



HAL
open science

Le façonnage d'impulsions ultracourtes par amplification paramétrique optique à dérive de fréquence.

Ambre E. L. Nelet

► **To cite this version:**

Ambre E. L. Nelet. Le façonnage d'impulsions ultracourtes par amplification paramétrique optique à dérive de fréquence.. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, 2007. Français. NNT: . tel-00411487

HAL Id: tel-00411487

<https://theses.hal.science/tel-00411487>

Submitted on 27 Aug 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N° d'ordre : 3418

THÈSE

Présentée à

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX I

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

Par Ambre NELET

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : LASERS ET MATIÈRE DENSE

Le façonnage d'impulsions ultracourtes

par amplification paramétrique optique à dérive de fréquence.

Soutenue le : 11 septembre 2007

Après avis de :

M. François HACHE, Directeur de Recherche

M. Olivier UTEZA, Maître de Conférences

Devant la commission d'examen formée de :

M. Eric FREYSZ, Directeur de Recherche

M. François HACHE, Directeur de Recherche

M. Gabriel MENNERAT, Ingénieur CEA

M. Claude ROUYER, Ingénieur CEA

M. Christian STENZ, Professeur

M. Olivier UTEZA, Maître de Conférences

Directeur de thèse

Rapporteur

Co-directeur de thèse

Examineur

Président

Rapporteur



Table des matières

INTRODUCTION GENERALE	7
CHAPITRE I.....	11
I. INTRODUCTION.....	13
A. DES SYSTEMES LASERS MODE-LOCKES A L'OPCPA	13
1. <i>La génération d'impulsions ultra-courtes</i>	13
1.1 Historique	13
1.2 Etat de l'art	15
1.3 Quelques applications.....	15
2. <i>La physique des champs intenses</i>	17
3. <i>Les amplificateurs ultra-rapides</i>	18
3.1 Les milieux amplificateurs solides.....	19
3.2 L'amplification à dérive de fréquence	21
3.3 Les pré-amplificateurs régénératifs à dérive de fréquence.....	23
3.4 L'amplification paramétrique optique.....	27
3.5 L'amplification paramétrique optique d'impulsions à dérive de fréquence	28
B. LES LASERS PETAWATT	33
1. <i>Les installations de type CPA</i>	34
2. <i>Les installations de type OPCPA</i>	35
2.1 Architecture générale.....	35
2.2 Quelques installations.....	37
2.3 Le projet PETAL	38
C. PROPOSITIONS DE NOUVELLES FONCTIONNALITES AU PRE-AMPLIFICATEUR OPCPA	43
1.1 Produire un train d'impulsions haute cadence et haute énergie.....	44
1.2 Combattre le rétrécissement spectral par le gain.....	45
1.3 Amplifier simultanément et de façon homogène toutes les composantes spectrales du signal.....	47
CHAPITRE II	49
II. ELEMENTS DE THEORIE.....	51
A. LA PROPAGATION NON-LINEAIRE.....	51
1. <i>La polarisation non-linéaire</i>	51
2. <i>Les équations d'ondes couplées</i>	53
3. <i>L'amplification paramétrique</i>	54
B. L'AMPLIFICATION PARAMETRIQUE OPTIQUE.....	56
1. <i>Principe de l'OPA</i>	56
2. <i>Gain et phase d'un amplificateur paramétrique optique</i>	56
3. <i>Maximisation du gain OPA</i>	57
3.1 L'accord de phase	57
3.2 Le coefficient non-linéaire effectif d_{eff}	63
3.3 L'intensité de pompe I_p	67
3.4 Le quasi-accord de phase.....	68
3.5 La longueur du cristal L	71
4. <i>Limites optiques des cristaux non-linéaires</i>	77
4.1 Les effets photoréfractifs	77
4.2 Les dommages photochromatiques ou gray-tracking.....	78
5. <i>Acceptance spectrale d'un amplificateur paramétrique</i>	78
5.1 Définition de l'acceptance spectrale	79
5.2 Application : expression de l'acceptance spectrale dans un cristal uniaxe, en interaction de type I ooe pour une géométrie non-colinéaire.....	79
5.3 Application numérique : acceptance spectrale dans un cristal de BBO, pour une amplification paramétrique non dégénérée de type I ooe en fonction de l'angle d'interaction non-colinéaire	83
6. <i>Tolérances des cristaux à polarisation périodique</i>	84
6.1 Accord de phase et tolérance.....	84
6.2 Tolérance thermique ΔT	85
6.3 Tolérance spectrale $\Delta\omega$	85
6.4 Tolérance angulaire $\Delta\theta$	86

CHAPITRE III	89
III. LE FAÇONNAGE D'IMPULSIONS PAR AMPLIFICATION PARAMETRIQUE OPTIQUE A DERIVE DE FREQUENCE	91
A. AMPLIFICATION ET DUPLICATION D'IMPULSIONS PAR OPCPA	92
1. <i>Introduction</i>	92
2. <i>Mise au point de l'OPCPA régénératif</i>	93
2.1 Schéma de principe	93
2.2 Montage expérimental	94
2.3 Les moyens de mesures	100
2.4 La procédure de réglage.....	102
3. <i>Les résultats expérimentaux</i>	104
3.1 Le gain en énergie	104
3.2 Le taux de répétition	106
3.3 Le spectre du signal	107
3.4 La durée des impulsions recomprimées	108
3.5 L'acceptance spectrale non-colinéaire	109
4. <i>Application à la fusion par confinement inertiel</i>	111
5. <i>Une autre application : les télécommunications</i>	114
B. MISE EN FORME SPATIO-SPECTRALE DU SIGNAL PAR MISE EN FORME TEMPORELLE DU FAISCEAU POMPE ET OPCPA.....	115
1. <i>Contexte</i>	115
2. <i>La mise en forme spectrale</i>	116
2.1 Principe	116
2.2 Techniques usuelles de mise en forme	116
3. <i>La mise en forme spectrale appliquée aux amplificateurs Ti:saphir régénératifs</i>	118
4. <i>La mise en forme spectrale appliquée aux OPCPA</i>	120
5. <i>Mise en forme spatio-spectrale dans un pré-amplificateur OPCPA</i>	122
5.1 Description du système expérimental : le prototype du pré-amplificateur de PETAL	122
5.2 La mise en forme spatio-spectrale du signal	127
6. <i>Phase spectrale OPA du signal mis en forme</i>	130
6.1 Phase OPA	130
6.2 Conversion temps/fréquence.....	130
6.3 Paramètres de simulation	131
6.4 Mise en forme des faisceaux et processus OPA	132
6.5 Signal pré-amplifié et pré-sculpté injecté dans une chaîne de puissance conventionnelle	134
6.6 Dispositifs optiques pour la mesure de la phase spectrale.....	136
C. OPCPA ET CODAGE SPECTRAL DE L'IMPULSION.....	141
1. <i>Introduction</i>	141
2. <i>Mise au point de la pré-amplification d'impulsions à dérive de fréquence par un PPLN de type éventail</i>	145
2.1 Schéma de principe	145
2.2 Montage expérimental	146
3. <i>Les premiers résultats expérimentaux</i>	162
3.1 Amplification paramétrique	162
3.2 Améliorations possibles du système	173
3.3 Evolution possible du système	174
CONCLUSION GENERALE	177
ANNEXES	181
LISTE DES INSTALLATIONS ULTRA INTENSES ET ULTRA COURTES DANS LE MONDE	181
ACCEPTANCE SPECTRALE D'UN CRISTAL UNIAXE EN INTERACTION NON-COLINEAIRE DE TYPE I OOE	184
LE CRISTAL DE B-BORATE DE BARYUM	189
LE CRISTAL DE NIOBATE DE LITHIUM CONGRUENT	190
BIBLIOGRAPHIE	193



Introduction générale

A l'heure actuelle, deux voies permettent d'extraire de l'énergie d'un noyau atomique : la fission et la fusion. La fission est la " cassure " d'un noyau très lourd par un neutron en plusieurs fragments de fission. Ce processus est celui mis en œuvre dans les centrales nucléaires. La fusion consiste, quant à elle, à agglomérer (fusionner) deux noyaux légers. Il résulte de cette dernière un extraordinaire dégagement d'énergie. L'homme peut maîtriser ce processus à l'échelle d'un laboratoire mais il doit pour cela porter la matière à des températures très élevées, qui se chiffrent en millions de degrés. Le développement des lasers de puissance permet aujourd'hui d'accéder à ces conditions thermodynamiques extrêmes en température et en densité.

La réalisation et l'exploitation du Laser MégaJoule (LMJ) est ainsi confiée à la Direction des Applications Militaires (DAM) du Commissariat à l'Energie Atomique (CEA). Dans le cadre du programme Simulations, le LMJ est destiné à assurer, en l'absence d'essais nucléaires, la permanence de la force de dissuasion. Le LMJ est actuellement en construction sur le site du CEA-CESTA (Centre d'Etudes Scientifiques et Techniques d'Aquitaine) sur la commune du BARP (33).

Outre les besoins propres de la DAM, le LMJ et son prototype la Ligne d'Intégration Laser (LIL) seront ouverts à la communauté scientifique pour mener des expériences sur les lasers de haute énergie et accroître leur compréhension des plasmas denses et chauds créés par lasers. En effet, dans la nature, la réaction de fusion est celle que l'on rencontre au cœur des étoiles comme notre Soleil. Les dispositifs et les simulations mis en œuvre pour maîtriser et modéliser le confinement inertiel des plasmas sont, par leur principe même, des moyens puissants d'exploration de la physique de la matière placée dans des conditions extrêmes. Les grandes thématiques de recherches, stimulées par le projet LMJ, s'articulent aujourd'hui autour de la physique par confinement inertiel, des diagnostics des plasmas de fusion, de l'optique et des lasers.

En appui aux programmes LIL et LMJ, d'autres installations viennent compléter les moyens d'études du CEA/CESTA. Depuis 2002, ce dernier dispose d'un laser de puissance nommée Alisé (Activité Laser ImpulSionnel pour les Études) servant à des études sur la physique des lasers, l'interaction laser-matière ainsi qu'à la formation des professionnels aux lasers de puissance. Par ailleurs, la DAM avec le soutien de la Région Aquitaine et en

collaboration avec l'Institut Laser Plasma (ILP) élabore une chaîne laser multi-petawatt ($1 \text{ PW} = 10^{15} \text{ watt}$) dénommée PETAL. Les objectifs de PETAL sont de tester les technologies qui seront utilisées sur le futur projet HiPER (High Power Experiments Research Facility). Ce projet Européen déterminera la potentialité de la fusion par confinement inertiel (FCI) comme source d'énergie. Aujourd'hui, deux types de confinement sont retenus par les scientifiques. Le confinement magnétique du plasma est le schéma choisi pour le projet ITER (International Thermonuclear Experiment Reactor). Celui-ci est actuellement en construction proche du site du CEA de Cadarache. Le confinement inertiel sera, quant à lui, au cœur des installations LMJ, du NIF (National Ignition Facility, USA) et HiPER. Dans les deux premiers projets, la cible est confinée par quelques 200 faisceaux lasers apportant ensemble une énergie supérieure au mégajoule ($1 \text{ MJ} = 10^6 \text{ joules}$). Le projet HiPER propose de séparer le processus de fusion en deux étapes : la compression du fuel (deutérium+tritium) et l'allumage du mélange. Ce fonctionnement est alors analogue à celui d'un moteur à essence : compression de l'essence par les pistons et allumage par les bougies. Dans le cas de la FCI, une chaîne laser de puissance assure la compression et une chaîne petawatt l'allumage du mélange. Cette dernière phase est communément appelée "allumage rapide". Elle devrait permettre de réduire les besoins en énergie de la phase de compression et d'accroître la cadence de répétition du processus de fusion. Le projet PETAL a notamment pour vocation de valider les processus physiques mis en jeu dans cette technique "d'allumage rapide".

Pour atteindre un niveau de puissance multi-petawatt, le faisceau de PETAL sera injecté dans une section amplificatrice de type LIL. Cette dernière est une chaîne de puissance conventionnelle dont le milieu à gain est du verre dopé aux ions néodyme. L'inconvénient majeur des chaînes type LIL est associé au "rétrécissement spectral par le gain" inhérent au milieu amplificateur. Cet effet a pour conséquence de réduire la largeur spectrale des impulsions durant l'amplification et donc d'allonger leur durée après compression. Or, la puissance transportée par une impulsion est le rapport entre son énergie et sa durée. Ce phénomène nous contraint à disposer à l'entrée de PETAL d'impulsions à spectre large (16 nm) et énergétiques ($>100 \text{ mJ}$). Si les sources commerciales actuellement disponibles peuvent délivrer des impulsions dont le spectre est large, les niveaux énergétiques requis nécessitent de pré-amplifier les impulsions. L'architecture retenue sur PETAL pour pré-amplifier les impulsions repose sur la technique d'amplification paramétrique optique à dérive de fréquence (OPCPA). La démonstration de principe de l'OPCPA [Dubietis:92] et son intégration dans des installations laser à grande échelle notamment au Rutherford Appleton

Laboratory [Ross:97] ont déjà démontré ses multiples avantages au regard des techniques dites classiques. Ces dernières reposent généralement sur l'amplification régénérative ou multi-passage dans des milieux à gain tels le verre dopé aux ions néodyme ou bien le cristal de saphir dopé aux ions titane.

Les travaux de recherche menés durant ma thèse ont porté sur le développement de nouvelles architectures pour la pré-amplification d'impulsions par OPCPA. Comme nous l'expliquerons au cours de ce manuscrit, les objectifs classiques d'un pré-amplificateur OPCPA sur une chaîne dédiée à la FCI sont en particulier d'atteindre un niveau d'énergie élevé tout en conservant un large spectre et d'adapter spatialement le faisceau aux optiques de la chaîne. Nous avons, quant à nous, considéré l'OPCPA avant tout comme un moyen de contrôle et de mise en forme des impulsions. Nous avons ainsi mis au point trois schémas qui de par leurs nouvelles fonctionnalités, aspirent à répondre à des problématiques particulières posées notamment par les chaînes dédiées à la FCI.

La première démonstration de principe propose de produire un train d'impulsions de haute énergie et ultra-rapide par la combinaison d'une cavité régénérative et d'un OPCPA. L'ajout d'un tel train d'impulsions a été suggéré afin d'accroître le rendement de conversion de fréquence des impulsions dédiées au confinement inertiel du plasma [Rothenberg:00]. La cavité régénérative OPCPA se présente comme une solution technique à la production de ce train d'impulsions.

Par ailleurs, comme nous l'avons souligné, le spectre des impulsions pré-amplifiées par un étage OPCPA (PETAL) et injectées dans une chaîne conventionnelle (type LIL) est réduit par cette dernière. Afin de pré-compenser le rétrécissement spectral par le gain, nous proposons de façonner les impulsions au niveau de l'étage OPCPA, à la fois dans les domaines spatial et spectral.

Enfin, nous avons souhaité répondre à un des inconvénients de l'amplification paramétrique optique (OPA), à savoir d'amplifier préférentiellement la composante centrale du spectre. Nous avons donc conçu un OPCPA basé sur l'adressage spatial et l'amplification uniforme des composantes spectrales.

Afin d'étayer ces travaux, le **Chapitre I** de ce manuscrit donnera un bref historique de la physique du laser, depuis les sources à blocage de modes, en passant par les amplificateurs ultra-rapides et jusqu'à leur avènement grâce à la technique dite "d'amplification à dérive de fréquence". Nous aborderons alors le développement des

amplificateurs régénératifs et de type OPCPA pour passer en revue l'état de l'art des chaînes de type petawatt. Nous nous attacherons à décrire le principe de fonctionnement de PETAL. Cette revue succincte nous permettra de définir plus en détail le principe et l'objectif des architectures OPCPA développées durant cette thèse.

Le **Chapitre II** reprend d'une part quelques éléments de théorie qui m'ont été indispensables à l'étude de l'amplification paramétrique optique. D'autre part, le lecteur averti trouvera un modèle que nous avons développé afin de déterminer l'acceptance spectrale d'un cristal non-linéaire en fonction de l'angle formé par les deux faisceaux en interaction. Enfin, les tolérances spectrale, thermique et angulaire relatives à une amplification paramétrique entre des faisceaux se propageant selon les axes neutres d'un cristal sont explicitées. Ces dernières permettent ici d'évaluer les performances d'un cristal à polarisation périodique pour l'OPA.

Le **Chapitre III** est dédié à l'illustration du façonnage d'impulsions par OPCPA. La première partie est consacrée à l'amplification et à la duplication d'impulsions. La seconde partie concerne la mise en forme spatio-spectrale des impulsions. Cette dernière est complétée par une modélisation et une simulation numérique de la phase additionnelle ajoutée aux impulsions amplifiées durant le processus paramétrique. Pour finir, la troisième partie présente les premiers résultats relatifs au codage spatial des composantes spectrales et à leur amplification paramétrique optique dans un cristal à polarisation périodique de type éventail.

Chapitre I

Introduction



I. Introduction

A. Des systèmes lasers mode-lockés à l'OPCPA

1. La génération d'impulsions ultra-courtes

1.1 Historique

En 1965, soit cinq ans après la démonstration de l'effet laser par Maiman [Maiman:60], Mocker et Collins parviennent à produire les premières impulsions "ultra-courtes" à partir d'un laser à rubis ($\text{Cr:Al}_2\text{O}_3$) [Mocker:65]. L'année suivante De Maria et son équipe génèrent à leur tour des impulsions sub-nanosecondes à partir d'un laser à verre dopé aux ions Néodyme (Nd:verre) [DeMaria:66]. Ces deux équipes mesurent, en fait, des impulsions bloquées en phase mais modulées par une enveloppe de durée plus longue et dont le taux de répétition est plus lent. On parle ici d'un fonctionnement Q-switché et à blocage de modes passif. En effet, pour engendrer une impulsion ultra-courte, les différents modes qui peuvent osciller dans la cavité laser doivent être bloqués en phase, afin qu'ils s'ajoutent de façon constructive à un endroit de l'espace et destructive à tous les autres. Ce blocage de modes est réalisé techniquement dans un laser à colorant en 1968 [Schmidt:68]. Ippen *et al.* parviennent ensuite à appliquer ce procédé sur un laser fonctionnant en mode continu [Ippen:72]. Les premiers lasers femtosecondes à colorant apparaissent alors au milieu des années 70 [Shank:74, Ruddock:76]. Ensuite, Fork *et al.* proposent une technique de blocage de modes passif par impulsions contre-propageantes (CPM pour "Colliding Pulse Modelocking"). La durée des impulsions est alors réduite d'un ordre de grandeur [Fork:81].

A la génération d'impulsions sub-picosecondes est immédiatement associé un facteur limitant : la dispersion de la vitesse de groupe. La vitesse de groupe est la vitesse à laquelle l'enveloppe de l'onde se propage dans le milieu. Dans le domaine temporel, l'amplitude du champ électrique se déforme au cours de la propagation dans un milieu dispersif. Fork *et al.* montrent notamment qu'il est possible de compenser cet effet de dispersion en insérant une séquence de prismes dans la cavité [Fork:84]. Le laser CPM associé à cette technique permet ainsi de générer des impulsions de 27 fs [Valdmanis:86a].

Les lasers à colorants présentent néanmoins plusieurs inconvénients dont le majeur est lié à une maintenance régulière. En effet, les colorants utilisés avec ces sources se dégradent rapidement. Pour pallier ces défauts, des recherches sont menées sur des matériaux solides possédant les propriétés des amplificateurs à large bande passante. Rapidement, la matrice de saphir dopé aux ions titane ($\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ ou Ti:saphir) rencontre un vif succès [Moulton:86]. Ce milieu s'avère être un excellent candidat pour générer des impulsions

femtosecondes. Il possède à la fois une large bande d'émission entre 700 nm et 1100 nm et une densité d'énergie de saturation très élevée. Ainsi, au début des années 90, les lasers Ti:saphir dont le blocage de modes est réalisé par effet Kerr optique (KLM pour "Kerr Lens Modelocking") [Spence:91] révolutionnent la conception des systèmes lasers compacts ultra-rapides. L'effet Kerr est présent dans les matériaux dont l'indice de réfraction dépend non-linéairement de l'intensité. Dans le cas d'une cavité Ti:saphir, il induit notamment une autofocalisation du faisceau. Une fente dont l'ouverture est inférieure au mode propre de la cavité en régime continu, placée judicieusement, favorise alors l'apparition d'un faisceau plus intense ayant subi l'autofocalisation. Une cavité aussi simple que celle présentée sur la Figure I-1, constituée d'un cristal, d'une paire de prismes, de quatre miroirs et d'une fente de sélection spatiale du faisceau intracavité, permet de générer des impulsions d'une quinzaine de femtosecondes ayant des puissances crêtes de l'ordre de 0,5 GW.

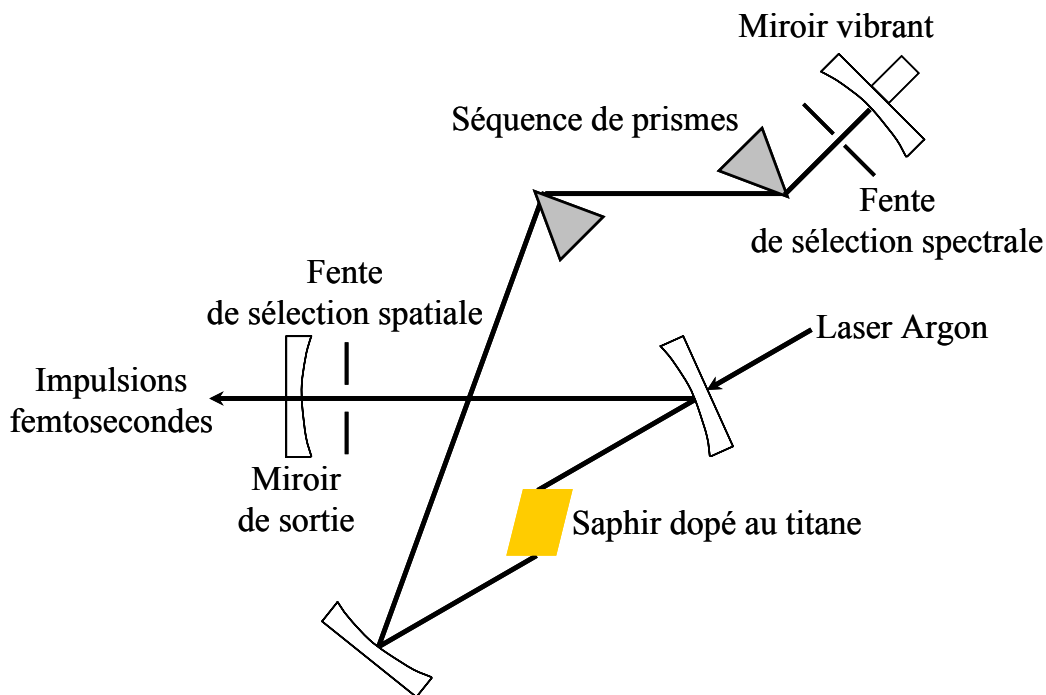


Figure I-1 : Schéma de l'oscillateur titane:saphir.

D'autres techniques permettent de mettre en phase les différents modes. On peut, par exemple, utiliser un absorbant saturable. Ce matériau a la propriété de moins absorber la lumière à mesure que l'intensité de celle-ci croît. La réflectivité d'un miroir de cavité de type SESAM (pour "Semiconductor Saturable Absorber Mirrors") est ainsi d'autant plus grande que l'intensité de la lumière incidente est élevée. D'autre part, les matériaux semi-conducteurs présentent l'avantage d'absorber le rayonnement sur une plage de longueurs d'onde variant du visible à l'infrarouge moyen. Enfin, il est possible de contrôler leur fluence de saturation et

leur temps de réponse après absorption. Ainsi, l'introduction d'un SESAM dans une cavité améliore de nombreux lasers solides compacts ultra-rapides [Keller:92].

Enfin, une avancée non négligeable des systèmes lasers ultra-courts est associée à l'amélioration des caractéristiques des lasers de pompe. Des diodes lasers assurent aujourd'hui le pompage des milieux amplificateurs. La fiabilité comme les performances de ces lasers sont ainsi renforcées.

1.2 Etat de l'art

Les lasers à impulsions courtes ont largement progressé depuis les années 90. Aujourd'hui, divers matériaux lasers, tels le saphir, le forsterite ou le YAG, dopés avec des ions de transitions métalliques, fournissent des largeurs de bande de l'ordre de 100 THz dans le proche infrarouge. Les durées d'impulsions varient de la picoseconde à quelques femtosecondes en fonction du matériau laser et de l'absorbant saturable employés.

En ce qui concerne les sources femtosecondes, des systèmes commerciaux vendus "clef en main", présentant des performances remarquables, sont disponibles. On peut citer en exemple l'oscillateur Ti:saphir Micra-5 du fabricant Coherent, dont la durée des impulsions est de 10 fs autour de 800 nm, pour une puissance moyenne de 300 mW et un taux de répétition de 80 MHz. De systèmes de laboratoire compliqués à régler, capricieux et volumineux, ces sources ultra-courtes sont devenues aujourd'hui des instruments compacts et fiables. Elles ont, en outre, la particularité d'offrir des résolutions temporelles extrêmement fines et des taux de répétition élevés (supérieur à 100 GHz). Pour ces raisons, elles ont ouvert de nombreux champs d'applications, en dehors de la physique, que nous présentons rapidement dans le paragraphe suivant.

1.3 Quelques applications

On peut distinguer trois domaines majeurs d'applications des sources lasers à impulsions ultra-brèves : l'industrie, la biologie et les sciences de l'ingénieur.

En ce qui concerne l'industrie, les sources lasers à impulsions ultra-courtes (de quelques dizaines à une centaine de femtosecondes) constituent des outils très performants pour l'usinage de grande précision et le micro-perçage d'un grand nombre de matériaux. En effet, ces sources permettent d'ablater la matière de façon non-thermique. On peut ainsi fabriquer des microstructures dans des cibles solides ou bien percer certains matériaux avec d'autant plus de précision que la durée d'impulsion est courte. Par ailleurs, les sources ultra-courtes dotées de taux de répétition très élevés (multi-gigahertz) sont employées en opto-

electronique (commutateur, source d'horloge...) ou bien dans les télécommunications (transport par fibre optique).

Ces sources ultra-courtes ont aussi de nombreuses applications en biologie et en médecine. Elles sont notamment utilisées en chirurgie afin de rectifier la courbure de la cornée [Juhasz:99] ou bien de détruire certains types de tumeurs du cerveau [Loesel:98]. Elles sont par ailleurs employées pour étudier la propagation en milieux diffus comme en mammographie optique ou en dosimétrie pour la thérapie photodynamique. Elles permettent aussi une imagerie en trois dimensions, résolue en temps et très précise des processus dynamiques des cellules in-vivo. Par exemple, on peut isoler et suivre des cellules, marquées par un agent fluorescent, dotées de propriétés physiques, biochimiques ou immunologiques particulières.

Enfin, leur utilité en sciences appliquées est très vaste. Comme un stroboscope décompose le mouvement d'un danseur, une source ultra-courte permet de suivre le mouvement de petits objets tels les molécules ou les électrons. En outre, ces sources offrent des résolutions spatiales, longitudinale et latérale, de l'ordre de quelques micromètres. L'ensemble de ces propriétés a ainsi permis de mesurer, par exemple, des processus de relaxation des porteurs de charges dans un semi-conducteur [Shah:96], des dynamiques de dissociation des molécules et de réactions chimiques [Zewail:96, Zewail:00] ainsi que de réaliser un échantillonnage électro-optique de composants électroniques ultra-rapides [Valdmanis:86b, Weingarten:88]. Les sources ultra-courtes sont donc devenues des instruments indispensables aux physiciens et chimistes pour sonder la matière aux échelles moléculaire, atomique et électronique. Enfin, leurs propriétés sont aussi largement exploitées en optique non-linéaire pour générer différentes longueurs d'onde par conversion de fréquence et ainsi élargir la gamme spectrale couverte par les sources femtosecondes.

Les sources lasers ultra-rapides ont été largement déployées dans de nombreuses disciplines scientifiques de la recherche fondamentale et appliquée. Afin d'explorer un nouvel horizon de la physique, à savoir la physique des champs intenses, les scientifiques ont cherché à accroître la densité de puissance de leurs sources. En effet, les énergies typiques délivrées par les lasers à blocage de modes classiques sont seulement de l'ordre du nanojoule.

2. La physique des champs intenses

Lorsque la puissance surfacique du laser excède 10^{15} W/cm², elle correspond à un champ électrique mille fois supérieur à celui qui retient les électrons autour du noyau de l'atome. Les électrons sont alors accélérés à une vitesse relativiste. Ainsi à l'échelle femtoseconde, de fortes pressions lumineuses sont produites sans aucun mouvement hydrodynamique. Des processus physiques, semblables à ceux qui ont lieu dans les étoiles massives, apparaissent. On peut alors induire des accélérations de l'ordre de 10^{26} cm/s² accompagnées de champs magnétiques extrêmes de l'ordre de plusieurs gigagauss. Dans ce régime, l'interaction laser matière est dominée par le mouvement relativiste des électrons. En outre, avec des impulsions courtes, il est possible de produire un plasma de très haute densité [Kieffer:93]. Cette forte densité alliée à une haute température permet d'accélérer des électrons, de générer des harmoniques d'ordres élevés, de mener des expériences de fusion par confinement inertiel et d'étudier les réactions nucléaires identiques à celles générées dans les objets astrophysiques.

Pour une revue plus détaillée de la physique réalisée avec des sources lasers dans la gamme 10^{14} à 10^{18} W/cm², le lecteur pourra se reporter aux articles de Joshi *et al.* [Joshi:95] et de Perry *et al.* [Perry:94]. La physique abordée par les sources dont la puissance est supérieure à 10^{18} W/cm² est notamment traitée par Ledingham *et al.* [Ledingham:00] et Mourou *et al.* [Mourou:98]. On pourra se référer plus particulièrement aux articles traitant du principe de fusion par confinement inertiel de Young *et al.* [Young:95] et de Tabak *et al.* [Tabak:05].

Les sources lasers extrêmement puissantes ont ouvert un nouveau champ de recherche : l'étude de l'interaction laser matière à haute densité. Ce domaine a pu voir le jour grâce aux recherches menées pour développer des sources lasers ultra-courtes et amplifiées. Nous allons donc à présent aborder les techniques qui ont permis d'atteindre de telles puissances surfaciques.

3. Les amplificateurs ultra-rapides

Dans les années 60, la puissance délivrée par les lasers augmente rapidement du kilowatt au gigawatt. L'énergie stockée par le milieu amplificateur peut être injectée dans des impulsions de plus en plus courtes : microseconde (10 μ s-1 kW) pour le mode relaxé [Maiman:60], nanoseconde pour les systèmes Q-switchés (10 ns-100 MW) [Moker:65], picosecondes pour les lasers à blocage de modes (10 ps-100 GW) [DeMaria:66]. Au-delà du GW/cm², les impulsions ne peuvent être d'avantage amplifiées sans dommage en raison des effets non-linéaires qu'elles induisent dans les optiques (cellules de Pockels, milieux amplificateurs, verres...). Parmi ces effets, on peut citer par exemple la dépendance en intensité de l'indice de réfraction du matériau appelée effet Kerr. Cet effet non-linéaire peut conduire à une détérioration du front d'onde [Shen:84], ou pire à de l'autofocalisation [Bliss:74], menant à une filamentation du faisceau ainsi qu'à des dommages irréversibles du matériau. Les amplificateurs lasers doivent donc typiquement être irradiés avec une puissance surfacique inférieure au GW/cm². Par ailleurs, pour extraire efficacement de l'énergie, la fluence de l'impulsion d'entrée exprimée en J/cm² doit être la plus grande possible et de l'ordre de la fluence de saturation du milieu amplificateur. Cette dernière est donnée par :

$$F_{sat} = \frac{\hbar\omega}{\sigma_a} \quad (1)$$

où \hbar est la constante de Planck, ω est la pulsation laser et σ_a est la section efficace d'émission stimulée.

Au début des années 80, l'amplification d'impulsions ultra-courtes est alors réservée aux lasers à colorant [Migus:82, Fork:82, Murnane:88] et excimer [Tittel:80, Szatmári:87, Watanabe:90]. L'énergie de sortie de ces systèmes est limitée à quelques dizaines de millijoule en raison de leur faible fluence de saturation. Si les amplificateurs à colorant sont bien adaptés à l'amplification d'impulsions en simple passage, l'énergie disponible en sortie de laser est néanmoins limitée par le phénomène d'émission par amplification stimulée (ASE). Celui-ci intervient dans des milieux à fort gain et produit un fond d'émission laser nanoseconde. Il est alors nécessaire de maintenir une fluence du faisceau pompe faible dans les étages d'amplification. L'extraction d'énergie implique donc une augmentation des surfaces d'interaction. Or, le niveau de maîtrise des jets et des cellules de colorant ne permet pas alors d'augmenter ces surfaces.

Pour aller au-delà, il fallait donc trouver un matériau qui possède une fluence de saturation telle qu'il soit possible d'y stocker de l'énergie dans un volume restreint et surtout un moyen d'amplifier l'onde sans détériorer les optiques.

3.1 Les milieux amplificateurs solides

A la fin des années 80, les systèmes à colorant et excimer sont ainsi massivement remplacés par des systèmes solides dont le verre dopé néodyme (Nd:verre), le saphir dopé au titane (Ti:saphir), le Cr:LiSAF...

3.1.1 Le verre dopé néodyme

Les cristaux dopés aux ions Nd^{3+} et en particulier le Nd:YVO_4 , le $\text{Nd:Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ou le YAG peuvent être directement pompés à 808 nm par diodes lasers. En outre, il est possible de les fabriquer dans de grandes dimensions. Néanmoins, leur acceptance spectrale est trop étroite pour la production d'impulsions ultra-courtes. Le seul moyen d'élargir leur spectre d'émission est d'insérer les ions Nd^{3+} dans du verre. Les installations lasers de type LMJ sont notamment basées sur ce matériau.

La section efficace d'émission de ces matériaux est relativement basse (environ 4.10^{-20} cm^2 pour le Nd:verre contre 41.10^{-20} cm^2 pour le Ti:saphir). Pour extraire suffisamment d'énergie, il est donc nécessaire d'accroître fortement la fluence d'entrée. Or, ces matériaux sont aussi associés à une faible conductivité thermique (environ $0,8 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$ pour le Nd:verre contre $34 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$ pour le Ti:saphir). Le milieu stocke de l'énergie sous forme de chaleur qui s'évacue lentement. Ces caractéristiques intrinsèques limitent la cadence de répétition des sources lasers à base de Nd:verre. Il est donc difficile de développer des chaînes femtosecondes hautes cadences de puissance à partir de ce matériau. Il s'agit là de la limite majeure des amplificateurs Nd:verre.

3.1.2 Le saphir dopé au titane

De tous les matériaux, le Ti:saphir ($\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$) est l'un des plus largement employés. Révélé par Moulton au laboratoire Lawrence Livermore en 1986 [Moulton:86], il est rapidement devenu le cristal de référence pour la génération d'impulsions ultra-courtes. Plusieurs de ses caractéristiques intrinsèques font de ce matériau un bon milieu amplificateur : un seuil de dommage élevé, une grande conductivité thermique ($34 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$) comme une grande section efficace de gain. Enfin, sa bande de gain est très large, entre 680 et 1080 nm, il peut donc générer des impulsions très courtes. Le principal inconvénient de ce laser provient

de sa bande d'absorption centrée autour de 500 nm. Il ne peut donc pas être pompé directement par diodes lasers. Actuellement, le pompage le plus efficace consiste à utiliser un laser Nd:YAG (ou Nd:YVO₄) pompé par diodes lasers, émettant à 1064 nm et doublé en fréquence.

3.1.3 Autres matériaux

Les cristaux dopés aux ions Cr⁴⁺, par exemple le Cr:YAG ou le Mg₂SiO₄, permettent de produire des impulsions ultra-courtes émettant entre 1,3 et 1,5 μm. Leur bande d'absorption est centrée autour de 1064 nm et correspond donc au pic d'émission des lasers pompés par diodes à bases de cristaux dopés aux ions Nd³⁺, ou bien de fibres dopées aux ions Yb³⁺.

Par ailleurs, les colquiriites dopés aux ions Cr³⁺, par exemple le Cr:LiSAF, le Cr:LiSGaF et le Cr:LiCAF, ont l'avantage de posséder une bande d'émission très large, entre 750 et 1000 nm pour le Cr:LiSAF, et une bande d'absorption autour de 650 nm. Toutefois, la puissance moyenne délivrée reste faible en raison de la présence de niveaux d'états excités supérieurs réduisant l'inversion de population et induisant des effets thermiques. Ces derniers sont exacerbés par leur mauvaise conductivité thermique. Ceci n'est pas le cas des cristaux chalcogenides dopés aux ions Cr²⁺, comme le Cr:ZnSe ou le Cr:ZnS qui possèdent en outre une bande d'émission très large, de près de 500 nm centrée autour de 2,5 μm. Ces matériaux peuvent être pompés à 1600 nm par des diodes InGaAsP/InP.

Enfin, les cristaux dopés aux ions Yb³⁺ ont une bande d'absorption comprise entre 900 et 980 nm, ils peuvent donc être pompés par les diodes InGaAs. En outre, leur bande d'émission est large. Des sources d'impulsions ultra-brèves, efficaces et compactes sont donc développées à partir de ces cristaux. Ils présentent néanmoins quelques inconvénients. D'une part, leur section efficace d'émission est assez basse et seuls les cristaux dont la bande est la plus étroite (Yb:YAG, Yb:KGW ou Yb:KYW) ont un gain important. D'autre part, leur section efficace d'émission et d'absorption se recouvrent, engendrant une forte re-absorption.

Pour une étude complète sur les nouveaux cristaux lasers pour la génération d'impulsions ultra-courtes, le lecteur pourra se reporter à l'article de Druon *et al.* [Druon:06].

3.2 L'amplification à dérive de fréquence

3.2.1 Principe

C'est en 1985, que la technique d'amplification à dérive de fréquence (CPA pour "Chirped Pulse Amplification") révolutionne la conception des sources ultra-courtes et ultra-énergétiques [Strickland:85]. La Figure I-2 illustre son principe. Avant d'être amplifiée, l'impulsion est étirée temporellement, son intensité crête est ainsi abaissée par un facteur égal à l'inverse du facteur d'étirement, ceci sans modifier la fluence d'entrée nécessaire à l'efficacité d'extraction d'énergie. L'impulsion peut être ensuite amplifiée par un milieu possédant une grande capacité de stockage d'énergie. La dernière étape consiste alors à recomprimer cette impulsion amplifiée jusqu'à, idéalement, sa valeur initiale. Dès 1987, cette technique est employée afin d'amplifier des impulsions femtosecondes [Pessot:87].

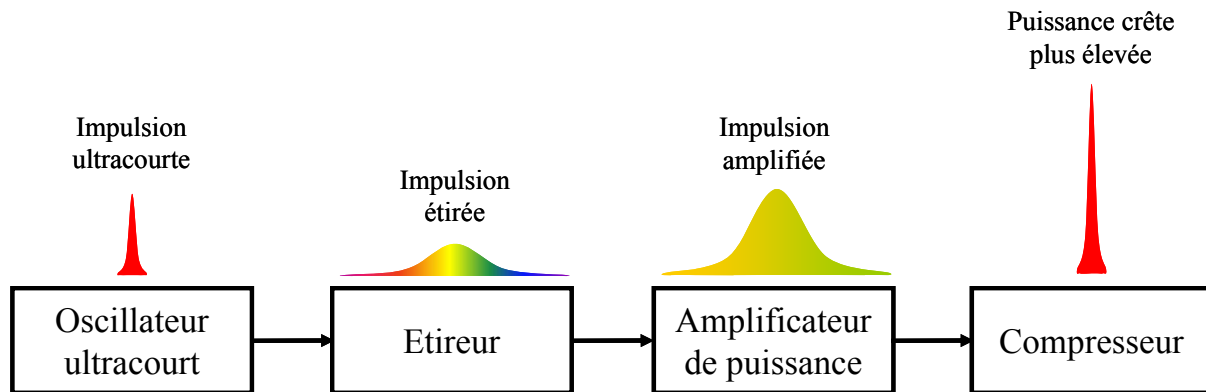


Figure I-2 : Schéma de principe de l'amplification à dérive de fréquence.

3.2.2 L'étireur

En général, un étireur (Figure I-3) est placé derrière l'oscillateur femtoseconde. Placé en début de chaîne de puissance, le faisceau issu de l'oscillateur laser présente un faible diamètre et une puissance modérée. L'étireur est donc un élément compact qui n'est pas soumis à une forte densité de puissance. Il peut être conçu avec des composants optiques massifs comme les fibres optiques, les réseaux de Bragg. Un étireur introduit classiquement une dispersion positive. Aujourd'hui, il est possible d'obtenir des facteurs d'étirement jusqu'à 10^5 : une impulsion de 100 fs peut être ainsi étirée jusqu'à 10 ns.

3.2.3 Le compresseur

Le compresseur (Figure I-3) est, quant à lui, placé en fin de chaîne de puissance après les différents étages d'amplification. Compte tenu des énergies incidentes, les dimensions du compresseur sont plus imposantes et sa tenue au flux est capitale. On peut

distinguer trois techniques de recompression. La première est basée sur la compensation des termes de phase par propagation du faisceau au travers d'un matériau dispersif massif. La seconde consiste à modifier le trajet optique des composantes spectrales par la dispersion angulaire introduite par une séquence de prismes, des réseaux de diffraction ou des "grisms" (combinaison entre un prisme et un réseau de diffraction). La dernière repose sur la compression par miroirs chirpés dont les multicouches diélectriques sont conçues telles que la réflexion soit totale par interférences constructives. En modifiant l'épaisseur de ces couches, on peut inverser le signe de la dispersion de vitesse de groupe de l'impulsion et ainsi la recomprimer.

Pour une revue plus détaillée des systèmes de compression, le lecteur pourra se reporter à la thèse d'Arnaud Cotel [Cotel:07].

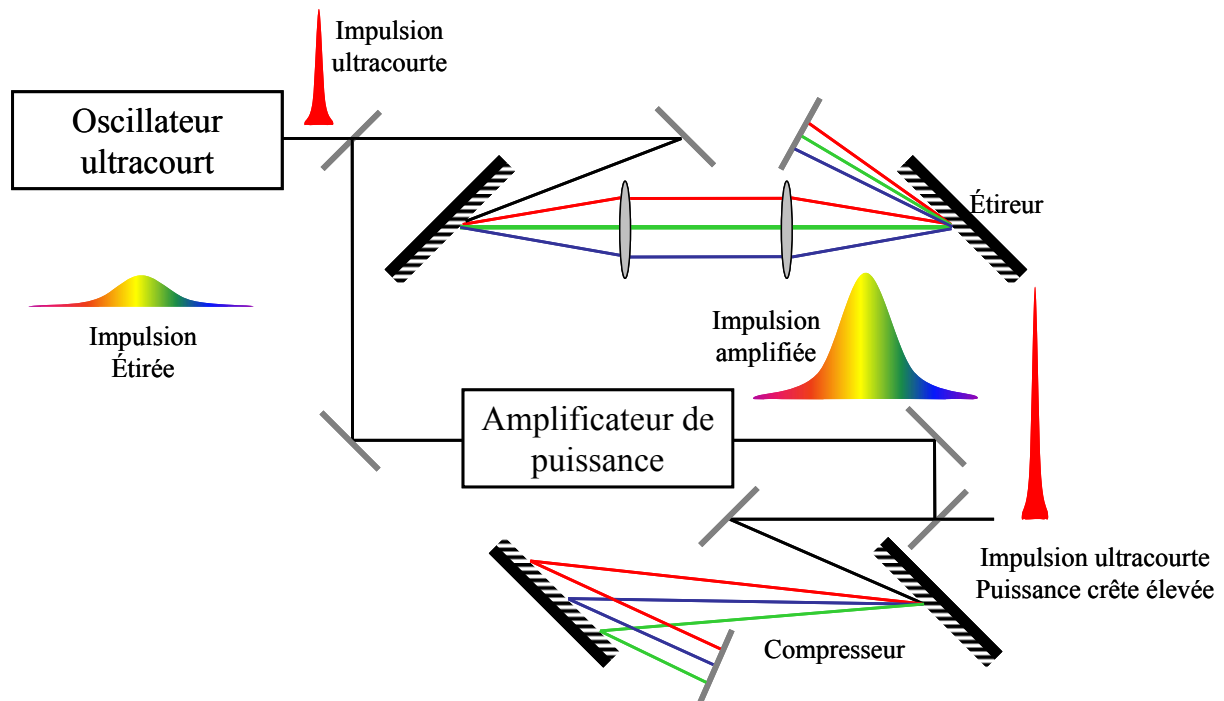


Figure I-3 : Etireur et compresseur dans un système CPA.

Dans une chaîne de puissance, il est d'usage de pré-amplifier les impulsions produites par un oscillateur laser. En effet, lorsque la densité d'énergie du signal incident est faible et la fluence du faisceau pompe égale à la fluence de saturation du matériau amplificateur, le gain reste faible. Les étages de pré-amplification permettent alors d'accroître la densité d'énergie du signal incident dans les derniers étages d'amplification, à base de Nd:verre par exemple, et d'améliorer ainsi l'efficacité l'extraction d'énergie.

3.3 Les pré-amplificateurs régénératifs à dérive de fréquence

3.3.1 Principe

Les premiers schémas de pré-amplification consistent alors en une géométrie multipassage [Zhou:94, Antonetti:97]. Toutefois, ces installations sont souvent encombrantes, difficiles à régler et manquent de stabilité. La cavité régénérative, illustrée par la Figure I-4, apparaît alors comme une alternative. L'impulsion à amplifier est piégée dans une cavité dite "régénérative". Lorsqu'elle atteint le niveau d'énergie requis, elle est libérée par un commutateur electro-optique. L'impulsion présente les caractéristiques imposées par la cavité. C'est le cas de la taille du mode. En pratique, cette dernière est choisie de telle sorte à limiter la puissance surfacique pour ne pas détériorer les éléments optiques de la cavité.

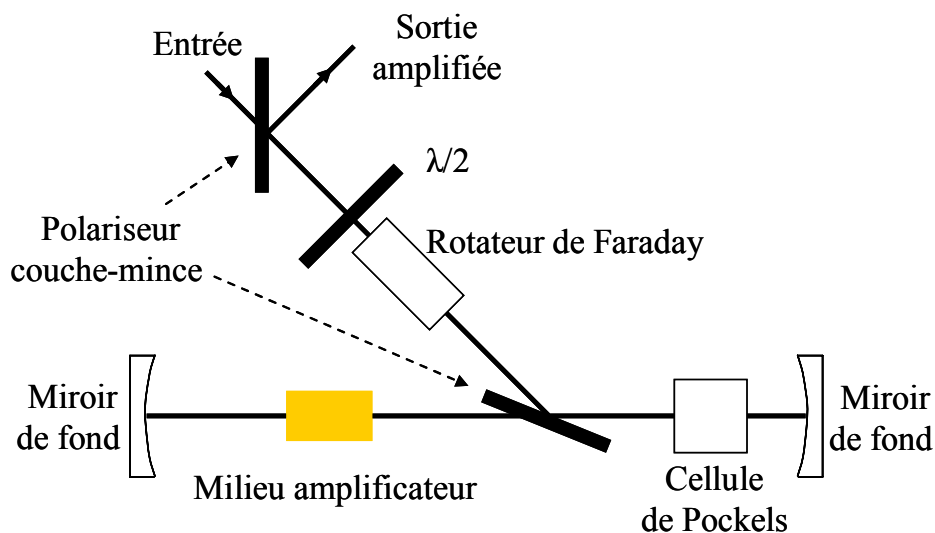


Figure I-4 : Schéma de l'amplificateur régénératif.

3.3.2 Etat de l'art

L'amplification à dérive de fréquence associée aux progrès réalisés d'une part sur les milieux actifs comme le saphir dopé aux ions titane et le blocage de modes, d'autre part sur la conception même de l'étireur [Martinez:87] et du compresseur [Cotel:07] ont permis de générer des impulsions amplifiées terawatt [Maine:90] puis multiterawatt [Perry:91, Patterson:91, Sauteret:91, Rouyer:93, Danson:93, Yamakawa:91].

On peut distinguer deux catégories de sources ultra-rapides et ultra-intenses : les sources à base de Ti:saphir dont les impulsions sont ultra-courtes et celles à base de Nd:verre de forte énergie. Le Tableau I-1 résume les caractéristiques générales de ces deux types de sources.

	Ti:Saphir	Nd:verre
Energie d'impulsions	~0,001 à 1 J	~10 à 1000 J
Durée d'impulsions	<100 fs	>500 fs
Puissance crête	< 100 TW	10 à 1000 TW
Taux de répétition	~ 1 kHz - 10 Hz	~ 1 tir/heure

Tableau I-1 : Performances des sources lasers amplifiées à base de Ti:saphir et de Nd:verre.

A ce jour, on retiendra que la combinaison Ti:saphir et Nd:verre a permis de générer les impulsions les plus puissantes, excédant 1,5 PW de puissance crête pour une durée de 450 fs [Perry:99]. Néanmoins, le rétrécissement spectral par le gain inhérent au Nd:verre limite la largeur du spectre qui peut être amplifiée et par conséquent la durée de l'impulsion recomprimée.

En ce qui concerne les systèmes commerciaux, Spectra-Physics propose un amplificateur régénératif nommé Spitfire Pro 35F-XP. Cette source est constituée de deux cristaux de Ti:saphir refroidis par un Peltier. Elle délivre des impulsions de 35 fs de durée et dont l'énergie excède les 3 mJ à un taux de répétition de 1 kHz. Par ailleurs, Thales laser a conçu un système Ti:saphir nommé Diocles dont s'est doté l'Université du Nebraska Lincoln. Cet oscillateur délivre aujourd'hui des impulsions d'une durée de 30 fs pour une puissance de 100 TW. Il est composé de quatre étages amplificateurs. Le premier étage est pompé par un laser Nd:YLF pompé par diodes lasers et doublé en fréquence. Les trois autres étages sont pompés par des lasers Nd:YAG pompés par lampes flash. L'énergie du faisceau de sortie non-recomprimé est supérieure à 3 J à un taux de répétition de 10 Hz. Cette source devrait théoriquement permettre des intensités de l'ordre de 6.10^{22} W/cm² [Umstadter:07].

3.3.3 Limites

3.3.3.a Le rétrécissement spectral par le gain

Les milieux à gain, généralement employés dans des chaînes lasers de puissance, possèdent une bande spectrale de gain qui est souvent plus étroite (ou comparable) que la largeur du spectre à amplifier. Ainsi, lors du premier passage dans un amplificateur régénératif, les longueurs d'onde les plus éloignées de la longueur d'onde centrale de la bande de gain sont moins amplifiées. Lors des passages successifs, le gain en intensité des longueurs d'onde proches de la fréquence centrale est nettement plus élevé que celui des autres composantes spectrales. La largeur à mi-hauteur du spectre est ainsi diminuée. Cet effet est communément appelé le "rétrécissement spectral par le gain" [Planchon:03]. Il entraîne un

allongement de la durée de l'impulsion recomprimée et limite alors la puissance crête de sortie. Une alternative consiste à employer des amplificateurs larges bandes comme le Ti:saphir. Toutefois, la faible fluence de saturation d'un tel matériau ne permet pas d'atteindre des niveaux de puissances crêtes multiterawatt.

Une seconde approche repose alors sur le maintien de la largeur spectrale durant l'amplification. Plusieurs méthodes existent, la plupart d'entre elles consiste à introduire des pertes dépendantes de la fréquence. En pratique, on atténue l'intensité des longueurs d'onde proches du centre de la courbe de gain. Classiquement, on place un étalon dans la cavité d'un amplificateur régénératif [Barty:96a, Yamakawa:03]. On peut également, avant l'amplification, mettre en forme l'impulsion dans le domaine spectral à l'aide d'un modulateur acousto-optique (AOM pour "Acousto-Optical Modulator") [Tournois:97].

Kalashnikov *et al.* proposent aussi de combiner l'amplification à dérives positive et négative pour limiter les effets du rétrécissement spectral par le gain [Kalashnikov:05a]. Leur système est composé d'un pré-amplificateur et d'un amplificateur de puissance. Ces deux étages amplifient chacun une extrémité du spectre. Pour y parvenir, cette équipe emploie deux effets. Le premier est la saturation du gain qui amplifie préférentiellement le front montant de l'impulsion. Le second est le rétrécissement spectral par le gain qui favorise l'amplification de la composante spectrale située sur le pic de la courbe de gain. Dans leur configuration, les impulsions ultra-courtes ont tendance à opérer vers les longueurs d'onde situées dans le rouge. Le premier amplificateur doit donc pousser la longueur d'onde centrale vers le bleu, d'où l'utilisation d'un premier étireur à dispersion négative. Afin que le rétrécissement spectral par le gain, agissant dans le dernier étage, contrebalance cet effet, un second étireur à dispersion positive est placé entre les deux étages d'amplification. Celui-ci compense la dispersion négative introduite par le premier étireur avant d'ajouter une dispersion positive aux impulsions.

3.3.3.b Le contraste

Le contraste temporel d'une impulsion est défini comme le rapport de la puissance crête de l'impulsion amplifiée sur le bruit introduit par la chaîne amplificatrice. Les sources ultra-intenses requièrent un contraste très élevé car l'énergie contenue dans le fond et le front montant de l'impulsion peut interagir avec la cible expérimentale et créer un plasma avant l'arrivée de l'impulsion ultracourte.

Les étalons, employés pour combattre le rétrécissement spectral par le gain, peuvent notamment introduire des pré-impulsions. En outre, si au-delà de la saturation, la

qualité du contraste augmente linéairement avec l'énergie injectée [Osvey:05], l'emploi d'un AOM réduit l'énergie injectée dans le premier amplificateur [Pittman:02].

Par ailleurs, les milieux amplificateurs, comme le Ti:saphir, émettent spontanément des photons dans toutes les directions de l'espace. La probabilité est non nulle que ces photons incohérents soient amplifiés par le milieu actif. Ce phénomène parasite donne lieu à l'émission spontanée amplifiée (ASE). Cet ASE apparaît sous la forme d'un piédestal nanoseconde et amoindrit le contraste de l'impulsion. En général, le contraste de l'impulsion est de l'ordre de 10^6 en sortie d'un CPA conventionnel ce qui implique, dans le cas de chaînes de très forte puissance, un ASE de 10^{14} W/cm² [Nantel:98]. Ce niveau est bien supérieur au seuil d'ionisation de la plupart des matériaux, situé autour de $10^{10} - 10^{11}$ W/cm². Lors d'expériences d'interaction entre un faisceau laser et une cible solide, cet ASE est particulièrement néfaste. En effet, il modifie les conditions expérimentales de la cible en l'ionisant avant l'arrivée de l'impulsion principale. Ceci peut conduire à la création d'un plasma voire à la destruction de la cible. De plus, dans les amplificateurs régénératifs, cet ASE est amplifié à chaque passage. Dans ce cas, la combinaison de cet ASE avec les pré-impulsions générées par la cellule de Pockels altère le contraste des impulsions amplifiées.

Notons que plusieurs solutions ont été étudiées afin de réduire le niveau d'ASE comme l'amplification à dérive de fréquence positive et négative [Kalashnikov:05b], la pré-amplification d'une source femtoseconde suivie d'un absorbant saturable [Nantel:98] ou l'utilisation d'un filtre non-linéaire qui sépare l'impulsion femtoseconde de son fond ASE [Renault:05, Jullien:05].

3.3.3.c L'intégrale B

Dans un système CPA ou un amplificateur régénératif, l'impulsion à amplifier traverse un très grand nombre de matériaux. Celle-ci peut être modifiée via des effets non-linéaires. L'intégrale B est associée à une modification non-linéaire de l'indice de réfraction. Elle est définie comme :

$$B = \frac{2\pi}{\lambda_s} \int_0^L n_2 I_s(z) dz \quad (2)$$

où λ_s est la longueur d'onde, L est la longueur du milieu à gain, n_2 est l'indice non-linéaire du milieu à gain et $I_s(z)$ est l'intensité du faisceau le long de l'axe de propagation. L'intégrale B est caractérisée par une phase non-linéaire additionnelle. Dans un amplificateur régénératif, cette intégrale peut être supérieure à 1 rad. Au-delà de 3 rad, des effets

d'autofocalisation peuvent apparaître. En pratique, c'est souvent l'effet de lentille thermique qui prédomine dans un tel système.

3.3.3.d Les effets thermiques

Ils sont présents dans les milieux amplificateurs et restent non négligeables dans un barreau de Ti:saphir en dépit de sa grande conductivité thermique. Cet effet dépend du défaut quantique du milieu amplificateur. Ainsi dans un barreau de Ti:saphir pompé à 527 nm, 40% de la lumière absorbée sera dissipée sous forme thermique. Il en résulte différents effets : lentille thermique, stress mécanique, biréfringence. Ces effets limitent considérablement l'énergie de pompage ou la cadence de répétition du milieu amplificateur.

3.3.3.e Les dispersions d'ordre supérieur

Pour une recompression efficace des impulsions, la somme des phases induites par l'étireur, l'amplificateur et le compresseur doit être nulle sur toute la bande de fréquences de l'impulsion amplifiée. Pour des impulsions inférieures à 30 fs, les dispersions d'ordre 4 voire 5 doivent être prises en compte. Pour de telles impulsions, le choix du système étireur-compresseur est primordial et le réglage des angles d'attaque des réseaux est critique.

3.4 L'amplification paramétrique optique

Afin d'améliorer les performances des sources ultra-intenses et ultra-brèves, des équipes ont alors cherché à remplacer les étages régénératifs par des amplificateurs paramétriques optiques. Dans ces derniers, le milieu amplificateur ne stocke pas l'énergie. Les effets thermiques sont alors limités par l'absorption résiduelle du milieu utilisé.

Les principes de l'amplification et de l'oscillation paramétrique optique (OPA et OPO) ont été proposés indépendamment par Kroll [Kroll:62], Kingston [Kingston:62], Akhmanov *et al.* [Akhmanov:63] et Arsmtrong *et al.* [Armstrong:62]. La démonstration expérimentale de l'OPO a été réalisée en 1965 par Giordmaine *et al.* [Giordmaine:65]. La même année, Akhmanov *et al.* valident expérimentalement le concept d'OPA [Akhmanov:65]. Malgré l'intérêt évident de ces processus, peu de sources commerciales voient le jour entre les années 70 et 90. Il a fallu attendre la mise au point de cristaux plus efficaces (BBO, LBO, AgGaSe...) et de sources lasers intenses et stables pour que ces techniques connaissent un regain d'intérêt dans les années 90.

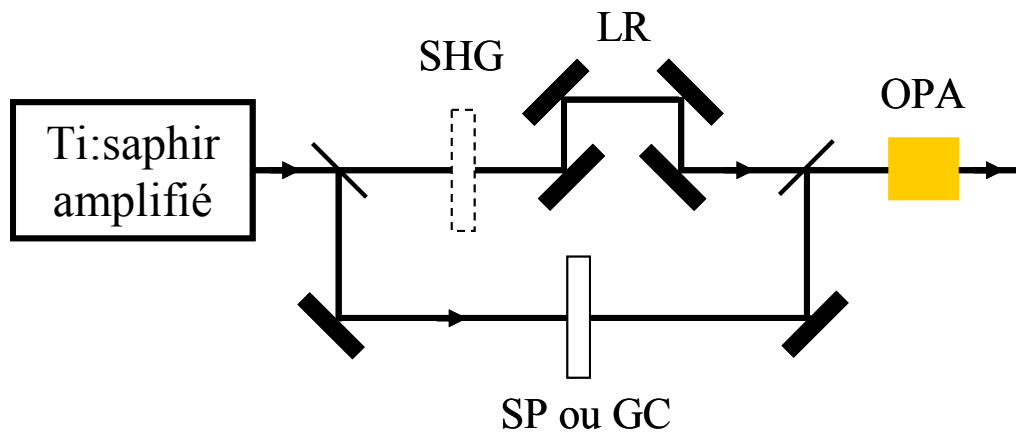


Figure I-5 : Schéma d'un OPA ultra-rapide. SHG – Génération de seconde harmonique. LR – Ligne à retard. SP – Superfluorescence paramétrique. GC – Génération d'un continuum de lumière blanche.

La Figure I-5 illustre le principe général d'un OPA. La plupart des OPA commerciaux sont pompés par une source Ti:saphir amplifiée. Typiquement cette dernière fonctionne alors à 1 kHz et génère des impulsions autour de 800 nm, dont l'énergie est comprise entre 0,5 et 1 mJ et dont la durée varie entre 50 et 150 fs [Cerullo:03]. De cette source sont issus les faisceaux pompe et signal. Le pompage peut être réalisé à 800 nm ou bien à 400 nm grâce à un doublement de fréquence préalable. Le faisceau signal est généré soit par superfluorescence paramétrique soit par un continuum de lumière blanche. Ensuite les deux faisceaux sont recombinaés dans un cristal non-linéaire. La ligne à retard assure leur synchronisation temporelle. A la différence des amplificateurs lasers où l'inversion de population entre deux niveaux d'énergie donne naissance à l'amplification par émission stimulée, l'OPA n'implique aucun niveau d'énergie. Il n'y a pas de stockage mais un transfert d'énergie dans le cristal, qui joue le rôle de catalyseur, entre les ondes pompe et signal.

