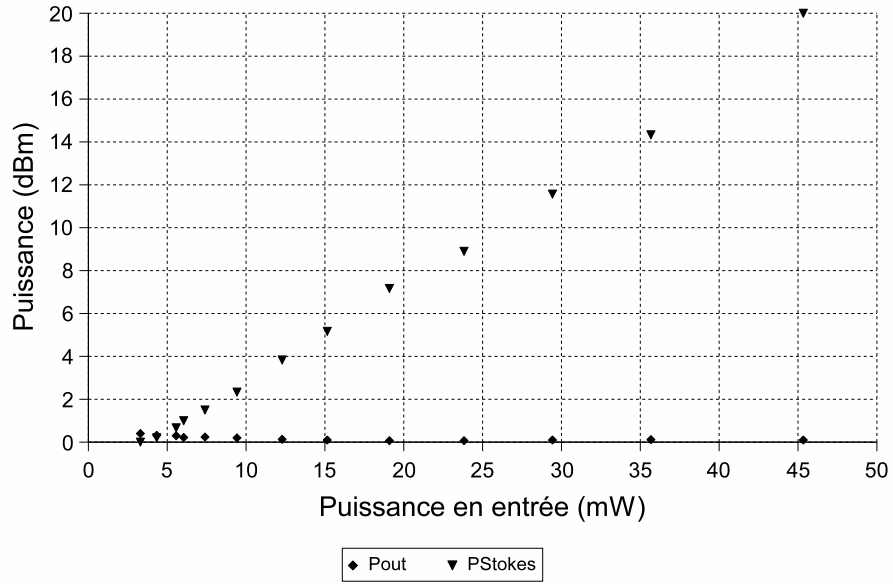


FIG. 3.3.3 – Taux de rebouclage de 30 % de l'onde Stokes

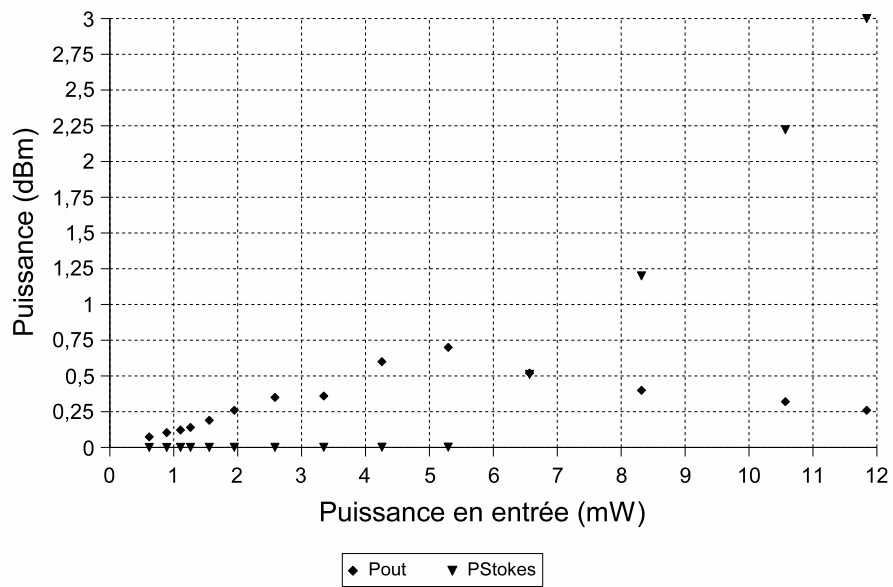


FIG. 3.3.4 – Taux de rebouclage de 45 % de l'onde Stokes

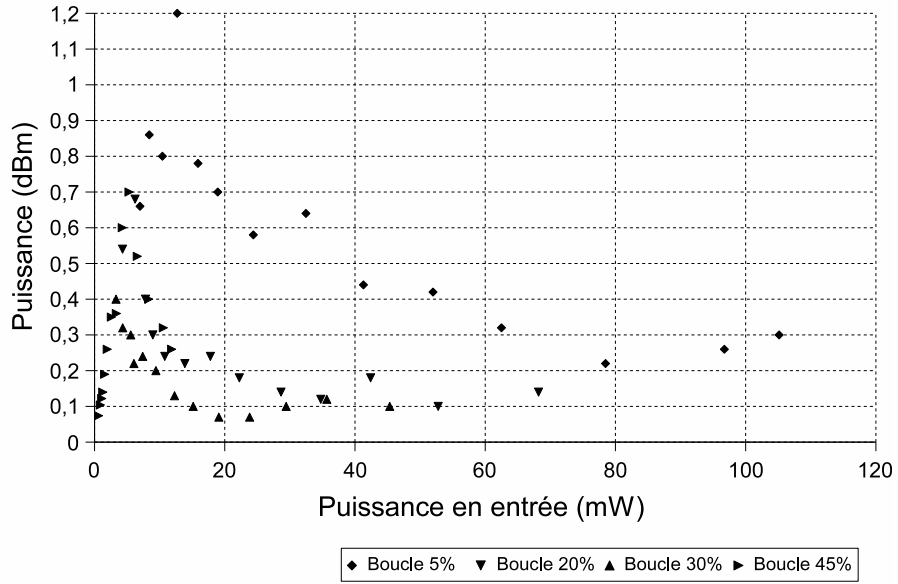


FIG. 3.3.5 – Comparaison de P_{out} suivant le taux de rebouclage de l'onde Stokes

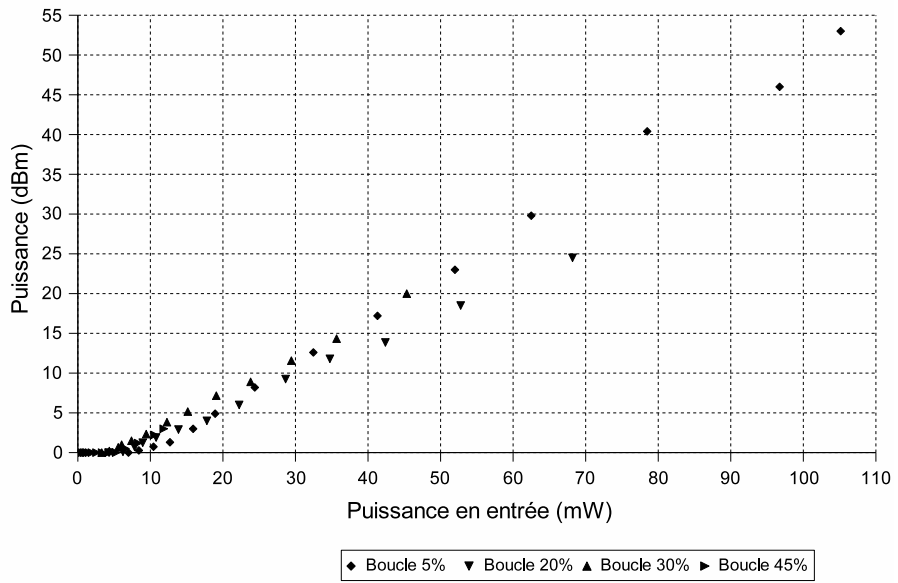


FIG. 3.3.6 – Comparaison de P_{stokes} suivant le taux de rebouclage de l'onde Stokes

3.4 Comparaison avec le comportement d'une fibre classique

3.4.1 Protocole expérimental

On utilise les configurations présentées en figure 3.1.1 page 23 et en figure 3.2.1 page 27. Dans ces deux montages, la PCF est remplacée par une fibre classique de 5 km. On étudie également le comportement des différentes puissances suivant le taux de rebouclage. On se limitera uniquement à des taux de rebouclage de 5 %, 30 % et 45 %.

3.4.2 Résultats expérimentaux

Contrairement à ce qu'on avait pu observer dans le cas des PCF, il est à noter que les mesures dans le cas d'une fibre optique classique sont très stables. Aussi il semblerait que les fluctuations observées pour les PCF soient liées à la structure inhomogène de ces fibres. De plus, les fluctuations étaient plus importantes pour la fibre de 400 m, ce qui semble confirmer cette hypothèse. Plus la fibre est longue, et plus il est difficile de conserver une PCF homogène.

3.4.3 Observations et interprétation

On retrouve des résultats analogues aux résultats obtenus dans le cas de PCF. Dans le cas présent, le seuil Brillouin en simple passage est d'environ 18 mW d'après la figure 3.4.2, et lorsqu'on reboucle l'onde Stokes le seuil Brillouin est d'environ 1 mW d'après les figures 3.4.3, 3.4.4 et 3.4.5. On retrouve également que le taux de rebouclage de l'onde Stokes influe directement sur le taux de croissance de l'onde Stokes.

Afin de réaliser une bonne comparaison entre le comportement des fibres classiques et des PCF, on calcule le seuil Brillouin pour des fibres classiques analogues à celle étudiée dans cette section. A partir de la référence [2] page 361, on exprime le seuil Brillouin dans la fibre classique avec la relation empirique :

$$\frac{g_B P_{cr} L_{eff}}{A_{eff}} \sim 21 \quad \text{avec } L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad (3.4.1)$$

avec g_B le gain Brillouin de la fibre, L la longueur de la fibre, α le coefficient d'atténuation linéique de la fibre, A_{eff} l'aire efficace de la fibre et P_{cr} la puissance critique.

A partir des valeurs de seuil Brillouin déterminées pour la fibre classique de 5 km, on peut alors calculer les seuils équivalents pour des fibres classiques de 400 m et 104 m. On obtient ainsi les résultats présentés dans le tableau 3.4.1.

	Fibre de 104 m	Tronçon 1	Fibre de 400 m	Tronçon 2
Simple passage	553 mW	120 mW	150 mW	20 mW
Rebouclage de 5 %	31 mW	50 mW	8 mW	8 mW

TAB. 3.4.1 – Comparaison fibre classique - PCF

A partir des résultats présentés dans le tableau 3.4.1, il apparaît que les PCF permettent d'abaisser fortement le seuil Brillouin par rapport à une fibre classique de même longueur. Cependant cet atout des PCF n'existe plus lorsqu'on reboucle une partie de l'onde Stokes générée dans la fibre. Les seuils Brillouin dans les PCF et dans les fibres classiques sont analogues. En fait, lorsqu'on reboucle l'onde Stokes dans le cas d'une PCF, les pertes linéiques de la fibre sont telles que l'onde Stokes rebouclée est très vite atténuée. Aussi le rebouclage n'est

vraiment utile que pour les fibres classiques, à moins d'amplifier l'onde Stokes dans la boucle pour compenser les pertes de la fibre.

