

**Filtrage non linéaire d'impulsion femtoseconde par génération de polarisation croisée dans des cristaux**

## Chapitre 6

### Filtrage non linéaire d'impulsions femtosecondes par génération de polarisation croisée

1.	<i>Filtrage XPW au millijoule à 800 nm</i> .....	126
1.1.	Dispositif expérimental .....	126
1.1.1.	Conception du montage expérimental.....	126
1.1.2.	Description du dispositif .....	127
1.1.3.	Transmission du filtre .....	128
1.2.	Caractérisation du faisceau filtré.....	129
1.2.1.	Amélioration du contraste : corrélation grande dynamique.....	129
1.2.2.	Caractérisation spatiale .....	131
1.2.3.	Caractérisation spectrale .....	133
	♦ Mesure de l'intensité spectrale.....	133
	♦ Mesure de la phase spectrale.....	134
1.3.	Conclusion : expériences à 800 nm.....	136
2.	<i>Influence de la phase spectrale du second ordre</i> .....	137
2.1.	Dispositif expérimental .....	137
2.2.	Influence de la phase spectrale du second ordre sur le rendement .....	138
2.3.	Evolution du spectre de l'impulsion XPW .....	140
2.3.1.	Résultats expérimentaux .....	140
2.3.2.	Effet Kerr : impulsion polychromatique .....	141
	♦ Hypothèses.....	141
	♦ Effet Kerr.....	143
	♦ Largeur spectrale de l'impulsion générée : validation du modèle.....	145
2.3.3.	Conclusion : XPW et élargissement spectral .....	148
2.4.	Conclusion .....	149

3.	<i>Filtrage XPW au millijoule à 1.06 <math>\mu\text{m}</math></i> .....	150
3.1.	Dispositif expérimental .....	150
3.2.	Transmission du filtre .....	151
3.3.	Caractérisation du faisceau filtré.....	152
3.3.1.	Amélioration du contraste : corrélation grande dynamique.....	152
3.3.2.	Caractérisation spatiale .....	154
3.3.3.	Caractérisation temporelle et spectrale .....	155
3.4.	Conclusion : expériences à 1.06 $\mu\text{m}$ .....	156
4.	<i>Conclusion</i> .....	157
	<i>Bibliographie</i> .....	158

Le processus de génération d'une onde polarisée orthogonalement, à partir d'une polarisation linéaire, dans des cristaux dont la susceptibilité non linéaire est anisotrope, présente d'excellentes caractéristiques pour le filtrage temporel d'impulsions ultra-brèves et ultra-intenses. Les chapitres 4 et 5 ont validé les caractéristiques de ce processus en termes de rendement, d'efficacité potentielle pour l'amélioration du contraste et d'adaptabilité sur différents systèmes laser.

Ce chapitre présente l'application de la génération de polarisation croisée au filtrage non linéaire pour l'amélioration du contraste d'impulsions femtosecondes. Les impulsions injectées dans le filtre sont polarisées linéairement et présentent une énergie de l'ordre de 1 mJ. Les impulsions transmises par le filtre sont suffisamment énergétiques pour être complètement caractérisées.

J'expose tout d'abord les résultats des expériences réalisées au laboratoire, à 800 nm, qui ont permis la génération d'impulsions de 180  $\mu$ J dont le contraste mesuré est meilleur que 10 ordres de grandeur. Ensuite je présente de manière théorique et expérimentale l'influence de la phase spectrale du second ordre sur le filtrage par XPW, en termes de rendement et de comportement spectral. Enfin, la troisième partie de ce chapitre valide l'application du filtre à une longueur d'onde de 1.06  $\mu$ m, dans le cadre d'expériences menées en collaboration avec le LULI pour la caractérisation d'une source de type OPCPA (Optical Parametric Chirped Pulse Amplification).

## 1. Filtrage XPW au millijoule à 800 nm

### 1.1. Dispositif expérimental

L'expérience de filtrage temporel par génération de polarisation croisée a été réalisée avec le laser de cadence kilohertz présenté au chapitre 3 (p. 52). L'énergie des impulsions est de 1.2 mJ pour une durée de 45 fs environ.

#### 1.1.1. Conception du montage expérimental

Pour expliquer la conception du montage expérimental, il faut préciser que le filtrage de l'impulsion directement en sortie de compresseur, c'est-à-dire en champ proche, n'est pas efficace. En effet, puisque l'impulsion est énergétique, nous pouvons imaginer réduire la taille du faisceau, le collimater et le filtrer immédiatement avec des cristaux longs. Tout d'abord, notons que la qualité spatiale du faisceau en champ proche n'est pas excellente (présence de points chauds), ce qui peut créer des surintensités dans le cristal. Mais surtout, pour éviter de générer de l'automodulation de

phase dans les lentilles de l'afocal réducteur, la section minimale du faisceau après réduction serait d'environ 3 mm. Dans ce cas, la densité d'énergie est de l'ordre de  $10^{11}$  Wcm<sup>-2</sup>. Pour obtenir un rendement de 5%, il faudrait au moins 20 mm de BaF<sub>2</sub>. Or, pour une impulsion de durée initiale 45 fs, la dispersion de vitesse de groupe introduite par 17 mm de cristal, allonge la durée de l'impulsion d'un facteur  $\sqrt{2}$ , ce qui entraîne bien sûr une perte de l'efficacité de conversion. Le filtrage par génération de polarisation croisée n'est pas efficace en champ proche.

Le filtrage de l'impulsion s'effectue donc en champ lointain, c'est-à-dire au foyer d'une lentille de focalisation. Cependant, l'énergie de l'impulsion (1.2 mJ) est importante. L'utilisation d'une lentille de longue focale est indispensable pour pouvoir placer le cristal au plus près de la zone de Rayleigh sans dommage. De plus, l'intensité au foyer doit être limitée pour éviter l'ionisation de l'air et une automodulation de phase excessive.

### 1.1.2. Description du dispositif

Le dispositif, schématisé figure 6.1, est semblable à celui des expériences précédemment décrites : le faisceau, polarisé linéairement, est focalisé au moyen d'une lentille de 3 m, puis collimaté avant d'atteindre l'analyseur.

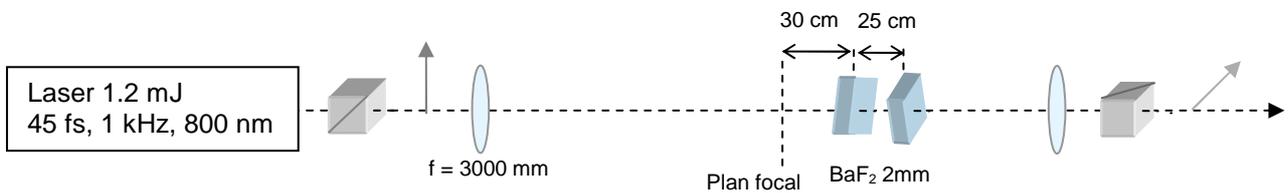


Figure 6.1 : Dispositif expérimental du filtre non linéaire

Nous avons vu, au chapitre 4 (p. 100), qu'une donnée capitale pour l'amélioration du contraste est le croisement des polariseurs. Le taux d'extinction mesuré du couple polariseur - analyseur utilisé dans cette configuration expérimentale est de  $5 \cdot 10^{-5}$ . Il s'agit de polariseurs de Glan, chacun composé de deux prismes en calcite non collés, séparés par une lame d'air. Ces polariseurs sont traités antireflet large bande autour de 800 nm.

Les cristaux employés sont des cristaux de fluorure de baryum, de longueur 2 mm, non traités antireflet, orientés avec un de leurs axes cristallins dans la direction de propagation du laser. Remarquons qu'il est possible de vérifier que le cristal a été convenablement taillé en tournant celui-ci dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation. A énergie incidente modérée et fixée, le signal XPW doit présenter des maxima égaux tous les  $45^\circ$ .

Malgré l'emploi d'une lentille de focale 3 m, il est impossible de placer un cristal au point focal, sous peine d'endommagement de l'échantillon. La position de celui-ci en aval du foyer est optimisée en mesurant le rendement XPW. En effet, le faisceau est plus propre spatialement après le point focal, puisque le plan de travail (champ lointain) est alors l'image d'un plan du laser situé très en amont dans la chaîne.

Le filtre comprend deux cristaux fins situés à distance optimale l'un de l'autre après le plan focal. L'efficacité de cette configuration a été démontrée au cours du chapitre 4 (p. 90-97). Le rendement de conversion optimal a été obtenu avec deux cristaux de 2 mm. Le premier est placé à environ 30 cm du foyer. Dans cette position, le rendement pour ce seul cristal est de 5%. Le deuxième cristal est imagé sur le premier grâce à la lentille de Kerr intervenant dans le premier cristal. La distance entre les deux échantillons donnant la meilleure transmission, de **15%** à **18%**, est de 25 cm.

### 1.1.3. Transmission du filtre

Nous estimons le diamètre du faisceau sur le premier cristal à environ 1.2 mm, ce qui correspond à une intensité incidente  $I_0$  de l'ordre de  $10^{12}$  Wcm<sup>-2</sup>. La fluence est alors de 0.1 Jcm<sup>-2</sup>, soit un ordre de grandeur sous le seuil de dommage du matériau [6.1]. Ceci garantit un fonctionnement routinier sans risque d'endommagement du filtre à moyen ou long terme.

Dans cette configuration, pour une énergie incidente de 1,2 mJ, l'efficacité quotidienne est de **15%**, ce qui signifie que l'énergie en sortie du filtre est de 180 µJ. Le faisceau filtré est suffisamment énergétique pour être complètement caractérisé et injecté dans les amplificateurs de puissance.

Comparons cette valeur expérimentale de transmission avec la courbe de rendement XPW théorique pour un faisceau gaussien présentée au chapitre 4 (graphe 4.7, p. 87). Une estimation de la

valeur de  $\gamma_0 A_0^2 L$  dans les conditions de l'expérience donne :  $\gamma_0 A_0^2 L = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I_0 L \approx 5$ .

Il ne s'agit que d'une approximation, en raison de l'incertitude liée à la valeur de  $I_0$  et surtout de  $n_2$ . La courbe de rendement XPW théorique donne pour cette valeur de  $\gamma_0 A_0^2 L$  l'efficacité maximale de 23%. La valeur expérimentale de 15% est du même ordre de grandeur. L'écart s'explique par le fait que nous ne prenons pas en compte dans la mesure de la transmission les pertes en énergie par réflexion sur les cristaux, par l'incertitude du calcul de  $\gamma_0 A_0^2 L$  et surtout par la qualité spatiale médiocre du faisceau (bruité et pas parfaitement gaussien, cf p. 135).

## 1.2. Caractérisation du faisceau filtré

### 1.2.1. Amélioration du contraste : corrélation grande dynamique

L'amélioration du contraste temporel a été estimée avec le corrélateur grande dynamique du troisième ordre développé au laboratoire dans le cadre du contrat SHARP (chapitre 1, p. 18).

Le profil de l'impulsion avant et après nettoyage a été mesuré avec la même énergie injectée dans l'appareil, soit 180  $\mu\text{J}$ . Pour ce niveau de signal, la limite de détectivité du corrélateur est de  $10^{-11}$ , ce qui va permettre de mesurer le résiduel d'ASE. Les résultats apparaissent figure 6.2.

