

DÉVELOPPEMENT

SOURCES OPTIMISÉES

Après la démonstration de l'influence de la diffusion de la lumière sur la chirurgie laser du segment antérieur et la détermination de la longueur d'onde optimale pour la pénétration du faisceau dans le volume du tissu qui devrait être a priori proche de $1,65 \mu\text{m}$, il reste à étudier directement l'interaction laser tissu en fonction de la longueur d'onde. Pour rappel, pour couvrir l'ensemble des configurations expérimentales, les sources doivent pouvoir fournir une énergie d'environ $5 \mu\text{J}$ à des taux de répétition entre 1 kHz et quelques centaines de kHz et à des durées comprises entre 100 fs et 1 ps . Compte tenu de ces paramètres, une grande partie de mon travail de thèse a consisté à développer des sources flexibles pour confirmer les conditions optimales de la chirurgie par laser femtoseconde de la cornée pathologique. Le meilleur moyen pour étudier l'influence de la longueur d'onde sur la qualité de la chirurgie laser réside en premier lieu dans l'obtention d'une source accordable appelée source paramétrique. Je vous présente donc dans ce chapitre les deux sources que j'ai développées. La première est basée sur la technologie éprouvée des amplificateurs paramétriques optiques pompés par une source titane:saphir. Elle offre une grande flexibilité notamment en termes d'accordabilité spectrale. La seconde bien qu'encore relativement flexible intègre les contraintes de robustesse et de compacités nécessaires à un dispositif utilisable dans des conditions cliniques et offre des performances énergétiques deux ordres de grandeur au dessus de l'état de l'art pour une technologie utilisant les propriétés de quasi accord de phase. Elle a la particularité d'être pompée par un laser émettant à $1 \mu\text{m}$, ce qui est une configuration encore peu explorée. Enfin, une troisième source développée par nos partenaires de l'Institut d'Optique Graduate School et en particulier sujet du doctorat de Franck Morin[4], utilise la technologie erbium poussée à l'extrémité de sa bande de gain afin d'obtenir un laser femtoseconde dont la longueur d'onde d'émission est centrée proche de $1,6 \mu\text{m}$ et atteint ainsi la fenêtre de transparence du tissu. Ainsi, après un rappel des concepts d'amplification paramétrique par accord de phase biréfringent et quasi accord de phase, je vous présente les résultats de ces développements qui nous ont permis d'étudier les applications chirurgicales de cette thèse.

Une démonstration plus complète de la physique sous-jacente est également disponible dans la thèse de doctorat de Nicolas Forget [164]

4.1. Principe de la conversion paramétrique

Les principes physiques permettant d'expliquer les phénomènes de conversion paramétrique font appel à des notions complexes pour les non spécialistes de l'optique non-linéaire. Le sujet de cette thèse étant pluridisciplinaire, je me limite ici au rappel des paramètres clefs qui caractérisent et différencient les choix technologiques que j'ai pu faire lors du développement des sources laser accordables ayant permis de réaliser les études chirurgicales sur la cornée. Le développement mathématique des équations permettant d'arriver à ces résultats est toutefois disponible en annexe 1.

La notion de conversion et d'amplification paramétrique fait appel au principe physique du mélange à trois ondes. Il consiste à focaliser un laser de pompe dans un milieu non-linéaire et à le faire interagir avec deux autres ondes. Dans notre cas, l'onde de pompe est obtenue soit à partir d'un laser titane:saphir, soit d'un laser dopé ytterbium. Une deuxième onde appelée onde signal est générée puis amplifiée par effets non-linéaires. Une troisième onde nommée onde complémentaire est automatiquement créée en même temps que l'onde signal et amplifiée afin de satisfaire aux principes de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement.

En première approximation, on peut dire que pour pouvoir amplifier une onde signal à partir d'une onde de pompe il faut que ces deux ondes se propagent dans une même direction, à une vitesse identique, dans un milieu catalyseur c'est-à-dire permettant de transférer l'énergie de la pompe vers le signal. Les cristaux non-linéaires utilisés à cette fin ont la particularité d'avoir un indice optique qui varie suivant l'axe cristallin. On appelle cette propriété la biréfringence : selon la propagation de l'onde lumineuse, le cristal a un indice ordinaire noté n_o et un indice extraordinaire noté n_e .

Le fait d'orienter le champ électrique des ondes (la polarisation) suivant l'axe ordinaire ou l'axe extraordinaire va permettre de varier leurs propriétés de propagation et donc de réunir les conditions d'un transfert d'énergie de l'onde de pompe vers l'onde signal.

On peut caractériser la physique du mélange à trois ondes dans un cas général par les paramètres suivants :

- Les conditions initiales des trois ondes en amplitude et en phase ;
- La longueur caractéristique L_{NL} ;
- La longueur de cohérence Λ_c .

La longueur caractéristique correspond à la longueur pour laquelle l'échange d'énergie est maximal. La longueur de cohérence est une mesure de la distance sur laquelle les ondes restent en phase.

Les conditions initiales correspondent à une énergie de l'onde de pompe élevée, à une énergie de l'onde signal très faible ou inexistante et à une énergie de l'onde complémentaire toujours nulle. Cette approximation est appelée *approximation paramétrique*. Pour simplifier la présentation du phénomène, nous nous limitons dans cette démonstration au cas des ondes planes (elles sont en réalité gaussiennes), quasi-monochromatiques, progressives et d'enveloppe lentement variable¹⁵. Nous supposons que les ondes se propagent dans la direction de l'axe z .

A partir de ces hypothèses, l'information principale caractérisant une source paramétrique se retrouve dans le calcul du gain G :

$$G = 1 + \frac{q^2}{\gamma^2} \sinh^2(\gamma z), \quad (4-1)$$

$$\gamma = \sqrt{|q|^2 - |\delta|^2}, \quad (4-2)$$

$$q = \frac{1}{L_{NL}} = 4\pi d_{eff} \sqrt{\frac{I_p(0)}{2\varepsilon_0 n_s n_c n_p c \lambda_s \lambda_c}}, \quad (4-3)$$

$$\delta = \frac{\Delta k}{2}, \quad (4-4)$$

où le terme q correspond au coefficient de couplage et est directement relié à l'efficacité de conversion non-linéaire (susceptibilité non-linéaire X^2 cf. annexe 1). Le terme δ est lié au désaccord de phase, c'est-à-dire au résidu de la différence de la phase de l'onde de pompe avec celle du signal et celle du complémentaire. Le terme ε_0 est une constante et est appelée permittivité du vide. Enfin n , λ et I sont respectivement l'indice de réfraction

¹⁵ La forme temporelle et spectrale de l'impulsion varie très peu au cours de sa propagation

linéaire, la longueur d'onde et l'intensité. Le sous-indice qui les accompagne fait référence au signal (s), au complémentaire (c) ou à la pompe (p).

Deux conditions doivent être vérifiées simultanément pour obtenir la conversion paramétrique :

$$\begin{cases} \boldsymbol{\omega}_p = \boldsymbol{\omega}_s + \boldsymbol{\omega}_c & (\text{conservation de l'énergie}) \\ \mathbf{k}(\boldsymbol{\omega}_p) = \mathbf{k}(\boldsymbol{\omega}_s) + \mathbf{k}(\boldsymbol{\omega}_c) & (\text{accord de phase, conservation de la quantité de mouvement}) \end{cases} \quad (4-5)$$

Ces deux conditions sont équivalentes dans des milieux non dispersifs pour des vecteurs d'ondes colinéaires. Dans le cas qui nous intéresse où les milieux sont dispersifs, la condition d'accord de phase ne peut être satisfaite quelque soit la géométrie si la dispersion est normale¹⁶. Par conséquent, dès 1962 plusieurs méthodes ont été proposées notamment par Armstrong *et al.* [166]:

- l'accord de phase par biréfringence,
- le quasi accord de phase par domaines alternés

La première méthode elle utilise les propriétés de biréfringence de certains cristaux afin d'avoir $n_p < n_s, n_c$. Quant à la seconde, elle permet de compenser le déphasage en modulant périodiquement le coefficient non-linéaire.

Quatre autres techniques ont également été développées mais n'ont pas été utilisées durant ce doctorat :

- l'accord de phase par dispersion anormale [167],
- l'accord de phase modal [168],
- le quasi-accord de phase par radiation Čerenkov [169, 170],
- le quasi accord de phase par biréfringence de Fresnel [171, 172].

Deux géométries peuvent être utilisées pour obtenir l'accord de phase, l'accord de phase colinéaire ou non-colinéaire :

¹⁶ La dispersion est dite normale lorsque l'indice de réfraction du milieu est une fonction décroissante de la longueur d'onde, c'est-à-dire que les longueurs d'onde de fréquence élevées (ultraviolet) ont une vitesse de propagation plus lente que les longueurs d'onde de fréquence plus basses (infrarouge)

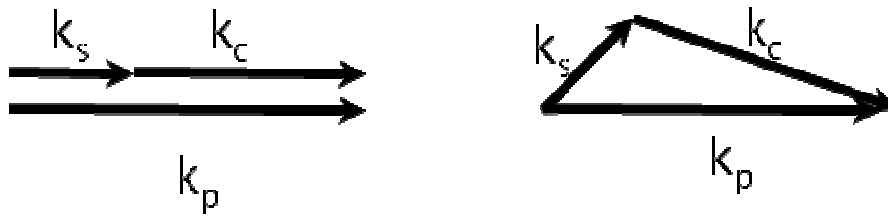


Figure 27 : Géométrie d'accord de phase colinéaire à gauche et non colinéaire à droite.

Cette représentation est une vue idéalisée des conditions de propagation des vecteurs d'ondes. La réalité admet un faible écart à ce modèle que l'on peut formaliser par le calcul de désaccord de phase qui contient un terme supplémentaire k_0 par rapport à l'équation 4-5 :

$$\Delta k = k_p - k_s - k_c - k_0 = 0, \quad (4-6)$$

c'est-à-dire que la différence entre la somme des vecteurs d'ondes $k_{p,s}$ et c et le terme k_0 doit donner un désaccord de phase nul. La conversion reste efficace tant que le terme k_0 reste négligeable.

Trois types d'accord de phase existent en fonction de la polarisation linéaire de la pompe, du signal et du complémentaire selon les axes de polarisation du cristal non-linéaire [173]

Type	Polarisation
Type 0	$P_s = P_c = P_p$
Type 1	$P_s = P_c \neq P_p$
Type 2	$P_s \neq P_c$

Tableau 7 : Types d'accord de phase en fonction de la polarisation de la pompe, du signal et du complémentaire.

Les accords de phase de types 1 et 2 peuvent être obtenus dans tous les cristaux non-linéaires tandis que le type 0 n'est possible que pour le quasi accord de phase.

La seconde technique mise en application dans cette thèse utilise ce principe de quasi accord de phase. Au lieu de varier la polarisation du signal par rapport à celle de la pompe, on fait varier celle du cristal. Pour schématiser, on peut dire que l'on assemble successivement des cristaux non-linéaires tels que ceux utilisés dans le cas de l'accord de phase par biréfringence comme si l'on souhaitait créer un réseau en transmission.