Le choix de l'étude de l'effet Brillouin dans les PCF a été motivé par le fait que l'aire efficace pour ces fibres est bien inférieure à celle des fibres classiques. La fibre classique a un diamètre de $5 \mu m$, et donc une section efficace de $19,6 \mu m^2$. Nos deux tronçons de PCF ont respectivement une aire efficace de $A_{eff}^1 = 3,9 \mu m^2$ et $A_{eff}^2 = 2,6 \mu m^2$. Dans un premier temps, on peut considérer que le gain Brillouin g_B des PCF est le même que celui d'une fibre classique. Ce gain dépend du matériau constituant la fibre et les PCF utilisées sont constituées de SiO_2 comme la fibre classique. Si on considère alors que la fibre classique et les deux tronçons de PCF ont une même longueur efficace, L_{eff} , on devrait avoir :

$$\frac{P_{cr}^{class}}{P_{cr}^{PCF}} \sim \frac{A_{eff}^{class}}{A_{eff}^{PCF}} \quad (3.4.2)$$

A partir des seuils Brillouin équivalents d'une fibre classique du tableau 3.4.1 et des propriétés des deux tronçons de PCF, on observe que cette égalité est vérifiée pour le simple passage pour les deux tronçons de PCF (pour le tronçon 1 de $104 m$ il y a 10% d'erreur, et pour le tronçon 2 $0,51 \%$ d'erreur). Ce calcul qui ne tient absolument pas compte de la longueur efficace des fibres, qui ne sont pas égales a priori, permet donc d'observer que le seuil Brillouin des fibres dans l'utilisation envisagée dépend principalement de l'aire efficace et que le seuil Brillouin g_B des PCF est sensiblement égal à celui dans une fibre classique.

On observe également un nouveau phénomène dans le cas présenté en figure 3.4.4. La puissance en sortie augmente brusquement à partir de $18 mW$ en entrée. Cette augmentation est en fait liée à l'apparition d'une onde 2-Stokes. A l'aide d'un spectroscopie optique, on observe qu'en sortie il y a un signal dont la fréquence est égale à la fréquence de l'onde pompe moins deux fois la fréquence de l'onde Stokes. Cette onde résulte de l'onde Stokes qu'on réinjecte. En effet, la puissance de l'onde Stokes réinjectée peut dépasser le seuil Brillouin. Aussi il y aura rétrodiffusion d'une onde décalée de la fréquence Stokes par rapport à l'onde Stokes. Ainsi le décalage en fréquence par rapport à la fréquence de la porteuse sera de deux fois la fréquence Stokes, qui est d'environ $10 GHz$.

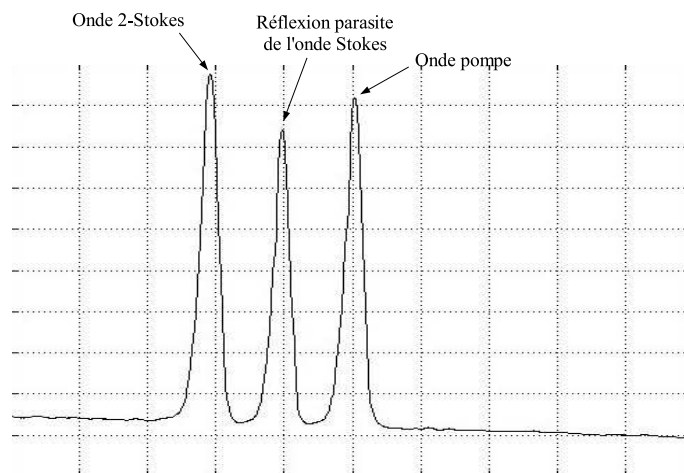


FIG. 3.4.1 – Spectre optique en sortie (ordonnées en dBm)

