

Combinaison cohérente par contrôle actif de la phase en régime impulsionnel

Introduction	54
2.1. Combinaison de faisceaux en régime impulsionnel.....	54
2.1.1. Difficultés de la combinaison cohérente impulsionnelle par contrôle actif de la phase.....	54
2.1.2. Présentation de notre approche pour la mise en phase impulsionnelle	54
2.2. Mesure des variations de phases au cours d'une impulsion.....	56
2.2.1. Importance du couplage phase/amplitude	56
2.2.2. Variations de phase au cours d'une impulsion	56
2.2.3. Description de l'impulsion utilisée	58
2.2.4. Mesure de la variation de la phase.....	61
2.3. Démonstration expérimentale de la combinaison cohérente impulsionnelle.....	64
2.4. Vers un régime de fonctionnement totalement impulsionnel	67
Conclusion.....	68
Références	69

Introduction

Dans ce chapitre nous présenterons l'approche mise en œuvre qui a permis d'obtenir les premiers résultats de mise en phase d'impulsions par la technique du marquage en fréquence. Après l'évaluation des variations de phase dans une impulsion, la démonstration expérimentale de la mise en phase de deux impulsions sera réalisée.

2.1. Combinaison cohérente en régime impulsionnel

2.1.1. Difficultés de la combinaison cohérente impulsionnelle par contrôle actif de la phase

Il existe peu de démonstrations de combinaison de faisceaux en régime impulsionnel. L'université de Jena a réalisée la combinaison spectrale [1] d'impulsions courtes (durée ~ 2 ns) correspondant à une énergie combinée de 3,7 mJ. La combinaison spectrale consiste à superposer des faisceaux via un élément dispersif, on ne s'intéressera pas à la phase des impulsions. La principale difficulté rajoutée par le régime impulsionnel est la synchronisation temporelle des impulsions. Dans le domaine de la combinaison cohérente par contrôle passif de la phase, il est dans certaines configurations, également possible de réaliser une mise en phase impulsionnelle. Par exemple, la société Qinetiq [2] a réalisé, en partenariat avec l'Air Force Research Laboratory, la combinaison cohérente passive d'un laser Q-switch dans une fibre dopée multicœur (6 cœurs). Ils obtiennent des impulsions de 26 ns et de 10 kHz de fréquence de répétition, avec 2,2 mJ d'énergie dans l'impulsion combinée.

Pour la combinaison cohérente par contrôle actif de la phase, la difficulté est de pouvoir corriger les variations de phase pendant l'impulsion à l'aide d'un système d'asservissement. Il faut donc asservir ces variations dans un laps de temps inférieur à la durée de l'impulsion. Dans le cas d'une impulsion de 1 ns, il est nécessaire d'avoir un système d'asservissement dont la bande passante soit supérieure à la dizaine de gigahertz. Pour le cas particulier du marquage en fréquence, en reprenant les équations de la fin du chapitre 1 (cf. partie 1.3.4.), nous devons donc corriger un bruit de phase dans le domaine de fréquence de la dizaine de gigahertz. Il nous faut donc un filtre passe-bas possédant une fréquence de coupure autour de 10 GHz. Dans ces conditions, une fréquence de modulation de l'ordre de la centaine de gigahertz est nécessaire. La bande passante de nos modulateurs de phase étant très inférieure à cette valeur, de même que la bande passante du photodétecteur, il n'est donc pas envisageable de réaliser un système d'asservissement pouvant corriger les variations de phase au cours d'une impulsion.

2.1.2. Nouvelle approche pour la mise en phase impulsionnelle

Connaissant les limites en bande passante de notre système d'asservissement, l'objectif devient alors d'identifier le régime de fonctionnement permettant d'avoir des variations de phase minimal pendant l'impulsion. Il faut alors s'assurer que nous sommes en phase juste avant les impulsions. Pour s'en assurer, la solution que nous proposons pour mettre en phase des impulsions par contrôle actif de la phase, est de corriger la phase entre les impulsions. Ceci peut être réalisé en utilisant un signal continu entre les impulsions. C'est sur ce signal continu que le système va corriger notamment les fluctuations de phases lentes liées à la température et aux vibrations. Ainsi nous serons en phase juste avant les impulsions, sans modifier notre système d'asservissement qui

corrige les fluctuations de phases jusqu'au kilohertz. Le signal optique en sortie de l'oscillateur maître peut alors être présenté de la manière suivante (fig. 2.1.) :

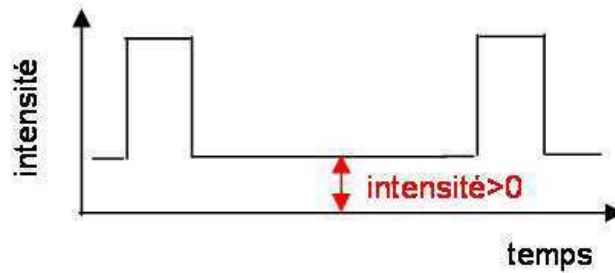


Figure 2.1. : Signal sortant de l'oscillateur maître

Nous allons donc tirer profit d'un signal entre les impulsions. Comme nous n'allons pas corriger les variations de phase pendant l'impulsion (car trop rapide), cette solution ne peut marcher que dans deux cas :

- Si les variations de phases au cours d'une impulsion sont faibles (inférieures à $\lambda/20$). Dans ce cas, il existera une différence de phase résiduelle entre les impulsions combinées mais qui sera du même ordre de grandeur que dans le cas continu. Par exemple, considérons que nous sommes en phase juste avant les impulsions et que les variations de phase au cours de l'impulsion soient de l'ordre de $\lambda/20$. Alors il existera une différence de phase résiduelle du même ordre de grandeur pour les impulsions combinées.
- Si les variations de phases sont reproductibles d'impulsion à impulsion et surtout si les variations de phases sont les mêmes sur chacune des voies. Dans ce cas, les différences de phases entre les différentes voies sont nulles et les impulsions seront en phase.

L'étape préliminaire, avant de combiner des impulsions, est donc de mesurer les variations de phases au cours d'une impulsion.

2.2. Mesure des variations de phases au cours d'une impulsion

Avant de procéder à cette mesure, il faut s'intéresser aux causes qui perturbent la phase des impulsions. Nous nous placerons alors sous le seuil de puissance d'apparition de ces effets non-linéaires défini au chapitre 1. Dans le cas des amplificateurs commerciaux que nous utiliserons, la puissance crête seuil est de 100 W. On s'intéressera plus particulièrement aux phénomènes liés à l'amplification mais qui peuvent survenir à de faibles puissances.

2.2.1. Importance du couplage phase/amplitude

L'inversion de population dans le milieu à gain modifie son indice de réfraction. Pendant l'amplification d'une impulsion, la déplétion du gain implique que le début de l'impulsion ne voit pas le même indice de réfraction que la fin de l'impulsion. Cet effet est quantifié par la relation de Kramers-Krönig qui relie la partie imaginaire de la susceptibilité complexe χ'' à sa partie réelle χ' :

$$\chi'(\omega) = \frac{1}{\pi} V.P. \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\chi''(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' \quad (2.1.)$$

avec *V.P.* la valeur principale de Cauchy de l'intégrale, et ω la pulsation de l'émission laser. Considérons alors le milieu à gain d'indice de réfraction n_0 dans lequel la susceptibilité des dopants est telle que : $|\chi(\omega)| \ll 1$. L'indice de réfraction $n(\omega)$ et le gain $g(\omega)$ peuvent alors être exprimés de la manière suivante [3] :

$$\begin{aligned} n(\omega) &\approx n_0 + \frac{\chi'(\omega)}{2n_0} \\ g(\omega) &\approx \frac{-\omega}{n_0 c_0} \chi''(\omega) \end{aligned} \quad (2.2.)$$

avec c_0 la vitesse de la lumière dans le vide.