Chaque partie assemblée est positionnée successivement en effectuant une rotation de 180° par rapport à l'élément précédent. En réalité, cette modification périodique des propriétés non-linéaires des cristaux se fait en appliquant un champ électrique externe sur le cristal. La longueur de chaque période correspond à la longueur de cohérence, c'est-à-dire que l'on fait pivoter la polarisation dès que les ondes de pompe et du signal s'éloignent des conditions d'accord de phase. L'avantage réside alors dans le fait que l'on peut choisir l'axe du cristal offrant la plus grande susceptibilité non-linéaire et donc le meilleur gain. Pour mieux comprendre, on peut se référer à la figure 28 :

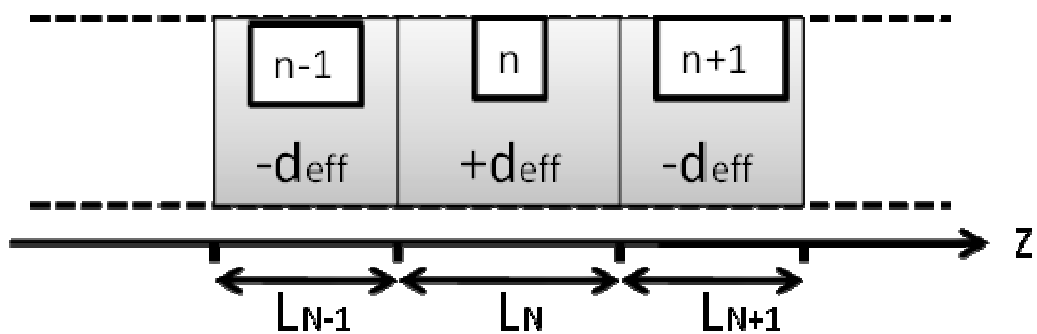


Figure 28 Schéma d'une portion de cristal polarisé périodiquement. d_{eff} est lié à l'efficacité de conversion non-linéaire.

Afin de distinguer les différences il est plus parlant de représenter les évolutions du gain selon que l'on se trouve dans une configuration d'accord de phase, de quasi accord de phase ou aucun des deux. Les courbes de gain sont représentées en figure 29 :

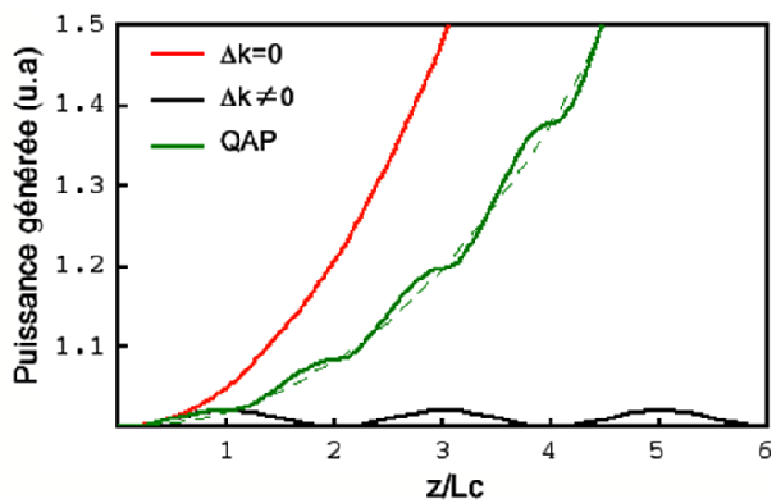


Figure 29 Évolution du gain selon que l'on utilise un phénomène d'accord de phase (en rouge), de quasi accord de phase (en vert) ou si l'on est loin de l'accord de phase (en noir) ($L_c = \Delta c$) [181]

On peut remarquer que le gain de l'onde signal augmente de façon exponentielle lorsqu'il y a accord de phase. Cette augmentation est plus saccadée puisque le gain subit des variations sur une période correspondant à la longueur de cohérence (= périodes du cristal). Elle reste toutefois globalement exponentielle. Enfin, si aucune de ces conditions n'est vérifiée, le gain oscille autour de 0 sur des périodes égales à deux fois la longueur de cohérence.

Les ordres de grandeur correspondants aux conditions expérimentales de nos systèmes sont les suivants :

- dans la configuration par accord de phase, la longueur caractéristique des cristaux que nous avons utilisés est comprise entre 2 mm et 3 mm,
- par contre dans la configuration de quasi-accord de phase et avec nos paramètres de pompe, les longueurs de cohérence sont de l'ordre de 30 μm .

4.2. Source accordable par accord de phase biréfringent

4.2.1. État de l'art des sources par accord de phase biréfringent

Les années 1990 ont été marquées par une grande évolution dans la technologie des lasers à impulsion ultra-brèves notamment grâce aux avancées dans le domaine des matériaux actifs à l'état solide tel que le titane:saphir (Ti:Sa) et au développement des méthodes puissantes de blocage de modes tel que l'utilisation de la lentille de Kerr [182]. Grâce à ces améliorations, les lasers à impulsions ultra-brèves ont grandement augmenté leurs performances en termes de facilité d'utilisation et de fiabilité, rendant possible un usage par des non spécialistes. Une seconde avancée est venue de la technique d'amplification par dérive de fréquence (CPA)[102,184] qui a permis de gagner trois ordres de grandeur dans les énergies disponibles (du μJ au mJ). Cela a permis d'accéder à un large champ de nouveaux phénomènes dans le domaine des

interactions non-linéaires. En parallèle, de nouveaux cristaux non-linéaires ont été découverts tel que le BBO (Bismuth Baryum Borate), aujourd'hui largement utilisé ou encore le lithium triborate (LBO) [185] et plus récemment le BiBO (Bismuth triBORate) [186,187]. Ces cristaux ont à la fois des coefficients non-linéaires élevés (de l'ordre de 2pm/V), des dispersions de vitesse de groupe faibles, une large acceptation spectrale et des seuils de dommages élevés.

Les lasers titane:saphir amplifiés par la technique CPA sont aujourd'hui très largement utilisés. Bien qu'ils offrent une accordabilité spectrale relativement large par rapport aux autres lasers (720-960 nm ou 360-480 par doublage de fréquence), ces plages demeurent faibles comparées aux possibilités des systèmes par Génération ou Amplification Paramétrique Optique (OPG-OPA pour *Optical Parametric Generation et Optical Parametric Amplification* respectivement). Les lasers titane:saphir amplifiés sont cependant adaptés pour pomper ces sources paramétriques qui requièrent des intensités de l'ordre du GW/cm² [188] pour être efficaces. Trois méthodes peuvent être exploitées pour réaliser un laser largement accordable.

- La technique OPO (Oscillateur Paramétrique Optique) qui consiste à placer le cristal non-linéaire dans une cavité résonnante, l'amplification se faisant alors suivant le même principe qu'un laser.
- La technique OPA consiste à initier la conversion paramétrique par l'injection d'un très faible signal (graine) comprenant la longueur d'onde que l'on souhaite obtenir puis à l'amplifier dans un ou plusieurs cristaux non-linéaires.
- La technique OPG que nous traitons dans la section suivante, où le signal est créé puis amplifié directement dans un seul et même cristal.

Pour compléter cette liste, nous pouvons également mentionner la technique OPCPA (Amplification paramétrique optique à dérive de fréquence pour *Optical Parametric Chirped Pulse Amplification*) qui est une variante de l'OPA.

Les OPO offrent l'avantage de pouvoir être pompés par des oscillateurs femtoseconde faiblement énergétiques, mais leur géométrie n'autorise que des taux de répétitions élevés de l'ordre de 100 MHz, ce qui est inapproprié pour notre application. De plus, les énergies fournies sont par conséquent très faibles (quelques nJ). Enfin, leur accordabilité est limitée par la largeur spectrale de la réflectivité des miroirs de cavités.

Les OPA nécessitent de fortes intensités de pompe : il faut disposer d'un laser amplifié opérant à des cadences modérées (du Hz à 100 kHz). Ils peuvent délivrer des énergies élevées (quelques 100 μ J), de très larges accordabilités (de l'ultraviolet à l'infrarouge moyen) et sont plus faciles à mettre en place. Les OPA pompés par des lasers titane:saphir sont aujourd'hui les sources accordables les plus largement utilisées mais l'encombrement et la complexité de leurs lasers de pompe limite l'utilisation aux seules laboratoires de recherche.

4.2.2. Le laser de pompe titane:saphir

L'OPA développé dans le cadre de cette thèse est pompé par un laser titane:saphir monté par le Laboratoire d'Optique Appliquée (Frédérique Auge-Rochereau). Il est composé d'un oscillateur délivrant des impulsions de quelques nanoJoules, d'une durée de quelques 10 fs à une cadence de 80 MHz (figure 30).

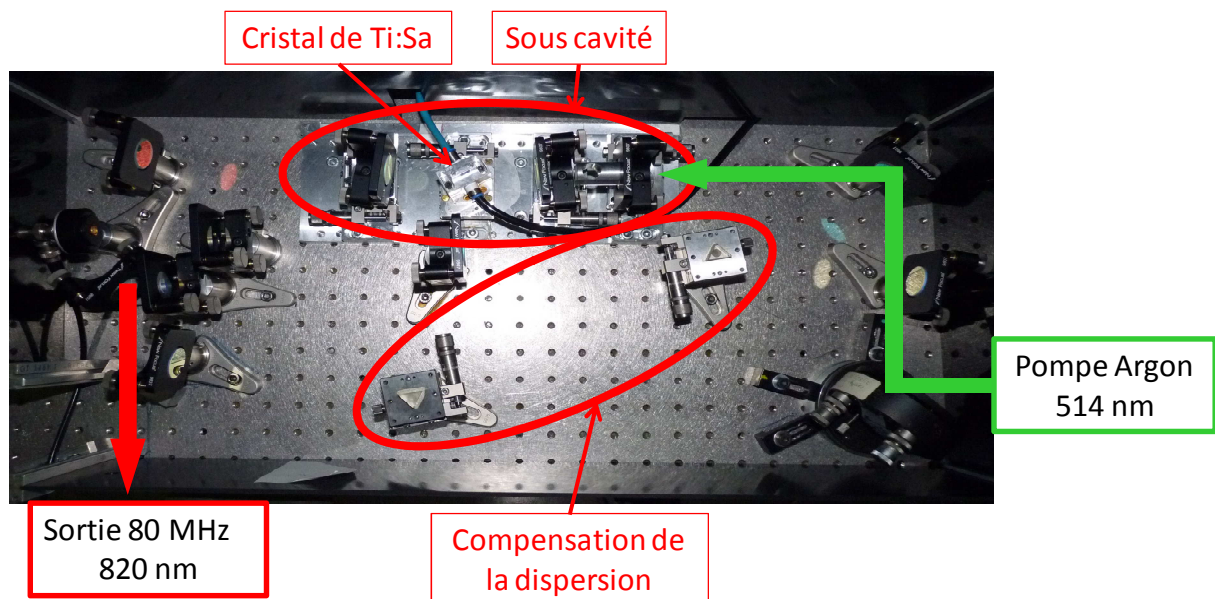


Figure 30 : photo de l'oscillateur Ti:Sa

Le faisceau ainsi créé est ensuite amplifié par la méthode CPA, par un amplificateur régénératif et un amplificateur 4 passages (appelé multipassage et présenté sur la figure 31) pour atteindre 4mJ et 40 fs (figure 32) à une cadence de 1 kHz et avec un contraste de 10^{-6} après recompression. Pour notre application, nous utilisons des impulsions ayant une énergie de 1,5 mJ.