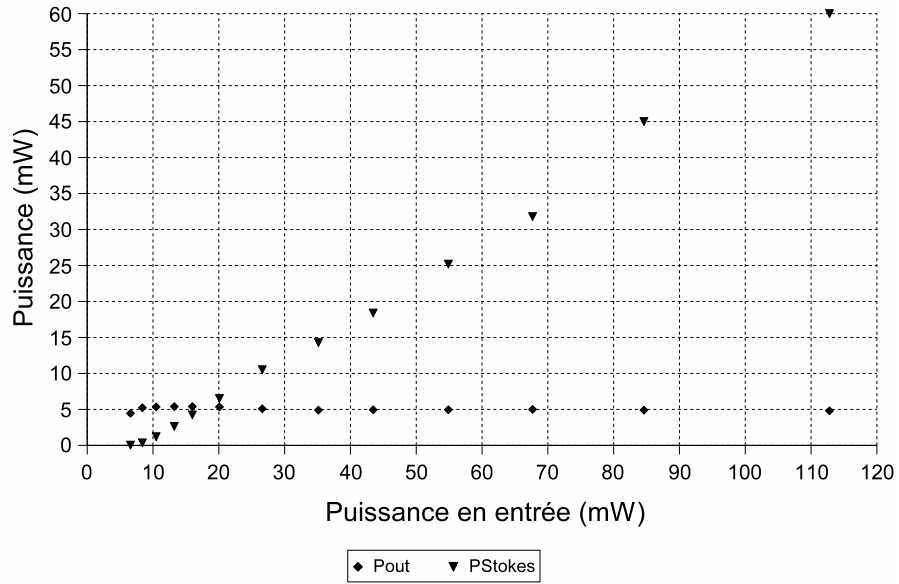


FIG. 3.4.2 – Mesures en simple passage

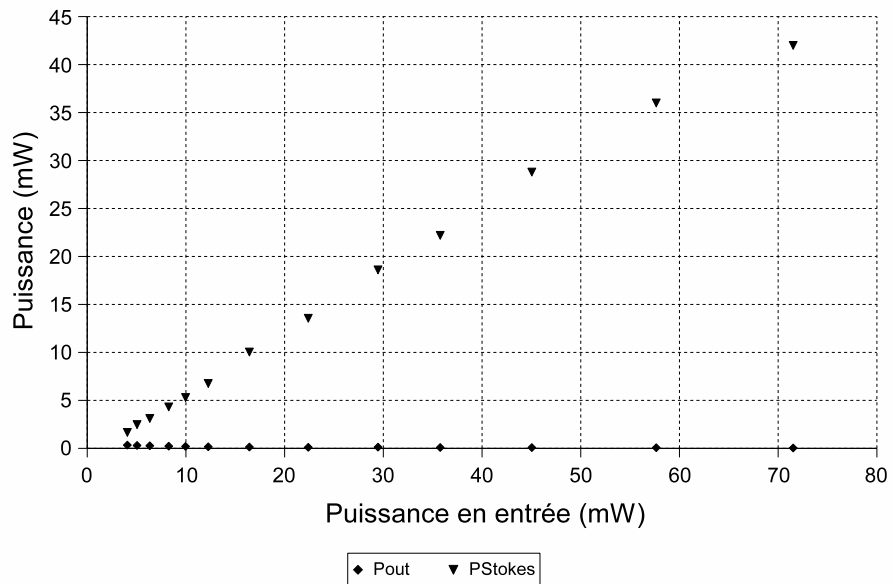


FIG. 3.4.3 – Taux de rebouclage de 5 % de l'onde Stokes

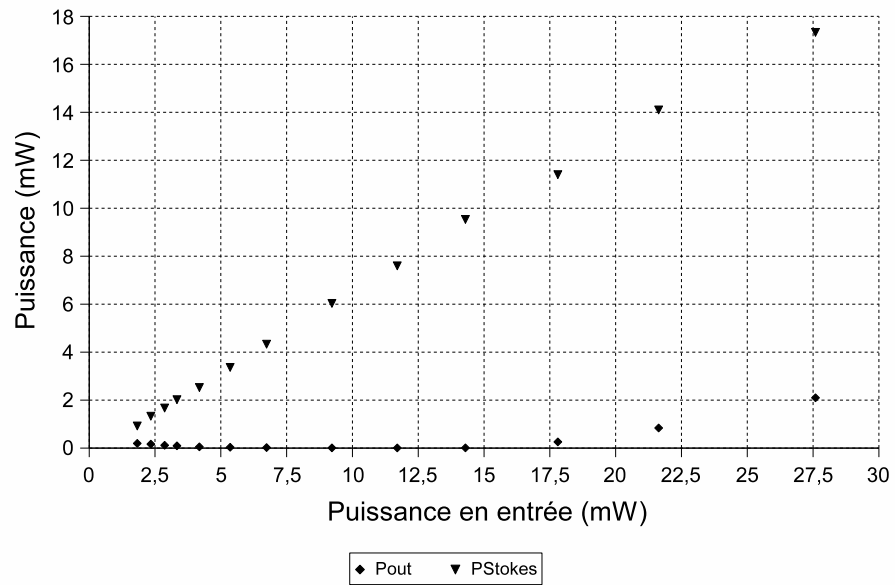


FIG. 3.4.4 – Taux de rebouclage de 30 % de l'onde Stokes

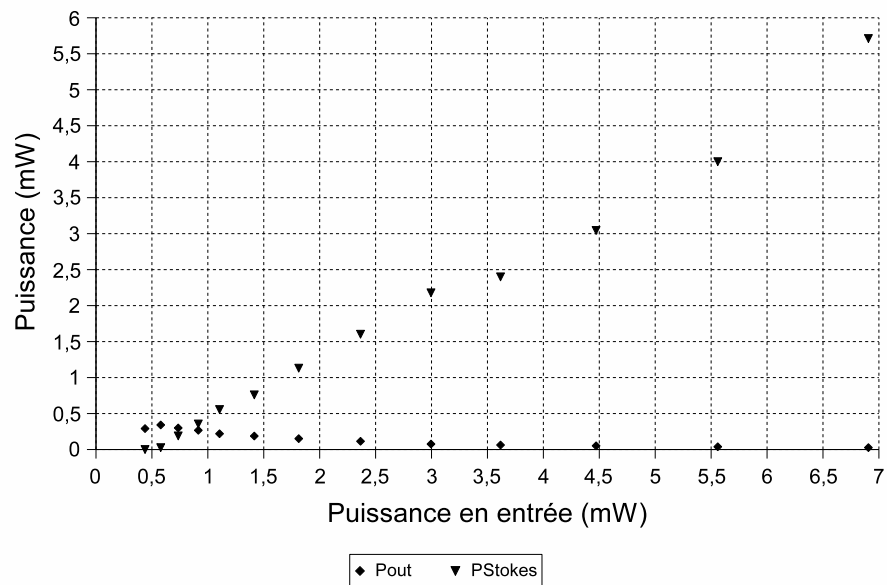


FIG. 3.4.5 – Taux de rebouclage de 45 % de l'onde Stokes

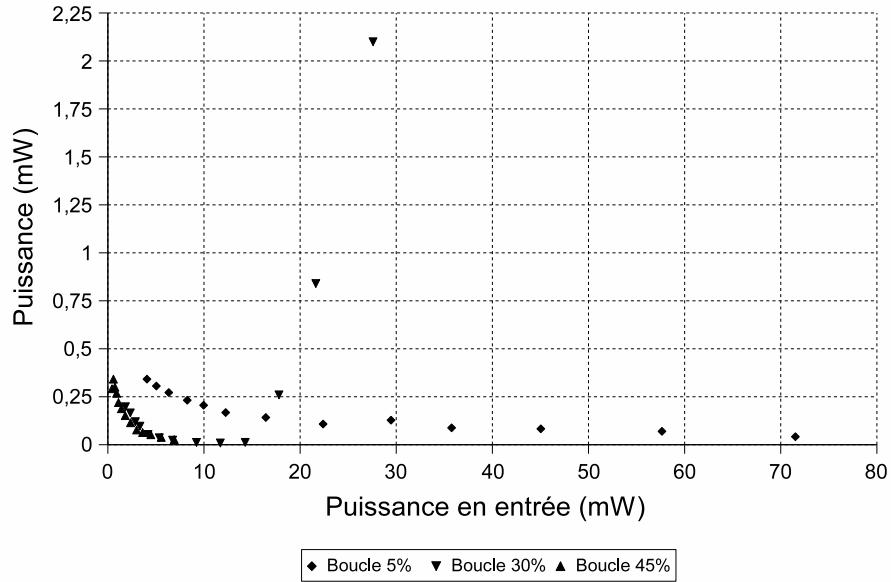


FIG. 3.4.6 – Comparaison de P_{out} suivant le taux de rebouclage de l'onde Stokes

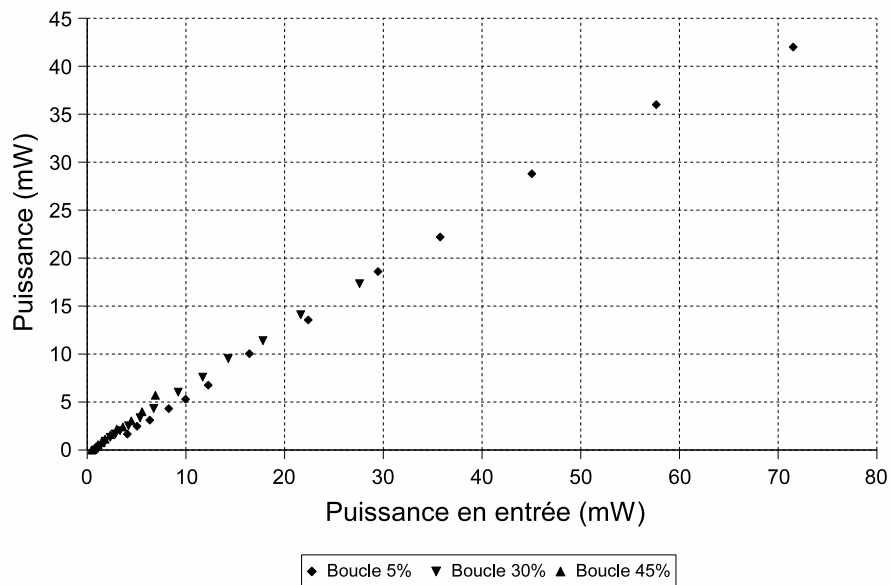


FIG. 3.4.7 – Comparaison de P_{stokes} suivant le taux de rebouclage de l'onde Stokes

3.5 Battements entre l'onde Stokes et la pompe

3.5.1 Protocole expérimental

Pour étudier le battement entre l'onde Stokes et l'onde pompe, on ajoute aux montages précédents un coupleur 50/50 2 vers 2 qui permet de réaliser le couplage entre les ondes pompe et Stokes. L'intensité résultante est alors convertie en courant électrique par le biais d'une photodiode rapide.

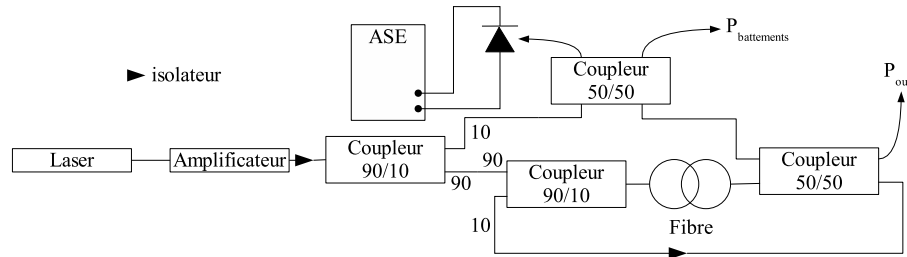


FIG. 3.5.1 – Montage expérimental pour l'étude des battements

Les mesures sont réalisées à l'aide d'un analyseur de spectre électrique pour les deux tronçons de PCF dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau 2.3.1 page 19 et la fibre classique utilisée précédemment. Du fait des puissances mises en jeu, on n'a pas pu observer le battement de l'onde Stokes et de l'onde pompe dans le cas d'un simple passage pour le tronçon 1 de PCF.

3.5.2 Résultats expérimentaux

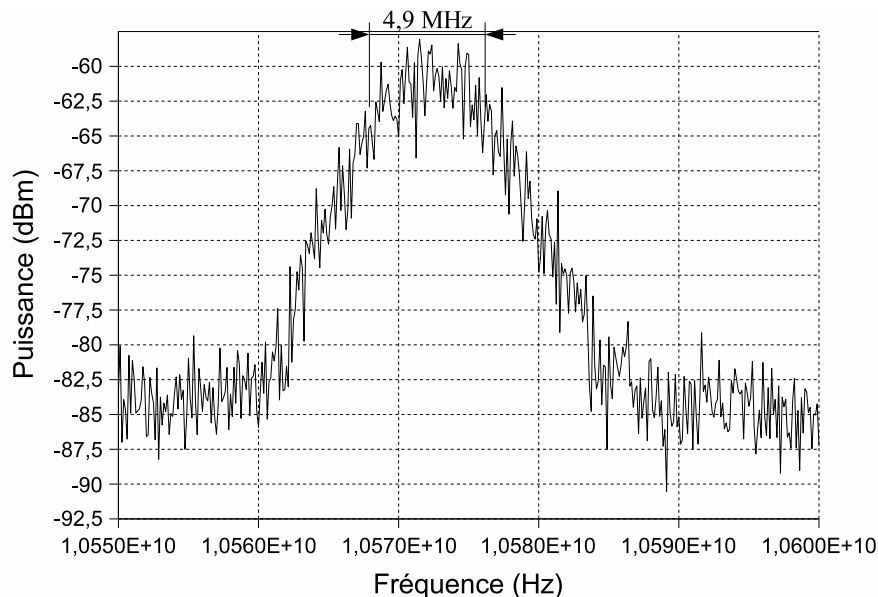


FIG. 3.5.3 – Simple passage, fibre classique ($L = 5000$ m)

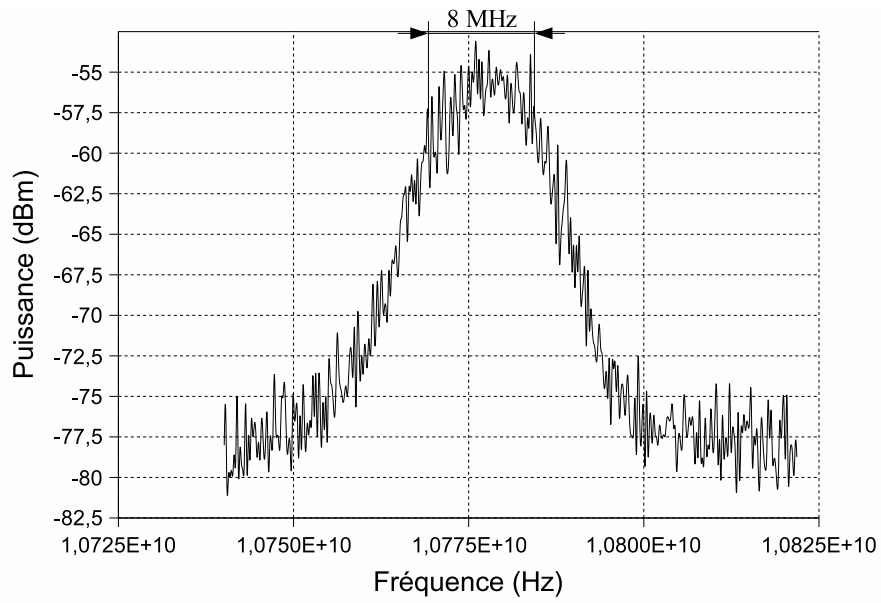


FIG. 3.5.2 – Simple passage, tronçon 2 ($L = 400\text{ m}$)

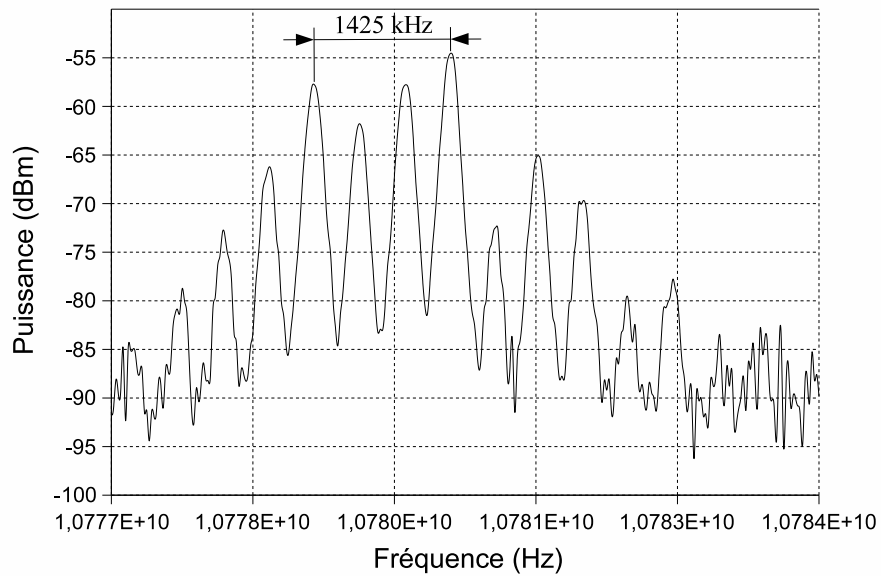


FIG. 3.5.5 – Rebouclage de 5 %, tronçon 2 ($L = 400\text{ m}$)

