

**Génération d'une onde polarisée orthogonalement dans
cristaux non linéaires**

Chapitre 4

Génération d'une onde polarisée orthogonalement dans des cristaux non linéaires

1.	<i>Introduction au processus de génération de polarisation croisée</i>	75
1.1.	Modèle théorique "simplifié"	76
1.1.1.	Hypothèses	76
1.1.2.	Equations couplées d'évolution des champs dans le cristal.....	76
1.1.3.	Interprétation	77
	♦ Dépendance du rendement avec l'orientation du cristal.....	78
	♦ Dépendance du rendement avec l'intensité	79
1.2.	Résultats expérimentaux préliminaires	80
1.2.1.	Choix du cristal	80
1.2.2.	Efficacité de conversion XPW à 620 nm	81
1.3.	Intérêts du processus XPW pour le filtrage non linéaire	83
2.	<i>Efficacité de conversion du processus XPW</i>	85
2.1.	Modèle théorique complet : cas d'une onde plane.....	85
2.2.	Efficacité effective	86
2.3.	Limites expérimentales de l'efficacité de conversion XPW (un cristal)	88
2.4.	Dispositif XPW incluant deux cristaux : amélioration de l'efficacité de conversion....	90
2.4.1.	Interférences d'ondes XPW	90
2.4.2.	Application du dispositif à deux cristaux : rendement à haute intensité (800 nm)	92
2.4.3.	Dispositif d'imagerie entre les cristaux	93
	♦ Imagerie passive.....	93
	♦ Imagerie active : lentille de Kerr.....	94
3.	<i>Estimation de l'amélioration du contraste</i>	98
4.	<i>Conclusion</i>	101
	<i>Bibliographie</i>	102

Dans le cadre de l'étude de phénomènes non linéaires d'ordre trois modifiant la polarisation d'une onde pour l'application au filtrage d'impulsions ultra-brèves, le chapitre 3 a montré les limites de la rotation de polarisation elliptique par biréfringence induite dans l'air.

Nous nous intéressons donc désormais à la génération d'une onde polarisée orthogonalement (XPW pour *cross-polarized wave*) à partir d'une onde de polarisation linéaire se propageant dans un cristal. La première mise en évidence expérimentale de cette conversion a été réalisée dans un cristal de β -borate de baryum (BBO) [4.1]. Dans ce cas, la génération de polarisation croisée résulte d'une cascade d'effets non linéaires du deuxième ordre, équivalente à un effet du troisième ordre. Le rendement de transmission est alors très faible pour des impulsions à spectre large, en raison de l'accord de phase nécessaire.

Nous allons nous consacrer au phénomène de génération de polarisation croisée gouverné directement par la partie réelle de la susceptibilité non linéaire du troisième ordre de matériaux cristallins, tels que le vanadate d'yttrium (YVO_4) [4.2] ou encore le fluorure de baryum (BaF_2).

Les résultats présentés dans ce chapitre et les suivants font l'objet d'une collaboration active avec Nikolai Minkovski, Stoian Kourtev et Solomon Saltiel de l'Université de Sofia, en Bulgarie.

Ce chapitre s'organise de la manière suivante : j'expose d'abord les fondements théoriques du processus, ainsi que quelques résultats expérimentaux préliminaires. Ensuite, en vue de l'application au filtrage temporel, je développerai deux points particulièrement importants : l'efficacité de conversion du processus et l'amélioration du contraste attendue.

1. Introduction au processus de génération de polarisation croisée

Au cours du chapitre 2 (p. 38-43), j'ai étudié de manière théorique les modifications de la polarisation subies par une onde se propageant dans un milieu cristallin, cubique ou tétragonal, dont la susceptibilité non linéaire $\chi^{(3)}$ est anisotrope ($\sigma \neq 0$). Lorsque cette onde est polarisée linéairement, j'ai montré que, sous certaines conditions d'orientation du cristal, une onde polarisée orthogonalement est générée.

Le modèle théorique alors développé prend en compte, pour des ondes planes, tous les processus de mélange à quatre ondes impliqués lors de l'interaction.

Dans ce paragraphe, nous proposons un modèle plus simple, qui permet de comprendre les comportements observés numériquement et expérimentalement. Ce modèle a été amplement développé par Minkovski *et al.* [4.3].

Les observations résultantes seront confrontées aux premiers résultats expérimentaux de génération de polarisation croisée, obtenus à 620 nm.

1.1. Modèle théorique "simplifié"

1.1.1. Hypothèses

La polarisation incidente sur le cristal est linéaire et se propage le long de l'axe z du cristal, axe de symétrie d'ordre 4. Le cristal est caractérisé par ses axes (xyz) , qui définissent le repère de calcul. Soit β l'angle entre l'axe x et la direction de polarisation incidente (fig. 4.1). Soient A et B les amplitudes respectives du champ fondamental et du champ généré avec une polarisation croisée (XPW) pendant l'interaction.

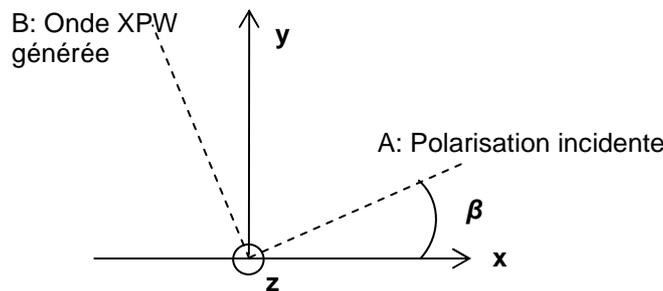


Figure 4.1 : Champs A et B impliqués dans le processus non linéaire, axes cristallographiques du cristal (xyz) , angle β .

1.1.2. Equations couplées d'évolution des champs dans le cristal

Le calcul est effectué pour des ondes planes, dans le cadre de l'approximation de l'enveloppe lentement variable. En prenant en compte uniquement l'automodulation de phase sur la polarisation d'entrée et le transfert d'énergie de A vers B , sans déplétion du champ fondamental ($B < A$), le système d'équations décrivant l'évolution des champs A et B s'écrit :

$$\frac{dA}{dz} = i\gamma_0 \left[1 - \frac{\sigma}{2} \sin^2(2\beta) \right] |A|^2 A \quad (4.1(a))$$

$$\frac{dB}{dz} = i\gamma_0 \frac{\sigma}{4} \sin(4\beta) |A|^2 A \quad (4.1(b))$$

Je rappelle les expressions de :

$$\gamma_0 = \frac{6\pi}{8\lambda n_0} \chi_{xxxx}^{(3)} \quad (4.2)$$

$$\sigma = \frac{\chi_{xxxx}^{(3)} - 2\chi_{xyyx}^{(3)} - \chi_{xxyy}^{(3)}}{\chi_{xxxx}^{(3)}} \quad (4.3)$$

Les effets d'automodulation de la phase du faisceau initial et de génération de polarisation croisée dépendent tous deux de σ et de l'angle β , mais dans des proportions différentes.

Pour une meilleure lisibilité des équations, nous posons :

$$\gamma_1 = \gamma_0 \left[1 - \frac{\sigma}{2} \sin^2(2\beta) \right] \quad (4.4)$$

$$\gamma_2 = -\gamma_0 \frac{\sigma}{4} \sin(4\beta) \quad (4.5)$$

Soit :

$$\frac{dA}{dz} = i\gamma_1 |A|^2 A \quad (4.6(a))$$

$$\frac{dB}{dz} = -i\gamma_2 |A|^2 A \quad (4.6(b))$$

1.1.3. Interprétation

Dans le cadre de ces approximations, définissons le rendement de conversion η comme le rapport d'intensité entre B et A après propagation dans le milieu non linéaire de longueur L .

La résolution des équations (4.6), avec comme conditions initiales $A(0) = A_0$ et $B(0) = 0$ donne :

$$A(L) = A_0 \exp(-i\gamma_1 A_0^2 L) \quad (4.7(a))$$

$$B(L) = A_0 \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \left[\exp(-i\gamma_1 A_0^2 L) - 1 \right] \quad (4.7(b))$$

η s'écrit alors [4.3] :

$$\eta = \left| \frac{B(L)}{A(L)} \right|^2 \propto \left(\frac{\gamma_2}{\gamma_1} \right)^2 \sin^2 \left(\gamma_1 \frac{A_0^2 L}{2} \right) \quad (4.8)$$

Le rendement η dépend de la valeur de σ (fixée par le cristal utilisé) et de l'angle β à travers γ_1 et γ_2 .

η présente également une dépendance en fonction du terme $A_0^2 L$. La grandeur relative pertinente pour les simulations est $\gamma_0 A_0^2 L$. A_0^2 est proportionnel à l'intensité crête incidente sur le cristal $\left(I_0 = \frac{c \mathcal{E}_0 n_0}{2} A_0^2 \right)$.

Etudions séparément l'évolution du rendement en fonction des deux paramètres β et $A_0^2 L$. Dans les simulations, σ est pris égal à -1.2 (voir paragraphe 1.2.1, p. 80-81).

♦ *Dépendance du rendement avec l'orientation du cristal, $A_0^2 L$ fixé.*

L'orientation du cristal est modifiée en tournant celui-ci dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation. La figure 4.2 représente l'évolution théorique du rendement XPW en fonction de β , à basse intensité incidente (a) et haute intensité (b).