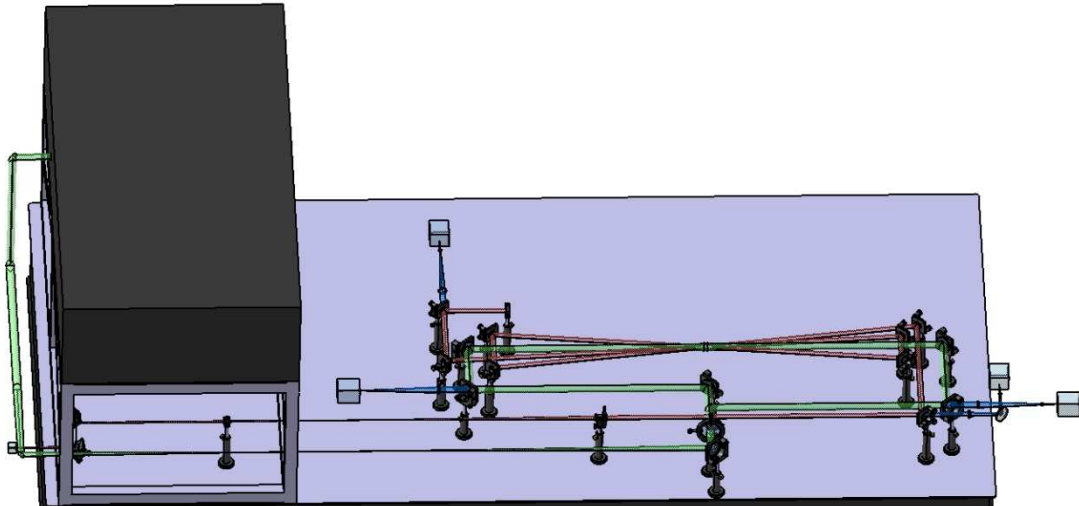


Figure 31 : Modélisation 3D de l'amplification multipassage du laser titane saphir avec (en verre) le laser de pompe et (en rouge) le laser titane saphir amplifié

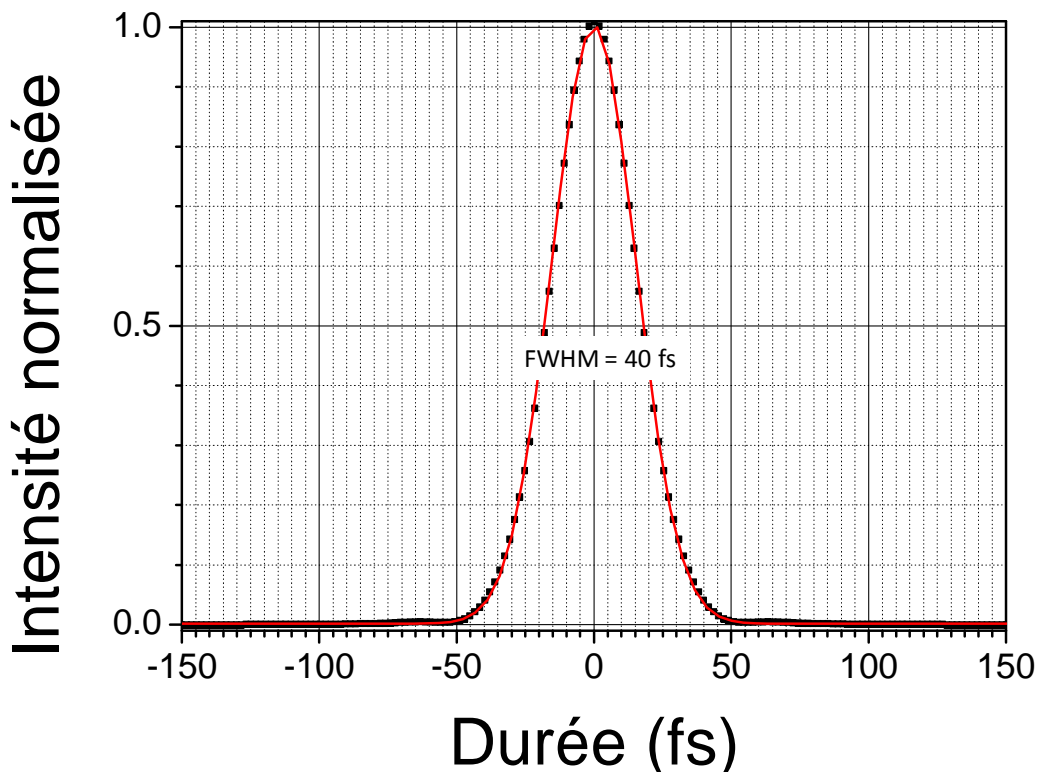


Figure 32 : Mesure par autocorrélation de la durée des impulsions du laser titane:saphir utilisé pour pompé notre dispositif OPA

Lors du développement de la source OPA, nos applications de chirurgie prévoyaient de créer une source centrée à 1600 nm, aux environs de l'émission du laser fibré et accordable autour de cette longueur d'onde pour étudier les meilleurs

compromis. Par conséquent, nous avons centré le laser de pompe autour de 810-820 nm (figure 33) : en considérant un signal amplifié à 1600 nm, on se retrouve ainsi en amont de la dégénérescence¹⁷ (située alors aux alentours de 1620 nm à 1640 nm).

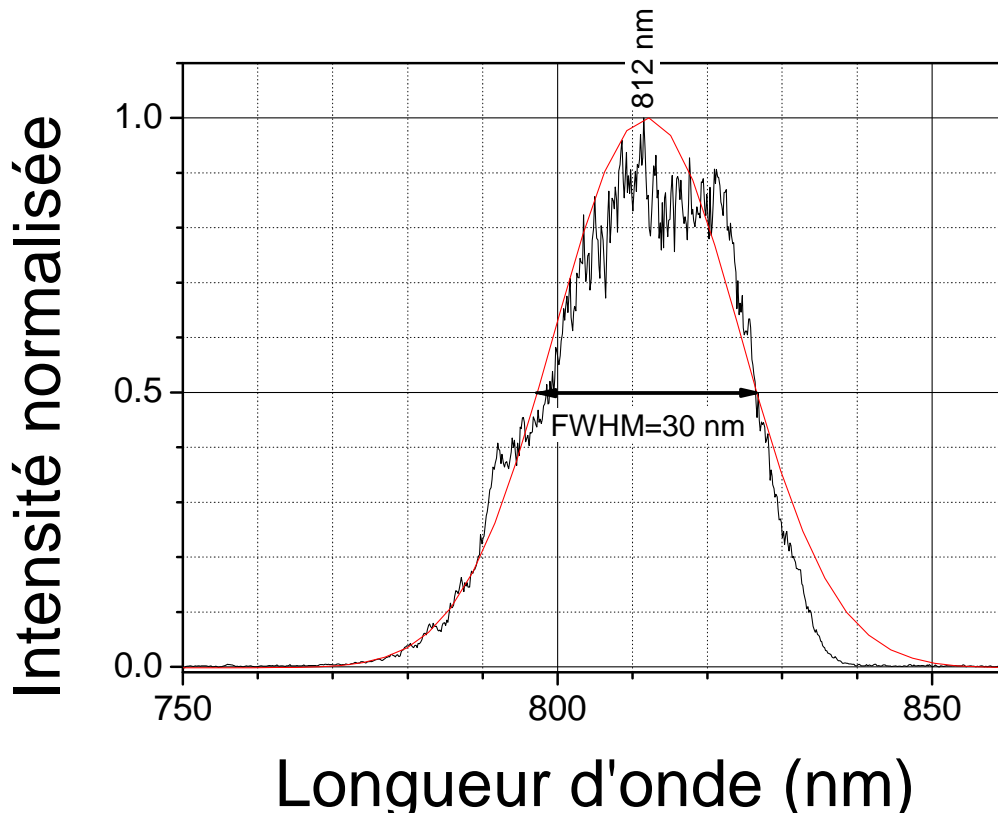


Figure 33 : Spectre du faisceau du laser titane:saphir centré à 812 nm et le résultat d'un ajustement numérique par une gaussienne

4.2.3. L'amplificateur paramétrique optique

Pour nos applications de chirurgie nous avons besoin d'un laser largement accordable afin d'étudier la profondeur de pénétration en fonction de la longueur d'onde en-dessous du pic d'absorption de l'eau centré à 1,45 μm , aux environs du pic d'absorption et au-delà, dans la zone de transparence relative centrée à 1650 nm. Ceci correspond à une plage d'accordabilité allant de 1200 nm à 1750 nm. De plus, cette source devait avoir une énergie de sortie la plus homogène possible sur toute cette

¹⁷ Zone correspondant au double de la longueur d'onde de pompe (800 nm \rightarrow 1600 nm). Cette conversion est donc en conflit avec la conversion inverse correspondant à la génération de seconde harmonique.

gamme afin de conserver des paramètres d'impulsions les plus semblables possibles sur l'ensemble des spectres pour maintenir les autres conditions initiales comparables lors des expériences de chirurgie.

Une partie de cette plage d'accordabilité inclue la zone appelée *zone de dégénérescence*. Nous avons donc choisi pour la conversion de longueurs d'onde, un cristal non-linéaire permettant de compenser cet effet. Il s'agit du cristal de BiBO qui offre dans certaines configurations un gain constant sur la totalité du spectre concerné, comme nous le verrons plus en détail en section 4.2.3.2. Par contre, l'utilisation de ce cristal, dans cette configuration, impose de sélectionner précisément la longueur d'onde que l'on souhaite amplifier avant de le traverser. Dans le cas de dispositifs comparables décrits dans la littérature, cette discrimination se fait typiquement par l'ajout de filtres ou d'un réseau de diffraction. Cependant l'utilisation de réseaux provoque une perte non négligeable d'énergie et l'utilisation de filtres complexifie le système car il faudrait un filtre par longueur d'onde à amplifier. L'idée originale de notre système réside dans le choix d'un autre cristal non-linéaire, le BBO pour effectuer le filtrage. Ce dernier est donc placé au premier étage d'amplification et le BiBO occupe le deuxième étage. Cette configuration permet d'obtenir dès le premier étage un gain intéressant et un filtrage par rotation du BBO lors de l'ajustement des conditions d'accord de phase entre la pompe et la longueur d'onde que l'on souhaite amplifier. Les premiers photons permettant de démarrer le processus sont créés par un supercontinuum de lumière blanche puis injectés dans le premier cristal. Un schéma de ce dispositif est présenté sur la figure 34.

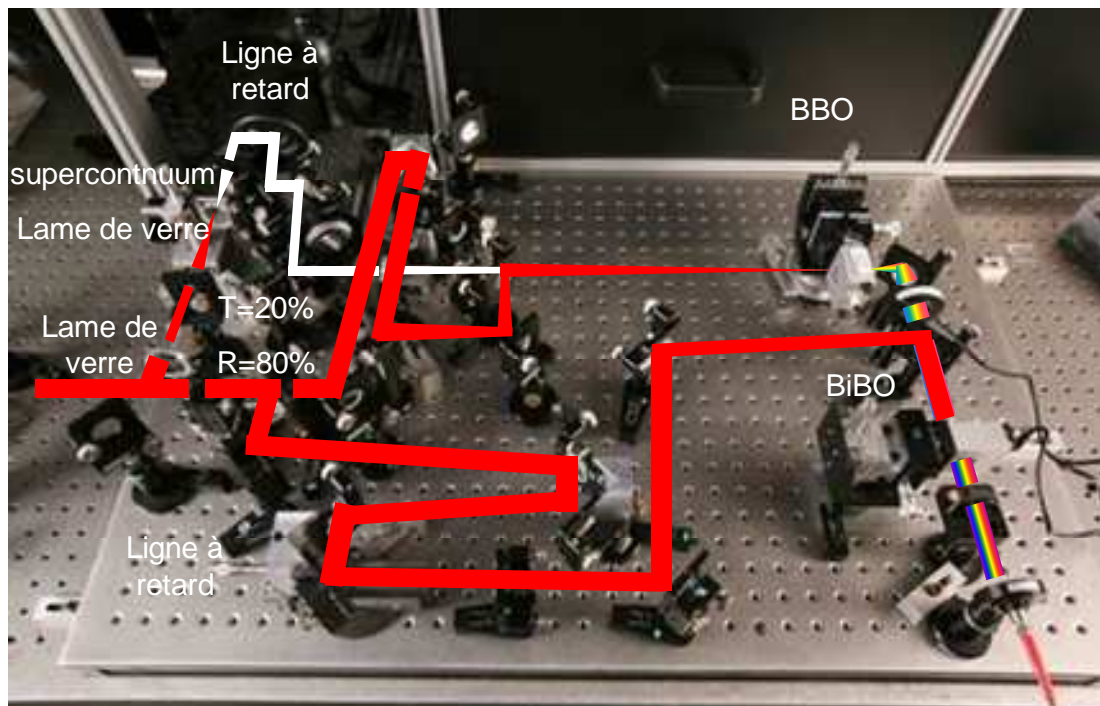


Figure 34 : Photo et parcours du faisceau de l'OPA

Nous avons choisi des cristaux de type 1 : les polarisations de la pompe et du signal sont donc perpendiculaires. Une lame à retard $\lambda/2$ est donc placée immédiatement après la lame prélevant 4% de l'énergie du faisceau de pompe pour la génération du supercontinuum. Elle permet de tourner de 90° la polarisation de la pompe et de passer ainsi de la polarisation s à la polarisation p ¹⁸. Un miroir séparateur permet ensuite de séparer la pompe en transmettant 20% (290 μ J) de celle-ci pour pomper le premier étage d'amplification et en réfléchissant 80 % (1.15 mJ) pour le pompage du deuxième étage. La majorité du gain se faisant sur le second étage, la plus grande partie de la pompe est donc conservée pour celui-ci. Cela permet également de fonctionner en régime de saturation du gain afin de minimiser les instabilités du signal.