A ce jour, les impulsions les plus courtes générées par une source laser, soit environ 3,9fs, sont issues d'un OPA [Baltuska:02].

3.5 L'amplification paramétrique optique d'impulsions à dérive de fréquence

3.5.1 Historique

En 1992, Dubietis *et al.* associent les techniques CPA et OPA et démontrent le principe de l'amplification paramétrique optique d'impulsions à dérive de fréquence (OPCPA) [Dubietis:92, Dubietis:06]. Ils proposent alors l'utilisation d'un faisceau pompe nanoseconde très énergétique pour amplifier des impulsions ultra-courtes étirées au niveau du terawatt. Dès 1997, Ross *et al.* élaborent plusieurs schémas d'amplification basés sur l'OPCPA. Ceux-ci permettent potentiellement de délivrer des impulsions ultra-courtes ayant

des puissances crêtes de l'ordre du petawatt [Ross:97]. Ces niveaux de puissance peuvent notamment être atteints lorsque les faisceaux pompe et signal interagissent en formant un angle particulier, cette géométrie d'interaction est dite "non-colinéaire" [Wilhelm:97, Hugonnot:04b]. L'OPCPA apparaît alors comme une alternative aux amplificateurs classiques.

La Figure I-6 illustre le principe général d'un OPCPA. Un cristal non-linéaire assure le transfert d'énergie entre une impulsion "pompe" monochromatique fortement énergétique et une impulsion "signal" à spectre large, étirée temporellement et peu énergétique. Cet amplificateur OPA est associé à une synchronisation temporelle des sources lasers et à un étireur permettant d'abaisser la puissance crête du signal et d'améliorer le transfert d'énergie entre les deux ondes. Le compresseur complète la technique CPA en recomprimant l'impulsion signal amplifiée jusqu'à idéalement sa durée initiale : la puissance crête du signal est alors très élevée.

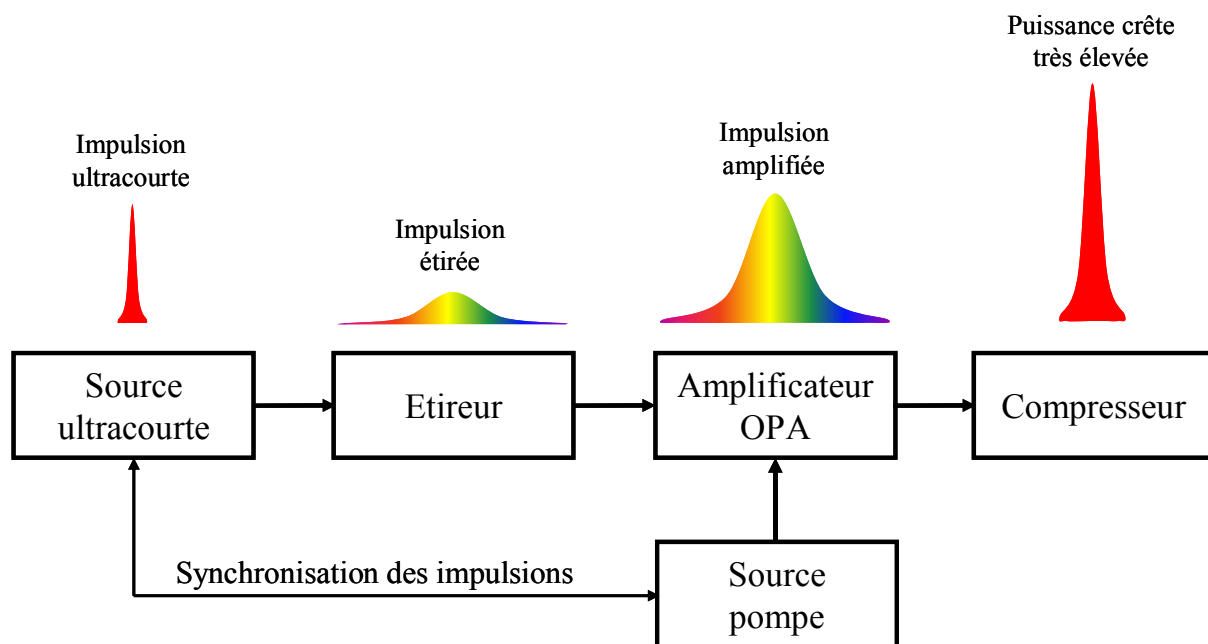


Figure I-6 : Schéma de principe de l'OPCPA.

3.5.2 Les OPCPA subterawatt

3.5.2.a Une alternative au système Ti:saphir

A l'échelle subterawatt, l'OPCPA apparaît comme une alternative intéressante au système Ti:saphir existant [Jovanovic:02a] ou un complément à l'amplificateur Ti:saphir dans un schéma dit "hybride-CPA" [Jovanovic:02b, Kiriyama:06]. L'architecture d'un grand nombre de systèmes OPCPA, est finalement destinée à concevoir des sources compactes, stables et efficaces [Yoshida:03, Waxer:03, Bagnoud:05, Stepanenko:06]. A ce jour, le plus performant de ces systèmes délivre des impulsions de 5 mJ à un taux de répétition de 5 Hz et

une efficacité de conversion pompe-signal de 30 % [Waxer:03]. En outre, une mise en forme spatio-temporelle des impulsions pompe a montré qu'il est ainsi possible d'accroître l'efficacité d'un OPA comme la stabilité des impulsions amplifiées. Cette méthode a effectivement permis à un OPCPA constitué de trois étages à base de LBO d'atteindre un rendement de conversion de 34 % [Bagnoud:05].

Les avantages des sources OPCPA par rapport aux sources CPA-Ti:saphir sont nombreux. Ils sont liés au fait que l'on sait faire croître un cristal de BBO de grandes sections (20 mm×20 mm). Considérons un faisceau pompe de 5 J, dont la puissance surfacique est de 10 GW/cm², une durée d'impulsion de 100 ps dans un cristal de BBO. Cette énergie peut être convertie en un signal amplifié dont l'énergie peut atteindre 1 J par impulsion. Après recompression, la puissance crête du signal amplifié peut alors atteindre les 100 TW si l'onde signal a une durée initiale de 10 fs. Une telle puissance crête est environ mille fois supérieure à celle produite par un système CPA-Ti:saphir conventionnel [Ishii:06].

Par ailleurs, la technique OPCPA permet de produire des impulsions femtosecondes à des longueurs d'onde non accessibles par les amplificateurs lasers à dérive de fréquence classiques. L'OPCPA offre ainsi une grande flexibilité spectrale dans les gammes ultra-violet, visible et infrarouge.

Le contraste d'un OPCPA peut être, quant à lui, meilleur que 10⁸ [Kitagawa:04]. Les pré-impulsions et la superfluorescence sont diminuées grâce à la courte fenêtre temporelle d'amplification déterminée par la durée de l'impulsion pompe ainsi qu'au gain paramétrique très élevé obtenu en un seul passage [Perry:94, Wang:94]. Des recherches sont encore menées sur le contraste des impulsions femtosecondes délivrées par un OPCPA picoseconde [Forget:05a, Osvay:05, Tavella:05]. Aujourd'hui un contraste de 4.10¹¹ pour des impulsions multiterawatt, d'une durée de 30 fs, a été atteint grâce à un système OPCPA hybride [Kiryama:06].

En ce qui concerne l'intégrale B dans un OPA, une étude complète évaluant les effets d'auto-modulation de phase, d'autofocalisation et de modulation de phase croisée est présentée dans la thèse d'Ishii [Ishii:06]. Celui-ci montre entre autre que si une intensité du faisceau pompe élevée est préférable pour une amplification large bande, elle accroît aussi l'intégrale B. Ses simulations réalisées dans le cas d'un OPCPA dégénéré et pompé à 532 nm révèlent qu'une architecture laser constituée de plusieurs étages OPA dégrade cette intégrale B. Ishii propose par ailleurs une comparaison entre un système OPCPA dégénéré non-colinéaire à base de BBO et pompé à 532 nm avec un CPA-Ti:saphir. Cette comparaison est reportée dans le Tableau I-2.

	OPCPA non-colinéaire BBO	CPA Ti :saphir
Bande de gain	>100 THz à 850 nm	~30 THz à 800 nm
Gain simple passage	~10 ⁶	~10
Intégrale B	<1	>1
Charge thermique du cristal	Négligeable	Critique
Stockage d'énergie	Non	~μs
Emission parasite	Superfluorescence amplifiée	ASE
Accordabilité du gain	Accordable	Imposée par le Ti:saphir

Tableau I-2 : Comparaison entre un OPCPA non-colinéaire à base de BBO et un CPA – Ti:saphir [Ishii:06].

3.5.2.b Les cristaux à polarisation périodique

L'emploi très récent de cristaux à polarisation périodique dans des systèmes OPCPA a pour objectif de créer des sources amplifiées encore plus compactes, de puissance modérée et dont le taux de répétition est de l'ordre du kilohertz. En 1998, Galvanauskas *et al.* ont pour la première fois remplacé, sur un montage OPCPA, l'usuel cristal non-linéaire par un cristal de niobate de lithium à polarisation périodique (PPLN) [Galvanauskas:98a, Galvanauskas:98b]. Puis plusieurs équipes ont procédé de même en employant du KTiOPO_4 polarisé périodiquement (PPKTP) [Rotermund:02, Petrov:03, Jovanovic:03]. Aujourd'hui, le LiTaO_3 stœchiométrique polarisé périodiquement (PPSLT) offre des perspectives liées à son seuil de dommage plus élevé [Rotermund:04]. La Figure I-7 illustre la réduction de la durée des impulsions amplifiées par ces matériaux depuis leur première utilisation. Le système le plus performant délivre ainsi des impulsions de 200 fs de durée, 1,2 mJ d'énergie pour un contraste supérieur à $3 \cdot 10^7$ [Jovanovic:05]. Des expériences impliquant ces matériaux en configuration non-colinéaire laissent penser que des impulsions de moins de 100 fs seront bientôt amplifiées [Fragemann:05].

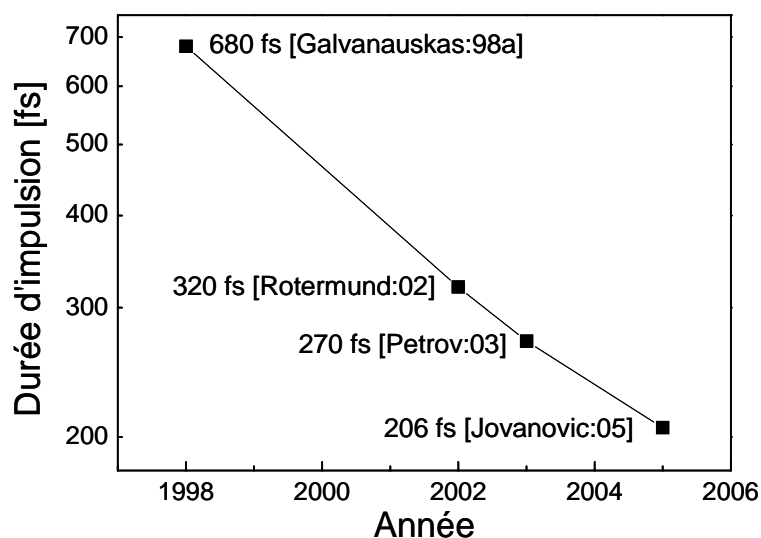


Figure I-7 : Durée des impulsions amplifiées par des systèmes OPCPA à base de cristaux à polarisation périodique.

Notons que si les cristaux à polarisation périodique offrent de nombreux avantages comme des coefficients non-linéaires plus élevés, une absence de walk-off spatial, une faible sensibilité angulaire et une grande flexibilité d'utilisation en longueur d'onde, ils seront probablement limités à des étages de pré-amplification, en raison de leur faible épaisseur (environ 500 μm pour le PPLN) et de leur faible seuil de dommage.

Depuis une quinzaine d'années, grâce à la technique CPA et aux progrès associés à la génération d'impulsions ultra-courtes, aux matériaux amplificateurs et aux réseaux de diffraction, l'intensité délivrée par les sources ultra-intenses ne cesse d'atteindre de nouveaux records. A présent, les chaînes lasers de haute puissance se destinent à des expériences en physique des champs intenses comme la fusion, le transport et l'accélération de particules énergétiques ou la physique des plasmas.

B. Les lasers petawatt

La première chaîne laser petawatt a été conçue aux USA au Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL). Basée sur des amplificateurs Ti:saphir régénératifs, cette chaîne atteint une puissance surfacique de 10^{21} W/cm² et une densité d'énergie de $3 \cdot 10^9$ J/cm² [Perry:99]. Dès lors, des domaines fondamentaux de la physique, notamment l'astrophysique, la géophysique ou la physique nucléaire, ont porté un intérêt grandissant aux sources multiterawatt et petawatt. En effet, grâce à ces sources ultra-intenses, les chercheurs peuvent aujourd'hui envisager de construire des accélérateurs de particules très compacts et ainsi ramener à l'échelle des laboratoires des études qui étaient réservées, jusqu'à présent, aux grands instruments. La Figure I-8 illustre l'évolution de la physique de l'interaction laser-matière associée aux progrès des sources ultra-courtes et ultra-intenses.

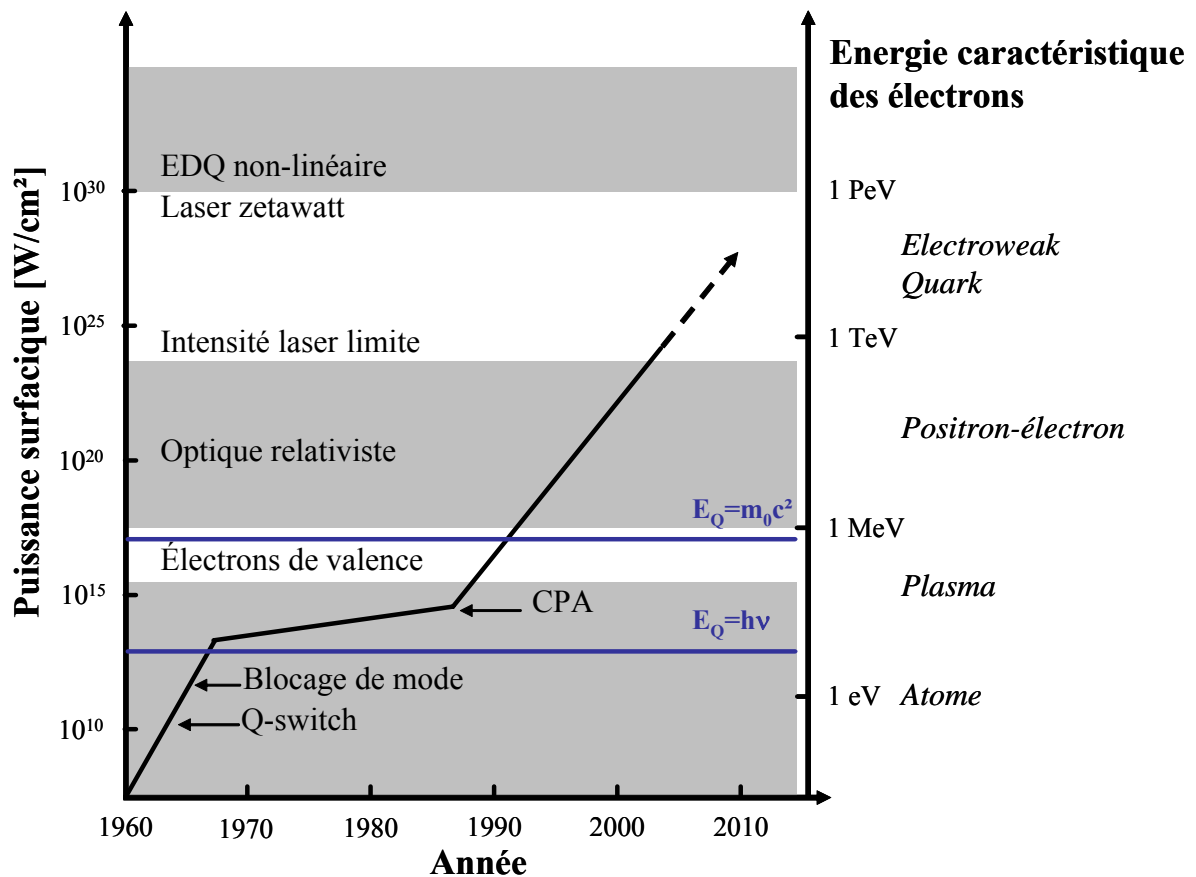


Figure I-8 : Physique de l'interaction laser-matière associée aux progrès des sources ultra-brèves et ultra-intenses [Mourou:98].

Le développement des chaînes lasers de type petawatt s'inscrit dans la recherche de la fusion par confinement inertiel. Les lasers sont ici utilisés pour compresser une petite capsule de Deutérium et de Tritium, à des densités et des températures suffisamment élevées pour initier une réaction thermonucléaire. Au cours de celle-ci les deux noyaux fusionnent

pour former des particules alpha et des neutrons de haute énergie. Deux sites sont actuellement en construction : le National Ignition Facility (NIF) aux Etats-Unis et le Laser MegaJoule (LMJ) en France.

Les lasers petawatt pourront notamment intervenir dans le développement de la technique d'allumage rapide (fast ignition). Cette technique devrait, en effet, réduire d'un ordre de grandeur l'énergie des lasers nécessaire à la compression de la cible. Ceci permettra d'une part de diminuer le coût de l'installation et d'autre part d'accroître les cadences de répétition des tirs lasers. Le principe de l'allumage rapide consiste à insuffler en un temps très court assez d'énergie à la capsule compressée pour initier la réaction de fusion. Cette énergie est alors délivrée par un laser petawatt.

Depuis le petawatt du LLNL une vingtaine d'installations de ce type sont en construction ou en projet à travers le monde. Une liste constituée à l'occasion de la conférence ICUIL 2006 est donnée en annexe.

1. Les installations de type CPA

L'architecture générale de ces systèmes est composée d'une source délivrant des impulsions ultra-courtes, typiquement un oscillateur Ti:saphir. Ces impulsions sont dans un premier temps étirées, puis pré-amplifiées par un ou plusieurs étages régénératifs, avant d'être amplifiées dans un dernier étage de puissance et enfin recomprimées.

Comme nous l'avons souligné, les amplificateurs régénératifs ont quelques effets indésirables. Le milieu amplificateur stocke de l'énergie avant de la redistribuer et il induit de l'ASE. Ce système est par ailleurs, constitué d'un grand nombre d'optiques et en particulier de cellules de Pockels qui engendrent des pré-impulsions.

Néanmoins, depuis l'émergence de la technique CPA, les systèmes Ti:saphir ont rapidement évolué pour atteindre des puissances crêtes très élevées. Dès 1997, un laser 10 TW / 10 Hz, délivrant des impulsions de 16 fs de durée, est réalisé au Japan Atomic Energy Research Institute (JAERI) [Yamakawa:98]. Ce dernier est amélioré et atteint en 2002 une puissance de 0,85 PW avec environ 28 J d'énergie. Le taux de répétition est alors limité à quelques tirs lasers par heure [Aoyama:03]. On peut citer par ailleurs le système Hercules de l'Université d'Ann Arbor aux USA délivrant des impulsions de 50 TW après compression soit 1,5 J d'énergie pour une durée de 30 fs et un taux de répétition de 0,1 Hz [Chvykov:06]. De même, la source ASTRA du Central Laser Facility (CLF) au Rutherford Appelton Laboratory (RAL) au Royaume-Uni est actuellement en cours d'amélioration. Cette source génère des impulsions de 40 fs, centrée à 800 nm, dont l'énergie atteint les 500 mJ, selon un

taux de répétition de 10 Hz. Dans le cadre du projet ASTRA Gemini, elle devrait fournir deux faisceaux de 0,5 PW, soit 15 J d'énergie pour une durée de 30 fs à un taux de répétition d'un tir par minute. ASTRA Gemini ambitionne, à terme, de produire des impulsions de 0,85 PW selon un taux de répétition d'un tir par minute [Hooker:06]. En outre, dans le cadre du projet LASERIX, dont le but est de produire des sources de rayons X, le Laboratoire d'Intercation du Rayonnement X avec la Matière (LIXAM) en étroite collaboration avec le Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA) construit une source amplifiée Ti:saphir destinée à délivrer des impulsions de 33 J avant compression à un taux de répétition plus élevé 0,1 Hz [Ple:07].

2. Les installations de type OPCPA

2.1 Architecture générale

L'OPCPA est une technique intéressante pour amplifier des impulsions au niveau du petawatt. Plusieurs schémas optiques permettant d'atteindre des puissances de sortie supérieures à 10 PW ont été proposés [Ross:97, Ross:99].

L'architecture générale d'une chaîne de puissance repose sur un ou plusieurs étages pré-amplificateurs OPCPA associés à un amplificateur de puissance. Les milieux à gain de ces étages OPCPA sont basés sur des cristaux non-linéaires, comme le β -borate de baryum (BBO), le triborate de lithium (LBO), ou le potassium dihydrogène phosphate (KDP). Les lasers de pompe sont des sources nanosecondes ou subnanosecondes à base de néodyme dopé, Q-switchés et doublés en fréquence. Ceux-ci doivent être synchronisés temporellement avec le laser femtoseconde d'injection, un oscillateur Ti: saphir dans la plupart des cas.

Les premiers systèmes OPCPA ont été conçus autour de cristaux de BBO ou de KDP. Outre un seuil de dommage élevé, les propriétés cristallographiques de ces cristaux autorisent l'interaction paramétrique entre deux faisceaux pompe et signal dont la polarisation est croisée (interaction dite de 'type I'). Ceci permet simplement de distinguer les faisceaux en sortie de cristal grâce à leur polarisation.

Depuis, les étages de pré-amplification sont souvent à base de BBO et LBO car ces cristaux possèdent de bons coefficients non-linéaires ainsi qu'un seuil de dommage élevé. Cependant, leur ouverture est limitée à environ 2 cm. Dans des systèmes OPCPA terawatt voire petawatt, le dernier étage amplificateur est chargé d'extraire beaucoup d'énergie avec une bonne efficacité de conversion dans un milieu non-linéaire de grandes dimensions. Cet étage utilise donc plutôt du KDP [Yang:02, Ross:97] ou du DKDP (KDP deutéré) [Andreev:04] car ces cristaux peuvent être fabriqués en grandes dimensions sans dégradation de la qualité optique.

Récemment, les chaînes de puissance basées sur la technique OPCPA ont connu des progrès remarquables. Elles parviennent à générer des impulsions de puissance crête multiterawatt [Ross:00, Yang:02, Lozhkarev:06, Chekhlov:06]. La Figure I-9 illustre cette ascension dans les puissances délivrées par les installations OPCPA depuis la première démonstration [Dubietis:92].

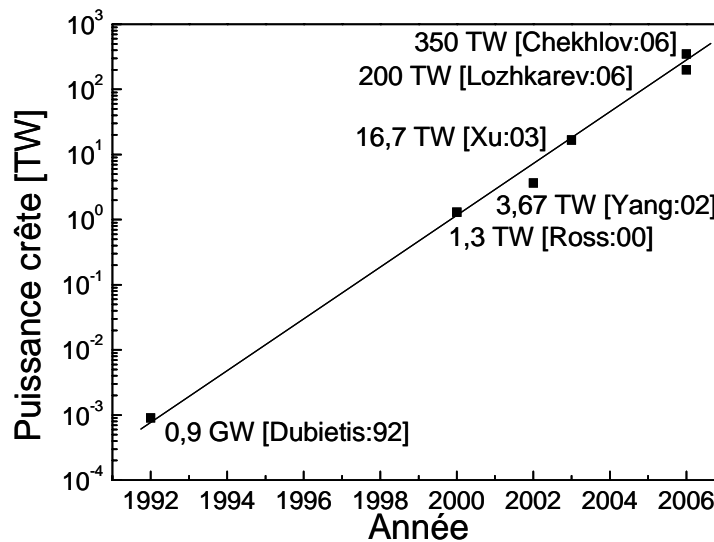


Figure I-9 : Evolution de la puissance délivrées par les systèmes OPCPA.

En parallèle, de nouveaux cristaux sont testés. Par exemple, un OPCPA fondé sur un cristal de CLBO (Cesium Lithium Borate), dont les coefficients non-linéaires ainsi que le seuil de dommage sont encore plus élevés que ceux du KDP, a été conçu [Zhao:06]. En outre, les cristaux biaxes de KTP (Potassium Titanyl Phosphate) et de KTA (Potassium Titanyle Arsenate) peuvent être préférés pour des applications à 1,6 μm car ils permettent une amplification paramétrique large bande à cette longueur d'onde. Le gain obtenu avec ces matériaux est néanmoins plus faible sauf en interaction non-colinéaire [Kraemer:06]. Par ailleurs, si la croissance cristalline du KDP permet de créer des cristaux d'environ 40 cm d'ouverture, ses faibles coefficients non-linéaires comme ses mauvaises propriétés thermo-optiques en font un mauvais candidat pour des OPCPA de haute puissance moyenne. Une nouvelle classe de cristaux offre des propriétés optiques linéaires et non-linéaires intéressantes pour des applications OPCPA haute puissance moyenne et haute puissance crête : le GdCOB [Aka:97], le LaCOB [Adams:01] et le YCOB [Chen:00]. A ce jour, seul le YCOB a été employé comme milieu amplificateur d'un OPCPA [Liao:06].

2.2 Quelques installations

A l'heure actuelle, le seul laser de classe petawatt fonctionnant en Europe est VULCAN au Rutherford Appleton Laboratory au Royaume-Uni avec une fraction de kilojoule sur une seule ligne. VULCAN est une chaîne composée d'une source laser Nd:verre produisant des impulsions nanosecondes dont l'énergie peut atteindre 2,6 kJ à 1054 nm. Cette chaîne est utilisée comme source pompe d'un étage OPCPA. Ce dernier est le plus performant actuellement réalisé. Les impulsions recomprimées ont une durée de 84 fs et indiquent une puissance potentielle de 300 TW pour une énergie de 35 J. Son taux de répétition est d'un tir toutes les 20 à 30 minutes [Chekhlov:06].

En France, la Direction des Applications Militaires (DAM) du Commissariat à l'Energie Atomique (CEA), avec le soutien de la Région Aquitaine et en collaboration avec l'Institut Laser Plasma (ILP), élabore une chaîne laser multi-petawatt dénommée PETAL, dont nous présentons le fonctionnement dans le paragraphe suivant.

Des programmes similaires sont en construction au Japon, aux USA et en Chine. L'Institute of Laser Engineering (ILE) de l'Université d'Osaka au Japon développe Gekko XII, dans le cadre du programme FIREX 1 qui sera suivi de FIREX 2 (FIREX pour "Fast Ignition Realization Experiment") [Miyayama:06]. Aux USA, l'Université de Rochester s'investit dans le programme OMEGA EP (EP pour "Extended Performance") du Laboratory of Laser Energetics (LLE). L'objectif est de fournir des impulsions de 6,5 kJ à 351 nm pour des durées d'impulsions comprises entre 1 et 10 ns. OMEGA EP est constitué d'un étage OPCPA délivrant des impulsions large bande (8 nm), haute énergie (250 mJ), à un taux de répétition de 5 Hz [Kelly:06]. Egalement aux Etats-Unis, l'Université du Texas à Austin conçoit une installation petawatt constituée de deux sources lasers synchronisées. La première est issue de la combinaison entre un laser petawatt dont la conception repose sur un OPCPA large bande, haute énergie (200 J) et délivrant des impulsions d'une durée de 150 fs à 1057 nm et deux amplificateurs à base de Nd:verre. La seconde source fournira des impulsions de 500 J à 527 nm pour des durées d'impulsions comprises entre 2 et 20 ns [MMartinez:00]. Enfin, parmi ces installations majeures, il faut citer SG-IIU à Mianyang en Chine et LULI2000 en France.

2.3 Le projet PETAL

2.3.1 Contexte

L'acronyme "PETAL" provient de "PETawatt Aquitaine Laser". Ce grand instrument consiste en un laser de haute énergie et de haute puissance générant des impulsions de 3,5 kJ durant 0,5 à 5 ps. Il sera couplé avec les huit lasers de haute énergie (mais de puissance inférieure) fournis par la LIL (Ligne d'Intégration Laser). La LIL est elle-même un prototype du LMJ. Ces huit faisceaux délivrent chacun des impulsions nanosecondes de 17 kJ à la longueur d'onde fondamentale de 1,053 μm convertie à 351 nm avec une énergie de 8 kJ.

2.3.2 Objectifs

On peut considérer cet ensemble comme un "démonstrateur" destiné à tester les technologies qui seront utilisées sur le futur projet HiPER (High Power Experiments Research Facility). Le projet PETAL est en compétition avec celui d'Omega-EP à Rochester aux USA pour la production d'une source hautement énergétique dans la gamme des ultra-violets.

Les objectifs de PETAL sont de mener d'une part des expériences d'allumage rapide sur la LIL, d'autre part des recherches sur les plasmas qui conduiront un jour à réaliser une source laser exawatt en employant la LIL comme faisceau pompe. Ce dernier point permettra d'explorer en laboratoire les pressions, les accélérations, les champs magnétiques et les processus nucléaires semblables à ceux que l'on trouverait dans les objets astrophysiques.

2.3.3 Composition de l'instrument Petal

PETAL est composé de trois parties. La première partie est purement "laser". Elle est constituée d'un "Pilote" dans lequel des impulsions lasers de durée sub-picoseconde sont générées, puis étirées à des durées nanosecondes et amplifiées à une cadence de plusieurs tirs lasers par minute à des niveaux d'une fraction de joule. La section amplificatrice consiste en une ligne d'architecture proche des lignes amplificatrices de la LIL et du LMJ. Elle délivre dans l'infrarouge, à une cadence d'un tir toutes les 4 heures, une énergie d'une dizaine de kilojoules au plus. La chambre sous vide de compression permet de passer en régime multi-petawatt picoseconde et sub-picoseconde, avec des énergies de plusieurs kilojoules. La seconde partie est un système de caractérisation indépendant situé dans la salle de focalisation. La dernière partie comprend la distribution de faisceaux et une instrumentation permettant d'introduire le faisceau multi-petawatt comprimé dans la chambre d'expériences (transport sous vide du faisceau laser vers la salle expérimentale) et de le focaliser pour des expériences couplées avec les 8 faisceaux de la LIL.

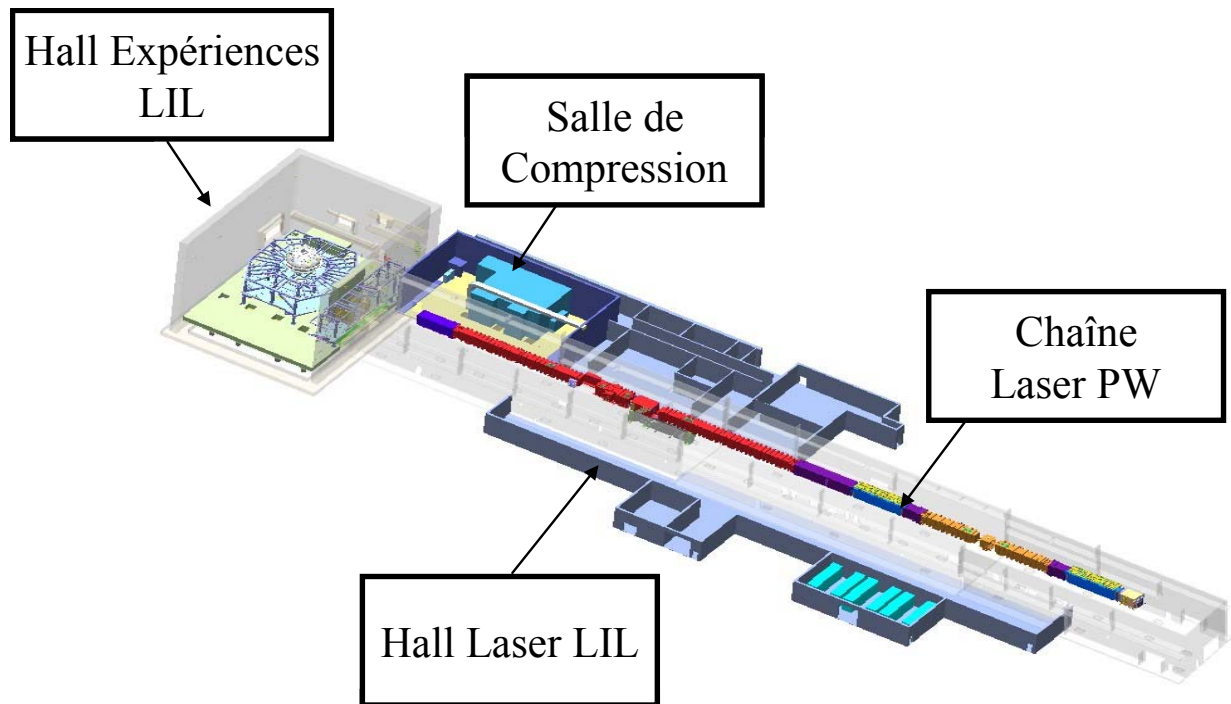


Figure I-10 : Implantation de PETAL sur la LIL.

2.3.4 Caractéristiques

Le faisceau issu de Petal sera couplé aux huit faisceaux de la LIL, et focalisé pour atteindre une intensité de 10^{21} W/cm². Le cahier des charges prévoit en outre un contraste en puissance supérieur à 10^7 à 7 ps avant le sommet de l'impulsion, ainsi qu'un contraste en énergie avant l'impulsion (intégration sur la moitié de la durée de l'impulsion étirée) supérieur à 10^3 de l'énergie contenue dans l'impulsion principale.

2.3.5 Etage de pré-amplification OPCPA

L'injection dans la chaîne d'amplification de type LIL nécessite de disposer d'une impulsion à spectre large (16 nm), étirée à 9 ns et d'énergie supérieure à 100 mJ. Les impulsions à spectre large peuvent être créées par des sources commerciales. Il est cependant nécessaire d'accroître l'énergie d'un facteur 10^8 environ pour parvenir à des énergies supérieures à 100 mJ. Les techniques classiques d'amplification ne préservent pas aujourd'hui la largeur spectrale, à cause du rétrécissement spectral par le gain. C'est la raison pour laquelle le principe d'amplification retenu est l'OPCPA. L'architecture du système OPCPA est divisée en deux sous-systèmes. Le premier comprend la source signal, le sélecteur d'impulsion et l'étireur. Le second englobe la source pompe et la partie OPA.

2.3.5.a Premier sous-système

Les impulsions signal sont issues d'un oscillateur Mira femtoseconde (Coherent), pompé par un Verdi 14W (Coherent). L'ensemble délivre quelques nanojoules par impulsion pour une durée de 100 fs et une largeur spectrale de 18 nm. Ensuite, une Pockels prélève une impulsion parmi le train. Cette dernière est alors étirée d'un facteur 10^5 (de 90 fs à 9 ns) par un étireur de type Öffner (Figure I-11). Ce signal étiré est transporté dans le deuxième sous-système par fibre optique à maintien de polarisation.

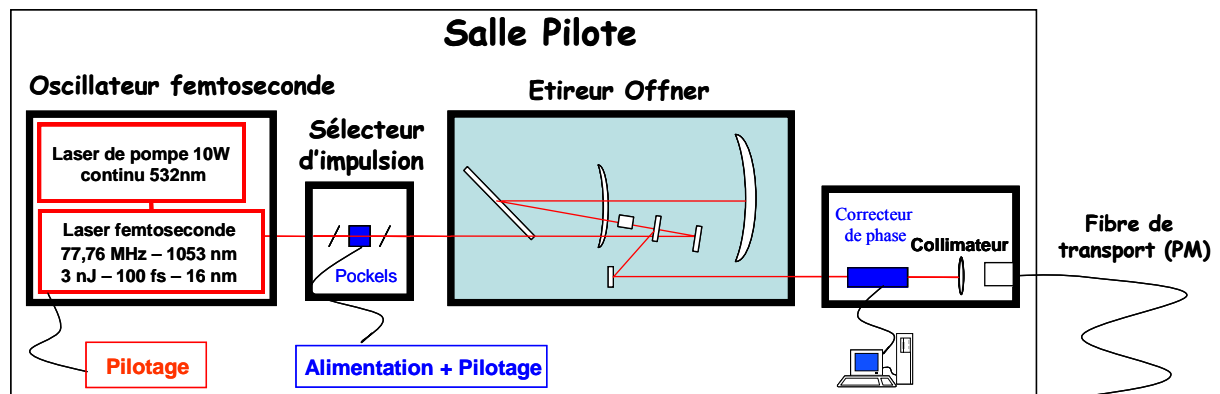


Figure I-11 : Schéma du premier sous-système OPCPA de PETAL.

2.3.5.b Second sous-système

La source pompe

Le pompage de l'OPCPA doit être réalisé par une impulsion monochromatique et possédant une très bonne qualité spatiale : le faisceau doit être monomode de forme carrée avec un front d'onde plan. La source pompe comprend quatre modules. Le premier est un oscillateur fibré fonctionnant en régime continu (ou mono-coup) et délivrant 500 mW à 1053 nm. Puis un modulateur acousto-optique vient tailler des impulsions de durée 100 ns. Enfin, une seconde mise en forme temporelle contrôlée par un rack électronique Kentech dessine des impulsions de 9 ns avec un temps de montée de 200 ps et une résolution de 100 ps. Le second module est un amplificateur régénératif (verre phosphate pompé par diodes) à lame de phase délivrant des impulsions de 45 mJ avec un profil spatial carré. En sortie, un dispositif de mise en forme spatiale (Hamamatsu) corrige les défauts résiduels (modulations, points chauds...). Le troisième module est un amplificateur de puissance constitué d'une tête amplificatrice (verre phosphate) pompée par lampes flash. Enfin, le dernier module est destiné au doublement de fréquence. Il est constitué d'un cristal de KTP de 40mm de section fournissant 1,2 J à 527 nm.

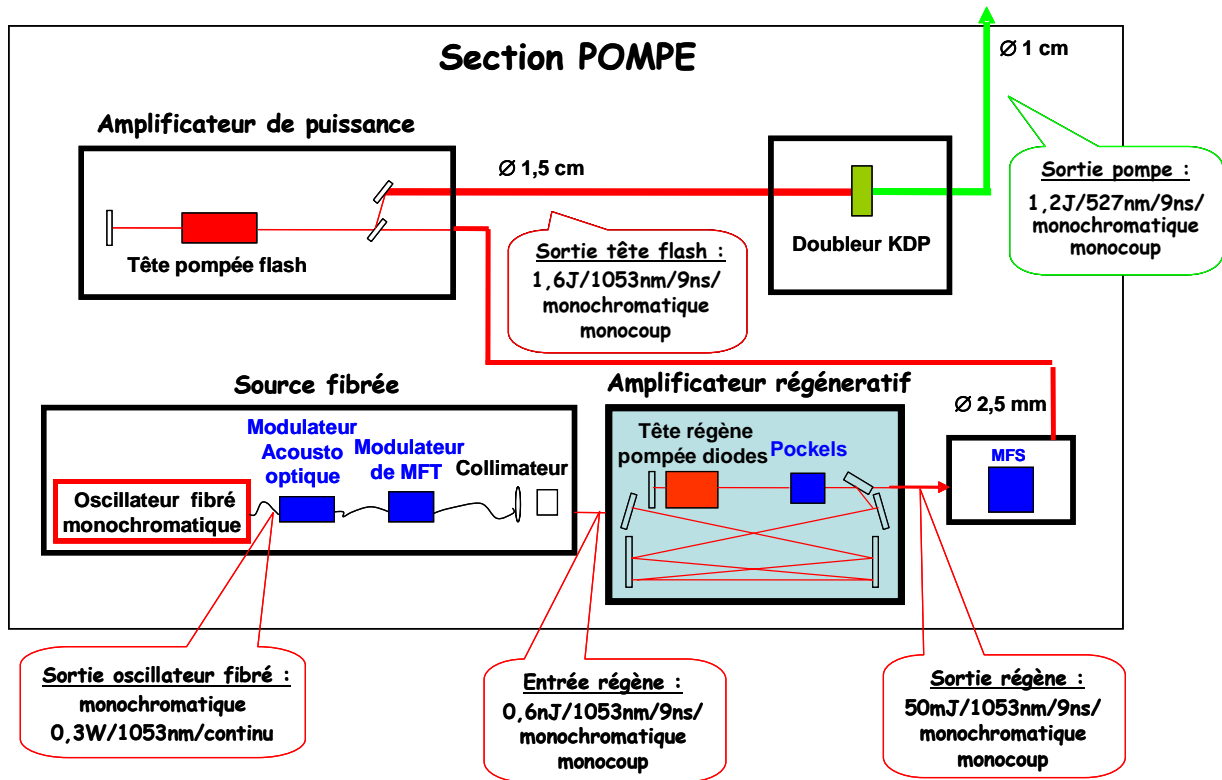


Figure I-12 : Schéma du module de pompe de PETAL.

La section OPA

Cette section contient d'une part un apodiseur qui met en forme spatialement le faisceau signal : le profil initial gaussien est transformé en une super-gaussienne. Puis, le signal est amplifié dans deux cristaux de BBO cascades. L'amplification paramétrique optique est assurée par deux cristaux de BBO de 17 et 10 mm de long, avec des énergies de pompe de 200 mJ et 1 J respectivement. Cet étage permet l'amplification du signal jusqu'à 150 mJ en sortie du pilote.

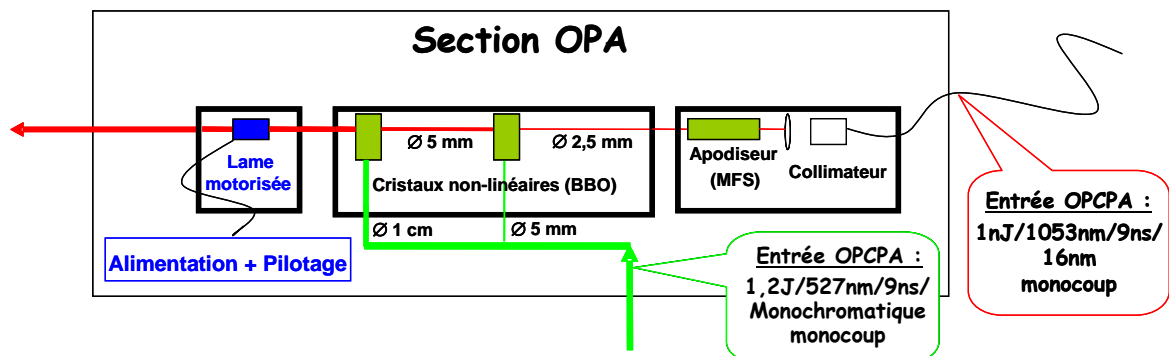


Figure I-13 : Schéma de la section OPA de PETAL.

2.3.5.c Résultats préliminaires

Les résultats préliminaires obtenus sur le pilote petawatt ont fait l'objet d'une publication [Hugonnot:06]. Avec un signal étiré de 500 ps, 150 μ J et 5 nm de largeur de spectre et une pompe de 35 mJ, il a été montré qu'à saturation, les caractéristiques spatiale et spectrale de la pompe sont reportées sur le signal. Par ailleurs, les auteurs sont parvenus à recomprimer l'impulsion jusqu'à 550 fs après amplification. Enfin, les mesures de contraste réalisées à l'aide d'un autocorrélateur de 3^e ordre (Sequoia) ont révélé que de l'ASE provenant de l'amplificateur régénératif Ti:saphir altère ce contraste. Sans amplification, ce rapport est de 10^7 . Après amplification, il se dégrade à nouveau pour atteindre 10^6 . Les auteurs estiment que la modification du profil spectral du signal de gaussien à super-gaussien peut expliquer cette détérioration.

C. Propositions de nouvelles fonctionnalités au pré-amplificateur OPCPA

Dans une installation de type petawatt, l'étage de pré-amplification OPCPA présente un double objectif. Comme nous l'avons souligné, son rôle premier est de favoriser l'extraction d'énergie du milieu amplificateur à verre en pré-amplifiant les impulsions afin que leur fluence soit égale à la fluence de saturation de ce dernier. Le second objectif est de mettre en forme spatialement le signal, afin d'épouser au mieux le milieu amplificateur et d'en extraire ainsi un maximum d'énergie. En effet, sur les chaînes LIL et LMJ, les sections amplificatrices sont de forme carrée.

Dans le cadre de ma thèse, nous avons développé des schémas OPCPA qui proposent d'ajouter de nouvelles fonctionnalités à cet étage de pré-amplification. Notre première démonstration de principe propose ainsi d'insérer, sur une chaîne de puissance, une cavité OPCPA générant un train d'impulsions de haute énergie à haute cadence afin d'accroître le rendement de 3^e harmonique lors du processus de fusion par confinement inertiel [Rothenberg:00]. Notre deuxième schéma propose, quant à lui, de pré-compenser le rétrécissement spectral par le gain inhérent au milieu à gain tel le Nd:verre. Des simulations numériques ont été réalisées en parallèle afin de comprendre l'effet combiné de la phase spectrale OPA et de la variation instantanée du profil temporel de la pompe sur la durée des impulsions recomprimées. Par ailleurs, nous nous sommes attachés à déterminer l'acceptance spectrale d'un cristal non-linéaire dans un OPA non-colinéaire. Enfin, notre dernier schéma consiste en un OPCPA basé sur un PPLN de type éventail conçu dans le but d'amplifier uniformément toutes les composantes spectrales du signal par adressage spatial.

1.1 Produire un train d'impulsions haute cadence et haute énergie

Afin d'augmenter le rendement de conversion de 3^e harmonique lors du processus de fusion par confinement inertiel, J.E. Rothenberg a proposé d'utiliser un train d'impulsions haute cadence [Rothenberg:00]. Nous avons montré au CPMOH qu'un tel train peut être généré dans un étage de pré-amplification grâce à une cavité non-colinéaire régénérative OPCPA résonnante sur l'onde complémentaire. Les impulsions produites sont des répliques (spectre et dérive de fréquence) du signal injecté. En outre, ce montage optique, qui emploie des lasers commerciaux, présente un gain en énergie supérieur de 3 ordres de grandeur par rapport à une amplification simple passage. Ceci est remarquable compte tenu du faible recouvrement temporel entre nos impulsions signal et pompe.

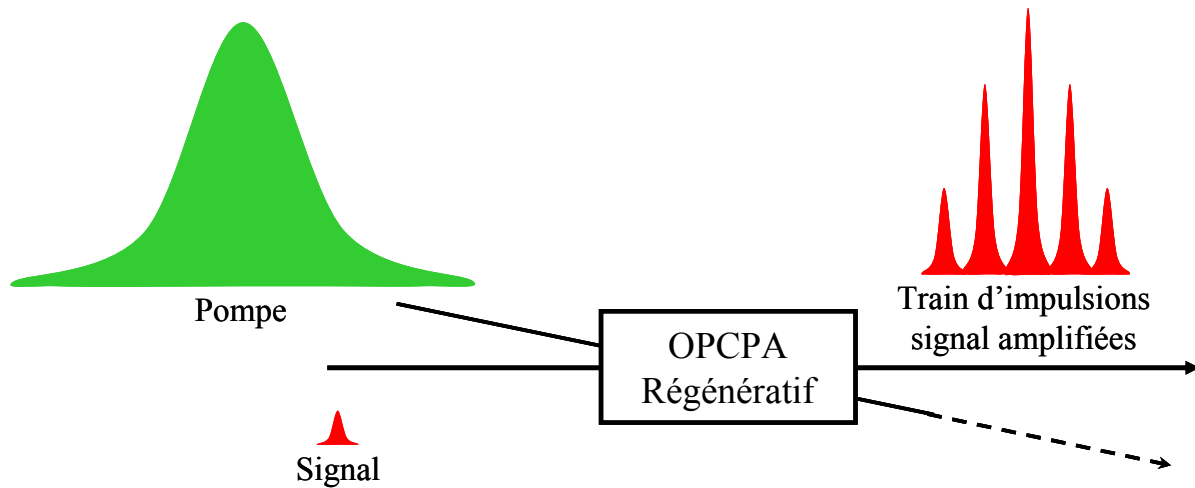


Figure I-14 : Principe général de l'OPCPA régénératif.

1.2 Combattre le rétrécissement spectral par le gain

Les matériaux amplificateurs lasers utilisés dans une chaîne amplificatrice comme la LIL présentent notamment comme inconvénient un rétrécissement spectral par le gain. Celui-ci restreint la largeur spectrale des impulsions et par conséquent allonge la durée des impulsions amplifiées voire décale le spectre vers le centre de la zone à gain.

Pour augmenter la puissance crête en sortie de chaîne il faut chercher à s'affranchir de ce rétrécissement spectral par le gain. Une technique possible consiste à pré-sculpter le signal. Par mise en forme spectrale, la densité spectrale des zones fortement amplifiées, par un milieu à verre, est ainsi réduite de façon à limiter l'effet du rétrécissement spectral par le gain. Nous avons montré expérimentalement au CEA/CESTA que l'on peut mettre en forme ce signal, dans les domaines spatial et spectral, par mise en forme spatiale et temporelle d'un faisceau pompe et OPCPA. Cette architecture OPCPA nous a simultanément permis d'amplifier et de sculpter dans le domaine spectral des impulsions à dérive de fréquence.

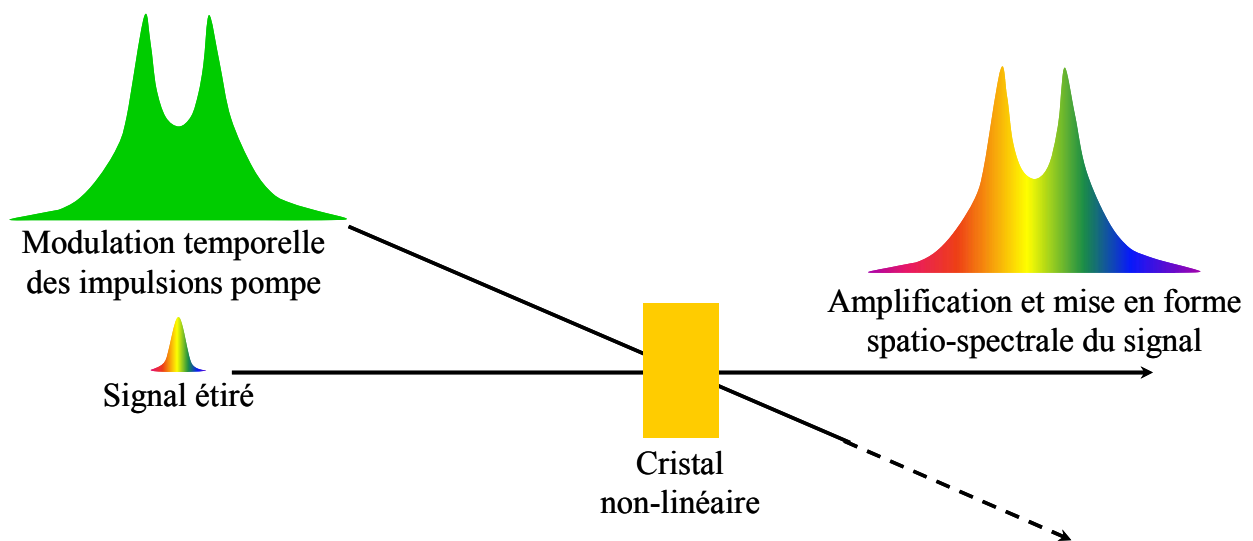


Figure I-15 : Principe général d'un OPCPA pour la pré-compensation du rétrécissement spectral par le gain.

Suite à ces expériences, nous avons modélisé l'influence de la modulation temporelle du faisceau pompe sur la phase spectrale du signal à dérive de fréquence lors de l'amplification paramétrique. En effet, lors du processus OPA dans un cristal non-linéaire classique (BBO, KDP...), la longueur d'onde centrale du signal est amplifiée préférentiellement. Les autres composantes spectrales sont d'une part amplifiées avec un coefficient de gain plus faible, et d'autre part, leur léger désaccord de phase entraîne une phase spectrale additionnelle qui dépend de l'intensité instantanée de l'onde pompe. La connaissance de cette phase spectrale est primordiale si l'on souhaite obtenir une forte

puissance crête au bout de la chaîne laser de puissance conventionnelle. Nous avons montré que cette méthode de pré-compensation du rétrécissement spectral par le gain doit s'accompagner d'une mesure et d'une correction de la phase spectrale qui s'ajoute au signal lors de l'amplification paramétrique optique.

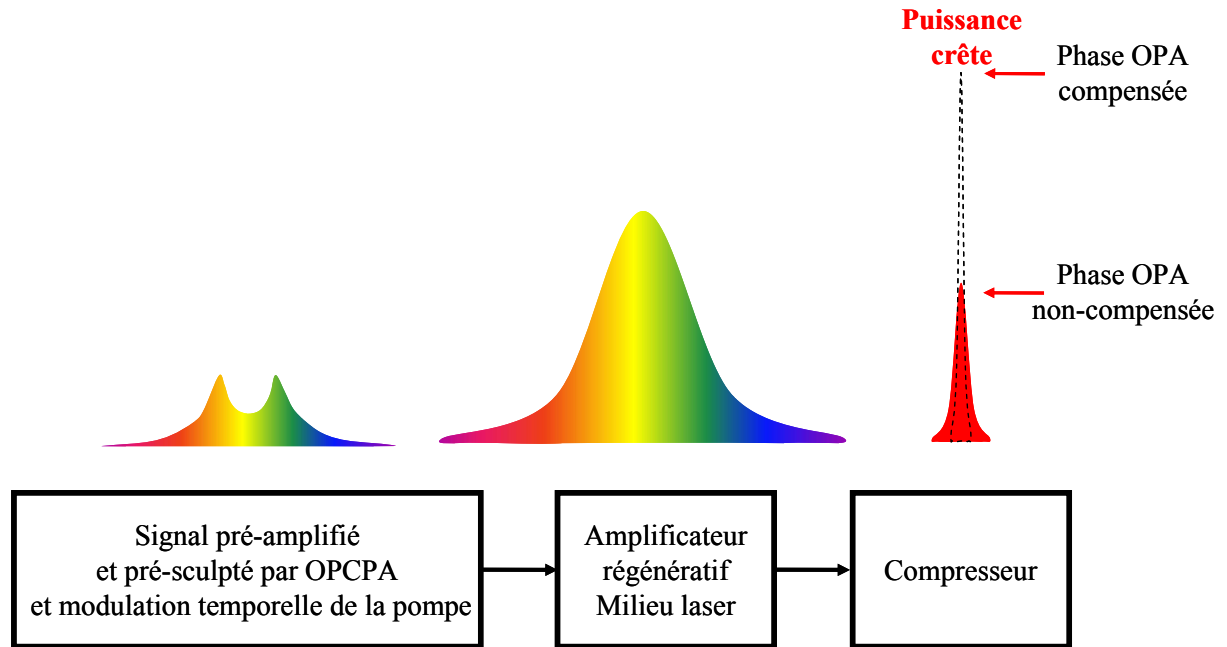


Figure I-16 : Influence combinée de la modulation instantanée de la pompe et du désaccord de phase sur la puissance crête d'une chaîne de puissance.

1.3 Amplifier simultanément et de façon homogène toutes les composantes spectrales du signal

Afin d'accroître le gain et de s'affranchir du désaccord de phase induisant une phase spectrale additionnelle, une méthode originale a été développée au CPMOH basée sur le remplacement d'un cristal non-linéaire classique par un cristal de niobate de lithium polarisé périodiquement (PPLN). D'une part, le PPLN possède des coefficients non-linéaires plus élevés que le BBO. D'autre part, la polarisation y est, dans notre cas, modulée suivant l'axe longitudinal (type éventail). Par adressage spatial, chaque composante spectrale de l'onde signal interagit alors simultanément avec l'onde pompe. Ceci élimine les désaccords de phase et améliore le rendement énergétique. Nous montrons dans ce manuscrit des résultats préliminaires.

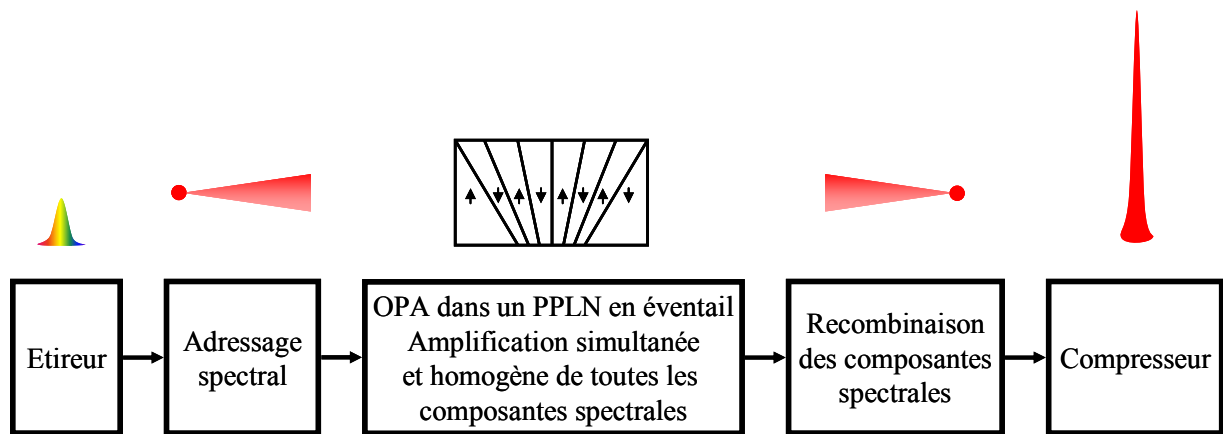


Figure I-17 : Principe général de l'OPCPA dans un PPLN en éventail



Chapitre II

Eléments de théorie



II. Éléments de théorie

A. La propagation non-linéaire

Un milieu isotrope et homogène possède les mêmes propriétés (électrique, mécanique, optique...) dans toutes les directions. Parmi ceux-ci, on peut citer les gaz, les liquides ou les verres amorphes. Un milieu anisotrope présente des propriétés qui dépendent de la direction d'excitation ou de propagation. En optique, les cristaux non-linéaires tels le BBO, le KDP ou le LiNbO₃ sont des milieux anisotropes qui présentent des propriétés linéaires et non-linéaires très différentes suivant la direction de propagation de la lumière dans le cristal.

1. La polarisation non-linéaire

Lorsque un champ électrique appliqué à un milieu diélectrique est suffisamment intense, c'est-à-dire lorsqu'il est non négligeable devant le champ coulombien E_c :

$$E_c = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{a_0^2} \approx 3 \times 10^{11} \text{ V/m} \quad (3)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide et a_0 est le rayon de Bohr, la réponse optique est non-linéaire. La forme générale de la polarisation induite dans le milieu s'exprime en puissances de l'amplitude du champ électrique E :

$$P = \epsilon_0 \chi^{(1)} E + \epsilon_0 (\chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots) \quad (4)$$

où χ est la susceptibilité électrique du milieu. Cette polarisation peut être alors scindée en deux termes, un terme linéaire P_L et un terme non-linéaire P_{NL} :

$$P = P_L + P_{NL} \quad (5)$$

Sous l'excitation de ce champ intense, la polarisation P_{NL} génère de nouvelles composantes fréquentielles qui ne correspondent pas forcément au champ incident. Considérons, par exemple un matériau anisotrope soumis à deux champs incidents de pulsation ω_1 et ω_2 (Figure II-1). En raison des non-linéarités dans la réponse du milieu, chaque domaine du matériau génère un moment dipolaire oscillant à la pulsation somme $\omega_1 + \omega_2$ avec une phase imposée par les champs incidents. Lorsque la condition d'accord de phase est satisfaite (voir équation (15)), ces dipôles permettent de donner naissance à un rayonnement cohérent de pulsation $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. Cet effet est connu sous le nom de ‘‘génération par somme de fréquences’’.

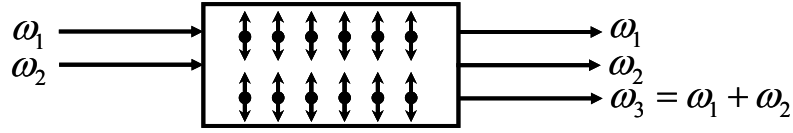


Figure II-1 : Schéma des dipôles oscillant sous l'effet des champs électriques aux pulsation ω_1 et ω_2 . Ceci conduit à la génération par somme de fréquences d'une onde de pulsation $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$.

De nombreux processus de mélange d'ondes (somme, différence de fréquences...) sont générés par différents termes de la polarisation non-linéaire. A l'ordre le plus bas du développement (4), ces termes sont proportionnels à la susceptibilité d'ordre deux, nommée $\chi^{(2)}$. Il faut noter que $\chi^{(2)} \equiv 0$ dans les milieux pourvus d'un centre de symétrie.