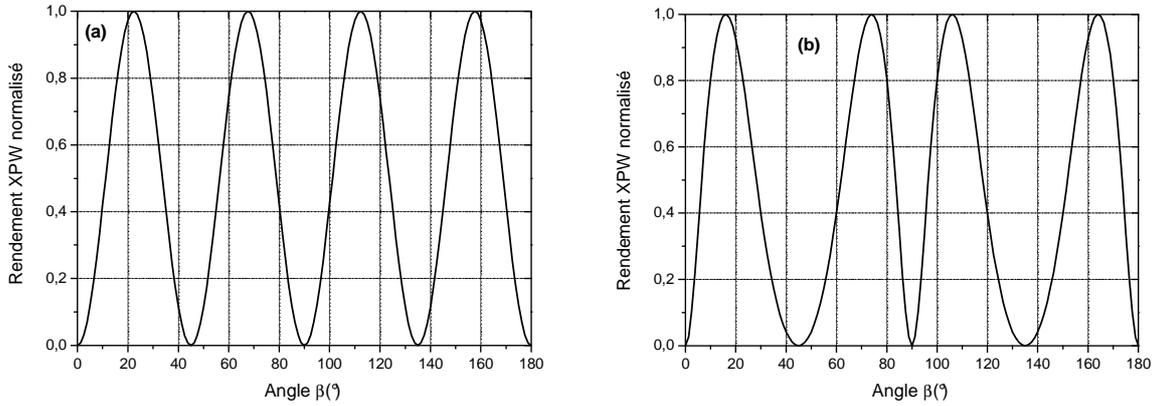


Figure 4.2 : Rendement XPW théorique en fonction de β , $\sigma = -1.2$.

(a) : $\gamma_0 A_0^2 L = 0.3$; (b) : $\gamma_0 A_0^2 L = 3$.

Notons que pour les longueurs de matériau considérées (L vaut quelques millimètres), le régime significatif d'intensité crête incidente sur le cristal pour la génération de polarisation croisée est de l'ordre de 10^{11} - 10^{12} Wcm^{-2} (cf chapitre 6).

A basse intensité, c'est-à-dire $\gamma_1 A_0^2 L < 1$, l'équation (4.8) se simplifie :

$$\eta = \gamma_2^2 A_0^4 L^2 \propto \sigma^2 \sin^2(4\beta) \quad (4.9)$$

η est alors directement proportionnel à $\sin^2(4\beta)$, ce qui explique la courbe sinusoïdale de période

$\frac{\pi}{4}$ selon β observée figure 4.2(a). Les maxima de signal XPW sont obtenus pour $\beta = \frac{\pi}{8} \pm m \frac{\pi}{4}$.

A haute intensité ($A_0^2 L$ grand), l'équation (4.8) ne se simplifie pas. Les termes en γ_1 dépendent de β , et modifient l'évolution de η . La dépendance du rendement selon β s'éloigne d'une loi sinusoïdale et présente une dissymétrie (fig. 4.2(b)).

♦ *Dépendance de η avec $A_0^2 L$, angle β fixé.*

L'orientation du cristal est optimisée (classiquement $\beta = 22.5^\circ$). Comme le montre l'équation (4.8), le rendement, à bas flux, est une fonction quadratique du produit $A_0^2 L$. Si $A_0^2 L$ augmente davantage, cette dépendance n'est plus vérifiée et η présente des oscillations sinusoïdales (fig. 4.3).

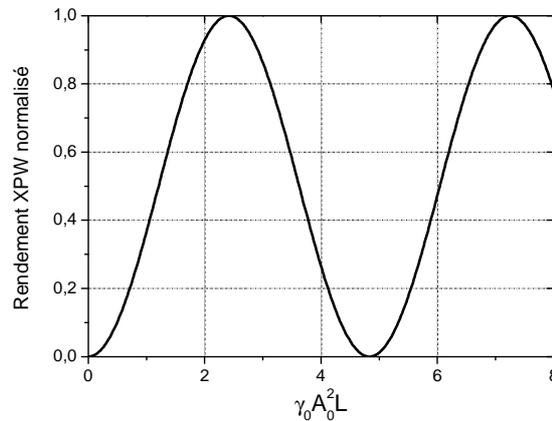


Figure 4.3 : Rendement XPW théorique en fonction de $\gamma_0 A_0^2 L$ pour $\beta=22.5^\circ$, $\sigma = -1.2$.

La raison de cette évolution périodique, toujours en considérant des ondes planes, est l'accumulation de différence de phase non linéaire entre les deux ondes qui empêche l'amplification cohérente du signal XPW tout au long du cristal.

Ce modèle théorique a permis de vérifier les points fondamentaux de la génération de polarisation croisée établis au chapitre 2 :

- ♦ la dépendance en fonction de σ (nécessité de $\sigma \neq 0$)
- ♦ la périodicité du rendement en fonction de β .

Nous avons également mis en évidence, à bas flux, la dépendance quadratique du rendement avec l'intensité incidente sur le cristal et la longueur du cristal.

1.2. Résultats expérimentaux préliminaires

1.2.1. Choix du cristal

Avant de détailler les critères qui régissent le choix du cristal, précisons que les valeurs d'anisotropie de la susceptibilité non linéaire d'ordre trois de matériaux sont relativement peu répandues dans la littérature. La liste des cristaux cités par la suite est donc non exhaustive. Notons qu'une manière expérimentale d'accéder à cette valeur est le protocole expérimental "Z-scan", utilisé généralement pour déterminer la valeur de l'indice non linéaire [4.4, 4.5].

Le cristal requis doit satisfaire plusieurs critères. En premier lieu, il possède au moins un plan isotrope en optique linéaire, ce qui correspond par exemple aux symétries cristallines cubiques ou tétraogonales. Ainsi, deux ondes polarisées orthogonalement dans ce plan ne présentent pas d'écart de vitesse de groupe.

Bien sûr, le matériau doit être transparent pour les longueurs d'onde utiles (600 nm, 800 nm, 1.06 μm) c'est-à-dire présenter un gap supérieur à 4 eV. Les semi-conducteurs dont l'anisotropie est connue sont éliminés ainsi que d'autres cristaux, tels que le KDP ou le TiO_2 [4.6].

Une fois cette sélection effectuée, le tableau 4.1 regroupe les propriétés de quelques cristaux dont l'anisotropie σ est répertoriée :

Cristaux	Symétrie	Gap (eV)	$n_2 (10^{-20} \text{ m}^2 \text{ W}^{-1})$	σ
YVO_4	Tétraogonal	6	16 [4.3]	+ 0.95 [4.3]
BaF_2	Cubique	9.21 [4.6]	2 [4.7, 4.8]	- 1.2 [4.5, 4.7]
CaF_2	Cubique	9.92 [4.6]	1.3 [4.7]	- 0.6 [4.7]
CdF_2	Cubique	9.54 [4.6]	11.7 [4.7]	+ 0.04 [4.7]
MgF_2	Tétraogonal	11.27 [4.6]	0.7 [4.7]	
LiF	Cubique	11.60 [4.6]	0.7 [4.7]	- 0.35 [4.7]
NaCl	Cubique	7.21 [4.6]	4.7 [4.7]	- 0.29 [4.7]
MgO	Cubique	7.77 [4.6]	4.7 [4.7]	- 0.63 [4.7]

Tableau 4.1 : Symétrie et propriétés non linéaires ($\lambda = 1 \mu\text{m}$) de quelques cristaux dont l'anisotropie σ est non nulle en vue d'une application au processus de génération de polarisation croisée.

On établit alors une préférence pour les cristaux de symétrie cubique au détriment des structures tétraogonales. En effet, tous les plans d'un cristal tétraogonal ne sont pas isotropes. Si

L'onde incidente ne se propage pas exactement le long de l'axe z du cristal, un signal parasite généré par biréfringence linéaire se mêle au signal XPW. L'orientation d'un tel échantillon est donc extrêmement critique, ce qui a été vérifié lors des premières expériences de génération de polarisation croisée utilisant un cristal d'yttrium de vanadate (YVO_4 , groupe de symétrie $4/mmm$) [4.3]. Un cristal cubique, dont tous les plans sont isotropes, ne présente pas cet inconvénient.

Ensuite rappelons que le rendement de conversion XPW dépend de $\chi_{xxx}^{(3)}$, à travers γ_0 , et de σ . Le choix du cristal tient compte de ces deux valeurs. Idéalement, le cristal doit présenter une forte valeur d'anisotropie pour optimiser le rendement XPW et une valeur d'indice non linéaire modérée pour limiter l'automodulation de phase durant le processus. Cette constatation rend inutilisable un cristal tel que le fluorure de cadmium (CdF_2) dont l'anisotropie est extrêmement faible et l'indice non linéaire élevé.

Enfin, d'une manière plus pratique, certains cristaux sont très sensibles à l'humidité, fragiles, ou difficiles à faire croître. C'est le cas par exemple des cristaux de NaCl , LiF ou MgO .

D'après ces informations, le meilleur candidat est le fluorure de baryum (BaF_2). Ce cristal sera utilisé pour toutes les expériences. C'est un cristal cubique centrosymétrique (groupe de symétrie $m3m$). Ses caractéristiques non linéaires sont un bon compromis puisque son anisotropie σ vaut -1.2 , valeur élevée en absolu, alors que son indice non linéaire est modéré $\chi_{xxx}^{(3)} = 1.59 \times 10^{-22} \text{ m}^2 \text{ V}^{-2}$ soit $n_2 = 2 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \text{ W}^{-1}$. Ces caractéristiques laissent présager une bonne efficacité de conversion XPW, sans automodulation de phase excessive, ce qui sera vérifié par la suite.

En conclusion, remarquons que le fluorure de calcium (CaF_2) pourrait éventuellement être employé et qu'il serait utile de mesurer l'anisotropie d'autres cristaux cubiques (YAG , ...).

1.2.2. Efficacité de conversion XPW à 620 nm

Les expériences auxquelles fait référence l'article [4.3] ont été réalisées avec le laser à colorants du laboratoire émettant à 620 nm des impulsions d'une durée de 100 fs. Ce type de lasers fait partie de la première génération des lasers femtosecondes [4.9].