4.2.3.1. L'injection par supercontinuum

La première étape du processus d'amplification consiste à créer les premiers photons du signal par génération d'un supercontinuum de lumière blanche contenant la totalité du spectre amplifiable. Il est obtenu en focalisant une petite partie du laser de pompe dans un milieu (4%) jusqu'à atteindre des densités d'énergie juste en-deçà du

¹⁸ s correspond à une polarisation perpendiculaire au plan d'incidence et p à une polarisation contenue dans le plan d'incidence.

seuil de création d'un plasma. Nous avons testé plusieurs milieux dans lesquels il est possible de générer un supercontinuum compatible avec notre application tel que l'eau, qui a l'inconvénient d'absorber aux mêmes endroits que la cornée ($1,45 \mu\text{m}$), des lames de saphir ou encore des lames de silice. Le saphir offre un gain important et permet d'obtenir un continuum homogène [189] : il est donc souvent choisi dans les systèmes présentés dans la littérature ou commercialisés. Nous avons retenu la solution utilisant une lame de silice car elle offrait le meilleur gain entre $1,6 \mu\text{m}$ et $1,75 \mu\text{m}$. De plus, nous avons choisi une lame d'un centimètre d'épaisseur, ce qui offre l'avantage d'allonger légèrement la durée des impulsions, facilitant ainsi la sélection de longueur d'onde au premier étage d'amplification (justement de la ligne à retard en plus de la sélectivité angulaire de l'accord de phase). Cette lame est placée dans un système afocal de grossissement $2/3$ et fixée sur un déplacement micrométrique : elle est pompée par une réflexion sur une lame de verre de 4% du faisceau de la pompe ($60\mu\text{J}$). Plusieurs effets non-linéaires sont à l'origine de la génération de supercontinuum, dont l'automodulation de phase [190], mais l'explication physique de ce phénomène demeure incomplète.

Pour conserver la cohérence du continuum, il est nécessaire de travailler très près du seuil. Un iris placé en amont permet de réguler l'énergie et le déplacement micrométrique permet de déplacer la lame par rapport au col du faisceau en évitant de les superposer.

Le continuum est ensuite collimaté, puis réfléchi par une ligne à retard réglable avec une précision sub-micrométrique afin de synchroniser les impulsions de pompe et du continuum au passage du cristal du premier étage. La première partie de la pompe et le continuum sont focalisés juste en amont de ce premier cristal.

Les énergies du continuum sont seulement de l'ordre de quelques nJ, c'est pourquoi il est ensuite nécessaire d'amplifier ce signal pour les expériences chirurgicales.

4.2.3.2. Propriété optique des cristaux non-linéaires de BBO et de BiBO

Les cristaux de BBO et de BiBO étant très semblables, je détaillerai dans cette section principalement le premier, plus largement connu. Je préciserai les quelques

points fondamentaux qui les distinguent lorsque cela sera nécessaire. Les détails du cristal de BiBO ont été décrits plus en détail par Petrov *et al.* [191]

Le cristal est uniaxe négatif : il offre une large biréfringence et une dispersion relativement faible. Sa transparence s'étend de 189 nm à 2600 nm [192,193]. Sa surface est sujette à détérioration du fait de l'humidité ambiante. Par conséquent, celui-ci est placé dans un four maintenant sa température à 50 °C. La dépendance de l'indice de réfraction en température entre 20 °C et 80 °C est donnée par la relation

$$\frac{dn_o}{dT} = -16,6 \cdot 10^{-6} / ^\circ\text{C},$$

$$\frac{dn_e}{dT} = -9,3 \cdot 10^{-6} / ^\circ\text{C}.$$

Pour connaître les indices ordinaires et extraordinaires des cristaux afin d'optimiser la propagation de trois ondes, il suffit de se référer aux équations de Sellmeier [185,192,194,195,196] qui valent pour le BBO :

$$n_o^2 = 2,7405 + \frac{0,0184}{\lambda^2 - 0,0179} - 0,0155\lambda^2,$$

$$n_e^2 = 2,3730 + \frac{0,0128}{\lambda^2 - 0,0156} - 0,0044\lambda^2,$$

dans lesquelles λ est donnée en μm . Dans notre cas $n_o > n_e$.

L'accord de phase colinéaire est lié à l'angle (θ) entre l'axe optique et la direction de propagation des ondes définis selon z . Pour bien définir leurs directions de propagation dans l'espace x,y,z , il faut ajouter l'angle (σ) entre la projection de la direction de propagation dans le plan (x,y) et l'axe x (figure 35).

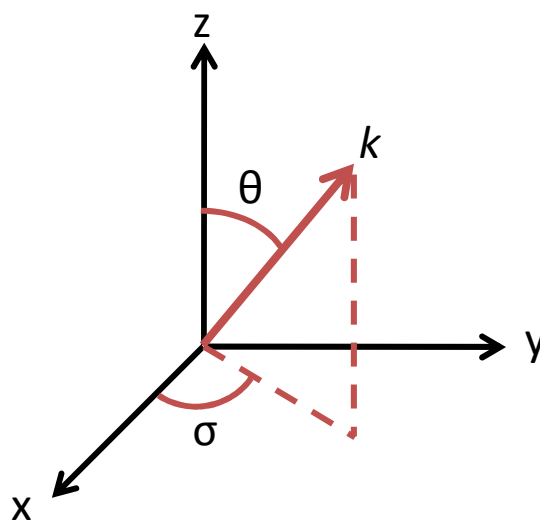


Figure 35 : Représentation d'un trièdre direct incluant les positions des angles θ et σ .

Ces deux angles sont choisis afin de maximiser le coefficient non-linéaire ou encore le d_{eff} qui pour un cristal de type I vaut en fonction de ces angles:

$$d_{eff}^{ooe} = d_{31}\sin\theta - d_{22}\sin3\sigma\cos\theta.$$

Cela correspond à un d_{eff} d'environ 2pm/V et $\sigma = 0^\circ$ pour les deux cristaux que nous avons utilisés et pour une pompe à 812 nm, un angle $\theta=19,8^\circ$ pour le BBO si le signal est centré à 1650 nm et à $\theta=11,4^\circ$ pour le BiBO sur toute la gamme entre 1400 nm et 1900 nm. La figure 36 représente l'évolution de cet angle sur notre plage d'intérêt.

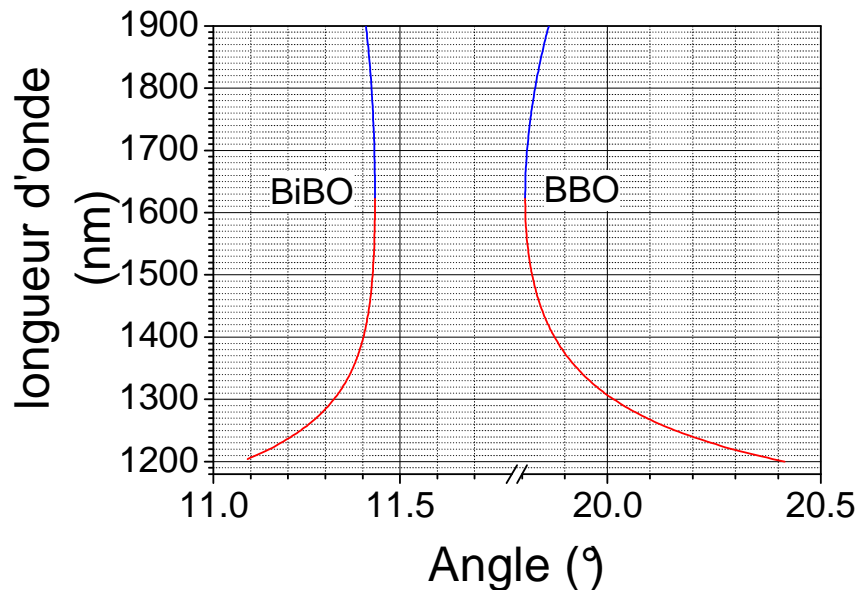


Figure 36 : angles d'accord de phase θ pour le BBO à droite et le BiBO à gauche dans le proche infrarouge pour une pompe à 812 nm (en rouge le signal et en bleu le complémentaire) obtenues à partir du logiciel SNLO.

Ces graphes montrent bien la possibilité de sélectionner la longueur d'onde du signal qui sera amplifiée, par rotation du cristal de BBO. D'autre part, la figure 37 décrivant le gain obtenu à partir d'un cristal de BiBO [191] est plus explicite quant à la pertinence du choix de ce cristal en 2^{ème} étage pour obtenir un gain fort et homogène sur toute la plage qui nous intéresse.

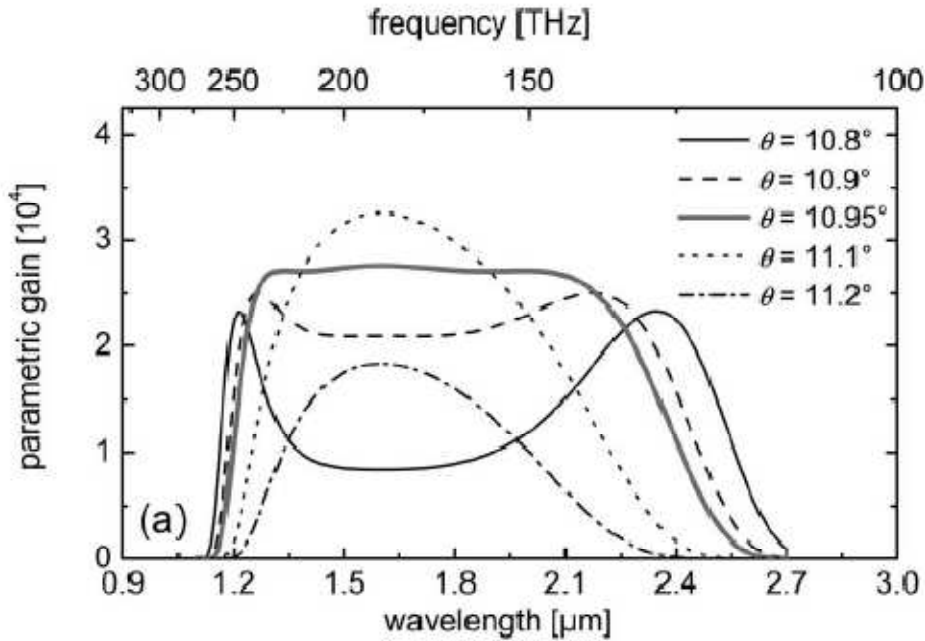


Figure 37 : Gain paramétrique pour un cristal de BiBO de 3 mm de long en configuration de type I, calculé pour différents angles d'accord de phase, incluant la dégénérescence, avec une pompe de 60 GW/cm² centrée autour de 800 nm [191]

4.2.4. Résultats

4.2.4.1. Énergies délivrées par l'OPA

L'énergie nécessaire pour notre application de greffe de cornée (1 μJ minimum à 5 μJ idéalement) est largement obtenue en sortie du premier étage d'amplification. Le maximum de conversion est en effet de 16,7%, soit environ 10 μJ. Cependant, cela reste insuffisant pour étendre les applications à d'autres tissus tels que la sclère ou le cristallin. De plus, la génération de continuum qui se fait par des phénomènes non linéaires d'ordre élevés étant très sensible aux variations de la pompe, l'amplification sur un seul étage hérite de ces fluctuations. Enfin, le gain en sortie du BBO est relativement inhomogène entre 1200 nm et 1750 nm. Le second étage permet donc de stabiliser l'impulsion en saturant le gain, d'homogénéiser l'énergie et de l'accroître puisqu'après le cristal de BiBO, l'énergie disponible atteint 300 μJ, soit 20 % de conversion totale.