Dans le cas d'une interaction faisant intervenir trois ondes de pulsation ω_1 , ω_2 , ω_3 tel que $\omega_1 < \omega_2 < \omega_3$ et $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$, la polarisation non-linéaire d'ordre deux, sous sa forme la plus générale, s'écrit :

$$P_i^{(2)} = \varepsilon_0 \sum_{j,k} \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k \quad (6)$$

où i, j et k prennent les valeurs x, y et z . Le terme $\chi_{ijk}^{(2)}$ est un tenseur d'ordre trois comprenant 27 composantes. Il est souvent remplacé dans la littérature par le tenseur non-linéaire d'ordre deux selon la relation suivante :

$$\chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_3; \omega_1, \omega_2) = 2d_{ijk}(-\omega_3; \omega_2, \omega_1) \quad (7)$$

La relation entre la polarisation et le champ électrique via le tenseur contracté d_{ij} s'exprime ainsi :

$$\begin{bmatrix} P_x^{(2)}(\omega_3) \\ P_y^{(2)}(\omega_3) \\ P_z^{(2)}(\omega_3) \end{bmatrix} = 2\varepsilon_0 K \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x(\omega_1)E_x(\omega_2) \\ E_y(\omega_1)E_y(\omega_2) \\ E_z(\omega_1)E_z(\omega_2) \\ E_y(\omega_1)E_z(\omega_2) + E_z(\omega_1)E_y(\omega_2) \\ E_x(\omega_1)E_z(\omega_2) + E_z(\omega_1)E_x(\omega_2) \\ E_x(\omega_1)E_y(\omega_2) + E_y(\omega_1)E_x(\omega_2) \end{bmatrix} \quad (8)$$

où $K(-\omega_3; \omega_1, \omega_2)$ est le facteur de dégénérescence. Il prend la valeur $\frac{1}{2}$ pour le doublement de fréquences et la rectification optique et 1 pour les autres processus de conversion. Le nombre d'éléments indépendants de ce tenseur d_{ijk} est considérablement réduit si l'on tient compte de la symétrie de Kleinman, lorsqu'elle est applicable [Courtois:02], ainsi que de la symétrie intrinsèque du milieu.

2. Les équations d'ondes couplées

L'équation de Maxwell permet de décrire la propagation d'un champ électrique à travers un milieu non-linéaire. Cette équation est modifiée pour prendre en compte le couplage entre les ondes lumineuses et les polarisations qu'elles induisent. Sa forme la plus générale est [Boyd:03]:

$$\nabla^2 \underline{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \underline{D}_L}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \underline{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (9)$$

où c est la célérité de la lumière. Le membre de gauche est associé à la propagation linéaire et celui de droite au terme source de la propagation non-linéaire. L'expression du vecteur induction électrique D est alors :

$$\underline{D} = \underline{E} + 4\pi \underline{P} = \underline{D}_L + 4\pi \underline{P}_{NL} \quad (10)$$

Pour résoudre l'équation (9), on effectue généralement les approximations suivantes :

- ✓ les ondes sont quasi-monochromatiques,
- ✓ le régime est quasi continu : dépendance faible du champ en fonction du temps,
- ✓ les ondes sont quasi-planes : faible extension spatiale,
- ✓ la variation de l'enveloppe est lente.

Dans ce contexte, les ondes se propageant dans le milieu sont supposées de la forme :

$$E(z, t) = \frac{1}{2} [E(z, \omega) \exp i(kz - \omega t)] + c.c. \quad (11)$$

Ces ondes génèrent des polarisations non-linéaires P_{NL} :

$$P_{NL}(z, t) = \frac{1}{2} [P_{NL}(z, \omega) \exp i(kz - \omega t)] + c.c. \quad (12)$$

Ces différentes considérations permettent ainsi d'écrire les équations d'évolution des enveloppes des champs lentement variables. Dans le cas d'une interaction paramétrique à trois ondes, celles-ci prennent la forme :

$$\begin{cases} \frac{\partial E_3}{\partial z} = i \frac{2\omega_3 d_{eff}}{n_3 c} E_1 E_2 \exp(-i\Delta kz) \\ \frac{\partial E_1}{\partial z} = i \frac{2\omega_1 d_{eff}}{n_1 c} E_3 E_2^* \exp(i\Delta kz) \\ \frac{\partial E_2}{\partial z} = i \frac{2\omega_2 d_{eff}}{n_2 c} E_3 E_1^* \exp(i\Delta kz) \end{cases} \quad (13)$$

où n_1, n_2, n_3 sont respectivement les indices linéaires vus par les trois ondes, et d_{eff} est le coefficient non-linéaire effectif. Celui-ci dépend des propriétés cristallines, de la direction de

propagation et des polarisations $\underline{e}_1, \underline{e}_2, \underline{e}_3$ des trois ondes en interaction. Il a pour expression générale :

$$d_{eff} = \underline{e}_3^* \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix} \underline{e}_1^* \underline{e}_2 \quad (14)$$

Finalement, Δk exprime le désaccord de phase entre les trois ondes. Son expression scalaire dépend des angles de coupe du cristal, des vecteurs d'ondes et de leur géométrie d'interaction. Son expression vectorielle est :

$$\overline{\Delta k} = \overline{k_p} - \overline{k_s} - \overline{k_i} \quad (15)$$

3. L'amplification paramétrique

Après quelques manipulations, les équations d'onde couplées (13) permettent de retrouver la relation de Manley-Rowe [Boyd:03] :

$$\frac{1}{\omega_2} \frac{dI_2}{dz} = \frac{1}{\omega_1} \frac{dI_1}{dz} = -\frac{1}{\omega_3} \frac{dI_3}{dz} \quad (16)$$

où l'intensité des trois ondes est donnée par :

$$I_j = \frac{n_j c}{2\pi} |E_j|^2 \quad (17)$$

La relation (16) exprime la conservation du nombre de photons lors de l'interaction entre les trois ondes dans un milieu non-linéaire d'ordre deux. Ainsi le taux de création de photons de pulsation ω_1 est égal au taux de création de photons de pulsation ω_2 , qui est encore égal au taux de destruction de photons de pulsation ω_3 . Cette relation (16) permet de décrire simultanément l'amplification paramétrique et la génération par sommation de fréquences. Le diagramme de la Figure II-2 indique de façon schématique la création d'un photon de pulsation ω_3 résultant de la destruction d'un photon de pulsation ω_1 et d'un photon de pulsation ω_2 .

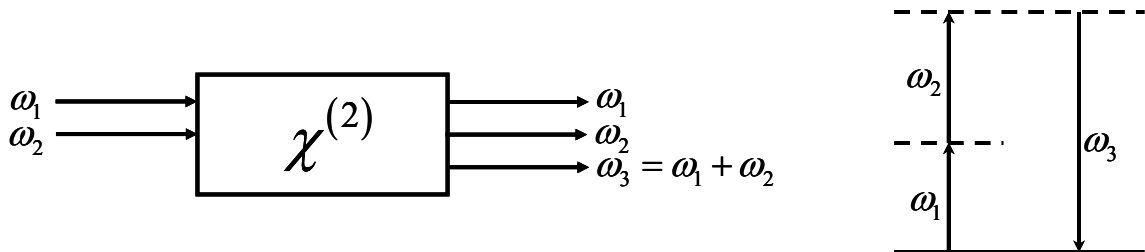


Figure II-2 : Schéma de principe de la génération par sommation de fréquences et son diagramme d'énergie.

Un diagramme équivalent permet de traduire la génération par différence de fréquences lors de l'interaction entre deux faisceaux énergétiques de pulsation ω_1, ω_3 . Le

faisceau à ω_3 perd de l'énergie au profit du faisceau à ω_1 et du faisceau de pulsation ω_2 généré lors de l'interaction. Le diagramme d'énergie de la Figure II-3 montre que le photon de pulsation ω_3 s'est en quelque sorte cassé en un photon de pulsation ω_1 et un photon de pulsation ω_2 .

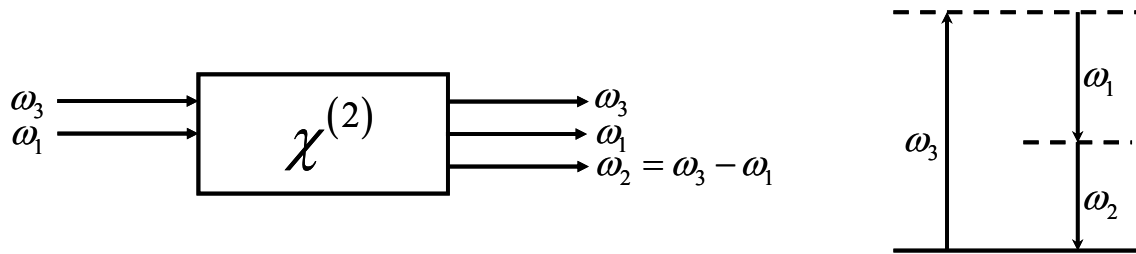


Figure II-3 : Schéma de principe de la génération par différence de fréquences.

B. L'amplification paramétrique optique

1. Principe de l'OPA

Les équations régissant les évolutions des champs lors de l'amplification paramétrique optique (Figure II-4) ou de la génération par différence de fréquences sont identiques, seules les conditions initiales diffèrent.

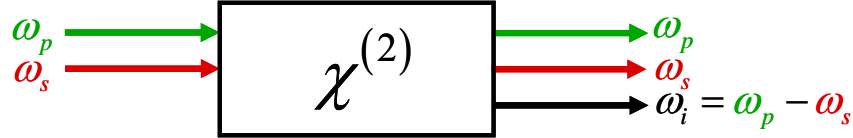


Figure II-4 : Schéma de principe de l'amplification paramétrique optique. ω_p , ω_s , ω_i pulsations respectives des ondes pompe, signal et idler. Cette dernière est l'onde complémentaire générée lors de l'interaction paramétrique dans le respect du principe de conservation de l'énergie.

2. Gain et phase d'un amplificateur paramétrique optique

Si l'on néglige la déplétion de l'onde pompe et que l'on suppose qu'à l'entrée du cristal non-linéaire le signal possède une intensité initiale I_{s0} et que l'onde idler est nulle, les équations d'onde couplées (13) peuvent être résolues. Elles permettent alors de déterminer les intensités des ondes signal et idler après une longueur L de cristal [Cerullo:03]. Celles-ci s'écrivent :

$$I_s(L) = I_{s0} \left[1 + \left(\frac{\Gamma}{\gamma} \right)^2 \sinh^2(\gamma L) \right] \quad (18)$$

$$I_i(L) = I_{s0} \frac{\omega_i}{\omega_s} \left(\frac{\Gamma}{\gamma} \right)^2 \sinh^2(\gamma L) \quad (19)$$

où

$$\gamma = \sqrt{\Gamma^2 - \left(\frac{\Delta k}{2} \right)^2} \quad (20)$$

et

$$\Gamma^2 = \frac{8\pi^2 d_{eff}^2 I_p}{n_i n_s n_p \lambda_i \lambda_s \varepsilon_0 c} \quad (21)$$

L'équation (18) nous permet de définir le gain paramétrique G_{OPA} après une longueur L de cristal :

$$G_{OPA}(L) = \frac{I_s(L)}{I_{s0}} = 1 + \left(\frac{\Gamma}{\gamma} \right)^2 \sinh^2(\gamma L) \quad (22)$$

Si $\Gamma L \gg 1$, alors $G_{OPA}(L)$ prend la forme :

$$G_{OPA}(L) \approx \frac{1}{4} \exp \left\{ 2 \left[\Gamma^2 - \left(\frac{\Delta k}{2} \right)^2 \right]^{1/2} L \right\} \quad (23)$$

Lorsque l'accord de phase entre les trois ondes est parfait ($\Delta k = 0, \gamma = \Gamma$), l'expression du gain OPA (23) se simplifie encore :

$$G_{OPA}(L) = \frac{I_s(L)}{I_{s0}} \approx \frac{1}{4} \exp(2\Gamma L) \quad (24)$$

Il est important de noter que le gain G_{OPA} associé au processus d'amplification paramétrique dépend fortement des termes suivants :

- ✓ le désaccord de phase Δk entre les trois ondes,
- ✓ le coefficient non-linéaire effectif d_{eff} du cristal,
- ✓ l'intensité de pompe I_p ,
- ✓ la longueur L du cristal.

Si l'accord de phase n'est pas satisfait, l'onde signal amplifiée subit un déphasage supplémentaire Φ_{OPA} [Forget:05b] qui s'écrit :

$$\Phi_{OPA}(L) = \frac{\Delta k}{2} L - \arctan \left[\frac{\Delta k}{2\gamma} \tanh(\gamma L) \right] \quad (25)$$

On note que la phase additionnelle Φ_{OPA} dépend des mêmes paramètres que le gain G_{OPA} . Nous verrons au Chapitre III un cas particulier où l'influence combinée du désaccord de phase Δk et de la variation instantanée du profil de pompe modifie cette phase additionnelle.

3. Maximisation du gain OPA

3.1 L'accord de phase

3.1.1 La condition d'accord de phase

D'après l'équation du gain (23), on comprend qu'une amplification efficace de l'onde signal requiert un accord de phase parfait $\Delta k = 0$. Si l'on considère le processus OPA entre des faisceaux colinéaires, l'accord de phase Δk s'écrit :

$$\Delta k = k_p - k_s - k_i \quad (26)$$

soit,

$$n_p \omega_p = n_s \omega_s + n_i \omega_i \quad (27)$$

avec $\omega_p = \omega_s + \omega_i$. Cette condition d'accord de phase ne peut généralement être maintenue, car loin de toute résonance, l'indice de réfraction est une fonction croissante de la fréquence.

3.1.2 La biréfringence

Cette condition d'accord de phase peut être satisfaite via la biréfringence d'un certain nombre de cristaux. La biréfringence caractérise l'évolution de l'indice de réfraction avec la direction de propagation et de polarisation extraordinaire ou ordinaire de l'onde, désignée respectivement par les indices e et o . Cette propriété est intimement liée aux caractéristiques cristallographiques du cristal. Par exemple, un système cubique est optiquement isotrope et ne présente pas de biréfringence. Le graphique de la Figure II-5 décrit la dépendance des indices de réfraction ordinaire et extraordinaire du cristal de BBO en fonction de la fréquence à une température de 20°C. Le cristal de BBO est un des deux cristaux non-linéaires que nous avons employés durant la thèse.

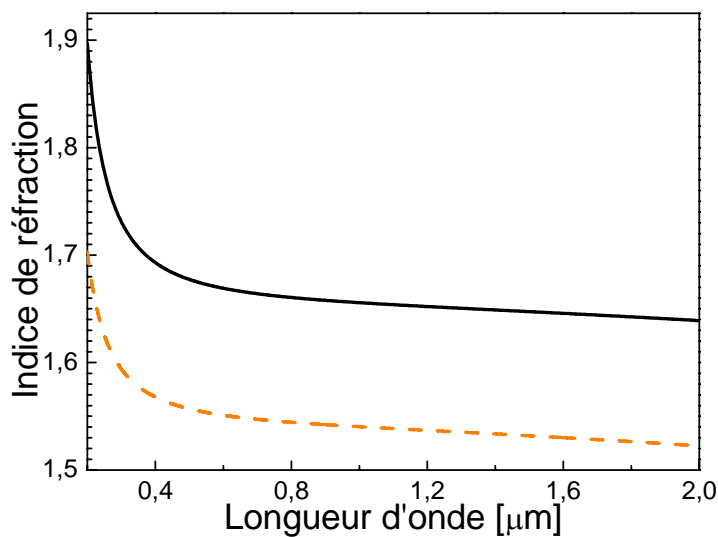


Figure II-5 : Indices de réfraction du cristal de BBO à 20°C en fonction de la longueur d'onde. Courbe noire trait plein – indice ordinaire. Courbe orange pointillés – indice extraordinaire.

Dans un cristal uniaxe (trigonal, tétragonal ou hexagonal) positif ($n_e > n_o$) ou négatif ($n_e < n_o$), la condition d'accord de phase impose des directions de propagation et de polarisation particulières pour les ondes en interaction. Les polarisations imposées sont résumées dans le tableau ci-dessous. Le lecteur intéressé trouvera dans le Handbook of

Nonlinear Optical Crystals [Dmitriev:91] les conditions de polarisation pour les cristaux biaxes (triclinique, monoclinique, orthorhombique).

	<i>Uniaxe positif</i>	<i>Uniaxe négatif</i>
Type I	$n_p^o \omega_p = n_s^e \omega_s + n_i^e \omega_i$	$n_p^e \omega_p = n_s^o \omega_s + n_i^o \omega_i$
Type II	$n_p^o \omega_p = n_s^e \omega_s + n_i^o \omega_i$	$n_p^e \omega_p = n_s^o \omega_s + n_i^e \omega_i$

Tableau II-1 : Conditions de polarisation des ondes dans un cristal uniaxe positif ou négatif.

3.1.2.a L'angle d'accord de phase θ

Bien que le Tableau II-1 indique clairement les polarisations des ondes en interaction, il ne précise pas leurs directions de propagation. La condition d'accord de phase implique que les ondes se propagent avec un angle particulier appelé angle d'accord de phase θ . Il est important de noter que cet accord de phase peut être réalisé en jouant soit sur la température du cristal, soit sur l'angle d'accord de phase.

Nous décrivons cette méthode d'accord de phase dans le cas le plus simple d'un cristal uniaxe. Comme indiqué sur la Figure II-6, l'angle d'accord de phase θ est défini comme étant celui formé par l'axe optique z et le vecteur propagation \vec{k} . L'angle azimutal entre le vecteur de propagation \vec{k} et le plan cristallin (xy) est noté φ .

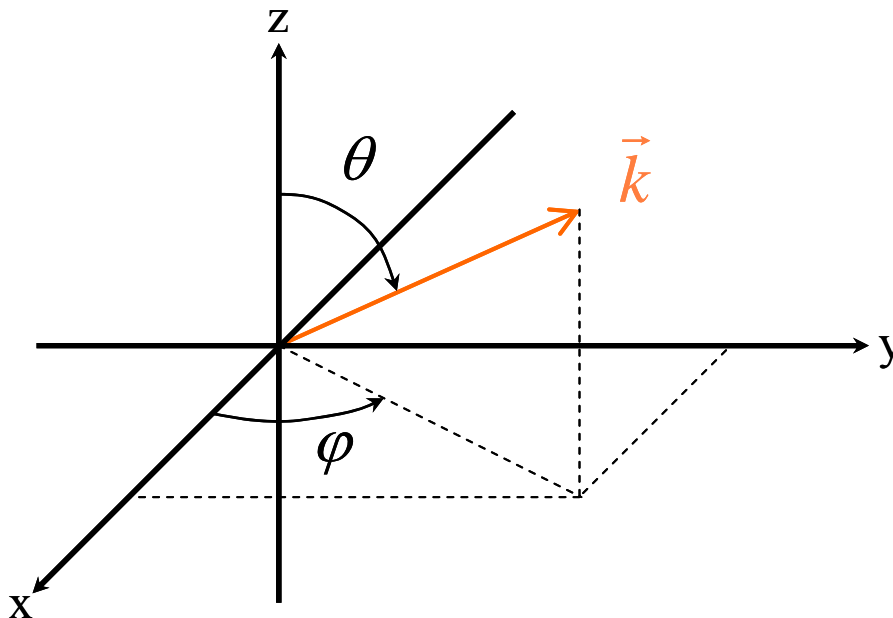


Figure II-6 : Orientation du vecteur d'onde dans un cristal uniaxe.

On peut définir un nouveau repère orthonormé de base $\{\vec{e}_k, \vec{e}_o, \vec{e}_e\}$ illustré sur la Figure II-7. Dans ce repère, l'axe z définit toujours l'axe optique du cristal non-linéaire. Le vecteur de base \vec{e}_k définit la direction du vecteur propagation \vec{k} . Le vecteur de base \vec{e}_o appartient au plan cristallin (xy) et définit la direction de polarisation ordinaire. Le vecteur de base \vec{e}_e appartient au plan (\vec{e}_k, z) et définit la direction de polarisation extraordinaire. Les coordonnées de ces vecteurs dans le repère xyz sont :

$$\vec{e}_o = \begin{bmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \\ 0 \end{bmatrix}, \vec{e}_e = \begin{bmatrix} -\cos \theta \cos \varphi \\ -\cos \theta \sin \varphi \\ \sin \theta \end{bmatrix}, \vec{e}_k = \begin{bmatrix} \cos \varphi \sin \theta \\ \sin \varphi \sin \theta \\ \cos \theta \end{bmatrix} \quad (28)$$

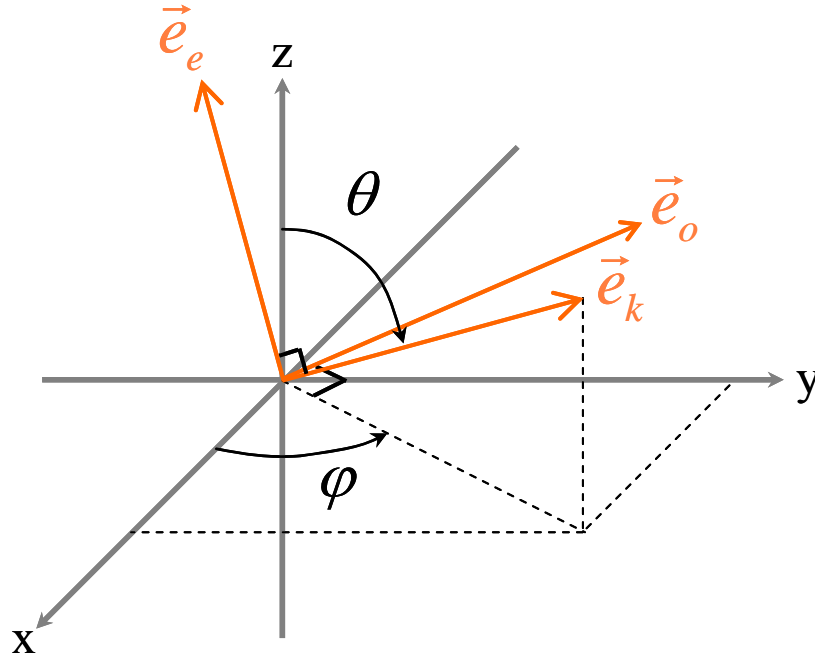


Figure II-7 : Orientation des vecteurs polarisation dans un cristal uniaxe.

L'onde ordinaire est associée à l'indice de réfraction ordinaire n_o . L'onde extraordinaire est associée à l'indice de réfraction extraordinaire $n_p(\theta)$. Ce dernier dépend de l'angle θ . Il est défini par l'équation de la surface des indices :

$$\frac{1}{n_p^2(\theta)} = \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} + \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} \quad (29)$$

où n_e est l'indice extraordinaire principal obtenu pour $\theta = 90^\circ$. L'indice de réfraction extraordinaire $n_p(\theta)$ dépend, en outre, de la géométrie d'interaction entre les deux faisceaux incidents de pulsation ω_p et ω_s . En particulier lorsque les vecteurs d'onde pompe et signal forment un angle α en géométrie non-colinéaire (Figure II-8), cet indice doit être solution de

l'équation du second degré suivante afin que l'interaction entre les trois ondes satisfasse l'accord de phase :

$$k_p^2 - 2 \cos(\alpha) k_s k_p + k_s^2 - k_i^2 = 0 \quad (30)$$

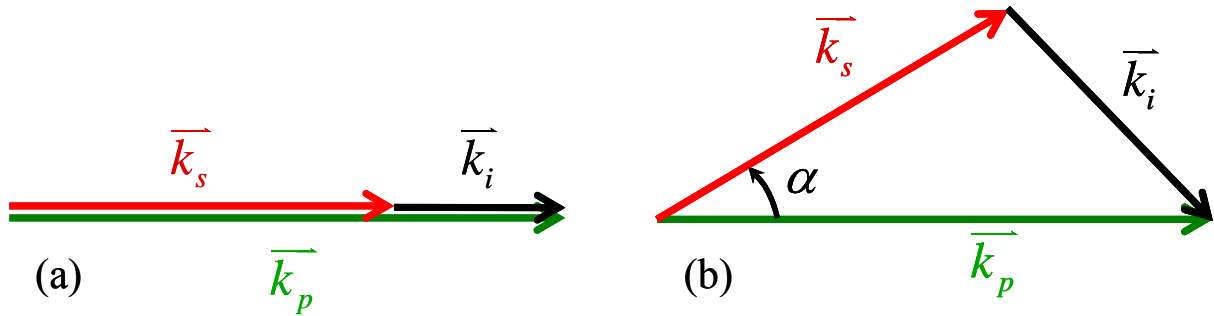


Figure II-8 : (a) interaction colinéaire (b) interaction non-colinéaire.

La Figure II-9 illustre plus précisément cette interaction non-colinéaire dans un cristal uniaxe négatif. L'axe optique \vec{N} forme un angle Ψ avec la surface du cristal et un angle θ_{cut} avec la normale de cette dernière. Les vecteurs d'onde incidents pompe et signal, \vec{k}_{pe} et \vec{k}_{se} , sont associés aux surfaces des indices définies respectivement par λ_{s0} et λ_p . Ces deux vecteurs forment, à l'extérieur du cristal, un angle α_e entre eux. Ils sont en outre repérés par rapport à la normale à la surface du cristal par les angles φ_{pe} et φ_{se} .

Les lois de Snell-Descartes ainsi que la condition d'accord de phase nous permettent de représenter, à l'aide des surfaces des indices, les vecteurs d'onde pompe, signal et idler \vec{k}_p , \vec{k}_s , \vec{k}_i à l'intérieur du cristal non-linéaire. Ces derniers sont donc respectivement associés aux surfaces des indices désignées par $n_p(\theta)$, n_{s0} et n_{i0} . En outre, les vecteurs d'onde signal et pompe forment un angle α entre eux. D'après l'équation (30), l'angle d'accord de phase θ_p entre le vecteur d'onde pompe \vec{k}_p et l'axe optique \vec{N} dépend donc de cet angle α . Ce dernier influence par conséquent les angles φ_p , φ_s et φ_i formés respectivement par les vecteurs d'onde pompe, signal et idler avec la normale à la surface du cristal.

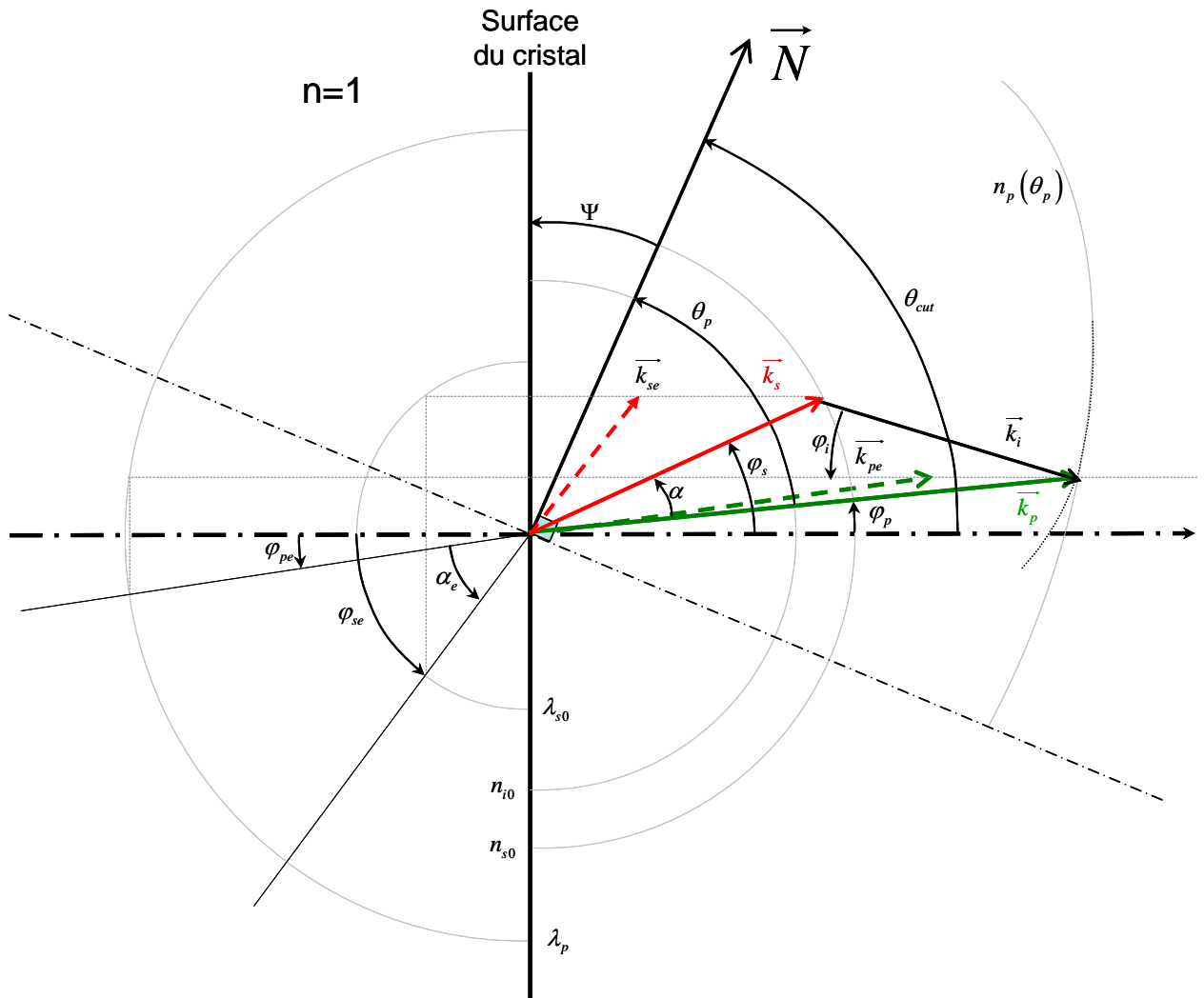


Figure II-9 : Interaction non-colinéaire dans un cristal uniaxe négatif. Interaction de type I ooe. Représentation des vecteurs d'onde et surfaces des indices associées.

3.1.2.b Le Walk-off et la température du cristal

La direction de propagation de l'énergie est donnée par le vecteur de Poynting \vec{S} :

$$\vec{S} = \vec{E} \wedge \vec{H} \quad (31)$$

où \vec{E} est le vecteur champ électrique et \vec{H} le vecteur induction magnétique. Dans un milieu anisotrope, la direction du vecteur de Poynting peut être différente de la direction du vecteur d'onde \vec{k} (Figure II-10). C'est en effet un des inconvénients de la technique d'accord de phase présentée précédemment. Lorsque l'angle d'accord de phase θ est différent de 0 ou de $\pi/2$, le vecteur de Poynting des ondes extraordinaires n'est plus parallèle au vecteur de propagation \vec{k} . Ainsi, les ondes ordinaire et extraordinaire se séparent spatialement lors de leur propagation dans le cristal. Cet effet appelé 'walk-off' limite le recouvrement spatial des faisceaux et amoindrit par conséquent l'efficacité des processus non-linéaires.

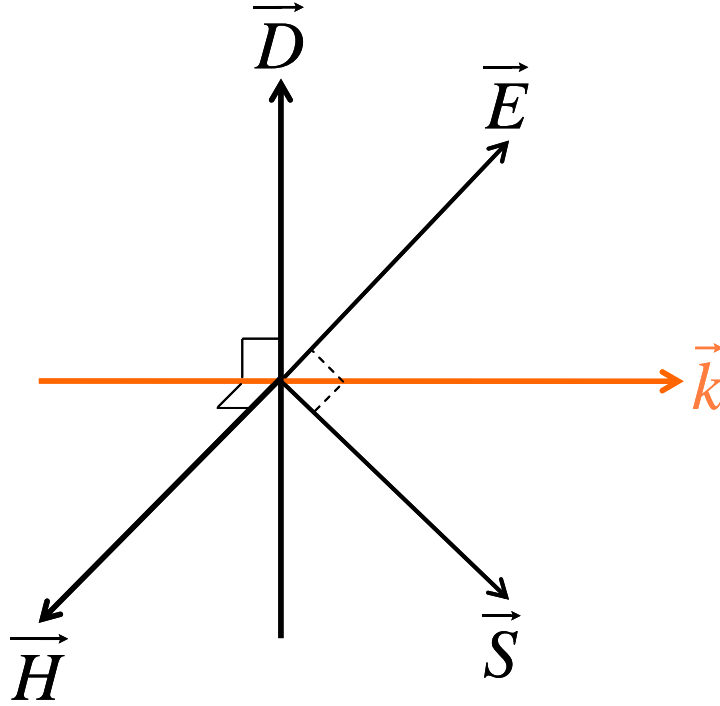


Figure II-10 : Vecteur de Poynting \vec{S} . $(\vec{D}, \vec{H}, \vec{k})$ et $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{S})$ forment des trièdres directs.

Il est alors possible d'employer certains cristaux, comme le LiNbO_3 ou le LBO, dont le terme de désaccord de phase Δk dépend fortement de la température imposée au cristal. Ainsi, en imposant un angle $\theta = \pi/2$ entre l'axe optique et la propagation de l'onde pompe, il est possible d'assurer la condition d'accord de phase en faisant varier la température du cristal tout en s'affranchissant de l'effet de walk-off.

3.2 Le coefficient non-linéaire effectif d_{eff}

L'expression du tenseur d_{il} dépend des propriétés de symétrie du cristal. Par exemple pour un cristal uniaxe de classe cristallographique 3m, comme le BBO, ce tenseur d_{il} s'écrit :

$$d_{il} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{31} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{31} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (32)$$

En utilisant cette expression, il est possible de montrer que dans un cristal uniaxe négatif de classe 3m, lorsque les deux ondes de plus petite pulsation sont polarisées selon la direction ordinaire (interaction de type I), la valeur du coefficient non-linéaire effectif d_{eff} est donnée par l'expression :

$$d_{\text{eff}} = d_{31} \sin \theta - d_{22} \cos \theta \sin 3\varphi \quad (33)$$

Lorsque les ondes de plus petite pulsation ont une polarisation croisée (interaction de type II), le d_{eff} s'écrit :

$$d_{eff} = d_{22} \cos^2 \theta \cos 3\varphi \quad (34)$$

Nous illustrons à présent l'influence de l'angle φ sur le coefficient non-linéaire effectif d_{eff} dans le cas le plus simple d'un cristal de classe 3m, comme le BBO. Par la suite, nous nous intéressons aux interactions paramétriques à la dégénérescence $\lambda_p = 527$ nm et $\lambda_s = 1054$ nm, et hors dégénérescence avec $\lambda_p = 532$ nm et $\lambda_s = 800$ nm. La dégénérescence est associée à un processus paramétrique dans lequel la pulsation de l'onde signal est le double de celle de l'onde pompe ($\omega_p = 2\omega_s$). D'après la Figure II-11, la valeur du d_{eff} dépend de la géométrie de l'interaction et on note que le d_{eff} est maximisé pour $\varphi = 90^\circ$.

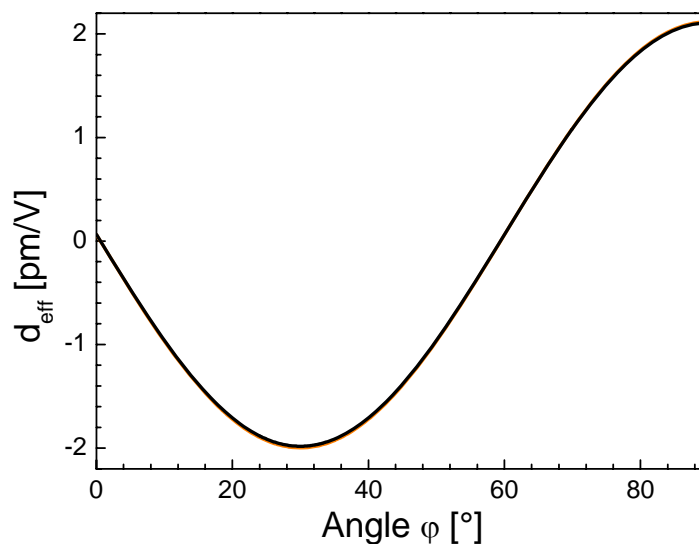


Figure II-11 : Influence de l'angle φ sur le coefficient non-linéaire effectif d_{eff} du cristal de BBO. Interaction de type I ooe. Courbe orange – interaction hors dégénérescence telle que $\lambda_p = 532$ nm et $\lambda_s = 800$ nm avec un angle d'accord de phase $\theta = 0,38496$ rad. Courbe noire – interaction à la dégénérescence telle que $\lambda_p = 527$ nm et $\lambda_s = 1054$ nm avec un angle d'accord de phase $\theta = 0,40028$ rad. Les deux courbes sont quasiment superposées.

D'après l'équation (33), dans un cristal de BBO de classe 3m et pour une interaction de type I ooe, la valeur absolue du coefficient non-linéaire effectif d_{eff} est maximisée pour $\varphi = 90^\circ$ quelle que soit la valeur de l'angle d'accord de phase θ (Figure II-12).

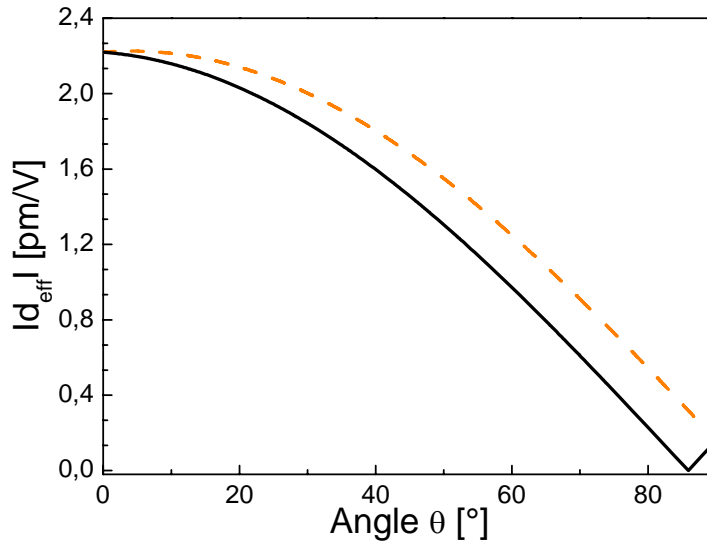


Figure II-12 : Influence de l'angle θ sur la valeur absolue du coefficient non-linéaire effectif d_{eff} du cristal de BBO. Interaction de type I ooe. Courbe orange pointillés – $\varphi = 90^\circ$. Courbe noire trait plein – $\varphi = 30^\circ$.

Enfin, les courbes de la Figure II-13 soulignent une nouvelle fois l'importance des angles de taille du cristal. Ici, le gain d'un amplificateur paramétrique dans un cristal de BBO est maximisé pour $\varphi = 90^\circ$. Si cet angle φ est fixé à 30° , on observera une perte de gain de près de 35 %.

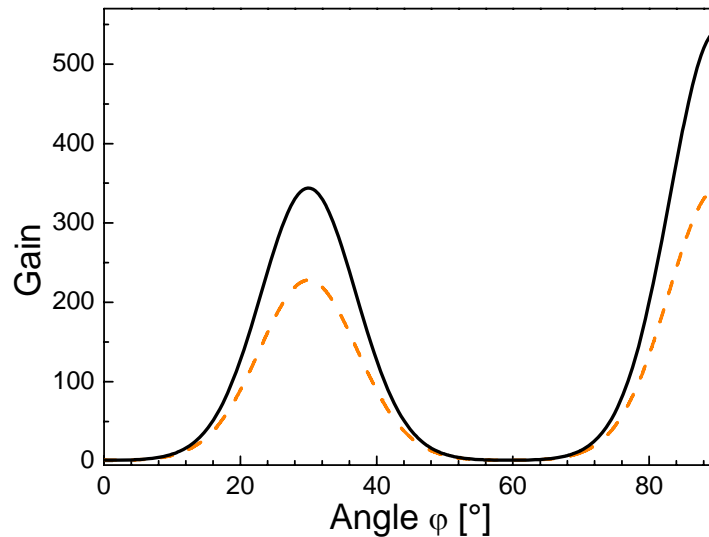


Figure II-13 : Influence de l'angle φ sur le gain d'un amplificateur paramétrique optique lorsque l'accord de phase est satisfait. La température du cristal est fixée à 20°C . La longueur du cristal est de 1,5cm. La puissance surfacique du faisceau pompe est de 250 MW/cm^2 . Interaction de type I ooe. Courbe orange pointillés – interaction hors dégénérescence telle que $\lambda_p = 532$ nm et $\lambda_s = 800$ nm avec un angle d'accord de phase $\theta = 0,38496$ rad. Courbe noire trait plein – interaction à la dégénérescence telle que $\lambda_p = 527$ nm et $\lambda_s = 1054$ nm avec un angle d'accord de phase $\theta = 0,40028$ rad.

3.3 L'intensité de pompe I_p

En négligeant la déplétion de l'onde pompe durant le processus paramétrique, le gain OPA (équation (23)) croît de façon exponentielle avec l'intensité de pompe. Sur la Figure II-14 sont représentées ces courbes de gain à faible signal pour une interaction de type I dans un cristal de BBO, dans un cas dégénéré et non dégénéré.

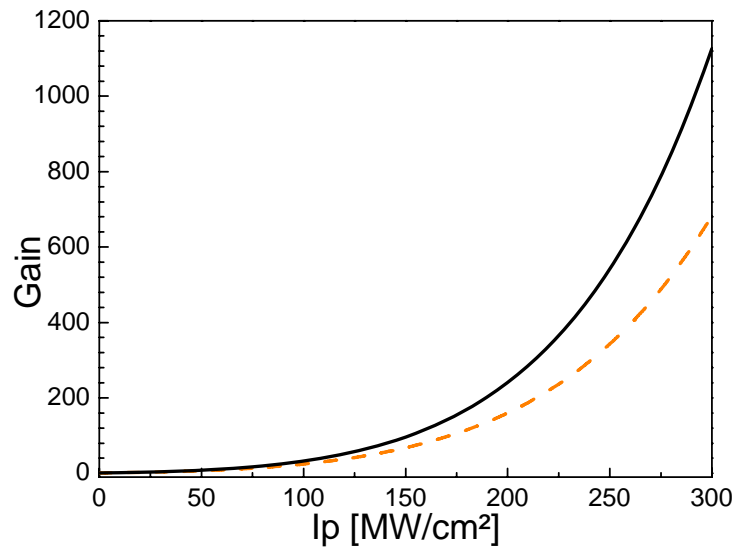


Figure II-14 : Influence de la puissance surfacique du faisceau pompe sur le gain d'un amplificateur paramétrique optique dans un cristal de BBO. La température du cristal est fixée à 20°C. La longueur du cristal est de 1,5 cm. Interaction de type I ooe. Courbe orange pointillés – interaction hors dégénérescence telle que $\lambda_p = 532$ nm et $\lambda_s = 800$ nm avec un angle d'accord de phase $\theta = 0,38496$ rad. Courbe noire trait plein – interaction à la dégénérescence telle que $\lambda_p = 527$ nm et $\lambda_s = 1054$ nm avec un angle d'accord de phase $\theta = 0,40028$ rad.

On pourrait penser qu'il suffit simplement d'augmenter fortement l'éclairement du cristal afin de maximiser l'amplification du signal. Toutefois, un facteur limite intrinsèquement l'intensité de pompe : le seuil de dommage du cristal et de ses traitements anti-reflets. Seuil au-delà duquel les détériorations causées au cristal sont irréversibles. Le lecteur intéressé trouvera notamment dans le [Handbook of Nonlinear Optical Crystals](#) [Dmitriev:91] ces valeurs de seuil de dommage pour différents cristaux non-linéaires. Concernant les valeurs indiquées dans la littérature, la prudence est de rigueur car la résistance du cristal dépend de sa qualité et des impuretés qu'il contient et de la nature de l'éclairement. Il faut aussi tenir compte de la qualité spatiale du faisceau pompe. Toute modulation spatiale du faisceau peut se traduire par des points de surintensité dans le cristal qui peuvent abîmer localement le cristal.

3.4 Le quasi-accord de phase

Les techniques présentées ci-dessus ne sont pas toujours adaptées. En effet, il existe des cristaux comme l'Arseniure de Gallium (AsGa) qui ne sont pas biréfringents. D'autres présentent une biréfringence trop faible pour compenser la dispersion de l'indice de réfraction. Enfin, il est parfois souhaitable de venir exciter un coefficient non-linéaire du tenseur d_{ijk} de valeur plus élevée comme le d_{33} du niobate de lithium. Malheureusement ce dernier est uniquement accessible lorsque les trois ondes en interaction sont polarisées selon la même direction, condition dans laquelle l'accord de phase ne peut être satisfait. Dans ce cas, la technique de quasi-accord de phase peut contourner cette difficulté.

3.4.1 Principe

Le quasi-accord de phase est généralement réalisé dans un cristal ferroélectrique. La technique consiste à inverser l'un des axes cristallins, le plus souvent l'axe c , périodiquement le long de la propagation des ondes. Cette inversion revient à modifier le signe du coefficient non-linéaire effectif d_{eff} . Elle peut donc compenser le désaccord de phase ($\Delta k \neq 0$). Techniquement, il suffit pour inverser le signe du d_{eff} d'alterner périodiquement le signe de la polarisation spontanée P_s du cristal ferroélectrique.

Il existe plusieurs techniques pour implanter une structure périodique dans un cristal ferroélectrique [Hellström:01]. Parmi les plus connues signalons :

- l'inversion périodique de la polarisation spontanée P_s durant la croissance cristalline selon la méthode de Czochralski,
- l'application d'un fort champ électrique à travers un masque lithographique déposé à la surface du cristal.

3.4.2 Expressions analytiques

La courbe (a) de la Figure II-15 représente l'évolution du champ électrique d'une onde générée ou amplifiée dans un cristal non-linéaire dont l'accord de phase est parfait. Ce champ croît linéairement avec la distance de propagation dans le cristal. Lorsqu'il existe un désaccord de phase (courbe (c)), l'amplitude du champ oscille avec la distance de propagation dans le cristal. Par exemple, dans le cas de la génération de seconde harmonique, l'énergie de l'onde à 2ω croît sur une distance $z = L_{coh}$ (appelée longueur de cohérence) puis son énergie est transférée à l'onde fondamentale jusqu'à être annulée pour $z = 2L_{coh}$. Cette limite explique aussi en partie pourquoi la longueur d'un cristal biréfringent ne peut être supérieure à L_{coh} . Le

quasi-accord de phase est décrit par la courbe (b). Ici, nous supposons que la période Λ d'alternance de l'axe cristallin est telle que $\Lambda = 2L_{coh}$. Ainsi, en inversant après chaque longueur de cohérence L_{coh} le signe de la susceptibilité du matériau, l'énergie est continuellement transférée de l'onde incidente vers l'onde générée. Sous le graphique de la Figure II-15 est schématisé un cristal à polarisation périodique. L'inversion des périodes est reliée à la longueur de cohérence du cristal L_{coh} .

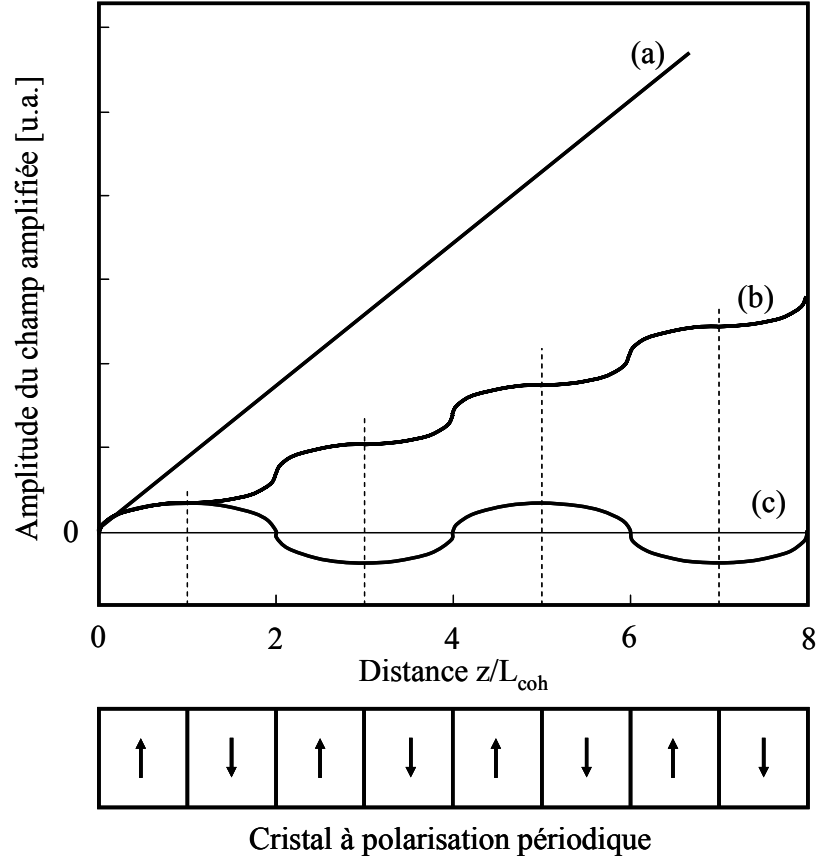


Figure II-15 : Evolution de l'amplitude du champ amplifié en fonction du paramètre z/L_{coh} . Courbe (a) cas idéal dans lequel le champ croît avec la distance de propagation. Courbe (b) principe du quasi-accord de phase. Courbe (c) accord de phase classique. Sous le graphique est schématisé un cristal à polarisation périodique.

Cette inversion de polarisation est prise en compte dans l'expression des ondes couplées (équation (13)) grâce à la modulation spatiale du coefficient non-linéaire effectif d_{eff} du milieu via une fonction rectangulaire $d(z)$ de période Λ et d'amplitude ± 1 que l'on développe en série de Fourier [Fejer:92] :

$$d(z) = d_{eff} \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} G_m \exp(ik_m z) \quad (35)$$

où,

$$k_m = 2\pi m / \Lambda \quad (36)$$

est le vecteur réseau associé à la $m^{\text{ième}}$ composante de Fourier de $d(z)$. Ce vecteur est normal au réseau, le long de la propagation z des ondes électromagnétiques. Le terme

$$G_m = \frac{2}{m\pi} \sin(m\pi N) \quad (37)$$

traduit la modulation de la période avec un facteur de cycle

$$N = l/\Lambda \quad (38)$$

où l est la longueur d'un domaine inversé.

Le coefficient non-linéaire effectif est d'autant plus élevé que l'ordre du réseau m est proche de 1. On dit alors que l'on a un facteur de cycle de 50 %, soit :

$$d_Q = \frac{2}{\pi} d_{\text{eff}} \quad (39)$$

Les équations des ondes couplées (équation (13)) deviennent :

$$\begin{cases} \frac{\partial E_p}{\partial z} = i \frac{2\omega_p d_Q}{n_p c} E_s E_i \exp(-i\Delta k_Q z) \\ \frac{\partial E_s}{\partial z} = i \frac{2\omega_s d_Q}{n_s c} E_p E_i^* \exp(i\Delta k_Q z) \\ \frac{\partial E_i}{\partial z} = i \frac{2\omega_i d_Q}{n_i c} E_p E_s^* \exp(i\Delta k_Q z) \end{cases} \quad (40)$$

Le désaccord de phase pour un processus d'ordre 1 avec des faisceaux colinéaires est :

$$\Delta k_Q = k_p - k_s - k_i - \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (41)$$

où la période optimale est le double de la longueur de cohérence soit :

$$\Lambda = 2L_{\text{coh}} = \frac{2\pi}{k_p - k_s - k_i} \quad (42)$$

3.4.3 Avantages et inconvénients du quasi-accord de phase

Avec la technique du quasi-accord de phase, il est possible d'exploiter les coefficients les plus élevés de ces matériaux (par exemple le d_{33} du LiNbO_3), tout en propageant les ondes selon un axe principal du cristal. Dans ce cas, les ondes ne subissent pas l'effet de double réfraction. Notons également que l'accord de phase est réalisable sur toute la bande de transparence du cristal. La plage d'accord de phase est ajustable en température. Ces cristaux offrent donc une grande flexibilité expérimentale. Enfin, l'architecture même de ces cristaux peut être très élaborée. Par exemple, la période peut croître linéairement avec la longueur du cristal. Comme nous le verrons au Chapitre III, ceci fournit des fonctionnalités supplémentaires aux cristaux à polarisation périodique.

Les inconvénients sont peu nombreux et proviennent principalement des techniques de réalisation. Citons notamment le coût supplémentaire au regard des cristaux

traditionnels, induit par la nécessité de fabriquer un masque. En outre, l'épaisseur de ces cristaux est limitée. Par exemple, l'épaisseur d'un PPLN dopé MgO sera inférieure à 1mm et celle d'un PPKT inférieure à 3 mm. Ceci limite les applications de ces matériaux. En revanche, comme nous le verrons concrètement au Chapitre III, la tolérance angulaire est très élevée.

3.5 La longueur du cristal L

D'après l'expression du gain OPA (équation (23)), et comme indiqué sur la Figure II-16, le gain OPA croît avec la longueur du cristal. Pouvons-nous alors prendre un cristal de grande dimension afin de transférer plus d'énergie au signal ? Différents paramètres doivent être pris en compte comme l'acceptance spectrale du cristal, la dispersion de la vitesse de groupe...

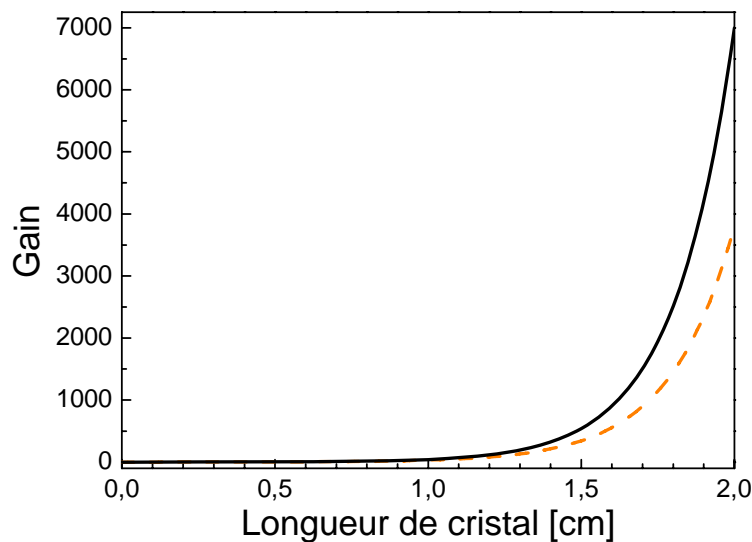


Figure II-16 : Influence de la longueur du cristal sur le gain d'un amplificateur paramétrique optique dans un cristal de BBO. La température du cristal est fixée à 20°C. La puissance surfacique du faisceau pompe est de 250 MW/cm². Interaction de type I ooe. Courbe orange pointillés – interaction hors dégénérescence telle que $\lambda_p = 532$ nm et $\lambda_s = 800$ nm avec un angle d'accord de phase $\theta = 0,38496$ rad. Courbe noire trait plein – interaction à la dégénérescence telle que $\lambda_p = 527$ nm et $\lambda_s = 1054$ nm avec un angle d'accord de phase $\theta = 0,40028$ rad.

3.5.1 Acceptance spectrale du cristal

Dans un cristal non-linéaire classique comme le BBO, l'accord de phase est parfait pour la longueur d'onde centrale. Les autres composantes spectrales subissent donc un désaccord de phase tel que $\Delta k \neq 0$. Comme l'indique l'équation (18), l'acceptance spectrale (voir paragraphe 5 de ce chapitre) est d'autant plus accentuée que le cristal est long.

3.5.2 Walk-off spatial

Dans un cristal anisotrope, l'énergie se propage selon la direction fixée par le vecteur de Poynting \vec{S} . Ce dernier forme un angle ρ avec la direction du vecteur de propagation \vec{k} . Il est communément appelé angle de walk-off ou bien angle de double réfraction. Ce phénomène est alors associé à la séparation spatiale des différentes ondes en interaction. En particulier dans un cristal uniaxe de type I, lorsque l'onde pompe présente une polarisation extraordinaire, son énergie sera déviée de l'axe de propagation. On peut établir l'expression de cet angle ρ dans ce cas à l'aide du repère xyz de la Figure II-17 :

$$\tan \rho = \tan \theta \frac{(1 - n_e^2 / n_o^2)}{n_e^2 / n_o^2 + \tan^2 \theta} \quad (43)$$

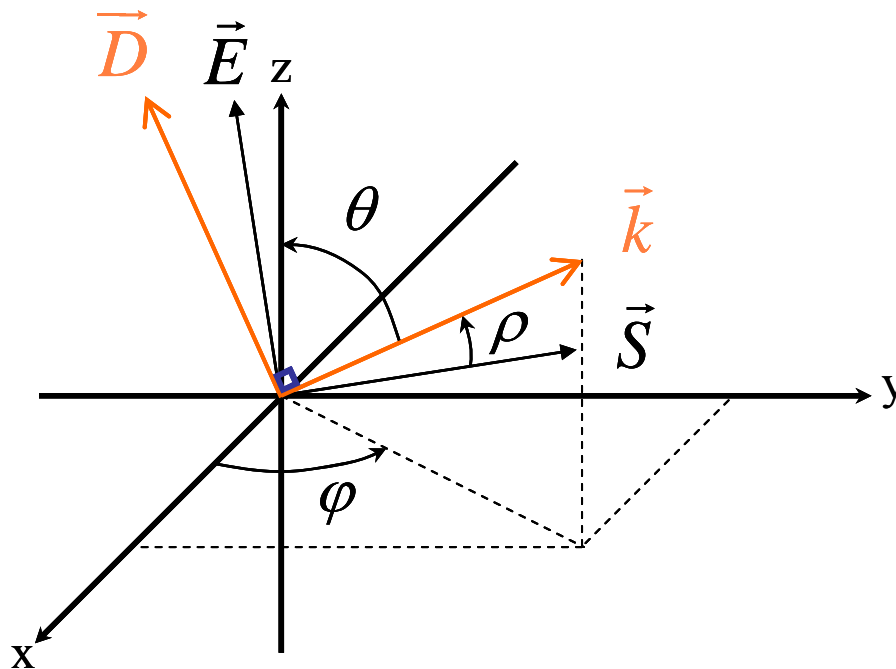


Figure II-17 : Angle de double réfraction ρ dans un cristal uniaxe dans son trièdre xyz cristallographique. \vec{k} vecteur d'onde. \vec{S} vecteur de Poynting. \vec{E} vecteur champ électrique. \vec{D} vecteur induction électrique.

Dans le Tableau II-2, nous indiquons la valeur de l'angle de double réfraction du faisceau pompe dans les deux cristaux de BBO uniaxes, de type I eoo, employés au cours de la thèse. Dans le cas de matériaux à polarisation périodique standard, l'effet de double réfraction n'est généralement pas observé car les ondes se propagent selon les axes propres du cristal.

Angle d'accord de phase [rad]	Longueur d'onde [nm]		Angle de walk off [mrad]
θ	λ_s	λ_p	ρ
0,38496	800	532	54,31
0,40028	1054	527	55,95

Tableau II-2 : Valeurs de l'angle de double réfraction ρ associées à une interaction à la dégénérescence et hors dégénérescence dans un cristal de BBO à 20°C.

Nous illustrons avec la Figure II-18 l'influence de l'accord de phase et donc de la géométrie d'interaction sur l'angle de double réfraction. Les données sont semblables pour le cas dégénéré : $\lambda_s = 1054$ nm et $\lambda_p = 527$ nm .

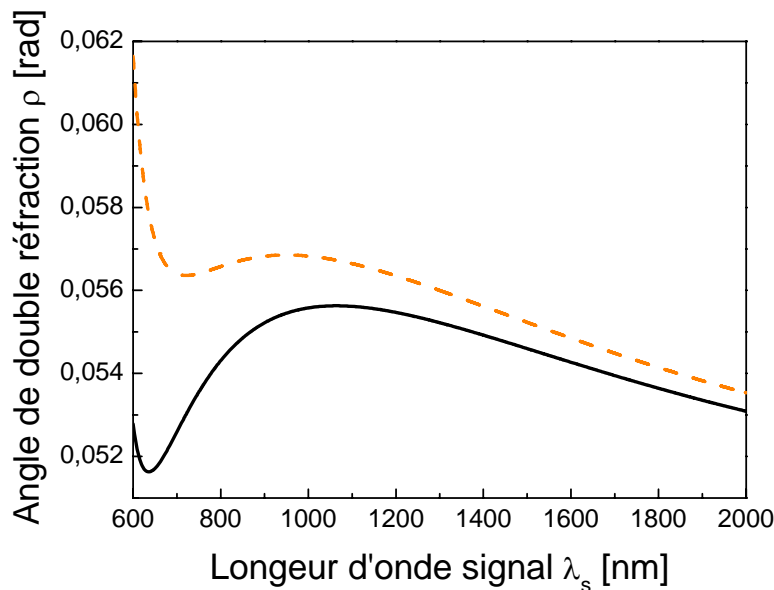


Figure II-18 : Angle de double réfraction ρ en fonction de la longueur d'onde du signal. Interaction de type I ooe dans un cristal de BBO maintenu à 20°C avec un faisceau pompe $\lambda_p = 532$ nm . L'accord de phase est satisfait. Courbes réalisées pour un angle de non-colinéarité α de 0° (noire trait plein) et de 2° (orange pointillés).