L'oscillateur est un laser à colorants en anneau qui fonctionne en mode impulsionnel grâce au blocage de modes par collision des impulsions, ou CPM pour *Colliding-Pulse Mode-locking*. Le milieu de gain est la rhodamine 6G dissoute dans un jet d'éthylène glycol, pompé en continu par un laser argon. Le blocage de modes passif est réalisé par la présence dans le résonateur d'un autre jet d'éthylène glycol teinté par le colorant DODCI (absorbant saturable) pour synchroniser les modes

en phase. Enfin des prismes de compression temporelle intra-cavité compensent la dispersion de vitesse de groupe. Cet oscillateur émet des impulsions de 50 fs, à 620 nm, à une cadence de 100 MHz. L'amplification de ces impulsions se fait directement, sans étirement, par simple passage dans des amplificateurs à colorants pompés par un laser Nd :YAG. L'énergie totale de la chaîne est de quelques millijoules.

Les impulsions utilisées pour les expériences de XPW ont une énergie maximale de 60 μJ à une cadence de 10 Hz, et une durée de 100 fs. Le laser est focalisé avec une lentille $f = 300 \text{ mm}$ sur un cristal de BaF_2 , 10 mm \times 10 mm, non traité antireflet, d'épaisseur 1 mm, repéré par son angle β .

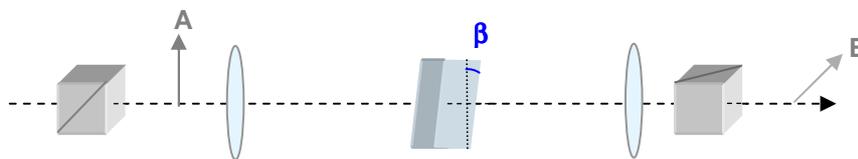


Figure 4.4 : Dispositif expérimental de génération de XPW.

L'intensité crête incidente sur le cristal est de l'ordre de 10^{11} - 10^{12} Wcm^{-2} . J'aurai par la suite l'occasion de revenir sur ce point. Le cristal est placé entre polariseur et analyseur croisés (fig. 4.4). L'analyseur permet de transmettre l'onde convertie.

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° (cf fig. 4.2, p. 78).

L'orientation du cristal étant optimisée, la courbe expérimentale de rendement XPW à 620 nm en fonction de l'énergie incidente, comprise entre 1 μJ et 80 μJ , apparaît figure 4.5.

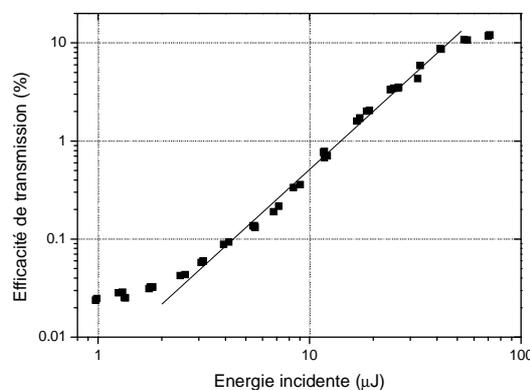


Figure 4.5 : Courbe expérimentale de rendement XPW en fonction de l'énergie incidente pour un cristal de BaF_2 de 1 mm. La droite figure une dépendance quadratique.

Le cristal n'étant jamais déplacé au cours de l'expérience, l'énergie est bien sûr directement proportionnelle à l'intensité incidente.

Les premiers points de mesure obtenus pour une énergie incidente inférieure à 2 μJ correspondent au bruit dû à la biréfringence résiduelle du cristal. La dépendance quadratique du rendement avec l'intensité est vérifiée. La saturation de l'efficacité intervient à environ 10%, l'énergie incidente est alors d'environ 50 μJ , la dépendance quadratique n'est plus valide.

Le modèle théorique utilisé dans ce paragraphe ne peut s'appliquer que pour un rendement de conversion de quelques pour-cent (hypothèse de non déplétion du champ A). Il ne permet donc pas d'expliquer la valeur observée pour la saturation. Pour cela, il est nécessaire de compléter le modèle par la prise en compte de tous les processus non linéaires impliqués et le caractère fini de l'intensité spatio-temporelle de l'onde. C'est l'objet de la deuxième partie de ce chapitre.

1.3. Intérêts du processus XPW pour le filtrage non linéaire

La génération de polarisation croisée paraît particulièrement appropriée au nettoyage temporel d'impulsions femtosecondes. Le processus lui-même présente trois principaux avantages.

C'est un effet non linéaire du troisième ordre. L'onde générée présente donc une dépendance temporelle cubique par rapport à l'onde incidente, ce qui laisse prévoir une importante diminution du piédestal d'ASE et de l'intensité des impulsions parasites.

De plus, comme l'efficacité de conversion dépend de la valeur de l'intensité crête de l'impulsion sur le cristal, le filtre pourra être adapté sur des chaînes laser de diverse durée, de diverse énergie, en ajustant la taille du faisceau sur le cristal. En effet, nous avons obtenu des rendements équivalents, présentés au cours des chapitres 4, 5 et 6, sur des sources de durée comprise entre 45 fs et 300 fs, et d'énergie allant du microjoule au millijoule. Il est même envisageable de filtrer des impulsions plus énergétiques.

Enfin, l'utilisation d'un matériau cristallin solide comme milieu d'interaction laisse présager une meilleure stabilité que celle obtenue par la méthode de filtrage par plasma dans l'air présentée au chapitre précédent.

D'autre part, le cristal retenu, BaF_2 , présente lui aussi plusieurs avantages immédiats.

Il est cubique en optique linéaire, les deux ondes polarisées orthogonalement sont automatiquement en accord de phase et se propagent à la même vitesse. Cette propriété autorise une

conversion XPW dans des cristaux de longueur quelques millimètres avec des distorsions spatiales et spectrales minimales.

La valeur de l'indice non linéaire est modérée, le processus de conversion n'introduit donc pas d'automodulation de phase excessive, nous aurons l'occasion de le vérifier.

Dans le même temps, la valeur importante de σ autorise des efficacités de conversion correctes, 10% démontrés expérimentalement dans le paragraphe précédent. Cette valeur de transmission permet d'envisager l'implémentation du filtre dans une chaîne laser.

Enfin, le gap de ce matériau est de 9.1 eV, il est donc transparent sur une large bande spectrale. Les valeurs des coefficients du tenseur $\chi^{(3)}$ ne varient pas dans le visible et le proche infrarouge [4.8]. Cela rend le processus adéquat pour les impulsions à spectre très large et pour divers systèmes laser. Effectivement, les paragraphes et chapitres suivants montrent que des rendements équivalents sont obtenus à 620 nm, 800 nm et 1057 nm, longueurs d'onde des actuelles chaînes laser femtosecondes.

D'excellentes conditions sont réunies pour mettre au point un filtre non linéaire fonctionnel, efficace et robuste, basé sur la génération de polarisation croisée dans du BaF₂.

Le support théorique explique correctement les comportements observés expérimentalement selon l'orientation du cristal et l'augmentation de l'intensité incidente. Il peut être amélioré pour estimer l'efficacité de conversion maximale et l'exacte amélioration du contraste prévisible.

2. Efficacité de conversion du processus XPW

2.1. Modèle théorique complet : cas d'une onde plane

Pour poursuivre les simulations, nous utilisons le modèle théorique complet présenté au chapitre 2 (p. 42). Il inclut tous les processus intervenant lors de l'interaction (automodulation de phase, génération de polarisation croisée, modulation de phase croisée, autres mélanges à quatre ondes). La déplétion du champ fondamental est prise en compte. La loi de conservation de l'énergie est respectée.

Dans les équations couplées (2.16), pour faciliter la résolution numérique, les termes sont regroupés selon leur dépendance en fonction de β :

$$\frac{dA}{dz} = i\gamma_1 |A|^2 A - i\gamma_2 (|B|^2 B - A^2 B^* - 2|A|^2 B) + i\gamma_3 (2|B|^2 A + B^2 A^*) \quad (4.10(a))$$

$$\frac{dB}{dz} = i\gamma_1 |B|^2 B + i\gamma_2 (|A|^2 A - B^2 A^* - 2|B|^2 A) + i\gamma_3 (2|A|^2 B + A^2 B^*) \quad (4.10(b))$$

Avec :

$$\gamma_1 = \gamma_0 \left[1 - \frac{\sigma}{2} \sin^2(2\beta) \right], \quad \gamma_2 = -\gamma_0 \frac{\sigma}{4} \sin(4\beta), \quad \gamma_3 = \gamma_0 \left[\frac{\sigma}{2} \sin^2(2\beta) + \frac{1-\sigma}{3} \right] \quad \text{et} \quad \gamma_0 = \frac{6\pi}{8\lambda n_0} \chi_{xxxx}^{(3)}.$$

Les conditions initiales du processus XPW en polarisation linéaire sont toujours : $A(0) = A_0$ et $B(0) = 0$.

Avec le logiciel de calcul formel Maple, j'ai adapté un programme permettant de résoudre numériquement les équations d'évolution des champs (4.10) pour différentes configurations. Remarquons que ce programme général est adaptable à tout milieu non linéaire, dont la susceptibilité du troisième ordre est anisotrope ou non, pour une polarisation incidente linéaire ou elliptique.

Ce modèle permet de calculer l'efficacité de conversion XPW selon divers paramètres.

Tout d'abord, la figure 4.6(a) représente l'évolution de l'efficacité en fonction de $\gamma_0 A_0^2 L$, β étant fixé à sa valeur usuelle de 22.5° . γ_0 est fixe pour un milieu non linéaire donné.