Les fluctuations d'énergie des faisceaux signal et complémentaire sont quadratiques par rapport à celles du faisceau de pompe. Par conséquent, si celle-ci varie

de plus de 10 %, on se retrouve dans un régime « tout ou rien ». L'utilisation rigoureuse de l'OPA requiert donc de prendre un soin tout particulier à l'alignement de la pompe et aux conditions ambiantes.

4.2.4.2. Durée et phase spectrale des impulsions

La mesure de la durée des impulsions est un des points de contrôle les plus importants lorsque l'on travaille en régime femtoseconde. Bien que ce point ne soit pas critique pour l'application de chirurgie puisqu'il nous suffit de rester dans le domaine subpicoseconde, cela permet de caractériser le fonctionnement de l'amplification (nous nous attendons à des impulsions de 100 fs compte tenu de la dispersion des cristaux et des différents éléments optiques) et d'écarter l'éventualité d'une amplification de la fluorescence paramétrique générée dans les cristaux.

D'autre part, les systèmes OPA permettent d'obtenir un élargissement spectral potentiellement très intéressant pour obtenir des impulsions en dessous des 10 fs. Cette caractéristique n'est pas directement utile voire non souhaitable pour notre application, mais cette propriété reste intéressante dans la perspective d'une utilisation autre de cet outil. L'analyse de phase peut se faire simultanément avec la mesure de durée par l'utilisation d'un FROG (synchronisation optique résolue en fréquence en français pour *Frequency Resolved Optical Gating*) [197]. Dans le cas où cette phase ne comporte des perturbations qu'au 2^{ème} et 3^{ème} ordre, il devient possible de recomprimer cette impulsion par des éléments dispersifs tels que des prismes ou des réseaux de diffraction, pour s'approcher d'un spectre limité par transformée de Fourier (correspondant à la plus courte durée d'impulsion atteignable pour une largeur de spectre donnée).

Les résultats de cette mesure sont donnés sur les figures 38, 39 et 40 et confirment une durée d'environ 100 fs, ainsi qu'une phase spectrale variant essentiellement en $\varphi^{(2)}$ et $\varphi^{(3)}$ (3-11).

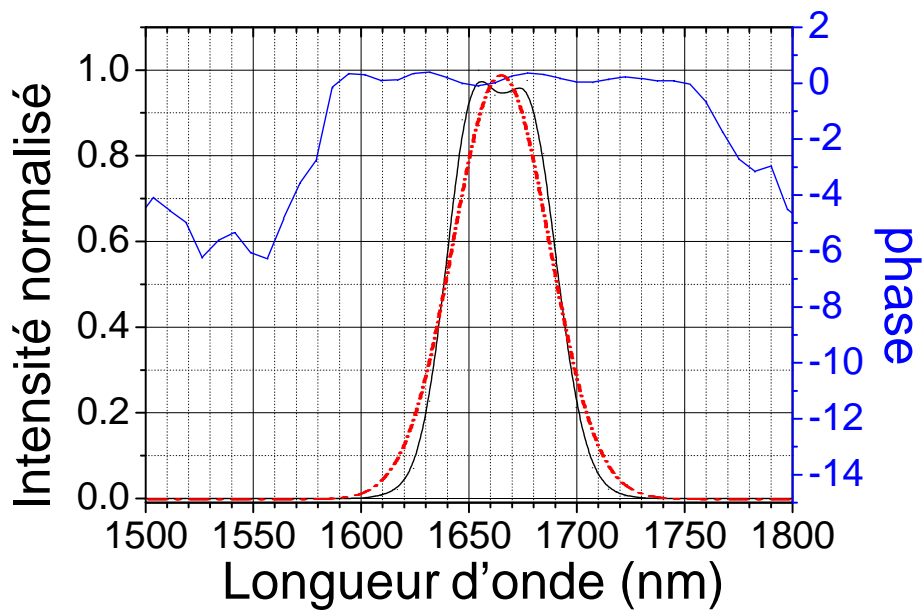


Figure 38 : Spectre (en noir) et phase spectrale (en bleu) de l'OPA mesurés avec un FROG¹⁹, ainsi que le résultat d'un ajustement numérique par une fonction gaussienne (en rouge)

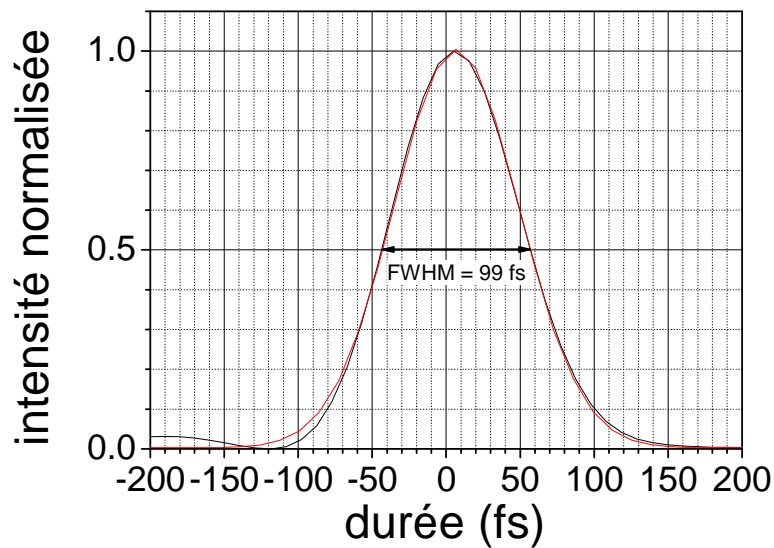


Figure 39 : Mesure de la durée du signal de l'OPA par un FROG et ajustement par une gaussienne, les rebonds sont dues à l'oscillation de la phase.

¹⁹ FROG APE

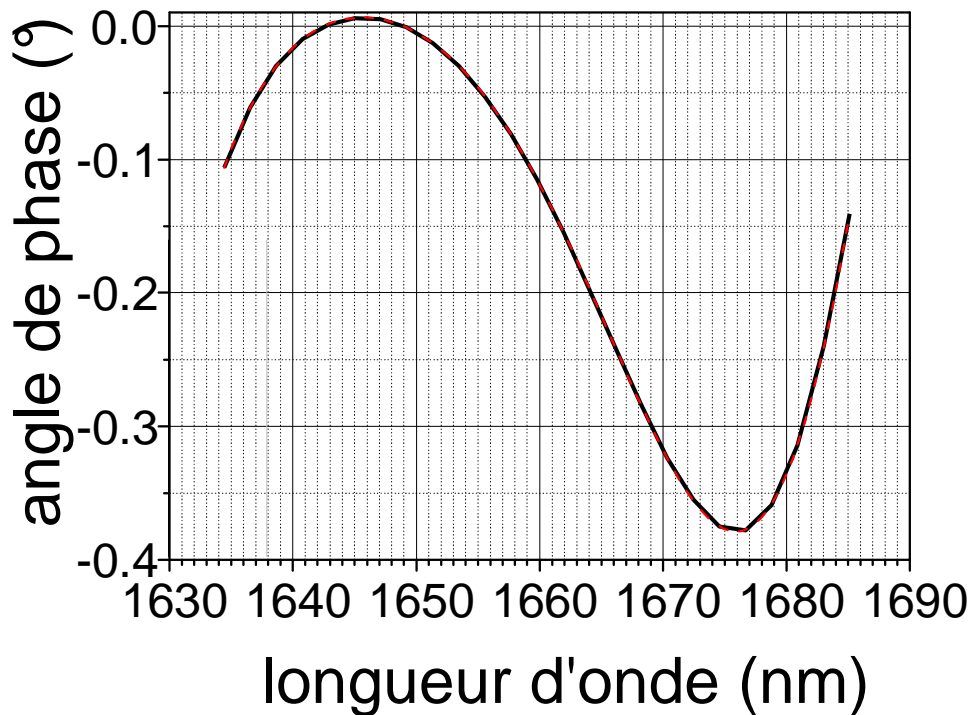


Figure 40 : Interpolation de la phase par une fonction polynomiale

Équation : $y=a_0+a_1x+a_2x^2+a_3x^3+...$					
$R^2 = 0,99$					
Coefficients	a0	a1	a2	a3	a4
valeurs	$1,15 \cdot 10^{11}$	$-3,73 \cdot 10^8$	$4,27 \cdot 10^5$	$-1,16 \cdot 10^2$	-0,17

Tableau 8 : Coefficients de la courbe polynomiale utilisée pour l'interpolation de la phase

4.2.5. Accordabilité de l'OPA

La plage d'accordabilité en longueur d'onde de l'OPA peut théoriquement s'étendre de 1200 nm à 2700 nm avec une pompe autour de 800 nm. Nous ne disposons pas de spectromètres capables de mesurer une telle étendue de spectres, cependant nous pouvons mesurer le signal. Par conséquent, en utilisant les relations développées plus haut, nous avons nécessairement le complémentaire correspondant. Les résultats présentés sur la figure 41 correspondent à la plage d'accordabilité nécessaire à notre application, c'est-à-dire qu'ils s'étendent de 1200 nm à 1750 nm. Les différents spectres ont été mesurés en effectuant uniquement une rotation du cristal de BBO. Ils ne sont pas normalisés afin de mettre en évidence la constance de l'intensité de sortie sur toute la

plage d'accordabilité incluant le double de la longueur d'onde de pompe (dégénérescence).

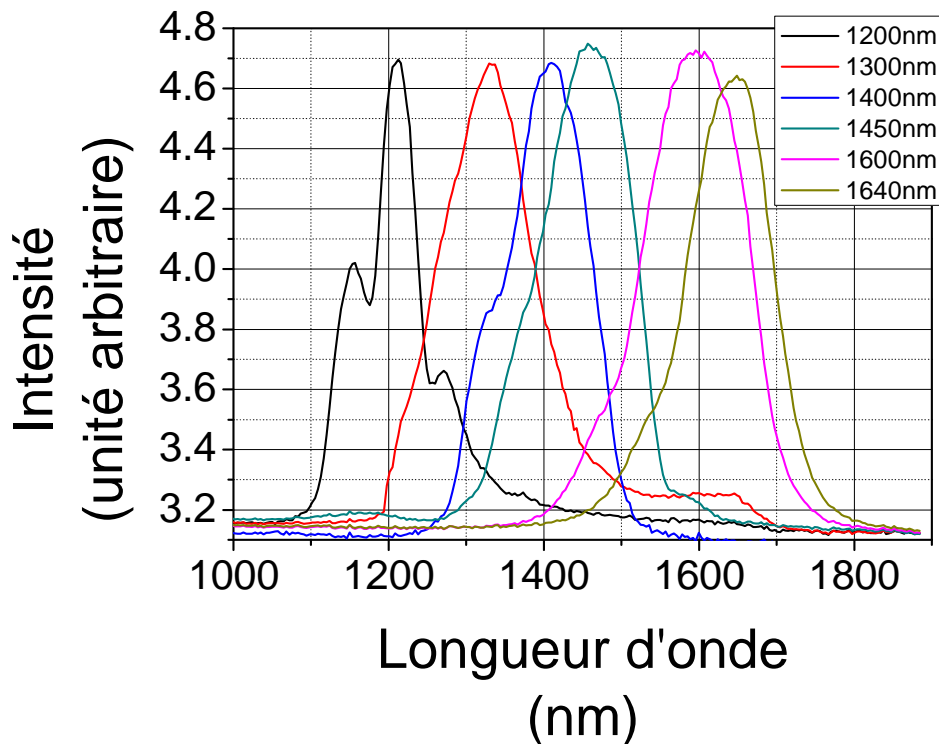


Figure 41 : Accordabilité spectrale de l'OPA entre 1200 nm et 1750 nm.