Et enfin, nous pouvons déterminer une longueur de walk-off limite $l_{wo,lim}$ au bout de laquelle les deux faisceaux pompe et signal ne sont plus en interaction. Cette longueur est représentée sur la Figure II-19 et a pour expression :

$$l_{wo,lim} = \frac{\phi_p}{\tan \rho} \quad (44)$$

où ϕ_p est le diamètre du faisceau pompe.

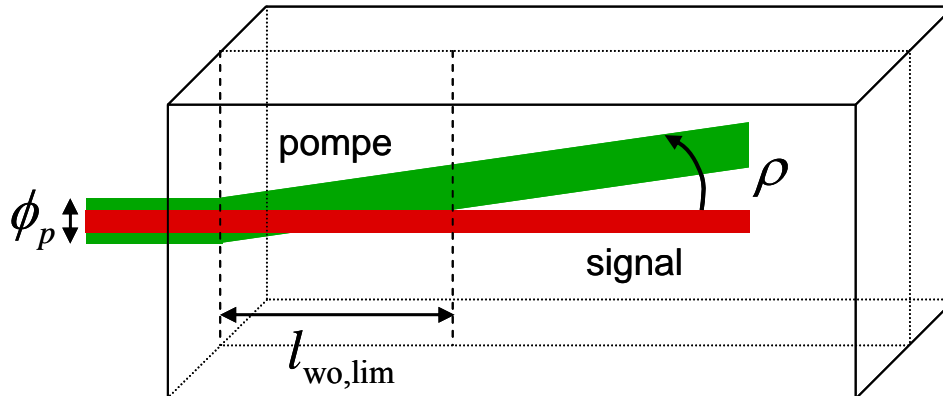


Figure II-19 : Propagation des faisceaux dans le cristal non-linéaire, angle de double réfraction et walk-off limite.

La Figure II-20 indique les valeurs de cette longueur limite de walk-off dans le cas d'une interaction de type I ooe dans un cristal de BBO avec un faisceau pompe à 532 nm dont le diamètre est de $\phi_p = 2$ mm.

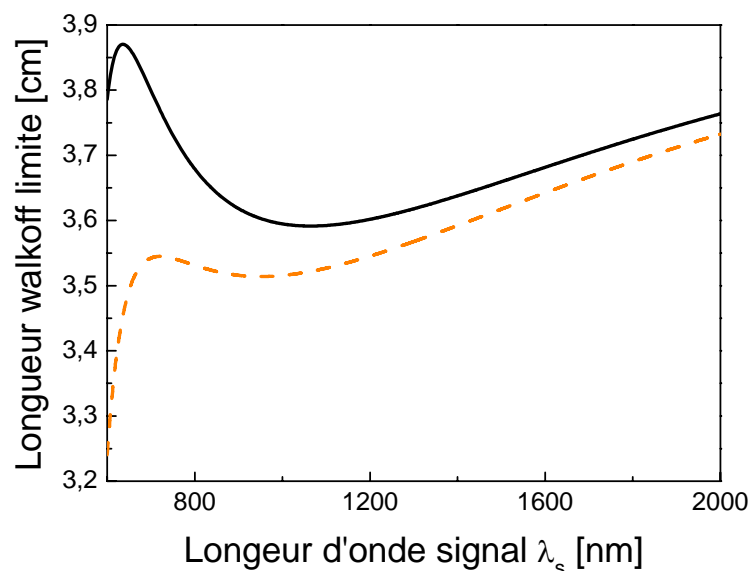


Figure II-20 : Longueur de walk-off limite $l_{wo,lim}$ en fonction de la longueur d'onde du signal pour une interaction de type I ooe dans un cristal de BBO maintenu à 20°C et un faisceau pompe $\lambda_p = 532$ nm. L'accord de phase est

satisfait. Courbes réalisées pour un angle de non-colinéarité α de 0° (noire trait plein) et de 2° (orange pointillés).

3.5.3 Différence de la vitesse de groupe

La vitesse de groupe d'une onde dans un milieu dépend de l'indice de groupe des longueurs d'onde en interaction. Ce dernier est défini comme suit :

$$n_g = n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega} \quad (45)$$

Ce phénomène, appelé aussi walk-off temporel, se traduit par un décalage temporel des enveloppes des ondes en interaction et donc par une diminution du recouvrement temporel de celles-ci. L'efficacité de conversion peut se trouver alors réduite. Pour limiter cet effet, il faut s'assurer que, lors de processus de conversion paramétrique, les faisceaux pompe et amplifié ne se séparent pas trop temporellement lorsqu'ils traversent le cristal. La longueur maximale d'interaction l_{jp} est définie comme étant la longueur au bout de laquelle les faisceaux pompe et amplifié se séparent d'un temps comparable à leurs durées :

$$l_{jp} = \frac{\tau}{\delta_{jp}}, \quad j = s, i \quad (46)$$

où τ est la durée d'impulsion la plus courte et,

$$\delta_{jp} = \left| 1/v_{gj} - 1/v_{gp} \right| \quad (47)$$

est l'écart de vitesse de groupe (GVM) entre les faisceaux pompe et amplifié. La vitesse de groupe est alors définie comme :

$$v_g = \frac{1}{\partial k / \partial \omega} = \frac{c}{n_g} = \frac{c}{n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega}} \quad (48)$$

On remarque que la longueur d'interaction l_{jp} diminue comme la durée d'impulsion τ . La GVM dépend, quant à elle, du type de cristal, des longueurs d'onde en interaction et du type d'accord de phase. Dans le cas d'un cristal de BBO de type I ooe en géométrie colinéaire, l'expression des vitesses de groupe des trois ondes en interaction est :

$$v_{gj} = c / (n_j + \omega_j \partial n_j / \partial \omega_j), \quad j = s, i \quad (49)$$

$$v_{gp} = c / (n_p + \omega_p \partial n_p / \partial \omega_p) \quad (50)$$

où l'on suppose en particulier que l'angle d'accord de phase θ est fixe, la dérivée partielle de l'indice de réfraction de l'onde pompe est alors d'après l'équation (29) :

$$\frac{\partial n_p}{\partial \omega_p} = \frac{\lambda_p^2}{2\pi c n_p} \left(\frac{\cos^2(\theta)}{n_{pe}^3} \frac{\partial n_{pe}}{\partial \lambda_p} + \frac{\sin^2(\theta)}{n_{po}^3} \frac{\partial n_{po}}{\partial \lambda_p} \right) \quad (51)$$

Le Tableau II-3 indique les vitesses de groupe et les longueurs maximales d'interaction de deux configurations d'amplification paramétrique étudiées expérimentalement pendant ces travaux de thèse.

	Angle d'accord de phase [rad]	Longueur d'onde centrale [nm]			Vitesse de groupe*10 ⁻⁴ [mm.fs ⁻¹]			Durée d'impulsion [ns]		Longueur d'interaction [m]	Longueur du cristal [cm]
	θ	λ_s	λ_i	λ_p	v_{gs}	v_{gi}	v_{gp}	τ_s	τ_p	l_{sp}	L
BBO	0,38496	800	1588	532	1,7810	1,950	1,8186	0,35	6	3	1,5
	0,40028	1054	1054	527	1,7917	1,7917	1,8198	0,50	3	5,8	1,7
PPLN	X	805	1569	532	1,2719	1,3249	1,2130	0,35	6	0,92	3

Tableau II-3 : Vitesses de groupe et longueurs d'interaction dans deux cristaux de BBO à 293K et un cristal de LiNbO₃ à polarisation périodique (PPLN) à 429 K, en interaction de type I ooe, et pour une géométrie colinéaire.

On voit que pour des impulsions signal fortement étirées, la longueur d'interaction maximale est très largement supérieure à la longueur du cristal.

Le Figure II-21 montre l'influence des longueurs d'onde en interaction et donc de l'angle d'accord de phase sur la longueur d'interaction l_{sp} .

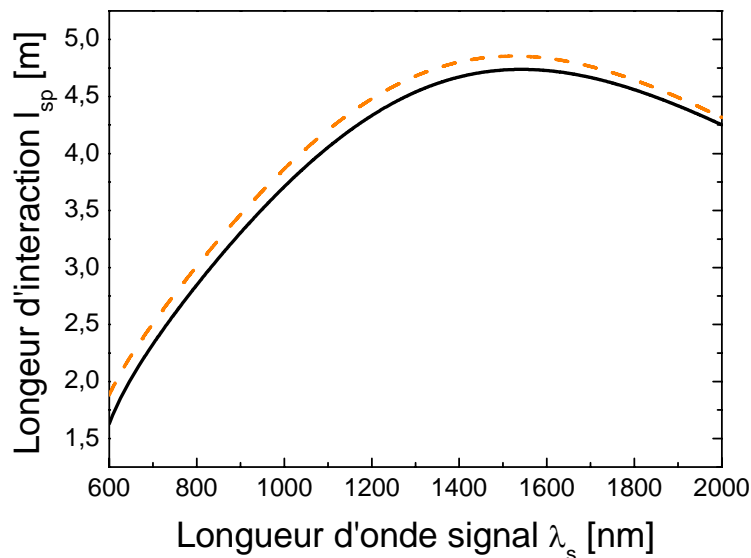


Figure II-21 : Influence de l'interaction paramétrique sur la longueur d'interaction, dans un cristal de BBO maintenu à 20°C, pour une interaction de type I ooe avec un faisceau pompe $\lambda_p = 532$ nm. L'accord de phase est satisfait. Courbes réalisées pour un angle de non-colinéarité α de 0° (noire trait plein) et de 2° (orange pointillés).

3.5.4 Elargissement temporel des impulsions

La dispersion de la vitesse de groupe dans le cristal peut aussi induire un élargissement temporel τ_p des impulsions. Pour une impulsion de type gaussienne, ce phénomène est quantifié de la façon suivante :

$$\tau_p(z) = \tau_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_D}\right)^2} \quad (52)$$

où τ_0 est la durée initiale de l'impulsion et z_D est une longueur caractéristique définie comme :

$$z_D = \frac{1}{4 \ln 2} \frac{\tau_0^2}{d^2 k / d\omega^2} \quad (53)$$

avec,

$$\frac{d^2 k}{d\omega^2} = -\frac{1}{v_G^2} \frac{dv_G}{d\omega} = \frac{n^3 \lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (54)$$

Dans les systèmes CPA classiques, l'impulsion signal est très fortement étirée. Ainsi, pour des impulsions de l'ordre de quelques centaines de picosecondes et un cristal de quelques centimètres, la longueur de dispersion est grande et l'élargissement temporel est négligeable.

Une fois l'interaction et l'accord de phase déterminés, il reste à prendre en compte d'autres limites optiques intrinsèques associées aux cristaux non-linéaires utilisés.

4. Limites optiques des cristaux non-linéaires

Nous avons vu que la puissance surfacique du faisceau pompe ne doit pas dépasser le seuil de dommage du matériau non-linéaire. Il existe, en outre, d'autres dommages optiques relatifs aux matériaux à polarisation périodique que nous avons employés durant ces travaux de doctorat.

4.1 Les effets photoréfractifs

Dans les milieux ferroélectriques tels que le LiNbO_3 , les effets photoréfractifs engendrent une modification à long terme de l'indice de réfraction du milieu par une migration de charges qui s'effectue perpendiculairement à l'axe de propagation du matériau traversé par les ondes lasers. Ceci peut notamment entraîner des déformations du faisceau au cours de sa propagation dans le cristal. Pour s'affranchir de cet effet, on peut limiter

l'intensité du faisceau pompe au détriment du gain OPA ou bien augmenter la température du cristal au-delà de 120°C pour le LiNbO₃. Dans ce dernier cas, les phénomènes de diffusion limitent considérablement les migrations de charges et ainsi les variations d'indice induites par les faisceaux lumineux.

4.2 Les dommages photochromatiques ou gray-tracking

Ce phénomène est aussi associé à l'effet photoréfractif. Il est observé dans les milieux ferroélectriques, tels que le LiNbO₃, lorsque de fortes intensités sont appliquées. Il se manifeste par l'apparition de traces sombres le long de la propagation des faisceaux dans le cristal et augmente l'absorption dans l'infrarouge et le visible. Ces traces disparaissent avec le temps, elles peuvent toutefois être évitées en augmentant là aussi la température du cristal.

Lorsque l'amplification paramétrique opère hors dégénérescence, il est nécessaire de déterminer la géométrie d'interaction entre les faisceaux pompe et signal à appliquer. Cette géométrie est en effet garante de l'acceptance spectrale du cristal.

5. Acceptance spectrale d'un amplificateur paramétrique

Afin d'illustrer ce calcul d'acceptance spectrale, nous avons choisi de l'exprimer dans le cas particulier d'un cristal uniaxe en interaction de type I ooe. Ce cas correspond aux expériences que nous avons réalisées en employant un cristal de BBO. Pour accroître l'acceptance spectrale de ce dernier, nous avons utilisé une géométrie d'interaction non-colinéaire. Il faut noter que la valeur maximale de cette acceptance spectrale est rarement mentionnée dans la littérature. Une équipe chinoise [Hongjun:04] a proposé un modèle pour l'obtenir dans un OPA. Toutefois, ce modèle, qui ne prend pas en compte les lois de Snell-Descartes à l'interface, est discutable. En effet, estimer cette acceptance spectrale maximale nécessite de déterminer si le cristal supporte un spectre très large, typiquement une centaine de nanomètres pour le BBO. Avant de pénétrer dans le cristal, les vecteurs d'onde auront une direction commune mais des normes différentes. Les lois de Snell-Descartes prédisent que leur propagation à travers le cristal modifiera individuellement leur direction comme leur norme. Par conséquent, l'interface air/cristal a une incidence sur le désaccord de phase Δk subi par chacune des composantes spectrales.

5.1 Définition de l'acceptance spectrale

On peut définir l'acceptance spectrale comme la variation $\Delta\lambda$ maximale telle que le gain OPA, G_{OPA} défini par l'expression (22), soit supérieur ou égal à la moitié du gain maximal G_{\max} . Cette variation $\Delta\lambda$ peut être importante. Elle peut alors fortement perturber l'interaction paramétrique. Le gain maximal est obtenu pour un accord de phase parfait $\Delta k = 0$. Expérimentalement, l'accord de phase est réalisé sur la composante centrale $\omega_{s,0}$ du spectre de l'onde signal. Ce gain maximal G_{\max} , déduit de l'équation (22), s'écrit :

$$G_{\max} = 1 + \sinh^2(\Gamma_0 L) \quad (55)$$

où le terme Γ_0 est obtenu à partir de sa définition (21) :

$$\Gamma_0 = \frac{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2 I_p}{n_{i0} n_{s0} n_p \lambda_{i0} \lambda_{s0} \epsilon_0 c} \quad (56)$$

Nous définissons l'acceptance comme la plage spectrale pour laquelle :

$$G_{OPA} \geq \frac{G_{\max}}{2} \quad (57)$$

Ce qui nous donne :

$$\sinh(\gamma L) \geq \frac{\gamma}{\Gamma} \sqrt{\frac{\sinh^2(\Gamma_0 L) - 1}{2}} \quad (58)$$

On peut alors définir la fonction $f(\gamma)$ suivante :

$$f(\gamma) = \gamma L - \text{asinh} \left(\frac{\gamma}{\Gamma} \sqrt{\frac{\sinh^2(\Gamma_0 L) - 1}{2}} \right) \quad (59)$$

et calculer cette plage spectrale telle que :

$$f(\gamma) \geq 0 \quad (60)$$

Le terme γ est directement relié au désaccord de phase Δk (équation (20)). Ce dernier est une fonction qui dépend du cristal, de la température T de celui-ci, du type d'interaction, des pulsations des ondes en interaction et de la déviation $\delta\theta$ de l'angle d'accord de phase θ et de la puissance surfacique du faisceau pompe.

5.2 Application : expression de l'acceptance spectrale dans un cristal uniaxe, en interaction de type I ooe pour une géométrie non-colinéaire

5.2.1 Représentation schématique du problème

En pratique, l'accord de phase d'un cristal est satisfait pour la longueur d'onde centrale $\lambda_{s,0}$ du signal. La Figure II-22 illustre en particulier la propagation d'un vecteur d'onde de pulsation $\omega_s = \omega_{s,0} + \Delta\omega$. Son interaction paramétrique avec l'onde pompe génère

une onde complémentaire associée au vecteur d'onde \vec{k}_i . Comme l'accord de phase est ajusté pour la pulsation centrale ω_{s0} , il existe un désaccord de phase représenté par le vecteur $\Delta\vec{k}$.

Calculer l'acceptance spectrale du cristal, pour une géométrie non-colinéaire donnée, revient à calculer le désaccord de phase Δk associé à la bande spectrale $\Delta\omega$ telle que le gain de l'OPA soit supérieur ou égal à la moitié du gain maximal. Ce dernier est obtenu pour l'accord de phase parfait, soit $\Delta k = 0$.

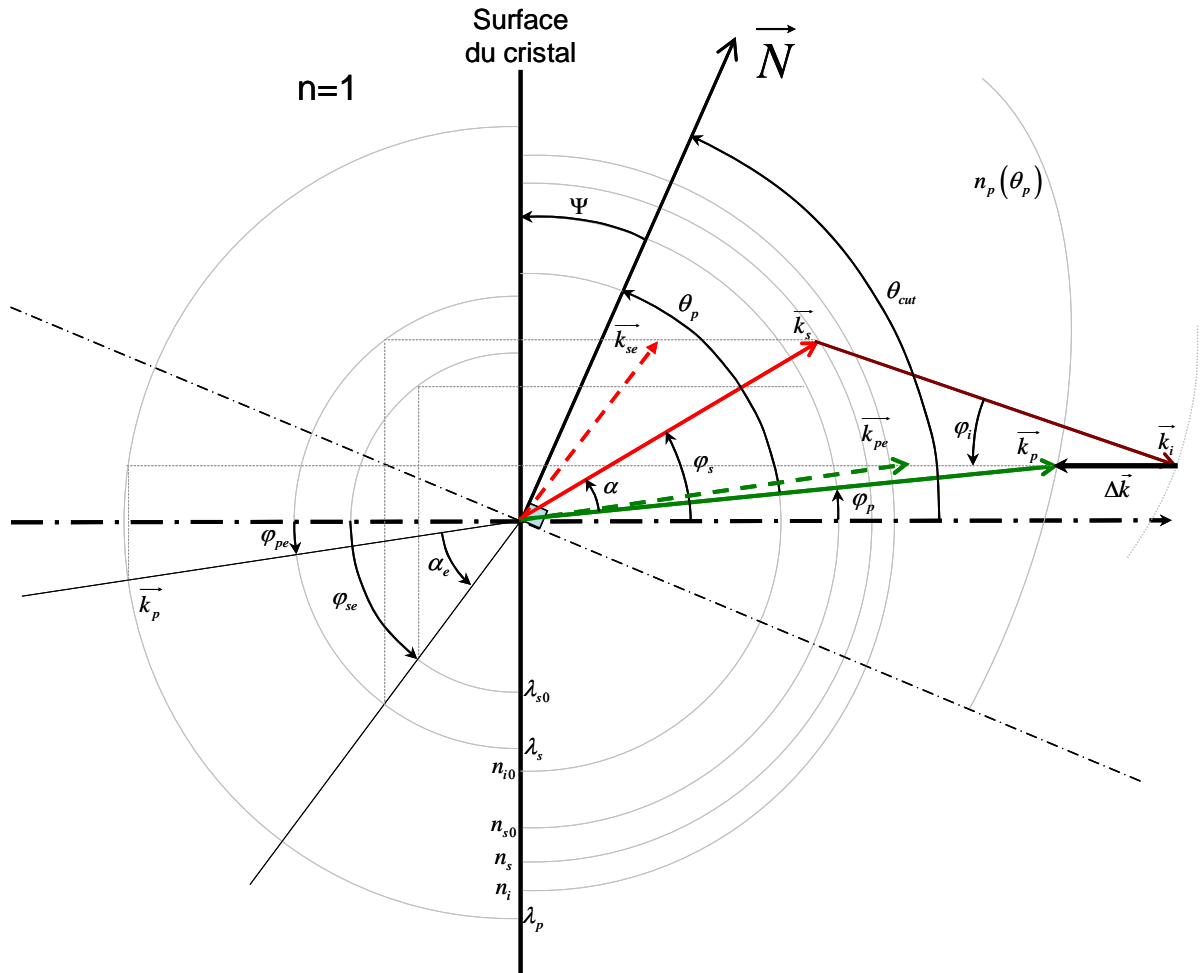


Figure II-22: Interaction non-colinéaire dans un cristal uniaxe négatif. Représentation des vecteurs d'onde et surfaces des indices associées pour le calcul de l'acceptance spectrale du cristal.

5.2.2 Notations

5.2.2.a Indices

Sur la Figure II-22, les indices $\{s, i, p\}$ font référence respectivement aux ondes signal, idler et pompe. L'indice $\{e\}$ signifie l'extérieur du cristal et l'indice $\{0\}$ est associé aux valeurs centrales pour lesquelles l'accord de phase est parfait.

5.2.2.b Paramètres fixes

Les paramètres fixes concernent d'une part le cristal non-linéaire, dont on connaît la longueur L ainsi que les angles de coupe θ_{cut} , φ et $\psi = \frac{\pi}{2} - \theta_{cut}$, l'axe optique étant repéré par le vecteur \vec{N} . D'autre part, l'onde pompe est supposée monochromatique et invariante. Elle est associée aux paramètres ω_p , λ_p , \vec{k}_{pe} , n_p , \vec{k}_p . Enfin, sa durée d'impulsion est supposée beaucoup plus longue que celle du signal : $\Delta\tau_p \gg 1/\Delta\omega_s$. L'onde signal pour l'accord de phase parfait est, quant à elle, désignée par les paramètres ω_{s0} , λ_{s0} , n_{s0} et \vec{k}_{s0} et associée à l'onde idler dont les paramètres sont alors ω_{i0} , λ_{i0} , n_{i0} et \vec{k}_{i0} .

Comme nous l'avons signalé, ce calcul est réalisé pour une géométrie d'interaction non-colinéaire entre les ondes pompe et signal. A l'accord de phase parfait, cette géométrie est repérée par l'angle α_0 à l'intérieur du cristal et donc α_e à l'extérieur. D'autres angles nous fixent les conditions initiales : l'angle φ_p entre la normale à la surface du cristal et \vec{k}_p , l'angle externe relatif φ_{pe} , ainsi que l'angle φ_{se} entre \vec{k}_{se} et la normale à la surface du cristal.

5.2.2.c Paramètres dépendants de ω_s

Les paramètres suivants dépendent de la longueur d'onde du signal λ_s et vont donc modifier le terme de désaccord de phase Δk . Ce sont les paramètres définissant d'une part l'onde signal k_{se} , n_s , \vec{k}_s et k_s , et l'onde idler associée λ_i , ω_i , n_i , \vec{k}_i et k_i . Il faut d'autre part prendre en compte la variation des angles internes au cristal : l'angle $\varphi_s = \alpha + \varphi_p$ entre \vec{k}_s et la normale à la surface du cristal, ainsi que l'angle φ_i entre \vec{k}_i et cette même normale, l'angle d'interaction non-colinéaire α entre les vecteurs d'onde \vec{k}_p et \vec{k}_s et enfin l'angle d'accord de phase θ_p entre \vec{k}_p et l'axe optique.

5.2.3 Définition de l'accord de phase

D'après l'expression vectorielle du terme d'accord de phase (15) et la Figure II-22, les projections de ce vecteur sur la surface du cristal et sa normale nous sont données par :

$$\Delta k_{//} = k_p \sin(\varphi_p) - k_s \sin(\varphi_s) + k_i \sin(\varphi_i) \quad (61)$$

$$\Delta k_{\perp} = k_p \cos(\varphi_p) - k_s \cos(\varphi_s) - k_i \cos(\varphi_i) \quad (62)$$

5.2.4 Conditions et contraintes du système

Avant de résoudre ce système, on peut supposer que l'onde pompe est invariante. Autrement dit, ω_p et k_p sont constants. De plus, par conservation de l'énergie des photons lors du processus paramétrique, nous devons toujours vérifier la relation suivante : $\omega_p = \omega_s + \omega_i$. En ce qui concerne les conditions aux limites du système, on applique d'une part, la loi de Snell-Descartes au premier ordre pour la transmission des ondes pompe et signal ainsi que celle au deuxième ordre pour connaître l'onde idler générée lors du processus paramétrique. Cette dernière relation impose que la projection de $\vec{\Delta k}$ sur la surface du cristal soit nulle, soit $\vec{\Delta k}_{//}(\omega_s) = \vec{0}$, et par extension,

$$\begin{cases} \frac{\partial \Delta k_{//}}{\partial \omega_s} = 0, \forall \omega_s \\ \frac{\partial \Delta k_{\perp}}{\partial \omega_s} \neq 0, \forall \omega_s \end{cases} \quad (63)$$

D'autre part, on sait que l'accord de phase est parfait pour la pulsation centrale $\omega_p = \omega_{s0} + \omega_{i0}$, ce qui implique les relations suivantes

$$\begin{cases} \Delta k_{//}(\omega_{s0}) = 0 \\ \Delta k_{\perp}(\omega_{s0}) = 0 \end{cases} \quad (64)$$

5.2.5 Développement limité au premier ordre du désaccord de phase

La direction du vecteur $\vec{\Delta k}$ étant fixe et parallèle à la normale à la surface du cristal, d'après la loi de Snell-Descartes au deuxième ordre on peut ne s'intéresser qu'à sa norme. Comme ce terme ne dépend, en outre, que de la variable ω_s , il prend donc la forme suivante au premier ordre :

$$\Delta k = \Delta k(\omega_{s0}) + \frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} \Delta \omega_s \quad (65)$$

avec $\Delta k(\omega_{s0})=0$ et $\Delta\omega_s = \omega_s - \omega_{s0}$. On peut alors résoudre numériquement l'équation (60) dans laquelle le terme γ est obtenu à partir de la relation suivante :

$$\gamma^2 = \Gamma^2 - \left(\frac{1}{2} \frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} \Delta \omega_s \right)^2 \quad (66)$$

dont tous les termes et dérivées impliqués sont donnés en annexe.

5.3 Application numérique : acceptation spectrale dans un cristal de BBO, pour une amplification paramétrique non dégénérée de type I ooe en fonction de l'angle d'interaction non-colinéaire.

Cette équation a été résolue, à partir de paramètres expérimentaux, dans le cas d'une amplification paramétrique dans un cristal de BBO, de longueur $L = 1,5$ cm, dont les angles de coupe sont $\theta_{cut} = 23^\circ$ et $\varphi = 90^\circ$. L'interaction paramétrique fait intervenir une onde pompe $\lambda_p = 532$ nm de puissance surfacique $I_p = 300$ MW/cm² avec une onde signal $\lambda_{s0} = 830$ nm. Cette simulation révèle une acceptation maximale d'une centaine de nanomètres pour un angle d'interaction non-colinéaire $\alpha = 2,3 - 2,4^\circ$.

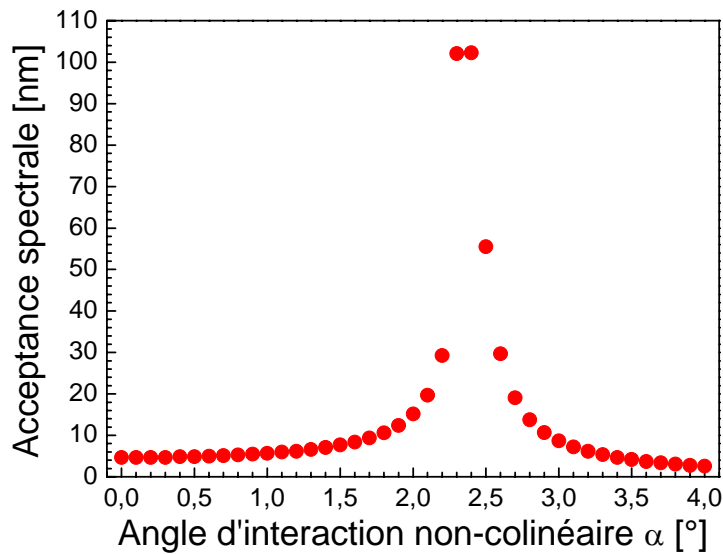


Figure II-23 : Acceptance spectrale du cristal de BBO ($\theta_{cut} = 23^\circ$, $\varphi = 90^\circ$) à 20°C, de longueur $L=1,5$ cm pour une interaction paramétrique entre deux ondes pompe $\lambda_p = 532$ nm et signal $\lambda_s = 830$ nm et une puissance surfacique de faisceau pompe de 300 MW/cm².

Sur la Figure II-24, on peut constater que la puissance surfacique du faisceau pompe influence légèrement la valeur de l'acceptance spectrale. A mesure que l'on se rapproche de l'angle pour lequel cette acceptation est maximale, l'influence de ce paramètre

devient négligeable. En revanche, dès que l'on s'éloigne de cet angle 'magique', une puissance surfacique élevée permet d'accroître l'acceptance spectrale du cristal. Par exemple, pour un angle d'interaction $\alpha = 2,2^\circ$ et une fluence de pompe de 600 MW/cm^2 , l'acceptance spectrale est près de 35 % supérieure à celle obtenue avec une fluence de 150 MW/cm^2 .

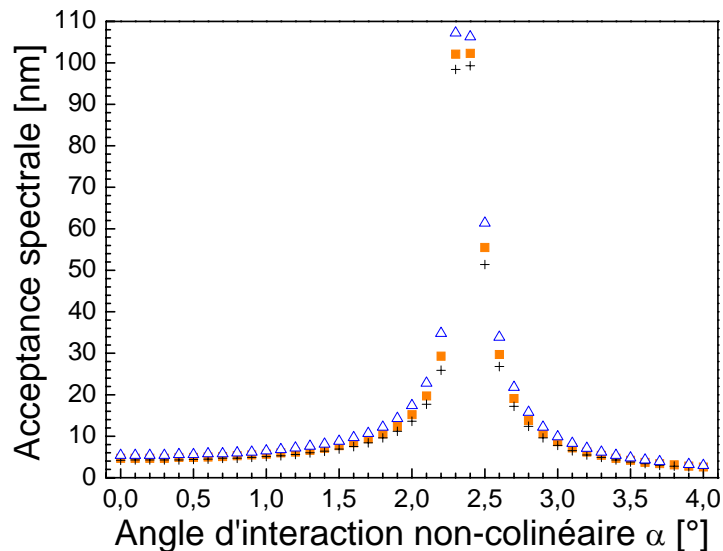


Figure II-24 : Acceptance spectrale du cristal de BBO (paramètres identiques à ceux la Figure II-23) pour trois valeurs de puissance surfacique du faisceau pompe. Triangle bleu – 600 MW/cm^2 . Carré orange – 300 MW/cm^2 . Croix noire – 150 MW/cm^2 .

6. Tolérances des cristaux à polarisation périodique

Un des montages OPCPA réalisé a nécessité la fabrication d'un cristal à polarisation périodique de LiNbO_3 . Afin d'évaluer les performances de ce cristal non-linéaire dans des conditions expérimentales réalistes, nous avons dans un premier temps étudié les limitations introduites par différents facteurs expérimentaux. Ainsi, pour affiner le choix de ce cristal, nous avons dû estimer les tolérances en température, longueur d'onde et orientation au regard de l'efficacité de conversion.

6.1 Accord de phase et tolérance

Ces tolérances sont quantifiées par rapport aux perturbations qu'elles apportent au gain paramétrique. Cela se traduit dans un premier temps par une influence sur le terme de désaccord de phase Δk . La dépendance de celui-ci vis-à-vis des variables température T , pulsation ω et angle d'accord de phase θ peut être exprimée sous forme d'un développement limité au premier ordre :

$$\Delta k(T, \delta\theta, \omega) \approx \Delta k(0) + \frac{\partial(\Delta k)}{\partial T} \Delta T + \frac{\partial(\Delta k)}{\partial \omega} \Delta \omega + \frac{\partial(\Delta k)}{\partial(\delta\theta)} \Delta \theta \quad (67)$$

Calculer ces tolérances revient aussi à résoudre l'équation (60). Néanmoins, à la différence du calcul de l'acceptance spectrale, on suppose ici que les perturbations sont minimales. Ainsi, les variations de température, d'angle d'accord de phase ou de longueur d'onde du signal ne modifient pas la géométrie d'interaction à l'intérieur du cristal. Dans la littérature, on trouve souvent ces tolérances exprimées dans le cas du doublement de fréquence dans lequel l'expression du gain se simplifie. Ce gain est alors une fonction qui évolue en sinus cardinal avec le terme de désaccord de phase Δk .

Chaque tolérance est obtenue en calculant la dérivée partielle du terme d'accord de phase par rapport à une variable en considérant les deux autres fixes. Les dérivées des indices en fonction de la longueur d'onde et de la température sont données en annexe.

6.2 Tolérance thermique ΔT

En utilisant l'expression exprimant le désaccord de phase (41) et en supposant que les domaines ne se déforment pas sous l'effet de la variation de température, on obtient :

$$\Delta k(T) = 2\pi \left[\frac{n_p(T)}{\lambda_p} - \frac{n_s(T)}{\lambda_s} - \frac{n_i(T)}{\lambda_i} - \frac{1}{\Lambda} \right] \quad (68)$$

On peut montrer que la dérivée partielle du désaccord de phase par rapport à la température du cristal est :

$$\frac{\partial \Delta k}{\partial T} = 2\pi \left[\frac{1}{\lambda_p} \frac{\partial n_p}{\partial T} - \frac{1}{\lambda_s} \frac{\partial n_s}{\partial T} - \frac{1}{\lambda_i} \frac{\partial n_i}{\partial T} \right] \quad (69)$$

6.3 Tolérance spectrale $\Delta \omega$

Soit une variation de longueur d'onde du signal, la longueur d'onde du faisceau pompe et la période étant supposées constantes, et sachant que :

$$\Delta k(\lambda_s) = 2\pi \left[\frac{n_p(\lambda_p)}{\lambda_p} - \frac{n_s(\lambda_s)}{\lambda_s} - \frac{n_i(\lambda_i)}{\lambda_i} - \frac{1}{\Lambda} \right] \quad (70)$$

avec

$$\frac{\partial \lambda_i}{\partial \lambda_s} = -\frac{\lambda_i^2}{\lambda_s^2} \quad (71)$$

on montre que la dérivée partielle du désaccord de phase par rapport à la longueur d'onde du faisceau signal est :

$$\frac{\partial \Delta k}{\partial \lambda_s} = \frac{2\pi}{\lambda_s^2} \left(n_s - n_i + \lambda_i \frac{\partial n_i}{\partial \lambda_i} - \lambda_s \frac{\partial n_s}{\partial \lambda_s} \right) \quad (72)$$

6.4 Tolérance angulaire $\Delta\theta$

La tolérance angulaire permet de quantifier l'incidence de la variation de l'accord de phase nommé ici θ_{QPM} sur le processus paramétrique. Cette variation peut être due à un mouvement impromptu du cristal sur sa monture mécanique, à un mauvais réglage manuel de cet angle ou bien à une déviation angulaire du faisceau pompe.

Dans le cas d'un cristal uniaxe, ces erreurs n'affectent que la valeur de l'indice de réfraction vu par le faisceau pompe polarisé suivant l'axe extraordinaire (Figure II-25).

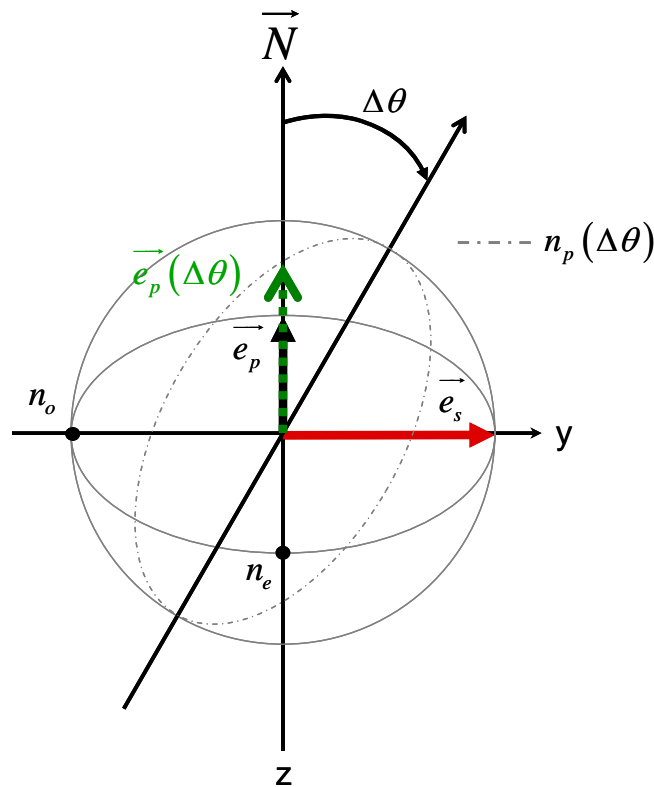


Figure II-25 : Représentation de la déviation de l'angle d'accord de phase dans un cristal à polarisation périodique uniaxe négatif. La polarisation de l'onde pompe repérée par le vecteur \vec{e}_p est extraordinaire. L'axe extraordinaire est aussi l'axe optique du cristal. La polarisation de l'onde signal repérée par le vecteur \vec{e}_s est ordinaire. Une déviation du cristal de la quantité $\Delta\theta$ affecte seulement la valeur de l'indice linéaire $n_p(\Delta\theta)$ vu par l'onde pompe. Le vecteur d'onde signal est quant à lui toujours déterminé par la sphère décrivant l'indice ordinaire n_o .

La dépendance du désaccord de phase Δk vis-à-vis de l'angle d'accord de phase doit être exprimée ici sous forme d'un développement limité au second ordre :

$$\Delta k = \Delta k(\theta_{QPM}) + \frac{\partial \Delta k(\theta_{QPM})}{\partial \theta} \Delta \theta + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Delta k(\theta_{QPM})}{\partial \theta^2} \Delta \theta^2 \quad (73)$$

Lorsque l'angle d'accord de phase dévie, la dérivée première de l'indice linéaire vu par le faisceau pompe nous est donnée par l'équation des indices (29) :

$$\frac{\partial n_p}{\partial \theta} = \frac{1}{2} n_p^3(\theta) \sin(2\theta) \left(\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2} \right) \quad (74)$$

et au second ordre par :

$$\frac{\partial^2 n_p}{\partial \theta^2} = \left(\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2} \right) \left(\cos(2\theta) n_p^3 + \frac{3}{2} n_p^2(\theta) \sin(2\theta) \frac{\partial n_p}{\partial \theta} \right) \quad (75)$$

Ces tolérances calculées dans le cas d'un cristal de LiNbO₃ sont présentées au Chapitre III partie C. Ces calculs illustrent alors nos choix dans la conception d'un cristal à polarisation périodique de type éventail.



Chapitre III

*Le façonnage d'impulsions
par amplification
paramétrique optique à dérive
de fréquence*



III. Le façonnage d'impulsions par amplification paramétrique optique à dérive de fréquence

La mission des étages de pré-amplification OPCPA des chaînes lasers haute puissance est d'amplifier une seule impulsion ultracourte faiblement énergétique, tout en assurant un excellent contraste.

Lors de ces travaux de thèse, nous avons cherché à améliorer ou à étendre l'utilité d'un pré-amplificateur OPCPA. Dans ce sens, nous avons montré que cette technique peut aussi servir à manipuler et à façonner des impulsions (Figure III-1). La première démonstration a ainsi consisté à combiner une cavité régénérative avec un OPCPA afin de produire un train d'impulsions à haute intensité et à haute cadence. Une application possible de ce pré-amplificateur OPCPA serait, par exemple, l'amélioration du rendement de conversion de fréquence mis en œuvre sur le LMJ. Notre travail nous a également permis de démontrer que l'OPCPA associé à une mise en forme temporelle adéquate des impulsions pompe conduit à une mise en forme spectrale de l'onde signal amplifiée. Un pré-amplificateur doté de cette architecture permettrait notamment de pré-compenser le rétrécissement spectral par le gain inhérent aux chaînes lasers de type LIL/LMJ. Enfin, un dernier montage expérimental a permis de souligner les possibilités d'un cristal à quasi-accord de phase de type éventail pour une amplification par codage spectral de l'impulsion. Un tel pré-amplificateur permettrait de s'affranchir d'une des limitations des OPCPA basés sur les cristaux non linéaires classiques (BBO, KDP...), qui est d'amplifier préférentiellement la longueur d'onde pour laquelle l'accord de phase est parfait.

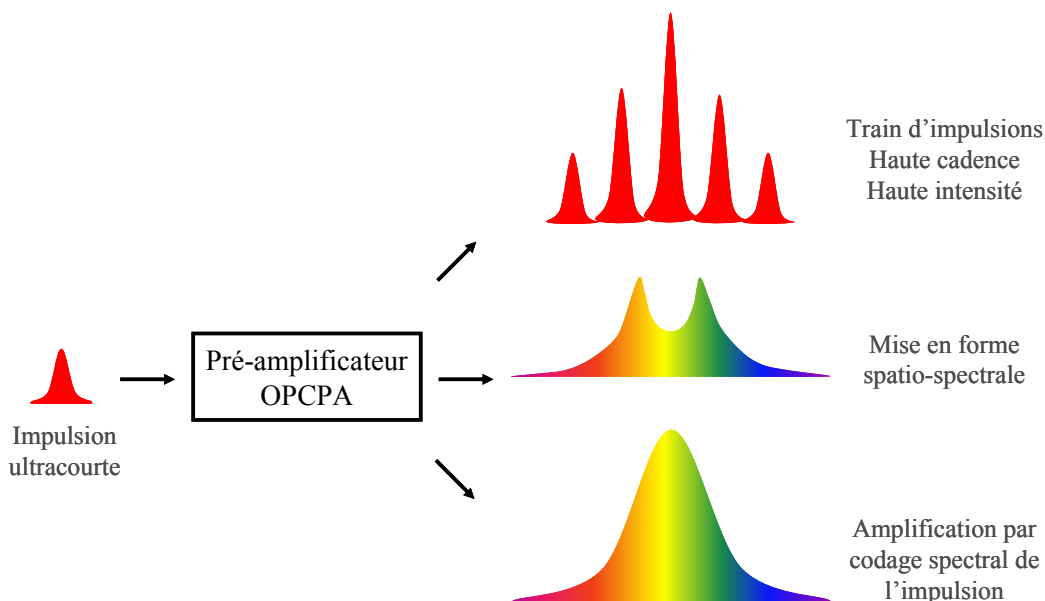


Figure III-1 : Mise en forme d'impulsions par OPCPA.

A. Amplification et duplication d'impulsions par OPCPA

1. Introduction

Comme souligné dans le Chapitre I, la technique OPCPA offre de nombreux avantages notamment en vue du remplacement des amplificateurs régénératifs. Dans ce qui suit, nous recyclons l'onde idler créée durant le processus d'amplification paramétrique. Comme l'ont démontré Jovanovic *et al.*, lorsque celle-ci est amplifiée à son tour, elle génère alors une réplique de l'impulsion signal initiale [Jovanovic:06]. Cela permet dans certains cas d'améliorer le contraste de l'impulsion amplifiée en éliminant totalement les pré-impulsions. Des impulsions amplifiées de 30 mJ ayant un contraste de $1,4 \cdot 10^{11}$ ont été produites.

Nous utilisons ici une approche similaire afin de générer un train d'impulsions formé d'un ensemble de répliques amplifiées d'une impulsion issue d'un oscillateur femtoseconde. Comme nous l'avons indiqué précédemment une onde idler est générée lors de l'interaction paramétrique entre les faisceaux pompe et signal. Nous formons une cavité autour du cristal non-linéaire afin de piéger cette onde idler. Celle-ci interagit alors à son tour avec l'onde pompe et produit un ensemble de répliques amplifiées de l'onde signal lors de ses multiples allers-retours dans la cavité.

Ce système présente deux intérêts. Le premier est de disposer, en sortie d'OPA, d'un train d'impulsions à haute cadence ajustable et à haute énergie. Le second est de permettre une amplification de l'onde signal avec un gain de l'ordre de $2,5 \cdot 10^5$ et ce même si le recouvrement temporel entre les impulsions des faisceaux signal étiré (290 ps) et pompe (6 ns) est relativement faible. Notons que des alternatives ont été proposées afin de palier ce faible recouvrement temporel et donc d'améliorer le gain. Stepanenko *et al.* suggèrent, par exemple, une architecture dans laquelle le faisceau pompe est réinjecté quatre fois, par un jeu de miroirs, dans un cristal de BBO. Ils obtiennent ainsi avec un gain supérieur à 10^6 des impulsions ayant une énergie de 1,7 mJ, pour une énergie de pompe de 42 mJ (~ 170 MW/cm²) [Stepanenko:05]. De même, Ilday *et al.* proposent d'insérer un cristal non-linéaire, destiné à l'amplification paramétrique du signal, au sein d'une cavité affectée à l'amplification des impulsions pompe. Néanmoins, ils obtiennent un gain de seulement 400 pour une puissance surfacique du faisceau pompe de 0,5 GW/cm² et un cristal de BBO de 2 mm de long. Par ailleurs, ce gain maximal n'est atteint que lorsque le milieu amplificateur de la cavité principale parvient à la saturation [Ilday:06].

2. Mise au point de l'OPCPA régénératif

2.1 Schéma de principe

La Figure III-2 illustre le principe de notre OPCPA régénératif pour la production d'un train de répliques amplifiées d'une impulsion signal issue d'un oscillateur femtoseconde. Une cavité optique piège l'impulsion idler générée lors de l'interaction paramétrique entre les ondes pompe et signal dans un cristal non-linéaire. Cette onde idler donne alors naissance à un train d'impulsions signal amplifiées au cours de ses multiples interactions avec l'onde pompe.

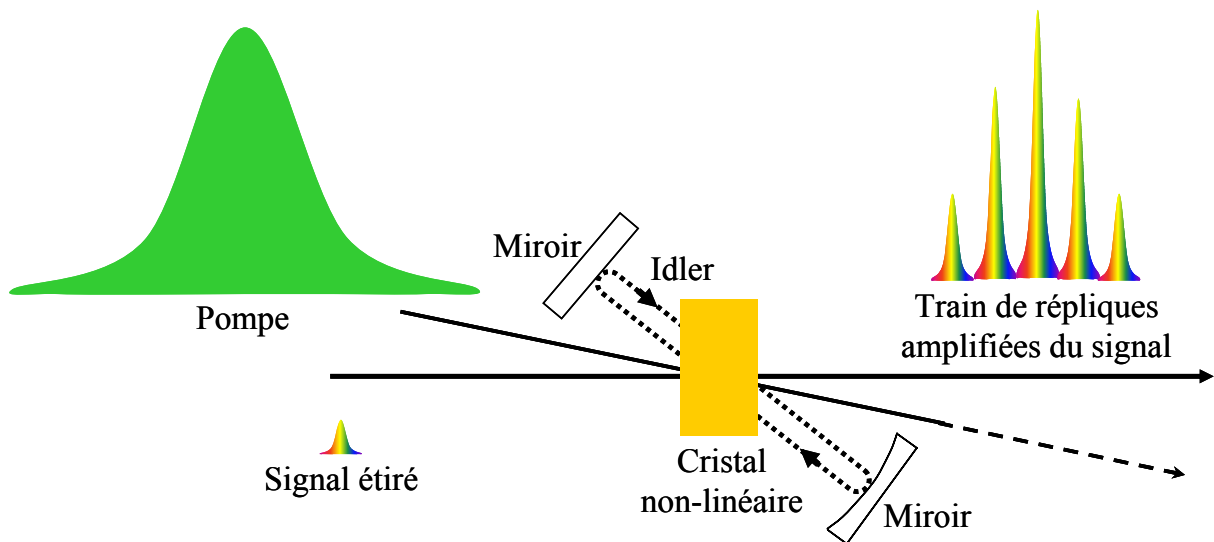


Figure III-2 : Schéma de principe de l'OPCPA régénératif.

2.2 Montage expérimental

Le montage de notre OPCPA est présenté sur la Figure III-3. Il comprend quatre ensembles dont nous détaillons les différents éléments ci-dessous.

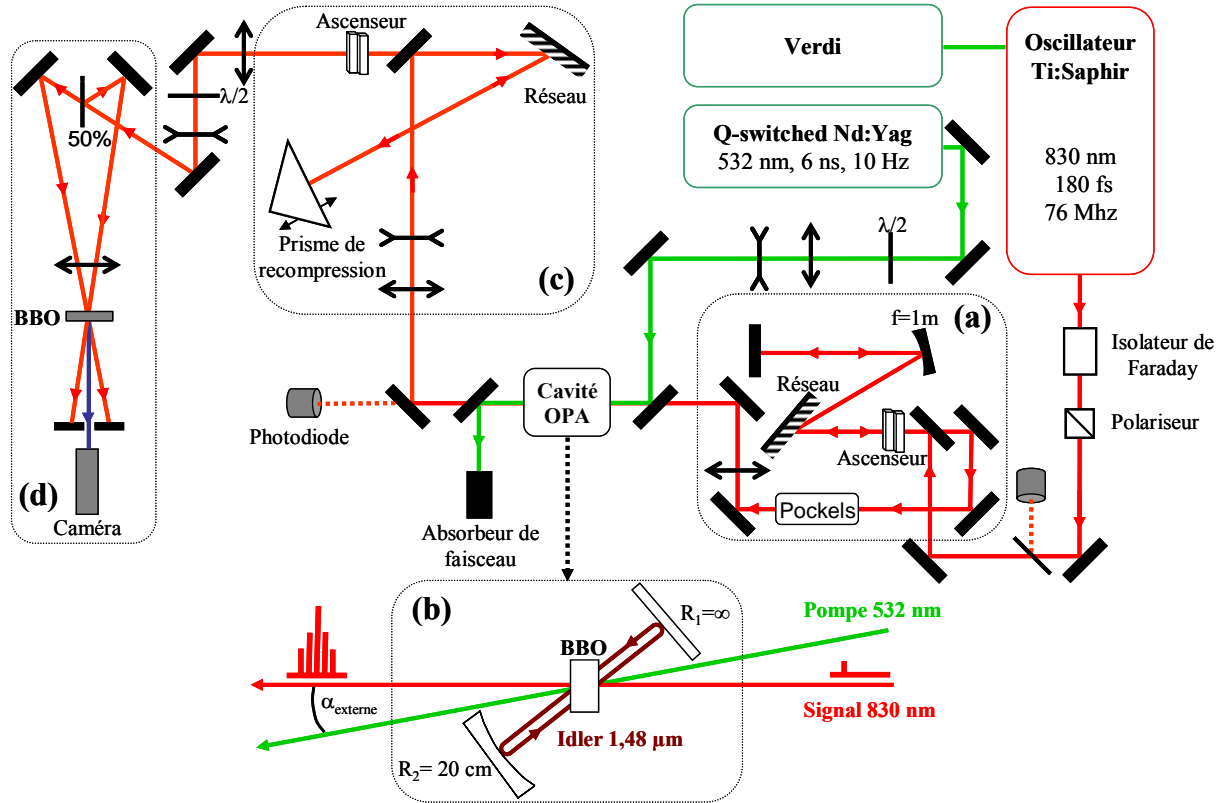


Figure III-3 : Montage expérimental de la cavité régénérative OPCPA dont étireur (a), cavité OPA (b), compresseur (c) et autocorrélateur monocoup (d).

2.2.1 Les sources lasers

2.2.1.a La source délivrant le faisceau pompe

Le faisceau pompe est délivré par un laser Nd:YAG, Spectra Physics Quanta Ray GCR 150. Il fonctionne en régime Q-switché et génère des impulsions dont la durée est d'environ 6 ns, à la cadence de répétition de 10 Hz. Afin de délivrer des impulsions monochromatiques centrées à 532 nm, ce laser est injecté, la longueur de sa cavité est asservie et sa fréquence est doublée. L'énergie des impulsions peut atteindre 500 mJ. Nos expériences requièrent seulement une dizaine de millijoules. Une grande partie de l'énergie est donc absorbée, en sortie du Quanta Ray, par un corps noir. Une lame $\lambda/2$ permet d'ajuster la polarisation de l'onde.

2.2.1.b L'oscillateur fournissant l'onde signal

Le faisceau signal est issu d'un oscillateur femtoseconde Ti:saphir Mira-900 pompé à 8 W par un laser Verdi de la marque Coherent. Cet oscillateur fonctionne en régime modes bloqués. Il fournit, à un taux de répétition de 76 MHz, des impulsions dont la durée est d'environ 180 fs à 830 nm, pour une puissance moyenne d'environ 600 mW.

2.2.2 L'amplification paramétrique optique

2.2.2.a Le cristal de BBO

Le matériau non-linéaire choisi pour amplifier les impulsions est un cristal de β -BBO dont quelques caractéristiques sont présentées en annexe. Notre cristal est taillé pour une interaction paramétrique de type I. Ses angles de coupe sont $\theta_{cut} = 23^\circ$ et $\varphi = 90^\circ$. Sa section d'entrée est carrée et mesure $5 \times 5 \text{ mm}^2$. Sa longueur est $L = 1,5 \text{ cm}$.

2.2.2.b La polarisation des ondes

L'interaction paramétrique de type I choisie implique que les ondes signal et idler soient polarisées suivant la direction 'ordinaire' repérée sur la Figure III-4 par le vecteur \vec{e}_o , tandis que l'onde pompe est polarisée suivant la direction 'extraordinaire' repérée par le vecteur \vec{e}_e . Les vecteurs \vec{e}_k , \vec{e}_o et \vec{e}_e forment un trièdre direct. Cette interaction est notée $o + o \rightarrow e$ ou ooe.

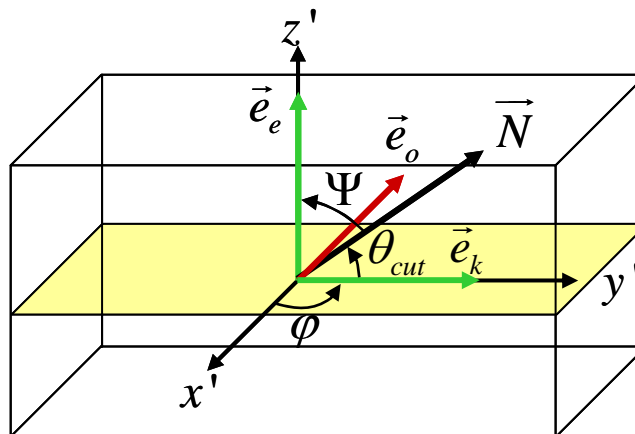


Figure III-4 : Angles de coupe Ψ , θ_{cut} et φ et polarisation des ondes dans le repère de taille $x'y'z'$. Le vecteur \vec{N} désigne l'axe optique du cristal.

2.2.2.c La synchronisation des sources laser

Pour qu'il y ait amplification paramétrique, les impulsions signal et pompe doivent être superposées temporellement dans le cristal. Le système de synchronisation, que nous avons mis en place, est schématisé en Figure III-5. Une lame de prélèvement est placée en sortie de l'oscillateur Ti:saphir. Une photodiode rapide récupère cette fuite. Elle permet de générer la référence de synchronisation. La sortie de la photodiode est envoyée vers un boîtier électronique (réalisé au CPMOH) qui génère un train d'impulsions synchrones à une cadence de répétition de 10 Hz. Ce train déclenche alors au temps T_0 un générateur de délais Stanford Research System DG535. Deux des quatre voies du DG535 sont réservées à la commande laser Nd:YAG (source pompe). La première impulsion lance la décharge des lampes flash de pompage, environ 500 ns après T_0 . Le second train déclenche l'ouverture de la Pockels intracavité. Ce temps est ajusté afin que les impulsions pompe arrivent ensemble dans le cristal non-linéaire. Le délai séparant ces impulsions dépend de l'usure des lampes flash. Il est en moyenne compris entre 100 et 200 μ s. Enfin, les deux autres voies du DG535 sont dédiées à la synchronisation du sélecteur d'impulsions (cellule de Pockels), qui permet d'isoler une impulsion du train fourni à 76 MHz par l'oscillateur Mira, et de la caméra de visualisation Cohu 4812. La gigue mesurée entre les impulsions pompe et signal n'excède alors pas les 200 ps.

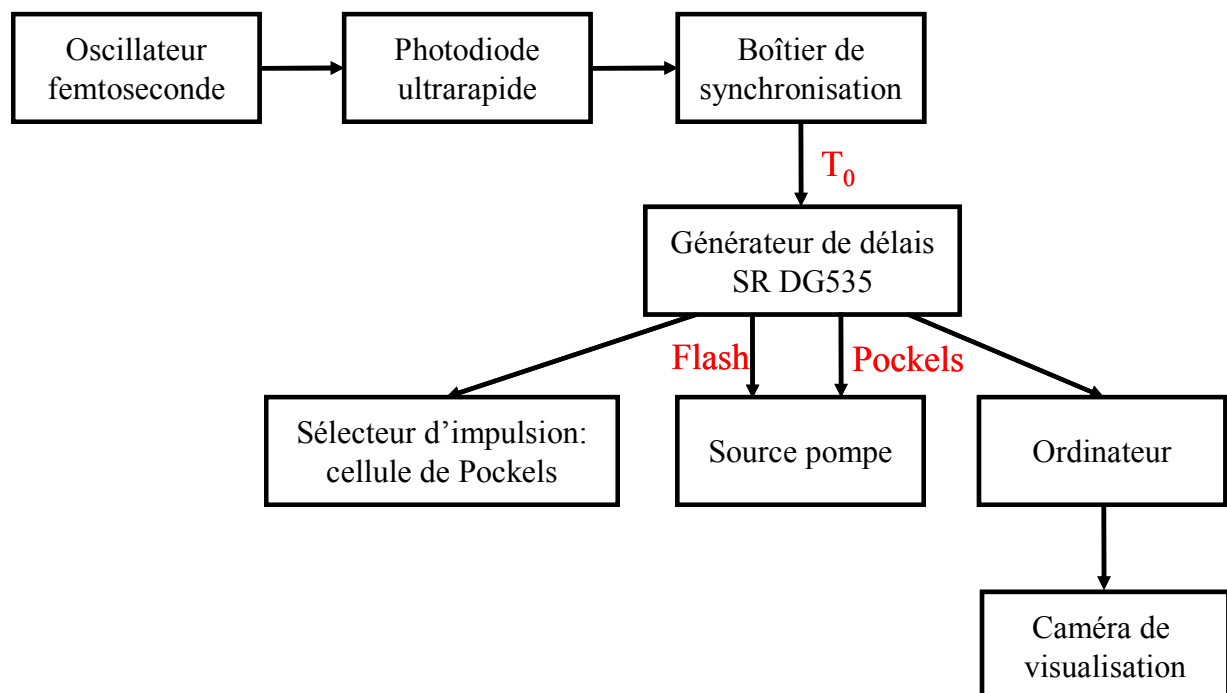


Figure III-5 : Synoptique de la synchronisation des sources lasers, du sélecteur d'impulsions et de la caméra de détection.

2.2.2.d La superposition spatiale des faisceaux

Un système afocal permet d’ajuster le diamètre du faisceau pompe à celui du signal. Ceux-ci mesurent respectivement 1 mm et 0,8 mm au centre du cristal non-linéaire. Afin de compenser partiellement l’instabilité du pointé du laser Nd:YAG, le diamètre du faisceau de pompe est légèrement supérieur à celui du signal.

2.2.3 L’amplification à dérive de fréquence

2.2.3.a L’étireur

Les impulsions femtosecondes issues de l’oscillateur Mira sont envoyées dans un étireur (Figure III-3 (a)). Cet étireur, dont le principe est illustré par la Figure III-6, est composé d’un réseau de diffraction (1800 traits/mm, 11 cm de largeur), d’un miroir sphérique (1 m de focale, 10 cm de diamètre) et d’un aiguillage optique. Le réseau est placé à 30 cm du miroir et l’aiguillage optique permet d’effectuer quatre passages dans l’étireur.