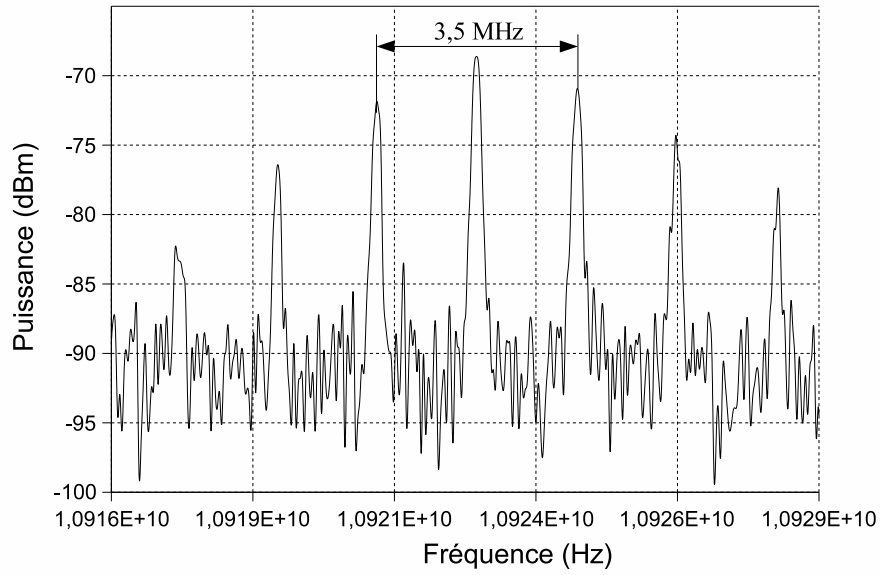


FIG. 3.5.4 – Rebouclage de 5 %, tronçon 1 ($L = 104 \text{ m}$)

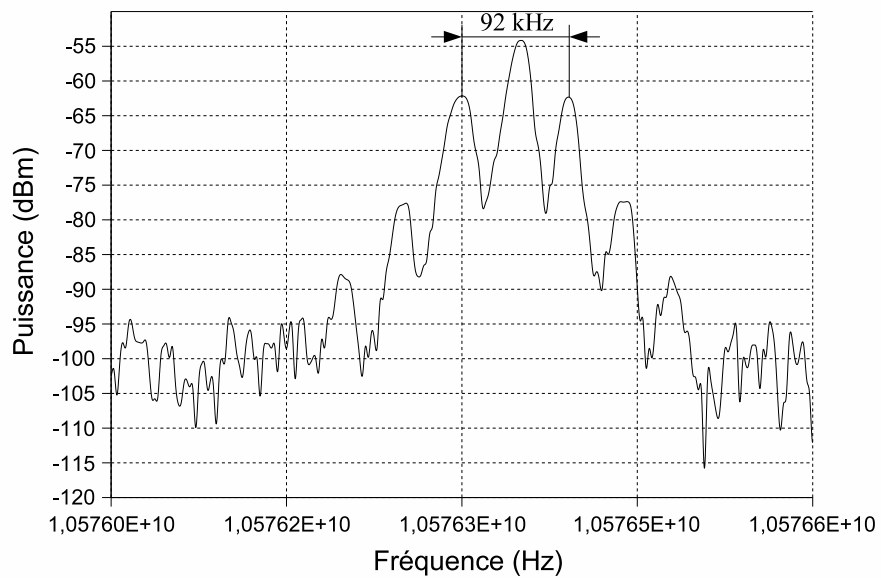


FIG. 3.5.6 – Rebouclage de 5 %, fibre classique ($L = 5000 \text{ m}$)

3.5.3 Observations et interprétation

Dans le cas du simple passage, on observe la forme du gain Brillouin. Aussi on pourra rechercher la valeur de la largeur du gain Brillouin à -3 dB. Dans le cas du tronçon 2, à partir de la figure 3.5.2, on mesure ainsi une largeur de bande de 8 MHz, pour un battement centré à une fréquence d'environ 10,8 GHz. Pour la fibre classique, à partir de la figure 3.5.3, le battement est observé à une fréquence d'environ 10,6 GHz, et la largeur de bande est d'environ 4,9 MHz. De tels résultats semblent confirmer que plus la longueur d'interaction pour l'effet Brillouin est grande, et plus le gain Brillouin est fin.

Lorsqu'on reboucle l'onde Stokes, on observe de nouveaux phénomènes. En effet, la courbe observée en simple passage est réduite à un ensemble de pics qui épouse la forme du gain Brillouin. Ces modes résultent du fait qu'en rebouclant l'onde Stokes on crée une cavité résonante pour un certain nombre de modes qui sont séparés de l'intervalle spectral libre de la cavité $\Delta\sigma_0$ calculé à partir de la relation :

$$\Delta\sigma_0 = \frac{c}{nL} \quad (3.5.1)$$

avec c la vitesse de la lumière, n l'indice de réfraction du milieu, L la longueur de la cavité.

Aussi pour les trois fibres utilisées, on obtient ($c = 3.10^8$ m.s⁻¹, $n = 1.5$, $L1 = 104$ m, $L2 = 400$ m, $L3 = 5000$ m) les résultats présentés dans le tableau 3.5.1.

	Tronçon 1	Tronçon 2	Fibre classique
$\Delta\sigma_0$ théorique	1900 kHz	500 kHz	40 kHz
$\Delta\sigma_0$ expérimental	1770 kHz	475 kHz	45.6 kHz
Variation relative	~ 7 %	~ 5 %	~ 12 %

TAB. 3.5.1 – Comparaison des intervalles spectraux libres

Il apparaît donc que l'origine de ces modes soit bien liée aux modes permis par la cavité formée par la fibre. Dans les calculs réalisés plus haut, on a supposé que la longueur de la cavité correspondait à la longueur de la fibre dont on étudiait le comportement en diffusion Brillouin.

Il est à noter que la fréquence du battement de l'onde Stokes avec l'onde pompe varie beaucoup pour les PCF. Cette importante variation est sans doute due à une grande sensibilité des inhomogénéités de la fibre aux variations de température et autres perturbations. Aussi il est très difficile de réaliser une mesure précise de la largeur des modes puisque pour obtenir une précision importante on est obligé de réduire le calibre de l'analyseur de spectre électrique. Dans une première approximation, il semblerait que la largeur des modes soit de l'ordre de 50 kHz.

3.6 Battements entre deux ondes Stokes

3.6.1 Protocole expérimental

Pour étudier le battement entre deux ondes Stokes, on réalise deux boucles indépendantes contenant chacune une fibre optique de grande longueur afin d'y générer un effet Brillouin pour un seuil inférieur à 10 mW. La configuration bouclée a été préférée à la configuration simple passage pour des impératifs de puissance. Le faisceau est séparé en deux dès le début afin d'utiliser la même source pour générer l'effet Brillouin dans les deux fibres. L'intensité correspondant aux battements entre les deux ondes Stokes générées par chaque boucle

est alors convertie en courant électrique par le biais d'une photodiode rapide. Les mesures sont réalisées à l'aide d'un analyseur de spectre électrique.

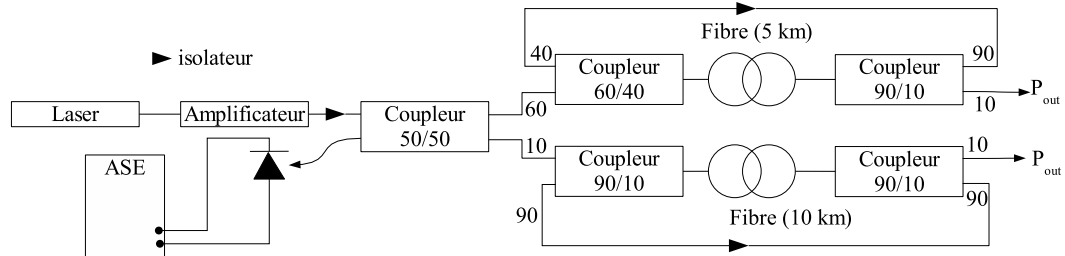


FIG. 3.6.1 – Montage expérimental pour l'étude des battements

Lors de la mise en place de ce montage expérimental, il est apparu que les battements ne pouvaient être observés que pour des boucles de seuil Brillouin voisin. Aussi on n'a pas cherché à réaliser des mesures avec la fibre à trous de 100 m : le seuil est trop élevé par rapport aux autres fibres et les puissances atteignables avec l'amplificateur optique étaient trop faibles. Par la suite, il s'est révélé impossible d'utiliser la fibre à trous de 400 m . Les mesures étaient peu fiables du fait de l'importante instabilité des puissances en sortie de fibre et de l'onde Stokes. L'étude des battements entre onde Stokes a donc été réalisée avec la fibre classique de 5 km , déjà utilisée précédemment, et une seconde fibre classique totalement inconnue, la seule certitude est que son seuil Brillouin est voisin de celui de la fibre de 5 km .