4.3. Source accordable par quasi-accord de phase

4.3.1. État de l'art des sources par quasi-accord de phase

L'historique du quasi-accord de phase est proche de celui de l'accord de phase. La physique qui les décrit a d'ailleurs été développée par les mêmes équipes [166,199]. Pour apprécier l'apport de la source présentée ici, nous pouvons nous référer aux meilleures performances obtenues avec ce type de sources paramétriques utilisant des cristaux polarisés périodiquement. Ainsi, le résultat le plus remarquable et le plus proche de notre développement aujourd'hui publié est signé Galvanauskas *et al.* [198]

qui ont obtenu des efficacités de conversion d'environ 40 % et des énergies atteignant 80 nJ avec des cadences de 71 kHz, des durées d'impulsions de 300 fs et des longueurs d'onde signal comparables aux nôtres (1 μm à 3 μm). Les différences viennent donc de l'épaisseur moins importante des cristaux qu'ils ont utilisé (0,5 mm) ainsi que de l'énergie et de la longueur d'onde de la pompe utilisée (respectivement 220 nJ et 770 nm). Nos résultats correspondent donc à une augmentation de deux ordres de grandeurs de l'énergie par rapport aux meilleures performances publiées, à notre connaissance, ces résultats sont présentés dans la section 4.3.4.1. On peut remarquer également que la longueur d'onde de pompe vient d'un laser fibré erbium doublé en fréquence. Cela correspond cependant à un spectre qui peut être obtenu à partir d'une source laser titane:saphir. Compte tenu de la prédominance incontestable des sources de titane:saphir dans les laboratoires et de la relative nouveauté des sources à 1 μm pompées diodes, très peu de systèmes paramétriques ont été développés qui soient pompés à cette longueur d'onde, ce qui contribue à l'aspect novateur de cet OPG.

4.3.2. Le laser de pompe Yb :KYW

Le laser utilisé pour pomper l'OPG est de type DPSSL (laser à état solide pompé diode pour *Diode Pumped Solid State Laser*). Ces systèmes ayant été largement détaillés en section 3.1.2.1, je ne vais détailler ici que les spécificités qui nous concernent dans le cadre de l'OPG.

Il s'agit d'un laser commercial²⁰, composé d'un oscillateur et d'un amplificateur régénératif, délivrant des impulsions accordables en durée entre 500 fs et 1 ps, émettant à une longueur d'onde centrale de 1,028 μm avec une largeur spectrale à mi-hauteur de 5 nm. Sa cadence peut également être modifiée entre 1 kHz et 100 kHz, pour des énergies respectives allant de 1 mJ à 40 μJ . Enfin, le faisceau fait environ 3 mm de diamètre et sort avec une polarisation s.

²⁰ S-pulse HP, Amplitude-systèmes, Pessac, France

4.3.3. Le générateur paramétrique optique

4.3.3.1. Caractéristiques du cristal de PPMLN

Les propriétés physiques du cristal de PPMLN sont résumées dans l'annexe 1. Cette section précise les choix de paramètres effectués dans le cadre de notre application de greffe de cornée.

Les longueurs de cohérence et donc les longueurs des périodes du cristal sont très courtes loin de l'accord de phase. Ainsi, en utilisant une pompe centrée à $1,03 \mu\text{m}$ pour créer un signal aux alentours de $1,65 \mu\text{m}$, elles sont d'environ $30 \mu\text{m}$. On a alors accès à des plages d'accordabilités allant de 20 nm à 200 nm en fonction de la période et de la température du cristal. L'augmentation des plages spectrales correspond à un rapprochement du signal généré vers le double de la longueur d'onde de pompe et donc à un allongement de la longueur des périodes. Nous avons choisi un cristal²¹ comprenant 6 périodes juxtaposées de $29,37 \mu\text{m}$, $29,46 \mu\text{m}$, $29,86 \mu\text{m}$, $30,13 \mu\text{m}$, $30,46 \mu\text{m}$ et $30,84 \mu\text{m}$, ce qui correspond à une accordabilité théorique s'étendant de 1450 nm à 2060 nm pour le signal et de 2060 nm à 3560 nm pour le complémentaire en variant la température du cristal entre $50 \text{ }^\circ\text{C}$ et $167 \text{ }^\circ\text{C}$.

Chaque réseau a une ouverture utile de $2 \times 2 \text{ mm}^2$ pour une longueur totale de 5 mm , ce qui garantit un gain maximal puisque la dispersion de vitesse de groupe décale le recouvrement des impulsions du signal et de la pompe sur environ 3 mm .

4.3.3.2. Dispositif expérimental

Le cristal de PPMLN est placé sur un four permettant de faire varier sa température ou de le conserver en permanence à environ $50 \text{ }^\circ\text{C}$ car il est fortement hygroscopique²². Une lame à retard $\lambda/2$ permet au préalable d'ajuster la polarisation perpendiculairement au réseau du cristal. La pompe est ensuite focalisée avec une lentille de focale 1500 mm afin de maximiser la taille du col du faisceau soit un diamètre d'environ $1/3$ de l'ouverture utile. Il est de plus focalisé au centre du cristal afin de maximiser l'énergie de pompe injectée dans le cristal sans atteindre le seuil de dommage

²¹ PPMLN ($2 \times 2 \times 5 \text{ mm}^3$), HCPhotonics, Hsinchu, Taiwan

²² Il s'agit d'un sel par conséquent à l'air libre et à température ambiante il absorbe rapidement de l'eau et devient diffusant. On pourrait dire qu'il devient œdémateux.

de celui-ci. Cette configuration permet de générer des impulsions de l'onde signal les plus énergétiques possible. Une autre configuration consiste à placer le col du faisceau sur la face arrière du cristal, ce qui permet d'optimiser l'efficacité de conversion. Un schéma de ces deux options ainsi qu'une photo de l'OPG sont visibles sur la figure 42.

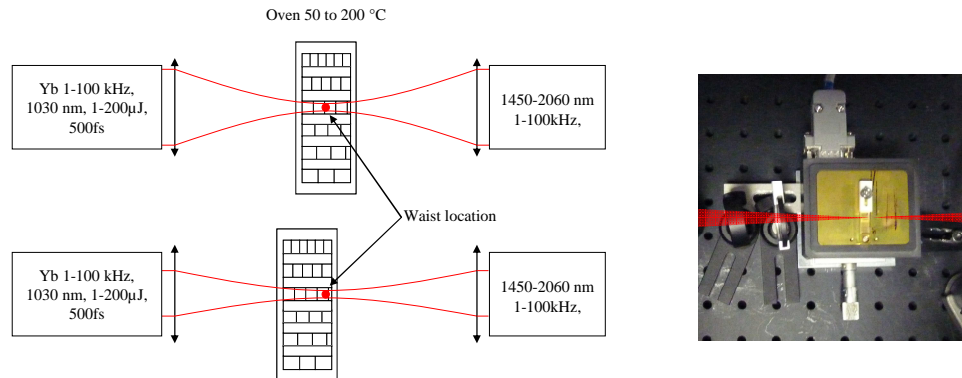


Figure 42 : Schéma des méthodes de focalisation dans les cristaux de PPLN à gauche et photo de l'OPG dans son four à droite

4.3.4. Résultats

4.3.4.1. Énergies délivrées par l'OPG

Les énergies en sortie de cette source paramétrique sont limitées par deux facteurs essentiels. Tout d'abord les cristaux adaptés au quasi accord de phase par retournement de domaine (ferroélectriques) ont des seuils de dommage beaucoup plus faibles que les cristaux utilisés pour des configurations par accord de phase. De plus, il n'est pas possible de contourner cette contrainte par un élargissement de la taille de cristaux, car la technologie ne permet pas de maintenir une bonne qualité optique au-delà de 2 à 3 mm d'épaisseur, en particulier si on dope le cristal à l'oxyde de magnésium comme c'est le cas ici. Ce dopage est toutefois réalisé car il augmente le seuil de dommage d'environ 2 ordres de grandeurs. Le seuil théorique de dommage n'est pas encore bien défini en régime femtoseconde. De plus, il n'est pas identique suivant la température du cristal, celui-ci étant photoréfractif²³. Il est de 10^9 W/cm^2 à $1 \mu\text{m}$ pour une impulsion nanoseconde au-delà de $50 \text{ }^\circ\text{C}$. Nous avons trouvé expérimentalement, avec nos impulsions femtoseconde, un seuil d'environ 4.10^8 W/cm^2 , avec un cristal

²³ Modification de l'indice de réfraction en fonction de l'intensité lumineuse qui induit une autofocalisation. Cette propriété peut être compensée en chauffant le cristal ce qui permet d'exciter les électrons et diminue cet effet

chauffé à une température de 100 °C. De plus, lorsque l'on s'approche du seuil de dommage, la formation d'une lentille de Kerr limite l'efficacité de conversion. En effet, les faisceaux de pompe, du signal et du complémentaire ne peuvent alors plus être considérés colinéaires au réseau de périodes, ce qui provoque un gradient de longueurs de cohérence (longueurs de période) parcouru par le faisceau et s'accompagne d'une baisse de sélectivité spectrale et donc d'une baisse de gain.

Un maximum d'énergie de 20 μJ a été obtenu avec des impulsions de pompe de 200 μJ , soit une efficacité de conversion de 10%. Le maximum de conversion était de 20% autour de 30 μJ de pompe avec 6 μJ de signal en sortie d'OPG.

4.3.4.2. Accordabilité et largeur spectrale des impulsions du signal

L'accordabilité mesurée avec ce dispositif est représentée en figure 43, où elle est comparée avec la théorie obtenue grâce au logiciel SNLO²⁴.

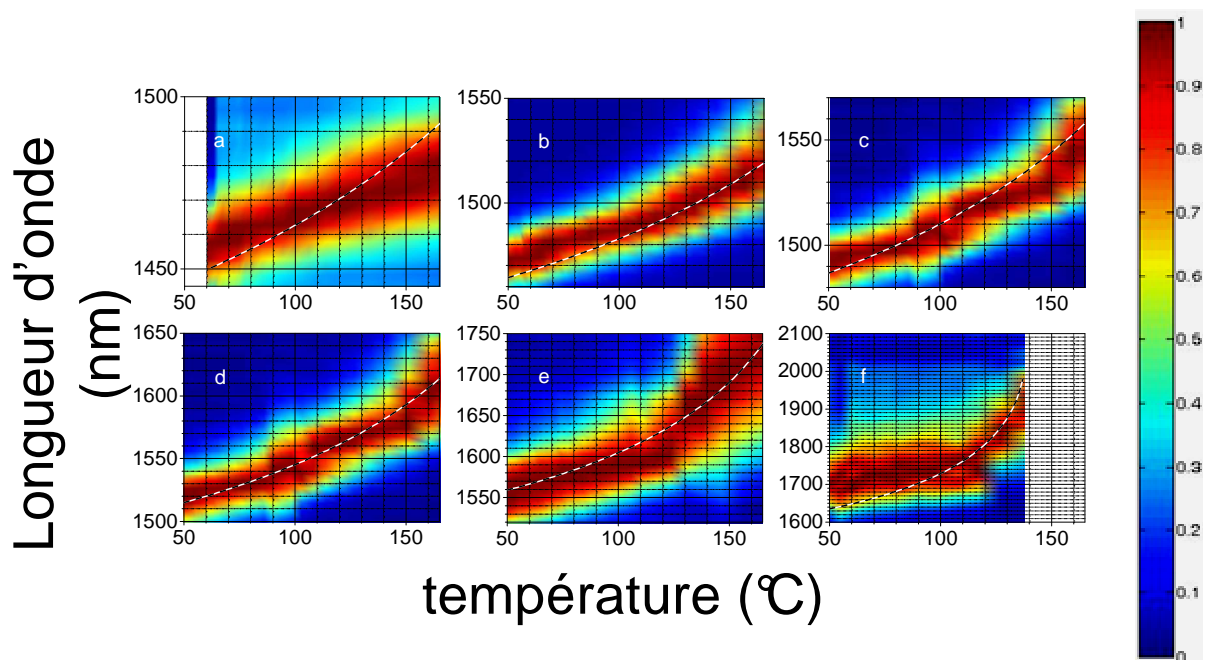


Figure 43 : Représentation en fausse couleur des mesures de spectres optiques en fonction de la température du cristal de PPLN, avec des impulsions de 30 μJ centrées à 1030 nm. Les lignes pointillées noir et blanche montrent les évolutions théoriques calculées à partir du logiciel SNLO. Les périodes de réseau sont (a) 29,37 μm , (b) 29,60 μm , (c) 29,86 μm , (d) 30,13 μm , (e) 30,46 μm , (f) 30,84 μm . (Les conditions de quasi-accord de phase ne sont pas vérifiées en dessous de 60° pour la période (a) et au dessus de 137 °C pour la période (f)).