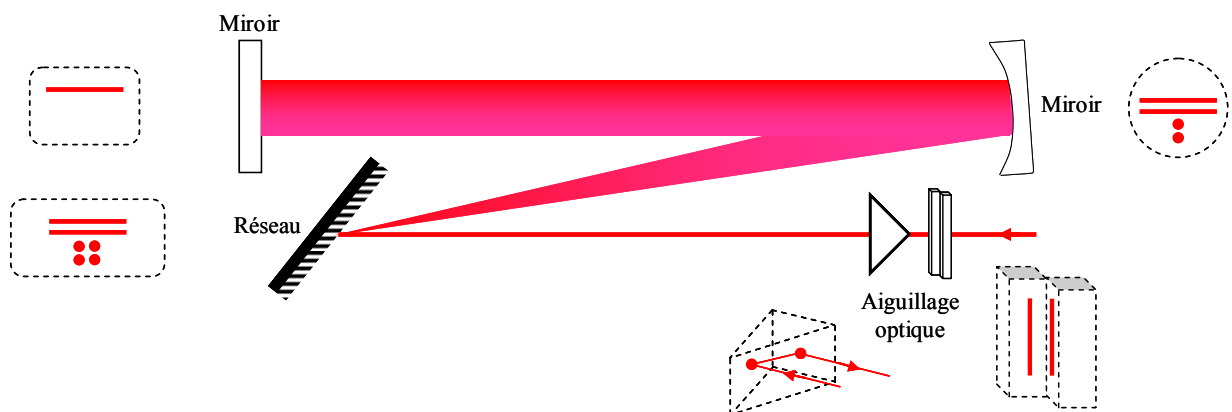


Figure III-6 : Schéma de l’étireur. Les figures en pointillés illustrent la projection des trajets du faisceau sur les optiques.

Cet étireur permet d’étirer les impulsions d’environ 180 fs à 290 ps (Figure III-7). Celles-ci ont été caractérisées à l’aide d’une caméra à balayage de fentes [Hugonnot:03].

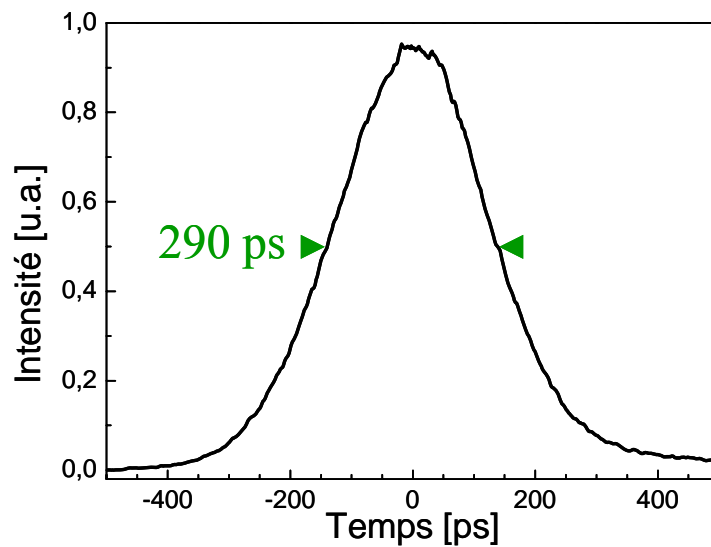


Figure III-7 : Durée des impulsions signal mesurées à l'aide d'une caméra à balayage de fente.

2.2.3.b Le compresseur

Les impulsions signal étirées et amplifiées sont envoyées dans un compresseur à réseau (Figure III-3 (c)). Celui-ci applique une dispersion négative permettant de compenser la dispersion positive de l'étireur. Le système étireur-compresseur ne doit pas altérer les impulsions initiales. Les impulsions amplifiées et recomprimées doivent donc avoir la même durée que l'impulsion signal initiale. A cet effet, les réseaux employés pour disperser et rassembler les composantes spectrales sont identiques. Nous avons par ailleurs veillé à ce que le spectre soit conservé lors de sa propagation à travers le système. Le principe de notre compresseur quatre passages est illustré par la Figure III-8. Le prisme, fixé sur une platine de translation, permet de compenser la dispersion de la vitesse de groupe introduite par l'étireur. Il facilite l'optimisation de la recompression.

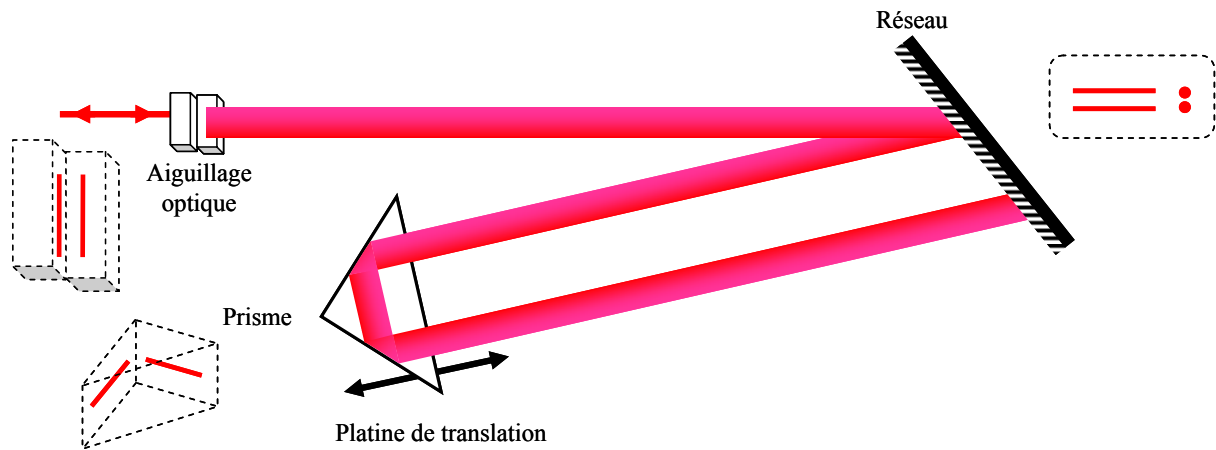


Figure III-8 : Schéma du compresseur. Les figures en pointillés illustrent la projection des trajets du faisceau sur les optiques.

2.2.4 La partie cavité régénérative

Dans un cristal de BBO, pour une interaction de type I avec des longueurs d'onde pompe $\lambda_p = 532$ nm et signal $\lambda_s = 830$ nm, l'acceptance spectrale est largement accrue en géométrie d'interaction non-colinéaire. L'acceptance maximale théorique est obtenue pour un angle interne d'interaction non-colinéaire $\alpha = 2,4^\circ$ (voir paragraphe 3.5 de ce Chapitre III). Cet angle est formé par les vecteurs d'onde signal et pompe. Pour mettre en évidence ce phénomène, nous avons donc choisi de faire varier expérimentalement cet angle α entre $1,5$ et $2,4^\circ$. Il est important de noter que cette configuration nous a permis d'employer des miroirs en argent pour former notre cavité régénérative (Figure III-9). Pour des angles α plus faibles, nous avons employé des miroirs diélectriques transparents aux longueurs d'onde pompe et signal. Afin de ne pas endommager le revêtement de ces miroirs diélectriques, nous avons considérablement abaissé la puissance du faisceau pompe limitant ainsi le gain de notre amplificateur.

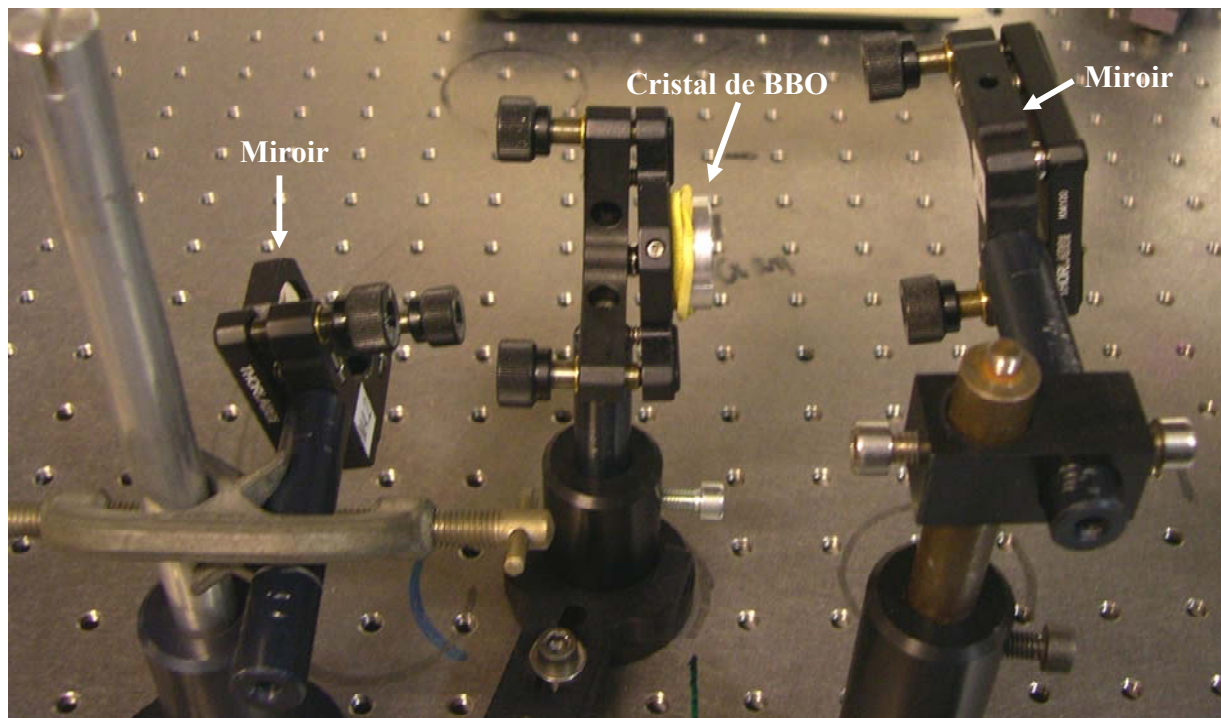


Figure III-9 : Photo de la cavité OPA résonnante sur l'onde idler.

La cavité de l'OPO est constituée d'un miroir plan et d'un miroir concave de rayon de courbure de 20 cm. La longueur de la cavité est de 15 cm. L'onde idler met alors 1 ns pour effectuer un aller – retour dans la cavité. Ce temps est bien inférieur à la durée de l'impulsion pompe (6 ns) et il est bien supérieur à la durée de l'impulsion signal amplifiée (290 ps). Par conséquent, durant chaque aller - retour, l'onde idler interagit avec une nouvelle zone de l'onde pompe sans interférer avec l'onde signal précédente. Cette interaction paramétrique donne naissance aux répliques amplifiées de l'impulsion signal initiale.

2.3 Les moyens de mesures

2.3.1 La mesure du spectre

Le spectre du signal est mesuré à l'aide d'un spectromètre à fibre (Avantes). Ce système nous a permis de suivre l'évolution du spectre de l'onde signal à la sortie de l'oscillateur Mira, de l'étireur, après amplification, et enfin à la sortie du compresseur. Le train d'impulsions amplifiées est isolé du fond à 76 MHz issu du Mira grâce à une cellule de Pockels qui sélectionne, à une fréquence de 10 Hz, l'impulsion amplifiée.

2.3.2 La mesure d'énergie

Les énergies du faisceau pompe et du train d'impulsions amplifiées sont mesurées à l'aide d'un corps noir. Le gain en intensité des impulsions amplifiées est, quant lui, contrôlé en permanence par une photodiode ultrarapide reliée à un oscilloscope numérique de 1 GHz.

2.3.3 La durée d'impulsion

Toutes les mesures d'impulsions ont été réalisées par autocorrélation monocoup du second ordre [Salin:87, Rullière:98]. Cette technique ne fournit aucune information sur la phase de l'impulsion à caractériser. Elle consiste à détecter l'intensité de seconde harmonique obtenue par doublage non-colinéaire dans un cristal doubleur de deux répliques de l'impulsion à caractériser.

Le montage est représenté sur la Figure III-3 (d). Une lame divise de manière égale le faisceau signal. Ces deux faisceaux se croisent ensuite dans un cristal doubleur de très faible épaisseur, selon un petit angle Φ . Une lentille image la surface du cristal doubleur sur la caméra CCD. Les deux faisceaux étant légèrement non-colinéaires, l'onde harmonique est générée, selon la bissectrice, seulement lorsque deux impulsions coïncident spatialement et temporellement.

Si les deux faisceaux sont larges et homogènes avec une intensité $I_1(t)$ et $I_2(t)$, l'intensité du faisceau de seconde harmonique est alors proportionnelle à $I_1(t-\tau)I_2(t+\tau)$. Dans notre montage, le retard τ est fixé par la géométrie d'interaction. Le signal détecté par la caméra est directement relié à la fonction d'autocorrélation du second ordre :

$$Ac(\tau) = \frac{\int I(t)I(t-\tau)dt}{\left| \int I^2 dt \right|} \quad (76)$$

Si l'on suppose que le profil temporel des impulsions est de forme gaussienne, on peut facilement relier la largeur à mi-hauteur (FWHM) τ_{AC} de la trace d'autocorrélation à la durée τ_p de l'impulsion (Tableau III-1). Dans notre montage, la calibration est réalisée en insérant une lame de verre d'épaisseur et d'indice de groupe connus sur l'un des deux bras de l'autocorrélateur. L'insertion de cette lame a pour effet de décaler latéralement l'image du faisceau de seconde harmonique, décalage que l'on quantifie à l'aide des pixels de la caméra CCD.

$I(t)$	$Ac(\tau)$	τ_{AC} / τ_p
$e^{-2\left(\frac{t}{T_p}\right)^2}$	$\frac{T_p\sqrt{\pi}}{2} e^{-\left(\frac{\tau}{T_p}\right)^2}$	$\sqrt{2}$

Tableau III-1 : $I(t)$ est l'intensité temporelle des impulsions. $A_c(t)$ est le signal d'autocorrélation intensimétrique, fonction du délai τ entre les deux répliques de l'impulsion à caractériser. τ_{AC} est la FWHM de $A_c(t)$. τ_p est la durée de l'impulsion (FWHM de $I(t)$).

2.4 La procédure de réglage

Le réglage de l'OPCPA régénératif débute par un positionnement des miroirs de la cavité. A chaque angle d'interaction non-colinéaire α correspond un nouvel angle d'accord de phase θ (Figure III-10) et donc une nouvelle direction de propagation de l'idler. Ainsi pour chaque valeur de α , les miroirs de la cavité doivent être réorientés. La longueur d'onde de l'idler générée est d'environ $1,48 \mu\text{m}$ et son énergie après un simple passage est trop faible pour être facilement détectée. Par conséquent, sa direction de propagation est au préalable calculée en considérant l'interaction paramétrique à la longueur d'onde centrale $\lambda_{s,0}$ et en tenant compte des lois de Snell-Descartes à l'interface.

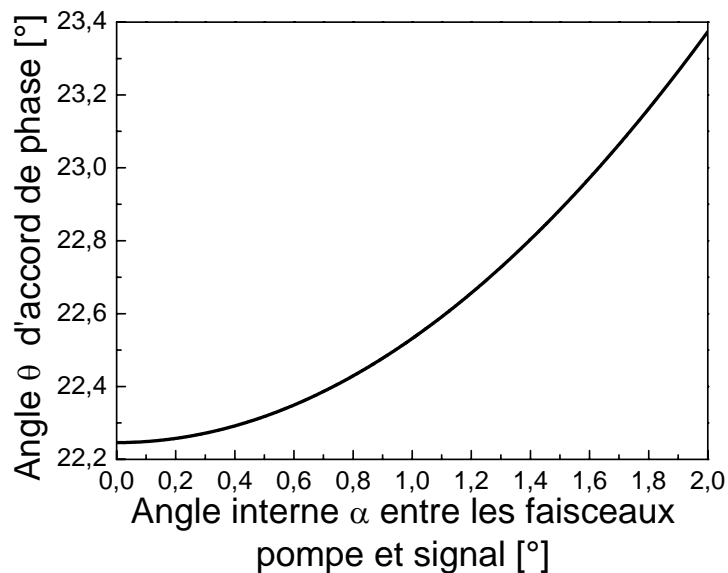


Figure III-10 : Angle d'accord de phase θ en fonction de l'angle d'interaction non-colinéaire interne α entre les vecteurs d'onde pompe et signal.

Nous positionnons ensuite les miroirs à l'aide d'un pointeur laser. Puis, nous injectons le faisceau pompe afin de vérifier que l'OPO oscille effectivement à la longueur d'onde centrale idler attendue. Ceci est primordial car la cavité régénérative OPCPA, du fait de l'acceptance angulaire de la cavité OPO, peut amplifier indifféremment toutes les composantes spectrales du signal (Figure III-11). Nous avons donc systématiquement mesuré la longueur d'onde du signal créé par l'OPO (interaction entre deux impulsions pompe et idler).

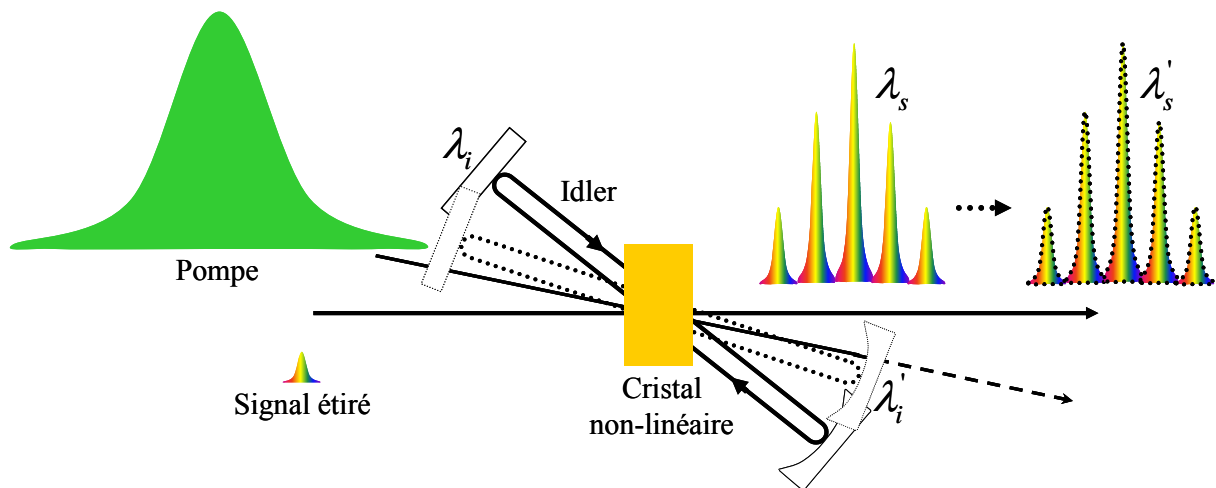


Figure III-11 : Lorsque la cavité est réglée de telle sorte à faire osciller une onde idler de longueur centrale λ_i , la cavité régénérative OPCPA génère un train d'impulsions amplifiées dont le spectre est centré à λ_s . Du fait de l'acceptance angulaire de la cavité OPO, il est aussi possible d'y faire osciller une onde idler λ'_i générant un train d'impulsions amplifiées à λ'_s .

Nous dérégions ensuite très légèrement l'un des miroirs afin d'optimiser l'amplification paramétrique simple passage. Celle-ci s'effectue, simplement, en assurant les recouvrements temporel et spatial des faisceaux pompe et signal à l'intérieur du cristal non-linéaire. Ce réglage effectué, on observe aisément sur l'oscilloscope l'amplification de l'onde signal à un taux de répétition de 10 Hz (Figure III-12 (a)).

Le miroir de la cavité est alors de nouveau ajusté pour refermer la cavité et ainsi piéger l'onde idler. Nous constatons, à l'oscilloscope, la création d'un train de répliques amplifiées du signal ainsi qu'un accroissement considérable du gain (Figure III-12 (b)).

3. Les résultats expérimentaux

3.1 Le gain en énergie

Nos mesures initiales ont été effectuées en fixant, à l'entrée de la cavité, l'énergie des impulsions signal et pompe à respectivement 1,3 nJ et 14 mJ (soit environ 300 MW/cm² au niveau du cristal).

En simple passage le gain relevé est de 250. Cette faible valeur de gain est principalement due au faible recouvrement temporel entre les impulsions pompe (6 ns) et signal (290 ps).

Le système non-injecté se comporte comme un OPO. Le gain de cette cavité OPO est d'environ 7.10^4 . Le seuil d'oscillation OPO est obtenu avec une intensité du faisceau pompe $I_p = 9$ mJ.

Lorsque la cavité est injectée avec l'onde signal, le gain est maximisé en retardant l'impulsion signal initiale par rapport au front montant de l'impulsion pompe. Le gain total en énergie sur l'ensemble du train est alors de $2,3.10^5$. Ce gain obtenu en multipassage est remarquable compte tenu du faible recouvrement temporel des impulsions pompe et signal.

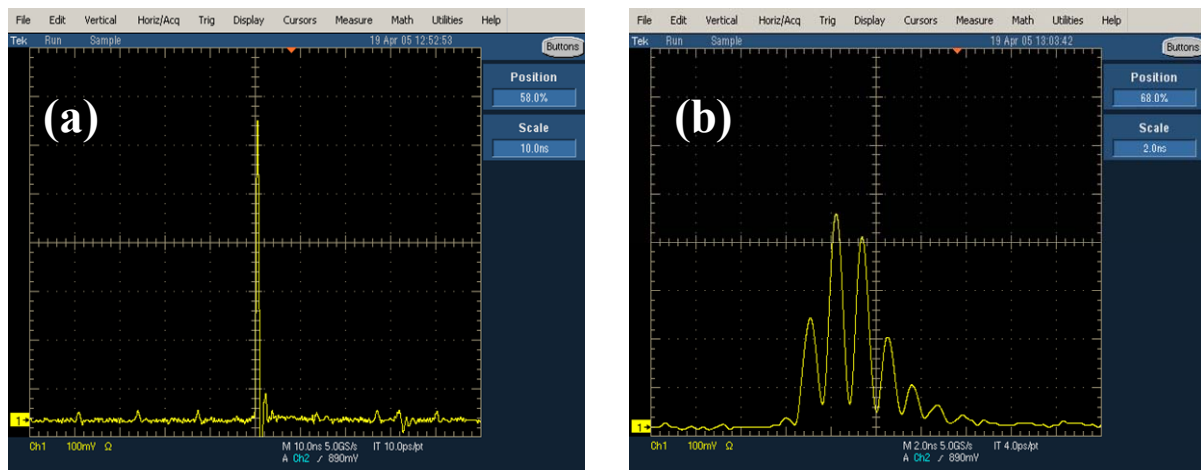


Figure III-12 : amplifications paramétriques du signal relevées (a) le gain simple passage est d'environ 250 et (b) le gain moyenné sur le train de répliques amplifiées est d'environ $2,3.10^5$.

Ce fort gain associé au processus paramétrique est confirmé par la déplétion de l'impulsion pompe (Figure III-13).

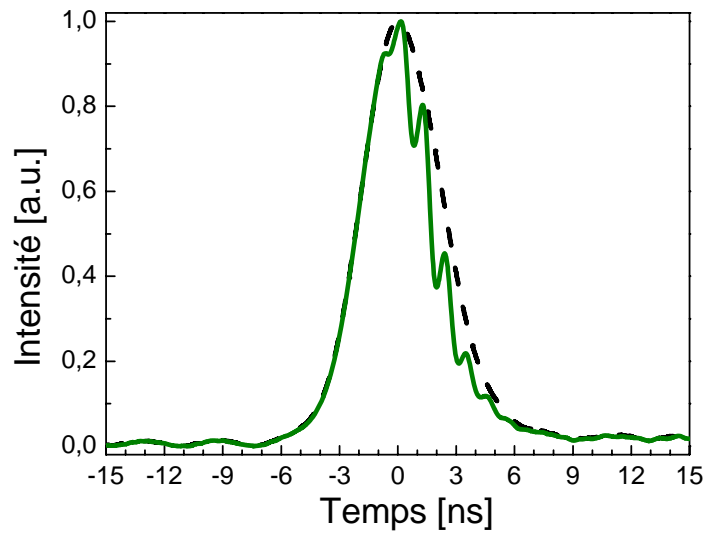


Figure III-13 : Déplétion de l'impulsion pompe au cours de la création du train de répliques amplifiées du signal.

3.2 Le taux de répétition

Dans notre cas particulier, les répliques sont produites à une cadence de 1 GHz. Cette cadence peut être modifiée en changeant la longueur de la cavité (Figure III-14). Elle est bornée par l'espace nécessaire à l'insertion des montures des miroirs de la cavité ainsi que par le recouvrement temporel entre les faisceaux pompe et idler, autrement dit par la durée de l'impulsion pompe. Dans notre cas, l'impulsion pompe a une largeur à mi-hauteur de 6 ns, la cadence minimale est donc d'environ 160 MHz soit une longueur de cavité autour de 90 cm. Compte tenu des dimensions des différentes optiques et mécaniques, la longueur minimale de la cavité a été estimée à 5 cm. Dans ce cas, il faudrait réduire le facteur d'étirement des impulsions signal. La cadence de répétition des répliques serait alors de 3 GHz.

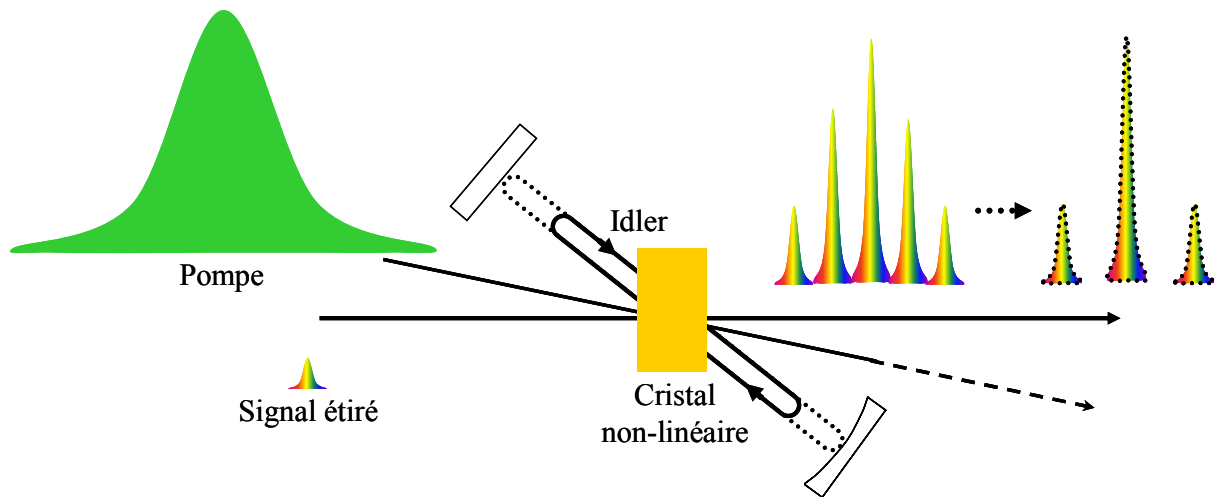


Figure III-14 : La cadence des répliques amplifiées peut être ajustée en modifiant la longueur de la cavité.

3.3 Le spectre du signal

Comme nous pouvons le constater sur la Figure III-15, le spectre moyenné sur toutes les répliques amplifiées du signal est très légèrement modifié par notre système expérimental. Nous avons imputé cet effet au léger décentrage de la cavité OPO que l'on observe aussi sur la figure. Nous avons noté que cette cavité peut osciller sur 6 nm sans qu'il y ait un effet de rétrécissement spectral sur les répliques amplifiées, et sur 15 nm sans aucune réduction du gain en énergie.

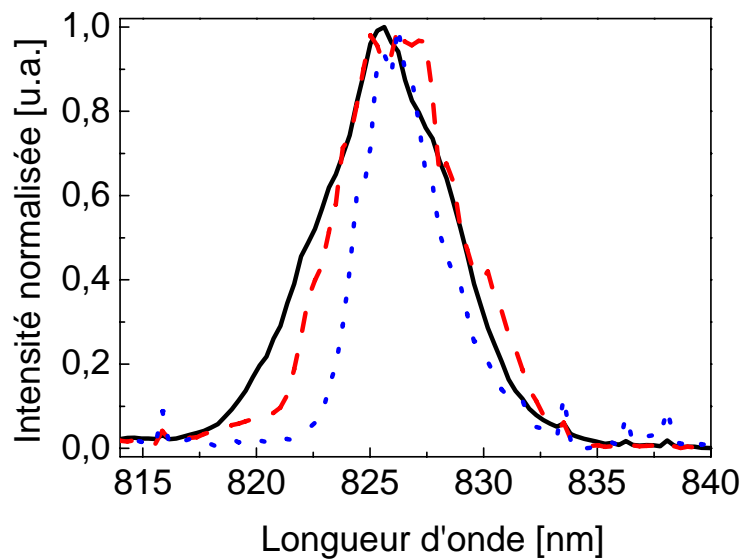


Figure III-15 : Spectres typiques pour une géométrie d'interaction $\alpha_{\text{interne}} = 2,4^\circ$ du signal étiré (courbe noire trait plein), moyen des répliques amplifiées (courbe rouge tirets) et de l'OPO (courbe bleue pointillés)

3.4 La durée des impulsions recomprimées

Le compresseur a dans un premier temps été ajusté sans amplification préalable de l'onde signal. La trace d'autocorrélation et le spectre associé typiques du signal issu de l'oscillateur Ti:saphir sont présentés sur la Figure III-16. La largeur spectrale et la durée de l'impulsion à mi-hauteur (FWHM) sont respectivement d'environ 6 nm et 178 fs.

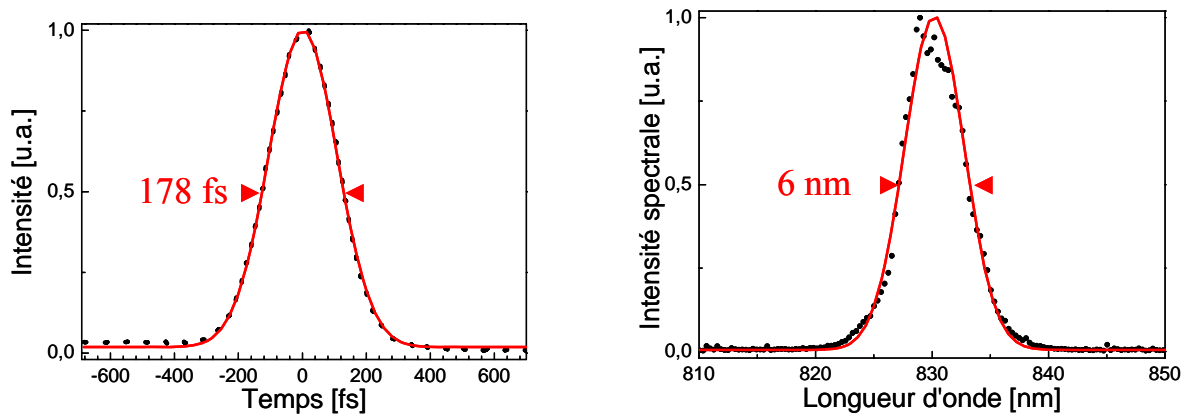


Figure III-16 : Autocorrélation monocoup et spectre correspondant d'une impulsion issue du Mira (courbes en pointillés). La courbe en trait plein rouge est une courbe d'ajustement calculée en supposant que les profils sont de type gaussien.

La Figure III-17 présente ces mêmes données mesurées sur un train de répliques amplifiées du signal pour un angle de non-colinéarité $\alpha = 2^\circ$.

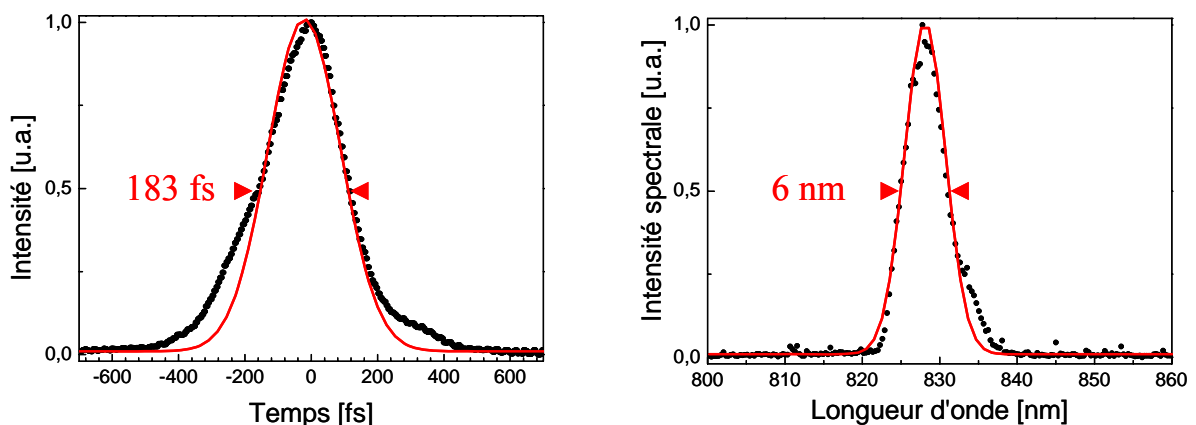


Figure III-17 : Autocorrélation monocoup et spectre correspondant moyennés sur un train de répliques amplifiées du signal, pour une géométrie d'interaction $\alpha = 2^\circ$ (courbes en pointillés). La courbe en trait plein rouge est une courbe d'ajustement calculée en supposant que les profils sont de type gaussien.

La largeur spectrale et la durée de l'impulsion prise à FWHM sont ici respectivement d'environ 6 nm et 183 fs. Même si la trace d'autocorrélation n'est pas parfaite,

il est important de noter qu’il y a peu ou pas de rétrécissement spectral par le gain. L’impulsion est quasiment recomprimée jusqu’à sa limite de Fourier.

Au regard de ces résultats, on peut donc conclure que l’OPCPA régénératif que nous avons réalisé produit un train de répliques amplifiées du signal. Lorsque la cavité OPO est correctement réglée, le train d’impulsions présente des caractéristiques spectrale et temporelle proches de l’impulsion signal dont elles sont issues. En particulier et comme attendu, les mesures d’autocorrélation laissent penser que leur chirp est assez proche de celui du signal étiré. En effet, lors de la première interaction paramétrique, le signal interagit avec la pompe et donne naissance à une onde idler de chirp opposé. Lorsqu’à son tour l’onde idler interagit avec la pompe, elle génère une réplique du signal de chirp opposé. Ainsi, les répliques de l’onde signal doivent a priori avoir le même chirp que l’impulsion signal initiale.

Toutefois, lors de l’amplification paramétrique optique, la longueur d’onde centrale λ_{s0} est amplifiée préférentiellement. Le processus paramétrique n’induit donc aucune phase additionnelle OPA $\Phi_{OPA}(\lambda_{s0}, I_p) = 0$, dont l’expression a été donnée au Chapitre II équation (25). En revanche, lors de l’amplification des autres composantes spectrales, une phase OPA non nulle $\Phi_{OPA}(\lambda_s, I_p) \neq 0$ va leur être adjointe. Cette phase dépend de la longueur d’onde λ_s et de l’intensité de pompe I_p . Dans notre cas, cette phase altère les impulsions amplifiées et peut donc conduire à un élargissement de la durée des impulsions recomprimées.

3.5 L’acceptance spectrale non-colinéaire

Nous avons par ailleurs contrôlé l’évolution de la durée moyennée des répliques amplifiées du signal ainsi que la largeur spectrale associée, avec l’angle d’interaction non-colinéaire entre les ondes pompe et signal. Comme indiqué sur la Figure III-18, le meilleur résultat que nous ayons obtenu correspond à un angle d’interaction $\alpha = 2^\circ$. Des optimisations supplémentaires de l’OPO ou du système étireur-compresseur n’ont pas amélioré ces valeurs pour les autres angles.

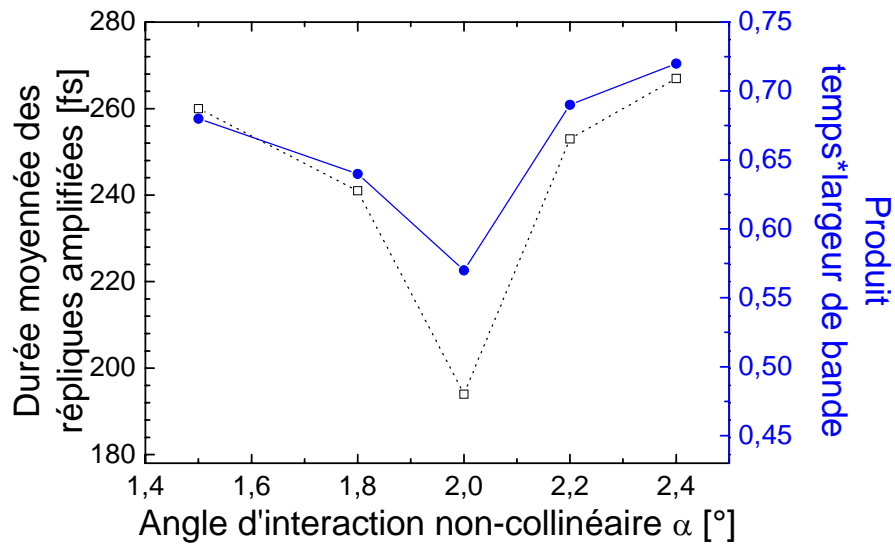


Figure III-18 : Mesures des durées d’impulsion après recompression (courbe noire en pointillés et échelle de gauche) et du produit associé “temps*largeur de bande” (time bandwidth product) associé (courbe bleue trait plein) en fonction de l’angle d’interaction non-collinéaire α . Ces mesures sont moyennées sur un train de répliques amplifiées.

Par ailleurs, au Chapitre II paragraphe II.B.5, nous avons présenté les calculs d’acceptance spectrale dans un cristal de BBO de type I en fonction de l’angle d’interaction non-collinéaire interne α . Nos simulations ont été réalisées en considérant les paramètres expérimentaux relatifs à cette cavité régénérative OPCPA. Celles-ci révèlent une acceptation maximale d’une centaine de nanomètres pour un angle d’interaction non-collinéaire $\alpha = 2,3 - 2,4^\circ$. En pratique, nos meilleurs résultats correspondent à un angle d’interaction non-collinéaire $\alpha = 2^\circ$. Ce décalage pourrait provenir d’une part de l’incertitude liée au réglage de la cavité OPO et d’autre part à la divergence naturelle des faisceaux. Toutefois, les erreurs associées à ces deux paramètres ne sont pas compatibles avec les écarts mesurés expérimentalement.

Enfin, nous avons vérifié ces mesures d’autocorrélation et spectrales en imposant une puissance du faisceau pompe légèrement inférieure au seuil de pompage de la cavité OPO (environ 190 MW/cm²). Les résultats n’ont pas été modifiés. En effet, comme indiqué sur la Figure II-24 du Chapitre II, lorsque la puissance surfacique est réduite de 300 MW/cm² à 150 MW/cm², l’acceptance spectrale du cristal ne varie quasiment pas.

4. Application à la fusion par confinement inertiel

Lors de la fusion par confinement inertiel (FCI) par allumage direct, des faisceaux ultraviolets sont focalisés sur la capsule de deutérium-tritium. Au NIF [LLE:01], la capsule est dans un premier temps pré-chauffée pour contrôler l'ablation isentropique de la surface. Ce contrôle est réalisé en modifiant la forme de l'impulsion laser. Celle-ci peut être divisée en deux parties : le pied ("foot") de faible intensité de durée environ égale à 4,2 ns est suivi d'un front de haute intensité ("drive") de 5 ns de durée. Cette forme particulière d'impulsion permet de réduire la sensibilité de la cible aux inhomogénéités du laser qui dégradent les performances du processus de la FCI.

Or, l'efficacité de conversion des cristaux de KDP employés dans la chaîne laser augmente avec l'intensité d'entrée jusqu'à saturation du matériau. Par conséquent, le pied de l'impulsion est converti de façon relativement inefficace. Ceci réduit alors l'efficacité globale de la chaîne laser. Sur la Figure III-19, on considère une impulsion infrarouge dont l'énergie totale est de 2,5 MJ et une énergie totale dans l'UV de 1,5 MJ, en tenant compte d'une perte de 10 % lors de la propagation. L'efficacité de conversion de fréquence du pied est de 15 % alors qu'elle est de 75 % pour le front, d'où une efficacité totale de 68 %. Dans l'approche indirecte, cette efficacité est même réduite à 50 % car la durée du pied est beaucoup plus longue. L'instabilité tir à tir est aussi plus importante dans le pied car l'efficacité varie alors comme l'intensité d'entrée élevée au cube [LLE:01].

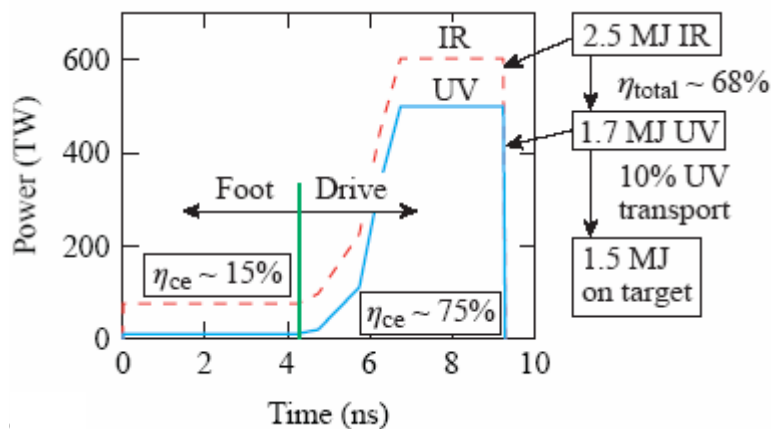


Figure III-19 : L'impulsion utilisée pour l'allumage direct est ici divisée en deux parties : un pied ("foot") de 4,2 ns de durée suivi d'un front ("drive") de 5 ns de durée. La courbe rouge (pointillés) représente la puissance de l'impulsion IR en fonction du temps nécessaire à la production d'une impulsion UV énergétique (courbe bleue trait plein). L'énergie IR totale est de 2,5 MJ, l'énergie totale UV délivrée sur la cible est de 1,5 MJ (avec 10 % de pertes lors du transport). L'efficacité de conversion de fréquence du pied est de 15 %, celle du front de 75 %. Il en résulte une efficacité globale de 68 % [LLE:01].

Pour accroître le rendement de conversion global, Rothenberg a alors proposé de remplacer le pied par un train d'impulsions ultrarapides ("ultrafast picket fence") afin de maximiser l'efficacité de conversion et de réduire les instabilités de la puissance tir à tir [Rothenberg:00]. Le LLE a mené une étude théorique permettant de valider cette méthode [LLE:01]. Le train d'impulsions est défini par un taux de répétition inverse (IDC pour "Inverse Duty Cycle"), égal au taux de répétition divisé par la durée d'une impulsion. Ce ratio est choisi de telle sorte que l'illumination de la cible soit quasi-constante. En prenant alors comme exemple un train d'impulsions dont la durée des impulsions est de 20 ps avec un IDC=6, il montre que l'intensité de chaque impulsion peut être augmentée 6 fois tout en maintenant une puissance moyenne constante sur la cible. D'après leurs calculs, l'utilisation de ce train d'impulsions accroît l'efficacité de conversion du pied de 15 à 39 % et donc l'efficacité globale de conversion de l'impulsion de 68 à 73 % (Figure III-20). De meilleurs résultats sont obtenus en prenant un IDC=12 (Figure III-21).

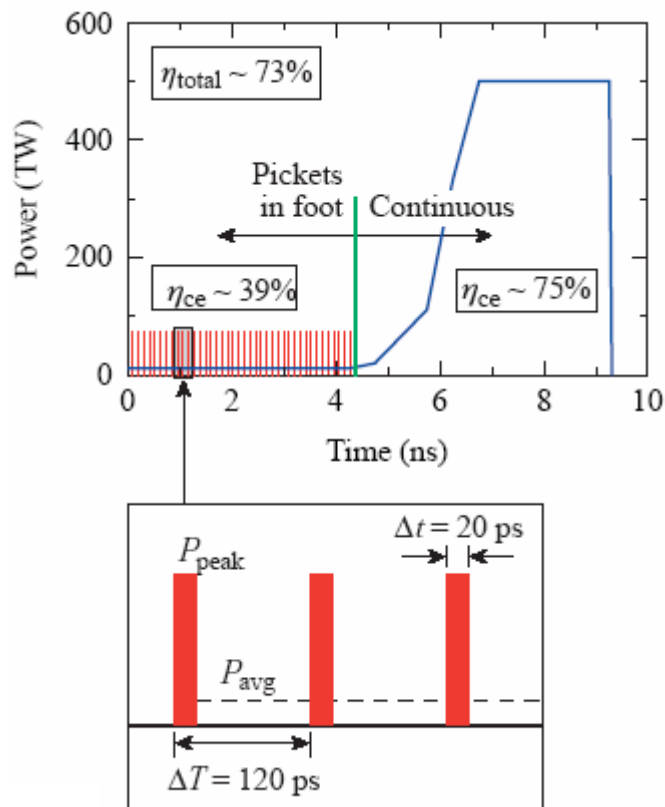


Figure III-20 : Puissance de l'impulsion UV avec un train d'impulsions ultrarapides appliqué durant le pied de l'impulsion. L'efficacité de conversion de fréquence du pied est passée de 15 % à 39 %. Il en résulte une efficacité globale de 73 % [LLE:01].

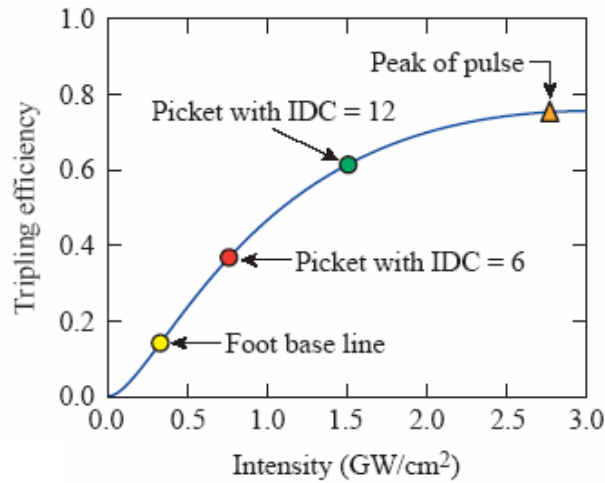


Figure III-21 : Conversion de fréquence IR vers UV simulée par le NIF. Le front de l’impulsion utilisée pour l’allumage direct est converti selon une efficacité de 75 % (saturation du milieu amplificateur), alors que celle du pied est de 15 %. Lorsqu’un train d’impulsions ultrarapides est appliqué au pied, cette efficacité croît jusqu’à 39 % (IDC=6) voire 51 % (IDC=12) [LLE:01].

Notre cavité OPCPA régénérative pourrait facilement être utilisée dans le cadre de la production d’un train d’impulsions haute cadence et haute énergie. Pour cela il suffirait d’employer une pompe dont le profil est au préalable mis en forme temporellement (Figure III-22) comme sur la chaîne PETAL.

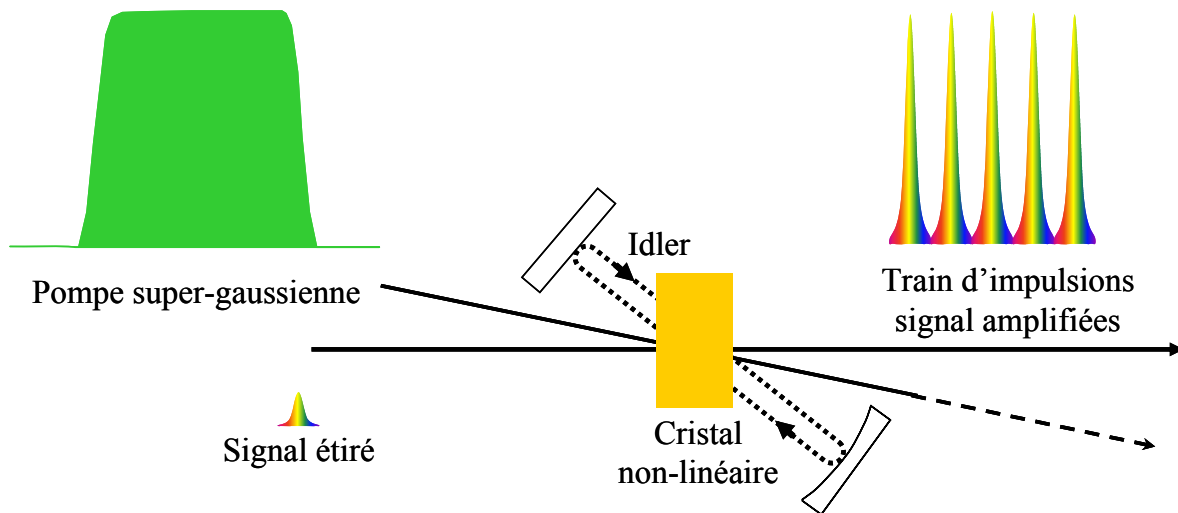


Figure III-22 : Cavité OPCPA régénérative dans laquelle le faisceau pompe présente un profil temporel super-gaussien. Ceci conduit à la production d’un train de répliques amplifiées d’une impulsion signal. Ces impulsions possèdent les mêmes caractéristiques et en particulier la même intensité crête.

Cette cavité régénérative OPCPA pourrait être insérée dans le montage d’une chaîne de puissance destinée à la FCI. Le montage est schématisé sur la Figure III-23. Une partie du signal amplifiée par la chaîne de puissance est envoyée dans une cavité régénérative.

Celle-ci génère un train de répliques amplifiées du signal. Ces répliques sont alors recombinaées aux impulsions infrarouges.

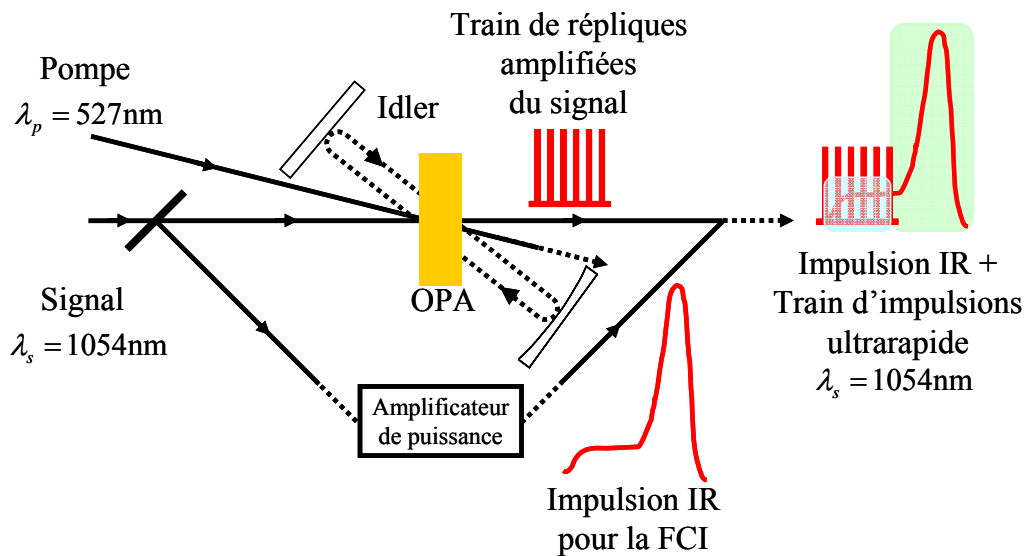


Figure III-23 : Montage optique envisagé pour générer un train d'impulsions ultra-rapide afin d'accroître le rendement de conversion IR-UV dans une chaîne de puissance destinée à la FCI.

5. Une autre application : les télécommunications

La cavité régénérative OPCPA peut être une alternative aux multiplicateurs de fréquences fabriqués à partir de composants à maintien de polarisation, comme le "Bit Rate Multiplier" de Calmar Optcom, conçu pour multiplier le taux de répétition d'une source picoseconde par un facteur 2, 4, 8 ou 16. Les applications de ce module spécifique sont :

- les transmissions 20, 40, 80, 160 et 320 Gb/s,
- la photo-détection et la photo-réception ultrarapide,
- la caractérisation optique ultrarapide,
- des expériences de transmission de solitons.

Avec une cavité OPCPA, le taux de répétition est ajustable continûment avec le même montage d'où un gain de flexibilité. Par ailleurs, le train d'impulsions est amplifié et il peut être issu d'une source femtoseconde : ceci implique donc un gain de performances. Enfin, l'utilisation de sources fibrées permettrait de réduire l'encombrement de ce module OPCPA. Celui-ci serait alors une alternative au multiplicateur existant.

B. Mise en forme spatio-spectrale du signal par mise en forme temporelle du faisceau pompe et OPCPA

1. Contexte

Comme nous l'avons souligné, les milieux amplificateurs utilisés dans une chaîne laser de puissance, telle la LIL du CEA/CESTA, présentent deux principaux inconvénients. Le premier est lié au seuil de dommage. Celui-ci nous impose de travailler avec des puissances crêtes modérées. Ceci limite alors l'énergie comme la durée des impulsions utilisées. Une parade consiste à injecter dans l'amplificateur de puissance un signal temporellement étiré et pré-amplifié par la technique CPA (voir Chapitre I). Le second inconvénient est associé au rétrécissement spectral par le gain. Celui-ci restreint la largeur spectrale des impulsions et par conséquent allonge la durée des impulsions amplifiées. Une alternative possible est de pré-sculpter le spectre injecté dans la chaîne. La densité spectrale des zones fortement amplifiées est réduite de façon à limiter l'effet du rétrécissement spectral par le gain. C'est ce qu'on appelle la mise en forme spectrale.

En pratique, il existe plusieurs approches pour maintenir la largeur spectrale des impulsions le long de la chaîne amplificatrice. La plupart repose sur l'introduction de pertes adaptées aux fréquences situées autour du maximum de la courbe de gain du milieu amplificateur. Pour cela différentes techniques sont utilisées : étalons placés dans une cavité régénérative [Barty:96a, Barty:96b, Yamakawa:03], cristaux biréfringents [Barty:96a, Leng:03], paire de double prismes [Cheng:02], et plus récemment coupleur "prisme-guide d'onde" (PWC pour Prism-Waveguide Coupler) [Liu:06]. Néanmoins, ces techniques limitent le contraste temporel indispensable aux chaînes lasers pour la FCI. Certains de ces éléments induisent des pré-impulsions, voire des phases d'ordre supérieur, ou réduisent l'énergie des impulsions injectées dans la chaîne. Une autre méthode originale consiste à décaler les composantes spectrales grâce à la combinaison de deux étireurs à dispersion négative et positive [Kalashnikov:05a] (voir Chapitre I paragraphe 3.3.3.a).

L'étude réalisée au CEA/CESTA consiste, quant à elle, en une validation expérimentale d'une réflexion menée par N. Blanchot et D. Villate en vue de l'amélioration des performances de la chaîne laser ALISE. Pour accroître la puissance d'une telle chaîne, ils ont envisagé d'utiliser un pré-amplificateur OPCPA dans lequel le spectre de l'impulsion amplifiée serait aussi sculpté. Leurs simulations ont montré que ce façonnage d'impulsions permettrait de compenser le rétrécissement spectral par le gain induit par la chaîne [Blanchot:02]. Afin de démontrer la faisabilité de ce concept, nous avons employé la

maquette d'étude préalable de PETAL dont le montage optique associe un OPCPA à un module de mise en forme temporelle des impulsions pompe [Hugonnot:05]. Nous allons voir comment ce système nous a simultanément permis d'amplifier et de sculpter dans le domaine spectral des impulsions à dérive de fréquence.

2. La mise en forme spectrale

2.1 Principe

Une impulsion est définie dans le temps par son champ électrique $E(t) = \sqrt{I(t)}e^{-i\phi(t)}$ et dans le domaine fréquentiel par $\tilde{E}(\omega) = \sqrt{S(\omega)}e^{-i\varphi(\omega)}$ expressions dans lesquelles $\sqrt{I(t)}$, $\phi(t)$ et $\sqrt{S(\omega)}$, $\varphi(\omega)$ décrivent l'enveloppe lentement variable et la phase du champ électrique dans le domaine respectivement temporel et spectral. Une modification de n'importe lequel de ces paramètres modifie la forme des impulsions. Si l'on contrôle cette mise en forme d'impulsions, on peut alors pré-compenser les distorsions qui ont lieu dans les milieux dispersifs.

Nous allons passer sommairement en revue les différentes méthodes de mise en forme spectrale afin de saisir l'évolution des procédés jusqu'à leur récente utilisation d'une part dans des amplificateurs régénératifs Ti:saphir et d'autre part dans des OPCPA.

2.2 Techniques usuelles de mise en forme

La plupart des façonneurs d'impulsions consiste en un masque spatial programmable associé à un dispositif optique servant à imager le spectre de l'impulsion sur le masque. Selon le type de masque utilisé, ces façonneurs contrôlent la phase, la phase et l'amplitude, la polarisation ou le profil spatial transverse. Aujourd'hui, on dispose d'un large panel de modulateurs. On citera la modulation par variation du chemin optique :

- le modulateur à cristaux liquides [Wiener:92a, Tagasago:98],
- le miroir déformable [Kwong:93, Efimov:96],

ainsi que la modulation par diffraction :

- la lame de phase [Bagnoud:01b],
- le modulateur acousto-optique [Dugan:97],
- l'hologramme [Wiener:92b],
- les puits quantiques photoréfractifs [Ding:97].

2.2.1 Dans une ligne à dispersion nulle

Le dispositif le plus simple et le plus répandu, développé par A.M. Wiener, est la ligne à dispersion nulle ou ‘‘ligne 4f’’ [Wiener:00]. Dans ce système, un couple réseau-lentille sépare spatialement les différentes composantes spectrales de l’impulsion. Dans le plan focal image de la première lentille, appelé plan de Fourier, la pulsation et la position transverse sont couplées : toute modification du profil spatial affecte donc le profil spectral. Le masque spatial programmable est disposé dans ce plan : il va se comporter comme un masque spectral. Enfin, un deuxième couple lentille-réseau permet de rassembler à nouveau les fréquences (Figure III-24).

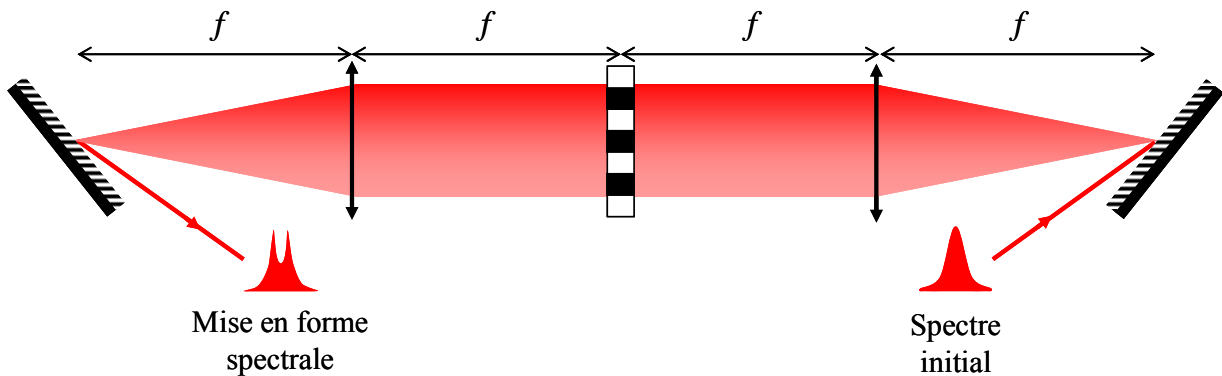


Figure III-24 : Ligne à dispersion nulle et masque de mise en forme spectrale.

2.2.2 Le couplage avec une onde acoustique

Un inconvénient commun à tous les dispositifs précédents est la distorsion spatio-temporelle propre à la ligne à dispersion nulle [WangL:99]. Une alternative consiste à employer un façonneur composé d’un modulateur acousto-optique (AOPDF pour ‘‘Acousto-Optic Programmable Dispersive Filter’’). Le champ est mis en forme via la convolution du champ incident avec une onde acoustique modulable en phase et en amplitude [Tournois:97, Verluise:00, Ohno:02]. La société Fastlite propose un dispositif commercial de façonneur AOPDF nommé le DAZZLER.

Le principe consiste à envoyer une onde acoustique le long du faisceau dans un cristal biréfringent comme le TeO_2 . Chaque longueur d’onde est diffractée dans le cristal lorsqu’il y a accord de phase avec l’onde acoustique (Figure III-25).

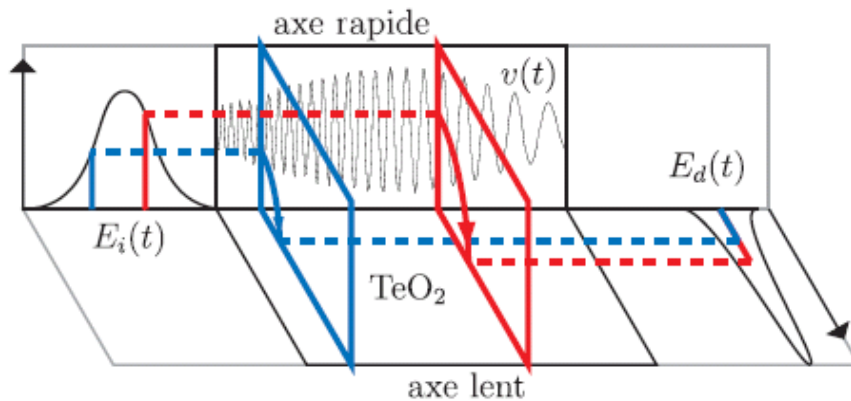


Figure III-25 : Principe d'un façonneur AOPDF d'impulsions : mise en forme d'une impulsion par couplage avec une onde acoustique. Les différentes composantes spectrales de l'onde incidente basculent de l'axe rapide vers l'axe lent en des positions différentes. Cela modifie le temps de parcours de chacune d'elles à l'intérieur du cristal [Monmayrant:05].