3.6.2 Résultats expérimentaux

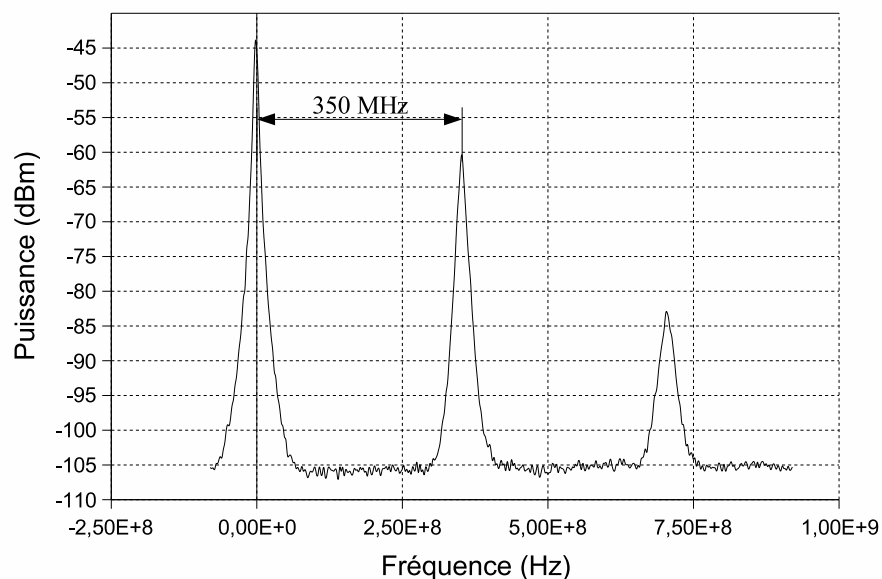


FIG. 3.6.2 – Battements Stokes-Stokes

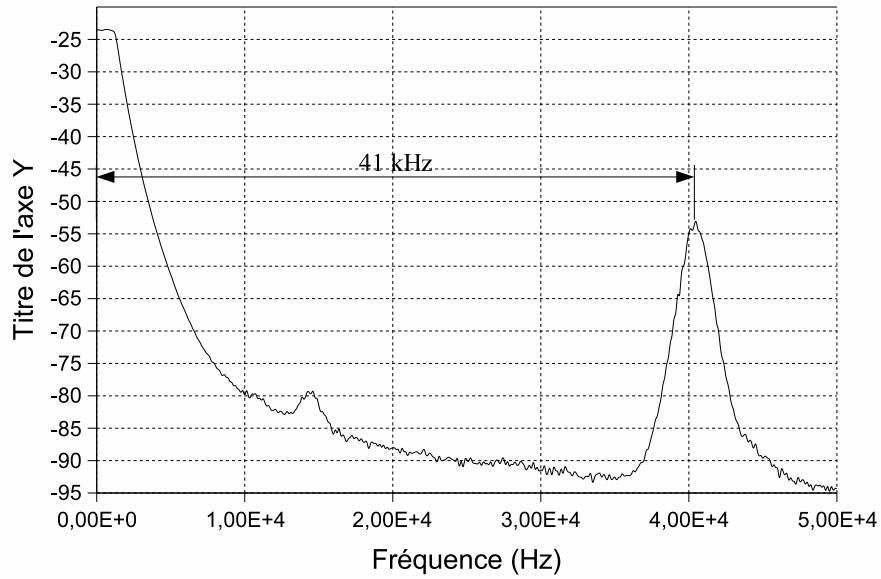


FIG. 3.6.3 – Modes de la cavité de 5 km

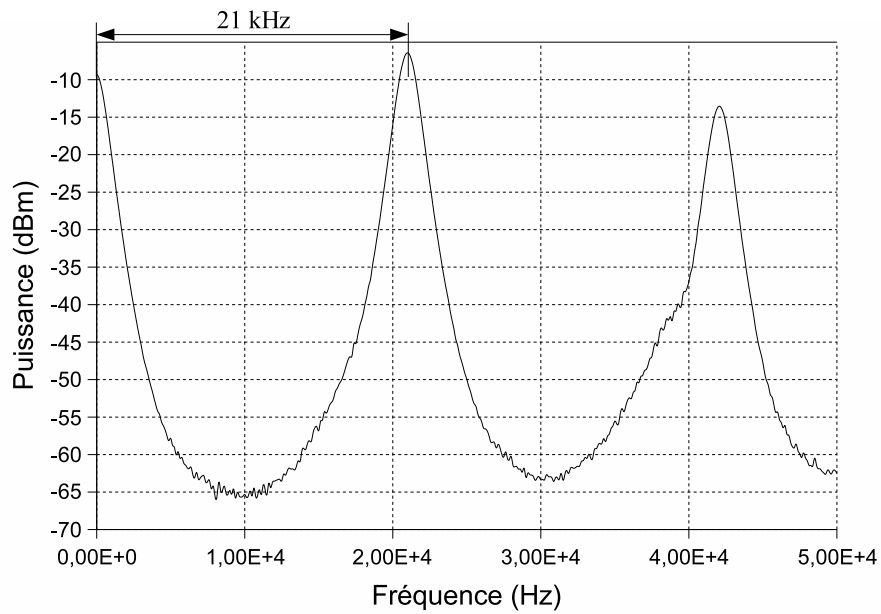


FIG. 3.6.4 – Modes de la cavité de 10 km

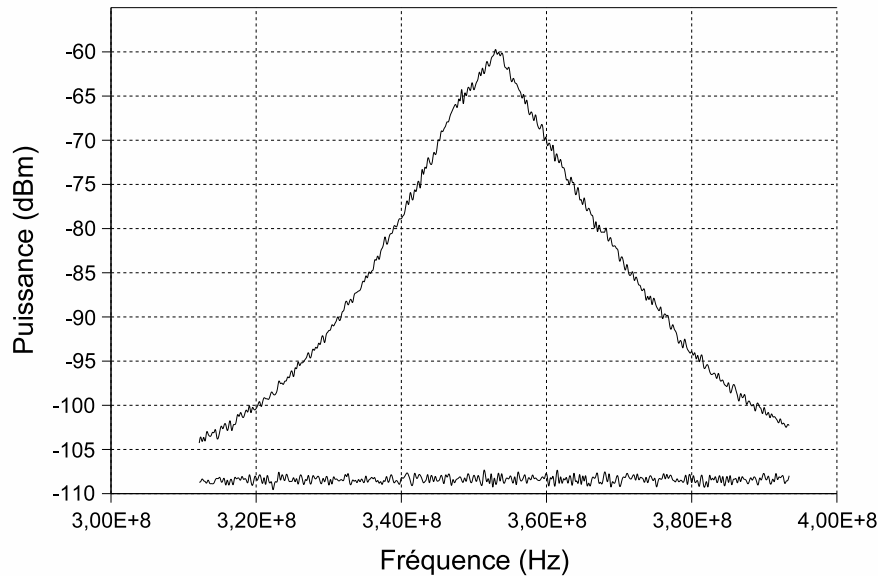


FIG. 3.6.5 – Gain Brillouin

3.6.3 Observations et interprétation

L'étude envisagée devait nous permettre de mesurer la largeur du gain Brillouin en s'affranchissant de toute intervention de la largeur de la pompe, ce qui se passait dans le cas de l'étude des battements Stokes-pompe. En fait, cette étude a permis d'accéder à la largeur des modes de cavité déjà observée lors de l'étude de la configuration bouclée.

Les battements observés sont présentés à la figure 3.6.2. On observe plusieurs pics à 0 Hz , 350 Hz et 700 Hz . Le premier pic correspond à un ordre 0 : il résulte des battements entre modes d'une même cavité. En effet, lorsqu'on retire l'une des deux boucles du montage expérimental ce pic est toujours présent, ce qui n'est pas le cas du second pic (la courbe plate de la figure 3.6.5 correspond au cas où une des boucles est déconnectée). Les figures 3.6.3 et 3.6.4 présente les deux spectres électriques réalisés lorsqu'on retire chacune des deux boucles. A partir de ces deux figures, on peut remonter à la longueur de la cavité résonnante de la même manière que précédemment. On retrouve ainsi une cavité de 5 km pour la première fibre classique ($\Delta\sigma_0 = 41\text{ kHz}$). Pour la seconde fibre classique, on observe un intervalle spectral libre deux fois plus petit ($\Delta\sigma_0 = 21\text{ kHz}$). Comme cette fibre est à priori du même type que la fibre déjà utilisée, il apparaît donc que sa longueur deux fois plus grande. Aussi on est parvenu à déterminer la longueur de cette fibre à priori inconnue.

Cependant ce n'est pas le seul type d'informations qu'on a pu retirer de ces premières mesures. Lors de l'étude précédente des battements pompe-Stokes, la mesure de la largeur des modes de cavité avait été impossible : les modes étaient centrés vers une fréquence de 10 GHz . Aussi dès qu'on réduisait le calibrage de l'analyseur de spectre électrique, l'instabilité du signal nous empêchait de réaliser une mesure propre de cette largeur. On avait alors déterminé que les modes avaient une largeur de 50 kHz . Lors de la mesure à l'ordre 0, le signal étudié est centré sur 0 Hz . Comme le signal est très stable autour de 0 Hz , on peut descendre en calibrage très facilement sans perdre le signal. Dans les deux cas, on a ainsi pu déterminer la largeur des modes de cavité. Dans les deux cas, les modes de cavité ont une largeur de 1 kHz .

L'ordre 1 est centré sur une fréquence de 350 MHz qui correspond à l'écart en fréquence entre les fréquences des deux ondes Stokes générées dans chacune des boucles. L'ordre 1 est présenté à la figure 3.6.5, et on a pu en retirer que la largeur du gain Brillouin est de 5 MHz . Cette mesure concorde avec les résultats obtenus précédemment.

Au terme de cette étude, le seul regret qu'on puisse avoir est que l'instabilité des fibres à trous n'ait pas permis de réaliser ces mesures. En effet, on aurait ainsi pu vérifier que le comportement des fibres à trous pour l'effet Brillouin est le même que celui des fibres classiques analogues (seuil Brillouin équivalent). De plus, les trop nombreuses instabilités du pic à 350 MHz ne permettent pas d'observer les battements entre modes des deux ondes Stokes et ainsi d'estimer la cohérence relative des deux ondes Stokes. Il semblerait intéressant pour continuer cette étude d'utiliser deux boucles monofréquences.

4

Profondeur de modulation et effet Brillouin

On a vu précédemment que l'effet Brillouin se manifeste par une déplétion de l'onde pompe lorsqu'on reboucle une partie de l'onde Stokes générée dans la fibre. Cet effet est a priori gênant dans les systèmes de transmission de données par fibres optiques. Cependant son application peut être utilisée pour le traitement de signaux hyperfréquences sur porteuse optique.

Si la porteuse optique a une puissance supérieure à la puissance du seuil Brillouin et qu'on réinjecte l'onde Stokes formée, on va pouvoir réduire la puissance de la pompe par déplétion tout en maintenant la puissance de la modulation, aux atténuations de la fibre près.

4.1 Modulation d'une onde optique

4.1.1 Principe du modulateur de Mach Zehnder

Dans la suite, on va générer la modulation optique à l'aide d'un modulateur de Mach Zehnder (figure 4.1.1). La modulation hyperfréquence induite par ce modulateur est due à un effet électro-optique. En effet, l'application d'une tension aux bornes du cristal électro-optique va générer une variation de l'indice extraordinaire du milieu biréfringent constituant le modulateur. Les interférences entre les deux bras de l'interféromètre vont alors transformer la variation de phase de l'amplitude associée à la variation de l'indice extraordinaire en une variation d'intensité. Si on module une onde optique de pulsation ω_0 par un signal électrique de pulsation ω_m , le spectre de l'onde optique présente alors des composantes de pulsations $\omega - \omega_m$, ω , $\omega + \omega_m$, ainsi que d'autres comme nous montrerons plus loin. L'effet électro-optique ne modifiant que l'indice extraordinaire du cristal, il est nécessaire d'introduire une onde pompe polarisée rectilignement suivant l'axe extraordinaire du cristal.