On peut donc remplacer, dans la relation de Kramers-Krönig (eq. 2.1.), la partie réelle de la susceptibilité par l'indice de réfraction et la partie imaginaire par le gain (eq. 2.2.) :

$$\Delta n(\omega) \approx -\frac{c_0}{\pi} \int \frac{\omega' \Delta g(\omega')}{(\omega')^2 - \omega^2} d\omega' \quad (2.3.)$$

Dans les références suivantes [4, 5], ce phénomène a été étudié et mesuré même à faible puissance.

Pour des amplificateurs strictement identiques (même concentration de dopants, même longueur de fibre...), l'amplification d'une impulsion avec la même puissance de pompe et la même puissance de signal en entrée de l'amplificateur doit conduire à la même variation de phase au cours de l'impulsion. Dans le cas de la combinaison cohérente, les impulsions sont amplifiées sur différentes voies et il est peu envisageable d'avoir rigoureusement les mêmes conditions expérimentales sur chacune des voies et donc les mêmes variations de phases.

2.2.2. Dynamique de phase d'impulsion optique amplifiée

Une étude, conduite par Cheung *et al.* à Northrop Grumman [6], présente la mesure des variations de phases induites lors d'une amplification d'une impulsion de forte énergie. Il s'agit en effet d'impulsions de 180 μ J de durée 1 ns avec une fréquence de répétition (Pulse Repetition

Frequency : PRF) de 20 kHz ($P_{\text{crête}} \sim 180$ kW). Le schéma du montage qu'ils ont utilisé est présenté sur la figure suivante (fig. 2.2.).

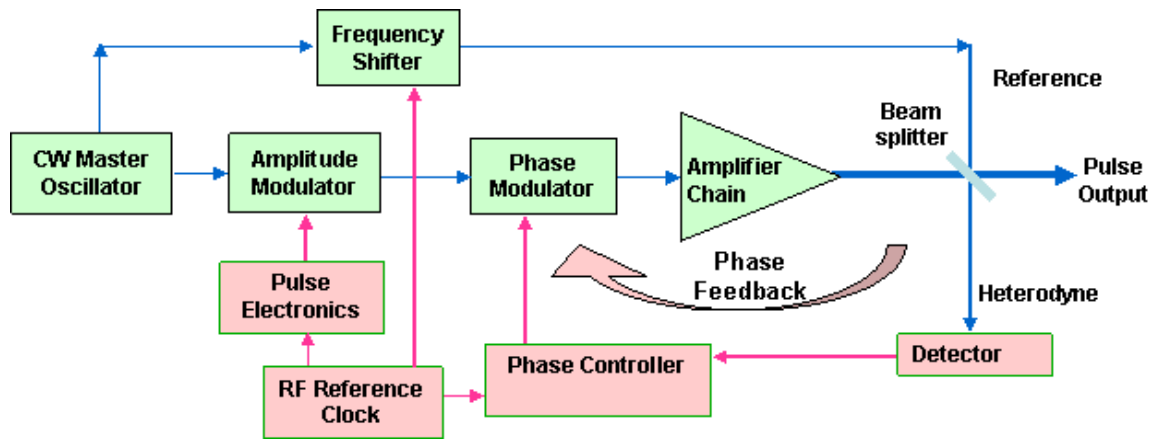


Figure 2.2. : Schéma de la mesure de la variation de phase ainsi que de l'asservissement de la voie pulsée avec la voie de référence [4].

Ainsi en mesurant la variation d'amplitude du signal combinée (fig. 2.3.), ils ont pu calculer la variation de la phase au cours de l'impulsion.

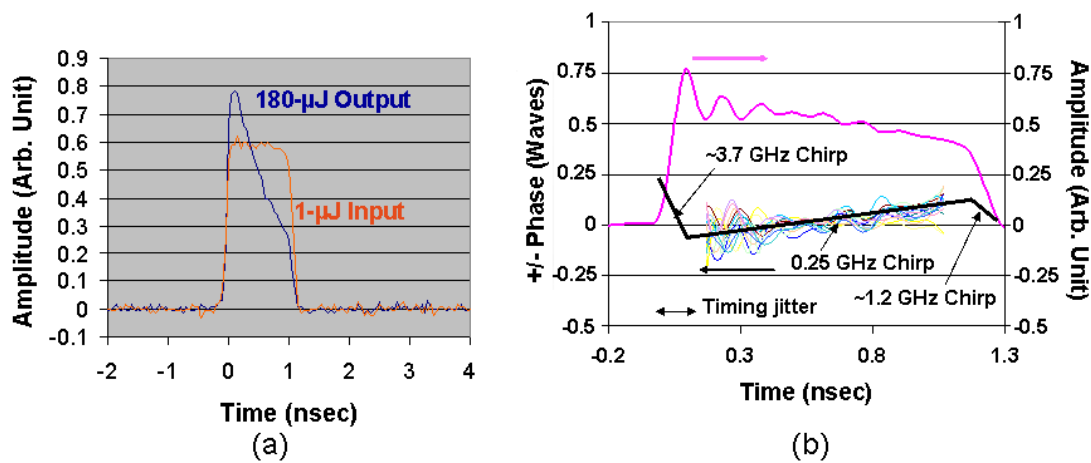


Figure 2.3. : (a) Impulsion avant et après amplification et (b) variation de phase au cours de l'impulsion [4]

La figure 2.3(a) présente les formes d'impulsion avant et après amplification. La figure 2.3(b) présente les résultats sur la phase de l'impulsion. La courbe rose est la moyenne temporelle du profil d'intensité de l'impulsion combinée avec la voie de référence. Les autres traces sont une série de profils de phase prise sur 3 minutes. La déformation du profil temporel de l'impulsion (combinée avec la référence) permet d'évaluer les fluctuations de phase pendant l'impulsion, qui peuvent aller jusqu'à $\lambda/4$ dans ce cas. La série de courbes indiquent que le profil de phase pendant l'impulsion est stable et reproductibles à plus de 90% pour des impulsions de 1 ns.

Dans cette configuration, les variations de phases sont de l'ordre de $\lambda/4$ (fig 2.3. (b)). Cette étude a démontré clairement que ces variations sont reproductibles d'impulsion à impulsion. Cependant, une variation de $\lambda/4$ est trop importante pour réaliser la combinaison cohérente impulsionnelle (i.e. une bonne qualité de mise en phase requière une variation de phase inférieure à

$\lambda/20$). Il est donc préférable d'utiliser des impulsions d'énergies moins importantes ce qui entraînera des variations de phase plus faibles.

2.2.3. Description de l'impulsion utilisée

La figure suivante présente le schéma du montage pour caractériser les impulsions en termes d'amplitude et non en phase (fig. 2.4.) :

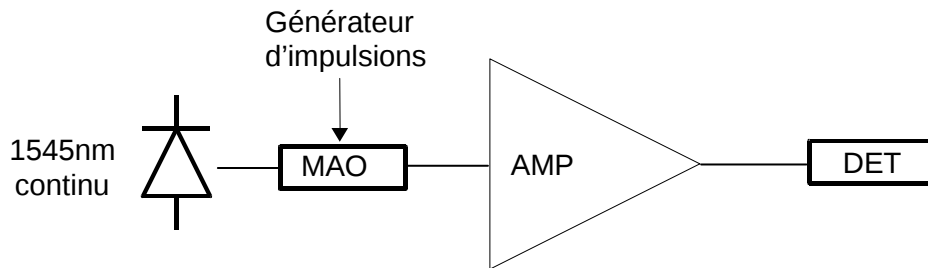


Figure 2.4. : Schéma du montage pour caractériser l'impulsion. MAO : Modulateur Acousto-Optique. AMP : amplificateur. DET : photodétecteur relié à un oscilloscope ou puissancemètre

L'oscillateur maître utilisé est une diode laser qui émet un signal à 1545 nm continu à 15 kHz de largeur spectrale. Les impulsions sont générées à partir d'un Modulateur Acousto-Optique (MAO), dont le taux d'extinction est ajustable. En modulant la tension appliquée au MAO, il est possible de générer des impulsions qui présentent une composante continue faible entre les impulsions. Compte-tenu de la bande passante de modulation du MAO, les impulsions optiques obtenues ont un profil quasi-gaussien avec une largeur à mi-hauteur entre 70 et 80 ns. Ces impulsions sont longues et peuvent donc être caractérisées directement avec une photodiode rapide, en particulier pour la mesure de la puissance crête. Les impulsions sont ensuite amplifiées à l'aide d'un amplificateur commercial Keopsys 2W à maintien de polarisation (modèle KPS-BT2-C-33-PM-PB-FA). Une impulsion ainsi générée est présentée sur la figure suivante (fig. 2.5.). Le signal entre les impulsions étant très faible, il n'apparaît pas sur ce graphique compte tenu du calibre utilisé sur l'oscilloscope.