Sur cette courbe, $0 < \gamma_0 A_0^2 L < 8$. Cependant, remarquons qu'expérimentalement, $\gamma_0 A_0^2 L < 6$, nous aurons l'occasion de le vérifier.

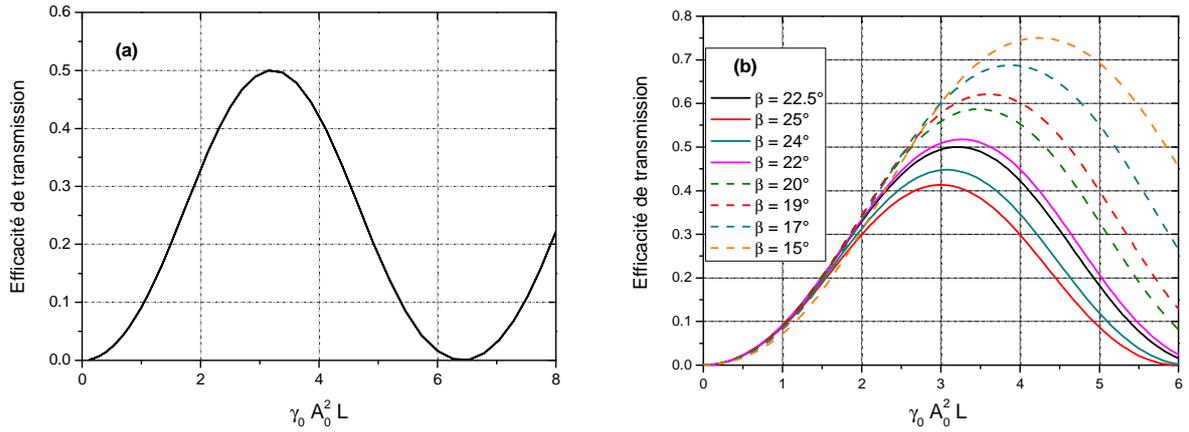


Figure 4.6 : Transmission théorique dans le cas d'une onde plane en fonction de $A_0^2 \times L$ pour $\beta=22.5^\circ$ (a) et pour différentes valeurs de β (b).

On retrouve un comportement sinusoidal (paragraphe 1.1.3, p. 79). Là encore la raison de l'oscillation du signal XPW est la phase non linéaire accumulée pendant la propagation ou lors de l'augmentation de l'intensité. Le rendement maximal que l'on peut atteindre est d'environ 50%.

En fait, cette valeur maximale pour le cas idéal d'une onde plane dépend fortement de la valeur de β , comme l'illustre la figure 4.6(b). Si on augmente la valeur de $A_0^2 L$, la valeur de β donnant le meilleur rendement n'est plus 22.5° mais $15^\circ < \beta < 20^\circ$. Cette déviation a déjà été observée au cours du premier paragraphe de ce chapitre (fig. 4.2(b), p. 78). L'influence de β est capitale. Le rendement maximum peut dépasser alors 70%.

Ceci n'est valide que pour une onde étendue infiniment dans l'espace et le temps.

2.2. Efficacité effective

Pour compléter cette étude et considérer des ondes réelles, c'est-à-dire finies spatialement et temporellement, nous définissons η_{eff} , l'efficacité théorique effective pour des ondes présentant une modulation d'intensité spatiale et temporelle.

En première approximation, $\eta_{\text{eff}} = K\eta$.

η est l'efficacité pour une onde plane à laquelle est appliqué un facteur correctif K obtenu en intégrant simplement les distributions d'intensités élevées au cube lors de l'interaction ($I_{\text{XPW}}(x, y, t) \propto I_0^3(x, y, t)$).

Pour une onde gaussienne spatialement et possédant une forme temporelle gaussienne également (cas usuel), $K = \frac{8}{45}$. Le calcul de cette valeur est détaillé en annexe (p. 189). Il est par ailleurs intéressant de noter que K atteint 0.48 pour un faisceau qui aurait un profil spatial supergaussien d'ordre élevé, voire rectangulaire (*top-hat*). Une solution pour augmenter l'efficacité de conversion est donc de mettre en forme le faisceau pour que la distribution d'intensité soit uniforme en champ lointain, dans le plan du cristal.

Nous avons procédé à l'intégration numérique des équations couplées (4.10) en prenant en compte une modulation d'intensité temporelle et spatiale. Dans ce cas d'onde réelle, les contributions d'intensité différente constituant l'onde diminuent l'influence de la valeur de β relevée au paragraphe précédent (fig. 4.6(b)). Ainsi, le rendement global calculé pour une onde réelle est pratiquement équivalent pour $15^\circ < \beta < 25^\circ$ dans la gamme des valeurs de $\gamma_0 A_0^2 L$ considérées ($\gamma_0 A_0^2 L \leq 6$).

Dans toute la suite, nous considérerons pour les calculs que β vaut 22.5° .

La figure 4.7 représente l'efficacité du processus pour différentes formes d'impulsions et de faisceaux en fonction de $I \times L$.

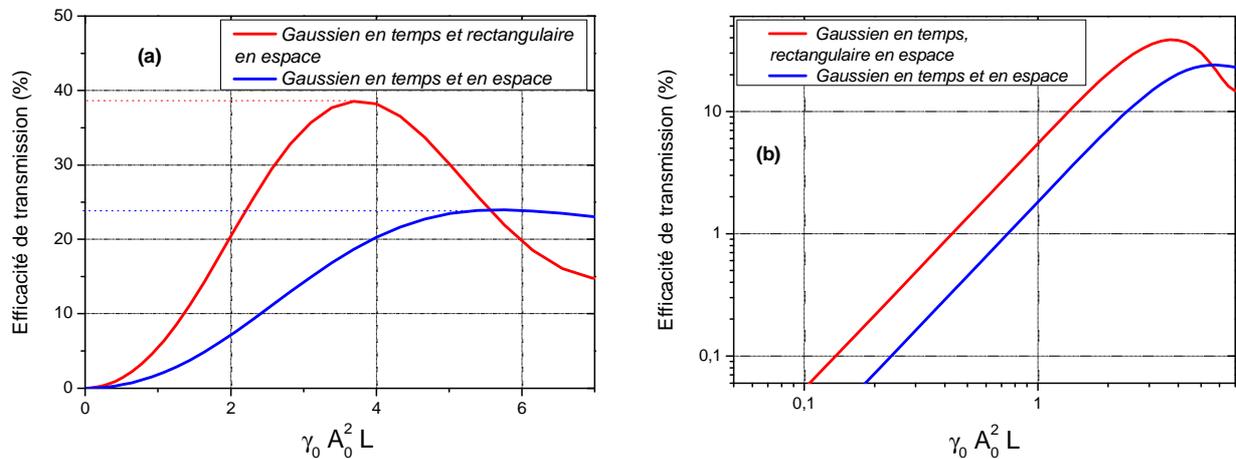


Figure 4.7 : Evolution de l'efficacité de conversion en fonction de $\gamma_0 A_0^2 L$, pour différentes distributions spatiales et temporelles. (a) : échelle linéaire. (b) : échelle logarithmique.

Si l'impulsion présente une forme spatiale et temporelle gaussienne, les oscillations sinusoidales du rendement disparaissent, un palier est atteint. En effet, du point de vue spatial et temporel, l'onde est constituée d'une infinité de contributions d'intensité différente. Les efficacités de conversion de chacune de ces contributions s'équilibrent et créent un rendement moyen.

Le rendement maximum de conversion est alors environ 24%. Cette valeur passerait à 38% avec un faisceau spatialement *top-hat*. Il est néanmoins difficile d'obtenir un tel profil spatial en champ lointain.

Ces deux courbes suivent une dépendance quadratique avec $A_0^2 \times L$ jusqu'au-delà de 10% de rendement (fig. 4.7(b)).

Ces observations sont liées à la non-linéarité du processus et au caractère fini des ondes. Les résultats peuvent être comparés directement aux études expérimentales, essentiellement le cas gaussien-gaussien. Cette configuration correspond en effet aux faisceaux expérimentaux que nous employons. L'efficacité de conversion XPW peut donc dépasser 20%.

2.3. Limites expérimentales de l'efficacité de conversion XPW (un cristal)

Pour illustrer ces considérations, nous souhaitons atteindre un rendement expérimental proche de la valeur théorique maximale en étudiant l'influence d'une part de l'intensité incidente et d'autre part de la longueur du cristal.

Des mesures ont été effectuées avec le laser CPA à 800 nm présenté au chapitre 3 (p. 52) et des cristaux de BaF₂ de différente longueur. Le laser, dont l'énergie est variable entre 20 μ J et 200 μ J, est focalisé avec une lentille de 1 m. Les cristaux sont positionnés dans le plan focal.

La figure 4.8(a) représente la transmission XPW mesurée en fonction de l'énergie incidente pour un cristal fin de 2 mm et un cristal plus épais de 6 mm.

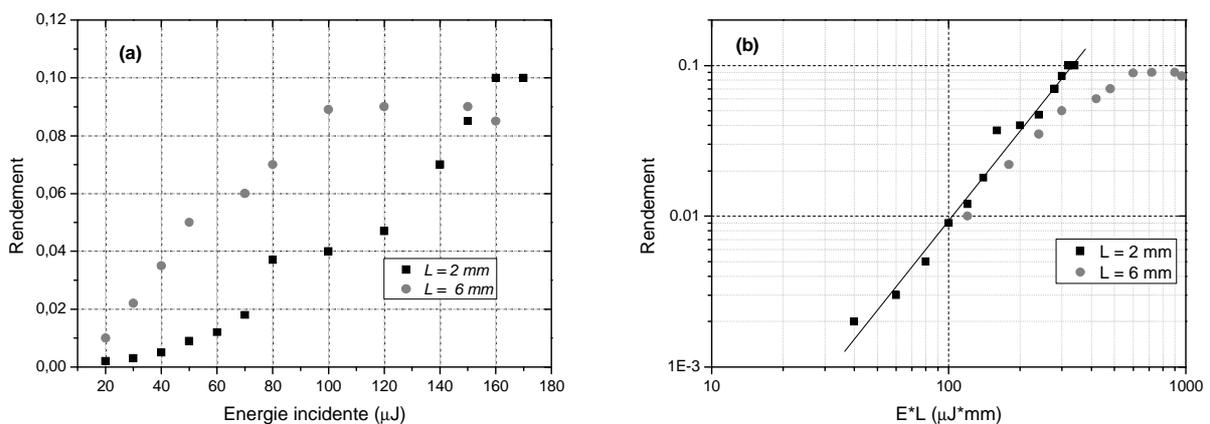


Figure 4.8 : Efficacité de conversion comparée pour des cristaux de 2 mm et 6 mm.