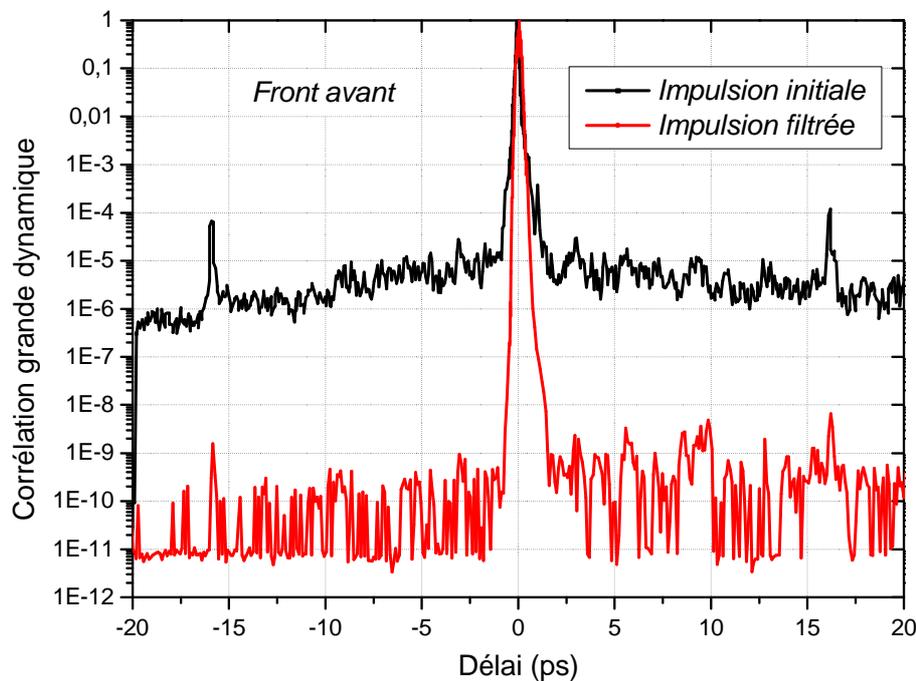


Figure 6.2 : Corrélation grande dynamique de l'impulsion avant et après filtrage.

Le rendement de conversion XPW est de 15%.

L'amélioration du contraste est considérable : le piédestal d'ASE est réduit de plus de 4 ordres de grandeur, de même que l'intensité des impulsions parasites. L'impulsion générée exhibe, environ 10 ps avant l'impulsion, un contraste meilleur que  $10^{10}$ . Le résiduel d'ASE étant très faible, nous atteignons les limites de détectivité de l'appareil. Le corrélateur est alors extrêmement sensible au bruit, ce qui explique l'allure modulée et bruitée du signal d'intensité relative  $10^{-10}$ .

La grande dynamique de la mesure permet de comparer cette courbe à celle prévue théoriquement (chapitre 4, p. 99) en utilisant les valeurs mesurées d'efficacité ( $\eta = 15\%$ ) et de taux d'extinction ( $\tau = 5 \times 10^{-5}$ ) :

$$C_{out} = C_{in}^3 \frac{\frac{\eta_{eff}}{K} + \tau}{\frac{\eta_{eff}}{K} + \tau C_{in}^2} \quad (6.1)$$

K vaut  $\frac{8}{45}$  pour une onde gaussienne.

Le résultat de ce calcul apparaît sur la figure 6.3, où sont aussi tracées les courbes mesurées expérimentalement. Le niveau d'ASE, l'intensité des impulsions parasites et le front de montée de l'impulsion principale calculés correspondent bien à la mesure de corrélation.

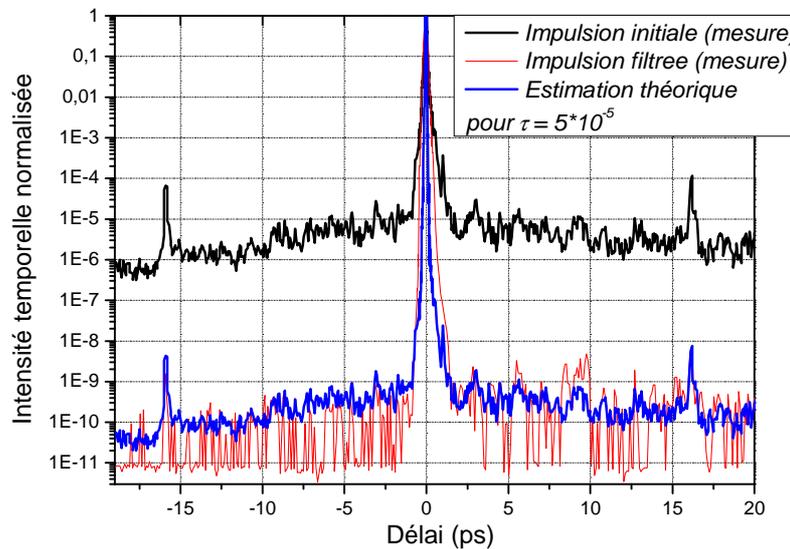


Figure 6.3 : Estimation théorique de l'amélioration du contraste par XPW dans les conditions de l'expérience ( $\tau = 5 \cdot 10^{-5}$ ) et comparaison avec la mesure expérimentale.

L'impulsion filtrée apparaît plus courte théoriquement qu'expérimentalement. Ceci s'explique par le fait que l'impulsion filtrée réelle a traversé, avant d'entrer dans le corrélateur, de nombreux éléments ajoutant de la dispersion de vitesse de groupe (polariseurs, lentilles). De plus, l'appareil de mesure n'est pas prévu pour mesurer avec précision la durée des impulsions.

Notre modèle simple permet de prévoir le contraste final obtenu après filtrage selon les caractéristiques du dispositif. De plus, l'importance cruciale de la valeur du taux d'extinction des polariseurs est confirmée. Il s'agit de la limite principale pour l'amélioration du contraste.

Il est par ailleurs intéressant de visualiser le profil temporel qui serait obtenu dans ces conditions expérimentales ( $\eta = 15\%$ ) avec des polariseurs d'extinction  $10^{-6}$  (fig. 6.4).

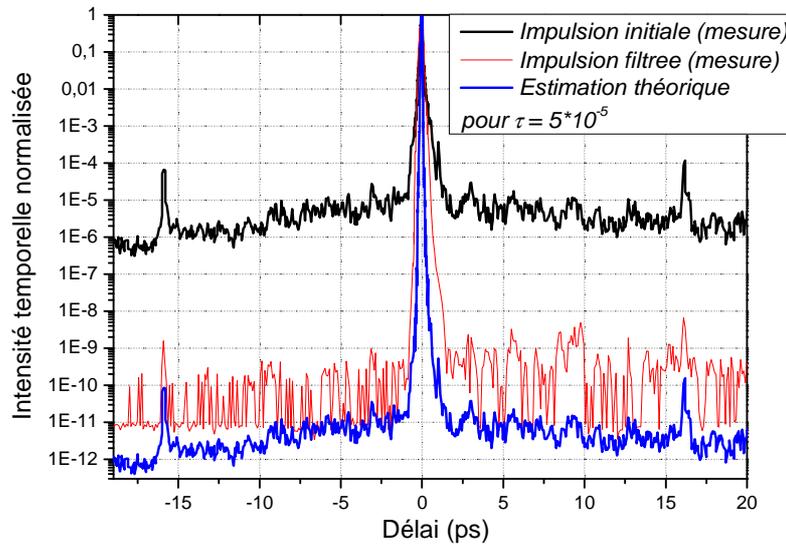


Figure 6.4 : Estimation théorique de l'amélioration du contraste par XPW si  $\tau = 10^{-6}$  et comparaison avec la mesure expérimentale ( $\tau = 5.10^{-5}$ ).

Le contraste serait alors meilleur que  $10^{11}$ . De plus, un laser millijoule kilohertz peut présenter un meilleur contraste initial que celui utilisé pour ces expériences. Il peut atteindre 9 ordres de grandeur. Avec des polariseurs d'excellente qualité, il est possible de générer des impulsions de contraste bien meilleur que  $10^{12}$ . Ces performances peuvent résoudre la problématique du contraste pour la construction de chaînes laser très haute puissance crête.

Le filtrage par XPW est adapté à la génération d'impulsions à contraste temporel très élevé.

### 1.2.2. Caractérisation spatiale

Il est indispensable d'évaluer la qualité spatiale de l'impulsion transmise.

La bonne qualité du profil spatial du signal est capitale pour son utilisation ultérieure. Comme pour tout filtrage en champ lointain, la qualité spatiale du faisceau est en fait grandement améliorée après génération de XPW. Lors du processus de conversion, la modulation d'intensité du profil spatial est élevée au cube ( $I_{XPW} \propto I_0^3$ ), ce qui est schématisé sur la figure 6.5. Les hautes fréquences spatiales, après filtrage, présentent ainsi une intensité relative beaucoup plus faible. D'autre part, le diamètre du faisceau est réduit d'un facteur  $\sqrt{3}$  environ. De fait, le faisceau XPW présente une

divergence plus grande que le faisceau initial, dont il faut tenir compte dans la conception du montage.

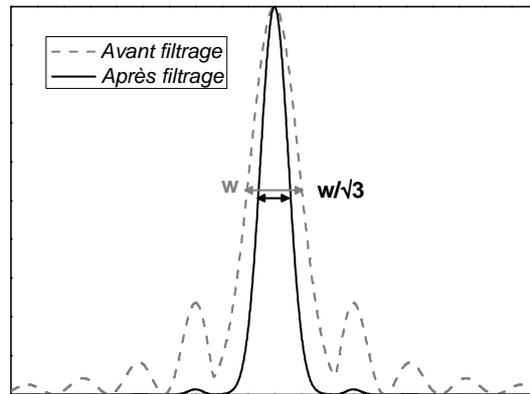


Figure 6.5 : Schématisation d'une coupe transverse du faisceau initial et du faisceau converti. Action du processus XPW sur le profil spatial du faisceau en champ lointain.

Le faisceau recouvre donc un profil lisse, moins de défauts surgissent lors de la propagation après filtrage, comme le montrent les deux figures suivantes. Les images avant et après filtrage ont été enregistrées après l'analyseur (champ proche).

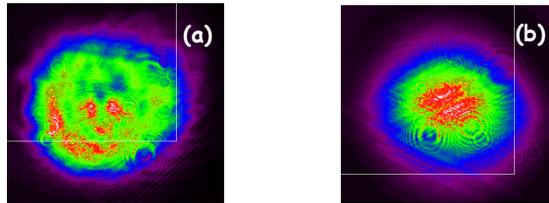


Figure 6.6 : Images du profil spatial du faisceau avant (a) et après (b) filtrage.

Le rendement de conversion XPW est de 15%.

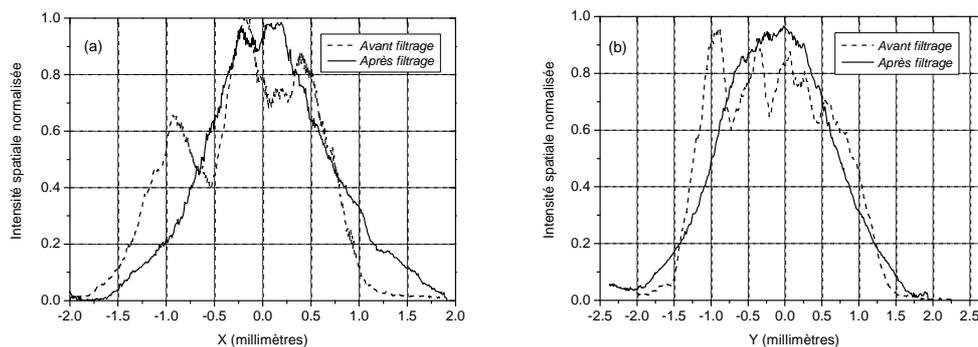


Figure 6.7 : Coupes en X (a) et Y (b) du profil spatial du faisceau avant et après filtrage.

Le faisceau initial, en champ proche, présente un profil médiocre, avec une répartition d'intensité à peu près uniforme mais avec des points chauds. Après filtrage, la forme du faisceau se rapproche davantage d'une gaussienne.