2.2.3 La mise en forme adaptative du faisceau

Une mise en forme adaptative du faisceau peut accroître les performances d'une chaîne laser. Par exemple, une impulsion peut être au préalable étirée, façonnée et pré-amplifiée dans un amplificateur régénératif. En sortie d'amplificateur de puissance cette impulsion est ensuite recomprimée. Son amplitude et sa phase sont alors relevées à l'aide d'un dispositif de type FROG ou SPIDER (voir paragraphe 6.6 de ce chapitre). Ces informations sont adressées à un ordinateur de contrôle qui commande et optimise la mise en forme par une boucle de rétroaction [Tanabe:04]. Cette technique permet ainsi de corriger des déformations spectrales liées aux deux étages d'amplification.

A présent, nous allons nous intéresser à l'état de l'art de la mise en forme d'impulsions appliquée aux amplificateurs régénératifs Ti:saphir et à l'OPCPA.

3. La mise en forme spectrale appliquée aux amplificateurs Ti:saphir régénératifs

L'amplification d'impulsions à spectre très large est limitée par deux facteurs [Barty:96a]:

- les termes de phase d'ordre supérieur dans la chaîne amplificatrice,
- le rétrécissement spectral par le gain dans le milieu amplificateur.

C.P.J. Barty et son équipe ont choisi de compenser ce dernier effet par un filtre linéaire qui atténue de manière sélective le spectre après un transit de l'impulsion dans l'amplificateur Ti:saphir. Ainsi, d'un spectre initial de 65 nm (FWHM), ce filtre a permis

d'amplifier et d'étendre les impulsions jusqu'à 98 nm au lieu des 38 nm mesurés sans filtre en raison du rétrécissement spectral par le gain (Figure III-26). Dans une seconde publication [Barty:96b], les auteurs ont indiqué qu'ils comprimaient ces impulsions de 100 nm de largeur spectrale jusqu'à 18 fs, soit 4,4 TW de puissance crête.

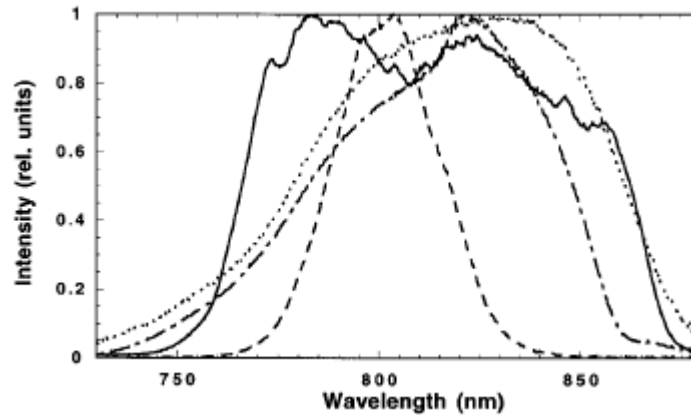


Figure III-26 : Résultats obtenus par C.P.J. Barty *et al.*, mise en forme spectrale dans un amplificateur Ti:saphir régénératif. Spectre du signal amplifié sans filtre intracavité (tirets, FWHM~32 nm) et avec une mise en forme constituée de deux étalons de 3 µm (trait plein, FWHM~98 nm). L'énergie de sortie est de 5 mJ dans les deux cas. Le spectre de l'oscillateur avant (pointillés, FWHM~83 nm) et après (tirets et points, FWHM~65 nm) étireur [Barty:96a].

Dans le même esprit, Leng *et al.* ont introduit une lame biréfringente en cristal de quartz dans un amplificateur régénératif Ti:saphir [Leng:03]. Ce filtre spectral leur a permis d'atténuer sélectivement le gain spectral et d'accroître la largeur de bande amplifiée de 18 à 35 nm autour de la longueur d'onde centrale de 790 nm. Ils sont alors parvenus à recomprimer les impulsions amplifiées jusqu'à 35 fs pour une durée initiale d'impulsions de 26 fs. La Figure III-27 illustre les mises en forme opérées par cette équipe avec des lames de différentes épaisseurs. On peut noter plus particulièrement la façon dont le spectre est creusé à mesure que l'épaisseur de la lame augmente.

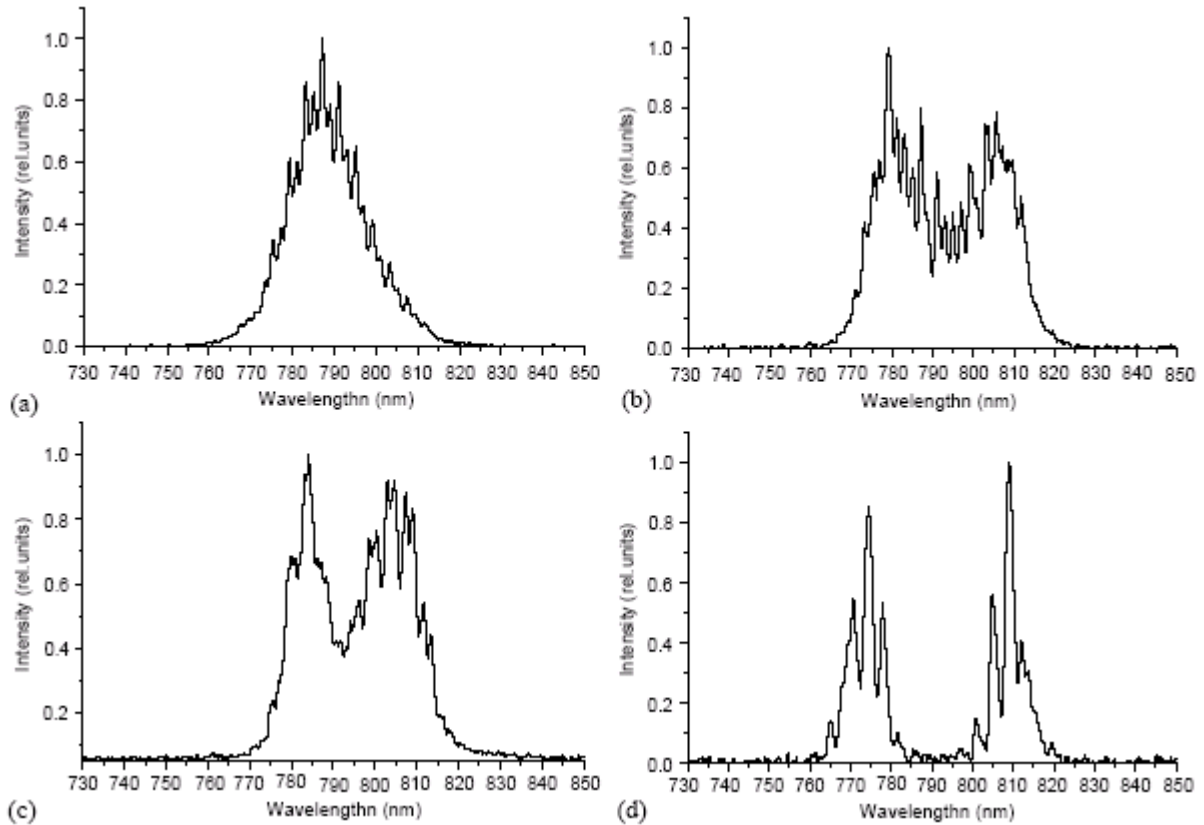


Figure III-27 : Résultats obtenus par Leng *et al.*, mise en forme spectrale dans un amplificateur régénératif Ti:saphir. Spectres en sortie d'amplificateur régénératif [Leng:03]: (a) sans filtre spectral (FWHM~18 nm) et avec un filtre d'épaisseur (b) 0,34 mm (FWHM~35 nm), (c) 0,5342 mm (FWHM~30 nm) et (d) 0,93 mm.

4. La mise en forme spectrale appliquée aux OPCPA

Nous allons voir que la mise en forme d'impulsions dans le cas d'un système OPCPA peut accroître ses performances en terme de durée d'impulsions et d'efficacité de conversion. D'autre part, depuis les années 90, l'OPCPA est une alternative à l'amplificateur régénératif Ti:saphir comme étage de pré-amplification large bande d'une chaîne haute énergie. L'amplification des impulsions est effectuée dans le dernier étage par amplification laser. Le spectre est alors limité par le rétrécissement spectral par le gain. Nous verrons que le façonnage d'impulsions via l'étage de pré-amplification OPCPA se présente ainsi comme une technique de prévention de cet effet.

4.1.1 Réduire la durée des impulsions amplifiées et comprimées

Dans une étude récente, S. Witte *et al.* ont démontré que l'utilisation d'un modulateur de phase à cristaux liquides, placé avant la chaîne d'amplification, permet de réduire la durée des impulsions au plus près de la limite de Fourier [Witte:05]. A cet effet, les impulsions signal issues d'un oscillateur Ti:saphir sont étirées par un étireur à réseaux dans

lequel est placé un modulateur de phase à cristaux liquides (Jenoptik) qui permet de contrôler la phase et l'amplitude de chacune des composantes spectrales. Ces impulsions sont ensuite amplifiées dans un OPA non-colinéaire à deux étages puis comprimées. Un SPIDER (voir paragraphe 6.6 de ce chapitre) mesure la durée des impulsions et leur phase spectrale. Ces informations sont ensuite adressées à un ordinateur, la boucle d'optimisation commande alors le modulateur afin de corriger les erreurs de phase. Ils ont ainsi pu produire des impulsions de 9,8 fs à 6% de la limite de Fourier (9,3 fs). La puissance crête excède 1TW.

4.1.2 Accroître l'efficacité de conversion

Récemment, L.J. Waxer *et al.* ont montré expérimentalement que le contrôle temporel et spatial du profil du faisceau pompe améliore l'efficacité comme la stabilité du procédé OPCPA [Waxer:03]. Une ouverture commandée par des modulateurs électro-optiques façonne les impulsions issues d'un oscillateur maître. Un amplificateur régénératif Nd:YLF amplifie ces impulsions de 50 pJ à 3 mJ. Ces dernières sont apodisées afin que leur profil spatial soit de type supergaussien. Ceci ramène l'énergie des impulsions à 400 μ J. Un second amplificateur régénératif Nd:YLF accroît alors l'énergie de l'onde pompe de 400 μ J à 40 mJ. Le faisceau signal est généré par un oscillateur femtoseconde, sa largeur spectrale est de 6nm, centrée à 1054 nm. Le gain de l'OPCPA est de $6 \cdot 10^6$ et son efficacité de conversion est d'environ 29 %. La stabilité du signal amplifié est plus grande que celle de la pompe, la largeur du spectre amplifié est d'environ 8 nm centrée à 1055 nm (Figure III-28).

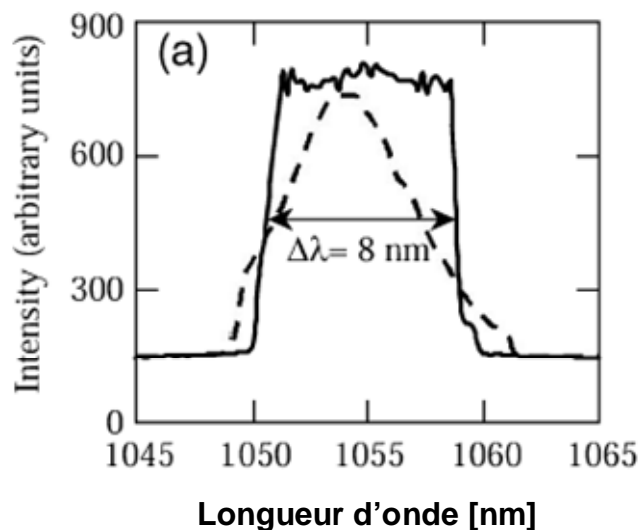


Figure III-28 : Résultat obtenu par L.J. Waxer *et al.*, spectres du signal étiré (tirets) et amplifié (trait plein) : à la saturation, le faisceau signal prend la forme du faisceau pompe [Waxer:03].

Outre la réduction de la durée des impulsions et l'augmentation de l'efficacité de conversion, la mise en forme spectrale du signal dans un étage de pré-amplification OPCPA peut considérablement accroître la puissance de sortie d'une chaîne laser de puissance en combattant le rétrécissement spectral par le gain inhérent au milieu laser classique.

Dans la suite, nous décrivons le dispositif qui nous a permis d'allier mise en forme temporelle de la pompe et technique OPCPA afin de sculpter le spectre du signal amplifié.

5. Mise en forme spatio-spectrale dans un pré-amplificateur OPCPA

5.1 Description du système expérimental : le prototype du pré-amplificateur de PETAL

Dans le cadre du projet PETAL, une impulsion à spectre large étirée temporellement doit être amplifiée dans une chaîne laser de la LIL. Cette impulsion est délivrée par un système laser, appelé "pilote petawatt", fournissant une impulsion mise en forme temporellement et spatialement. Les spécifications générales requises sont une énergie de 100 mJ, une largeur spectrale de 16 nm pour une durée d'impulsion étirée de 9 ns. La technique de pré-amplification retenue pour atteindre ces spécifications est l'OPCPA. Afin de valider celle-ci, une maquette expérimentale du pré-amplificateur OPCPA de PETAL a été réalisée par le laboratoire d'optoélectronique du CEA/CESTA [Hugonnot:05]. Ce prototype, dont le synoptique est donné en Figure III-29, a été mis en place dans les locaux de l'installation ALISE. Il comprend une source pompe constituée d'un amplificateur régénératif à lame de phase injecté par une source fibrée permettant une mise en forme temporelle et spatiale de l'impulsion pompe. Le faisceau signal est fourni par un amplificateur régénératif Ti:saphir délivrant des impulsions à spectre large et étirées temporellement. Le transfert d'énergie entre les ondes pompe et signal s'effectue par OPA dans un cristal de BBO. L'onde signal amplifiée est alors recomprimée dans un compresseur à réseaux.

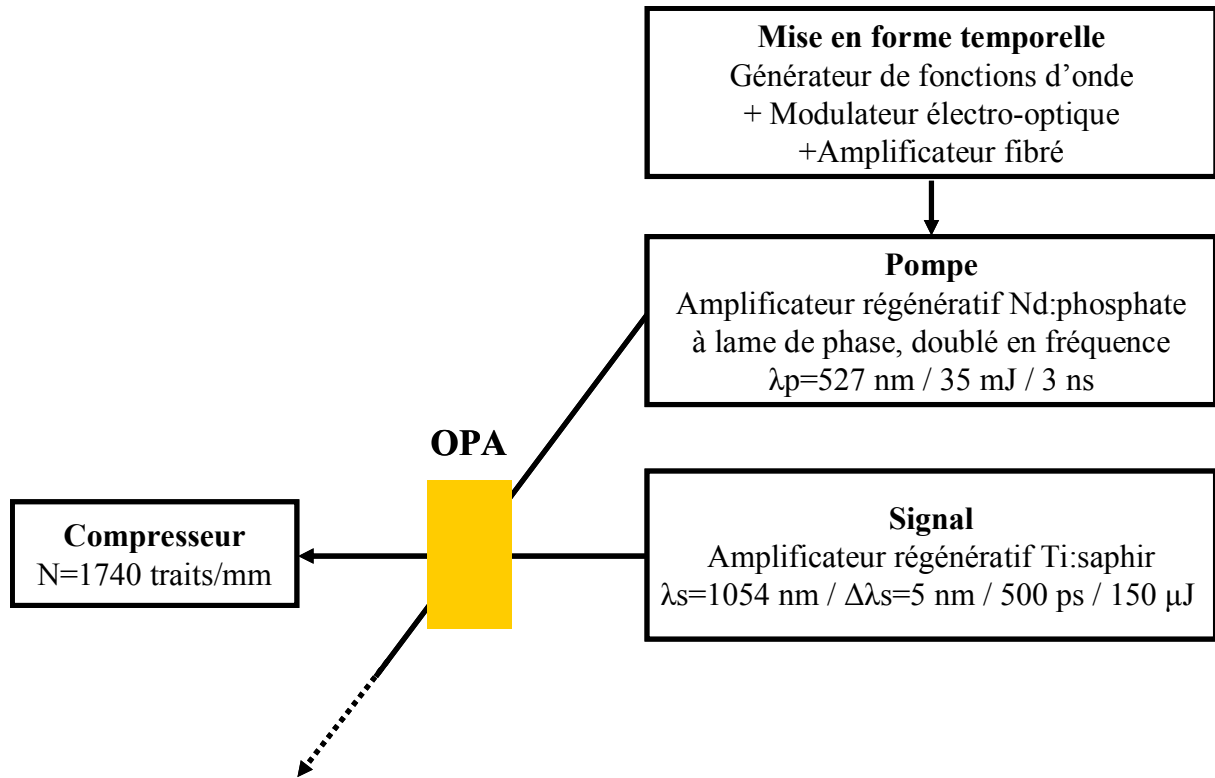


Figure III-29 : Synoptique du prototype du pré-amplificateur de PETAL.

5.1.1 Le faisceau pompe

Le système de mise en forme temporelle du faisceau pompe est constitué d’un modulateur électro-optique de type Mach-Zehnder et d’un générateur de fonctions d’onde. Ce dernier nous permet de programmer des formes d’onde ayant une durée de plusieurs nanosecondes avec un pas de 100 ps et un temps de montée de 200 ps. Ces impulsions mises en forme sont ensuite envoyées dans un amplificateur fibré puis injectées dans l’amplificateur régénératif à lame de phase. La Figure III-30 montre trois des fonctions que nous avons programmées afin de moduler temporellement le faisceau pompe. Le profil général de ces courbes est destiné à compenser les effets de saturation et à obtenir un profil carré en sortie d’amplificateur régénératif.

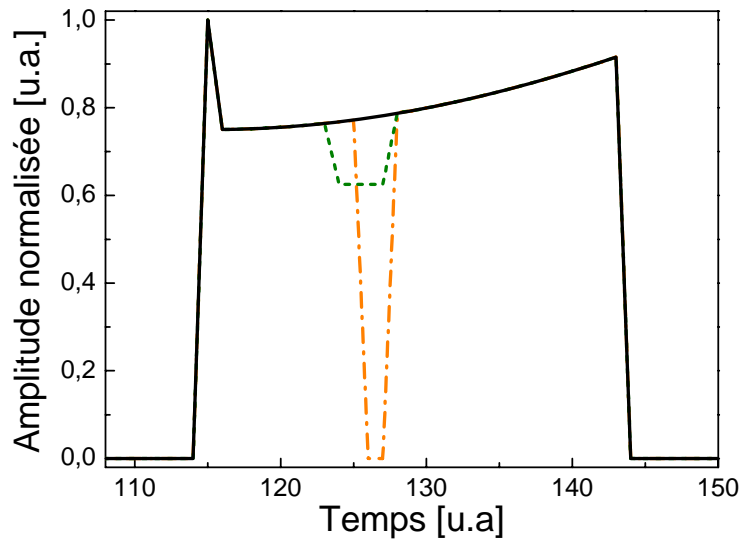


Figure III-30 : Exemples de fonctions d'ondes programmées pour la mise en forme temporelle du faisceau pompe : modulation A (courbe noire trait plein), modulation B (courbe orange tirets et points) et modulation C (courbe verte pointillés).

Les courbes représentées sur la Figure III-31 indiquent des profils temporels obtenus en sortie de l'amplificateur régénératif pour différentes fonctions temporelles injectées.

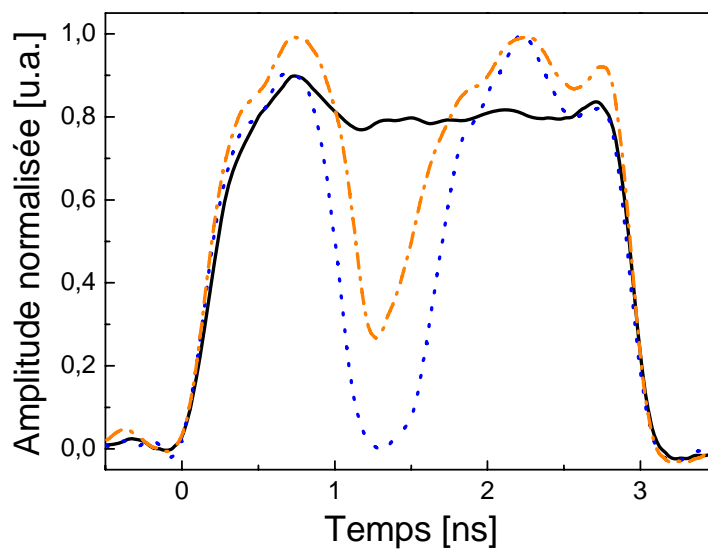


Figure III-31 : Exemples de profils temporels du faisceau de pompe en sortie d'amplificateur régénératif suite aux modulations A (courbe noire trait plein), B (courbe orange tirets et points) et D (courbe bleue pointillés).

Enfin, l’image ci-dessous illustre la coupe spatiale du faisceau pompe. La lame de phase est l’élément principal de la cavité régénérative : elle permet la mise en forme spatiale du faisceau de pompe en un mode carré [Waxer:03, Bagnoud:01a, Bagnoud:01b]. Ce mode est choisi afin d’extraire le plus d’énergie du barreau amplificateur dont la face d’entrée est carrée. Celui-ci est un verre phosphaté dopé au néodyme pompé par diodes. Le taux de répétition est fixé à 0,5 Hz afin de limiter la distorsion de phase due aux effets thermiques.

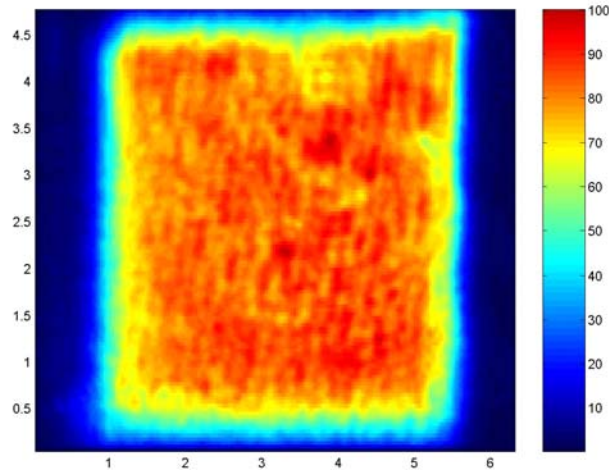


Figure III-32 : Forme spatiale du faisceau pompe obtenue avec le prototype du pré-amplificateur de PETAL.

Ce faisceau à 1053nm est ensuite doublé dans un cristal de KDP. Réduit et imagé, il présente, au niveau du cristal non-linéaire, les caractéristiques suivantes : section 2,3x2,3 mm², énergie moyenne 35 mJ, spectre centré à 527 nm et durée 3 ns à un taux de répétition de 0,5 Hz.

5.1.2 Le faisceau signal

L’onde signal est fournie par un amplificateur régénératif basé sur la technique CPA. Une source femtoseconde Nd:phosphate pompé par diodes (TimeBandWidth) délivre des impulsions de 200 fs de durée, centrées autour de 1060 nm, pour une largeur spectrale de 8 nm. La puissance moyenne est de 150 mW pour un taux de répétition de 100 MHz soit une énergie est de 1,5 nJ par impulsion. Ces impulsions sont ensuite étirées d’un facteur 4000 avant d’être amplifiées par un facteur 10⁶ dans un amplificateur régénératif. La cavité est pompée par un laser Quanta Ray CGR 150 (Spectra Physics). Au niveau du cristal non-linéaire le signal possède les caractéristiques suivantes : diamètre 2 mm, énergie moyenne 150 μ J, durée 500 ps, spectre centré à 1060 nm pour une largeur spectrale d’environ 5 nm.

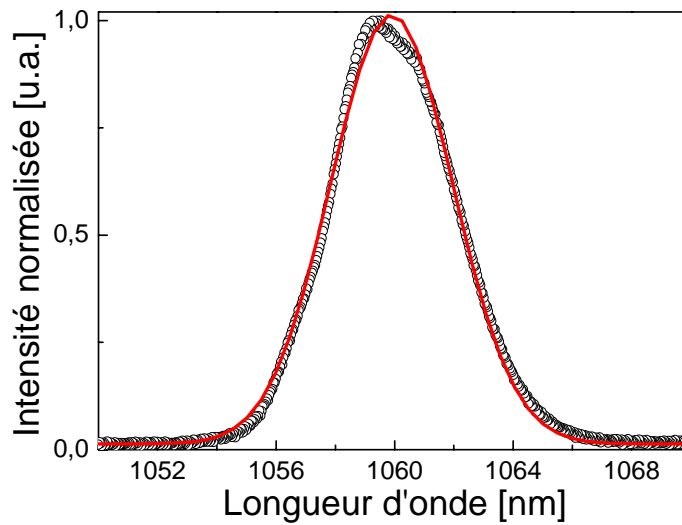


Figure III-33 : Spectre du faisceau signal non amplifié (cercles noirs). La courbe d'ajustement (courbe rouge trait plein), calculée en supposant un profil spectral de type gaussien, nous indique une longueur d'onde centrale de 1060 nm et une largeur spectrale de 5 nm (FWHM).

5.1.3 Le cristal non-linéaire

Afin de réaliser l'amplification paramétrique, on superpose spatialement et temporellement les faisceaux pompe et signal dans un cristal de BBO de $10 \times 10 \text{ mm}^2$ de section et de 17 mm de long. Le cristal est taillé tel que $\theta = 23^\circ$ pour un accord de phase de type I. L'onde pompe polarisée extraordinairement est dans le plan principal du cristal. L'onde signal est polarisée ordinairement. A la dégénérescence, les faisceaux signal et idler ont même longueur d'onde centrale et même polarisation. Pour séparer spatialement les faisceaux signal et pompe en sortie de cristal, une géométrie non-colinéaire a été choisie. L'angle externe d'interaction est de 3° . Par ailleurs, l'interaction est opérée dans le plan principal du cristal (Figure III-34) pour s'affranchir du doublage de fréquence parasite. Enfin, le gain en intensité de l'onde signal relevé est en moyenne de 20 pour une puissance surfacique de 250 MW/cm^2 .

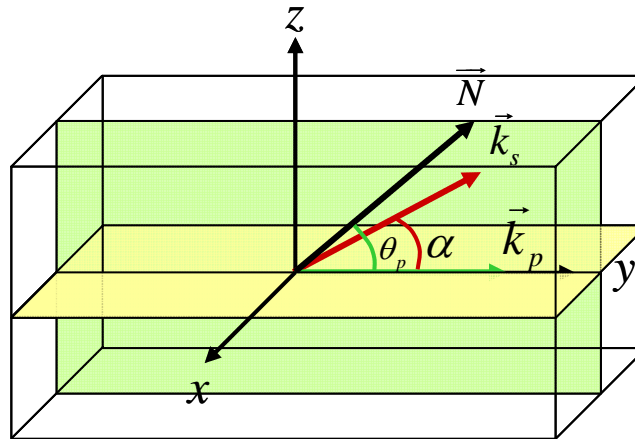


Figure III-34 : Interaction des faisceaux pompe et signal, repérés par leur vecteur d'onde, dans le cristal non-linéaire.

5.2 La mise en forme spatio-spectrale du signal

5.2.1 Etude spatiale

La Figure III-35 représente une coupe du faisceau signal amplifié, relevée à l'aide d'une caméra CCD. A saturation du gain, la forme spatiale du faisceau signal est modifiée et adopte la forme quasi-carrée du faisceau de pompe (Figure III-32).

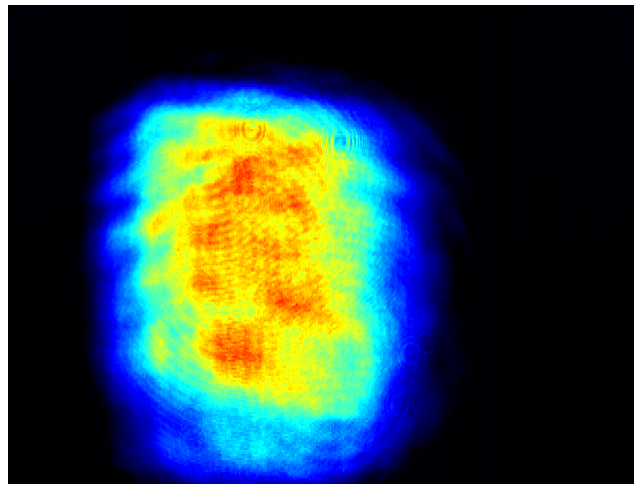


Figure III-35 : Forme spatiale du faisceau signal amplifié obtenue par mise en forme spatio-temporelle du faisceau pompe et OPCPA.

5.2.2 Etude spectrale

Sur les Figures III-36 et III-37, on note une modification de l'allure du profil spectral de l'onde signal amplifiée. D'une part, la largeur spectrale de l'onde signal est doublée après amplification. D'autre part, les caractéristiques imposées par le profil temporel du faisceau pompe, bords francs et sommet plat, sont reportées sur le signal amplifié. Ainsi, la légère protubérance au sommet à gauche du signal amplifié correspond au profil des fonctions temporelles appliquées au faisceau pompe (Figure III-31). Cette légère "surintensité" est

destinée à compenser l'effet de saturation de la pompe en sortie d'amplificateur régénératif. Le décentrage relevé sur la Figure III-36, entre les profils spectraux avant et après amplification, est la probable conséquence d'un faible désaccord de phase.

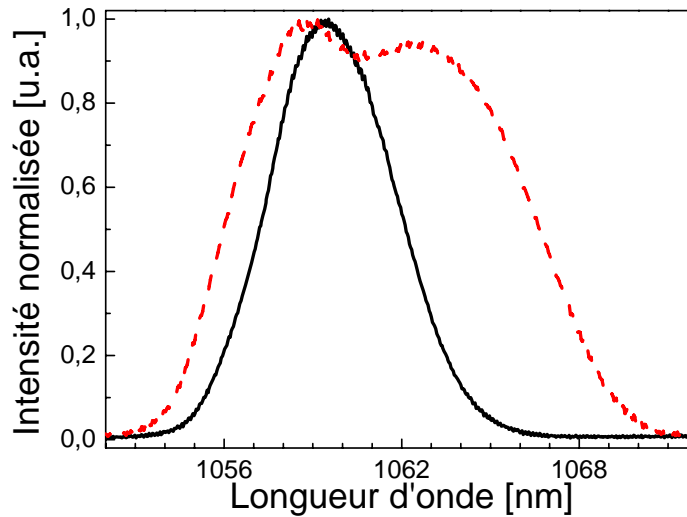


Figure III-36 : Spectre du signal incident (courbe noire trait plein) FWHM=5 nm et spectre du signal amplifié suite à la modulation A de l'onde pompe (courbe rouge tirets) FWHM=11 nm.

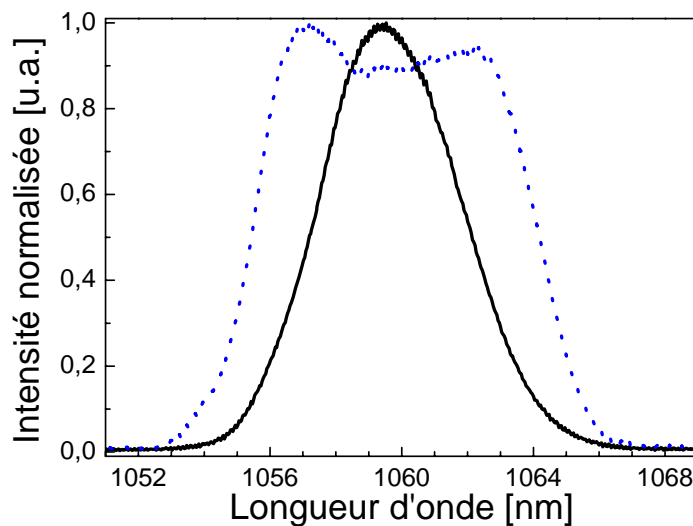


Figure III-37 : Spectre du signal incident (courbe noire trait plein) FWHM=5 nm et spectre du signal amplifié suite à la modulation B de l'onde pompe (courbe bleue pointillés) FWHM=9 nm.

Le générateur de fonctions d'onde nous permet de contrôler l'amplitude et la largeur de la modulation d'intensité du faisceau pompe. Ainsi la Figure III-38 illustre un profil spectral de l'onde signal amplifiée lorsque celle-ci est très fortement sculptée.

L'intensité des composantes spectrales centrales y est fortement réduite : le spectre est creusé. On conçoit alors que la combinaison de la technique OPCPA avec la mise en forme temporelle du faisceau pompe conduit à une véritable maîtrise de la mise en forme et de l'amplification de profils spectraux. Cette technique est donc adaptée à la pré-compensation du rétrécissement spectral par le gain inhérent à l'étage de puissance d'une chaîne haute énergie conventionnelle.

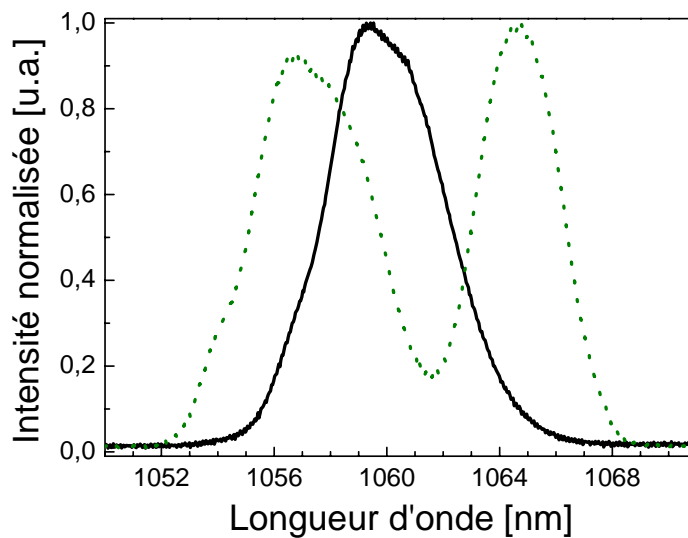


Figure III-38 : Spectre du signal incident (courbe noire trait plein) FWHM=5 nm et spectre du signal amplifié suite à la modulation C de l'onde pompe (courbe verte pointillés) FWHM=12 nm.

Afin de valider cette technique de mise en forme du signal pour la pré-compensation du rétrécissement spectral par le gain, nous avons réalisé des simulations pour estimer l'impact de cette mise en forme sur la phase de l'onde signal. La connaissance de cette phase est primordiale pour recomprimer correctement l'onde signal et atteindre une puissance crête élevée.

6. Phase spectrale OPA du signal mis en forme

6.1 Phase OPA

Nous rappelons l'expression de la phase OPA Φ_{OPA} donnée au Chapitre II :

$$\Phi_{OPA}(L) = \frac{\Delta k}{2}L + \arctan\left[\frac{\Delta k}{2\gamma} \tanh(\gamma L)\right] \text{ avec } \gamma = \sqrt{\Gamma^2 - \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2} \text{ et } \Gamma^2 = \frac{8\pi^2 d_{eff}^2 I_p}{n_i n_s n_p \lambda_i \lambda_s \epsilon_0 c}.$$

6.2 Conversion temps/fréquence

Lors du processus OPCPA, l'onde signal est au préalable fortement étirée. Dans notre montage, par exemple, les impulsions initiales de 200 fs de durée sont étirées à 500 ps. On peut alors réaliser une conversion temps – fréquence $\lambda_s(t)$:

$$\lambda_s(t) = \frac{2\pi c}{\omega_0 + \frac{t}{\phi^{(2)}}} \quad (77)$$

où ω_0 est la pulsation de la porteuse et $\phi^{(2)}$ est le facteur d'étirement (dans notre cas $\phi^{(2)} = 2500$). Autrement dit, à un temps t donné, une composante spectrale du signal, de longueur d'onde $\lambda_s(t)$, interagit avec une onde pompe d'intensité $I_p(t)$. Cette interaction conduit à un désaccord de phase $\Delta k(t)$. On comprend alors que des modulations instantanées de la puissance du faisceau de pompe peuvent modifier la phase spectrale Φ_{OPA} .

Par ailleurs, comme signalé au Chapitre II, la géométrie d'interaction entre les faisceaux pompe et signal est de grande importance car elle permet de gérer l'acceptance spectrale de notre cristal non-linéaire. Ainsi, à la dégénérescence, cette acceptation est maximisée pour une interaction colinéaire. En revanche, hors dégénérescence, il est préférable de se placer dans une géométrie non-colinéaire adéquate.

Ici, nous allons mettre en évidence la relation entre le désaccord de phase Δk , la géométrie d'interaction, définie par l'angle α formé par les vecteurs d'onde pompe et signal, et la modulation instantanée de la puissance du faisceau pompe $I_p(t)$. Cette relation se manifeste alors au travers de son impact sur la phase spectrale Φ_{OPA} . Nous évaluons ensuite les conséquences sur la durée des impulsions recomprimées lorsque cette onde pré-sculptée et pré-amplifiée est injectée dans un amplificateur de puissance classique.

6.3 Paramètres de simulation

Pour une compréhension réaliste du phénomène, nos paramètres de simulation sont issus du dispositif expérimental monté au CEA/CESTA et présenté au paragraphe III.B.5.1 de ce chapitre. Nous considérons donc un faisceau pompe de 3 ns de durée, de 40 mJ d'énergie centré à $\lambda_p = 527$ nm. Son profil temporel est assimilé à une super-gaussienne d'ordre 5. Les impulsions signal initiales présentent une durée de 200 fs et sont étirées à 500 ps, leur énergie est de 200 μ J, elles sont centrées autour de $\lambda_s = 1053$ nm pour une largeur spectrale de 5 nm.

Le processus OPA est réalisé près de la dégénérescence. Ainsi, la meilleure géométrie d'interaction est colinéaire avec $\alpha = 0^\circ$. En pratique, afin de séparer correctement les trois ondes en sortie de cristal, un angle d'interaction non-colinéaire externe de 3° est appliqué. Nous étudions l'influence de ce paramètre lorsqu'il varie de $0,9$ à 3° (angle interne au cristal).

Le cristal non-linéaire est un cristal de BBO de 1,7 cm de long, taillé à $\theta = 23^\circ$ pour une interaction de type I. Nous supposons enfin que les faisceaux pompe et signal se recouvrent temporellement et spatialement dans le cristal.

6.4 Mise en forme des faisceaux et processus OPA

La Figure III-39 illustre le profil temporel du faisceau pompe. Le profil supergaussien initial est creusé ensuite à 15 %, 50 % et 80 % de l'intensité maximale.

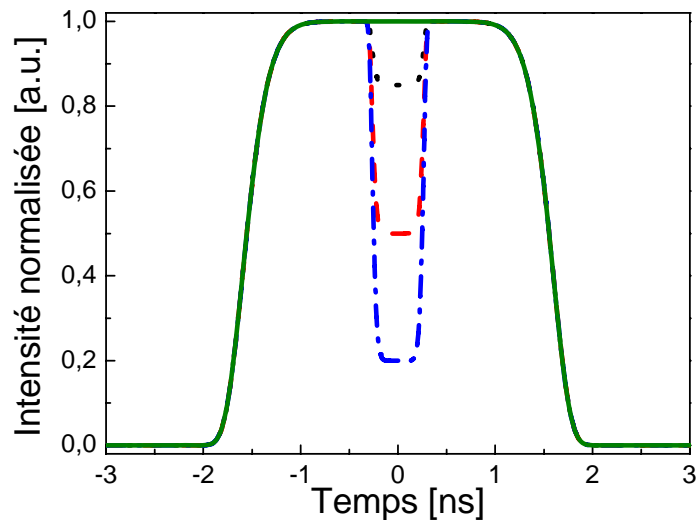


Figure III-39 : Profil temporel de l'onde pompe. Profil supergaussien d'ordre 5, modulé à 15 % (courbe noire pointillés), 50 % (courbe rouge tirets) et 80 % (courbe bleue tirets et points) de l'intensité maximale.

Comme montré expérimentalement, l'allure du profil du faisceau pompe est transmis au signal durant le processus OPA. Nos simulations, réalisées ici à un angle d'interaction non-colinéaire interne de $1,8^\circ$, révèlent de même que la mise en forme temporelle de la pompe influence l'allure du champ électrique du signal amplifié. La modulation d'amplitude de l'onde signal est directement proportionnelle à celle de la pompe (Figure III-40).

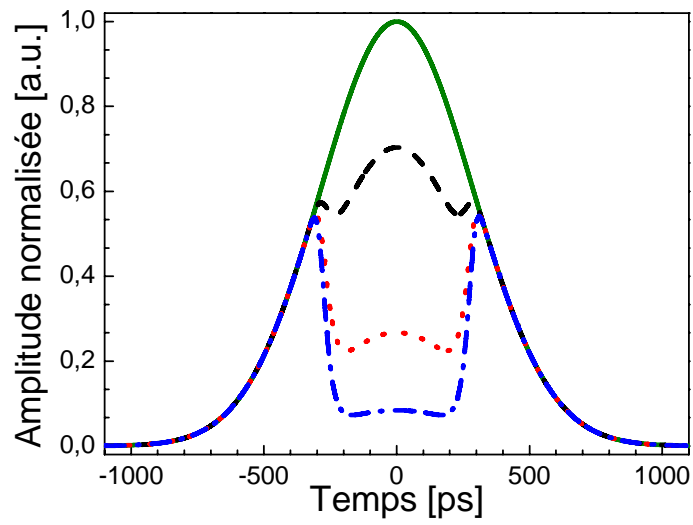


Figure III-40 : Profil temporel de l'onde signal initiale amplifiée lorsque l'onde pompe présente un profil supergaussien d'ordre 5 (courbe verte trait plein), modulé à 15 % (courbe noire pointillés), 50 % (courbe rouge tirets) et 80 % (courbe bleue tirets et points) de son intensité maximale.

Enfin, la Figure III-41 nous indique la valeur de la phase spectrale ajoutée au signal lors de l'amplification paramétrique. Nous pouvons remarquer que cette phase additionnelle est d'autant plus importante que le profil temporel du faisceau pompe est creusé.

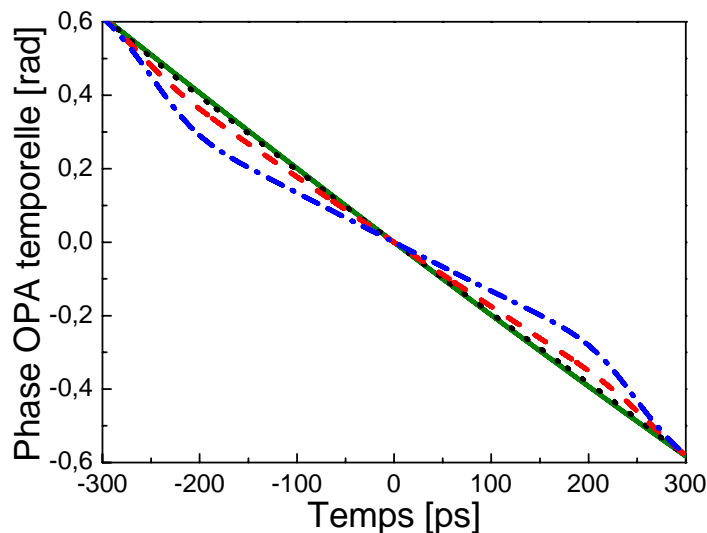


Figure III-41 : Phase spectrale OPA ajoutée au signal lors du processus OPA lorsque l'onde pompe présente un profil supergaussien d'ordre 5 (courbe verte trait plein), modulé à 15 % (courbe noire pointillés), 50 % (courbe rouge tirets) et 80 % (courbe bleue tirets et points) de son intensité maximale.

6.5 Signal pré-amplifié et pré-sculpté injecté dans une chaîne de puissance conventionnelle

La mise en forme du faisceau signal est destinée à pré-compenser le rétrécissement spectral par le gain inhérent au milieu amplificateur utilisé dans les chaînes lasers de puissance conventionnelles. Or, nous venons de mettre en évidence l'influence de la modulation instantanée de l'intensité du faisceau pompe sur la phase spectrale OPA du signal. Nous cherchons donc à présent à connaître les effets de cette phase sur les performances d'une chaîne de puissance si celle-ci est injectée par un signal transportant cette phase OPA.

Afin de nous focaliser sur l'effet de cette phase OPA, nous supposons que le rétrécissement spectral est bien compensé par la mise en forme du signal. Autrement dit, la densité spectrale du signal en sortie de la chaîne de puissance est identique à celle du signal initial. De plus, nous supposons que cette phase OPA additionnelle n'est aucunement compensée le long de la chaîne laser.

La Figure III-42 présente la durée des impulsions recomprimées en fin de chaîne en fonction de l'angle d'interaction non-colinéaire interne α et de la modulation temporelle appliquée au faisceau pompe. Comme nous pouvons le constater, lorsque le profil temporel

du faisceau pompe n'est pas modulé, cela n'allonge pas la durée des impulsions recomprimées. En revanche, l'influence de cette modulation croît avec l'amplitude de celle-ci et l'angle d'interaction non-colinéaire. Par exemple, pour un angle d'interaction $\alpha = 3^\circ$ et lorsque la pompe est modulée à 80 %, la durée des impulsions recomprimées est allongée de 34 % par rapport à la durée optimale. Néanmoins, si l'angle d'interaction non-colinéaire est inférieur à $1,2^\circ$, la modulation n'a pas d'effet notable quelle que soit son amplitude.

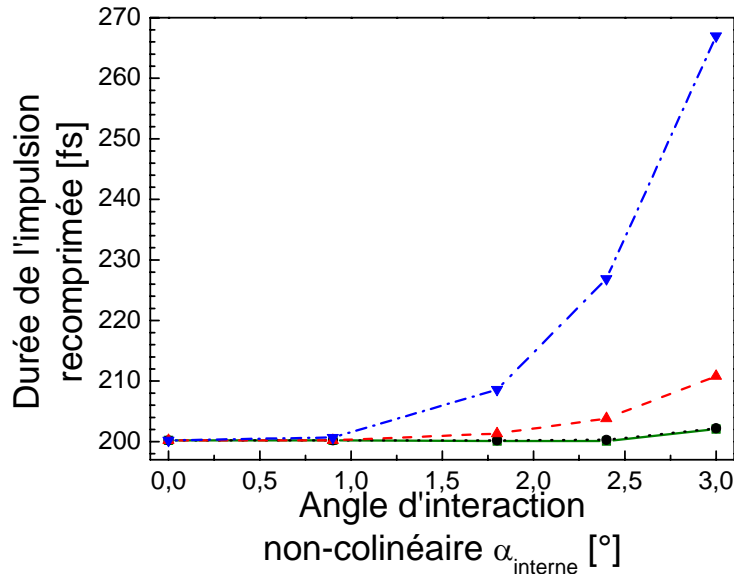


Figure III-42 : Influence de la phase spectrale OPA additionnelle et de l'angle d'interaction non-colinéaire sur la durée des impulsions mises en forme et amplifiées par une chaîne de puissance conventionnelle. La durée optimale des impulsions est de 200 fs. Profil temporel de l'onde pompe super-gaussien d'ordre 5 (courbe verte trait plein), modulé à 15 % (courbe noire pointillés), 50 % (courbe rouge tirets) et 80 % (courbe bleue tirets et points) de son intensité maximale.

En conclusion, on peut distinguer deux cas. Le premier est un OPCPA non-colinéaire opérant près de la dégénérescence et dont le profil du faisceau pompe est modulé temporellement. L'interaction paramétrique conduit alors à un rétrécissement spectral qui dépend du cristal. Celui-ci est d'autant plus conséquent que l'angle d'interaction non-colinéaire est important. Par ailleurs, une phase spectrale OPA est ajoutée au signal amplifié. Si cette mise en forme spectrale du signal peut pré-compenser le rétrécissement spectral par le gain de la chaîne de puissance conventionnelle, l'impulsion ne pourra cependant pas être recomprimée à la limite de Fourier lorsque l'angle d'interaction non-colinéaire est trop important. Le second cas est un OPCPA fonctionnant hors dégénérescence. Une interaction géométrique bien choisie peut accroître considérablement l'acceptance spectrale du cristal (voir Chapitre II). Toutefois, des impulsions ultracourtes subiront toujours l'effet de cette

phase spectrale additionnelle. Par conséquent, la mise en forme du signal avant son injection dans une chaîne laser de puissance conventionnelle doit être utilisée en combinaison avec une pré-compensation de la phase spectrale OPA additionnelle.

La connaissance et le contrôle de la phase et de l'amplitude du signal mis en forme sont donc cruciaux si l'on veut maximiser les performances de notre chaîne haute énergie. Les systèmes dédiés au contrôle de ces paramètres ont été abordés au paragraphe 2.2 de ce Chapitre III. Ici, nous nous proposons de passer sommairement en revue les différents dispositifs dédiés à la caractérisation des impulsions.

6.6 Dispositifs optiques pour la mesure de la phase spectrale

Une technique usuelle de caractérisation est l'autocorrélation intensimétrique (Figure III-43) dans laquelle une impulsion $E(t)$ est divisée en deux parties identiques décalées temporellement d'un délai τ . Ces répliques sont ensuite superposées dans un cristal doubleur. L'intensité $I^{(2)}(t)$ de la seconde harmonique générée est une fonction du délai τ proportionnelle à l'intensité du champ à caractériser $I(t) = |E(t)|^{(2)}$:

$$I^{SHG}(t, \tau) \propto I(t)I(t - \tau) \quad (78)$$

Une photodiode nous permet alors de relever la trace d'autocorrélation $S_{AC}(\tau)$ de l'intensité $I(t)$:

$$S_{AC}(\tau) \propto \int I^{SHG}(t, \tau) dt \quad (79)$$

Néanmoins, cette mesure ne donne aucune information sur la phase temporelle : les données sur l'amplitude sont partielles. Elle permet en revanche d'estimer la durée des impulsions.

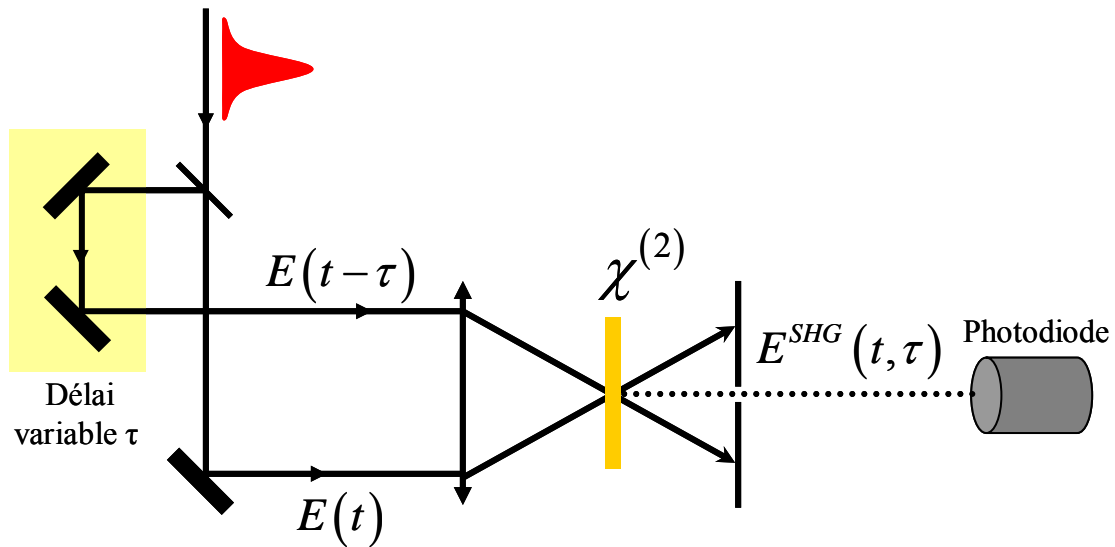


Figure III-43 : Principe de l'autocorrélation intensimétrique.

Une seconde technique, appelée corrélation intensimétrique ou cross-corrélation (Figure III-44) est très proche de la précédente. Dans le cristal doubleur sont superposées une impulsion de référence $E_{ref}(t)$ et l'impulsion à caractériser $E(t)$. Ces deux impulsions peuvent appartenir à des domaines spectraux différents. Si l'impulsion de référence est très courte devant $E(t)$, la corrélation permet d'estimer le profil d'intensité $I(t)$. Cette technique de caractérisation bien que partielle est adaptée aux impulsions fortement mises en forme.

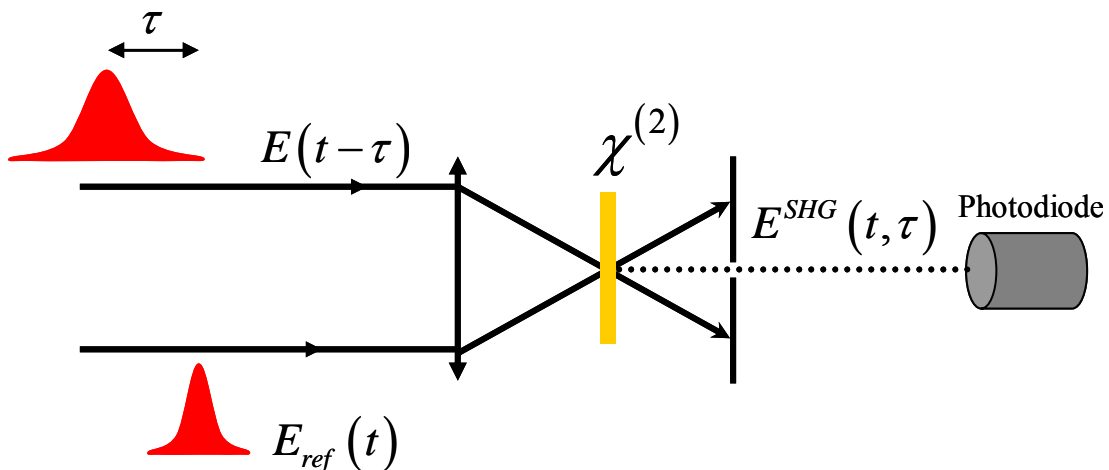


Figure III-44 : Principe de la corrélation intensimétrique.

Afin de caractériser la phase et l'amplitude de l'impulsion, on peut employer une autre technique appelée XFROG qui dérive du FROG (pour "Frequency Resolved Optical Gating") [Linden:99, Trebino:00, Tsang:96]. Cette méthode repose sur une corrélation intensimétrique résolue en fréquence. Pour cela, la photodiode relevant le signal de seconde harmonique $E^{SHG}(t, \tau)$ est remplacée par un spectromètre (Figure III-45). Le signal de seconde harmonique est imagé sur la fente du spectromètre : le délai τ entre les deux

impulsions est paramétré sur la fente. Le spectromètre disperse les composantes spectrales. On dispose alors d'une image en deux dimensions dont les axes sont le délai et la fréquence. Celle-ci contient suffisamment d'informations pour reconstruire les champs $E(t)$ et $E_{ref}(t)$ en phase et en amplitude. Par ailleurs, cette technique est bien adaptée à la caractérisation d'impulsions dont la mise en forme est complexe.

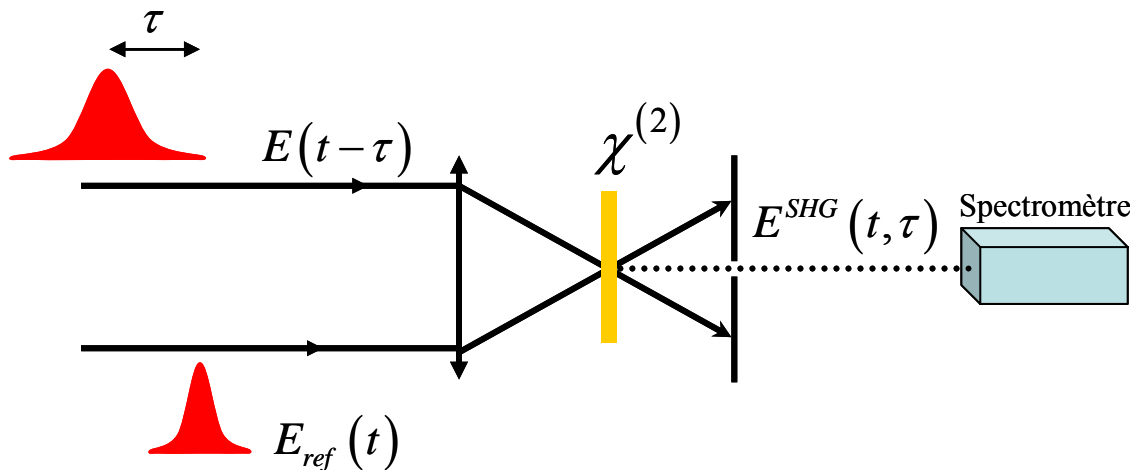


Figure III-45 : Principe de la corrélation intensimétrique résolue en fréquence : XFROG.

Le SPIDER (pour "Spectral Phase Interferometry for Direct Electric Field Reconstruction") est une autre alternative [Iaconos:98]. Le principe consiste à générer deux répliques de l'impulsion à caractériser décalées d'un temps τ (Figure III-46). Elles sont mélangées dans un cristal non-linéaire avec une impulsion à dérive de fréquence issue de la même impulsion initiale. Comme ces impulsions sont décalées dans le temps, elles interagissent avec différentes parties de l'impulsion à dérive de fréquence et génèrent donc deux impulsions décalées en fréquence $\delta\omega$. Les franges d'interférences spectrales entre ces deux impulsions sont mesurées à l'aide d'un spectromètre et nous donne accès au champ comme à la phase de l'impulsion.

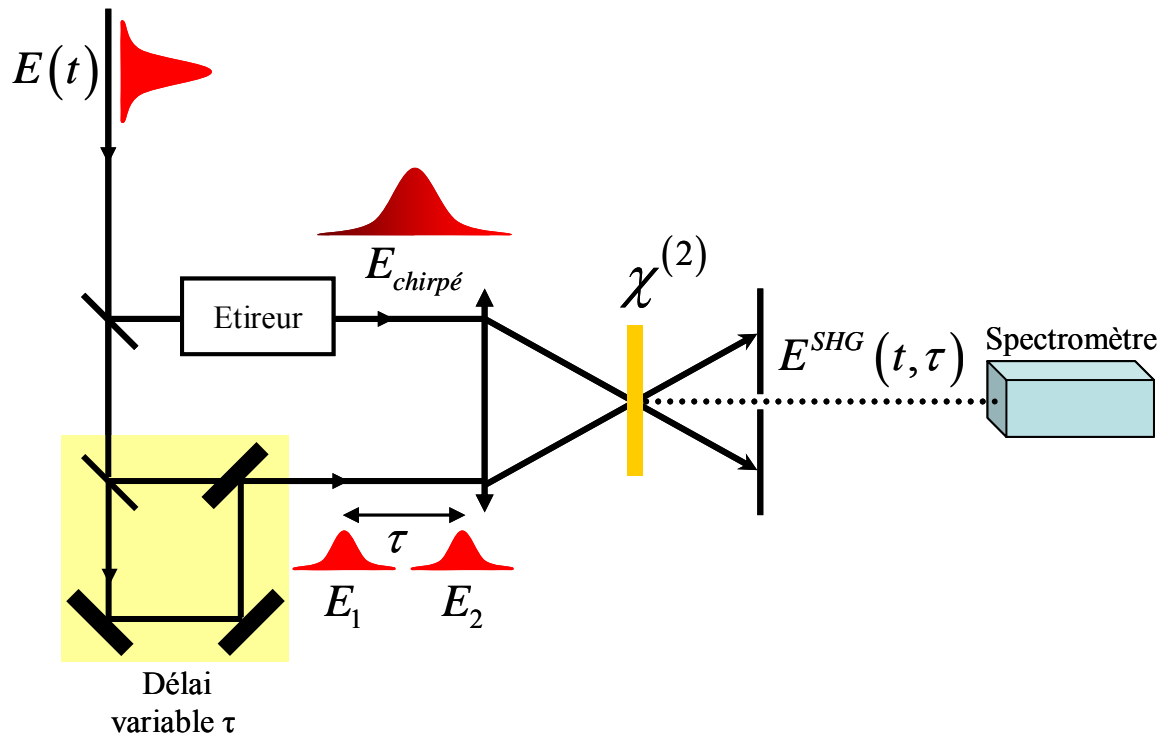


Figure III-46 : Principe du SPIDER.

Toutefois, les systèmes FROG et SPIDER héritent de la complexité, de l'encombrement, du coût et du nécessaire alignement du corrélateur. Le système GRENOUILLE (pour "GRating-Eliminated No-nonsense Observation of Ultrafast Incident Laser Light E-field") est alors une alternative possible. Il consiste à remplacer la lame séparatrice, la ligne à retard et la lentille convergente par un bi-prisme de Fresnel (Figure III-47). Une lentille cylindrique focalise le faisceau dans un cristal non-linéaire très fin. Celui-ci génère le faisceau de seconde harmonique et agit comme un spectromètre. Une deuxième lentille cylindrique image ce faisceau sur la caméra. Le système GRENOUILLE nous donne en temps réel des traces identiques à celles obtenues avec un FROG. Or, il ne nécessite ni alignement, ni superposition temporelle des faisceaux.