(a) Rendement en fonction de l'énergie incidente, échelle linéaire.

(b) Rendement en fonction de Energie \times Longueur, échelles logarithmiques.

La droite figure une dépendance quadratique.

Le rendement maximal obtenu pour les deux configurations est environ 10%, comme mesuré à 620 nm (cf fig. 4.5, p. 82).

Pour une meilleure comparaison avec les courbes théoriques du paragraphe précédent, j'ai tracé en échelle logarithmique le rendement mesuré en fonction du produit *Energie incidente* (E) \times *Longueur du cristal* (L) (fig. 4.8(b)). La section du faisceau sur le cristal et la durée de l'impulsion ne varient pas au cours de l'expérience. L'intensité crête I est donc proportionnelle à E . L'abscisse du graphe est ainsi proportionnelle au produit $I \times L$ et l'allure de la courbe est comparable aux courbes théoriques.

Dans le cas du cristal de 2 mm, l'efficacité suit la loi quadratique théorique jusqu'au rendement maximal, de 10%, atteint pour une énergie incidente de 160 μ J. Au-delà de cette valeur, un continuum est généré et le seuil de dommage du cristal est quasiment atteint. Il n'est donc pas possible d'augmenter davantage l'intensité pour atteindre la valeur de transmission maximale théorique.

Le cas du cristal de 6 mm est différent mais guère plus efficace. La courbe expérimentale suit très peu la dépendance quadratique en intensité. A produit $I \times L$ constant, le cristal de 2 mm est toujours plus efficace. De plus, la transmission obtenue avec le cristal long amorce une saturation dès 5% et atteint difficilement 10%. La lentille de Kerr générée à ces hautes intensités par l'interaction semble être à l'origine du phénomène. L'autofocalisation du faisceau fondamental, qui n'est en effet pas prise en compte dans le modèle théorique, entraîne une augmentation de l'intensité du faisceau. Cela génère trop d'automodulation de phase pour une conversion efficace et entraîne l'apparition de continuum et points chauds qui endommagent le cristal dans son volume. Je reviendrai sur le rôle de la lentille de Kerr, désastreux pour un cristal long, à la fin de ce paragraphe.

En conclusion, deux limites empêchent l'augmentation de l'efficacité de conversion du processus XPW du dispositif incluant un unique cristal.

D'une part, l'autofocalisation du faisceau fondamental rend les cristaux épais, c'est-à-dire plus longs que 2 mm ou 3 mm) inutilisables, des phénomènes parasites apparaissent qui empêchent une conversion efficace. D'autre part, le seuil de dommage de la surface du cristal empêche, pour des cristaux fins, d'augmenter suffisamment l'intensité incidente pour dépasser 10% d'efficacité.

2.4. Dispositif XPW incluant deux cristaux : amélioration de l'efficacité de conversion

Ce problème est résolu en utilisant un filtre incluant plusieurs cristaux fins (1 mm ou 2 mm). Nous avons développé un schéma à deux cristaux. Ce dispositif permet de prolonger la dépendance quadratique du rendement avec $I \times L$ au-delà de 10% et d'obtenir de meilleures efficacités. Le principe repose sur les interférences constructives des signaux XPW générés dans les deux cristaux imagés l'un sur l'autre.

2.4.1. Interférences d'ondes XPW

La démonstration est pour l'instant limitée aux basses intensités et je considère le cas de deux cristaux.

Le premier cristal génère un champ XPW nommé E_{XPW} . En supposant que le champ incident n'est pas déplété, celui-ci génère dans le deuxième cristal, correctement orienté, un autre champ XPW, $E_{XPW}' = \rho E_{XPW}$ où ρ est le rapport d'efficacité entre les deux cristaux. Dans la plupart des cas expérimentaux, les deux cristaux ont la même longueur. Les champs E_{XPW} et E_{XPW}' résultent du même effet dans le même matériau, où l'accord de phase est parfaitement réalisé, ils présentent donc les mêmes caractéristiques temporelles. De plus, si les deux cristaux sont imagés l'un sur l'autre, ce point sera explicité par la suite, le profil spatial du signal incident est similaire sur les deux échantillons, E_{XPW} et E_{XPW}' sont donc spatialement identiques et ρ vaut 1. En conséquence, ces deux champs peuvent interférer dans le deuxième cristal et l'efficacité globale est multipliée par 4 par rapport à l'efficacité du seul premier cristal.

Le laser à colorants a permis la validation expérimentale de ce phénomène. Le schéma de l'expérience est représenté figure 4.9, deux cristaux identiques de longueur 1 mm sont placés près du foyer d'une lentille de 500 mm. Nous notons β_1 et β_2 les angles respectifs entre l'axe x cristallographique du premier et du second cristal et la direction de polarisation incidente, dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation.

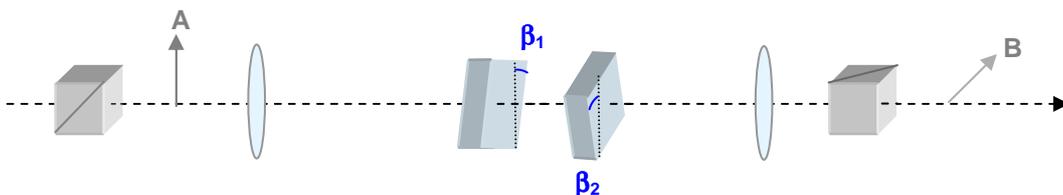


Figure 4.9 : Dispositif expérimental de génération de polarisation croisée incluant deux cristaux.

Je rappelle que l'amplitude du champ XPW généré par un seul cristal s'exprime :

$$B_1(\beta_1) \propto \sin(4\beta_1) \quad (4.11)$$

Comme les deux cristaux sont situés l'un après l'autre, la dépendance angulaire de l'intensité finale s'écrit de la forme :

$$(B_2(\beta_1, \beta_2))^2 \propto (\sin(4\beta_1) + \sin(4\beta_2))^2 \quad (4.12)$$

Lorsque le premier cristal est fixé à une orientation : $\beta_1 = \frac{\pi}{8} + m \frac{\pi}{4}$ (positions des maxima d'intensité), l'intensité du signal XPW s'exprime comme :

$$(B_2(\beta_1, \beta_2))^2 \propto (1 + \sin(4\beta_2))^2 \quad (4.13)$$

Un schéma à deux cristaux transmettra donc quatre fois plus de signal qu'un seul cristal, pour les angles $\beta_2 = \frac{\pi}{8} + m \frac{\pi}{2}$.

Les résultats expérimentaux apparaissent figure 4.10. La courbe représentant la transmission obtenue avec un seul cristal en fonction de β_1 est habituelle.

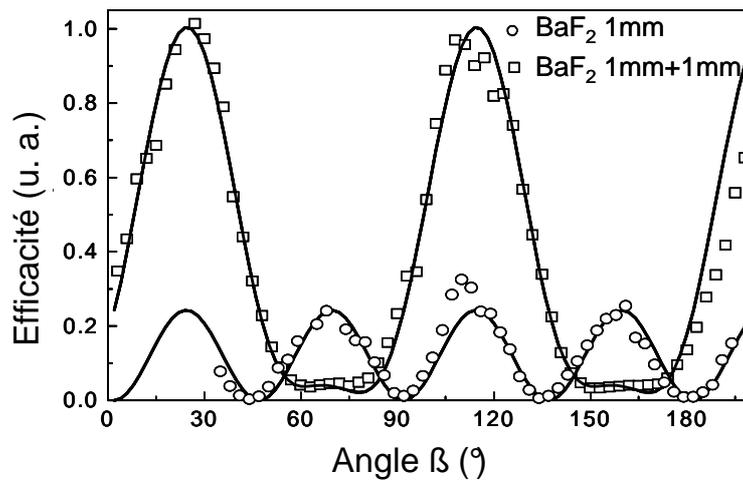


Figure 4.10 : Evolution de l'efficacité en fonction des angles β pour un et deux cristaux.

Dans le cas des deux cristaux, β_1 est fixé et vaut 22.5° , β_2 est variable.

Nous constatons surtout que, dans le cas de deux cristaux, lorsque l'orientation du premier est optimisée et fixée, la rotation du deuxième cristal dans le plan (xy) permet soit la suppression du signal XPW lorsque les interférences sont destructives, soit une augmentation de l'efficacité d'un facteur 4 pour des interférences constructives. Les estimations théoriques correspondantes apparaissent en ligne continue sur la figure, en bon accord avec les mesures. Les calculs utilisent le modèle détaillé dans les paragraphes précédents, pour les basses intensités. Pour ces niveaux

d'intensité, ce schéma incluant deux cristaux identiques a théoriquement la même efficacité qu'un seul cristal, de longueur double.

Nous avons montré la possibilité de générer des interférences constructives entre les signaux XPW émis dans deux cristaux distincts.