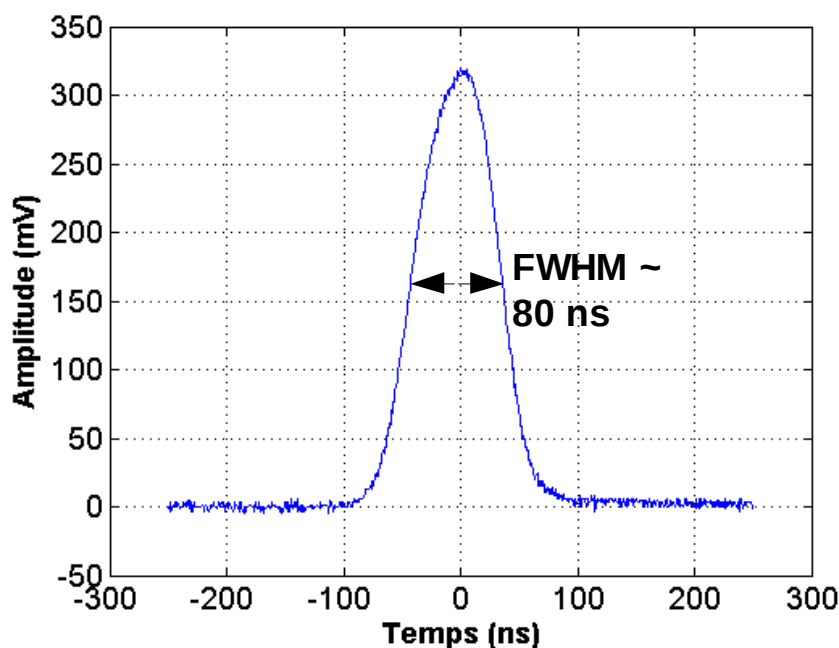


Figure 2.5. : Impulsion de 80 ns après amplification réalisé avec une fréquence de répétition de 10 kHz

Le choix des paramètres de la PRF (10 kHz) et d'atténuation du signal entre les impulsions a été fait sachant que nous utiliserons un signal continu entre les impulsions. Ce signal continu est amplifié et utilise donc le gain de l'amplificateur initialement destiné à amplifier les impulsions. Un signal continu trop élevé implique d'avoir peu d'énergie pour les impulsions. Mais un signal continu trop faible risque d'être noyé dans l'Emission Spontanée Amplifiée (ESA). On doit donc analyser l'évolution de la puissance crête et de la puissance moyenne en fonction de la PRF et de la quantité de signal entre les impulsions. La figure 2.6. présente l'évolution de la puissance crête et de la puissance moyenne (ESA incluse) en fonction de la PRF.

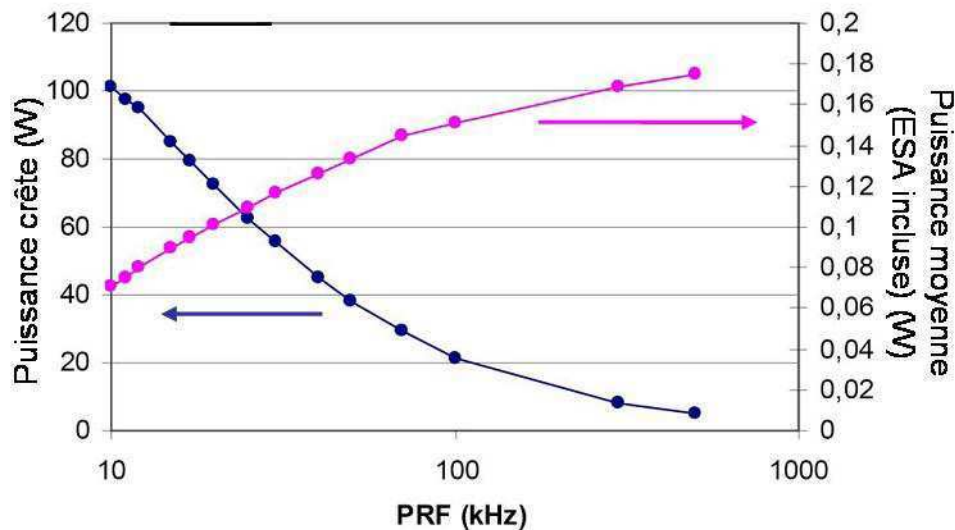


Figure 2.6. : Evolution de la puissance crête et de la puissance moyenne en fonction de la fréquence de répétition (PRF)

On choisit une PRF de 10 kHz afin d'avoir une puissance crête maximale qui est ici de 100 W (fig. 2.6.). En diminuant cette PRF, on atteint des puissances crêtes plus élevées mais on observe alors l'apparition d'effets liés à la diffusion Brillouin stimulée. La figure suivante (fig. 2.7.) présente l'évolution de la puissance crête et de la puissance entre les impulsions en fonction de l'atténuation du signal entre les impulsions lorsque la PRF est de 10 kHz.

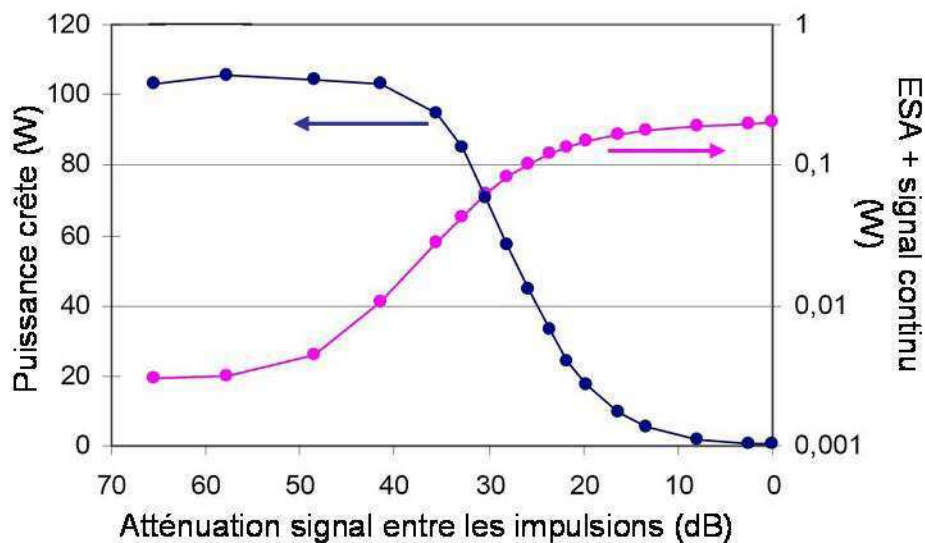


Figure 2.7. : Evolution de la puissance crête et de la puissance entre les impulsions : Signal+Emission Spontanée Amplifiée (ESA) en fonction de l'atténuation entre les impulsions au niveau de l'oscillateur maître lorsque la fréquence de répétition (PRF) est de 10 kHz

Lorsque le signal entre les impulsions n'est pas assez atténué (à partir de 40 dB sur la figure 2.7.), la puissance crête chute rapidement. Il faut donc atténuer ce signal à plus de 40 dB. Pour évaluer correctement la quantité de signal utile entre les impulsions, par rapport à l'ESA, nous avons inséré un deuxième MAO juste avant la détection. Ce MAO est synchronisé sur le premier et sert à supprimer les impulsions. Ainsi on observe uniquement le signal entre les impulsions. La figure 2.8. présente se montage avec la suppression de l'impulsion.