### 1.2.3. Caractérisation spectrale

Afin de caractériser l'influence du filtrage sur les caractéristiques spectrales en intensité et en phase du faisceau, il est nécessaire de s'affranchir de l'automodulation de phase générée par la focalisation dans l'air d'une impulsion de 1.2 mJ. Il est nécessaire de réduire l'énergie incidente tout en conservant la valeur du rendement XPW.

#### ♦ Mesure de l'intensité spectrale

Nous avons réduit l'énergie du laser à 150  $\mu\text{J}$  et utilisé une lentille de focale 1.5 m. Dans ce cas, l'intensité sur les cristaux est la même que dans les conditions expérimentales précédentes ( $\approx 10^{12} \text{ Wcm}^{-2}$ ), le premier échantillon est placé au foyer et on s'affranchit des problèmes de focalisation dans l'air. Nous vérifions sans les cristaux en décroisant l'analyseur que le spectre de l'impulsion n'est pas modulé par passage dans cet afocal. En utilisant toujours deux cristaux de  $\text{BaF}_2$  de longueur 2 mm, un signal XPW est généré avec le même rendement de conversion que précédemment (15%), ceci correspond à un signal d'une vingtaine de microjoules. Le spectre de ce signal est centré à 810 nm et présente une largeur à mi-hauteur de 23 nm (fig. 6.8).

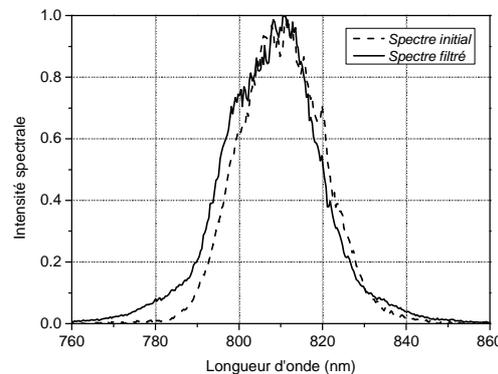


Figure 6.8 : Spectre de l'impulsion avant ( $\lambda_0 = 810 \text{ nm}, \Delta\lambda \approx 21 \text{ nm}$ ) et après ( $\lambda_0 = 809 \text{ nm}, \Delta\lambda \approx 23 \text{ nm}$ ) filtrage. Le rendement de conversion est de 15%.

Ces résultats montrent que, pour un rendement de 15%, le spectre filtré n'est pas dégradé par le processus de conversion. Aucun défaut de modulation n'est visible, le spectre est gaussien, un peu plus large que le spectre incident.

Ce bon résultat (absence de modulations) peut s'expliquer en estimant la phase non linéaire accumulée durant le processus.

Nous avons vu dans le chapitre 5 (p. 119) que l'onde XPW subit une automodulation de phase négligeable. La phase non linéaire accumulée est essentiellement due à la modulation de phase croisée. Cette phase est estimée valoir  $\frac{2}{3}$  de l'automodulation de phase du champ fondamental.

Or la phase non linéaire accumulée par le champ fondamental a été estimée au paragraphe 1.1.3 (p. 128) et vaut :  $\phi_{NL} = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I_0 L \approx 5 \text{ rad}$ .

La phase non linéaire du champ généré vaut donc environ :  $\phi_{NL,XPW} = \frac{2}{3} \phi_{NL} \approx \pi \text{ rad}$ .

Cette valeur est une limite supérieure puisque que le calcul considère que l'intensité crête du champ fondamental ne varie pas au cours de l'interaction, ce qui est faux. La majeure partie du "centre" de l'impulsion est convertie.

En effet, l'allure du spectre de l'impulsion filtrée, qui ne présente aucune modulation mais dont les ailes latérales sont renforcées, correspond à une phase non linéaire de l'ordre de  $0.5\pi$  d'après [6.2].

La phase non linéaire accumulée par l'onde transmise est donc tout à fait raisonnable.

◆ Mesure de la phase spectrale

En ce qui concerne la phase spectrale, il est important de noter que, au contraire du filtrage par rotation de polarisation elliptique dans l'air, aucune phase spectrale spécifique en entrée du filtre n'est nécessaire pour le bon fonctionnement de celui-ci.

Une mesure SPIDER de l'impulsion après filtrage est effectuée. Pour le SPIDER, 20  $\mu\text{J}$  ne suffisent pas. L'énergie en entrée du filtre est augmentée jusqu'à 300  $\mu\text{J}$ . Nous mesurons un signal XPW de 55  $\mu\text{J}$  (18%), ce qui est suffisant pour le SPIDER.

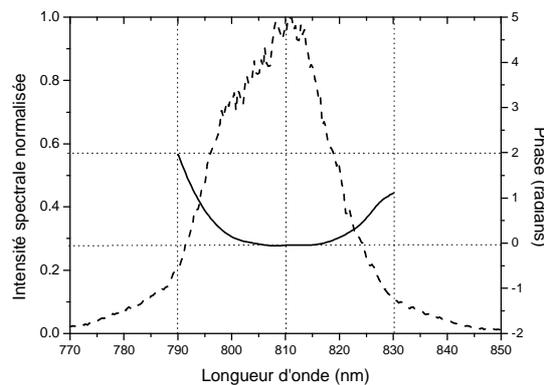


Figure 6.9 : Intensité spectrale et mesure SPIDER de la phase spectrale de l'impulsion après filtrage. Le rendement de conversion est de 15%.

La figure 6.9 montre que la phase de l'impulsion nettoyée est continue, ne présente pas de modulations rapides et n'est pas distordue. Sur la plage spectrale 790 nm - 830 nm, l'amplitude de la phase est de 2 radians. Cette quantité peut être compensée lors de l'étirement et l'amplification pour la deuxième chaîne CPA.

Un fit au quatrième ordre de cette phase est calculé sur cette plage spectrale.

$$\varphi(\lambda) = \frac{1}{2} \left[ 2\pi c \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) \right]^2 \varphi^{(2)} + \frac{1}{6} \left[ 2\pi c \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) \right]^3 \varphi^{(3)} + \frac{1}{24} \left[ 2\pi c \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) \right]^4 \varphi^{(4)} \quad (6.2)$$

Les valeurs de fit obtenues sont ( $\lambda_0 = 810\text{nm}$ ) :  $\varphi^{(2)} = 620\text{fs}^2$ ,  $\varphi^{(3)} = -55000\text{fs}^3$ ,  $\varphi^{(4)} = 6 \times 10^6\text{fs}^4$ .

Le résiduel, très faible, a une amplitude maximale de 0.05 rad.

La quantité de  $\varphi^{(2)}$  correspond à la quantité de matière traversée dans le filtre et est très facilement compensable. Les valeurs de  $\varphi^{(3)}$  et  $\varphi^{(4)}$  ne sont pas négligeables. Une partie de ces quantités provient peut-être de l'impulsion initiale. Cette phase devra être compensée lors de l'amplification ultérieure de l'impulsion (étireur, Dazzler...).

### 1.3. Conclusion : expériences à 800 nm

Le filtre non linéaire par génération de polarisation croisée décrit et caractérisé dans ce chapitre est très efficace. Les deux cristaux de BaF<sub>2</sub> sont alors placés en champ lointain d'une lentille longue focale. Le dispositif à deux cristaux est parfaitement adaptable à des impulsions énergétiques de l'ordre du millijoule. Il permet d'obtenir de manière routinière et reproductible un rendement de conversion de 15%.

La caractérisation des impulsions filtrées a montré que le contraste temporel prévu théoriquement est atteint. Nous avons mesuré un contraste meilleur que 10 ordres de grandeur. Cette performance dépend essentiellement du contraste initial et du taux d'extinction des polariseurs. Il est envisageable d'obtenir grâce au filtre XPW un contraste meilleur que 12 ordres de grandeur.

Du point de vue spatial, le faisceau généré est plus petit que le faisceau initial et présente une plus grande divergence. La qualité spatiale du faisceau est nettement améliorée lors du filtrage.

Enfin, les caractéristiques spectrales en intensité et en phase de l'impulsion sont conservées.

L'implémentation définitive du filtre nécessite de l'installer sous un vide primaire pour éviter tout effet non linéaire supplémentaire dû à la focalisation dans l'air.

Ces résultats ont conduit à une publication [6.3]. Dans cet article, le système à deux cristaux n'a pas été évoqué, afin de respecter la confidentialité nécessaire au dépôt du brevet. Nous estimons que le système à deux cristaux modifie essentiellement la transmission et la stabilité du filtre par rapport au dispositif à cristal unique. Les résultats présentés dans l'article correspondent donc à un système à deux cristaux dont nous avons limité le rendement à 10%.

## 2. Influence de la phase spectrale du second ordre

Les résultats précédents ont été obtenus dans une configuration où l'impulsion est quasiment parfaitement comprimée lors de l'interaction. Dans le but d'identifier les paramètres pouvant dégrader les performances du filtre, il est intéressant de connaître le comportement du processus de génération de polarisation croisée si l'impulsion possède une valeur phase spectrale du second ordre (chirp) non nulle. Nous pouvons distinguer deux configurations.

D'une part, lorsque la valeur de chirp est très importante, l'impulsion est étirée temporellement, jusqu'à une durée de plusieurs picosecondes ou dizaines de picosecondes. Cette configuration est intéressante car, s'il est vérifié que le filtre fonctionne bien dans ces conditions, il n'est plus nécessaire de comprimer l'impulsion avant filtrage, c'est-à-dire après pré-amplification. Considérons par exemple une impulsion de durée 1 ps. Pour atteindre l'intensité crête nécessaire ( $10^{12}$  Wcm<sup>-2</sup>) pour un bon rendement de conversion, la fluence sur le cristal doit être de 1 Jcm<sup>-2</sup>, ce qui est de l'ordre de grandeur du seuil de dommage du matériau en régime picoseconde [6.1]. Le cristal est donc endommagé avant d'obtenir un rendement de conversion suffisant. Nous l'avons vérifié expérimentalement. Il n'est pas possible d'utiliser le filtre XPW en régime picoseconde.

D'autre part, nous devons également considérer le cas où le chirp est relativement faible, la durée de l'impulsion étant alors allongée à quelques centaines de femtosecondes. En effet, les matériaux traversés après compression (polariseurs, lentilles...), introduisent essentiellement de la phase spectrale du second ordre dont la valeur peut être importante. Nous voulons savoir si cela est critique. J'ai donc réalisé une série de mesures visant à déterminer l'éventuelle influence de la phase spectrale du second ordre (quelques milliers de femtosecondes carrées) sur l'efficacité de conversion du filtre, la saturation du rendement et l'évolution du spectre lors du filtrage.

### 2.1. Dispositif expérimental

Les expériences ont été réalisées avec un laser émettant des impulsions de cadence 1 kHz, de durée 65 fs (spectre 15 nm centré à 820 nm) et d'énergie 70  $\mu$ J. La phase spectrale du second ordre (chirp), conventionnellement notée  $\phi^{(2)}$ , sera simplement notée  $\phi$  dans ce paragraphe pour une meilleure lisibilité des calculs. Il est possible d'ajouter du chirp de signe positif ou négatif en dérégulant le tirage du compresseur (chapitre 3, p. 58). Les réseaux du compresseur possèdent 1200

traits/mm et l'angle d'incidence est de  $46^\circ$ . L'excursion en phase spectrale est de  $\pm 3000 \text{ fs}^2$ . La durée maximale de l'impulsion chirpée est donc de 180 fs, c'est-à-dire trois fois sa durée initiale.

Le filtre est composé de deux polariseurs croisés (taux d'extinction de l'ordre de  $8.10^{-5}$ ), d'une lentille de focale 700 mm. Nous utilisons pour ces expériences un seul cristal de  $\text{BaF}_2$  (2 mm). L'utilisation d'un deuxième cristal n'apporterait pas d'information supplémentaire pour cette série d'expériences. L'échantillon est positionné devant le foyer et n'est pas déplacé durant les mesures. Les seuls paramètres variables sont le chirp, via le compresseur, et l'énergie incidente grâce à une lame demi - onde placée avant le premier polariseur.