2.4.2. Application du dispositif à deux cristaux : rendement à haute intensité (800 nm)

Afin d'étudier à plus haute intensité le schéma incluant deux cristaux, nous l'avons testé dans les mêmes conditions que celles présentées au paragraphe 2.3, avec le laser à 800 nm. Les courbes comparées d'efficacité en fonction de l'intensité pour un cristal de 2 mm, un cristal de 6 mm et deux cristaux de 2 mm apparaissent figure 4.11.

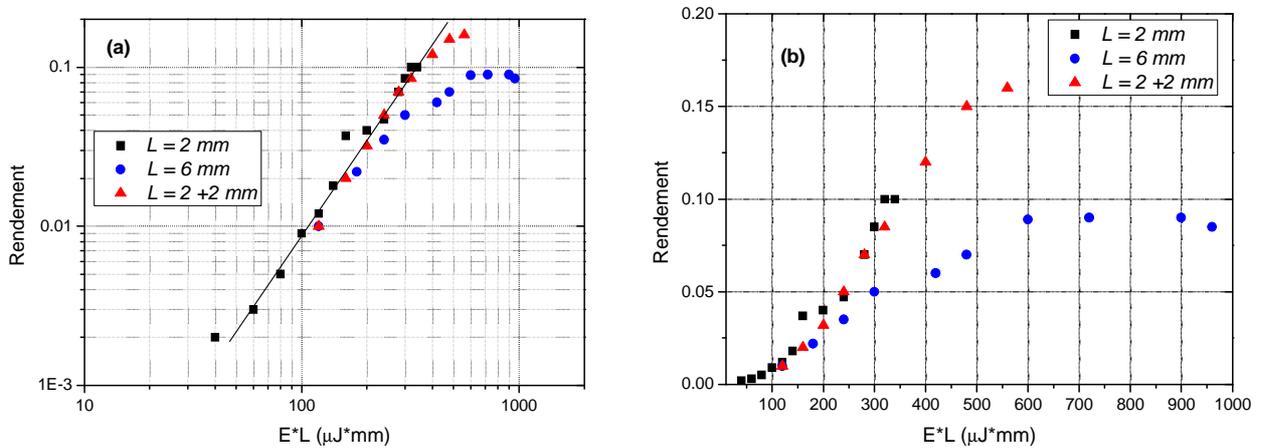


Figure 4.11 : Efficacité de conversion comparée pour des cristaux de 2 mm, 6 mm, deux cristaux de 2 mm.

(a) Rendement en fonction de $\text{Energie} \times \text{Longueur}$, échelles logarithmiques.

La droite figure une dépendance quadratique.

(b) Rendement en fonction de $\text{Energie} \times \text{Longueur}$, échelles linéaires.

Dans le cas du dispositif à deux cristaux, le premier est placé au foyer de la lentille de focalisation et fixe, la position du second est optimisée selon l'énergie incidente. Pour le meilleur rendement, la distance entre les deux cristaux est d'environ 5 cm (cf paragraphe suivant).

Sur la courbe (a), les efficacités des trois dispositifs sont tracées en échelle logarithmique. On voit ainsi que le schéma (2 mm + 2 mm) suit parfaitement la loi quadratique prévue. Pour un produit $I \times L$ fixé, l'efficacité est la même que pour le simple cristal de 2 mm. Cela signifie que pour un rendement donné, l'intensité incidente est deux fois moindre sur le système à deux cristaux, car la quantité de matériau traversé est double. Mais le fait que deux cristaux distincts soient utilisés nous affranchit du problème d'autofocalisation dans des cristaux longs.

Uniquement dans ces conditions, la dépendance quadratique du rendement avec $I \times L$ est prolongée au-delà de 10%. Il est possible d'augmenter le rendement global jusqu'à 17% avec ce faisceau (fig. 4.11(b)). La courbe d'efficacité des deux cristaux quitte alors la loi quadratique, comme le prévoient les calculs théoriques pour une onde gaussienne dans l'espace et le temps. La saturation intervient pour un rendement de 17% car le faisceau expérimental n'est pas parfaitement gaussien. Nous verrons (chapitre 6) que si le faisceau incident est spatialement très propre, le rendement obtenu avec deux cristaux de 2 mm dépasse 20%.

L'intensité incidente sur chaque cristal est réduite, l'utilisation de deux cristaux minces permet d'éviter l'autofocalisation du faisceau dans le cristal. La qualité des cristaux est donc préservée, le processus gagne en stabilité et est assez fiable pour être reproductible de manière routinière. Dans le même temps, le rendement obtenu avec ce dispositif est meilleur qu'avec un unique cristal et peut atteindre environ 20%.

Le filtre basé sur l'utilisation de plusieurs cristaux (ou plusieurs passages dans un cristal) dont les signaux XPW interfèrent permet d'optimiser totalement le processus de génération de polarisation croisée. Ce dispositif fait l'objet d'un dépôt de brevet entre le laboratoire et la société Thales Laser, enregistré sous le numéro national FR 04 12694 [4.10] et a donné lieu à une publication [4.11].

2.4.3. Dispositif d'imagerie entre les cristaux

Il convient maintenant de détailler le processus qui réalise l'imagerie entre les cristaux utilisés. Deux types de dispositifs sont envisagés.

♦ Imagerie passive

Une manière évidente de procéder est d'utiliser une optique de focalisation, par exemple un miroir concave. Un unique cristal dans une configuration double passage est employé (fig. 4.12).

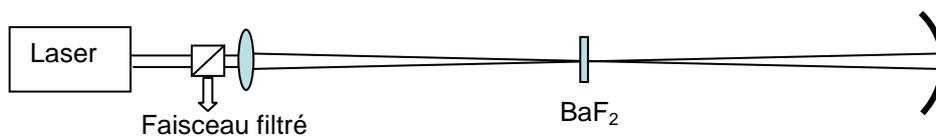


Figure 4.12 : Dispositif de filtrage double passages dans un cristal

Cette solution fonctionne très bien pour générer les interférences des signaux XPW. Elle est sans doute généralisable à un système multi-passages. Le retour de l'énergie non filtrée vers le laser peut être neutralisé par l'emploi d'un isolateur. L'inconvénient de cette méthode est la grande précision d'ajustement nécessaire pour la position du miroir de repli qui rend critique l'alignement du filtre.

♦ Imagerie active : lentille de Kerr

Dans la plupart de nos expériences, nous n'utilisons pas de miroir. L'imagerie se fait alors grâce à la lentille de Kerr générée dans le premier cristal. Cette lentille est responsable d'une autofocalisation du faisceau dont nous tirons cette fois profit. La position optimale entre les deux cristaux dépend bien sûr de l'intensité incidente.

En effet, rappelons l'expression de la puissance critique pour l'autofocalisation (chap. 2, p. 46):

$$P_{cr} = \frac{\pi(0.61)^2 \lambda^2}{8n_0 n_2} \quad (4.14)$$

La puissance critique pour le BaF₂ vaut 2.1 MW à 620 nm et 3.6 MW à 800 nm ($n_0 = 1.3$, $n_2 \approx 2 \times 10^{-20} m^2 W^{-1}$). Dans nos expériences, la puissance mise en jeu est toujours supérieure à la puissance critique.

Une approximation pour calculer la focale de la lentille de Kerr correspondante est donnée par [4.12]:

$$f_{Kerr} = \frac{2\pi n_0}{\lambda} \frac{\omega_0^2}{\sqrt{\frac{P}{P_{cr}} - 1}} \quad (4.15)$$

Nous faisons l'hypothèse que le faisceau est spatialement gaussien et que la face d'entrée du cristal est placée au waist. Soient z_0 la distance de Rayleigh du faisceau initial et ω_0 le diamètre au foyer (fig. 4.13).

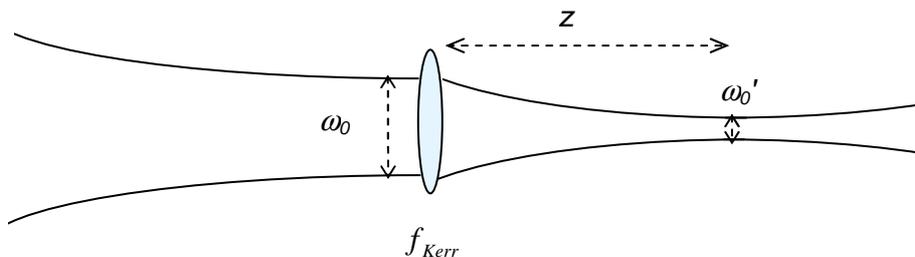


Figure 4.13: Focalisation d'un faisceau avec une lentille au waist

Le faisceau présentera un nouveau waist de taille ω_0' à une distance z selon les formules classiques de propagation des faisceaux gaussiens suivantes [4.13] :

$$\omega_0' = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{z_0}{f_{Kerr}}\right)^2}} \quad (4.16)$$

$$z = \frac{f_{Kerr}}{1 + \left(\frac{f_{Kerr}}{z_0}\right)^2} \quad (4.17)$$

Les calculs suivants ne sont qu'approximatifs. Ils apportent quelques pistes de compréhension du phénomène.

Considérons tout d'abord le cas où l'intensité incidente sur le cristal est élevée.

Il y a alors autofocalisation du faisceau fondamental et il existe une position optimale du deuxième cristal. Les paramètres du laser correspondent aux conditions expérimentales du paragraphe 2.4.2 : $\omega_0 \approx 150 \mu m$, $\lambda = 800 nm$, $z_0 \approx 20 mm$, $E \approx 100 \mu J$, et la durée de l'impulsion est de l'ordre de 50 fs. La puissance de l'impulsion est donc : $P \approx 2 GW > P_{cr}$.