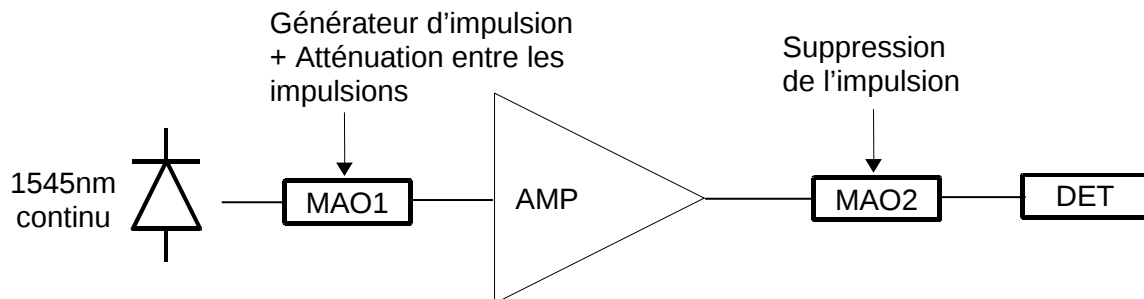


Figure 2.8. : Schéma du montage pour caractériser le signal entre les impulsions.

On mesure alors la puissance du signal entre les impulsions pour différentes valeurs d'atténuation réglées avec le MAO1. La figure 2.9. présente le signal entre les impulsions lorsque l'atténuation du signal entre les impulsions est de 60 dB et lorsque l'atténuation est totale.

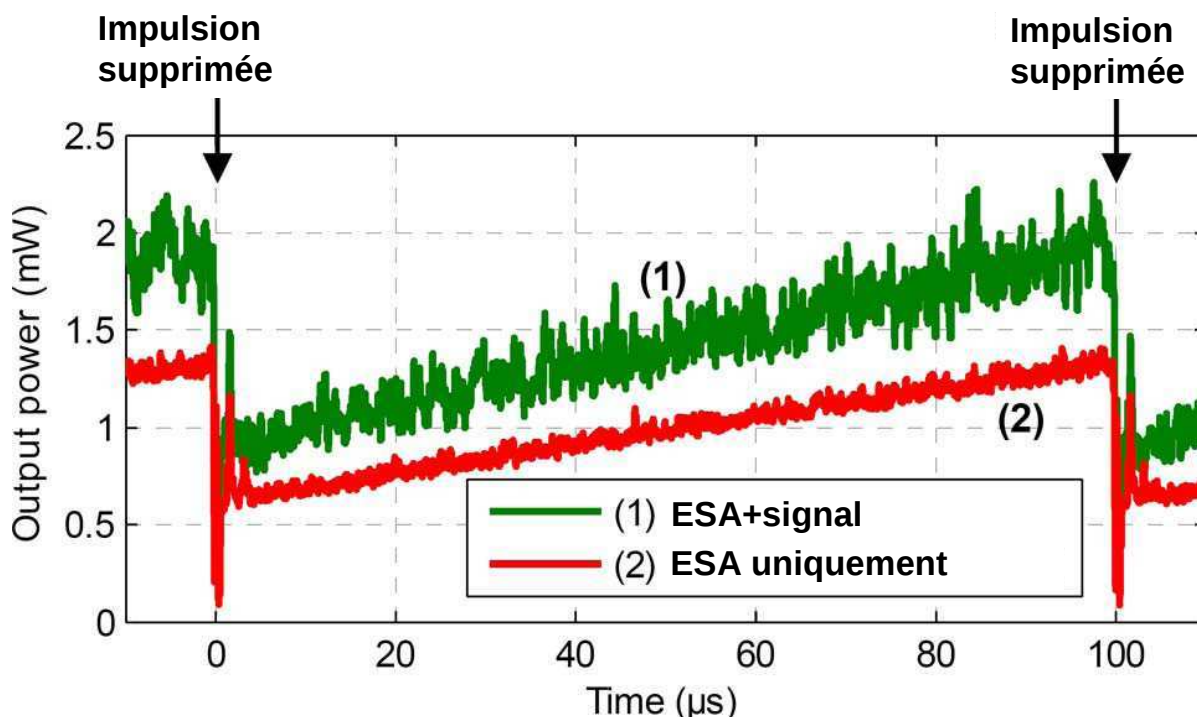


Figure 2.9. : Signal entre les impulsions lorsque (1) on observe l'ESA et le signal utile avec une atténuation de 60 dB sur le MAO1 et (2) lorsque le taux d'extinction du MAO1 est maximal on observe seulement l'ESA à titre de comparaison

Avec cette atténuation de 60 dB, la puissance crête est maximale (100 W crête) et le signal entre les impulsions n'est pas noyé dans le bruit généré par l'ESA, ainsi qu'on peut l'observer sur la courbe (1) de la figure 2.9. Nous nous fixons donc une atténuation de 60 dB, mais nous effectuerons un réglage fin empiriquement en fonction de la qualité de la mise en phase que nous obtiendrons et pas seulement en fonction de la puissance crête des impulsions.

2.2.4. Mesure de la variation de la phase après amplification

La mesure de la variation de la phase au cours d'une impulsion a été réalisée à l'aide d'un interféromètre de Mach-Zehnder. Le schéma du montage est présenté à la figure suivante (fig. 2.10.) :

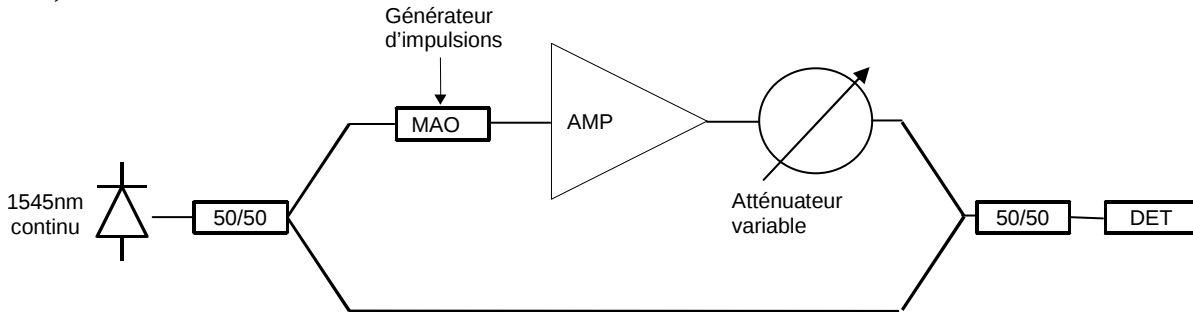


Figure 2.10. : Schéma de l'interféromètre de Mach-Zehnder

Le signal issu de la diode laser est séparé en deux parties à l'aide d'un coupleur 50/50. Une voie est continue et nous sert de signal de référence (la voie du bas sur la figure 2.10.). Dans la deuxième voie, on génère les impulsions comme précédemment à l'aide d'un MAO. Ce MAO ne génère pas seulement les impulsions dans le signal continu, mais décale également la pulsation laser de 100 MHz. Après amplification, un atténuateur variable permet d'ajuster les niveaux de puissance entre les deux voies de l'interféromètre. Il a été ajusté pour obtenir la même puissance sur les deux voies (et donc un contraste maximal) pendant l'impulsion, c'est-à-dire que la puissance crête est égale à la puissance sur la voie de référence. Ainsi, on mesure l'interférogramme suivant (fig. 2.11.) :