## 2.2. Influence de la phase spectrale du second ordre sur le rendement

Un des premiers points intéressants est de savoir si une certaine quantité de phase spectrale peut changer la valeur de la saturation de l'efficacité de la génération de XPW.

J'ai tracé sur la figure 6.10 en échelle logarithmique l'évolution de l'efficacité de conversion en fonction de l'énergie incidente pour quelques valeurs de phase spectrale. Pour une meilleure visibilité du graphique, seules les courbes correspondant à  $\varphi = 0 \text{ fs}^2$ ,  $600 \text{ fs}^2$ ,  $1500 \text{ fs}^2$ ,  $-2160 \text{ fs}^2$ ,  $-3000 \text{ fs}^2$  et  $-3700 \text{ fs}^2$  sont tracées. Elles sont représentatives des tendances observées.

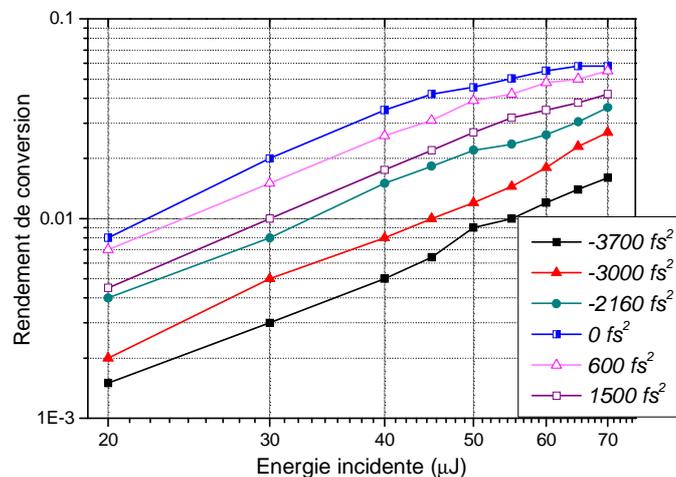


Figure 6.10 : Rendement de conversion XPW pour différentes valeurs de phase spectrale initiale.

Pour une impulsion bien comprimée ( $\varphi = 0 \text{ fs}^2$ ), hors saturation, l'efficacité varie quadratiquement avec l'énergie incidente. La courbe montre que la saturation commence pour une énergie d'environ 50  $\mu\text{J}$ , et le rendement sature finalement à 6%. Cette valeur n'est pas très élevée. Ceci peut être lié au choix de la lentille de focalisation ou à la qualité spatiale du faisceau. Mais ce n'est pas gênant dans le cadre de cette étude comparative.

Lorsque l'impulsion est très légèrement étirée ( $-1000 \text{ fs}^2 < \varphi < 1000 \text{ fs}^2$ ), les pentes des courbes sont également de 2 et le rendement sature aussi autour de 6%. Si le chirp ajouté est plus important, la saturation n'est pas visible (la durée augmente sensiblement) mais les courbes restent parallèles aux premières, le comportement de l'efficacité est le même.

La phase spectrale du second ordre n'entraîne donc pas une saturation précoce de l'efficacité de conversion.

Par contre, lorsque la transmission du filtre est optimisée, c'est-à-dire à énergie fixée, pour une phase donnée, la modification de phase spectrale modifie le rendement. La figure 6.11 montre, pour différentes valeurs d'énergie incidente, hors saturation, l'influence de la phase sur le rendement, celui-ci étant optimisé pour  $\varphi = 0 \text{ fs}^2$ .

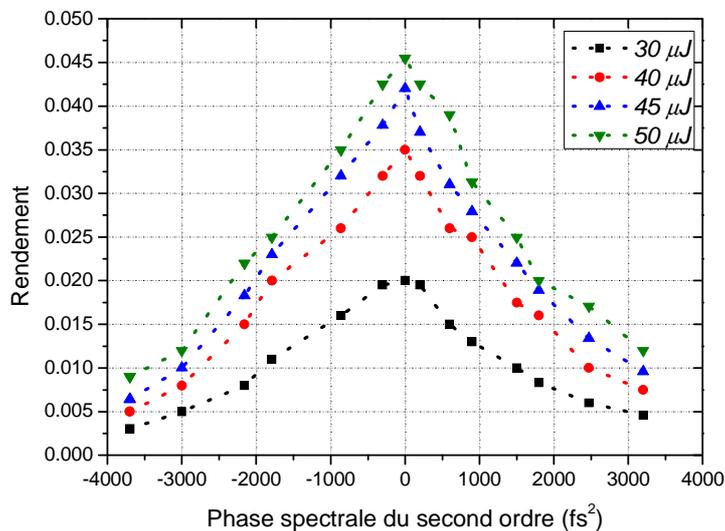


Figure 6.11 : Evolution du rendement XPW avec la valeur de chirp pour différentes valeurs d'énergie incidente. Le filtre fonctionne hors saturation.

Une décroissance du rendement lorsque la valeur de phase s'éloigne de 0 est observée. Cette décroissance ne présente pas de dissymétrie selon le signe du chirp. En effet, en modifiant la phase, on change avant tout la durée de l'impulsion.

Une manière de le vérifier est de tracer les courbes représentant le rendement en fonction de la durée effective de l'impulsion (figure 6.12). L'ajout de phase du deuxième ordre modifie la durée de l'impulsion selon :

$$\Delta t = \Delta t_0 \sqrt{1 + 16 (\ln 2)^2 \frac{\varphi^2}{\Delta t_0^4}} \quad (6.3)$$

Hors saturation, le rendement varie quadratiquement avec l'intensité incidente et doit donc présenter une dépendance en  $\frac{1}{\Delta t^2}$ , ce qui est vérifié, comme le montre la figure 6.12.

Les courbes de rendement sont tracées pour une énergie incidente de 30  $\mu\text{J}$ , 40  $\mu\text{J}$ , 45  $\mu\text{J}$ , 50  $\mu\text{J}$  et 55  $\mu\text{J}$ . Pour chacune, la dépendance avec la durée est inversement quadratique. Le terme constant du fit varie bien proportionnellement avec le carré de l'énergie incidente.

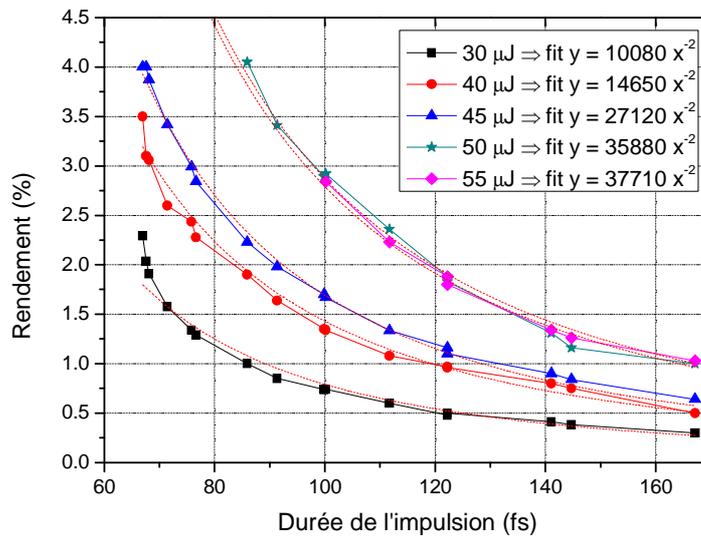


Figure 6.12 : Evolution du rendement XPW avec la durée de l'impulsion pour différentes valeurs d'énergie. Le filtre fonctionne hors saturation.

A énergie fixée, la phase spectrale du second ordre n'a pas d'autre influence sur la génération de polarisation croisée que celle induite par la modification de la durée de l'impulsion.

## 2.3. Evolution du spectre de l'impulsion XPW

### 2.3.1. Résultats expérimentaux

Pour évaluer le comportement spectral du filtre, j'ai mesuré le spectre après filtrage pour différentes valeurs de phase spectrale. Toutes les mesures ont été réalisées pour un même rendement XPW de 4%. On suppose qu'alors l'automodulation de phase et la saturation n'influencent pas le spectre du signal converti. La figure suivante montre l'évolution du spectre XPW comparé au spectre initial, pour des valeurs de chirp positives (a) et négatives (b).

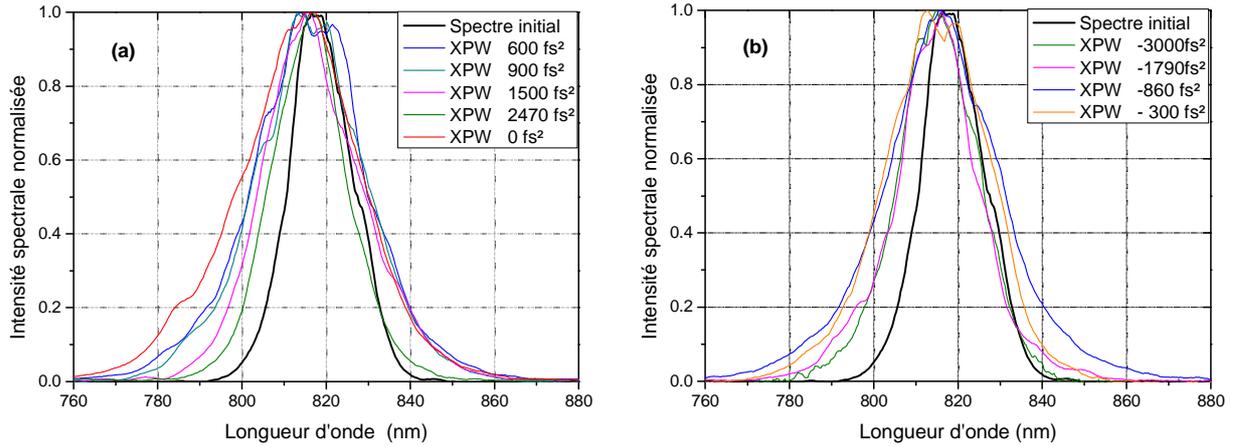


Figure 6.13: Evolution du spectre de l'impulsion XPW générée selon la valeur et le signe de la phase spectrale du deuxième ordre.

Nous remarquons que le spectre est toujours élargi quel que soit le signe de la phase spectrale, ceci confirme l'absence d'automodulation de phase significative (cf chapitre 3, p. 59, et annexe B). Par contre, il est clair que l'élargissement spectral est lié à la quantité de phase ajoutée, et maximal pour une impulsion parfaitement comprimée. Pour expliquer ce comportement, il faut revenir aux équations décrivant l'effet Kerr.

### 2.3.2. Effet Kerr : impulsion polychromatique

#### ◆ Hypothèses

L'impulsion initiale a une durée effective  $\Delta t$ , une phase spectrale du deuxième ordre notée  $\varphi$  ( $\text{fs}^2$ ). Si  $\varphi = 0$ , alors  $\Delta t = \Delta t_0$ .  $\Delta t_0$  est la durée de l'impulsion limitée par transformée de Fourier et vaut 65 fs dans cette expérience. Nous cherchons à déterminer la durée effective et la phase spectrale de l'impulsion générée par effet Kerr, que nous noterons  $\Delta t_{Kerr}$  et  $\varphi_{Kerr}$ . Nous aurons ainsi accès à la durée limitée par transformée de Fourier de l'impulsion générée ( $\Delta t_{0Kerr}$ ) et en conséquence à la largeur spectrale associée.