Dans ce cas, les formules (4.15)-(4.17) donnent : $f_{Kerr} \approx 9 mm$, $z \approx 7 mm$, $\omega_0' \approx 0.5 \omega_0$.

Un foyer se forme après le premier cristal. Il existe donc un plan image de ce cristal sur lequel est positionné le deuxième échantillon. La figure 4.14 schématise le processus.

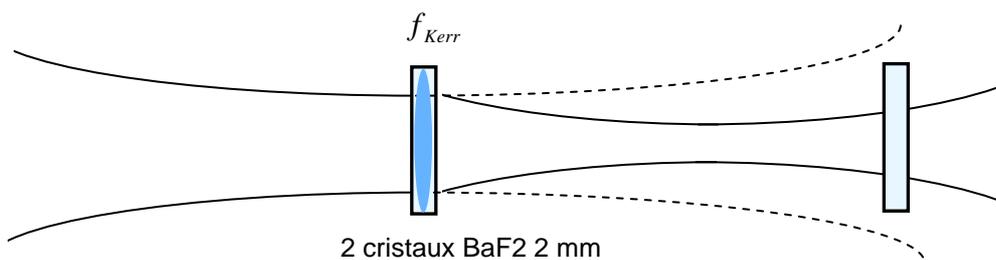


Figure 4.14 : Dispositif XPW incluant deux cristaux à haute intensité.

La lentille de Kerr dans le deuxième cristal n'est pas prise en compte. La ligne discontinue représente la propagation du faisceau fondamental en l'absence de lentille de Kerr.

Nous considérons qu'en première approximation le faisceau fondamental et le faisceau XPW se propagent de la même manière.

La distance optimale entre les deux cristaux doit être ajustée pour chaque niveau d'énergie. A haute intensité, cette distance peut valoir plusieurs centimètres, d'après nos observations expérimentales.

Remarquons que ces considérations confirment, comme nous l'avions constaté expérimentalement (paragraphe 2.3, p. 88-89), que l'utilisation de cristaux longs (4 mm, 6 mm par exemple) est à proscrire. L'autofocalisation du faisceau est à l'origine de surintensités dans le cristal qui génèrent de l'automodulation de phase et endommagent le matériau.

A basse intensité, la situation est différente. Considérons les conditions expérimentales du paragraphe 2.4.1. Les deux cristaux mesurent 1 mm.

Les données initiales sont les suivantes : $\omega_0 \approx 100 \mu\text{m}$, $\lambda = 620 \text{ nm}$, $z_0 \approx 12 \text{ mm}$, $E = 10 \mu\text{J}$, et la durée de l'impulsion est de l'ordre de 100 fs. La puissance de l'impulsion est donc : $P \approx 0.1 \text{ GW}$.

Nous obtenons : $f_{Kerr} \approx 20 \text{ mm}$, $z \approx 8 \text{ mm}$, $\omega_0' \approx 0.85 \omega_0$.

La focalisation par lentille de Kerr est faible. En effet la valeur de ω_0' , très proche de celle de ω_0 , montre que la propagation du faisceau n'est pas modifiée de manière significative. Il n'y a pas réellement de deuxième foyer après le premier cristal comme dans le cas haute intensité. Les interférences des signaux XPW sont alors générées en plaçant les deux cristaux très proches l'un de l'autre (fig. 4.15).

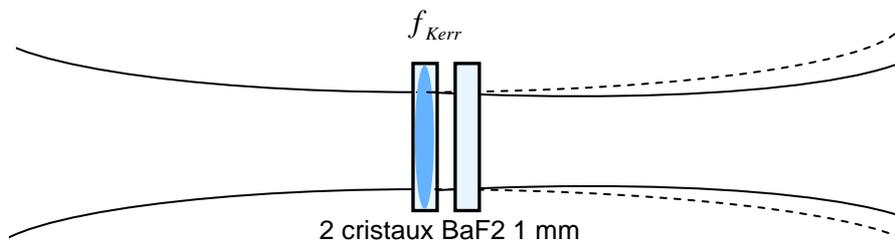


Figure 4.15 : Dispositif XPW incluant deux cristaux à basse intensité.

La lentille de Kerr dans le deuxième cristal n'est pas prise en compte. La ligne discontinue représente la propagation du faisceau fondamental en l'absence de lentille de Kerr.

Les cristaux ne sont pas rigoureusement imagés l'un sur l'autre mais ils sont placés dans la zone de Rayleigh, où le profil d'intensité et la phase spatiale restent constantes. Les interférences sont donc possibles. La distance optimale entre les deux cristaux est alors quasiment nulle.

Les bons résultats de ce dispositif à deux cristaux en terme de rendement global ont été établis expérimentalement dans le paragraphe 2.4.2.

Pour optimiser totalement le dispositif et l'étendre au cas de multiples cristaux, il faudrait également prendre en compte la phase non linéaire et la phase due à la focalisation du champ fondamental et du champ XPW, ainsi que les modifications éventuelles des profils spatiaux. Il est en effet envisageable que le faisceau fondamental soit modifié spatialement et génère dans le deuxième cristal un rendement meilleur que dans le premier.

Des investigations théoriques et expérimentales complémentaires sont actuellement en cours [4.14] et notamment dans [4.15].

A ce stade, il est nécessaire d'ajouter quelques considérations sur la stabilité d'un tel système, utilisant la lentille de Kerr pour lier les effets non linéaires qui interviennent dans chacun des deux cristaux. Bien que la lentille de Kerr fluctue avec l'énergie du laser, le dispositif ne présente pas d'instabilité excessive.

En effet, cette méthode a été validée sur plusieurs chaînes à différents niveaux d'énergie. Nous avons toujours noté expérimentalement une tolérance de plusieurs millimètres sur la position du deuxième cristal. Cela signifie que même si la focale de la lentille non linéaire change, le rendement global du dispositif varie peu. Cette souplesse pour le positionnement des cristaux est un point important. De plus, toujours expérimentalement, nous avons constaté que le système à deux cristaux présente une transmission plus stable que lorsqu'un cristal unique en simple passage est utilisé. En effet, les deux cristaux auto-compensent les fluctuations du laser. Si l'énergie du laser augmente, l'intensité sur le premier cristal est plus grande, le rendement XPW dans celui-ci est plus élevé. En conséquence, la lentille de Kerr est plus forte, la taille du faisceau sur le deuxième cristal augmente, l'intensité diminue et le rendement de celui-ci également. Au contraire, si l'énergie du laser baisse, le rendement est plus faible dans le premier cristal. La lentille de Kerr est également moins forte, la taille du faisceau sur le deuxième cristal diminue, et le rendement est ainsi plus élevé dans le deuxième cristal. Le rendement global est à peu près stable.

Le système fonctionne dans une situation d'équilibre.

Les mesures de corrélation grande dynamique présentées au chapitre 6, qui demandent plusieurs heures d'alignement et d'acquisition, témoignent de la bonne stabilité du dispositif, malgré l'ensemble des non-linéarités mises en jeu.

Nous avons établi la limite théorique de conversion XPW pour un faisceau gaussien à 23%. Un dispositif incluant deux cristaux dont les signaux XPW interfèrent permet de s'approcher de cette limite de manière fiable. Ces données permettent d'évaluer l'amélioration théorique du contraste par génération de polarisation croisée, dernier point à estimer avant l'application au filtrage temporel.

3. Estimation de l'amélioration du contraste

L'un des intérêts immédiats du phénomène non linéaire de génération de polarisation croisée pour le filtrage temporel d'impulsions est la dépendance temporelle cubique en première approximation de l'onde générée par rapport à l'onde incidente, ce qui permet d'envisager une importante réduction de l'intensité du fond d'ASE et des impulsions parasites. Il faut néanmoins tenir compte de l'efficacité de transmission du filtre et du taux d'extinction fini des polariseurs discriminant les deux ondes.

Considérons que l'impulsion incidente est la somme de deux impulsions. La première correspond à l'impulsion femtoseconde principale dont l'intensité est notée $I_{IN,fs}$. La seconde est le fond nanoseconde d'ASE d'intensité $I_{IN,ns}$. De la même manière, nous introduisons $I_{OUT,fs}$ et $I_{OUT,ns}$ pour décrire l'impulsion mesurée après l'analyseur, ainsi que $I_{XPW,fs}$ et $I_{XPW,ns}$ relatifs à l'intensité des champs générés dans le cristal. Les valeurs de contraste avant et après filtrage sont

notées : $C_{in} = \frac{I_{IN,fs}}{I_{IN,ns}}$ et $C_{out} = \frac{I_{OUT,fs}}{I_{OUT,ns}}$. τ est le coefficient de croisement des polariseurs.

Supposons que le processus XPW ait lieu sans déplétion de la pompe. On peut écrire :

$$I_{XPW,fs} = \gamma_2^2 L^2 I_{IN,fs}^3 \quad (4.18a)$$

$$I_{XPW,ns} = \gamma_2^2 L^2 I_{IN,ns}^3 \quad (4.18b)$$

On note η_{fs} et η_{ns} les valeurs d'efficacité de conversion XPW pour l'impulsion ultra-courte et pour le fond d'ASE, considérés comme des ondes planes :

$$\eta_{fs} = \frac{I_{XPW,fs}}{I_{IN,fs}} \quad (4.19(a))$$

$$\eta_{ns} = \frac{I_{XPW,ns}}{I_{IN,ns}} \quad (4.19(b))$$

Les équations (4.18(a,b)) et (4.19(a,b)) permettent d'obtenir :

$$\eta_{fs} = \eta_{ns} C_{in}^2 \quad (4.20)$$

Le signal femtoseconde mesuré après l'analyseur est la somme de l'impulsion femtoseconde XPW générée et de la fuite de l'impulsion incidente à travers les polariseurs croisés. Il en va de même pour le signal nanoseconde.