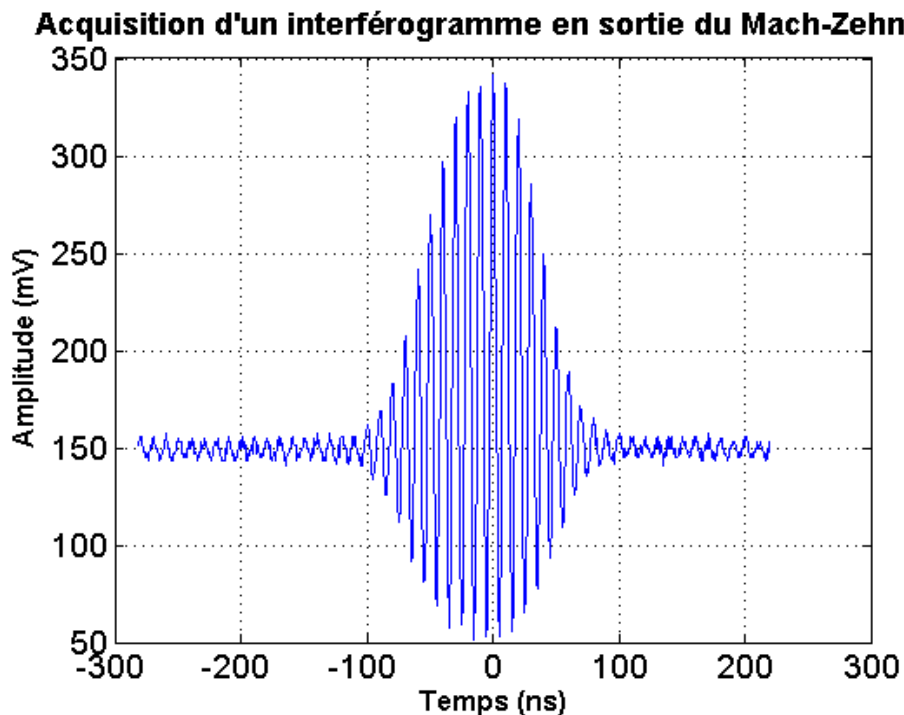


Figure 2.11. : Interférogramme mesuré par l'interféromètre de Mach-Zehnder

Dans cet interférogramme, on observe les oscillations à 100 MHz. Ce sont grâce à elles que nous allons calculer les variations de phases de cette impulsion. En effet, l'intensité s'écrit :

$$I(t) = E_1^2 + E_2^2(t) + 2E_1E_2(t)\cos(\Omega t + \varphi_1 - \varphi_2) \quad (2.4.)$$

avec $\Omega = 100$ MHz, E_1 l'amplitude du champ de la voie de référence qui est constante, $E_2(t)$ l'amplitude de la voie pulsée dont l'enveloppe est ici approximée par une gaussienne et $\varphi_1 - \varphi_2$ la différence de phase entre les deux voies. On peut écrire cette différence de phase de la manière suivante : $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \varphi_0 + \delta\varphi(t)$ avec φ_0 un décalage de phase correspondant à la différence de chemin optique entre les deux voies. On considère qu'il n'y a pas de variation de phase pendant l'impulsion sur la voie de référence, donc le terme $\delta\varphi(t)$ correspond à la variation de la phase de l'impulsion. On a donc l'intensité suivante :

$$I(t) = E_{01}^2 + E_{02}^2(t) + 2E_{01}E_{02}(t)\cos(\Omega t + \varphi_0 + \delta\varphi(t)) \quad (2.5.)$$

S'il n'y avait pas de variation de phase pendant l'impulsion, l'intensité mesurée par le photodétecteur serait telle que $\delta\varphi(t) = 0$. On va donc simuler l'interférogramme parfait sans variations de phase et le comparer à celui mesuré. Cette comparaison est réalisée au niveau des passages par 0 du cosinus. En effet, il y a un décalage temporel entre les passages par 0 de l'interférogramme parfait et celui mesuré à cause du terme $\delta\varphi(t)$. La relation qui relie ce décalage temporel et la variation de la phase est la suivante pour le $m^{\text{ème}}$ passage par 0 de l'interférogramme :

$$\Delta t = t_m^{\text{simulation}} - t_m^{\text{mesure}} = \frac{\delta\varphi(t)}{\Omega} \quad (2.6.)$$

Donc : $\delta\varphi(t) = \Omega\Delta t$ à un offset de phase φ_0 près. Cet offset peut être estimé grâce au signal avant ou après l'impulsion, car les variations de phase sont très faibles en dehors de l'impulsion. Pour connaître la position des zéros, on approxime la partie du cosinus par une droite passant entre les deux points les plus proches de 0. La figure suivante (fig. 2.12.) montre le principe de cette mesure :

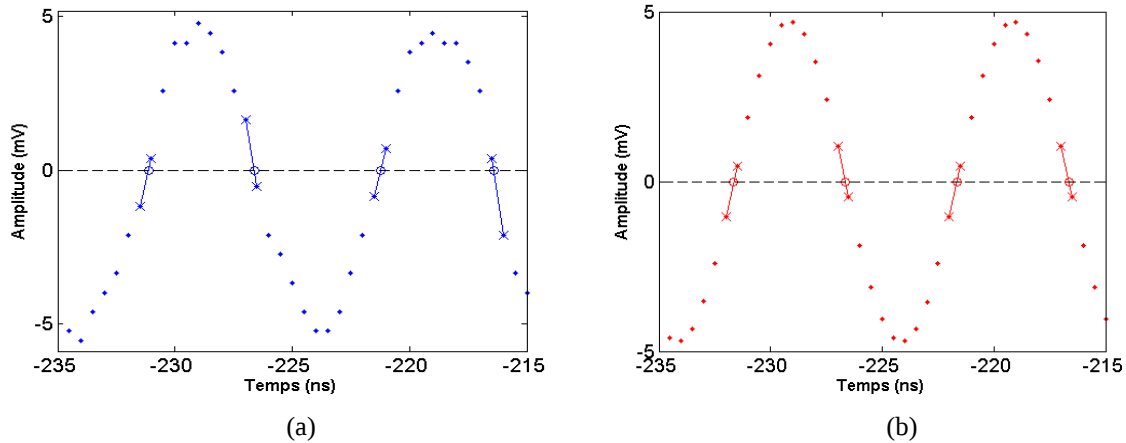


Figure 2.12. : (a) Détermination des zéros du signal mesuré et (b) détermination des zéros de l'interférogramme simulé

On obtient ainsi la variation de la phase au cours de l'impulsion que nous exprimerons en $\frac{1}{N}$ (fig. 2.13.).

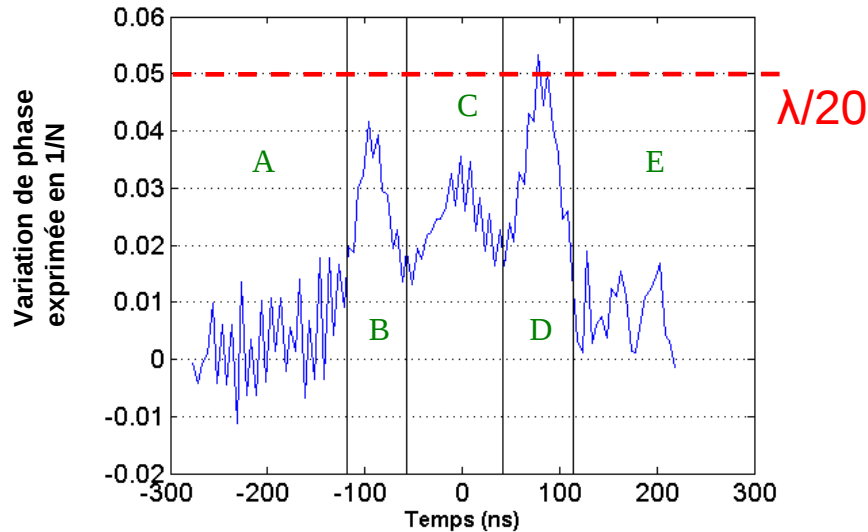


Figure 2.13. : Variation de la phase pendant l'impulsion exprimée en $1/N$

On peut séparer cet interférogramme en trois grandes catégories :