Une impulsion d'enveloppe Gaussienne, de porteuse  $\omega_0$ , présentant une phase spectrale du deuxième ordre  $\varphi$  s'écrit :

$$E(\omega) = E_0 \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{4\Gamma_0}\right) \exp\left(j\frac{\varphi}{2}(\omega - \omega_0)^2\right) \quad (6.4)$$

$\Gamma_0$  est lié à  $\tau_0$ , la largeur spectrale en intensité à  $1/e^2$  par  $\Gamma_0 = \frac{2}{\tau_0^2}$ .

$\Gamma_0$  est également lié à  $\Delta t_0$ , durée de l'impulsion, mesurée à mi-hauteur, par :

$$\Gamma_0 = \frac{2 \ln 2}{\Delta t_0^2} \quad (6.5)$$

Le champ  $E(t)$  dans le domaine temporel est la transformée de Fourier inverse de  $E(\omega)$  soit :

$$E(t) = TF^{-1}[E(\omega)] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E(\omega) \exp(-j\omega t) d\omega \quad (6.6)$$

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} E_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-(\omega - \omega_0)^2 \left(\frac{1}{4\Gamma_0} - j\frac{\phi}{2}\right)\right] \exp(-j\omega t) d\omega \quad (6.7)$$

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} E_0 \exp(-\Gamma' t^2) \exp(-j\omega_0 t^2) \quad (6.8)$$

Avec :

$$\frac{1}{\Gamma'} = \frac{1}{\Gamma_0} - 2j\phi. \quad (6.9)$$

$\Gamma'$  peut s'écrire aussi :

$$\Gamma' = \frac{\Gamma_0}{1 + 4\phi^2 \Gamma_0^2} + j \frac{2\Gamma_0^2 \phi}{1 + 4\phi^2 \Gamma_0^2} \quad (6.10)$$

En remplaçant  $\Gamma'$  par cette expression dans (6.8), le champ  $E(t)$  s'écrit finalement :

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} E_0 \exp(-\Gamma t^2) \exp(-j\phi t^2) \exp(-j\omega_0 t^2) \quad (6.11)$$

En notant :

$$\Gamma = \frac{\Gamma_0}{1 + 4\phi^2 \Gamma_0^2} \quad (6.12)$$

$$\phi = \frac{2\Gamma_0^2 \phi}{1 + 4\phi^2 \Gamma_0^2} \quad (6.13)$$

$\phi$  correspond à la phase temporelle de l'impulsion.

$\Gamma$  est lié à la durée effective  $\Delta t$  de l'impulsion chirpée :

$$\Gamma = \frac{2 \ln 2}{\Delta t^2}. \quad (6.14)$$

Nous rappelons que  $\Delta t$  dépend de la phase spectrale  $\phi$  selon :

$$\Delta t = \Delta t_0 \sqrt{1 + 16 (\ln 2)^2 \frac{\phi^2}{\Delta t_0^4}} \quad (6.15)$$

De (6.12) et (6.13) on déduit une relation entre  $\Gamma$  et  $\phi$ , valable pour toute impulsion chirpée :

$$\boxed{\phi = 2\phi \Gamma_0 \Gamma} \quad (6.16)$$

♦ Effet Kerr

Pour une onde monochromatique, la polarisation  $P^{(3)}$  associée à tout effet non linéaire du troisième ordre sans génération de nouvelle fréquence peut s'écrire :

$$P^{(3)}(\omega) \propto \chi^{(3)} E^*(\omega) E(\omega) E(\omega) \quad (6.17)$$

Le champ Kerr  $E_{Kerr}$  alors généré est proportionnel à  $P^{(3)}$ .

On rappellera en particulier que, en première approximation, le champ XPW généré s'exprime d'une manière semblable :  $B(\omega) \propto |A(\omega)|^2 A(\omega)$  (cf chapitre 4, p. 76).

Le problème est différent dans le cas d'une onde polychromatique. En effet, le mélange à quatre ondes peut être réalisé pour toutes les fréquences incluses dans la largeur spectrale de l'impulsion. Dans ce cas, la polarisation  $P^{(3)}$  s'écrit comme un produit de convolution, qui réalise la somme de toutes les combinaisons possibles de somme de fréquences pour chacune des composantes spectrales. L'expression de  $P^{(3)}$  devient donc :

$$P^{(3)}(\omega) \propto \chi^{(3)} E^*(\omega) \otimes E(\omega) \otimes E(\omega) \quad (6.18)$$

$$P^{(3)}(t) \propto \tilde{\chi}^{(3)} E(t) E^*(t) E(t) \quad (6.19)$$

D'après (6.11) et (6.19), on déduit l'expression du champ  $E_{Kerr}$  généré lors de l'interaction en ne conservant que les termes à la fréquence  $\omega_0$  :

$$E_{Kerr}(t) = E_0 \exp(-3\Gamma t^2) \exp(-j\phi t^2) \exp(-j\omega_0 t^2) \quad (6.20)$$

$$E_{Kerr}(t) = E_0 \exp(-\Gamma_{Kerr} t^2) \exp(-j\phi_{Kerr} t^2) \exp(-j\omega_0 t^2) \quad (6.21)$$

Avec :

$$\Gamma_{Kerr} = 3\Gamma \quad (6.22)$$

$$\phi_{Kerr} = \phi \quad (6.23)$$

$\Gamma_{Kerr}$  est lié à la durée effective  $\Delta t_{Kerr}$  de cette impulsion par la relation (6.14) et  $\phi_{Kerr}$  est la phase temporelle de l'impulsion générée. La relation (6.23) montre que la phase temporelle de l'onde n'est pas modifiée lors de l'interaction.

D'après (6.14) et (6.22), nous obtenons :

$$\frac{2 \ln 2}{\Delta t_{Kerr}^2} = 3 \frac{2 \ln 2}{\Delta t^2} \quad (6.24)$$

De la même manière, (6.16) et (6.23) donnent :

$$2\Gamma_{0Kerr} \Gamma_{Kerr} \phi_{Kerr} = 2\Gamma_0 \Gamma \phi \quad (6.25)$$

Nous rappelons que  $\Gamma_{0Kerr}$  est lié à  $\Delta t_{0Kerr}$ , la durée limitée par transformée de Fourier de l'impulsion générée, par :

$$\Gamma_{0Kerr} = \frac{2 \ln 2}{\Delta t_{0Kerr}^2} \quad (6.26)$$

Finalement :

$$\boxed{\begin{aligned} \Delta t_{Kerr} &= \frac{\Delta t}{\sqrt{3}} \\ \varphi_{Kerr} &= \frac{\varphi}{3} \frac{\Delta t_{0Kerr}^2}{\Delta t_0^2} \end{aligned}} \quad (6.27)$$

La durée effective  $\Delta t_{Kerr}$  de l'impulsion induite par effet Kerr est réduite d'un facteur  $\sqrt{3}$  par rapport à celle de l'impulsion initiale.  $\Delta t_{Kerr}$  est maintenant connu.

Nous savons d'autre part que  $\Delta t_{Kerr}$  s'écrit (équation 6.15 valable pour toute impulsion chirpée) :

$$\Delta t_{Kerr} = \Delta t_{0Kerr} \sqrt{1 + 16 (\ln 2)^2 \frac{\varphi_{Kerr}^2}{\Delta t_{0Kerr}^4}} \quad (6.28)$$

Nous pouvons maintenant écrire l'expression de la durée limitée par transformée de Fourier  $\Delta t_{0Kerr}$  de l'impulsion générée, d'après (6.27) et (6.28) :

$$\Delta t_{0Kerr} = \frac{\Delta t_{Kerr}}{\sqrt{1 + 16 (\ln 2)^2 \frac{\varphi^2}{9 \Delta t_0^4}}} \quad (6.29)$$

Connaissant  $\Delta t_{Kerr}$ , calculé à partir de  $\Delta t$ , durée effective de l'impulsion initiale,  $\Delta t_{0Kerr}$  peut être calculé.

L'équation (6.29) s'écrit aussi grâce à (6.27) et (6.28) :

$$\boxed{\Delta t_{0Kerr} = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{3}} \frac{\Delta t(\varphi)}{\Delta t\left(\frac{\varphi}{3}\right)} = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{3}} Z(\varphi)} \quad (6.30)$$

L'équation (6.30) met en évidence une réduction de la durée limitée par transformée de Fourier de l'impulsion pendant l'interaction. Cette réduction est pondérée par le terme  $Z(\varphi)$ , qui dépend de la phase spectrale du second ordre selon :

$$Z(\varphi) = \frac{\sqrt{1 + 16 (\ln 2)^2 \frac{\varphi^2}{\Delta t_0^4}}}{\sqrt{1 + 16 (\ln 2)^2 \frac{\varphi^2}{9\Delta t_0^4}}} \quad (6.31)$$

Deux conclusions peuvent être mises en évidence :

- ◆ Si la phase spectrale de l'impulsion initiale est nulle ( $\varphi = 0$ ), alors  $\varphi_{Kerr} = 0$ . La durée limitée par transformée de Fourier  $\Delta t_{0Kerr}$  de l'impulsion XPW est réduite d'un facteur  $\sqrt{3}$  par rapport à celle de l'impulsion initiale.

- ◆ Si  $\varphi \neq 0$ , la durée limitée par transformée de Fourier de l'impulsion XPW ne sera pas réduite du même facteur. Il faut appliquer un coefficient correctif  $Z(\varphi)$ , dépendant des propriétés  $(\Delta t_0, \varphi)$  de l'impulsion initiale. La figure 6.14 représente l'évolution de ce coefficient en fonction de  $\varphi$ , pour différentes valeurs de  $\Delta t_0$  :  $\Delta t_0 = 30 \text{ fs}$  (impulsion très courte),  $\Delta t_0 = 45 \text{ fs}$  (condition expérimentale du premier paragraphe de ce chapitre),  $\Delta t_0 = 65 \text{ fs}$  (condition expérimentale de cette expérience),  $\Delta t_0 = 100 \text{ fs}$  (impulsion « longue »).

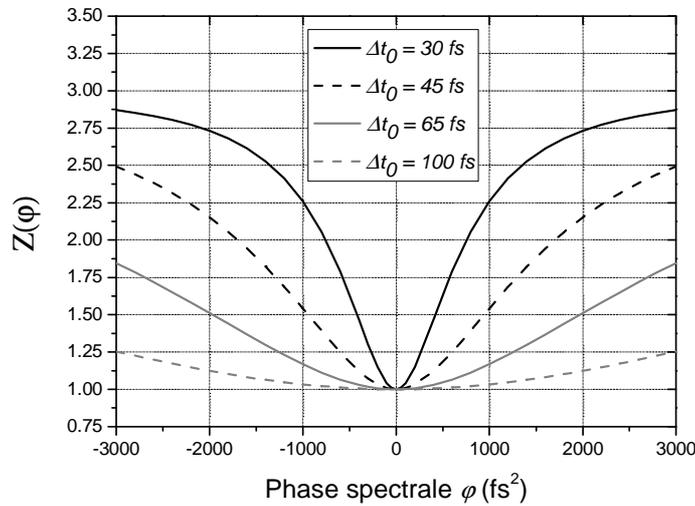


Figure 6.14 : Evolution de  $Z(\varphi)$  pour différentes valeurs de  $\Delta t_0$

Ce coefficient aura d'autant plus d'impact sur la durée limitée par transformée de Fourier de l'impulsion XPW que l'impulsion initiale est brève. Pour les impulsions très courtes, il est donc nécessaire de parfaitement contrôler la phase spectrale.

♦ Largeur spectrale de l'impulsion générée : validation du modèle

Le calcul de la largeur spectrale  $\Delta\lambda_{Kerr}$  de l'impulsion XPW va permettre de valider le modèle, de le confronter avec les mesures expérimentales et de conclure quant à l'influence du chirp sur l'élargissement spectral lors de la génération de polarisation croisée.