²⁴ Arlee Smith au Sandia National laboratories, logiciel permettant de définir les paramètres de cristaux utilisés en physique des lasers

La plage d'accordabilité du signal augmente avec l'allongement des périodes des réseaux. En variant la température du cristal entre 50 °C et 167 °C, la première période couvre une plage spectrale de seulement 20 nm ce qui correspond à un signal allant de 1450 nm à 1470 nm, alors que la dernière de 30,84 μm permet de paramétrer le signal sur une plage de 200 nm pour une accordabilité allant de 1700 nm à 1900 nm en considérant la longueur d'onde centrale. L'accordabilité cumulée permet d'obtenir un signal entre 1450 nm et 1900 nm soit une accordabilité totale de 450 nm et un complémentaire entre 2250 nm à 3500 nm soit 1250 nm de plage spectrale. Le complémentaire est également utilisable car le cristal reste transparent sur toute cette zone excepté une bande spectrale étroite vers 2800 nm avec environ 50 % d'absorption ce qui correspond à un signal de 1630 nm. Pour illustrer ces propos les spectres des six périodes pris à 60 °C et les spectres de la deuxième période obtenus en variant la température entre 50 °C et 167 °C sont représentés sur la figure 44. Aucune donnée n'est représentée en dessous de 60 °C pour la première période et au-delà de 137 °C pour la dernière car ces températures correspondent à des longueurs de cohérence ne vérifiant pas les conditions de quasi accord de phase. Des effets non-linéaires apparaissent alors mais sans donner lieu à une conversion cohérente.

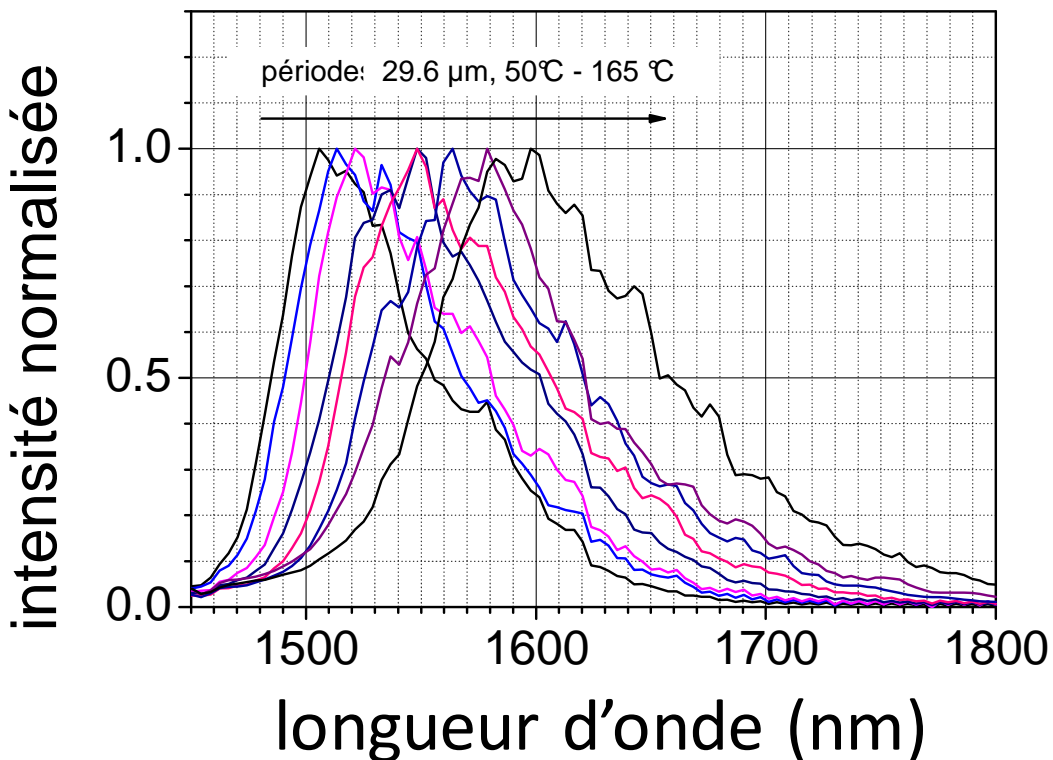
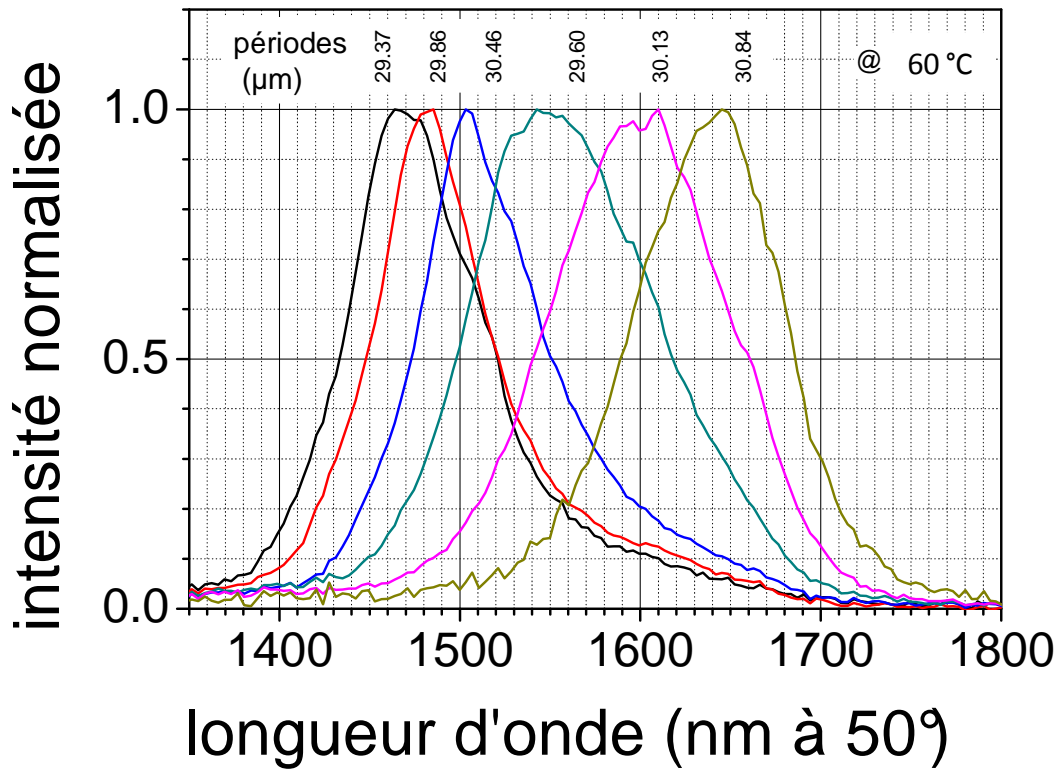


Figure 44 : En haut: spectres des 6 périodes à une température de 50 °C. En bas : évolution du spectre de la 2^{ème} période (29,60 μm) en fonction de la température.

Les mesures représentées ont été effectuées avec une énergie de pompe de 30 μJ , et donc avec un signal de 6 μJ à l'exception des longueurs d'onde les plus élevées (environ au-delà de 1800 nm) dont l'élargissement spectral provoque une baisse d'efficacité de conversion. Cet élargissement spectral est remarquable étant donné que la pompe n'est large que de 5 nm. Une représentation de la largeur totale à mi-hauteur (FWHM) des spectres de la figure 43 est montrée sur la figure 45. Le minimum d'élargissement spectral est observé sur les trois premières périodes au minimum de température, ce qui correspond au point le plus éloigné de la dégénérescence. Il est de 30 à 40 nm FWHM. À l'opposé, un spectre maximum de 180 nm FWHM a été mesuré pour la dernière période à 167 °C. On obtient donc un élargissement spectral de 6 à 36 fois la largeur de la pompe. Ceci s'explique physiquement par le fait que la longueur de cohérence entre le signal et la pompe converge lorsque l'on s'approche de la dégénérescence. Les incertitudes de production des cristaux peuvent entraîner des variations de $\pm 0,1 \mu\text{m}$ d'une période à l'autre, ce qui diminue la sélectivité spectrale en particulier lorsque l'on s'approche de la configuration où l'onde signal et l'onde complémentaire se confondant vers 2060 nm²⁵. En comparaison, un élargissement spectral qui serait dû aux conditions de focalisation est négligeable puisque les distances de Rayleigh (de l'ordre du mètre) sont bien supérieures à la longueur du cristal tant que la lentille Kerr est négligeable.

²⁵ Les variations de longueurs de cohérence d'une longueur d'onde signal à une autre diminuent à l'approche du double de la longueur d'onde du laser pompe.

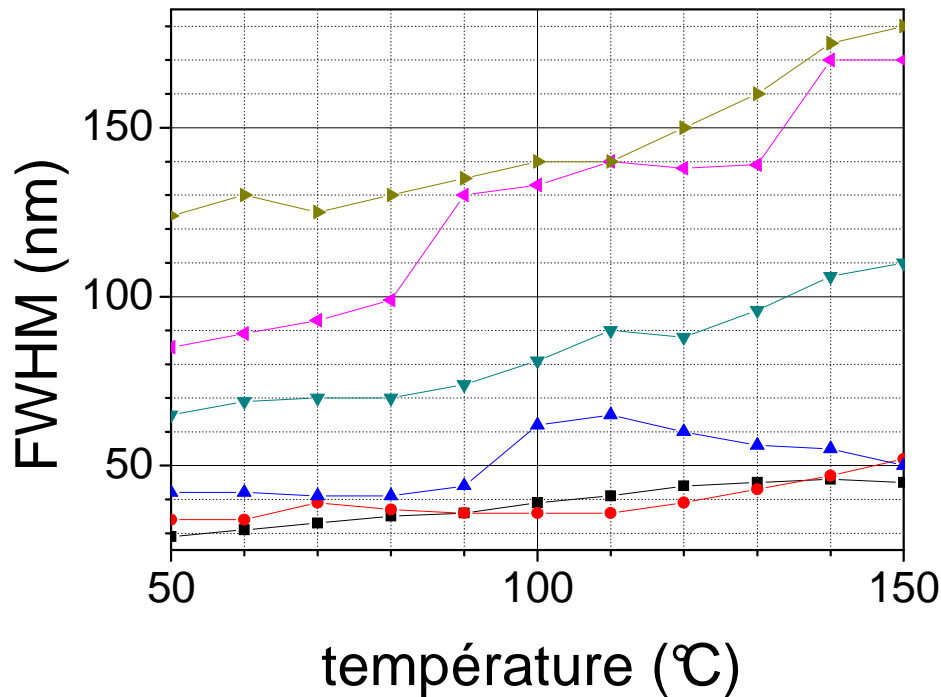


Figure 45 : Évolution de la largeur totale à mi-hauteur (FWHM) pour chaque période en fonction de la température à partir des spectres de la figure 43

4.3.4.3. Durée des impulsions

La mesure de durée des impulsions est rendue difficile par le fort élargissement spectral que nous avons décrit dans la section précédente. En effet, l'autocorrélateur²⁶, qui a servi aux mesures utilise des cristaux non-linéaires afin de doubler en fréquence l'onde signal et de pouvoir effectuer la mesure de durée. Or, la génération de seconde harmonique n'est pas efficace sur les 180 nm à mi-hauteur de l'élargissement maximal. Cette mesure a donc été effectuée sur les premières périodes et pour les températures les plus faibles. On peut toutefois concéder qu'elles demeurent relativement similaires sur toute la plage d'accordabilité puisque la dispersion reste faible en particulier pour cette échelle de durées d'impulsions. La figure d'autocorrélation est donc représentée sur la figure 46 et sa largeur à mi-hauteur correspond à une durée de 600 fs si on la mesure sur le résultat d'un ajustement numérique par une gaussienne.