- 1) la première catégorie est composée des zones A et E sur le graphique. Elle correspond au signal avant et après l'impulsion. Dans ces parties, les variations de phases sont très faibles, de l'ordre de $\lambda/100$.
- 2) la deuxième catégorie est composée de la zone C sur le graphique. Elle correspond à la zone centrale de l'impulsion lorsque la puissance est la plus élevée. Dans cette partie les variations de phase sont plus importantes, de l'ordre de $\lambda/30$.
- 3) la troisième catégorie est composée des zones B et D sur le graphique. Elle correspond aux fronts montant et descendant de l'impulsion et on y observe deux pics. Plusieurs explications peuvent être avancées :
 - (i) ces pics sont induits par l'amplification. Or lorsqu'on réalise cette même expérience sans amplificateur, on observe encore ces deux pics. Ce n'est donc pas une variation de phase liée à l'amplification.
 - (ii) lorsqu'on augmente ou diminue le courant appliqué au MAO, le décalage en fréquence n'est pas exactement de 100 MHz. Ainsi, la comparaison entre l'interférogramme mesuré et l'interférogramme simulé à 100 MHz n'est pas correcte dans ces zones. Dans ce cas, ce défaut de décalage en fréquence se retrouvera dans toutes les voies lorsqu'on réalisera la combinaison cohérente impulsionnelle.
 - (iii) ces pics proviennent d'un mauvais échantillonnage de ces deux parties de l'impulsion.

Bien que la raison de ces pics en zones B et D ne nous est pas connue, cette variation n'est pas problématique, car inférieure à $\lambda/20$.

Nous avons donc mesuré les variations de phase au cours d'une impulsion de 80 ns et de 100 W de puissance crête. Ces variations sont à comparer avec celles de la partie 2.2.2. qui étaient de $\lambda/4$. Avec nos impulsions choisies, ces variations sont à un niveau suffisamment faible pour réaliser la combinaison cohérente impulsionnelle, en mettant en phase notre système entre les impulsions, sans corriger les variations de phase pendant l'impulsion.

2.3. Démonstration expérimentale de la combinaison cohérente impulsionnelle

Nous réalisons à présent la mise en phase impulsionnelle de deux impulsions. Le schéma de la combinaison cohérente impulsionnelle est présenté à la figure suivante (fig. 2.14.) :

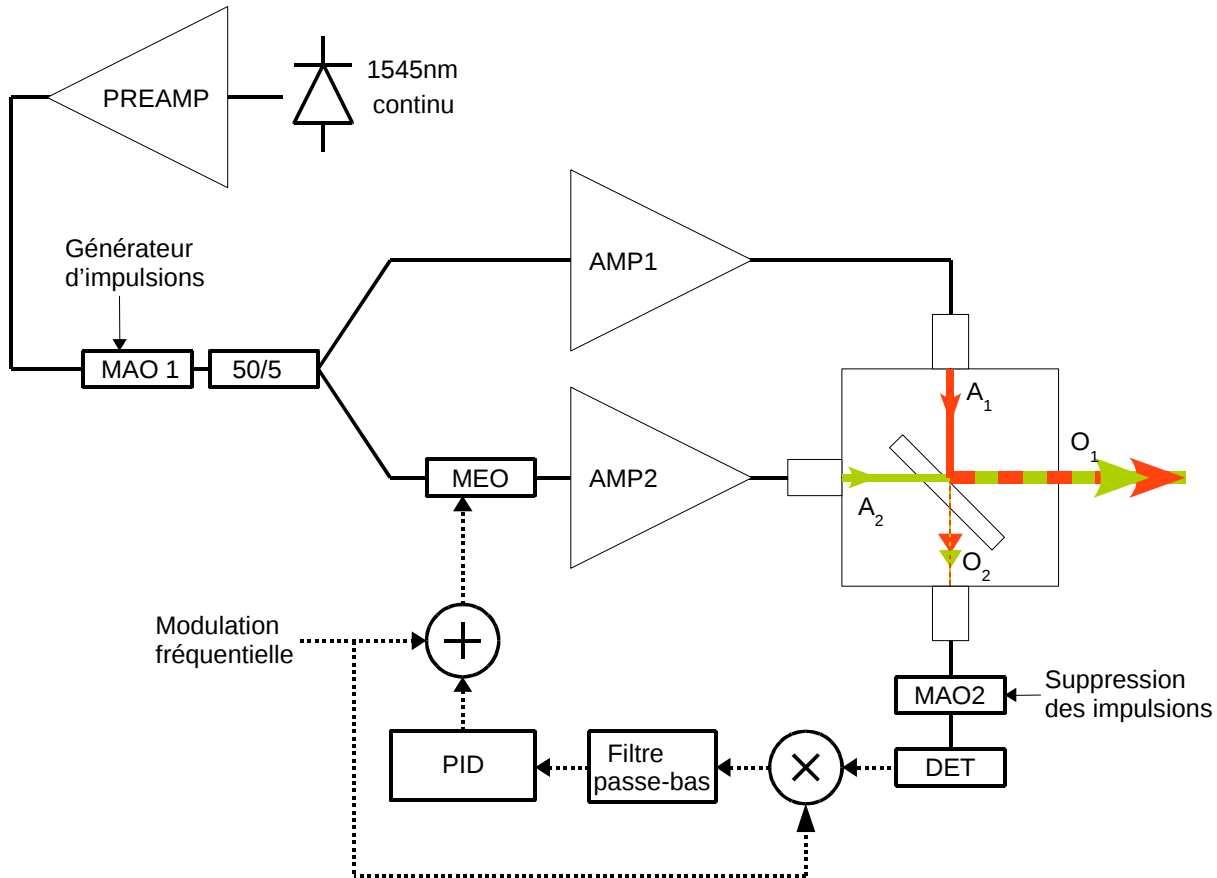


Figure 2.14. : Schéma de la combinaison cohérente impulsionnelle. PREAMP : préamplificateur. MEO : Modulateur Electro-Optique. A1 et A2 : sorties de chacune des voies respectivement. O1 et O2 : sorties combinées

Dans cette expérience le signal continu issu d'une diode laser est d'abord préamplifié à 200 mW et modulée par un MAO pour générer des impulsions de 70 ns à une fréquence de répétition de 10 kHz et la composante continue entre les impulsions est ajustée à 60 dB d'atténuation. Ces impulsions sont alors séparées par un coupleur 50/50. La première voie comprend simplement un amplificateur Keopsys (le même que dans la partie 2.2.3.). La deuxième comprend, en plus d'un amplificateur Keopsys (2W à maintien de polarisation modèle KPS-STD-BT-PFA-1545-014_200-20-PM-FA), un MEO (Photline MPX-LN-04), utilisé en tant que modulateur de phase, sur lequel on applique la modulation de fréquence 1 MHz ainsi que la correction issue du système d'asservissement. Les signaux issus des EDFAs sont collimatés par des lentilles asphériques de 8 mm de diamètre, puis combinées à l'aide d'une lame séparatrice 50/50 en espace libre. On aurait pu choisir un deuxième coupleur 50/50 fibré pour combiner les impulsions mais cela aurait ajouté une grande longueur de fibre derrière les amplificateurs ce qui a pour effet d'abaisser le seuil de la diffusion Brillouin.