La largeur spectrale dépend de  $\Delta t_{0Kerr}$  calculé en (6.30) :

$$\Delta t = \frac{2 \ln 2}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{c \Delta \lambda} \approx 0.441 \frac{\lambda_0^2}{300 \Delta \lambda} \quad (6.32)$$

La formule (6.32) est valide pour un spectre gaussien,  $\Delta\lambda$  et  $\lambda_0$  sont exprimés en nanomètres et  $\Delta t_{0Kerr}$  en femtosecondes.

La figure 6.15 représente la largeur spectrale du signal XPW, calculée et mesurée, selon la valeur de chirp initial. La largeur spectrale mesurée est obtenue à partir d'un fit gaussien du spectre expérimental. Plusieurs spectres ont été enregistrés pour chaque point et moyennés entre eux. Compte tenu de l'instabilité du laser, on admet une marge d'erreur de  $\pm 2$  nm sur la largeur spectrale mesurée. La concordance entre les valeurs mesurées et le calcul est bonne.

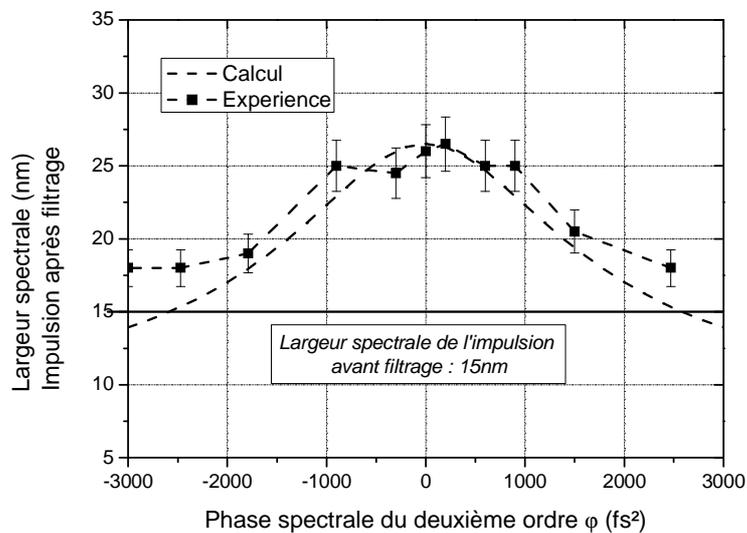


Figure 6.15 : Largeur spectrale de l'impulsion XPW mesurée et calculée selon la valeur initiale de la phase spectrale.

Le modèle théorique est cohérent avec les mesures expérimentales. Sur la plage spectrale explorée ( $\pm 3000$  fs<sup>2</sup>), le spectre de l'impulsion générée est toujours élargi. Cet élargissement dépend de la valeur de  $\varphi$  et est symétrique par rapport au signe de la phase.

D'autre part, nous remarquons que, d'après la courbe théorique, pour les très grandes valeurs de phase, le spectre de l'impulsion XPW serait réduit par rapport au spectre initial. Dans ce cas l'étalement temporel linéaire des fréquences est très grand et les fréquences extrêmes se trouvent dans les ailes moins intenses de l'impulsion temporelle initiale. Elles peuvent donc ne pas ou peu être converties.

L'élargissement spectral maximal est obtenu quand l'impulsion est parfaitement comprimée. Dans ce cas le spectre est élargi d'un facteur  $\sqrt{3}$ . Cette augmentation de la largeur à mi-hauteur du spectre ainsi que la réduction de la durée correspondante seront mises en évidence lors des expériences à 1.06  $\mu\text{m}$  (paragraphe 3 de ce chapitre).

Il peut être aussi intéressant de tracer la phase spectrale du deuxième ordre  $\varphi_{Kerr}$  après filtrage en fonction de la phase  $\varphi$  de l'impulsion initiale pour les conditions expérimentales ( $\Delta t_0 = 65 \text{ fs}$ ). La figure 6.16 montre que la phase spectrale de l'impulsion générée lors de l'interaction est toujours plus faible que celle de la phase initiale.

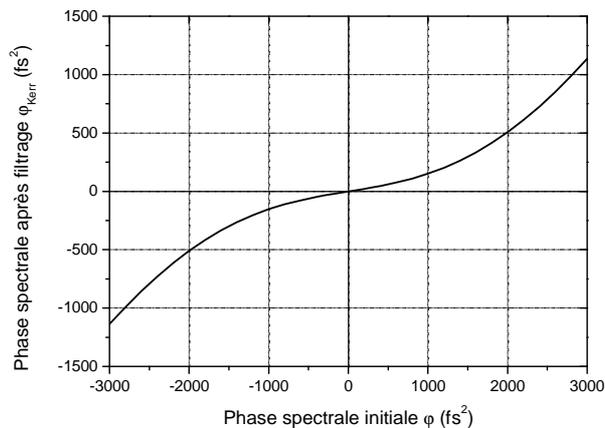


Figure 6.16 : Phase spectrale de l'impulsion XPW en fonction de la phase spectrale de l'impulsion initiale.

Les propriétés spectrales et temporelles de l'impulsion XPW générée sont maintenant connues. En tenant compte des conditions expérimentales, nous pouvons prévoir la largeur spectrale, la durée et la phase spectrale de cette impulsion.

2.3.3. Conclusion : XPW et élargissement spectral

Essayons d'expliquer avec ces résultats les largeurs spectrales mesurées à 800 nm dans le paragraphe précédent. La figure 6.17 rappelle les spectres enregistrés avant et après filtrage avec un rendement de 15%. Le spectre initial présente une largeur de 21 nm centré à 810 nm, soit une durée limitée par transformée de Fourier  $\Delta t_0$  de 45 fs.

Les matériaux traversés par l'impulsion (lame  $\lambda/2$ , polariseur, lentille de focalisation, deux cristaux) introduisent une phase du deuxième ordre  $\varphi$  de l'ordre de  $1000 \text{ fs}^2$ .

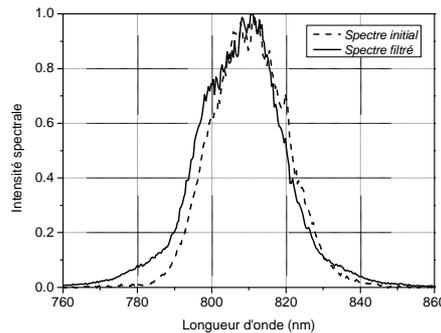


Figure 6.17 : Spectre de l'impulsion avant ( $\lambda_0 = 810 \text{ nm}, \Delta\lambda \approx 21 \text{ nm}$ ) et après ( $\lambda_0 = 809 \text{ nm}, \Delta\lambda \approx 23 \text{ nm}$ ) filtrage. Le rendement de conversion est de 15%.

En utilisant ces valeurs et les formules (6.30) et (6.32), nous pouvons tracer l'évolution du spectre après filtrage selon la quantité initiale de phase spectrale (fig. 6.18).

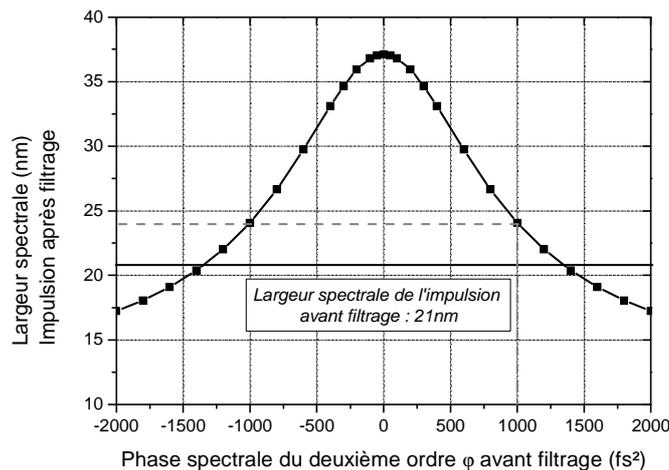


Figure 6.18 : Largeur spectrale théorique de l'impulsion XPW selon la valeur initiale de phase spectrale.

Le spectre après filtrage présente théoriquement une largeur à mi-hauteur de 24 nm. Le spectre expérimental mesure  $23 \pm 1 \text{ nm}$ . La concordance entre la valeur mesurée et celle calculée est bonne.

Signalons également que, à haut rendement, d'autres phénomènes tels que l'automodulation de phase peuvent contribuer aux modifications spectrales.

La meilleure configuration est de pré-compenser soigneusement la phase introduite par les éléments traversés et la propagation avant filtrage. Dans ce cas, le spectre de l'impulsion à fort contraste peut être élargi d'un facteur  $\sqrt{3}$ . Cette qualité est importante en vue de l'amplification ultérieure de l'impulsion filtrée. En effet, de grands efforts sont entrepris aujourd'hui pour générer des impulsions de plus en plus brèves afin d'augmenter l'intensité crête disponible.

## 2.4. Conclusion

Nous avons établi au cours de cette étude que le processus de génération de polarisation croisée ne peut avoir lieu qu'en régime femtoseconde, et non en picoseconde. La limitation dans ce cas est le seuil de dommage du cristal.

D'autre part, il est démontré que la seule influence de la phase spectrale du deuxième ordre est de modifier la durée de l'impulsion, et, en conséquence, le rendement de conversion XPW. Elle n'influe pas sur la saturation du rendement XPW.

Enfin, nous avons validé le calcul de la durée, de la phase, et de la largeur spectrale de l'impulsion convertie. La durée de l'impulsion convertie est réduite et son spectre est élargi selon la quantité de phase spectrale du second ordre de l'impulsion initiale. L'influence de la phase est d'autant plus importante que le spectre de l'impulsion initiale est large.

L'élargissement maximal du spectre est obtenu si l'impulsion incidente est parfaitement comprimée. Dans ce cas, la largeur spectrale est augmentée d'un facteur  $\sqrt{3}$  et la durée est réduite d'autant.

La réduction potentielle de la durée de l'impulsion lors du processus de génération de polarisation croisée est extrêmement intéressante. Cela permet d'augmenter le rendement de conversion en termes d'intensité crête. Nous allons le vérifier lors des expériences suivantes.

### 3. Filtrage XPW au millijoule à 1.06 $\mu\text{m}$

Dans ce paragraphe, nous confirmons de manière expérimentale que la technique de filtrage par génération de polarisation croisée peut être adaptée à un laser émettant des impulsions de durée quelques centaines de femtosecondes à 1.06  $\mu\text{m}$ . Ces caractéristiques sont celles, par exemple, des lasers basés sur l'amplification dans des verres dopés au néodyme, utilisés fréquemment dans les chaînes laser de forte puissance. En effet, ces matériaux peuvent être de grande dimension et permettent l'amplification, en configuration CPA, d'impulsions jusqu'à des énergies de quelques centaines de joules, avec des durées inférieures à 1 ps.

L'installation du filtre XPW sur un laser à 1.06  $\mu\text{m}$  s'est faite au Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI, Ecole Polytechnique) en collaboration avec Arnaud Cotel, Nicolas Forget et Catherine Le Blanc, sur une source OPCPA (Optical Parametric Chirped Pulse Amplification). Ce type de source combine la technique d'amplification à dérive de fréquences avec l'amplification paramétrique [6.4-6.6].

Cette expérience a permis de confirmer le bon rendement du filtre XPW ( $> 20\%$ ) ainsi que la réduction de la durée de l'impulsion pendant l'interaction.

#### 3.1. Dispositif expérimental

La chaîne utilisée est schématisée figure 6.19. Un oscillateur émet des impulsions de 150 fs avec un spectre de 10 nm centré autour de 1.057  $\mu\text{m}$  (oscillateur Ti :Sa *Tsunami* commercialisé par Spectra Physics), ensuite étirées par un étireur à triplet de Öffner. L'amplificateur paramétrique optique (OPA) comprend deux étages (deux cristaux de BBO sont pompés par un laser Nd :YAG doublé, injecté, *Quantaray* également commercialisé par Spectra Physics). L'impulsion comprimée présente une énergie d'environ 1 mJ, avec une durée de 310 fs. Le taux de répétition est 10 Hz.