²⁶ PulseCheck, APE, Berlin, Allemagne

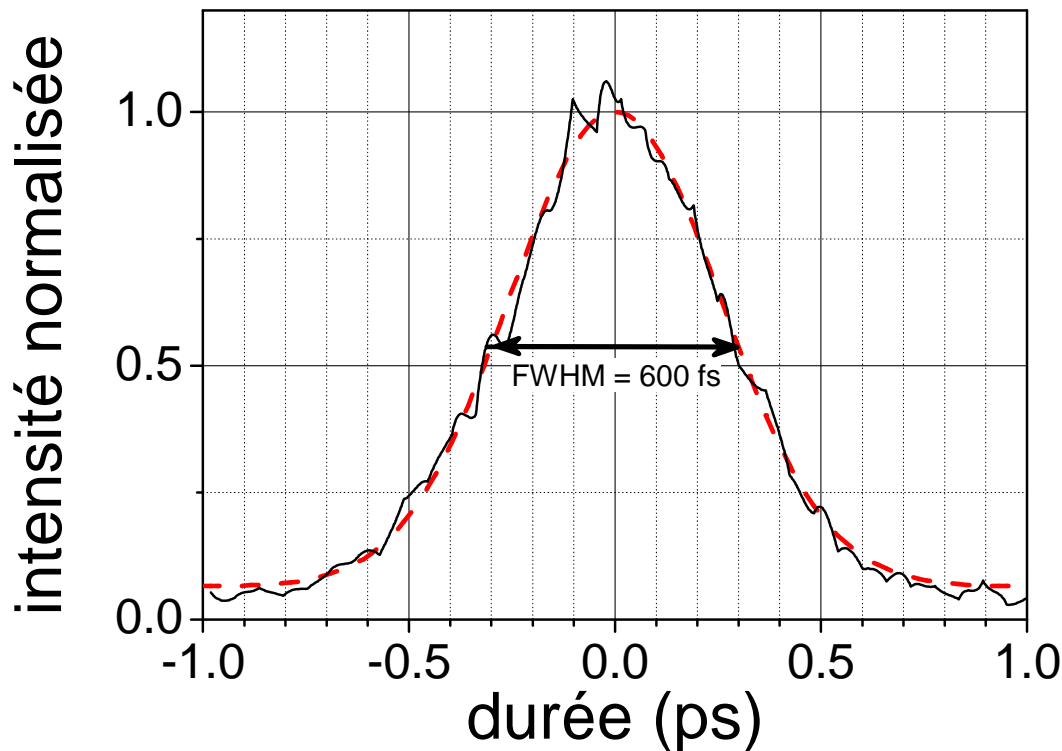


Figure 46 : Mesure typique de la figure d'autocorrélation de l'onde signal. La durée des impulsions varie peu d'une longueur d'onde à l'autre et d'une période à l'autre.

On peut remarquer que cette durée est similaire à celle de la pompe. Néanmoins, comme nous l'avons dit plus haut, les largeurs spectrales sont nettement supérieures à celles que l'on obtiendrait si le spectre restait limité par transformée de Fourier. Nous pouvons conclure que nous sommes très loin de ce régime et donc de la durée minimale théorique. En effet, si les impulsions étaient recomprimées dans des conditions idéales, cette largeur spectrale pourrait donner lieu à des impulsions inférieures à 10 fs encore plus courtes que celles atteignables avec l'OPA.

4.3.4.4. Discussion

Cet OPG est un outil potentiellement très bien adapté à une industrialisation et en particulier dans le cadre d'une application clinique de type greffe de cornée, opération du glaucome ou encore chirurgie de la cataracte. Cependant, un certain nombre d'études académiques et de valorisation doivent encore être menées pour l'optimiser.

- Il reste à évaluer précisément l'ampleur de la lentille thermique et les effets qu'elle engendre sur la cohérence spatiale et la sélectivité spectrale du faisceau signal.
- Le fort élargissement spectral permet d'envisager la possibilité de générer des impulsions ultracourtes, caractéristique très intéressante par exemple pour la génération d'harmoniques ou encore pour les applications de filamentation.
- Un deuxième étage d'amplification permettrait d'avoir une source gagnant jusqu'à un facteur 10 en énergie, devenant ainsi plus polyvalente notamment pour les applications de chirurgie du glaucome et de la cataracte.
- L'élargissement spectral est également lié à une baisse d'efficacité de conversion. L'ajout d'un second étage d'amplification incorporant un système de filtrage entre les deux étages devrait permettre de mieux contrôler le spectre. Une solution bien adaptée aux applications sur le tissu consisterait à placer une cuve d'eau entre les deux étages. Plus l'intensité des impulsions serait grande plus on pourrait augmenter l'épaisseur du filtre à eau et plus le spectre amplifié se rapprocherait du spectre de transparence du tissu autour de 1,65 μm .
- Les évolutions dans les techniques de croissance de cristaux permettent d'envisager la possibilité d'utiliser des cristaux plus épais dans un avenir proche puisqu'ils sont passés en 10 ans d'une épaisseur maximale de 0,5 mm à 3 mm, donnant ainsi la possibilité de pomper plus fort et donc d'obtenir un signal plus énergétique.
- De nouvelles recherches se concentrent également sur le potentiel de nouveaux cristaux tel que le PPSLT (tantalate de lithium stœchiométrique polarisé périodiquement) qui pourraient offrir soit des coefficients non linéaires plus élevés, et donc de meilleures efficacités de conversion, soit des seuils de dommages plus élevés et donc la possibilité de pomper plus fort, soit des méthodes de croissance plus simples à maîtriser et donc des cristaux plus épais.
- Enfin, les conditions optimales de focalisation restent à définir précisément. Jusqu'à présent, seule la configuration permettant de

maximiser le signal en énergie a été analysée. Il reste donc à déterminer quels seront les résultats en focalisant sur la face arrière du cristal. D'autant qu'une augmentation de l'efficacité de conversion permettrait de diminuer d'autant l'énergie du laser de pompe nécessaire et donc potentiellement son prix.

4.4. Le laser fibré dopé erbium

Une dernière solution étudiée dans le cadre du projet GRECO par nos partenaires de l'IOGS, concerne l'utilisation de la technologie des lasers fibrés dopés erbium [4]. En effet, cette technologie largement utilisée dans les applications de télécommunication offre un spectre naturel d'émission centré entre 1,55 μm et 1,58 μm . Le gain potentiel de cet élément également de la famille des terres rares décroît rapidement au-delà mais s'étend jusqu'à 1600 nm (correspondant à la bande L en langage de télécommunication). De plus, la grande maturité de cette technologie et la grande variété de fibres disponibles en font globalement une source potentiellement très compacte et économique. Cependant il n'existe aujourd'hui que des sources émettant aux environ de 1565 nm qui atteignent le μJ en régime femtoseconde [200,201]. Le gain étant environ 5 fois plus bas à 1600 nm, il est nécessaire d'employer des fibres beaucoup plus longues pour envisager de telles performances, ce qui engendre une forte augmentation des effets non-linéaires et réduit par la-même le maximum de puissance théoriquement atteignable.

Son développement a nécessité l'utilisation de fibres large cœur, ainsi qu'un contrôle actif de la distorsion non linéaire de la phase spectrale [202]. Ainsi, il a été possible d'optimiser la durée et l'énergie des impulsions et d'obtenir environ 600 fs et 2,5 μJ respectivement.

Le schéma du dispositif utilisé pour obtenir un laser centré autour de 1,6 μm est présenté sur la figure 47.

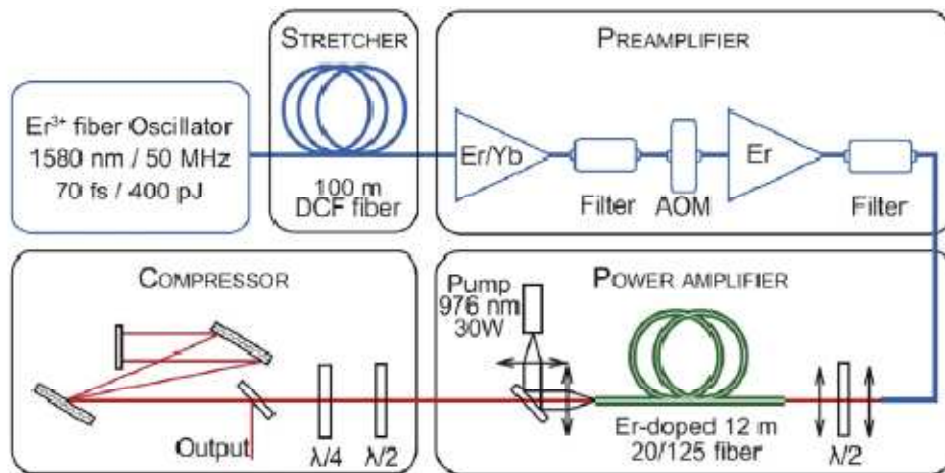


Figure 47 : Schéma du laser fibré dopé erbium développé par l'IOGS [4]

Le laser présente des performances énergétiques de 2 à 3 μ J, à une cadence de 100 à 400 kHz. Il est centré à 1,59 μ m avec une largeur spectrale de 12 nm.

Une solution développée par le LCFIO devant permettre de limiter les problèmes non-linéaires propose d'effectuer un co-pompage de la fibre amplificatrice à 976 nm et directement au maximum de gain de l'erbium à 1555 nm afin de saturer le gain à cette longueur d'onde. Bien que les performances de ce laser soient encore légèrement inférieures aux énergies nécessaires pour une application à la greffe de cornée, on peut espérer que le développement des fibres large cœur au-delà d'un diamètre de 70 μ m permettra d'augmenter la pompe et donc l'énergie de sortie dans un avenir relativement proche et ainsi d'en faire un candidat sérieux pour devenir la source laser des applications de chirurgie du segment antérieur de l'œil.

Trois sources laser femtoseconde ont été développées pour notre application de greffe de cornée dont les deux premières dans le cadre de cette thèse :

- *Une source par amplification paramétrique optique pompée par un laser de laboratoire titane:saphir. Elle est largement accordable et offre un spectre allant de 1200 nm à 1750 nm pour le signal. Les énergies disponibles atteignent 300 μ J. Son originalité vient de l'utilisation de deux cristaux d'amplification différents. Le premier permet de sélectionner le spectre et le second offre un gain important et homogène. Cette source très flexible est bien adaptée à une étude en laboratoire.*
- *Une seconde source par génération paramétrique optique pompée par un laser commercial dopé ytterbium, lui-même pompé par des diodes. Elle est accordable sur*

une plage de longueurs d'onde allant de 1450 nm à 2000 nm. Elle délivre des impulsions pouvant atteindre 20 μ J ce qui représente une amélioration de deux ordres de grandeur par rapport à l'état de l'art. Elle utilise un cristal de niobate de lithium dopé à l'oxyde de magnésium qui est polarisé périodiquement. Cette source est compacte et robuste. Elle intègre donc les contraintes liées à un usage clinique.

- *La troisième source a été développée par nos partenaires de l'Institut d'Optique Graduate School dans le cadre de la thèse de Frank Morin [4]. Il s'agit d'une source fibrée dopée erbium. Elle délivre jusqu'à 2,5 μ J et à un spectre d'émission centré à 1600 nm. Cette source est la plus compacte et ne nécessite pas de passer par un système de conversion non-linéaire. Les futures évolutions technologiques concernant les fibres optiques dopées erbium devraient permettre d'améliorer ses performances notamment concernant l'énergie des impulsions.*