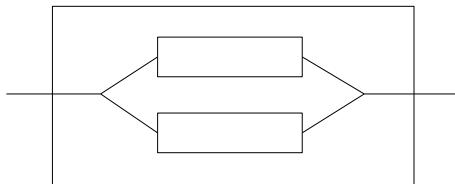


FIG. 4.1.1 – Modulateur de Mach Zehnder

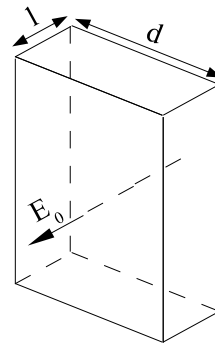


FIG. 4.1.2 – Cristal électro-optique

4.1.2 Modulation d'intensité

Afin de calculer la valeur de l'intensité en sortie du modulateur de Mach Zehnder, on note dans un premier temps les amplitudes dans chacun des bras du Mach Zehnder E_1 et E_2 . Ces amplitudes ont pour expression :

$$E_1 = E_1^0 e^{i\omega t + i\alpha \cos(\omega_m t) + i\phi} \quad (4.1.1)$$

$$E_2 = E_2^0 e^{i\omega t} \quad (4.1.2)$$

avec α un coefficient liant la variation de l'indice extraordinaire avec la valeur de la tension sinusoïdale appliquée, ω_m la pulsation de la modulation, ϕ le déphasage entre les deux bras et prenant en compte la composante continue de la tension appliquée au modulateur.

L'amplitude résultante E_{MZM} à la sortie du modulateur admet alors pour expression :

$$E_{MZM} = E_1^0 e^{i\omega t + i\alpha \cos(\omega_m t) + i\phi} + E_2^0 e^{i\omega t} \quad (4.1.3)$$

On rappelle que l'intensité I_{MZM} est alors proportionnelle au produit de l'amplitude complexe E_{MZM} et de son conjugué E_{MZM}^* . L'intensité sera donc proportionnelle à :

$$\begin{aligned} I_{MZM} &\propto E_{MZM} E_{MZM}^* \\ I_{MZM} &\propto |E_1^0|^2 + |E_2^0|^2 + 2 |E_1^0 E_2^0| \left(e^{i\alpha \cos(\omega_m t) + i\phi} + e^{-i\alpha \cos(\omega_m t) - i\phi} \right) \\ I_{MZM} &\propto |E_1^0|^2 + |E_2^0|^2 + 2 |E_1^0 E_2^0| \cos(\alpha \cos(\omega_m t) + \phi) \\ I_{MZM} &\propto |E_1^0|^2 + |E_2^0|^2 + 2 |E_1^0 E_2^0| (\cos(\alpha \cos \omega_m t) \cos \phi - \sin(\alpha \cos \omega_m t) \sin \phi) \end{aligned} \quad (4.1.4)$$

Afin de retrouver les composantes suivant les harmoniques ω_m , on peut alors réaliser un développement en série de Bessel à partir des formules :

$$\begin{aligned} \cos(x \cos \phi) &= J_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n}(x) \cos 2n\phi \\ \cos(x \sin \phi) &= 2 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n J_{2n+1}(x) \cos(2n+1)\phi \end{aligned}$$

On peut alors écrire dans le cas présent :

$$\begin{aligned} I_{MZM} \propto |E_1^0|^2 + |E_2^0|^2 + 2 |E_1^0 E_2^0| &\left(J_0(\alpha) \cos \phi + 2 \cos \phi \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n}(\alpha) \cos 2n\omega_m t \right. \\ &\left. - \sin \phi \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n J_{2n+1}(\alpha) \cos(2n+1)\omega_m t \right) \end{aligned} \quad (4.1.5)$$

Dans le cas d'un modulateur électro-optique le coefficient α introduit précédemment admet pour expression :

$$\alpha = \frac{\pi l}{\lambda} n_0^3 r_{63} \frac{V_m}{d} \quad (4.1.6)$$

avec n_0 l'indice de réfraction du milieu, V_m la tension appliquée aux bornes du cristal électro-optique, λ la longueur d'onde de l'onde optique.

Pour un modulateur de Mach Zehnder, on aura typiquement : $n_0 = 2,2$, $d = 2\text{ mm}$, $l = 20\text{ mm}$, $\lambda = 1,55\ \mu\text{m}$, $r_{63} = 5 \cdot 10^{-12}\ \text{V}^{-1}$, $V_m = 2\ \text{V}$. A partir de ces grandeurs, on peut tracer la représentation spectrale de l'intensité en sortie du modulateur de Mach Zehnder (figure 4.1.3). On observe alors qu'on aura principalement les composantes suivant les premier et second harmonique de la fréquence de modulation. De plus il apparaît que la composante continue est très importante devant les autres composantes. Aussi l'intensité en sortie du modulateur de Mach Zehnder pourra s'écrire plus simplement :

$$I_{MZM} \propto |E_1^0|^2 + |E_2^0|^2 + 2 |E_1^0 E_2^0| (J_0(\alpha) \cos \phi - 2 \cos \phi J_2(\alpha) \cos 2\omega_m t - \sin \phi J_1(\alpha) \cos \omega_m t) \quad (4.1.7)$$

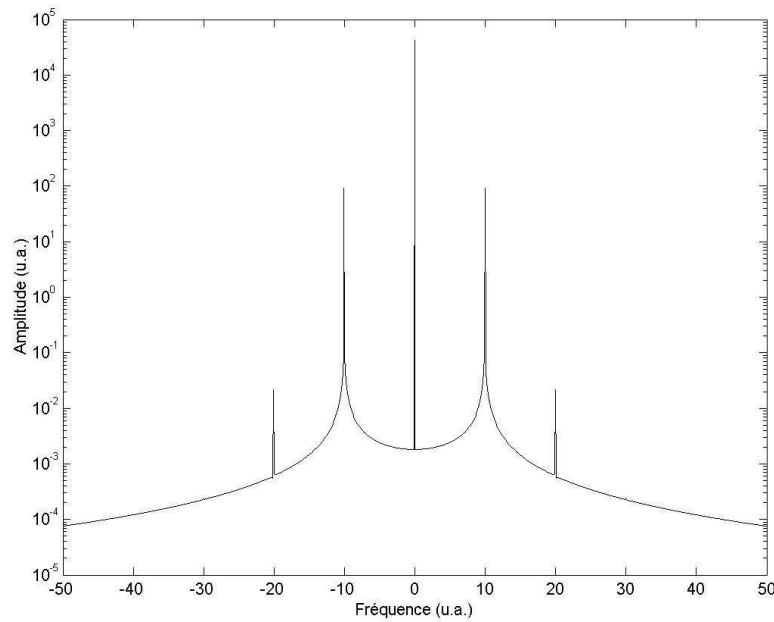


FIG. 4.1.3 – Représentation fréquentielle de l'intensité

Ce résultat est confirmé par l'étude expérimentale qui sera détaillée un peu plus loin. En effet, sur le spectre du signal modulé en sortie de modulateur Mach Zehnder, on observe trois familles de pics correspondant aux fréquences ω_0 , $\omega_0 \pm \omega_m$ (premier harmonique), $\omega_0 \pm 2\omega_m$ (second harmonique).

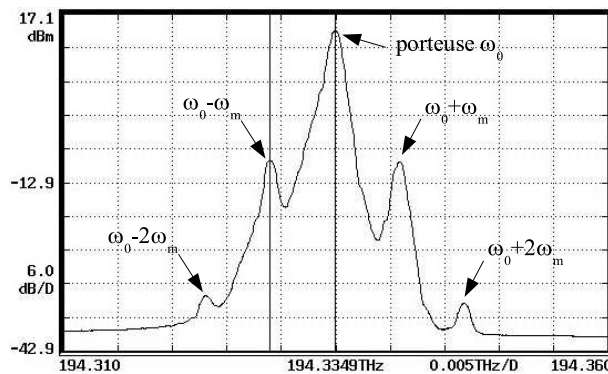


FIG. 4.1.4 – Spectre expérimental de l'intensité en sortie de modulateur

4.1.3 Modulation sinusoïdale de l'onde optique

Afin de transmettre une modulation sinusoïdale à l'onde pompe à l'aide du modulateur de Mach Zehnder, on profite de la courbe caractéristique du modulateur présenté en figure 4.1.5.

En effet, cette courbe caractéristique de l'intensité transmise par le cristal en fonction de la tension appliquée présente une zone quasi-linéaire qui permet ainsi de transmettre une modulation sinusoïdale à l'onde en appliquant au cristal une tension électrique sinusoïdale de tension crête à crête suffisamment faible pour rester dans la zone linéaire. Cette zone de la courbe correspond à une puissance optique égale à la moitié de la puissance maximale transmise. Cependant il faut veiller à rester dans cette zone, sinon la modulation transmise n'est plus sinusoïdale. Dans de telles conditions, le signal de modulation est très faible devant la porteuse. Aussi il apparaît intéressant de réduire la porteuse, sans pour autant réduire le signal modulé, pour récupérer l'information correspondant aux modulations.

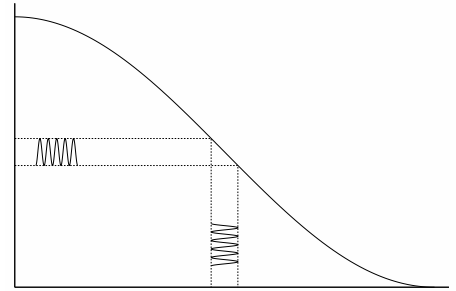


FIG. 4.1.5 – Modulation sinusoïdale

4.2 Réduction de porteuse par effet Brillouin

4.2.1 Protocole expérimental

Pour réaliser l'étude envisagée, on utilise un laser Amoco ($\lambda \sim 1,5 \mu m$, voir annexe A pour plus de détails), deux isolateurs, deux coupleurs 90/10 2 vers 1, un coupleur 50/50 2 vers 2 et un contrôleur de polarisation suivi d'un modulateur de Mach Zehnder. Le montage est présenté en figure 4.2.1.

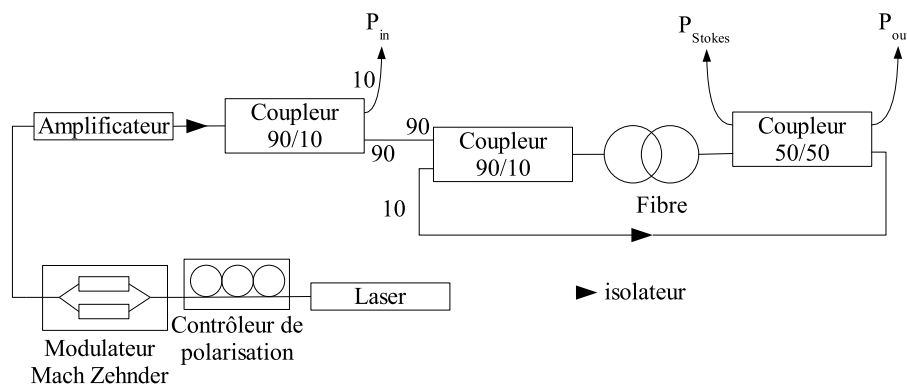


FIG. 4.2.1 – Montage expérimental

Dans un premier temps, on a recherché les fibres pour lesquelles on observait une déplétion de la pompe importante. Il faut rappeler qu'on cherche à récupérer un signal hyperfréquence qui module la porteuse. Cette première étude nous a permis d'observer qu'on n'avait pas de déplétion suffisante pour la PCF du tronçon 1. Aussi les mesures ont porté sur la fibre classique de $5 km$ utilisée précédemment, et la PCF décrite dans le tableau 3.3.1 page 30.