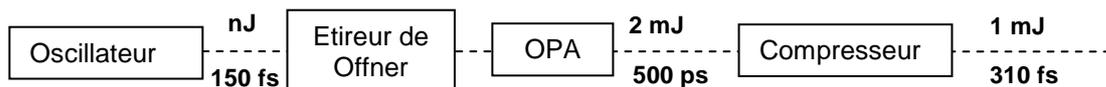


Figure 6.19 : Dispositif expérimental source OPCPA du LULI

Le filtre XPW comprend une paire polariseur – analyseur, dont le taux d'extinction, faible, est de  $5.10^{-3}$ . La lentille de focalisation est de 1.5 m. En effet, la durée des impulsions étant beaucoup

plus grande qu'à 800 nm, nous sommes moins gênés par les problèmes d'automodulation de phase liés à la focalisation dans l'air. Deux cristaux de BaF<sub>2</sub> non traités antireflet de longueur 2 mm sont employés. Le premier est placé 16 cm après le foyer. L'imagerie entre les deux repose sur la lentille de Kerr dans le premier cristal. Quand le rendement est optimisé, la distance entre les deux échantillons est d'environ 15 cm.

### 3.2. Transmission du filtre

La transmission maximale du filtre obtenue lors de cette expérience est de **22%**, pour une énergie incidente de 850 μJ. Ce bon résultat est dû au dispositif à deux cristaux et au bon profil spatial du faisceau. La caractérisation du profil spatial du faisceau source dans le plan du premier cristal montre en effet que celui-ci est parfaitement gaussien (figure 6.20).

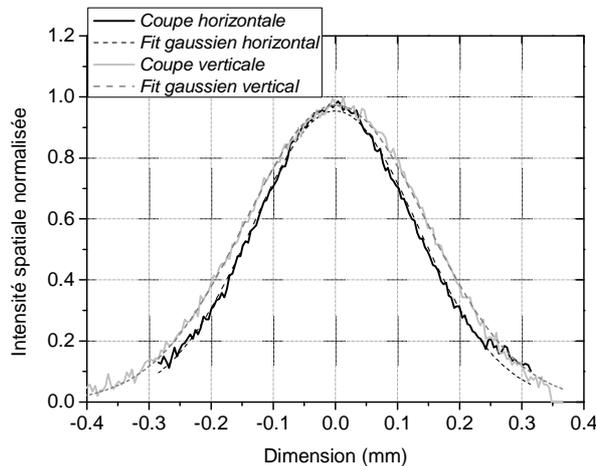


Figure 6.20 : Coupes du profil spatial du signal dans le plan du premier cristal.

La figure 6.21 représente l'efficacité obtenue en fonction du produit « Energie incidente × Longueur de matériau non linéaire traversé » pour un filtre composé d'un cristal de 2 mm, et de deux cristaux de 2 mm. La tendance observée est celle détaillée au chapitre 4 (p. 92). La courbe correspondant à un cristal suit une dépendance quadratique avec  $E \times L$ , jusqu'à 10% à 12% de rendement. Le dispositif de deux cristaux imagés par lentille de Kerr permet de prolonger cette dépendance jusqu'à dépasser 20% d'efficacité. Il est important de noter que, en conséquence de la géométrie parfaitement gaussienne du faisceau, la transmission XPW est supérieure à 20%, comme le prévoit le modèle théorique (chapitre 4, p. 87).

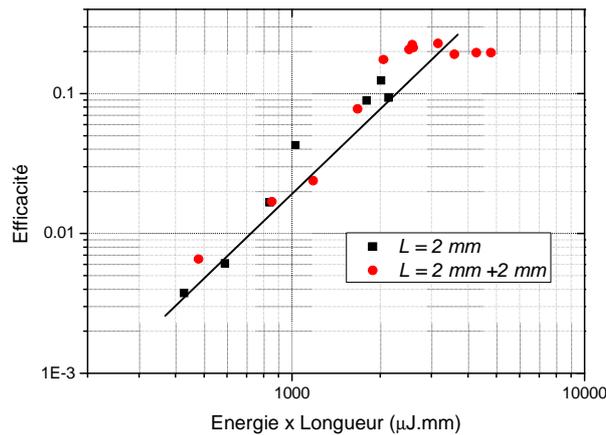


Figure 6.21 : Efficacité de transmission du filtre en fonction de  $Energie \times Longueur$  pour un et deux cristaux de longueur 2 mm. La droite représente une dépendance quadratique.

Le rendement XPW obtenu grâce au montage à deux cristaux est donc de 22%, pour une énergie incidente de 850 µJ, soit un signal XPW d'énergie 190 µJ.

La stabilité du signal injecté est de 3.4% rms. Celle de l'énergie du signal filtrée est alors environ de 10% rms avec un cristal et de  $\approx 8\%$  rms avec les deux cristaux. Même si l'utilisation de deux cristaux permet de réduire l'instabilité du signal filtré (chapitre 4, p. 97), il convient de noter que l'instabilité du laser induit une grande instabilité du faisceau XPW. Ceci explique la dispersion des points de mesure de la figure 6.21 autour de la droite figurant la dépendance quadratique théorique.

### 3.3. Caractérisation du faisceau filtré

#### 3.3.1. Amélioration du contraste : corrélation grande dynamique

La caractérisation temporelle de l'impulsion avant et après filtrage a été réalisée grâce à un corrélateur grande dynamique commercial *Sequoia* de la société Amplitude Technologies. Pour le niveau d'énergie injecté (190 µJ), le bruit de fond de l'appareil est mesuré à  $10^{-9}$ .

L'allure temporelle mesurée de l'impulsion avant filtrage apparaît figure 6.22. Avant filtrage, le niveau d'ASE atteint  $10^{-7}$ , ce qui est une valeur classique. Par contre, l'impulsion est également accompagnée d'un piédestal d'intensité relative atteignant  $10^{-3}$ , de durée environ 20 ps. A l'occasion de ces expériences de filtrage, l'équipe du LULI a montré que des modulations rapides du profil temporel du laser du pompe *Quantaray* entraînent des modulations spectrales de

l'impulsion amplifiée. Ces modulations sont à l'origine du piédestal observé [6.7]. L'existence de ce piédestal a été aussi observée sur un système 0.2 TW OPCPA dans [6.8].

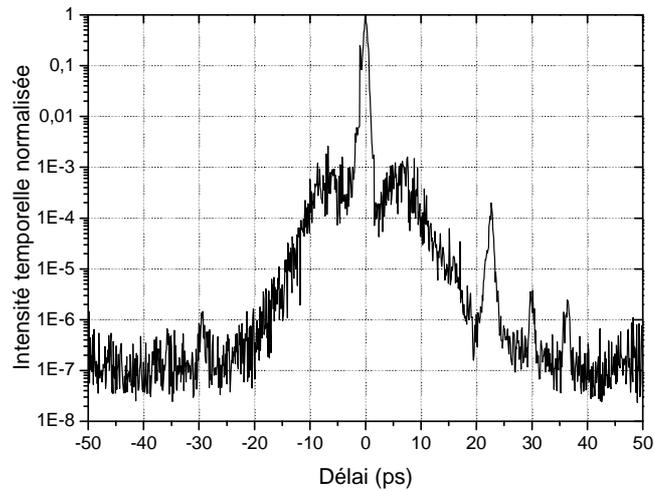


Figure 6.22 : Corrélation grande dynamique de l'impulsion avant filtrage.

Il est également important de rappeler que les polariseurs employés pour cette expérience (polariseurs de Gland traités antireflet à 1.06  $\mu\text{m}$ ) présentent un médiocre taux d'extinction :  $\tau = 5.10^{-3}$ . Cette valeur limite l'amélioration du contraste. En effet, le profil temporel après filtrage prévu théoriquement (chapitre 4, p. 98-100), pour un rendement de 20%, un taux d'extinction de  $5.10^{-3}$  et un faisceau gaussien spatialement, est tracé figure 6.23.

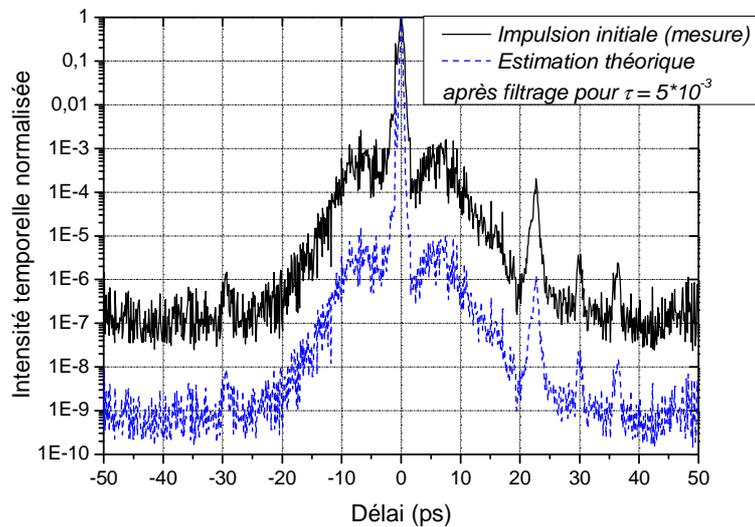


Figure 6.23 : Corrélation grande dynamique de l'impulsion avant filtrage et estimation théorique de l'amélioration du contraste ( $\tau = 5.10^{-3}$ ). Le rendement XPW est de 20%.

La qualité des polariseurs ne permet pas d'attendre une amélioration du contraste meilleure que deux ordres de grandeur environ.

La mesure de corrélation de l'impulsion réalisée après filtrage correspond parfaitement aux prévisions théoriques (figure 6.24).

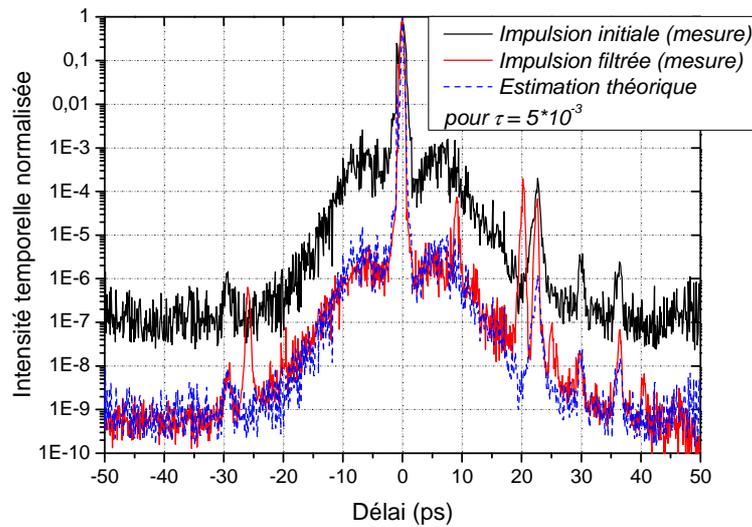


Figure 6.24 : Corrélation grande dynamique de l'impulsion avant et après filtrage et estimation théorique de l'amélioration du contraste. Le rendement XPW est de 20%.

Après filtrage, le fond d'ASE est ramené à environ  $10^{-9}$ . Cette diminution du piédestal correspond au croisement des polariseurs utilisés ( $5 \cdot 10^{-3}$ ). Il en est de même pour le piédestal picoseconde qui est réduit de  $10^{-3}$  à  $5 \times 10^{-6}$ . Les fronts de montée de l'impulsion nettoyée sont plus raides, ce qui laisse penser que les modulations spectrales ont été lissées.