Au niveau de la sortie combinée O2, un deuxième MAO, synchronisé avec le premier MAO, est utilisé. Il permet la suppression de la puissance optique correspondant à l'impulsion amplifiée pour éviter la saturation de la photodiode, ne laissant passer que la partie continue du signal. La

suppression de l'impulsion n'est pas gênante pour l'asservissement. En effet, on supprime 100 ns de signal. Comparé aux 100 μ s de signal entre les impulsions, cela ne représente que 0,1% du total. La figure suivante (fig. 2.15.) représente les différents signaux appliqués aux MAO ainsi que le signal reçu sur le détecteur dans le cas où seule une voie est utilisée :

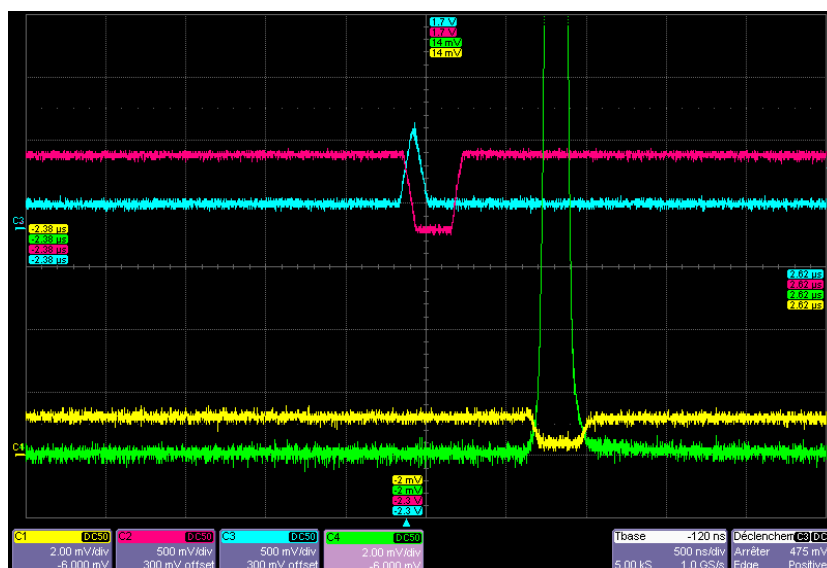


Figure 2.15. : Bleu : signal appliqué au MAO1. Rouge : signal appliqué au MAO2. Vert : impulsion après amplification. Jaune : signal reçu par la photodiode placé derrière le MAO2.

Pour combiner correctement les impulsions, il faut les synchroniser temporellement. Dans notre régime de fonctionnement (nanoseconde), cela ne pose pas de problème spécifique. En effet, 70 ns correspondent à une quinzaine de mètres de fibres. On a donc une grande tolérance vis-à-vis de cette synchronisation qui peut se faire simplement en ajoutant (ou en retirant) de la fibre sur une des voies avant l'amplification. Une fois la synchronisation des MAOs effectuée et la synchronisation temporelle des impulsions réalisée, on peut mettre en fonctionnement la boucle d'asservissement qui est constituée d'une détection synchrone (standford research system SR830 DSP Lock-in amplifier) et d'un PID programmé sur une carte FPGA.

Avec un taux d'atténuation de 60 dB du signal entre les impulsions (fig. 2.9), l'énergie contenue dans les impulsions représente 98,5% du total de l'énergie. L'énergie entre les impulsions (ESA+signal) ne représente ici que 1,5% du total. On obtient les caractéristiques suivantes lorsqu'on analyse séparément chacune des voies (tableau 2.1.) :

	Puissance moyenne @ A1 et A2 (mW)	Puissance crête @ A1 et A2 (W)	ESA+ Signal continu @ A1	Puissance moyenne @ O ₁ (mW)	Puissance moyenne @ O ₂ (mW)
AMP1	67	95	1,4%	28	39
AMP2	86	123	1,5%	50	36

Tableau 2.1. : Caractéristiques de chaque voie

La figure suivante présente les signaux reçus aux différentes sorties A1, A2, O1 et O2 (fig. 2.16.) lorsque l'asservissement est optimisée pour maximiser la puissance vers O1 (fig. 2.16.). Le signal résiduel sur O2 est suffisant pour l'asservissement. Pour maximiser la puissance vers O2, il suffit d'ajouter un déphasage de π .

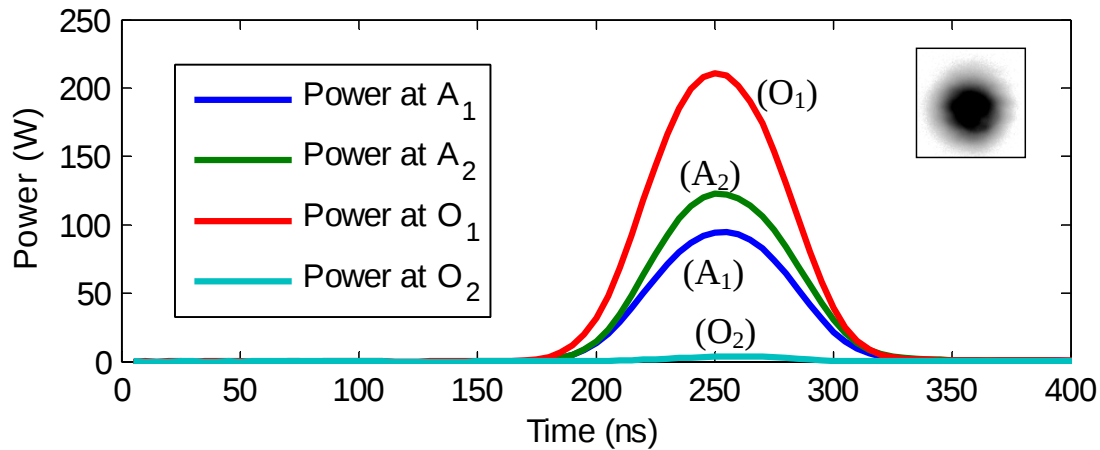


Figure 2.16. : L'impulsion aux différentes sorties du système. En encart, l'image à la caméra de l'impulsion combinée.

On mesure alors une puissance crête de l'impulsion combinée de 208 W. Cette valeur est à comparer à la somme des puissances crêtes de chacune des voies : 95 W + 123 W = 218 W crête. On obtient donc une efficacité de combinaison égale au rapport de ces puissances crêtes : $\frac{208}{218} = 95\%$ d'efficacité.

Pour calculer l'erreur de phase résiduelle, on acquiert une impulsion combinée qu'on intègre sur le temps pour en obtenir l'énergie. On trace alors (fig. 2.17.) l'énergie des impulsions combinées en fonction du temps :

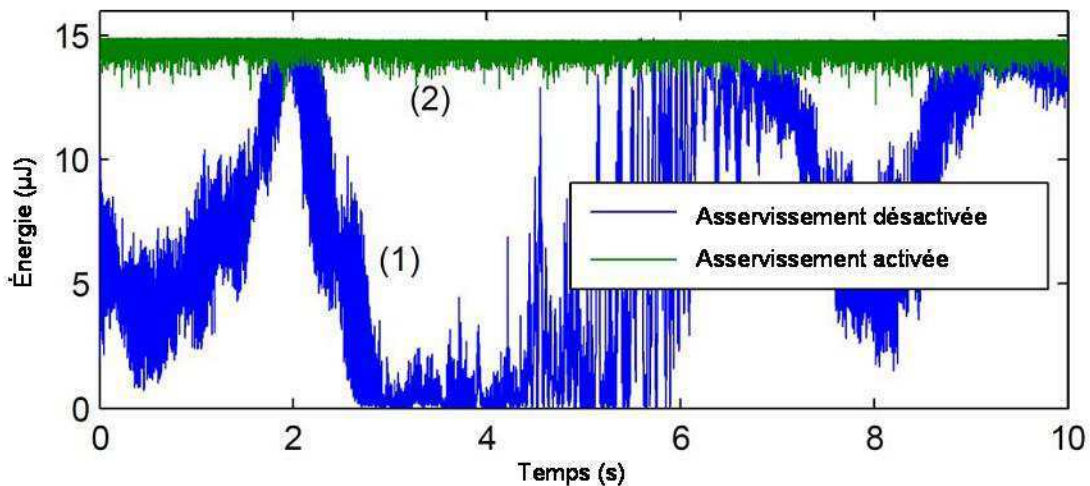


Figure 2.17. : Evolution de l'énergie des impulsions combinées en fonction du temps. Chaque point représente l'énergie d'une impulsion combinée. Bleu : lorsque l'asservissement est désactivée. Vert : lorsque l'asservissement est activée

Lorsque l'asservissement est activé, la différence de phase résiduelle est de $\lambda/27$. Et aucune dégradation de la qualité de faisceau n'a été observée.