4.2.2 Résultats expérimentaux

Pour réaliser cette étude sur la modulation, on étudie l'évolution du taux de modulation suivant l'intensité de la pompe en entrée de fibre. Ces mesures ont été réalisées en simple passage et en rebouclant de l'ordre de 40 % de l'onde Stokes. On appelle ici taux de modulation le rapport entre la puissance optique des deux branches de modulation et celle de la porteuse. Toutes les mesures de puissance sont réalisées avec un analyseur de spectre optique. L'analyseur de spectre optique nous permet de mesurer la puissance optique de chacune des fréquences composant l'onde pompe.

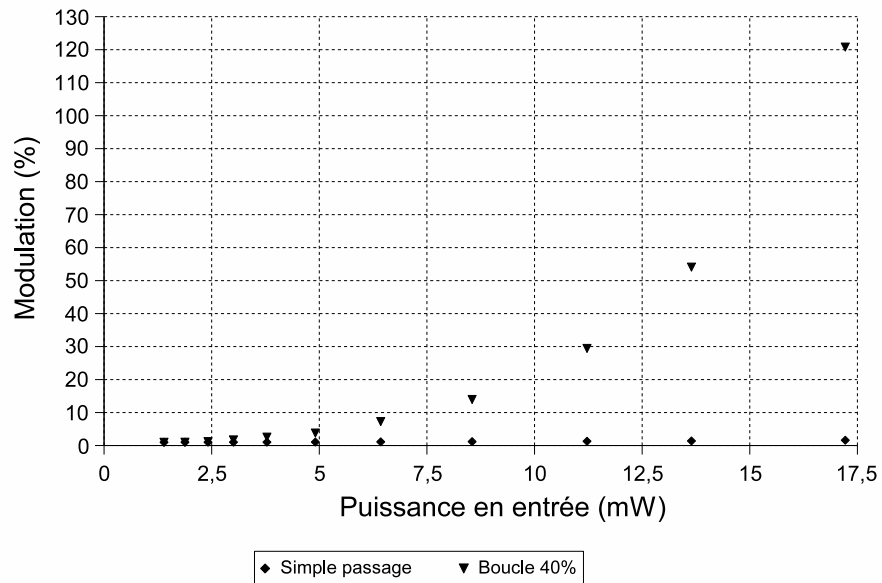


FIG. 4.2.2 – Fibre classique - Modulation de 1,5 %

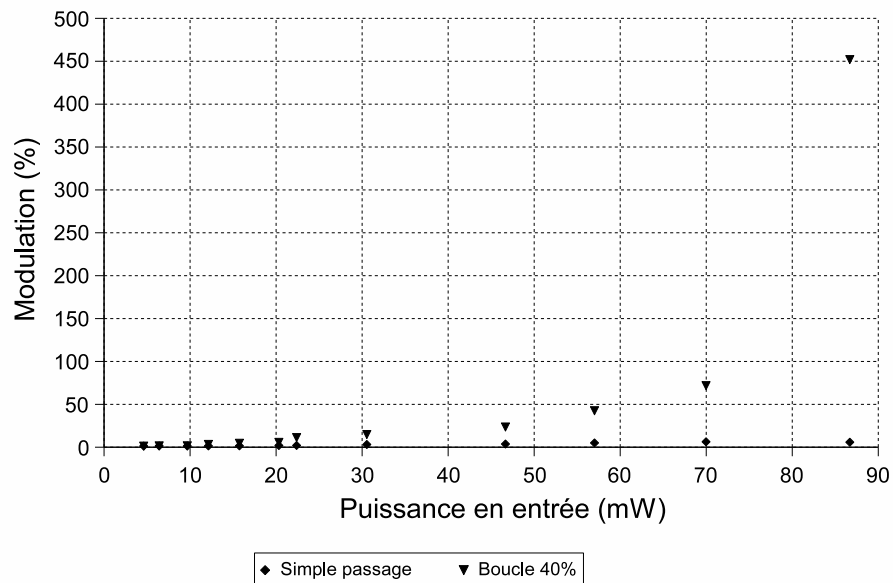


FIG. 4.2.3 – Tronçon 2 - Modulation de 1,5 % (22/08/03)

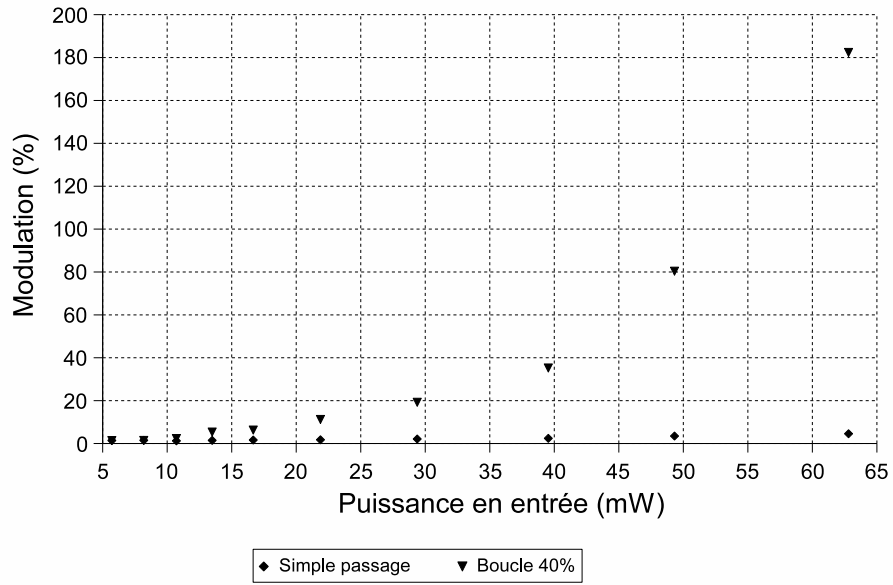


FIG. 4.2.4 – Tronçon 2 - Modulation de 1,5 % (27/08/03)

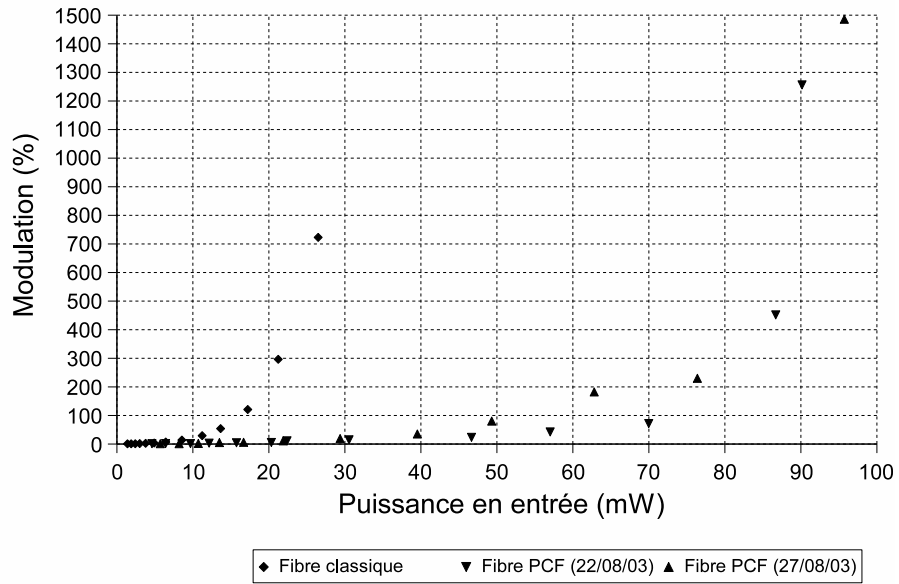


FIG. 4.2.5 – Comparaison des mesures en rebouclant ~ 40 % de l'onde Stokes

4.2.3 Observations et interprétation

Lorsqu'on observe le profil des pertes suivant la position dans la PCF (tronçon 2), on remarque la présence de deux zones particulières. Aussi pour s'assurer qu'elles n'ont aucune incidence sur l'utilisation de l'effet Brillouin pour réduire la profondeur de modulation, on a préféré réaliser deux séries de mesure dans les deux sens (voir figures 4.2.3 et 4.2.4).

A partir des courbes tracées, on peut relever la puissance de la porteuse nécessaire en entrée de fibre pour obtenir une modulation de 100 %. Les résultats sont présentés dans le tableau 4.2.1.

Fibre classique	PCF (22/08/03)	PCF (22/08/03)
$P_{in} \sim 20 \text{ mW}$	$P_{in} \sim 70 \text{ mW}$	$P_{in} \sim 60 \text{ mW}$

TAB. 4.2.1 – Puissance seuil pour la modulation

Il est également à remarquer que la profondeur de modulation augmente lorsqu'on se place en simple passage. Cependant la mise en œuvre d'une telle configuration pour obtenir une profondeur de 100 % de modulation nécessite une puissance en entrée de fibre bien supérieure. L'utilité d'une telle architecture est limitée. En effet, la réduction de la puissance de la porteuse est liée principalement à l'apparition de l'onde Stokes. On préférera donc une architecture avec un rebouclage de l'onde Stokes.

Pour les courbes représentant la modulation en fonction de la puissance de l'onde en entrée, on observe que le profil de la droite est exponentiel dans le cas d'une fibre classique. Pour ce qui est des fibres PCF, on est tenté d'affirmer la même chose. Cependant, du fait des importantes variations des intensités lumineuses en sortie, on ne peut conclure. En effet, pour réaliser ces mesures on a été obligé de moyenniser sur 16 tracés : les variations observées pour la PCF étaient de l'ordre de 1 *dBm* pour des mesures comprises entre -20 dBm et 20 dBm .