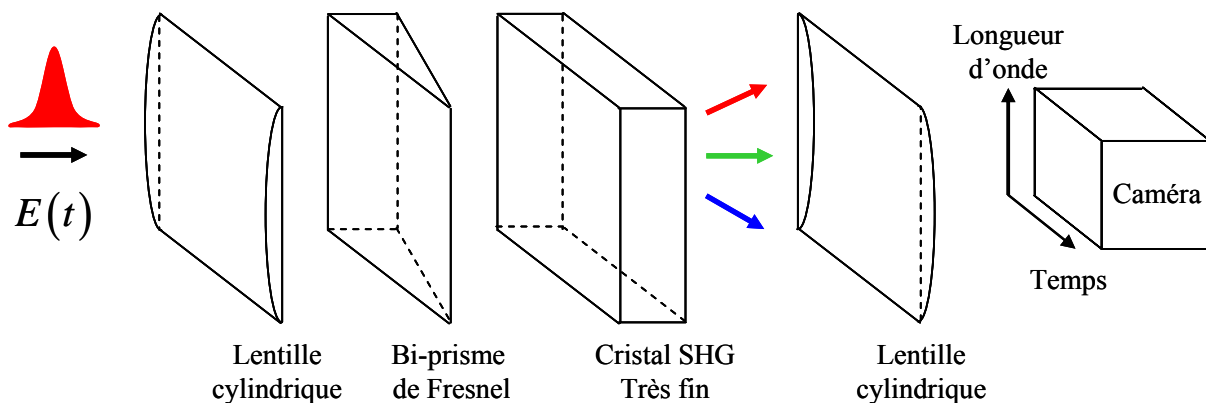


Figure III-47 : Principe du GRENOUILLE.

Le système SPIRIT [Messenger:03] a l'avantage de ne nécessiter aucune calibration avant la mesure d'une impulsion. Cette technique repose sur l'interférométrie à décalage comme le SPIDER et sur le décalage géométrique des fréquences dispersées spatialement. Son principe est illustré sur la Figure III-48. Une fraction du faisceau est envoyée dans un interféromètre, qui le sépare en deux répliques non-colinéaires. Ces dernières sont ensuite diffractées par un réseau. En raison de leurs angles d'incidence différents, leur spectre est décalé dans l'espace. Le décalage géométrique est alors relié au décalage spectral entre les deux spectres qui se recouvrent au niveau du cristal doubleur. L'autre fraction de l'impulsion à analyser, extraite par une lame séparatrice, est synchronisée et superposée aux interférences spectrales. La rotation du réseau permet de balayer l'ensemble de l'impulsion.

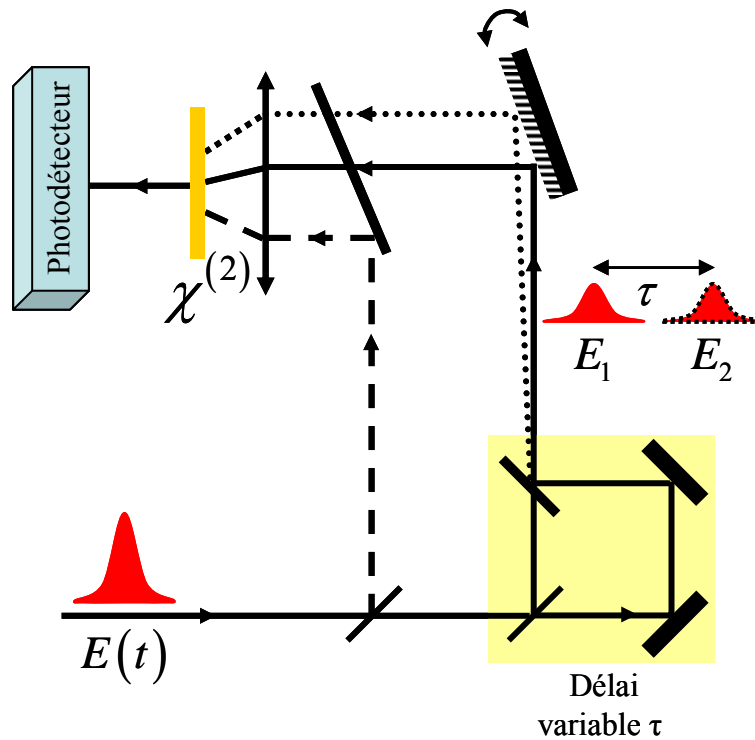


Figure III-48 : Principe du SPIRIT.

Pour être complet, il aurait été souhaitable d'utiliser une de ces techniques afin de mesurer la phase spectrale de notre signal amplifié. Malheureusement, pour des raisons techniques ce type d'expérience n'a pu être accompli lors de ma thèse. La réalisation d'un dispositif de type SPIRIT est en cours de réalisation au CEA/CESTA.

C. OPCPA et codage spectral de l’impulsion

1. Introduction

Nous avons vu au Chapitre I que les cristaux à polarisation périodique sont employés dans des OPCPA depuis une dizaine d’années. Nous avons en outre souligné au Chapitre II que le gain obtenu en quasi-accord de phase dans les cristaux uniaxes et biaxes est plus important qu’en accord de phase traditionnel. Néanmoins, dans un cristal à polarisation périodique la tolérance spectrale est très faible. Aussi durant l’amplification paramétrique et pour des longueurs de cristal relativement faibles, un rétrécissement spectral de notre faisceau amplifié sera observé.

Afin de s’affranchir de la faible tolérance spectrale de ces cristaux, les différentes composantes spectrales du faisceau signal doivent interagir simultanément avec celle du faisceau pompe monochromatique, tout en assurant un désaccord de phase nul $\overline{\Delta k}_Q = \vec{k}_p - \vec{k}_s - \vec{k}_i - \vec{K}_m = \vec{0}$ (voir Chapitre II). Il faut donc ajuster la période du réseau à chaque composante spectrale de l’onde signal. A cet effet, il existe plusieurs méthodes. La technique la plus évidente consiste à juxtaposer plusieurs cristaux de périodes différentes mais de modulation constante [Myers:96]. Il suffit alors de déplacer le cristal transversalement à la direction de propagation du faisceau pompe de façon à générer différentes longueurs d’onde. Néanmoins, ce montage est onéreux et peu pratique (Figure III-49).

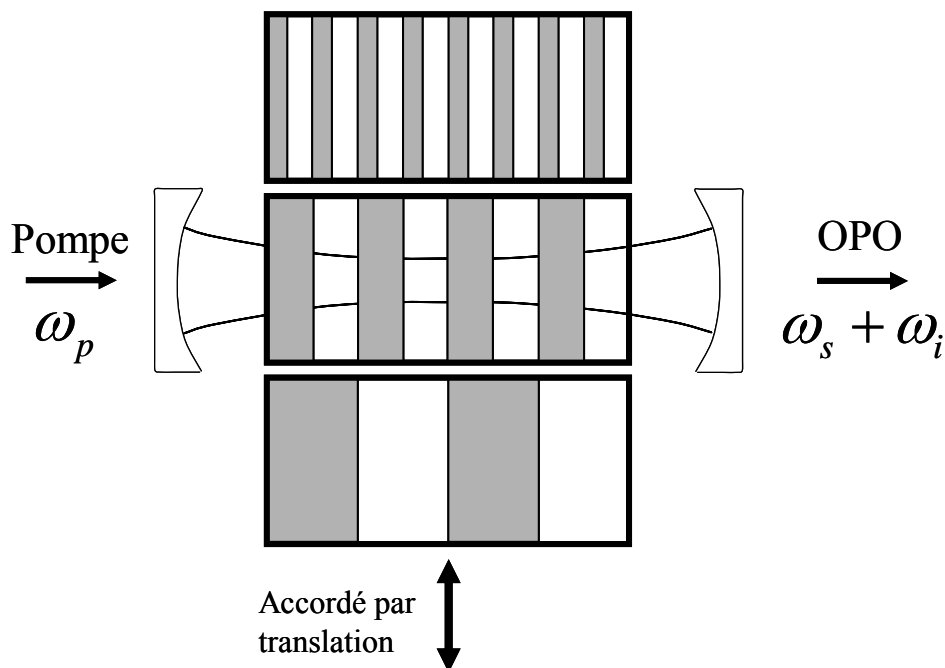


Figure III-49 : L’OPO est ici accordé en tradatant la série de cristaux à polarisation périodique.

On peut aussi mettre en forme le cristal de sorte à ajuster son pas le long de l'axe de propagation des faisceaux [Bortz:94]. Chaque composante spectrale est ainsi amplifiée en une zone donnée du cristal. Néanmoins, plus le spectre à amplifier est large, plus la longueur du cristal L doit être grande (Figure III-50).

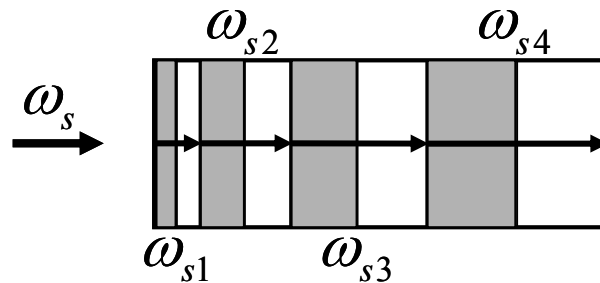


Figure III-50 : Cristal à polarisation aperiodique : les composantes spectrales ω_{s_j} avec $j = \{1, 2, 3, 4\}$ sont amplifiées lorsque le pas du réseau assure un désaccord de phase nul.

Notre montage OPCPA est basé, quant à lui, sur un cristal de niobate de lithium à polarisation périodique (PPLN) de type éventail. Cette structure particulière en éventail est proposée pour la première fois en 1991 par Ishigame *et al.* [Ishigame:91] afin de compenser les défauts d'accord de phase en SHG dans des matériaux à polarisation périodique. Cette équipe a montré qu'il suffit alors de translater le faisceau pour que celui-ci interagisse avec les différentes périodes du cristal (Figure III-51). C'est ainsi qu'a été réalisé une source accordable dans l'infrarouge de forte puissance [Powers:98]. Cet OPO couvre une large bande fréquentielle de 80 nm à 1,5 μm , à température du cristal constante, en translatant juste le cristal dans la cavité.

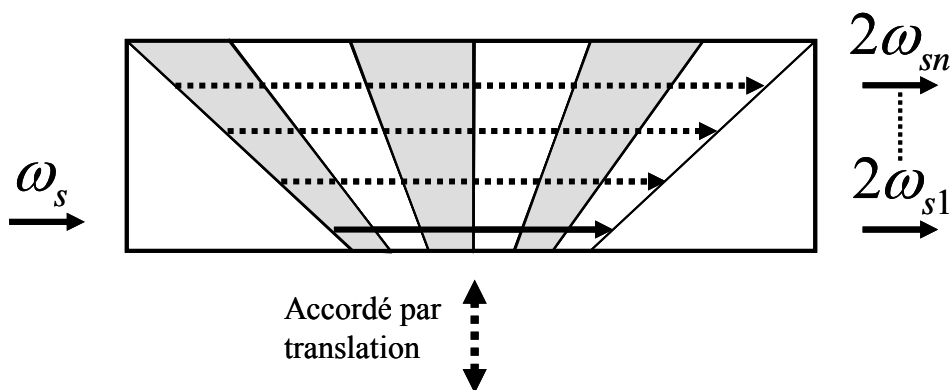


Figure III-51 : Cristal à polarisation périodique de type éventail : la longueur d'onde amplifiée est ajustée en translatant le cristal.

Quatre ans plus tard, Herpen *et al.* parviennent avec un système similaire à couvrir la région 3 – 3,8 μm ; la puissance de l'idler généré atteint 1,5 W [Herpen:02]. En parallèle, Zimmermann *et al.* introduisent un nouveau concept pour le doublement de

fréquence accordable de diodes lasers [Zimmermann:02]. Celui-ci est basé sur un doublement de fréquence intracavité avec séparation spatiale des fréquences (Figure III-52). L'association d'un cristal de LiTaO_3 , polarisé périodiquement et de type éventail, avec un réseau et une fente de sélection spatiale permet de choisir à la fois la fréquence fondamentale et la seconde harmonique. Ce système est alors accordable sur 10 nm dans le bleu (480 à 490,6 nm) pour des puissances de sorties de l'ordre de 50 nW.

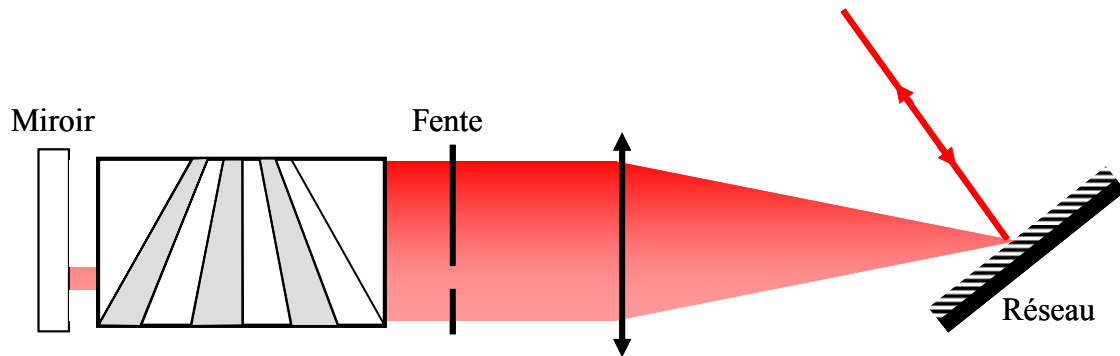


Figure III-52 : Cristal à polarisation périodique de type éventail : la fente sélectionne une composante spectrale parmi celles dispersées par le réseau, le cristal génère un faisceau de seconde harmonique qui est réfléchi par le miroir.

Par ailleurs, cette structure en éventail est aussi employée afin de générer des ondes THz et d'accorder cette source de façon continue en translatant de même le cristal (Figure III-53) [Hurlbut:06]. La rectification optique permet de manipuler les impulsions THz dans un cristal polarisé périodiquement. La structure en éventail permet de choisir la fréquence d'émission. La forme du cycle THz est contrôlée en ajustant le retard entre les deux impulsions et leur intensité.

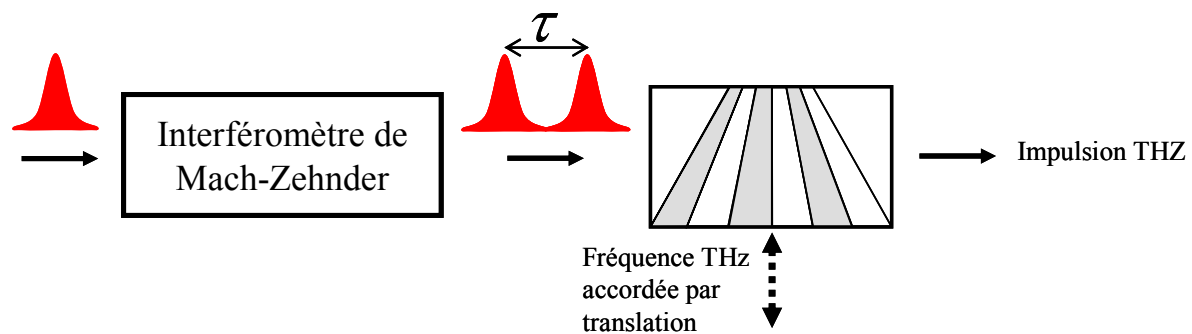


Figure III-53 : Manipulation d'ondes THz dans un cristal à polarisation périodique de type éventail et une paire d'impulsions. Les paramètres ajustables sont le retard τ , l'intensité et la polarisation des impulsions. La fréquence centrale des ondes THz est ajustée en translatant le cristal.

De même, Danielson *et al.* ont démontré une technique flexible de mise en forme d'impulsions, en manipulant les composantes spectrales spatialement dispersées et générées par rectification optique dans un PPLN de type éventail [Danielson:06] (Figure III-54).

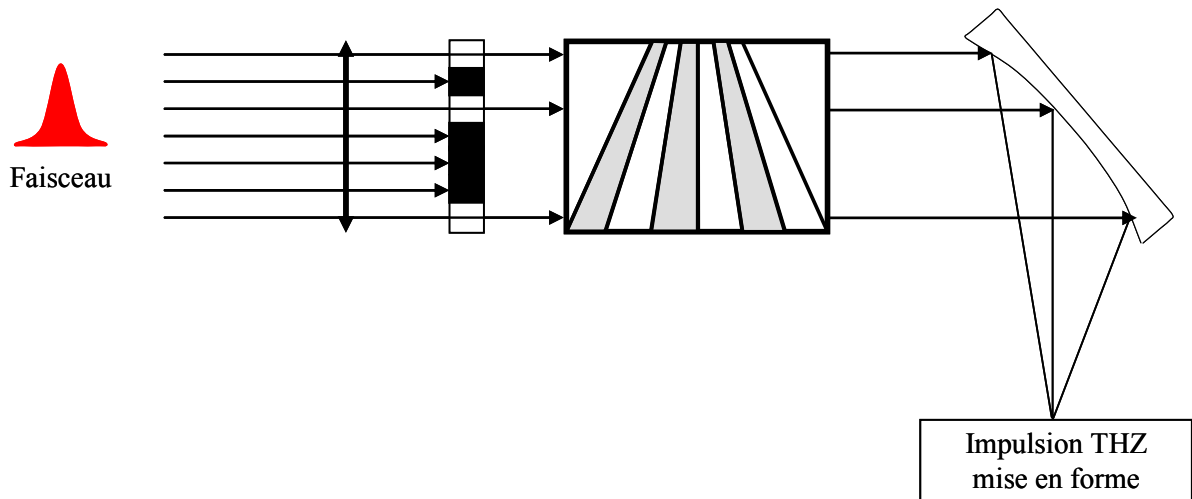


Figure III-54 : Emetteur THz. Le faisceau incident est focalisé grâce à une lentille cylindrique sur le cristal à polarisation périodique de type éventail. Le masque spatial permet de sélectionner les composantes spectrales et donc de contrôler les composantes THz. Le miroir sphérique assemble ces dernières. On obtient une impulsion THz mise en forme.

Enfin, Gorelik *et al.* ont incorporé une structure éventail dans un PPLN à double réseau [Gorelik:06] (Figure III-55). La première section de ce PPLN possède un pas fixe, elle est accordée avec la température. La seconde section présente une structure en éventail qui est accordée en translatant le cristal sans affecter l'accord de phase de la première section. Cette équipe a employé cette géométrie très particulière afin de réaliser un OPO générant simultanément plusieurs faisceaux accordables.

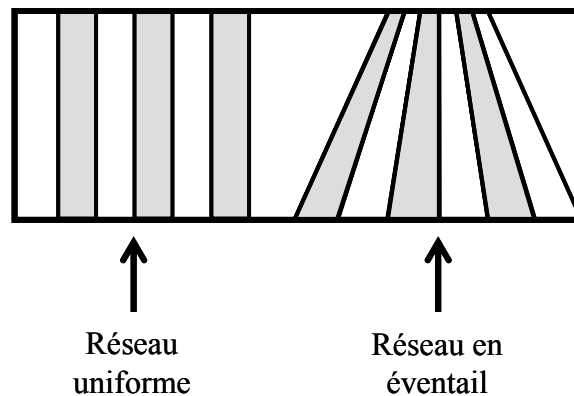


Figure III-55 : Cristal à double polarisation périodique : association d'un pas constant et d'une structure en éventail.

2. Mise au point de la pré-amplification d'impulsions à dérive de fréquence par un PPLN de type éventail

Dans notre cas, nous employons un PPLN de type éventail afin que chacune des composantes spectrales de l'onde signal interagisse simultanément avec l'onde pompe monochromatique lors du processus OPA.

2.1 Schéma de principe

Afin que chacune des composantes spectrales de l'onde signal soit amplifiée dans le PPLN en éventail, celles-ci sont dispersées dans le plan du cristal par un réseau de diffraction. Par ailleurs, il est nécessaire de contrôler cette dispersion spectrale et en particulier de rassembler toutes les composantes après l'amplification. C'est pourquoi nous avons choisi d'insérer notre PPLN dans une ligne à dispersion nulle. On voit sur le schéma de la Figure III-56 que cet ensemble est constitué d'une paire de réseaux pour disperser et rassembler les composantes spectrales, d'une paire de lentilles pour maîtriser la divergence du faisceau signal, ainsi que d'une paire de miroirs diélectriques pour l'injection et la réjection du faisceau de pompe.

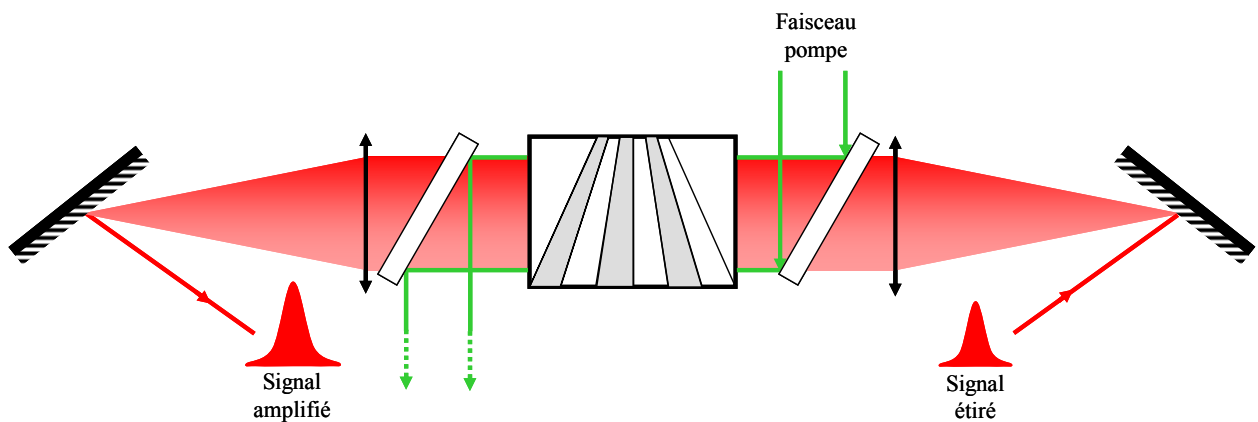


Figure III-56 : Insertion du PPLN dans une ligne à dispersion nulle pour une amplification par codage spectral de l'impulsion.

Grâce à ce système, chaque longueur d'onde du signal se propage de façon rectiligne dans le PPLN et doit voir le pas du réseau correspondant au quasi-accord de phase. On peut déjà noter que dans cette configuration, chaque interaction paramétrique entre une composante spectrale du signal et l'onde pompe monochromatique est accomplie grâce à un nombre de domaines identique.

2.2 Montage expérimental

2.2.1 Eléments de base OPCPA

Ce montage a été exécuté au CPMOH. Ainsi, le système étireur-compresseur est identique à celui employé lors de l'expérience sur la cavité régénérative OPCPA présentée au paragraphe A de ce Chapitre III. Les sources lasers délivrant nos faisceaux pompe et signal ainsi que le système de synchronisation employés sont également les mêmes. Nous rappelons les spécifications des sources lasers dans le Tableau III-2.

<i>Source laser</i>	<i>Pompe Nd:Yag</i>	<i>Signal Ti:saphir</i>
Durée FWHM	6 ns	~145 fs étiré à 290 ps
Longueur d'onde centrale	532 nm	805 nm
Largeur spectrale FWHM	monochromatique	~6,6 nm
Energie par impulsion	<20 mJ	1,3 nJ après étireur

Tableau III-2 : Caractéristiques des sources laser de notre montage OPCPA.

2.2.2 L'OPA

2.2.2.a Cristal de LiNbO₃ à polarisation périodique de type éventail

Afin de comprendre le choix d'un cristal à polarisation périodique de type éventail, nous considérons l'interaction paramétrique entre les ondes pompe monochromatique $\lambda_p = 532$ nm et signal de longueur d'onde centrale $\lambda_{s,0} = 805$ nm. Ces ondes interagissent dans un monodomaine ferroélectrique de LiNbO₃ de type congruent. Les spécifications de ce cristal sont précisées en annexe. Pour faire intervenir le coefficient diélectrique d_{33} , le plus élevé de ce cristal, et maximiser ainsi le coefficient d_{eff} qui est un paramètre majeur du gain (voir Chapitre II), les polarisations des ondes pompe, signal et idler doivent être parallèles à l'axe défini par \vec{e}_z . Celui-ci est également l'axe optique du cristal. On réalise ainsi un accord de phase type I noté $e + e \rightarrow e$ ou eee .

Le calcul des tolérances thermique ΔT , spectrale $\Delta\lambda$ et angulaire $\Delta\theta$ peuvent nous révéler des limites de ce monodomaine ferroélectrique. Elles sont calculées à partir des expressions données au Chapitre II et des dérivées des indices par rapport aux trois variables température, longueur d'onde et angle d'accord de phase (voir Annexes). Les valeurs de ces tolérances sont reportées dans le Tableau III-3.

Longueur du cristal L	3 cm	300 μm
Tolérance thermique ΔT [K]	4,02	13,70
Tolérance spectrale $\Delta\lambda$ [nm]	1,07	3,64
Tolérance angulaire $\Delta\theta$ [mrad]	42,1	77,5

Tableau III-3 : Tolérances thermique, spectrale et angulaire dans un cristal de LiNbO_3 maintenu à une température de 353 K pour une interaction paramétrique de type I eee, entre une onde pompe $\lambda_p = 532$ nm et une onde signal $\lambda_{s,0} = 805$ nm et une puissance surfacique du faisceau pompe de 225 MW/cm².

Les tolérances thermique, spectrale et angulaire d'un monodomaine ferroélectrique diminuent à mesure que la longueur du cristal augmente. Or, nous avons vu au Chapitre II que le gain paramétrique croît avec la longueur du cristal. Si pour un cristal relativement long, les tolérances thermique et angulaire sont assez élevées, la tolérance spectrale, elle, restreint la largeur spectrale qui peut être amplifiée. Ainsi, lors du processus paramétrique, le faisceau amplifié subira un fort rétrécissement spectral et ce même pour des longueurs de cristal relativement faibles.

De fait, nous avons choisi d'adopter une autre stratégie afin d'obtenir un gain conséquent et sans rétrécissement spectral. En effet, pour accroître la longueur du cristal tout en s'affranchissant de la limite imposée par la longueur de cohérence, nous avons vu au Chapitre II qu'il suffit d'inverser périodiquement le $\chi^{(2)}$ du matériau.

Toutefois, même si la polarisation est modulée, la tolérance spectrale du cristal demeure limitée. Une alternative consiste alors à faire interagir individuellement dans le cristal chacune des composantes spectrales du signal avec l'onde pompe monochromatique tout en assurant un accord de phase parfait pour chaque composante. A cet effet, le spectre de notre signal est au préalable dispersé par un réseau et la polarisation périodique de notre cristal est constante le long de l'axe de propagation des faisceaux et en éventail dans la direction transverse.

La géométrie d'interaction est par conséquent colinéaire. Ceci implique que les polarisations des ondes pompe et signal doivent être croisées afin de séparer correctement les faisceaux en sortie de cristal.

Le type d'interaction est finalement fixé en prenant en compte la polarisation des ondes et le coefficient électro-optique qu'elles font intervenir. Il faut veiller, en outre, à ce que la taille des périodes soit réalisable technologiquement. La taille des domaines dépend, en effet, du type de cristal, de sa température, des longueurs d'onde en interaction et de la polarisation des ondes. Dans le Tableau III-4, nous indiquons les valeurs du coefficient

électro-optique effectif ainsi que la période pour une interaction de type I dans un PPLN en considérant les valeurs extrêmes du spectre de notre signal pour deux orientations de polarisation possibles : zzz et yyz.

Polarisation	sip	
	zzz	yyz
d_Q [pm/V]	17,2	2,7
Λ_M [μm] à 800nm	7,37	183,38
Λ_m [μm] à 810nm	7,29	249,33

Tableau III-4 : Valeurs du pas de modulation de la polarisation et du coefficient électro-optique effectif d_Q dans un cristal de LiNbO₃ maintenu à 353 K pour une interaction de type I dans laquelle les ondes sont polarisées zzz et yyz, entre une onde pompe $\lambda_p = 532$ nm et une onde signal $\lambda_{s,0} = 805$ nm . Le coefficient d_Q est calculé pour un processus du 1er ordre, soit $m = 1$, avec un facteur de cycle de 50 % (§ Chapitre II).

Même si le coefficient électro-optique effectif est beaucoup plus élevé en interaction sip=zzz, on constate que la période est alors de l'ordre de 7 μm et l'écart entre les deux valeurs extrêmes est inférieur à 100 nm. Un tel cristal paraît donc difficile à réaliser et nécessiterait une bien trop grande précision dans l'alignement des faisceaux. Si les ondes sont polarisées en yyz, le pas de modulation est de l'ordre de 200 μm pour un coefficient électro-optique $d_Q = 2,7$ pm/V .

2.2.2.b Les polarisations des ondes incidentes et le coefficient électro-optique effectif

On comprend alors que la conception du cristal est un compromis entre de nombreux paramètres. Pour notre expérience, nous avons choisi le cristal de PPLN car il offre un meilleur compromis entre pas de modulation et coefficient électro-optique que le PPKTP. Par ailleurs, il autorise une géométrie colinéaire des faisceaux, en interaction de type I notée $o+o \rightarrow e$ ou ooe dans le plan yyz. Autrement dit, la polarisation de l'onde pompe est suivant l'axe neutre z du cristal et celle des ondes signal et idler est suivant l'axe y. En fait, comme le cristal de LiNbO₃ est uniaxe, il serait possible de polariser les ondes signal et idler selon l'axe neutre x. D'après l'équation (14) du Chapitre II, on peut alors calculer le coefficient électro-optique effectif d_{eff} :

$$d_{eff} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} = d_{31} \quad (80)$$

Cette interaction fait donc intervenir le coefficient électro-optique $d_{31} = 4,3$ pm/V .

2.2.2.c La température du cristal et les périodes associées

Comme nous l’avons signalé au Chapitre II, les cristaux ferroélectriques sont sujets aux effets photoréfractifs. On peut isoler le cristal de ces effets en élevant sa température de fonctionnement. Par ailleurs, la période de modulation de la polarisation est fonction de l’indice du matériau aux longueurs d’onde en interaction. Cet indice linéaire dépend fortement de la température. Celle-ci est donc un paramètre que nous ajustons afin que la taille de ces périodes ne soit pas une limite technologique. Les fabricants de cristaux peuvent réaliser des cristaux à polarisation périodique de pas constant de l’ordre de $7\ \mu\text{m}$. Dans le cas de cristaux de type éventail, la limite dépend aussi de la longueur du cristal, car plus le cristal est long, plus le nombre de domaines est important et donc l’inclinaison des domaines situés aux extrémités du cristal peut être très élevée.

Nous avons donc dessiné notre PPLN afin qu’il puisse amplifier notre signal dont les composantes spectrales sont comprises entre $\lambda_{s,\text{min}} = 800\ \text{nm}$ et $\lambda_{s,\text{max}} = 810\ \text{nm}$, à une température de 80°C . La Figure III-57 indique la valeur des périodes pour différentes températures.

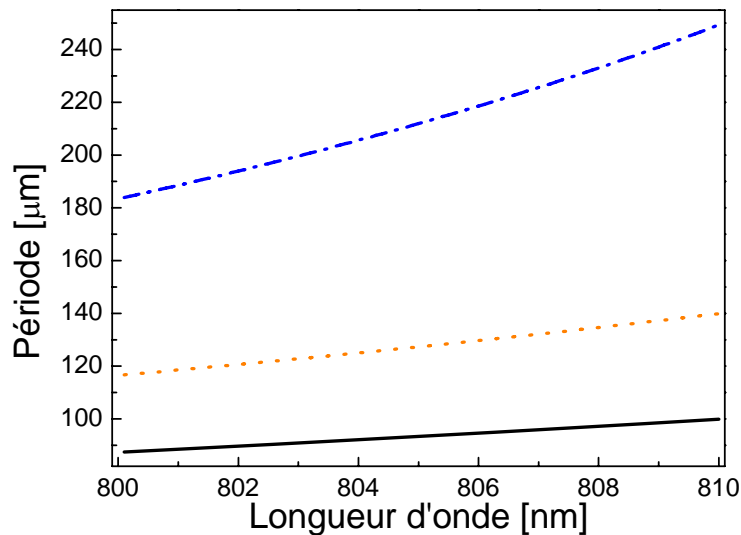


Figure III-57 : Période de modulation de la polarisation dans un PPLN pour une interaction de type I yyz à trois températures : 353 K (courbe bleue tirets), 323 K (courbe orange pointillés) et 293 K (courbe noire trait plein).

Par ailleurs, fait remarquable pour un cristal de LiNbO_3 de type congruent, le PPLN en éventail peut fonctionner à deux températures différentes. La Figure III-58 illustre la période de modulation de la polarisation d’un PPLN pour trois températures de

fonctionnement. L'évolution de cette période en fonction de la longueur d'onde n'est pas monotone.

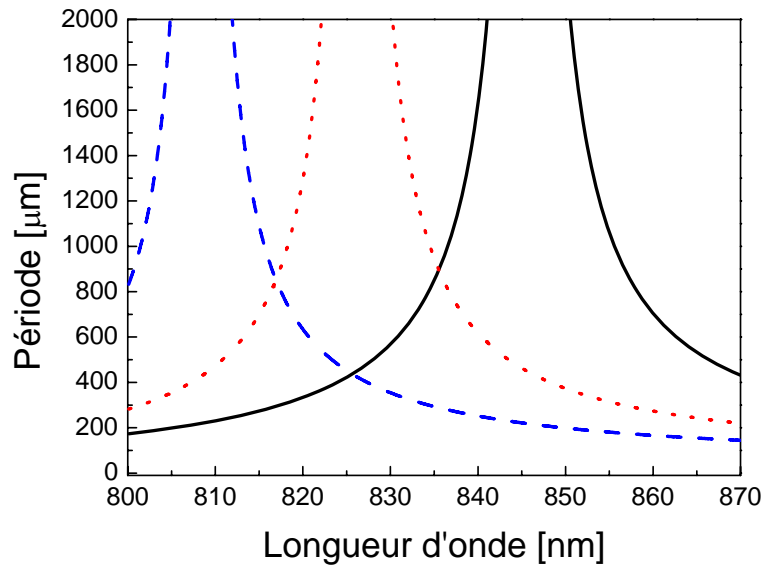


Figure III-58 : Période de modulation de la polarisation dans un PPLN pour une interaction de type I yyz pour trois températures de cristal : 350 K (courbe noire trait plein), 370 K (courbe rouge pointillés) et 390 K (courbe bleue tirets).

Ainsi, comme indiqué sur la Figure III-59 (a), à 353 K la période associée à la longueur d'onde signal $\lambda_{s,\min} = 800$ nm est égale à la celle associée $\lambda_{s,\max} = 810$ nm à 431,2 K. La variation des périodes suit la même pente aux deux températures (Figure III-59 (b)).

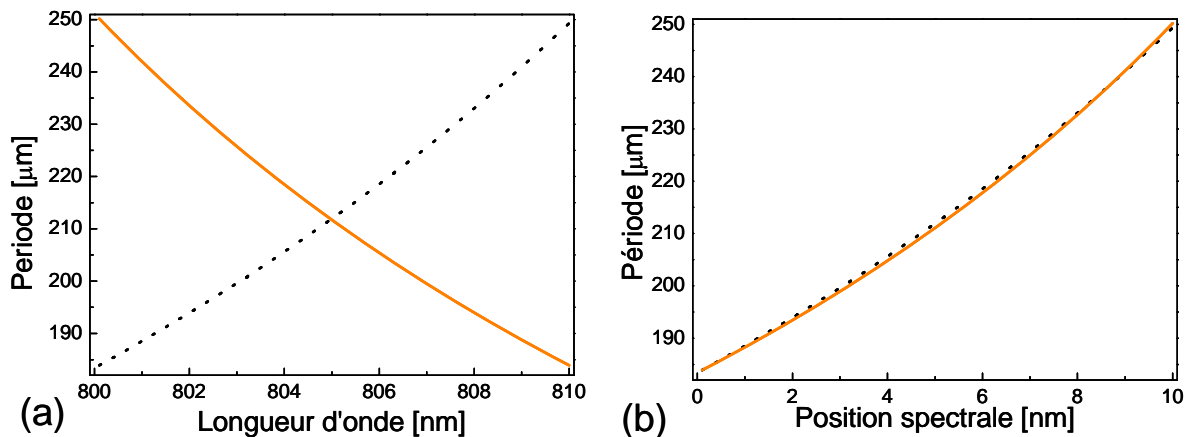


Figure III-59 : Période de modulation de la polarisation dans un PPLN pour une interaction de type I yyz à 353 K (courbe noire pointillés) et 431,5 K (courbe orange trait plein) : (a) en fonction de la longueur d'onde et (b) superposition des courbes en fonction de la position spectrale des composantes.

Par conséquent, lorsque l'on augmente la température du PPLN de 353 K à 431,2 K, il suffit juste de retourner le PPLN afin que chaque composante spectrale voie la période correspondant de nouveau à un accord de phase parfait (Figure III-60).

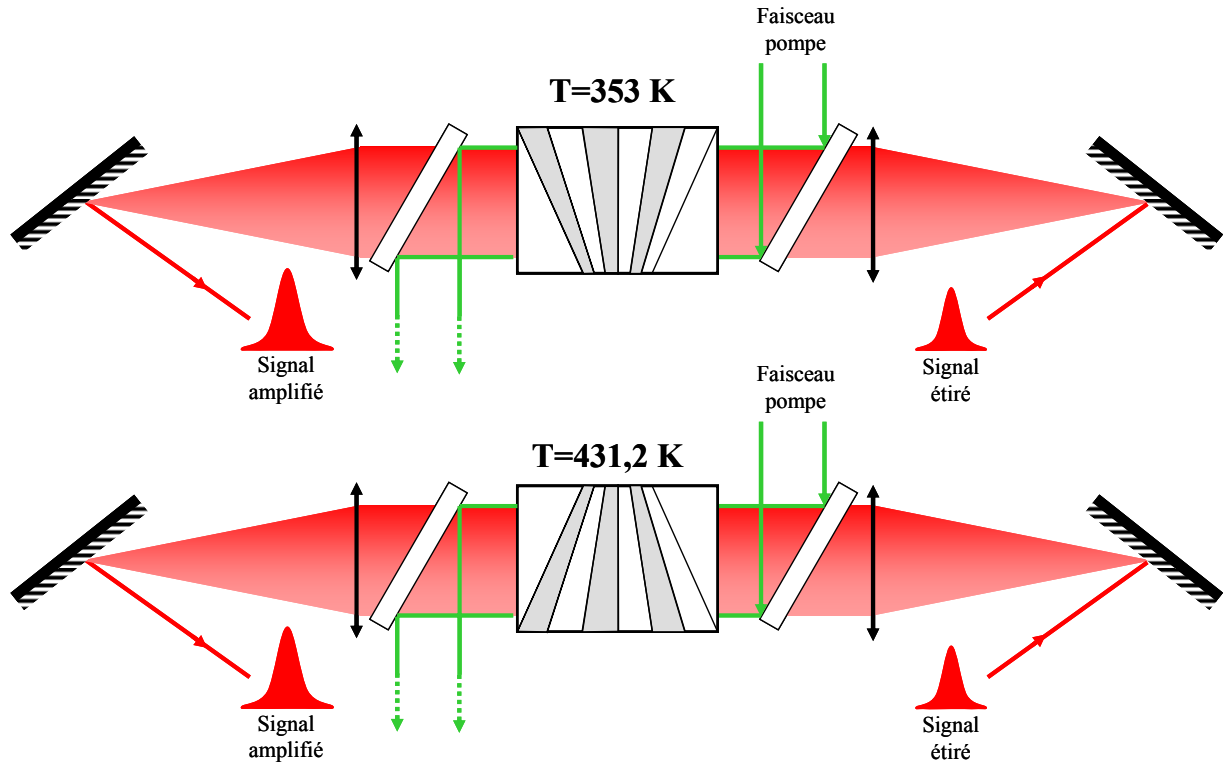


Figure III-60 : Position du cristal au sein de la ligne à dispersion nulle pour ses deux températures de fonctionnement.

Expérimentalement, la température du cristal est gérée par un four dont les dimensions sont ajustées à celles du cristal (Figure III-61). La précision de température est de $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$.

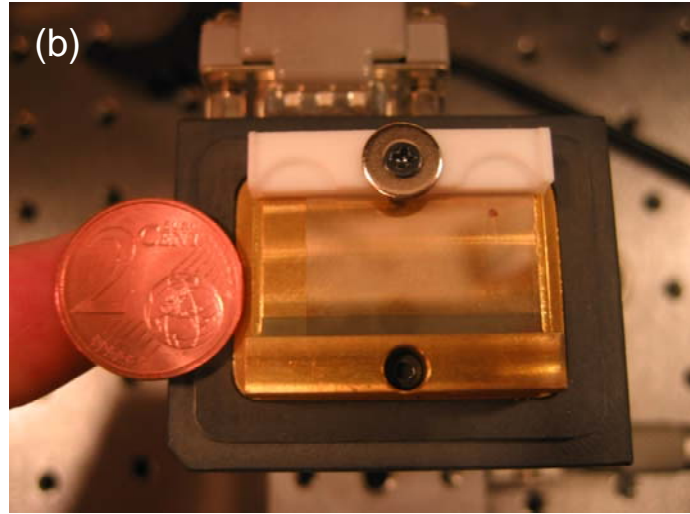
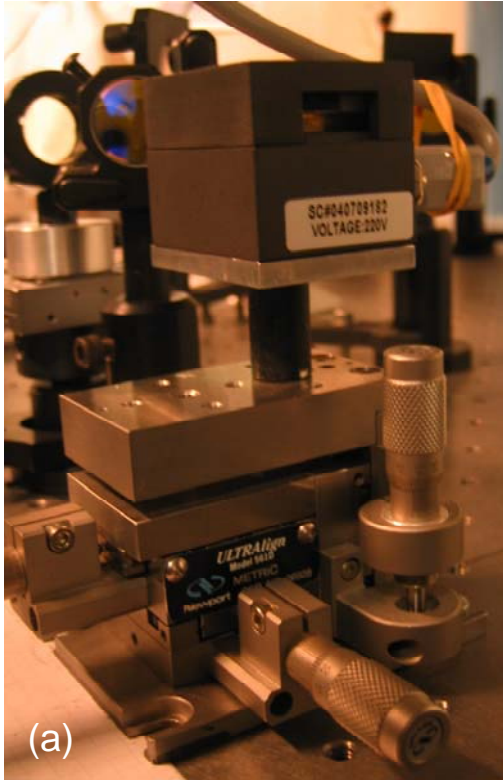


Figure III-61 : Photographies du four sur sa monture de translation (a) et du PPLN en éventail placé dans celui-ci (b). Le PPLN et le four sont distribués par HC Photonics (Taiwan).

2.2.2.d Dimensions du PPLN

Les dimensions du PPLN sont choisies en fonction du gain en intensité souhaité et des limites de la technologie de croissance cristalline. Sa section d'entrée mesure $15 \times 0,5 \text{ mm}^2$, sa longueur est de 3 cm (Figure III-62).

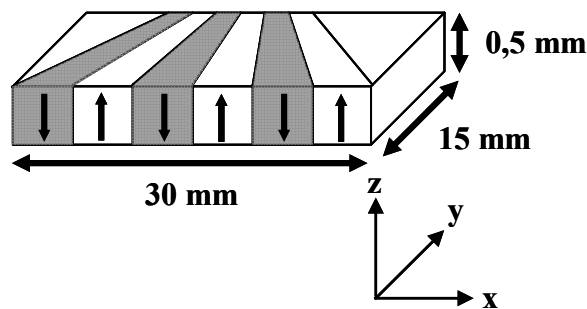


Figure III-62 : Dimensions de notre PPLN en éventail. Le trièdre xyz illustre l'orientation des axes neutres du cristal.

La longueur du cristal est $L = 30 \text{ mm}$. Le PPLN doit amplifier un spectre dont les longueurs d'onde sont comprises entre $\lambda_{s,\min} = 800 \text{ nm}$ et $\lambda_{s,\max} = 810 \text{ nm}$, les périodes extrêmes associées sont $\Lambda_M \approx 249 \mu\text{m}$ et $\Lambda_m \approx 183 \mu\text{m}$ (Figure III-63). Le nombre de domaines est $N = L/\Lambda_M$. L'angle d'inclinaison α_0 des deux premiers domaines inclinés est

tel que $\tan \alpha_0 = (\Lambda_M - \Lambda_m) / 2$. L’angle maximum d’inclinaison α_{\max} des deux domaines les plus proches des faces d’entrée et de sortie du cristal est tel que $\alpha_{\max} = N \tan \alpha_0 / 2$. Par ailleurs, les faces d’entrée et de sortie du PPLN sont biseautées selon un angle d’environ $0,5^\circ$ afin de limiter les réflexions aux longueurs d’onde pompe, signal et idler.

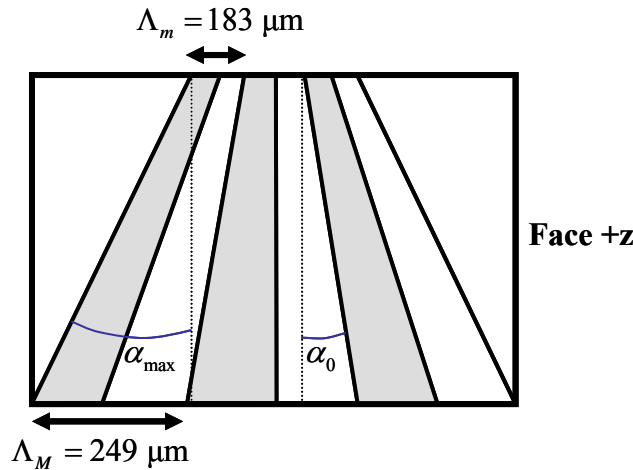


Figure III-63 : Dimensions des périodes de notre PPLN en éventail.

2.2.2.e Les tolérances du PPLN

Les expressions des tolérances thermique ΔT , spectrale $\Delta \lambda$ et angulaire $\Delta \theta$ ont été déterminées au Chapitre II. L’expression de chacune des dérivées de l’indice de réfraction par rapport aux trois variables est donnée en annexe. Ces tolérances sont reportées dans le Tableau III-5.

Température du cristal [K]	353	431,2
Tolérance thermique ΔT [mK]	507	417
Tolérance spectrale $\Delta \lambda$ [nm]	0,38	0,38
Tolérance angulaire [mrad]	26,9	27,5

Tableau III-5 : Tolérances de notre cristal de PPLN en éventail de longueur 3 cm, pour une interaction de type I ooe avec $si\bar{p} = yyz$, entre une onde pompe $\lambda_p = 532 \text{ nm}$ et une onde signal $\lambda_{s0} = 805 \text{ nm}$, une puissance surfacique du faisceau pompe de 225 MW/cm^2 et pour les deux températures expérimentales : 353 K et 431,2 K.

Le four contrôlant la température du cristal a une précision de $\pm 0,1 \text{ K}$. La tolérance thermique du PPLN n’est donc pas une limite. En revanche, la tolérance angulaire peut affecter le processus d’amplification, il faut donc veiller d’une part à ce que le faisceau pompe ne soit pas trop focalisé et d’autre part à la planéité du système : le cristal sur le

marbre d'expérience et la propagation du faisceau pompe dans le PPLN. Enfin, la ligne à dispersion nulle est conçue afin de respecter la tolérance spectrale du PPLN.

2.2.3 La ligne à dispersion nulle

2.2.3.a Principe

Afin que chacune des composantes spectrales de notre signal interagisse avec la période du PPLN adéquate, il nous faut étaler le spectre sur la face d'entrée du cristal sans toutefois le tronquer. On détermine donc dans un premier temps la dispersion que notre réseau doit introduire.

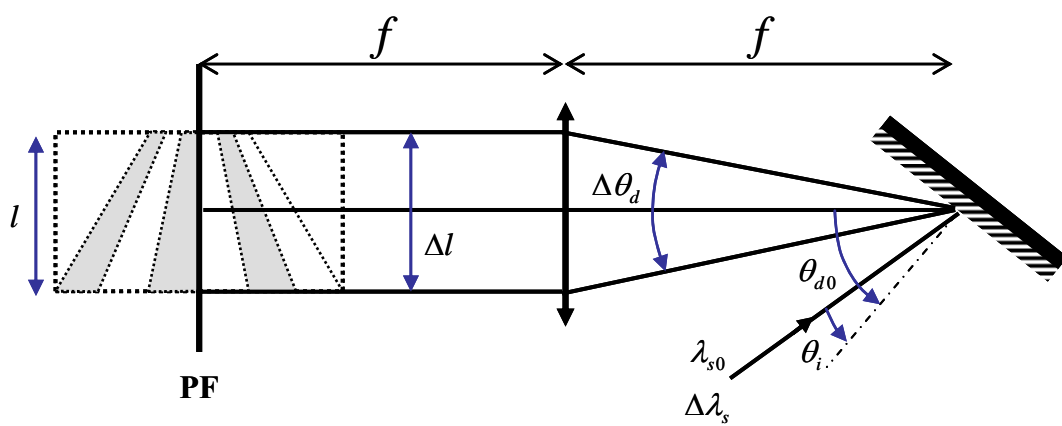


Figure III-64 : Dispersion des composantes spectrales du signal dans le plan de Fourier. Nous appelons, λ_{s0} et $\Delta \lambda_s$, la longueur d'onde centrale et la largeur spectrale à mi hauteur (FWHM) des impulsions signal. Celles-ci arrivent sur le réseau avec un angle d'incidence θ_i . Elles sont dispersées spatialement sur Δl au niveau du plan de Fourier (PF). On note θ_{d0} l'angle de diffraction à la longueur d'onde λ_{s0} et $\Delta \theta_d$ la séparation angulaire correspondant à $\Delta \lambda_s$. Le pas du réseau est noté d , la focale de la lentille f et la largeur l du PPLN.

Comme indiqué sur la Figure III-64, le réseau est placé dans le plan focal objet de la lentille. Cette dernière rattrape la dispersion angulaire et on retrouve l'étalement du faisceau signal Δl au niveau du centre du PPLN, dans le plan de Fourier. Cet étalement spatial Δl doit être égal à la largeur l de la face d'entrée du cristal. La dispersion angulaire $\Delta \theta_d$ du faisceau signal doit donc être fonction de la focale de la lentille f et de la largeur l du PPLN :

$$\Delta \theta_d = 2 \arctan(l / 2f) \quad (81)$$

De plus, on sait que la dispersion angulaire du réseau a pour expression :

$$\Delta \theta_d / \Delta \lambda = kn10^{-6} / \cos(\theta_d) \quad (82)$$

où k est l’ordre de diffraction et n le nombre de traits par millimètre du réseau. Dans notre cas ces paramètres ont pour valeur $f = 200 \text{ mm}$, $k = 1$ et $n = 1500 \text{ traits/mm}$. Ces deux expressions nous permettent d’accéder à l’angle de diffraction θ_d :

$$\theta_d = \arcsin\left(kn10^{-6} \frac{\Delta\lambda}{\Delta\theta_d}\right) \quad (83)$$

Enfin, l’équation fondamentale des réseaux nous permet de remonter à l’angle d’incidence sur le réseau θ_i :

$$\sin(\theta_i) + \sin(\theta_{d0}) = 10^{-6} kn\lambda_{s0} \quad (84)$$

2.2.3.b Réglages

Le réglage de la ligne à dispersion nulle (LDN) est crucial, car c’est lui qui assure le codage de l’impulsion à amplifier et l’adressage des composantes spectrales du signal dans le PPLN. Ce réglage a été effectué en employant directement le faisceau femtoseconde issu de l’oscillateur Mira. Les deux réseaux comme les deux lentilles que constituent la LDN sont montés sur des platines de translation.

Le réglage consiste, dans un premier temps, à placer le premier miroir qui dirige le faisceau à amplifier sur le premier réseau selon un angle très précis. Ensuite, on place les deux lentilles et l’on vérifie la planéité du faisceau. On peut alors insérer le premier réseau et régler ses différents angles de rotation. La position du premier réseau est validée par une mesure de la dispersion au foyer image de la première lentille. Cette dispersion est relevée à l’aide d’un spectromètre à fibre. Celle-ci est fixée sur une platine de translation afin de la déplacer dans le plan transverse de la propagation du faisceau. On rappelle que le cristal est conçu pour amplifier une bande spectrale de 10nm sur 1,5cm. Sur la Figure III-65, la courbe de dispersion des longueurs d’onde du signal dans le plan de Fourier de la LDN est effectivement parallèle à celle définie par la répartition des longueurs d’onde dans le PPLN. On constate par ailleurs que le spectre du signal sera alors légèrement tronqué par le cristal.

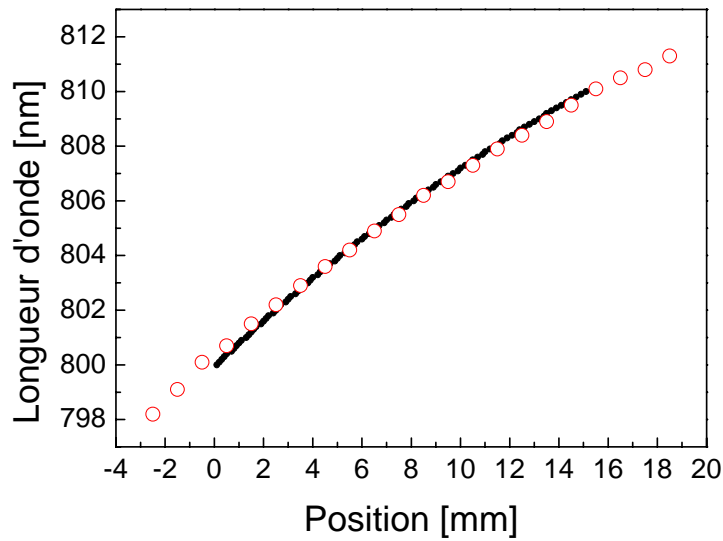


Figure III-65 : Dispersion des longueurs d'onde mesurée expérimentalement au niveau du plan de Fourier de la LDN (courbe rouge disques) et répartition spatiale des longueurs d'onde imposées par l'éventail du PPLN (courbe noire pointillés).

Pour la dernière étape du réglage de la LDN, on insère son second réseau. De la même façon, on règle ses différents angles de rotation afin que l'angle de diffraction soit identique à l'angle d'incidence sur le premier réseau. La forme du faisceau signal en sortie de la LDN est contrôlée car elle ne doit pas être déformée par le système. La LDN est ensuite validée par un contrôle du spectre et surtout par une mesure d'autocorrélation du signal. La Figure III-66 montre que l'écart entre la durée des impulsions issues de l'oscillateur Mira à l'entrée et à la sortie de la LDN est d'environ 15 %. La durée des impulsions est donc à ce stade très peu altérée par la LDN.

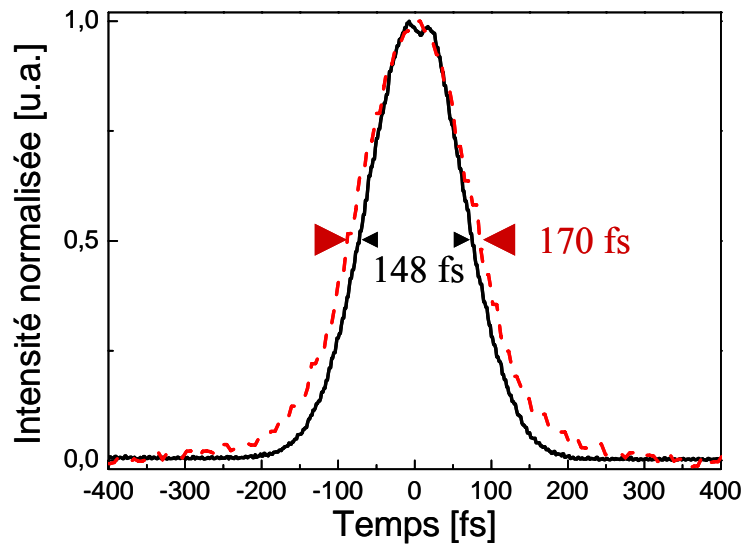


Figure III-66 : Autocorrélation monocoup du faisceau signal issu de l'oscillateur Mira à l'entrée (courbe noire trait plein) et en sortie (courbe rouge tirets) de la LDN.

Nous contrôlons ensuite la puissance du faisceau signal après qu'il se soit propagé dans la LDN sans le cristal et avec le cristal de PPLN.

	<i>Puissance mesurée [mW]</i>	
	<i>Sans PPLN</i>	<i>Avec PPLN</i>
Sortie du Mira	830	500
Entrée LDN	680	220
Sortie LDN	280	40

Tableau III-6 : Mesures de puissance du faisceau signal à différents niveaux du montage OPCPA.

D'après le Tableau III-6, nous perdons environ 30 % de puissance avant d'entrer dans la LDN car l'angle d'attaque sur le réseau est très élevé. Au total, on perd environ 70 % de puissance en raison des fuites sur les ordres supérieurs de diffraction des réseaux. Enfin, l'ajout du PPLN a pour effet de tronquer légèrement les ailes du spectre et de réfléchir une partie du signal, ce qui explique la perte de puissance très conséquente ~90 %.

L'insertion du PPLN au plan de Fourier de la LDN introduit d'une part de la dispersion. Nous la compensons en avançant le second réseau et la seconde lentille d'une distance d_1 estimée au premier ordre comme suit : $d_1 \approx (n-1)L \approx 3,75 \text{ cm}$, où n est l'indice

de réfraction et L la longueur du PPLN. D'autre part, ce matériau non-linéaire étire temporellement l'impulsion. La somme des termes de phase additionnels introduits par le PPLN ϕ''_{PPLN} et la LDN ϕ''_{LDN} doit être nulle. Autrement dit, $\phi''_{PPLN} + \phi''_{LDN} = 0$ avec $\phi''_{PPLN} = \frac{\lambda_s^3 n'' L}{2\pi c^2}$ et $\phi''_{LDN} = -\frac{\lambda_s^3 N^2}{\pi c^2 \cos^2(\theta_d)} d_2$. Dans ces expressions, n'' est la dérivée seconde de l'indice linéaire, c est la célérité de la lumière, N est le nombre de traits par millimètre des réseaux. Nous compensons ces phases additionnelles en reculant d'une distance d_2 le second réseau et la seconde lentille. Dans notre cas, $d_2 = 116 \mu\text{m}$. Enfin, la dispersion induite par l'insertion des deux miroirs injectant le faisceau de pompe doit être compensée. Les optiques sont alors translatées au premier ordre d'une distance $d_3 \approx (1,5-1) \times 11,3 \approx 5,65 \text{ mm}$. En pratique, après avoir translaté les deux optiques de la quantité $d_1 + d_2 + d_3$, on place un cristal doubleur en sortie de la LDN. On ajuste la translation des éléments en maximisant le signal de seconde harmonique. Le réglage est finalement affiné en relevant la trace d'autocorrélation du signal. Sur la Figure III-67, on note que l'écart entre la durée des impulsions issues de l'oscillateur Mira à l'entrée et à la sortie de la LDN est d'environ 10 %.

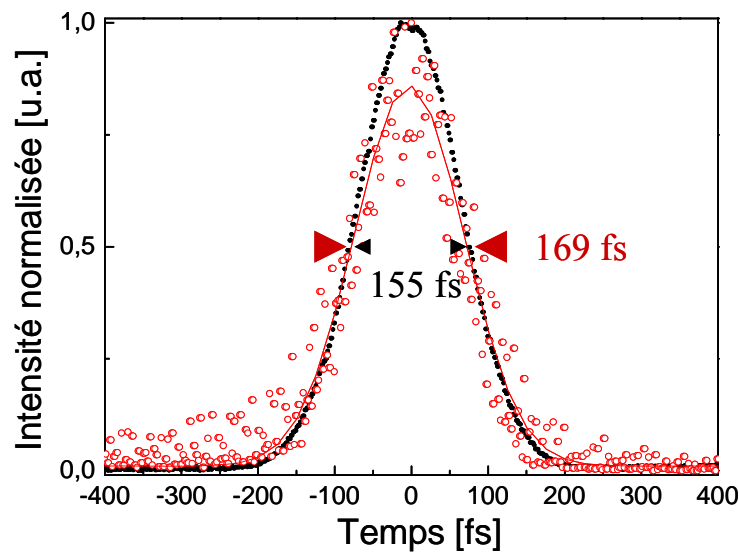


Figure III-67 : Autocorrélation monocoup du faisceau signal issu de l'oscillateur Mira à l'entrée (courbe noire pointillés) et en sortie (courbe rouge tirets) de la LDN après insertion du PPLN et des deux miroirs d'injection et de réjection du faisceau pompe.