En conséquence :

$$I_{OUT,fs} = I_{XPW,fs} + \tau I_{IN,fs} = \eta_{fs} I_{IN,fs} + \tau I_{IN,fs} \quad (4.21(a))$$

$$I_{OUT,ns} = I_{XPW,ns} + \tau I_{IN,ns} = \eta_{ns} I_{IN,ns} + \tau I_{IN,ns} \quad (4.21(b))$$

Le contraste de l'impulsion filtrée s'écrit donc :

$$C_{out} = \frac{I_{OUT,fs}}{I_{OUT,ns}} = C_{in} \frac{\eta_{fs} + \tau}{\eta_{ns} + \tau} \quad (4.22)$$

D'après (4.20),

$$C_{out} = C_{in}^3 \frac{\eta_{fs} + \tau}{\eta_{fs} + \tau C_{in}^2} \quad (4.23)$$

Cette formule est valable quel que soit le délai temporel Δt autour de l'impulsion principale considéré pour $I_{IN,ns}(\Delta t)$. Ainsi nous pourrions tracer le profil temporel attendu après filtrage de n'importe quelle impulsion.

D'autre part, en pratique, nous avons accès à la valeur réelle de l'efficacité η_{eff} et non à celle qui serait obtenue avec des ondes planes. Nous savons qu'en première approximation $\eta_{eff} = K\eta_{fs}$ avec $K=8/45$ pour un faisceau gaussien spatialement et temporellement (paragraphes précédents).

Finalement, la formule (4.23) devient :

$$C_{out} = C_{in}^3 \frac{\frac{\eta_{eff}}{K} + \tau}{\frac{\eta_{eff}}{K} + \tau C_{in}^2} \quad (4.24)$$

Trois paramètres apparaissent comme essentiels pour l'amélioration du contraste : le taux d'extinction des polariseurs, l'efficacité de conversion et, bien sûr, le contraste initial.

Cette formule est illustrée figure 4.16. Le contraste de l'impulsion nettoyée est représenté en fonction de celui de l'impulsion initiale pour différentes valeurs de τ . η_{eff} est pris égal à 15%.

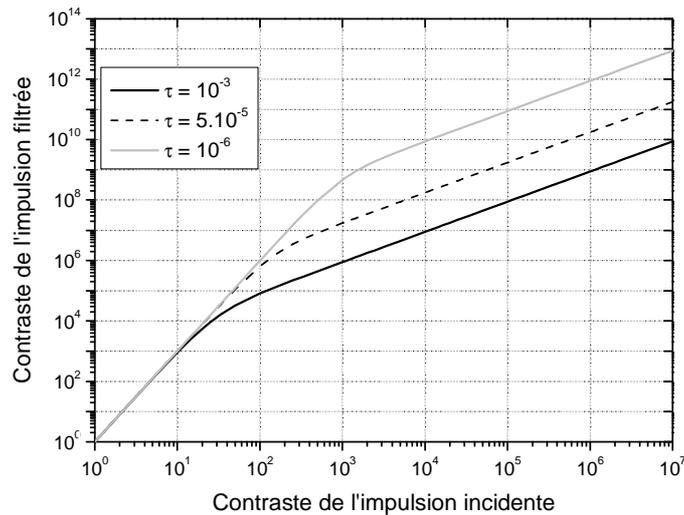


Figure 4.16 : Calcul du contraste de l'impulsion filtrée pour trois valeurs du taux d'extinction des polariseurs.

L'efficacité de conversion influence très peu l'évolution de ces courbes. Le contraste initial du laser est de l'ordre de $10^{-6}/10^{-7}$ dans une chaîne CPA classique. L'élément déterminant pour le contraste final de l'impulsion filtrée est donc le taux d'extinction des polariseurs. Pour les grandes valeurs du contraste initial, le contraste final est une fonction linéaire de cette valeur.

Des polariseurs classiques présentent un taux d'extinction généralement compris entre 4 et 5 ordres de grandeur (courbe $\tau = 5 \times 10^{-6}$). La courbe $\tau = 10^{-3}$ souligne les problèmes que l'on peut attendre d'un dispositif expérimental trop complexe qui dégrade le taux d'extinction jusqu'à 10^{-3} ou pire ; l'amélioration du contraste en serait pénalisée. Par contre, il est possible de générer des impulsions présentant un contraste de 10^{12} avec des polariseurs très performants (10^{-6} d'extinction).

4. Conclusion

Le processus de génération d'une onde polarisée orthogonalement à partir d'une polarisation linéaire dans des cristaux de BaF₂ présente d'excellentes performances pour l'application du phénomène au filtrage temporel d'impulsions courtes.

L'amélioration du contraste autorisée par un tel système est limitée principalement par les polariseurs utilisés et peut donc valoir 5 ou 6 ordres de grandeur.

Nous avons conçu un dispositif original breveté pour optimiser la génération de polarisation croisée basé sur l'imagerie successive de plusieurs cristaux. Les signaux XPW générés par ces cristaux interfèrent constructivement. Ce dispositif permet d'atteindre un rendement de conversion d'environ 20% tout en préservant la viabilité des cristaux et en assurant la stabilité du système.

Un rendement et des comportements équivalents ont été obtenus à 620 nm et 800 nm, pour des impulsions de durée 45 fs et 100 fs, d'énergie comprise entre 10 μ J et 200 μ J.

Toutes les conditions sont réunies pour l'implémentation du filtre sur une chaîne émettant des impulsions de 1 mJ. Les résultats expérimentaux obtenus en ce sens, ainsi que la caractérisation temporelle, spectrale et spatiale de l'impulsion filtrée, seront présentés au chapitre 6.

Mais avant cela, nous allons poursuivre les investigations concernant la propagation d'ondes intenses dans un milieu non linéaire (en l'occurrence un cristal cubique de BaF₂) dans le chapitre suivant. En effet il est intéressant de confronter le processus de XPW pour une polarisation incidente linéaire avec le cas d'une polarisation elliptique. Cette dernière solution représente peut être une alternative pour la conception d'un autre filtre non linéaire.

BIBLIOGRAPHIE :

[4.1] G. I. Petrov, O. Albert, N. Minkovski, J. Etchepare and S. M. Saltiel (2001) “*Cross polarized wave generation by effective cubic nonlinear optical interaction*”, Optics Letters 26, 355-357.

[4.2] N. Minkovski, S. M. Saltiel, G. I. Petrov, O. Albert and J. Etchepare (2002) “*Polarization rotation induced by cascaded third-order processes*”, Optics Letters 27, 2025-2027.

[4.3] N. Minkovski, G. I. Petrov, S. M. Saltiel, O. Albert and J. Etchepare (2004) “*Non linear polarization rotation and orthogonal polarisation generation experienced in a single beam configuration*”, Journal of Optical Society of America B 21, 1659-1664.

[4.4] M. Sheik-Bahae, A. A. Saïd, T. H. Wei, D. J. Hagan and E. W. Van Stryland (1990) “*Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam*”, IEEE Journal of Quantum Electronics 26, 760.

[4.5] R. DeSalvo, M. Sheik-Bahae, A. A. Said, D. J. Hagan and E. W. Van Stryland (1993) “*Z-scan measurements of the anisotropy of nonlinear refraction and absorption in crystals*”, Optics Letters 18, 194-196.

[4.6] M. Sheik-Bahae, D. C. Hutchings, D. J. Hagan, E. W. Van Stryland (1991) “*Dispersion of bound electronic nonlinear refraction in solids*”, IEEE Journal of Quantum Electronics 27, 1296-1309.

[4.7] R. Adair, L. L. Chase and S. A. Payne (1989) “*Nonlinear refractive index of optical crystals*”, Physical Review B 39, 3337-3350.

[4.8] R. DeSalvo, A. A. Said, D. J. Hagan, E. W. Van Stryland and M. Sheik-Bahae (1996) “*Infrared to ultraviolet measurements of two photons absorption and n_2 in wide bandgap solids*”, IEEE Journal of Quantum Electronics 32, 1324 (1996).

[4.9] M. M. Murnane and R. W. Falcone (1988) “*High-power femtoseconde dye-laser system*”, Journal of Optical Society of America B 5, 1573-1575.

[4.10] O. Albert, J. Etchepare, A. Jullien, G. Chériaux, S. Saltiel and N. Minkovski, “*Filtre non linéaire d'impulsions femtosecondes à contraste élevé*”, brevet LOA – Thales Laser déposé le 30 Novembre 2004. Numéro national d'enregistrement : 04 12694

- [4.11] A. Jullien, O. Albert, G. Chériaux, J. Etchepare, N. Minkovski, S. Kourtev and S. M. Saltiel, “*Highly efficient temporal cleaner for femtosecond pulses based on cross-polarized wave generation in a dual crystal scheme*”, soumis à Applied Physics B Lasers and Optics (2005).
- [4.12] S. A. Akhmanov, V. A. Vysloukh, A. S. Chirkin (1992) “*Optics of femtoseconde laser pulses*”, American Institute of Physics, p. 103.
- [4.13] B. E. A. Saleh, M. C. Teich “*Fundamental of photonics*”, John Wiley & sons, INC, p. 95.
- [4.14] S. Kourtev, N. Minkovski, S. M. Saltiel, A. Jullien, O. Albert, G. Chériaux and J. Etchepare (2005) “*Two Crystals Scheme for efficient cross-polarized wave generation in cubic crystals*”, Proceedings of Laser technology and Lasers IV International Symposium, Plovdiv, Bulgaria.
- [4.15] A. Jullien, O. Albert, G. Chériaux, J. Etchepare, N. Minkovski, S. Kourtev and S. M. Saltiel (2006) “*A two crystal arrangement to fight efficiency saturation in cross-polarized wave generation*”, Optics Express 14, 2760-2769.