En conclusion de cette étude, on peut observer qu'on est parvenu à augmenter la profondeur de modulation jusqu'à une modulation de 100 % pour une puissance en entrée inférieure à 100 mW , en partant d'une profondeur de modulation d'environ 1,5 %. La réduction de porteuse équivalente est d'environ 30 *dB* pour la fibre classique, et on a pu atteindre une réduction de porteuse d'environ 60 *dB* pour la PCF. L'étape suivante serait donc de parvenir à augmenter le taux de rebouclage de l'onde Stokes. En effet, les mesures en simple passage ont permis d'observer que la réduction de la profondeur de modulation observée dans les cas de rebouclage de l'onde Stokes ne pouvait pas être liée au seul transfert d'énergie entre l'onde pompe et l'onde Stokes par effet Brillouin. Le fait de reboucler une partie de l'onde Stokes permet en effet de dépléter de manière significative l'onde pompe.

Conclusion

Cette étude a permis de montrer que le comportement des fibres à trous pour la diffusion Brillouin est identique à celui des fibres classiques. On a ainsi pu retrouver un seuil Brillouin qui est d'autant plus faible que la fibre est longue. De plus, on a pu réduire le seuil Brillouin dans les configurations simple passage de manière importante. Cependant, du fait des importantes pertes liées aux atténuations de la fibre, la réduction du seuil en rebouclant l'onde Stokes n'est pas aussi importante qu'attendu. On a pu également montrer que la réduction du seuil Brillouin dans les PCF est principalement lié à la réduction de l'aire effective.

En plus du problème d'atténuation importante des fibres à trous, on a pu observer que ce type de fibres est à l'origine d'importante variation des ondes optiques en sortie de fibre, ainsi que sur l'onde Stokes rétrodiffusée. Les variations importantes (de l'ordre de 5 à 10% en puissance) semblent être liées à l'instabilité de la structure des fibres à trous. Leur utilisation dans une enceinte calorifugée permettrait de réduire une partie de ces variations. Mais une étude plus approfondie semble nécessaire afin de trancher sur l'origine de ce bruit important.

Enfin, on a pu réaliser une réduction de porteuse de l'ordre de 60 dB pour la fibre à trous. Aussi l'utilisation de fibres à trous pour réaliser un traitement de signaux optiques analogiques peut être intéressant : on est capable de réduire la porteuse optique et d'en extraire l'information sans utiliser un signal optique très puissant, typiquement de l'ordre de 60 à 70 mW , voire encore moins avec une atténuation et des connections à faibles pertes.

A

Le laser Amoco

A.1 Principe

Le laser à état solide de longueur d'onde 1550 nm est basé sur une matrice de verre dopée aux ions Ytterbium (Yb^{3+}) et Erbium (Er^{3+}). La lumière à 1550 nm est générée par le pompage des ions Yb^{3+} par une lumière à 1064 nm . Il y a alors transfert de l'énergie des ions Yb^{3+} excités vers les ions Er^{3+} avec émission de photons à 1550 nm .

Comme le laser Er^{3+} est un système quantique à trois niveaux, il est nécessaire d'avoir une énergie importante pour dépasser l'absorption par l'état fondamental. Aussi la pompe à 1064 nm doit être concentrée dans la matrice de verre. La matrice de verre est donc placée à l'intérieur des deux cavités laser à 1064 nm et à 1550 nm , formant ainsi des cavités imbriquées. La contrainte de densité d'énergie importante impose que ces cavités imbriquées soient proches de l'emplacement où est créé la lumière laser à 1064 nm . Le laser à 1064 nm est obtenu à partir du pompage d'un barreau Nd:YAG par une diode laser à 810 nm .

Pour obtenir un laser monomode à 1542 nm , il est nécessaire de placer une lame quart d'onde (pour une longueur d'onde de 1542 nm) dans la cavité ainsi qu'une lame à l'angle de Brewster pour sélectionner une unique polarisation. La combinaison de la lame quart d'onde et de la lame à l'angle de Brewster forment ainsi un filtre de Lyot qui permet de modifier la longueur d'onde d'émission en modifiant la température de la lame quart d'onde.

A.2 Montage

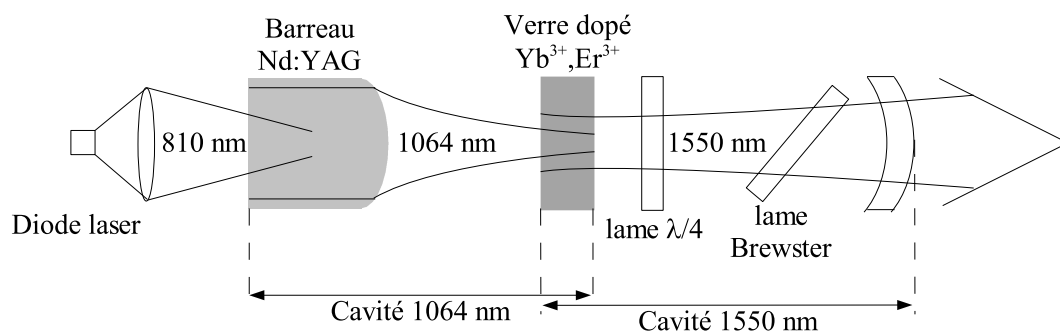


FIG. A.2.1 – Laser à état solide dopé Er^{3+} et Yb^{3+}

Table des figures

1.2.1 Description du problème	8
1.2.2 Amplificateur Brillouin	11
1.2.3 Générateur Brillouin	11
1.3.1 Distribution spatiale	13
1.3.2 Détail de la distribution spatiale	13
2.1.1 Dimensions d'une fibre optique	15
2.1.2 Réflexions dans une fibre	15
2.2.1 Structure microscopique	16
2.2.2 Préforme d'une PCF	16
2.2.3 Tirage d'une PCF	16
2.2.4 Modes dans la PCF	17
2.2.5 Fibre à contrôle de dispersion	18
2.2.6 Laser lumière solaire	18
2.2.7 Fibre à contrôle de polarisation	19
2.2.8 Fibres sans pertes	19
2.3.1 Spectre des battements	20
2.3.2 Montage expérimental	21
2.3.3 Tronçon 1 ($L = 104\text{ m}$) - Pics de battements	22
2.3.4 Tronçon 2 ($L = 400\text{ m}$) - Pics de battements	22
3.1.1 Montage expérimental pour le simple passage	23
3.1.2 Simple passage pour le tronçon 1 ($L = 104\text{ m}$)	24
3.1.3 Simple passage pour le tronçon 2 ($L = 400\text{ m}$ - 08/07/03)	25
3.1.4 Simple passage pour le tronçon 2 ($L = 400\text{ m}$ - 09/07/03)	25
3.1.5 Comparaison des P_{out} en simple passage	26
3.1.6 Comparaison des P_{stokes} en simple passage	26
3.2.1 Montage expérimental pour le rebouclage de l'onde Stokes	27
3.2.2 Rebouclage l'onde Stokes pour le tronçon 1 ($L = 104\text{ m}$)	28
3.2.3 Rebouclage l'onde Stokes pour le tronçon 2 ($L = 400\text{ m}$)	28
3.2.4 Comparaison des P_{out} en rebouclant l'onde Stokes	29
3.2.5 Comparaison des P_{stokes} en rebouclant l'onde Stokes	29
3.3.1 Taux de rebouclage de 5 % de l'onde Stokes	31
3.3.2 Taux de rebouclage de 20 % de l'onde Stokes	31
3.3.3 Taux de rebouclage de 30 % de l'onde Stokes	32

3.3.4 Taux de rebouclage de 45 % de l'onde Stokes	32
3.3.5 Comparaison de P_{out} suivant le taux de rebouclage de l'onde Stokes	33
3.3.6 Comparaison de P_{stokes} suivant le taux de rebouclage de l'onde Stokes	33
3.4.1 Spectre optique en sortie (ordonnées en dBm)	35
3.4.2 Mesures en simple passage	36
3.4.3 Taux de rebouclage de 5 % de l'onde Stokes	36
3.4.4 Taux de rebouclage de 30 % de l'onde Stokes	37
3.4.5 Taux de rebouclage de 45 % de l'onde Stokes	37
3.4.6 Comparaison de P_{out} suivant le taux de rebouclage de l'onde Stokes	38
3.4.7 Comparaison de P_{stokes} suivant le taux de rebouclage de l'onde Stokes	38
3.5.1 Montage expérimental pour l'étude des battements	39
3.5.3 Simple passage, fibre classique ($L = 5000 m$)	39
3.5.2 Simple passage, tronçon 2 ($L = 400 m$)	40
3.5.5 Rebouclage de 5 %, tronçon 2 ($L = 400 m$)	40
3.5.4 Rebouclage de 5 %, tronçon 1 ($L = 104 m$)	41
3.5.6 Rebouclage de 5 %, fibre classique ($L = 5000 m$)	41
3.6.1 Montage expérimental pour l'étude des battements	43
3.6.2 Battements Stokes-Stokes	43
3.6.3 Modes de la cavité de 5 km	44
3.6.4 Modes de la cavité de 10 km	44
3.6.5 Gain Brillouin	45
4.1.1 Modulateur de Mach Zehnder	47
4.1.2 Cristal électro-optique	47
4.1.3 Représentation fréquentielle de l'intensité	49
4.1.4 Spectre expérimental de l'intensité en sortie de modulateur	49
4.1.5 Modulation sinusoïdale	50
4.2.1 Montage expérimental	50
4.2.2 Fibre classique - Modulation de 1,5 %	51
4.2.3 Tronçon 2 - Modulation de 1,5 % (22/08/03)	51
4.2.4 Tronçon 2 - Modulation de 1,5 % (27/08/03)	52
4.2.5 Comparaison des mesures en rebouclant ~ 40 % de l'onde Stokes	52
A.2.1 Laser à état solide dopé Er^{3+} et Yb^{3+}	55

Liste des tableaux

2.3.1 Caractéristiques des fibres PCF utilisées	19
3.3.1 Seuil Brillouin suivant le taux de rebouclage	30
3.4.1 Comparaison fibre classique - PCF	34
3.5.1 Comparaison des intervalles spectraux libres	42
4.2.1 Puissance seuil pour la modulation	53

Bibliographie

- [1] Robert W. BOYD, *Non linear optics*, Academic Press, 1986.
- [2] Govind P. AGRAWAL, *Non linear fiber optics*, Academic Press, 2001.
- [3] Jay E. SHARPING and Prem KUMAR, *Non linear optics in photonic crystal fibers*, 2002.
- [4] T.M. MONRO, D.J. RICHARDSON, N.G.R. BRODERICK and P.J. BENNETT, *Holey optical fibers : an efficient modal model*, *Journal of Lightwave Technology*, **17**, 1093-1102, juin 1999.
- [5] L. CHEN, X. BAO, *Analytical and numerical solutions for steady state stimulated Brillouin scattering in a single-mode fiber*, *Optics Communication*, **152**, 65-70.