Nous avons donc mis en phase deux impulsions de 70 ns, d'à peu près 100 W crête chacune avec une efficacité de combinaison de 95% et une différence de phase résiduelle de $\lambda/27$. Cette expérience a donc prouvée la possibilité de réaliser la combinaison cohérente impulsionnelle par contrôle actif de la phase, utilisant la technique du marquage en fréquence sur un signal continu entre les impulsions [7].

2.4. Vers un régime de fonctionnement totalement impulsionnel

Dans cette dernière expérience, nous avons un oscillateur maître (diode laser + MAO1) qui émet continûment du signal. Pour pouvoir utiliser cette source sur un Lidar, il faut supprimer une partie du signal continu juste après l'impulsion, car cette partie du signal va perturber la mesure. L'objectif est donc de supprimer, le plus possible, cette partie du signal continu entre les impulsions. On obtiendra alors un régime de fonctionnement totalement impulsionnel.

On utilise une fréquence de modulation de 100 kHz et la fréquence de répétition est de 10 kHz. Il y a donc 10 périodes de la modulation sinusoïdale entre les impulsions. On souhaite corriger les variations de phase jusqu'à 1 kHz. On a donc au total 100 périodes de la modulation sur 1 ms. En pratique, moitié moins de périodes devraient être suffisante, c'est-à-dire 5 ou 6 périodes de cette modulation entre les impulsions devraient suffire. On devrait donc pouvoir supprimer un peu moins de 50 μ s de signal entre les impulsions sans pour autant dégrader trop fortement la qualité de la mise en phase. Ainsi, on obtiendrait un régime de fonctionnement totalement impulsionnel.

Nous avons supprimé 100 ns de signal avant la détection avec le MAO2 pour supprimer l'impulsion (courbe en jaune sur la figure 2.15.) et nous avons montré que cette suppression n'est pas gênante. Nous avons donc réalisé cette combinaison impulsionnelle en supprimant jusqu'à 50 μ s de signal (au lieu de 100 ns) avant la détection et aucune dégradation de la qualité de la mise en phase n'a été observée. Du point de vue du système d'asservissement, nous sommes donc dans un régime impulsionnel avec des impulsions de durée 50 μ s.

Nous avons donc supprimé du signal avant la détection. On peut donc, de manière équivalente du point de vue du système d'asservissement, supprimer du signal continu juste après l'impulsion directement au niveau de l'oscillateur maître. La figure suivante (fig. 2.18.) présente la forme qu'aurait le signal en sortie de l'oscillateur maître. Ce signal est à comparer avec celui de la figure 2.1.

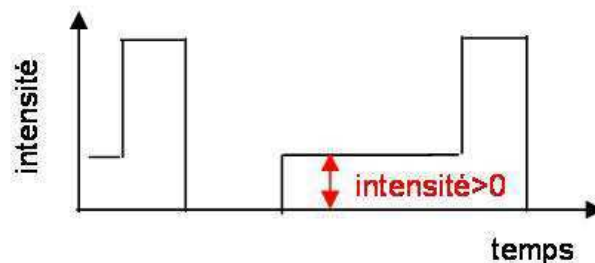


Figure 2.18. :Signal en sortie de l'oscillateur maître pour un régime totalement impulsionnel

Nous avons donc démontré la possibilité d'avoir un régime de fonctionnement totalement impulsionnel. La mise en place de cette source sur un Lidar est aujourd'hui en cours à l'Onera.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons combinés deux impulsions de manière cohérente en utilisant la technique de marquage en fréquence. L'approche originale, que nous avons développée, a consisté à utiliser un signal continu entre les impulsions, la correction de la phase s'effectuant sur ce signal. La phase des impulsions n'étant pas corrigée, il a fallu s'assurer que ces variations étaient suffisamment faibles pour obtenir des performances équivalentes à celle de la combinaison cohérente en régime continu. Pour les impulsions qui ont été choisies, c'est finalement une qualité de mise en phase excellente que nous avons obtenues, prouvant la capacité de la combinaison par contrôle actif de la phase à fonctionner en régime impulsionnel ce qui a fait l'objet d'une publication [7]. Depuis la parution de cette démonstration, d'autres démonstrations de combinaison cohérente impulsionnelle ont suivi. La combinaison cohérente d'impulsions femtoseconde par marquage en fréquence a été par exemple réalisée au laboratoire Charles Fabry de l'institut d'optique avec l'aide de l'Onera [8]. Depuis, une mise en phase impulsionnelle utilisant la technique de l'algorithme SPGD a également été démontrée [9].

Cette combinaison impulsionnelle ouvre la voie vers de nouvelles applications. A ce titre, cette expérience va être utilisée pour faire un Lidar. Pour cette application, une partie du signal continu se situant juste après l'impulsion va être totalement supprimée afin de ne pas perturber la détection de l'impulsion retrodiffusée par l'atmosphère.

Une dernière limite au marquage en fréquence est le nombre de voies qui peuvent être combinées. Avant d'étudier des nouvelles techniques de combinaison pour dépasser cette limite, nous allons d'abord, dans le prochain chapitre, développer un simulateur de la combinaison cohérente par marquage en fréquence. Cet outil de simulation va nous permettre d'étudier également l'impact de la turbulence atmosphérique sur la combinaison cohérente.

Références

- [1] O. Schmidt, T.V. Andersen, J. Limpert et A. Tünnermann, « 187 W, 3.7 mJ from spectrally combined pulsed 2 ns fiber amplifiers », Optics letters, Vol. 34 n°3, pp. 226-228, 2009
- [2] L. Michaille, D.M. Taylor, C.H. Bennett, T.J. Shepherd and B.G. Ward, “Characteristics of a Q-switched multicore photonic fiber laser with a very large mode field area”, Optics Letters Vol. 33 n°1, pp. 71-73, 2008
- [3] Janos et S.C. Guy, « Signal-induced refractive index changes in erbium-doped fiber amplifiers », Journal of lightwave technology, Vol. 16 n°4, pp. 542-548, 1998
- [4] J-M. Martin et J-C. Mollier, « Characterization and modeling of dynamic phase response of EDFAs », In proceedings of CLEO, 2004
- [5] E. Desurvire, « Study of complex atomic susceptibility of erbium-doped fiber amplifiers », Journal of lightwave technology, Vol. 8 n°10, pp. 1517-1527, 1990
- [6] E.C. Cheung, M. Weber et R.R. Rice, « Phase-locking of a pulsed fiber amplifier », In proceedings of ASSP, paper WA2, 2008
- [7] L. Lombard, A. Azarian, K. Cadoret, P. Bourdon, D. Goular, G. Canat, V. Jolivet, Y. Jaouen et O. Vasseur, « Coherent beam combination of narrow-linewidth 1.5 μm fiber amplifiers in a long-pulse regime », Optics letters, Vol. 36 n°4, pp. 523-525, 2011
- [8] L. Daniault, M. Hanna, L. Lombard, Y. Zaouter, E. Mottay, D. Goular, P. Bourdon, F. Druon, P. Georges, « Coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers », Optics letters, Vol. 35 n°5, pp. 621-623, 2011
- [9] R. Su, P. Zhou, X. Wang, Y. Ma, X. Xu, « Active coherent beam combination of two high-power single-frequency nanosecond fiber amplifiers », Optics letters, Vol. 37 n°4, pp. 497-499, 2012