En conclusion, le contraste de l'impulsion est bien sûr amélioré lors du filtrage XPW. Cependant l'expérience insiste une fois de plus sur l'importance de travailler avec des polariseurs présentant un très bon taux d'extinction.

### 3.3.2. Caractérisation spatiale

La caractérisation spatiale du faisceau ne permet pas de parler réellement de filtrage spatial, car le faisceau est initialement parfaitement propre et gaussien, il le reste après filtrage (figure 6.25).

Le faisceau XPW a un plus grand diamètre que le faisceau initial. En effet, il présente une divergence plus grande (paragraphe 1 de ce chapitre, p. 131).

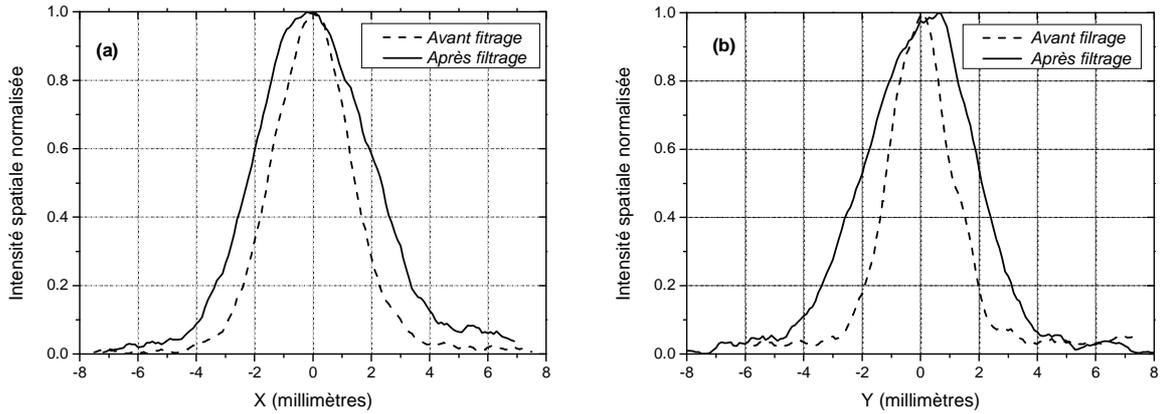


Figure 6.25 : Coupes en X (a) et Y (b) du profil spatial du faisceau avant et après filtrage en champ proche, le rendement de conversion est 20%.

### 3.3.3. Caractérisation temporelle et spectrale

Enfin, pour quantifier l'évolution temporelle de l'impulsion lors du filtrage, nous avons utilisé un autocorrélateur monocoup du second ordre.

Avant filtrage, la durée de l'impulsion est de  $\Delta t = 310\text{ fs}$  (fig. 6.26(a)), limitée par transformée de Fourier puisque la largeur spectrale initiale mesurée est 5.3 nm (fig. 6.26(b)). Ces mesures ont été effectuées après passage du faisceau par le filtre (cristaux enlevés, analyseur décroisé).

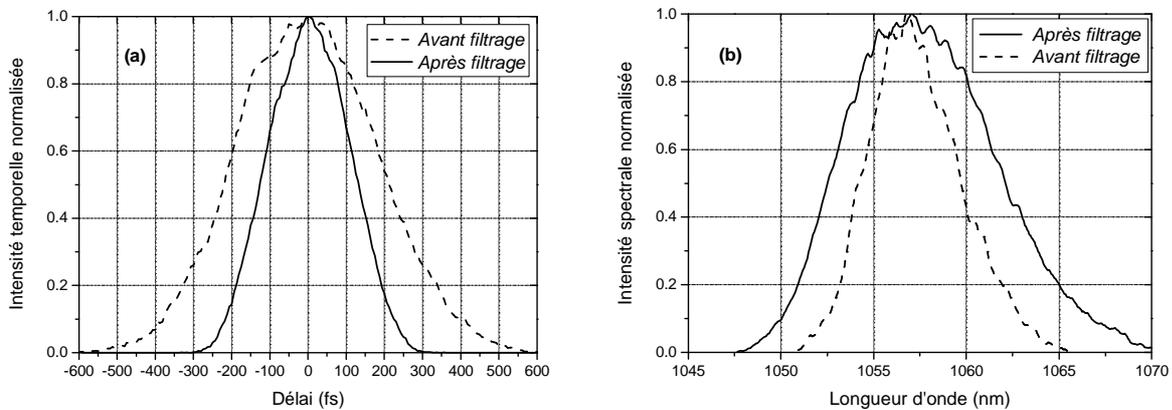


Figure 6.26 : (a) Autocorrelation du second ordre de l'impulsion avant (durée décorrelée 310 fs) et après filtrage (durée décorrelée 185 fs). (b) Spectre de l'impulsion avant ( $\lambda_0 = 1057\text{ nm}, \Delta\lambda \approx 5.3\text{ nm}$ ) et après ( $\lambda_0 = 1057\text{ nm}, \Delta\lambda = 9\text{ nm}$ ) filtrage.

Après filtrage, la corrélation du deuxième ordre montre une durée significativement réduite du signal XPW :  $\Delta t_{XPW} = 185\text{ fs}$  (fig. 6.26(a)).

Conformément à l'équation (6.27, p. 144),  $\Delta t_{XPW} = 0.59\Delta t \approx \frac{\Delta t}{\sqrt{3}}$ .

Les spectres des impulsions employées sont très étroits. La phase spectrale du second ordre ajoutée par les matériaux traversés (lentilles, polariseurs) n'a que très peu d'influence sur la durée des impulsions. On s'attend à ce que le spectre filtré exhibe un élargissement conforme à la réduction de la durée mesurée (éq. 6.30 - 6.32), ce qui est le cas (fig. 6.26(b)).

En effet,  $\Delta\lambda_{XPW} = 9nm = 1.69\Delta\lambda_0 \approx \sqrt{3}\Delta\lambda_0$ . Tout ceci est conforme aux prévisions théoriques du paragraphe précédent.

La réduction de la durée est un atout supplémentaire du processus XPW. Le rendement en terme de puissance-crête atteint alors 34%.

### 3.4. Conclusion : expériences à 1.06 $\mu m$

Ce paragraphe valide que le filtrage temporel par génération de polarisation croisée dans du BaF<sub>2</sub> est tout à fait adapté aux lasers femtosecondes à 1.06  $\mu m$ , en terme de longueur d'onde et de durée d'impulsions (quelques centaines de femtosecondes).

Le rendement théorique de conversion pour un faisceau spatialement gaussien est atteint dans ces expériences. La transmission en énergie du filtre basé sur un schéma incluant deux cristaux fins dépasse 20%.

Nous avons vérifié expérimentalement la réduction de la durée de l'impulsion filtrée d'un facteur  $\sqrt{3}$ , et mesuré un élargissement spectral correspondant. Le filtrage XPW permettrait par exemple de compenser le rétrécissement spectral par le gain subi dans le premier étage d'amplification. De plus le rendement en puissance crête du filtre atteint 34%, ce qui est considérable.

Dans le même temps, l'excellente qualité spatiale du faisceau n'est pas dégradée. L'amélioration du contraste temporel, conforme aux prévisions théoriques, est limitée par la qualité des polariseurs.

Enfin, notons que l'instabilité de l'énergie de l'impulsion filtrée est directement liée à celle du faisceau incident, ce qui indique la nécessité de travailler avec un premier CPA très stable, c'est-à-dire avec un taux de répétition 1 kHz, ou 100 Hz.

Les résultats expérimentaux de filtrage XPW à 1.06  $\mu m$  ont donné lieu à une publication [6.9].

## 4. Conclusion

Le filtre non linéaire basé sur la génération de polarisation croisée dans des cristaux de fluorure de baryum a été caractérisé sur deux systèmes émettant des impulsions brèves d'énergie de l'ordre du millijoule.

Ces expériences ont confirmé l'achromaticité de ce filtre ainsi que son efficacité pour l'amélioration du contraste d'impulsions d'énergie élevée.

En premier lieu, le dispositif incluant deux cristaux est adapté à une telle gamme d'énergie et permet d'obtenir un rendement de transmission élevé de manière reproductible. L'efficacité dépasse alors 20% si la qualité spatiale du faisceau est soignée.

De plus, le filtre n'introduit ni modulations du spectre ni distorsions spatiales.

Le rétrécissement de la durée observé à 1.06  $\mu\text{m}$  et l'élargissement spectral correspondant confirment l'étude de l'influence de la phase spectrale sur le spectre de l'onde générée. L'élargissement maximal du spectre est obtenu lorsque l'impulsion est parfaitement comprimée au moment de l'interaction. Dans ce cas, la durée de l'impulsion filtrée est réduite d'un facteur  $\sqrt{3}$ . Cette propriété est sans conteste un atout important du filtre. En effet, les systèmes laser actuels visent à fournir des impulsions toujours plus brèves pour atteindre une intensité sur cible de plus en plus élevée.

Enfin, l'amélioration du contraste est considérable. Nous avons démontré que le paramètre déterminant, outre le contraste initial, est le taux d'extinction des polariseurs. L'amélioration du contraste peut donc atteindre 5 à 6 ordres de grandeur.

Ajoutons enfin que le fluorure de baryum présente également l'avantage d'être un matériau peu coûteux.

La génération de polarisation croisée est donc tout à fait adaptée au nettoyage temporel d'impulsions ultra-brèves et ultra-intenses. Un tel filtre réunit toutes les propriétés nécessaires à son implémentation dans des systèmes laser type Petawatt.

**BIBLIOGRAPHIE :**

- [6.1] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore and M. D. Perry (1995) "*Nanosecond to femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics*", Physical Review B 53 (4) : 1749-1761.
- [6.2] S. A. Akhmanov, V. A. Vysloukh, A. S. Chirkin (1992) "*Optics of femtoseconde laser pulses*", American Institute of Physics, p. 95.
- [6.3] A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, J. P. Rousseau, J. P. Chambaret, F. Augé-Rochereau, G. Chériaux, J. Etchepare, N. Minkovski, and S. M. Satiel (2005) " $10^{-10}$  Temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation", Optics Letters 30, 920-922.
- [6.4] A. Dubietis, G. Jonusauskas, and A. Piskarskas (1992) "*Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal*", Optics Communications 88, 437.
- [6.5] I. N. Ross, J. L. Collier, P. Matousek, C. N. Danson, D. Neely, R. M. Allott, D. A. Pepler, C. Hernandez-Gomez, and K. Osvay (2000) "*Generation of terawatt pulses by use of optical parametric chirped pulse amplification*", Applied Optics 39, 2422.
- [6.6] I. Jovanovic, B. J. Comaskey, C. A. Ebberts, R. A. Bonner, D. M. Pennington, and E. C. Morse (2002) "*Optical parametric chirped pulse amplifier as an alternative to Ti:sapphire regenerative amplifiers*", Applied Optics 41, 2923.
- [6.7] N. Forget, A. Cotel, E. Brambrink, P. Audebert, C. Le Blanc, A. Jullien, O. Albert and G. Chériaux (2005) "*Pump-noise transfer in optical parametric chirped-pulse amplification*", Optics Letters 30, 2921-2923.
- [6.8] F. Tavella, K. Schmid, N. Ishii, A. Marcinkevicius, L. Veisz, F. Krausz (2005) "*High-dynamic range pulse-contrast measurements of a broadband optical parametric chirped-pulse amplifier*", Applied Physics B Laser and Optics 81, 753-756.
- [6.9] A. Cotel, A. Jullien, N. Forget, O. Albert, G. Chériaux, C. Le Blanc (2006) "*Nonlinear temporal pulse cleaning for 1- $\mu$ m optical parametric chirped pulse amplifier system*", Applied Physics B Lasers and Optics 83, 7-10.