Enfin, lorsque l'alignement de la LDN est correct, nous pouvons remplacer le faisceau femtoseconde par le faisceau étiré. Nous avons choisi d'étirer temporellement le faisceau signal en sus de la dérive de fréquence introduite par les réseaux afin d'accroître le transfert d'énergie entre les faisceaux pompe et signal.

Une mesure du spectre avant et après la LDN conforte nos réglages. Sur la Figure III-68, on voit que l'ensemble de la LDN tronque une très faible partie des ailes du spectre du signal.

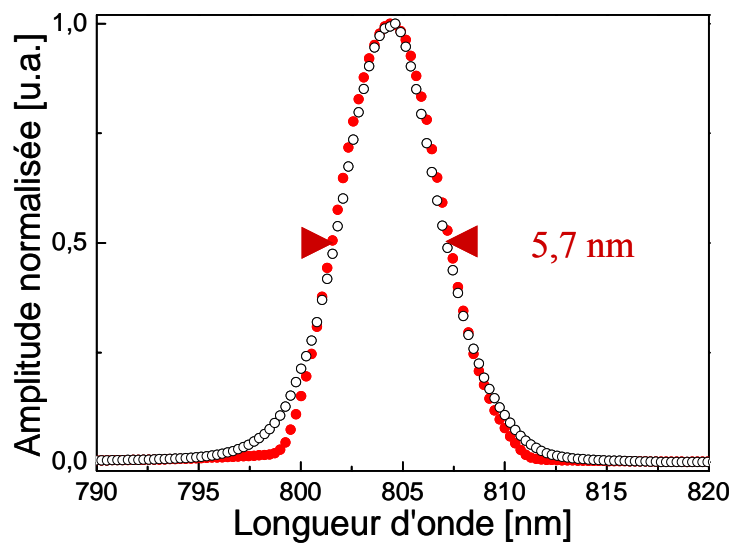


Figure III-68 : Spectre du signal étiré à l'entrée (courbe noire disque) et à la sortie (courbe rouge pointillés) de la LDN. La largeur spectrale à mi-hauteur (FWHM) est de 5,7 nm.

2.2.4 La superposition spatiale des faisceaux

Avant d'être injecté dans le dispositif OPA, le faisceau pompe est au préalable mis en forme spatialement, à l'aide d'un télescope et d'une lentille cylindrique convergente de grande focale (1m). La Figure III-69 illustre les profils spatiaux de ce faisceau à environ 80 cm de la lentille cylindrique.

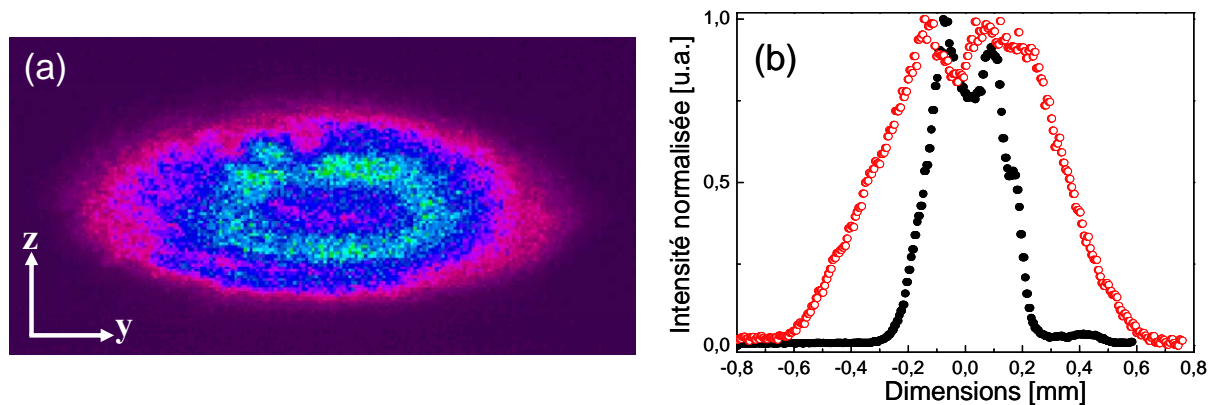


Figure III-69 : Coupe spatiale du faisceau pompe à environ 80cm de la lentille cylindrique : (a) image de cette coupe et (b) profils spatiaux suivant la direction z (courbe noire pointillés) et y (courbe rouge disques).

En ce qui concerne le signal, nous avons choisi d'employer uniquement le réseau pour passer d'un profil circulaire au profil ellipsoïdal requis par le PPLN. Le réseau permet en effet de bien maîtriser la dimension du faisceau le long de l'axe y du cristal. La lentille convergente de la LDN maintient cette dimension jusqu'au plan de Fourier. La divergence du faisceau, le long de l'axe z , nous a semblé acceptable. Nous n'avons donc pas employé de lentille cylindrique additionnelle. La Figure III-70 illustre de même les profils spatiaux du signal avant son entrée dans la LDN.

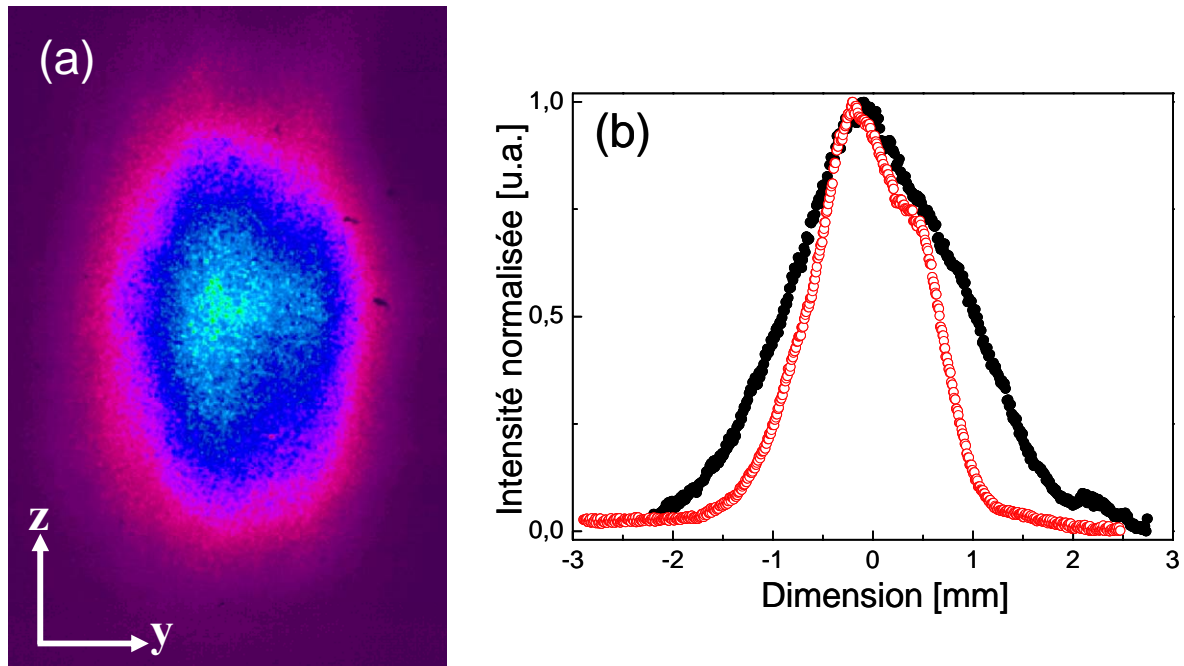


Figure III-70 : Coupe spatiale du faisceau signal avant la LDN : (a) image de cette coupe et (b) profils spatiaux suivant la direction z (courbe noire pointillés) et y (courbe rouge disques).

Afin de valider ces mises en forme, nous avons mesuré les dimensions des faisceaux pompe et signal à l’entrée et à la sortie du PPLN, à l’aide de la caméra Cohue qui a été dotée d’un objectif et d’une mire graduée. Les valeurs reportées dans le Tableau III-1 correspondent aux largeurs des profils des faisceaux relevées à $1/e$. Elles révèlent que ces faisceaux seront légèrement pincés lors de la propagation dans le cristal.

		<i>Entrée du PPLN</i>		<i>Sortie du PPLN</i>	
		<i>Pompe</i>	<i>Signal</i>	<i>Pompe</i>	<i>Signal</i>
Dimensions de l’ellipse	a [cm]	0,026	0,046	0,011	0,016
	b [cm]	1,020	1,069	1,042	1,151
	Surface [cm²]	0,021	0,038	0,009	0,014

Tableau III-7 : Dimensions des faisceaux pompe et signal à l’entrée et à la sortie du PPLN.

La Figure III-71 montre que le long des axes y et z du cristal, les faisceaux pompe et signal sont effectivement de taille comparable. Le recouvrement spatial des faisceaux est, quant à lui, contrôlé grâce aux miroirs d’alignement pour le faisceau pompe et aux éléments constituant la LDN pour le signal. Le PPLN est monté sur une platine de translation multiaxe, ce qui permet de régler la position des faisceaux sur sa face d’entrée.

Si le faisceau pompe présente une modulation en son centre avant sa mise en forme complète (Figure III-69), on peut noter qu'elle devient négligeable à l'entrée du PPLN (Figure III-71). Donc, cette modulation n'aura pas d'incidence sur l'amplification. En particulier, l'absence de surintensités épargnera le cristal d'un endommagement optique.

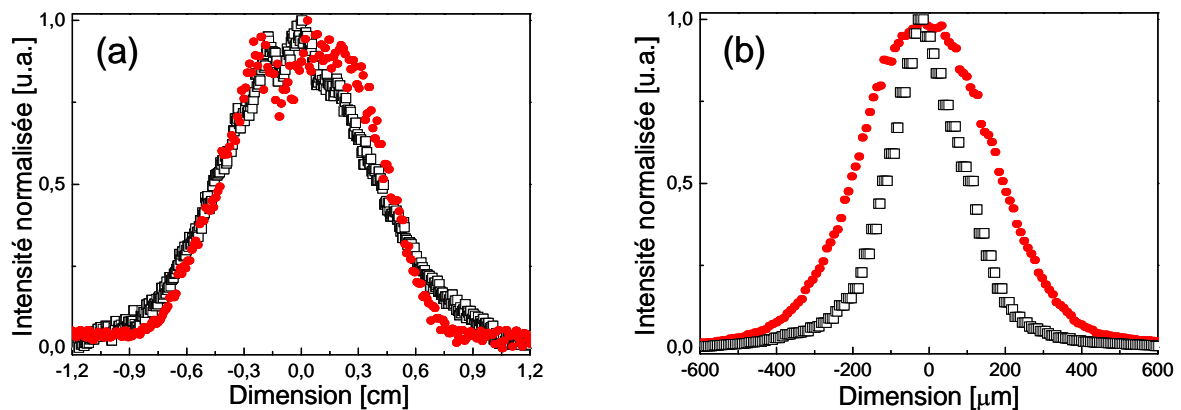


Figure III-71 : Profils des faisceaux signal (courbe noire carrés) et pompe (courbe rouge pointillés), à l'entrée du PPLN le long des axes y (a) et z (b), mesurés à l'aide d'une caméra CCD.

3. Les premiers résultats expérimentaux

3.1 Amplification paramétrique

3.1.1 Gain paramétrique et température du cristal

Nous avons tenté une première série de mesures en imposant une température de cristal autour de 80°C . Nous avons alors observé une forte instabilité du gain paramétrique. Par ailleurs, sont apparues en face avant et arrière du cristal des traces blanches se propageant le long de l'axe y du cristal. Ses traces persistantes ont créé des centres opaques le long de cet axe, obstruant la propagation des faisceaux. Le gain paramétrique a fini par être fortement altéré. Ces dommages irréversibles sont associés à des effets photoréfractifs, lesquels sont accentués par une forte puissance surfacique du faisceau pompe. Ils sont limités voire annihilés en augmentant la température du cristal. Nous avons donc élevé la température du PPLN jusqu'à la deuxième température de fonctionnement du cristal soit environ 158°C .

3.1.2 Gain global fonction de la puissance surfacique du faisceau pompe

Les résultats reportés sur la Figure III-72 expriment le gain en intensité moyen relevé à l'aide d'une photodiode ultrarapide placée en sortie de la LDN. Ce gain est obtenu pour une température de cristal de 156°C. Le spectre du signal est alors centré à 805 nm et possède une largeur spectrale de 6nm (FWHM). Ce gain est tracé en fonction de la puissance surfacique du faisceau pompe. A cet effet, nous avons relevé l'énergie délivrée par la source pompe et moyenné les valeurs de l'aire du faisceau pompe le long du cristal.

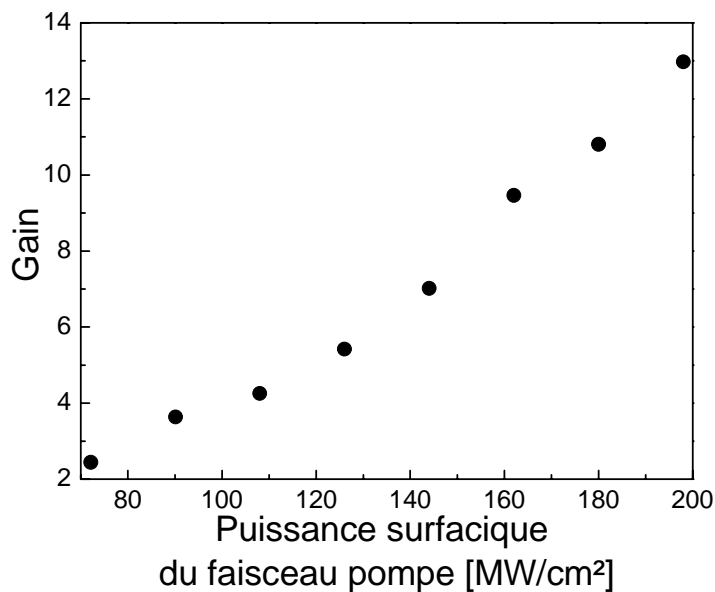


Figure III-72 : Gain en intensité, moyenné sur toutes les composantes spectrales du signal, relevé à l'aide d'une photodiode ultrarapide placée en sortie de la LDN. La température du PPLN est maintenue à 156°C. La longueur du cristal est $L=30\text{mm}$.

3.1.3 Gain spectral

La mesure du gain spectral a été réalisée dans les mêmes conditions expérimentales précédentes. Le gain moyen est de 10,8 pour une puissance pompe d'environ 225 MW/cm² (Figure III-73). Il est légèrement inférieur à celui présenté sur la Figure III-72. Le gain spectral est relevé à l'aide d'une fibre optique montée sur une platine de translation. Cette fibre connectée au spectromètre nous indique pour chacune de ses positions le long de l'axe y du cristal la valeur de la longueur d'onde du signal. Connectée à la photodiode ultrarapide, elle nous permet donc de connaître le gain spectral en intensité.

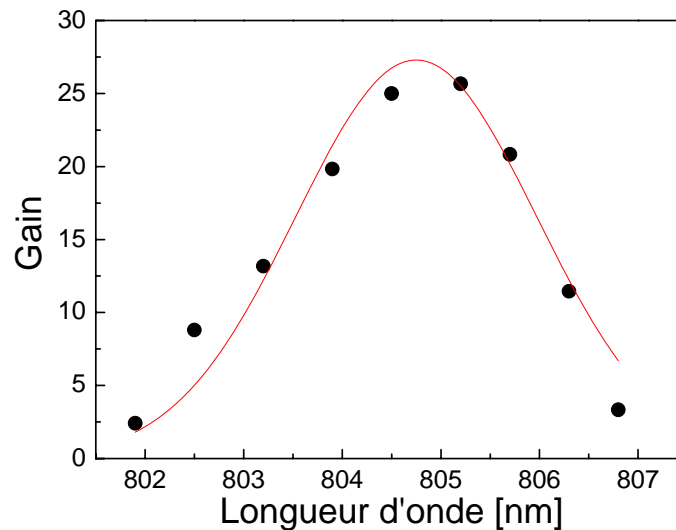


Figure III-73 : Gain spectral relevé après amplification dans le PPLN dont la température est maintenue à 156°C et interpolation gaussienne des points de mesures (courbe rouge trait plein). La puissance surfacique du faisceau pompe est environ de 225 MW/cm². La longueur du cristal est $L=30$ mm.

On note que le gain moyen est 2,3 fois moins élevé que celui observé pour la composante centrale du spectre. Par ailleurs, la courbe de gain spectral est de forme gaussienne, les ailes du spectre étant moins amplifiées que les composantes centrales.

3.1.4 Durée des impulsions recomprimées

Les valeurs de gain relevées ne nous ont pas permis d'employer une cellule de Pockels pour isoler les impulsions amplifiées du fond à 76 MHz provenant l'oscillateur Mira. Nous n'avons donc pas réalisé de mesure d'autocorrélation après recompression des

impulsions. Néanmoins, il est possible d’estimer la durée des impulsions en associant le profil du gain reporté sur la Figure III-73 au spectre d’entrée de l’onde signal (Figure III-68). La Figure III-74 illustre le profil d’intensité spectral de l’onde signal à l’entrée du PPLN et après amplification. On note que la largeur spectrale du signal est réduite et a pour conséquence l’allongement de la durée des impulsions d’un facteur 2,2.

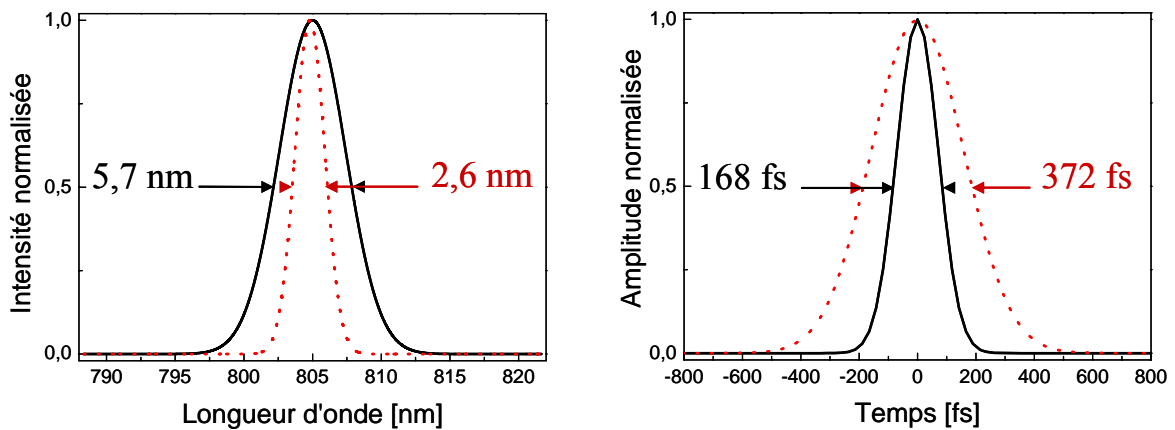


Figure III-74 : Spectres (a) et transformées de Fourier associées (b) de l’onde signal initiale (courbe noire trait plein) et modulée par la courbe de gain illustrée en Figure III-73 (courbe rouge pointillés).

3.1.5 Analyse

L’origine principale de ce rétrécissement spectral par le gain provient du profil spatial du faisceau pompe le long de l’axe y du cristal. En effet, le gain paramétrique dépend de la puissance surfacique du faisceau pompe. Ici, l’amplification paramétrique est réalisée par codage spectral du signal. Or, le profil du faisceau pompe est de forme gaussienne. Chaque composante spectrale du signal voit donc localement une puissance surfacique différente. Une modélisation de cet effet est illustrée sur la Figure III-75. Les paramètres de simulation sont identiques à ceux relevés expérimentalement : dimensions et température du cristal, surfaces moyennes des faisceaux pompe et signal et énergie délivrée par la source pompe. Comme souligné lors des expériences sur la mise en forme spectrale du signal au paragraphe B de ce chapitre III, les mises en forme spatiale et spectrale sont intimement liées lors de l’amplification paramétrique.

La Figure III-75 (a) présente le profil en intensité du faisceau pompe projeté le long de l’axe y du PPLN. La Figure III-76 donne la courbe de gain spectral associée. Seules les composantes spectrales comprises entre 803 et 807 nm sont très fortement amplifiées, ce qui est en accord avec nos mesures expérimentales. En revanche, le gain maximal est bien supérieur à celui noté lors de nos mesures. Ceci est certainement lié d’une part à l’évolution

de la taille des faisceaux le long de l'axe z du cristal (pincement), et d'autre part au fait que les faisceaux ne se recouvrent pas tout à fait le long de cet axe, le faisceau signal étant plus épais.

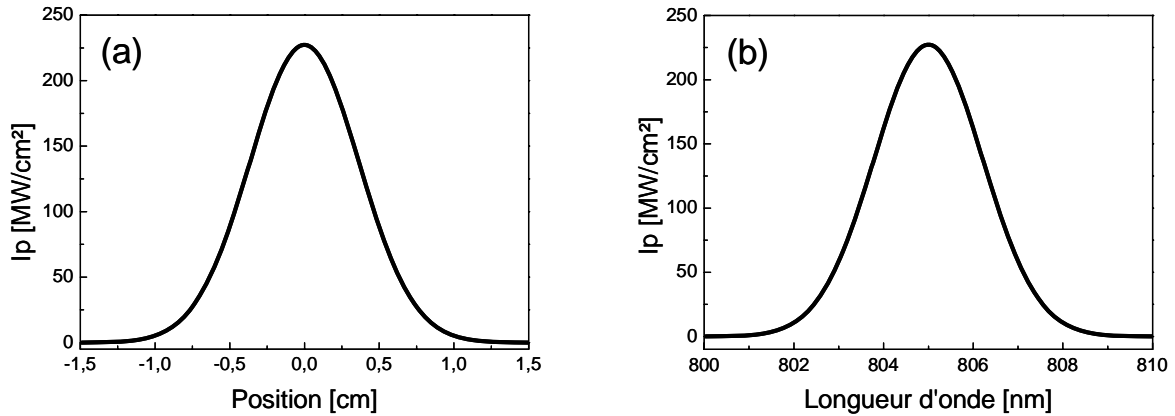


Figure III-75 : Répartition gaussienne de la puissance surfacique du faisceau pompe suivant l'axe y du PPLN (a). Puissance surfacique vue par chacune des composantes spectrales du signal (b). Les paramètres de simulation sont identiques à ceux imposés lors de l'expérience.

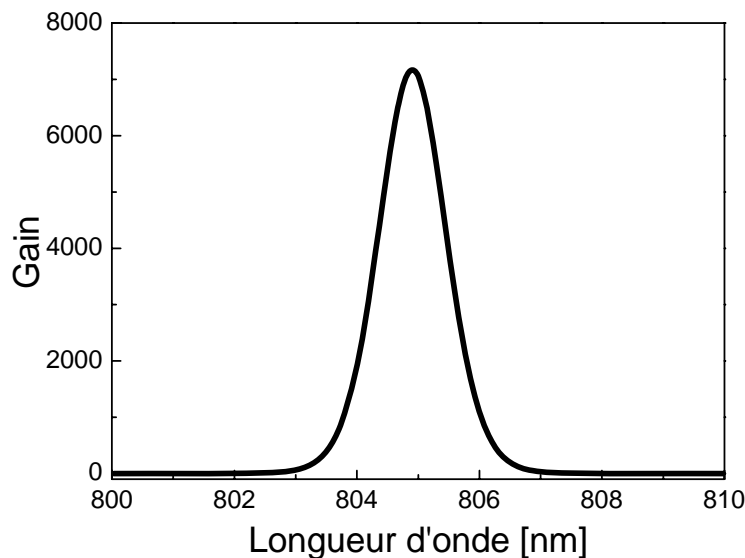


Figure III-76 : Gain spectral associé au profil gaussien d'intensité du faisceau pompe. Le gain moyen est d'environ 10^3 . Les paramètres de simulation sont identiques à ceux imposés lors de l'expérience.

La Figure III-77 illustre à présent la répercussion du profil gaussien de l'intensité du faisceau pompe sur le profil spectral de l'onde signal amplifiée. Le spectre initial est directement issu de la courbe d'ajustement du spectre du signal à l'entrée du PPLN reporté sur la Figure III-68 : sa largeur à mi-hauteur est de 5,7 nm. Le spectre amplifié est obtenu en

multipliant ce spectre initial avec la courbe de gain spectral Figure III-76. La largeur à mi-hauteur de ce spectre amplifié est réduite à 1,3 nm. Le profil d'intensité gaussien du faisceau pompe contribue donc au rétrécissement spectral par le gain de l'onde signal.

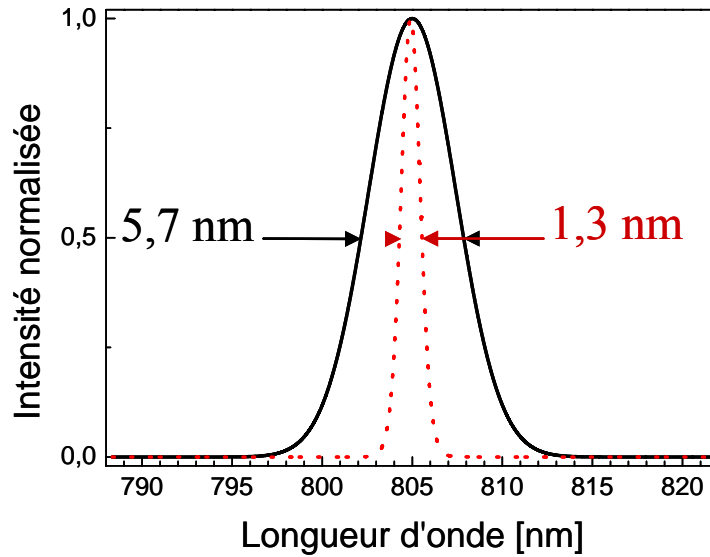


Figure III-77 : Profil d'intensité spectrale du faisceau signal. Courbe d'ajustement du spectre initial de la Figure III-68 (courbe noire trait plein) et spectre amplifié calculé (courbe rouge pointillés).

On peut alors comparer la durée des impulsions relatives aux spectres initial et amplifié (Figure III-78). Le rétrécissement spectral observé sur la Figure III-77 a pour conséquence un allongement de la durée des impulsions d'un facteur 4.

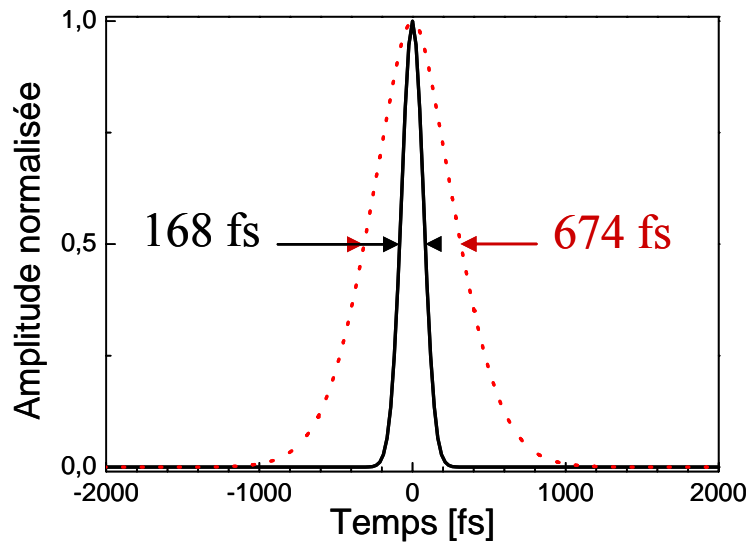


Figure III-78 : Durée des impulsions obtenues par transformée de Fourier à partir des spectres de la Figure III-77. Onde signal initiale (courbe noire trait plein) et amplifiée (courbe rouge pointillés).

La Figure III-79 montre alors la courbe de gain spectral si l'on emploie une source pompe dont le profil spatial en intensité est de type supergaussien d'ordre 5 et de 3 cm de largeur à mi-hauteur. On peut noter sur la courbe de gain la prédominance du sinus hyperbolique traduite par la décroissance du gain lorsque la longueur d'onde croît.

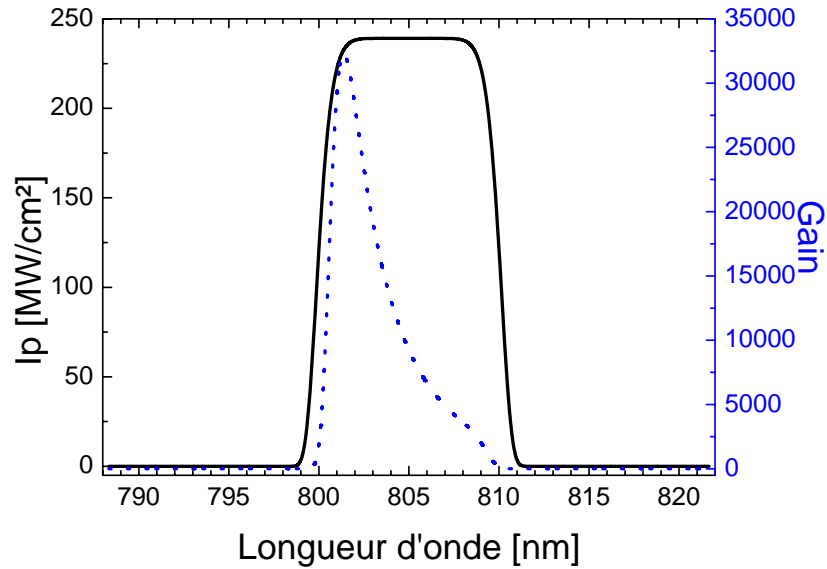


Figure III-79 : Répartition supergaussienne (ordre 5) de la puissance surfacique du faisceau pompe (courbe noire trait plein - échelle de gauche) et gain spectral associé (courbe bleue tirets - échelle de droite). La puissance surfacique maximale du faisceau pompe est $I_{pmax} = 239 \text{ MW/cm}^2$, la puissance moyenne $I_{pmoyen} = 227 \text{ MW/cm}^2$, le gain maximal $G_{max} = 32328$, le gain moyen $G_{moyen} = 11789$.

Nous calculons de même le profil spectral de l'onde amplifiée (Figure III-80). On remarque que le profil de gain imposé par le profil d'intensité du faisceau pompe de type supergaussien entraîne une déformation très importante du spectre amplifié.

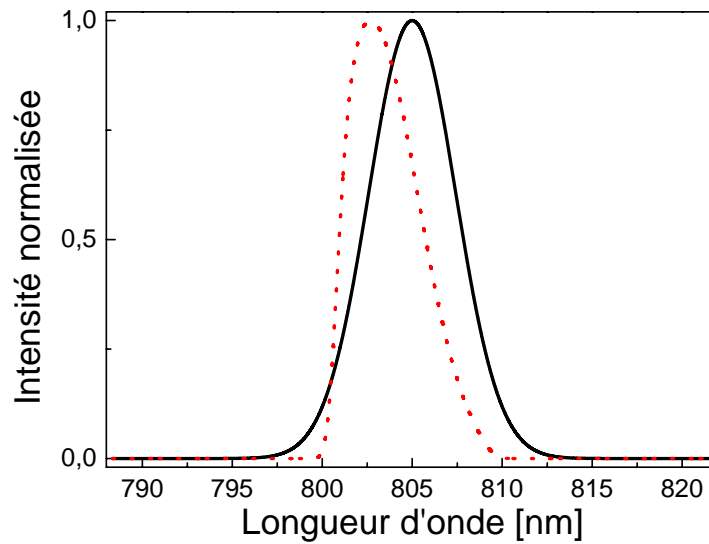


Figure III-80 : Profil d'intensité spectrale du faisceau signal. Interaction paramétrique avec une pompe de type supergaussienne (Figure III-79). Courbe d'ajustement du spectre initial de la Figure III-68 (courbe noire trait plein) et spectre amplifié calculé (courbe rouge pointillés).

Cet effet peut être pré-compensé par une mise en forme préalable du faisceau pompe. Ceci est illustré sur la Figure III-81, où on peut noter qu'à présent les composantes spectrales situées entre 800 et 810 nm sont toutes amplifiées selon un gain équivalent. Des sources laser commerciales délivrant un faisceau dont le profil spatial est de type supergaussien sont disponibles (Continuum). Quant à la pré-compensation du profil spatial, elle peut être aisément réalisée par le système électro-optique Kentech présenté au paragraphe B dont dispose le CEA/CESTA (seul frein : le coût actuel de cet équipement).

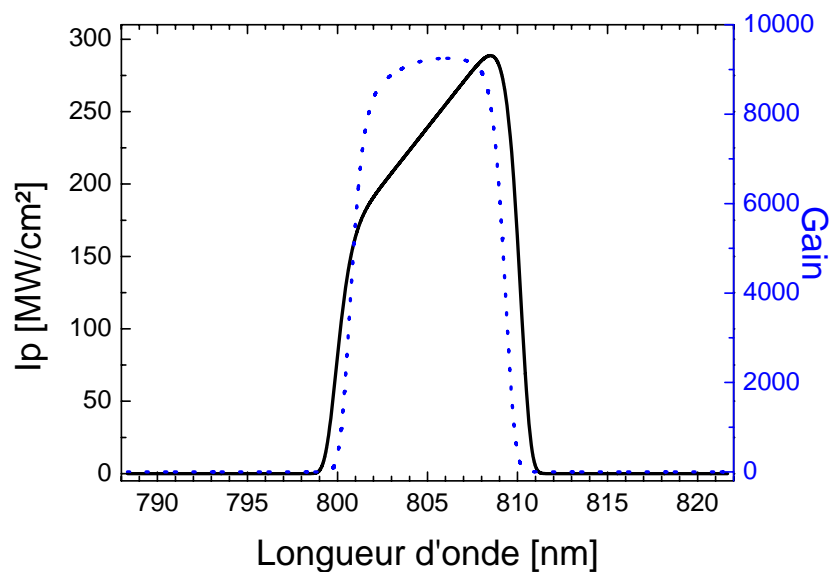


Figure III-81 : Compensation de la répartition supergaussienne (ordre 5) de la puissance surfacique du faisceau pompe (courbe noire trait plein - échelle de gauche) et gain spectral associé (courbe bleue tirets - échelle de droite). La puissance surfacique maximale du faisceau pompe est $I_{pmax} = 289 \text{ MW/cm}^2$, la puissance moyenne $I_{pmoyen} = 227 \text{ MW/cm}^2$, le gain maximal $G_{max} = 9249$, le gain moyen $G_{moyen} = 7540$.

Le profil spectral de l'onde amplifiée relatif à cette mise en forme du faisceau pompe est illustré par la Figure III-82. Le spectre amplifié conserve le profil gaussien du spectre d'entrée. Seule une faible partie des ailes est tronquée de part et d'autre du cristal.

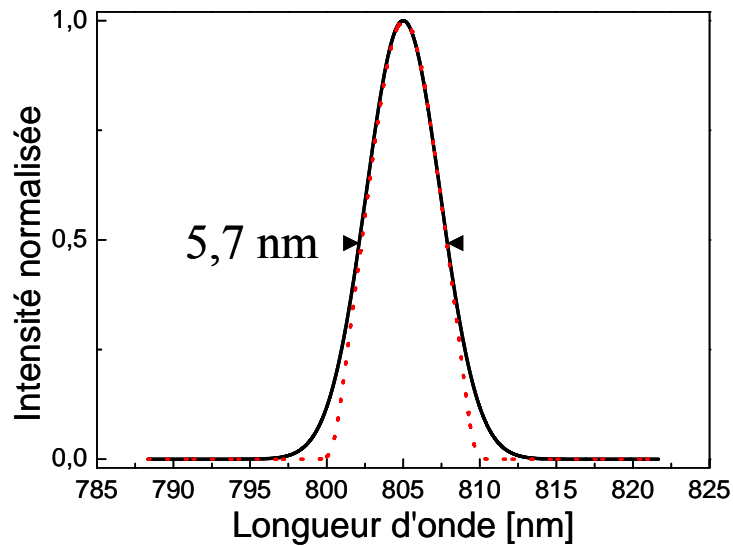


Figure III-82 : Profil d'intensité spectrale du faisceau signal. Interaction paramétrique avec une pompe de type supergaussienne compensée (Figure III-81). Courbe d'ajustement du spectre initial de la Figure III-68 (courbe noire trait plein) et spectre amplifié calculé (courbe rouge pointillés).

Enfin, la Figure III-83 indique la durée des impulsions des ondes signal à l'entrée du PPLN et après amplification. Dans notre cas, un léger allongement de la durée des impulsions amplifiées subsiste. Celui-ci est dû à la coupure des ailes du spectre d'entrée par les bords du PPLN ainsi qu'au profil de gain qui n'est pas plat le long de la plage spectrale considérée.

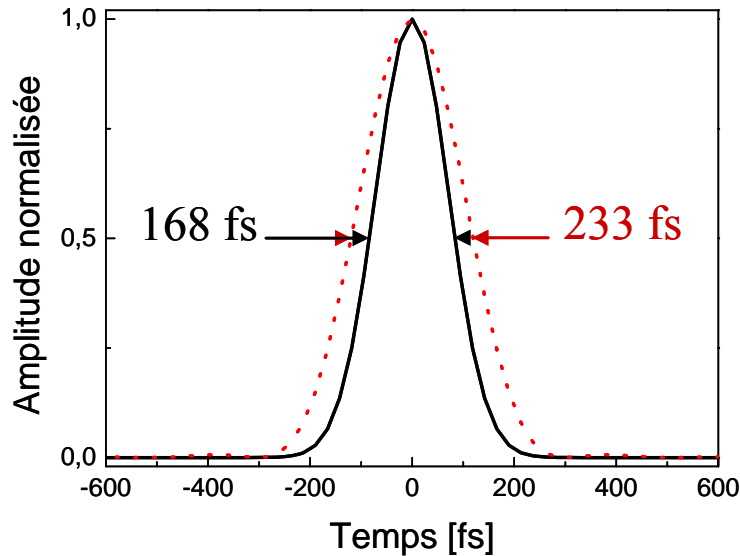


Figure III-83 : Durée des impulsions obtenues par transformée de Fourier à partir des spectres de la Figure III-82. Onde signal initiale (courbe noire trait plein) et amplifiée (courbe rouge pointillés).

3.2 Améliorations possibles du système

Des améliorations sensibles du système sont à mener afin de maîtriser la dimension des faisceaux pompe et signal le long de l'axe z , en employant par exemple une lentille cylindrique additionnelle pour le signal.

Par ailleurs, d'après nos simulations, un accroissement du gain peut être noté en employant un faisceau pompe dont la largeur du profil supergaussien est de l'ordre de la dimension du cristal le long de son axe y . Comme le spectre d'entrée du signal est ajusté à la dimension latérale y du PPLN, on peut envisager d'employer un cristal plus long ou bien de réduire la largeur spectrale.

Une Pockels de sélection permettrait alors d'isoler l'impulsion à amplifier à un taux de répétition de 10 Hz et de réaliser des mesures précises du gain moyen et spectral en

énergie, puis de recomprimer cette impulsion sans être gêné par le fond à 76 MHz de l'oscillateur femtoseconde.

Finalement, une mesure de la phase spectrale après amplification et recompression de l'impulsion permettra de valider le concept puisque celui-ci visait à s'affranchir des défauts d'accord de phase inhérents aux cristaux non-linéaires classiques. Les dispositifs dédiés à la mesure de la phase spectrale ont été abordés au paragraphe 6.6 de ce Chapitre III.

3.3 Evolution possible du système

On pourrait employer cet OPCPA, dont le cœur est constitué d'une LDN et d'un PPLN en éventail, comme module de pré-amplification d'une chaîne de plus forte puissance. Une mise forme spectrale additionnelle du faisceau signal permettrait de précompenser le rétrécissement spectral par le gain inhérent aux matériaux à gain classiques. Ceci pourrait être réalisé grâce au module électro-optique kentech décrit au paragraphe B. Une démonstration de principe consisterait simplement à obstruer la partie centrale du faisceau pompe afin d'amplifier uniquement les composantes situées sur les ailes du spectre du signal.





Conclusion générale

Le déploiement des chaînes lasers ultra-intenses offre à l'optique de nouveaux champs d'investigation scientifique. Ceux-ci vont aujourd'hui de l'atome au plasma, de la physique nucléaire à la physique des champs intenses. L'amélioration des techniques d'amplification à dérive de fréquence (CPA), l'élaboration de nouveaux matériaux et le développement des amplificateurs paramétriques optiques (OPA) ramènent à l'échelle des laboratoires des études jusqu'alors réservées aux grandes installations.

Les travaux de recherche menés durant ma thèse ont plus particulièrement porté sur la technique d'amplification paramétrique optique d'impulsions à dérive de fréquence (OPCPA). Celle-ci présente de nombreux intérêts au regard des systèmes CPA classiques. Si les effets non-linéaires de propagation sont contrôlés, un système OPCPA permet de couvrir une bande de gain et une acceptance spectrale extrêmement larges. Il peut en outre être parfaitement adapté aux exigences imposées par les grandes chaînes lasers développées pour la fusion par confinement inertiel (FCI). Par ailleurs, les systèmes OPCPA ne stockent pas d'énergie, permettant ainsi d'accroître la cadence de répétition des chaînes ultra-puissantes tout en empêchant l'amplification par émission stimulée (ASE) transverse. L'OPCPA possède néanmoins quelques inconvénients. Son efficacité est notamment inférieure à celle des systèmes CPA classiques. De plus, l'extraction d'énergie lors du processus paramétrique nécessite généralement un facteur d'étirement de l'impulsion de l'ordre de 10^6 . Ceci rend plus délicat la recompression des impulsions ultracourtes. Enfin, le gain dépend très fortement de l'intensité du faisceau pompe. La qualité du profil de ce dernier est donc primordiale.

Durant ces trois années de thèse et dans le cadre d'études autour du laser PETAL, nous avons développé de nouvelles architectures pour la pré-amplification d'impulsions par OPCPA. Les objectifs traditionnels d'un pré-amplificateur OPCPA sur une chaîne dédiée à la FCI sont spécifiquement d'atteindre un niveau d'énergie élevé tout en conservant un large spectre et d'adapter spatialement le faisceau aux optiques de la chaîne de puissance. Nous avons, quant à nous, considéré l'OPCPA comme un moyen de contrôle et de mise en forme des impulsions. Nous avons ainsi mis au point trois architectures lasers basées sur l'OPCPA qui via leurs nouvelles fonctionnalités aspirent chacune à répondre à des défauts des chaînes dédiées à la FCI.

Notre première réalisation expérimentale a consisté à produire un train d'impulsions de haute énergie et ultra-rapide par la combinaison d'une cavité régénérative et d'un OPCPA. L'ajout d'un tel train d'impulsions permettrait notamment d'accroître le rendement de conversion de fréquence des impulsions employées pour le confinement inertiel des plasmas. Notre cavité régénérative OPCPA se présente comme une solution technique à la production de ce train d'impulsions.

Son principe est le suivant : lors de l'interaction paramétrique entre les faisceaux pompe et signal, une onde idler est générée. Une cavité formée autour du cristal non-linéaire piège l'onde idler. Celle-ci interagit à son tour avec l'onde pompe et produit un ensemble de répliques amplifiées de l'onde signal lors de ses multiples allers-retours dans la cavité.

Ce système a révélé deux intérêts majeurs. Le premier est de disposer, en sortie d'OPA, d'un train d'impulsions à haute cadence ajustable et à haute énergie. Le second est de permettre une amplification de l'onde signal avec un gain de l'ordre de $2,5 \cdot 10^5$ et ce même si le recouvrement temporel entre les impulsions des faisceaux signal étiré (290 ps) et pompe (6 ns) est relativement faible. Notre système fonctionnant en dehors de la dégénérescence ($\omega_p \neq 2\omega_s$), nous avons réalisé nos mesures spectrales et d'autocorrélation pour différents angles d'interaction non-colinéaire entre les faisceaux pompe et signal. A cette occasion, nous avons développé un modèle afin de déterminer l'acceptance spectrale d'un cristal non-linéaire en fonction de cet angle d'interaction.

L'objectif de notre second montage était de pré-compenser le rétrécissement spectral par le gain des impulsions pré-amplifiées par un étage OPCPA de type PETAL et injectées dans une chaîne conventionnelle de type LIL. Nous avons ainsi proposé de façonner à la fois dans les domaines spatial et spectral les impulsions au niveau de l'étage OPCPA. Afin de démontrer la faisabilité de ce concept, nous avons employé le prototype du pilote de PETAL dont le montage optique associe un OPCPA à un module de mise en forme temporelle des impulsions pompe.

En outre, nous avons modélisé l'impact de cette mise en forme sur la phase de l'onde signal. En effet, nous avons vu que le gain et la phase dépendent fortement du profil en intensité du faisceau pompe. La connaissance de cette phase est capitale pour recomprimer correctement l'onde signal et atteindre une puissance crête élevée. Or, le pilote OPCPA de PETAL fonctionne à la dégénérescence ($\omega_p = 2\omega_s$). Dans cette configuration, l'acceptance spectrale maximale est obtenue pour une interaction colinéaire entre les faisceaux pompe et signal. Néanmoins, un angle est imposé entre les deux faisceaux afin de les séparer

spatialement en sortie de cristal. Nos simulations ont ainsi révélé l'influence combinée de cette géométrie d'interaction et de la modulation du profil temporel de l'onde pompe sur la phase spectrale ajoutée à l'onde signal durant le processus OPA et par conséquent sur la durée d'une impulsion signal mise en forme par cette technique puis amplifiée par une chaîne laser conventionnelle. Nous avons souligné la nécessité d'une pré-compensation de cette phase additionnelle lorsque le profil en intensité de l'onde pompe est fortement modulé et que l'angle d'interaction non-colinéaire devient important.

Enfin, nous avons souhaité contrecarrer un des défauts de l'OPA à savoir d'amplifier préférentiellement la composante centrale du spectre. A cet effet, nous avons conçu un OPCPA basé sur l'adressage spatial et l'amplification uniforme des composantes spectrales dans un cristal de niobate de lithium à polarisation périodique (PPLN). Nous avons souligné que le gain obtenu en quasi-accord de phase dans les cristaux uniaxes est plus important qu'en accord de phase traditionnel ce qui les rend attractifs pour l'OPA. Néanmoins, dans un cristal comme le niobate de lithium la tolérance spectrale est très faible. Aussi durant l'amplification paramétrique et pour des longueurs de cristal relativement faibles, un rétrécissement spectral de notre faisceau amplifié sera observé. Afin de combattre ce rétrécissement, nous avons choisi d'opérer dans un PPLN de type éventail. Ainsi après leur codage spatial, chacune des composantes spectrales de l'onde signal se propage dans le cristal en voyant la période correspondant à son quasi-accord de phase. Nos premières mesures expérimentales ainsi que des simulations, ont révélé une nouvelle fois l'importance du profil en intensité du faisceau pompe. En effet, un profil de type gaussien conduit inévitablement notre système à réduire le spectre amplifié. En revanche, un profil en intensité spatial de type supergaussien dont la largeur à mi hauteur est au moins égal à l'ouverture du cristal permettrait de conserver le spectre de l'onde signal.



Annexes

Liste des installations ultra intenses et ultra courtes dans le monde

Cette liste a été constituée lors de la Conférence ICUIL (The International Committee on Ultra-High Intensity Lasers) qui s'est tenue en septembre 2006. Les données reportées dans ce tableau ont été communiquées par les participants de cette conférence. Elles sont le reflet des installations ultra intenses en septembre 2006.

Chaînes lasers à base de Ti:saphir

<i>Pays</i>	<i>Installation</i>	<i>Puissance [TW]</i>	<i>Durée [fs]</i>	<i>Taux de répétition</i>	<i>Energie [J]</i>	<i>Intensité [W/cm²]</i>	<i>Contraste</i>
Chine	Shanghai	800	30	1/20 mn	26	10 ²⁰	NC
	CAEP SILEX-I	300	27	1/15 mn	NC	10 ¹⁹	NC
	X-Lite-II, Beijing	20	30	10 Hz	0,6	10 ¹⁸	10 ⁶
	Beijing	2	25	NC	0,05	2.10 ¹⁸	10 ⁶
Corée	APRI	3	20	NC	NC	NC	NC
	APRI	100	30	10 Hz	3	10 ¹⁹	10 ⁶
France	LOA	100	25	10	2,5	10 ²⁰	10 ⁷
	CEA, Saclay	11	70	10 Hz	0,8	NC	10 ⁸
	CELIA	1	20	1 kHz	0,02	3.10 ¹⁷	10 ⁷
	CEA/Saclay	0,4	30	1 kHz	0,013	NC	10 ⁶
	CEA/Saclay	2	50	20 Hz	0,1	NC	10 ⁶
GB	RAL	10	50	10 Hz	0,5	10 ¹⁹	10 ⁶
	Glasgow	4	50	10 Hz	0,2	4.10 ¹⁸	NC
Israël	Soreg	10	45	10 Hz	0,45	NC	10 ⁴
	Hebrew University	1	100	10 Hz	0,1	NC	10 ³
Japon	JAEA, J-KARENI	100	20	10 Hz	2	3.10 ²⁰	10 ⁶
	Ibaraki	12	50	10 Hz	0,6	10 ¹⁹	10 ⁶
	K Laser, Osaka	10	100	10 Hz	0,5	10 ¹⁹	10 ⁶
	JAEA, J-LITE-X	3	70	10 Hz	0,25	10 ¹⁸	10 ⁵
RFA	MBI	100	50	1/10 mn	5	NC	NC
	MBI	70	35	10 Hz	2,5	5.10 ⁹	10 ⁸
	Jena	17	60	10 Hz	1	2.10 ¹⁹	10 ⁶
	ATLAS Garching	8	130	10 Hz	1	2.10 ¹⁹	NC
	ATLAS Garching	2	130	10 Hz	0,22	6.10 ¹⁸	NC
Suède	Lund	30	35	10 Hz	1,2	10 ¹⁹	10 ⁸
USA	LLNL, Livermore	200	75	1/10 mn	15	10 ²¹	NC
	LOASIS, LBNL	60	37	10 Hz	2,6	2.10 ¹⁹	10 ⁵
	University of Texas	30	30	10 Hz	1	NC	NC

NC : non-communicué

Chaînes lasers à base de Nd:verre

<i>Pays</i>	<i>Installation</i>	<i>Puissance [TW]</i>	<i>Durée [fs]</i>	<i>Taux de répétition</i>	<i>Energie [J]</i>	<i>Intensité [W/cm²]</i>	<i>Contraste</i>
France	LULI	100	300	1/20 mn	30	NC	NC
France	ALISE, CESTA	50	500 fs-8ns	1/heure	30-200	10 ¹⁹	NC
GB	RAL	10 ⁴	500	1/60 mn	500	10 ²¹	10 ⁶
	HELEN	140	500	1/heure	70	10 ¹⁴ -10 ²⁰	NC
	RAL	100	800	1/20 mn	80	10 ²⁰	10 ⁶
Japon	GekkoXII, Osaka	100	700	1/3 heures	100	10 ¹⁹	10 ⁸
	GMII, Osaka	60	500	1/heure	100	10 ¹⁹	10 ⁸
Portugal	IST	25	300	1/10 mn	7,5	10 ¹⁹	10 ⁵
Russie	VSOI	50	0,7 ps	1/heure	50	10 ¹⁹	10 ⁷
	IAP	200	45	1/30 mn	10	NC	NC
USA	Titan, LLNL	400	450	1/30 mn	180	10 ¹⁹	10 ⁷
	CUOS	10	400	1/5 mn	4	10 ¹⁹	10 ⁶

Chaînes lasers avec des milieux divers

<i>Pays</i>	<i>Installation</i>	<i>Milieu amplificateur</i>	<i>Puissance [TW]</i>	<i>Durée [fs]</i>	<i>Taux de répétition</i>	<i>Energie [J]</i>	<i>Intensité [W/cm²]</i>	<i>Contraste</i>
CZ	PALS	Iodine	2	0,3 à 0,4ns	1/20 mn	10 ³	310 ¹⁶	10 ⁶
USA	Chicago	KrF	2	230	0,4 Hz	0,4	10 ²⁰	10 ¹⁰

Chaînes lasers en construction

<i>Pays</i>	<i>Installation</i>	<i>Milieu amplificateur</i>	<i>Puissance [TW]</i>	<i>Durée [fs]</i>	<i>Taux de répétition</i>	<i>Energie [J]</i>	<i>Intensité [W/cm²]</i>	<i>Contraste</i>
Espagne	Salamanque	Ti :Sa	30	20-30	10 Hz	NC	NC	NC
France	PETAL, Bordeaux	Nd :verre	7.10 ⁴	500 fs	1/jour	3,5.10 ³	10 ²¹	10 ¹⁰
	LULI, Paris	Nd :verre	10 ⁴	300	1/20 mn	300	NC	NC
	LASERIX/LI XAM	Ti :Sa	500	50	0,1 Hz	40	NC	10 ⁷
	LMJ, Bordeaux	Nd :verre	500	300ps-10ns	1/4 heures	2.10 ⁶	NC	NC
GB	VULCAN	OPCPA	10-20.10 ⁴	15-30	1/20 mn	300	10 ²³	10 ¹²
	ASTRA Gemini, CLF, RAL	Ti :Sa	10 ⁴	30	3/mn	2x15	2.10 ²²	10 ¹⁰
RFA	Jena	Yb :verre	10 ⁴	130	0,1 Hz	150	10 ²¹	NC
	ATLAS, Garching	Ti :Sa	30	130	6/heure	4	10 ²⁰	10 ⁴
USA	CUOS	Ti :Sa	150	30	0,1 Hz	4,5	10 ²²	10 ⁶
	University of Texas Austin	OPA verre	1,3.10 ⁴	150	1/30 mn	200	NC	NC
	University of Texas Austin	Ti :Sa	50	20	10 Hz	1	NC	NC

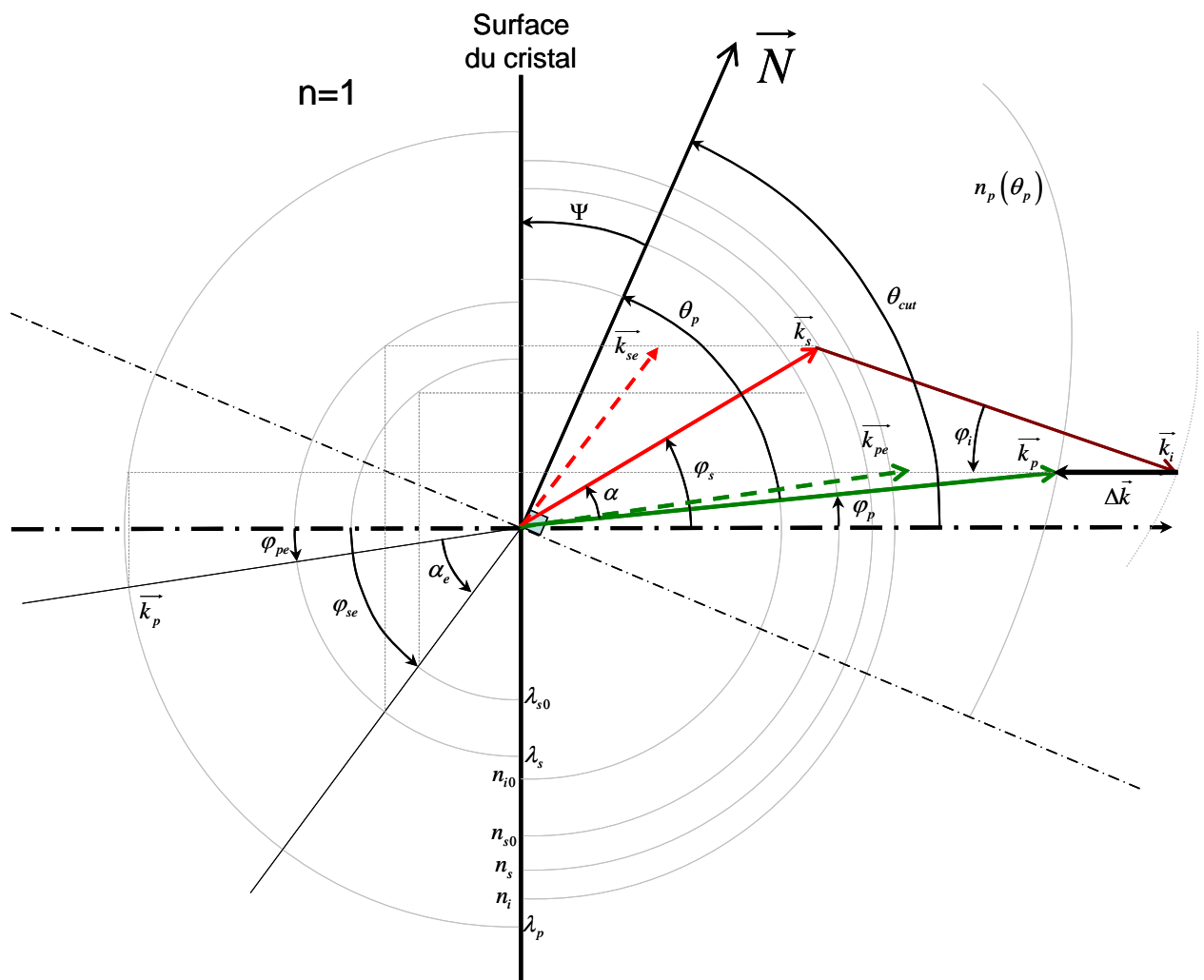
Chaînes lasers en projet

<i>Pays</i>	<i>Installation</i>	<i>Milieu amplificateur</i>	<i>Puissance [TW]</i>	<i>Durée [fs]</i>	<i>Taux de répétition</i>	<i>Energie [J]</i>	<i>Intensité [W/cm²]</i>	<i>Contraste</i>
Chine	X-Lite-III, Beijing	Ti :Sa	500	40	1 5mn	20	10 ²⁰	10 ¹⁰
France	CEA/Saclay	Ti :Sa	100	25	10 Hz	2,5	NC	10 ⁸
GB	Orion, AWE	Nd :verre	2 PW	500	1 heure	NC	10 ²¹	NC
Japon	J-KARENII	Ti :Sa	1 PW	20	10 Hz	NC	NC	NC
Japon	LFEX, FIREX, Osaka	Nd :verre	PW	10ps	1/2 heures	104	10 ²⁰	NC
RFA	Darmsdadt	Nd :verre	1 PW	500	1/90 mn	500	10 ²¹	10 ⁶
	MBI	Ti :Sa	500	30	1/20 s	15	NC	10 ¹⁰
USA	Rochester	NC	1 PW	NC	NC	NC	NC	NC
	Reno	NC	1 PW	NC	NC	NC	NC	NC
	Brookhaven	NC	100	100	NC	NC	10 ¹⁹	NC

Acceptance spectrale d'un cristal uniaxe en interaction non-colinéaire de type I ooe

Schéma de propagation des vecteurs d'onde dans le cristal

Pour plus de commodités nous reportons ci-dessous la Figure II-22 donnée au Chapitre II. Celle-ci illustre la propagation des vecteurs d'onde dans un cristal non-linéaire uniaxe lors de l'interaction paramétrique non-colinéaire de type I ooe. Ce schéma souligne, en particulier, l'influence de la surface exprimée au travers des lois de Snell-Descartes sur le terme de désaccord de phase Δk .



Dans les paragraphes suivants, nous avons reporté toutes les expressions nécessaires au calcul de l'acceptance spectrale pour ce type d'interaction.

L'indice de réfraction : n_j

L'indice de réfraction n_j peut être présenté sous la forme d'une équation de Sellmeier [Dmitriev:91] :

$$n_j = \left[A + \frac{B}{\lambda_j^2 - C} - D\lambda_j^2 \right]^{1/2} \quad (85)$$

où $j = \{s, i, p\}$, λ_j est la longueur d'onde et A, B, C, D sont des coefficients.

La dérivée partielle de l'indice de réfraction par rapport à la pulsation signal : $\frac{\partial n_j}{\partial \omega_s}$

La dérivée partielle de l'indice de réfraction par rapport à λ_j est donnée par :

$$\frac{\partial n_j}{\partial \lambda_j} = -\frac{\lambda_j}{n_j} \left[\frac{B}{(\lambda_j^2 - C)^2} + D \right] \quad (86)$$

On en déduit alors les dérivées partielles des indices linéaires n_s et n_i par rapport à ω_s , en sachant que :

$$\frac{\partial \omega_j}{\partial \lambda_j} = -\frac{2\pi c}{\lambda_j^2} \quad (87)$$

et,

$$\partial \omega_s = -\partial \omega_i \quad (88)$$

on obtient pour l'indice de réfraction vu par l'onde signal :

$$\frac{\partial n_s}{\partial \omega_s} = -\frac{\lambda_s^2}{2\pi c} \frac{\partial n_s}{\partial \lambda_s} \quad (89)$$

et pour l'indice de réfraction vu par l'onde idler :

$$\frac{\partial n_i}{\partial \omega_s} = \frac{\lambda_i^2}{2\pi c} \frac{\partial n_i}{\partial \lambda_i} \quad (90)$$

La dérivée partielle du vecteur d'onde par rapport à la pulsation signal : $\frac{\partial k_j}{\partial \omega_s}$

L'expression du vecteur d'onde est :

$$k_j = \frac{2\pi n_j}{\lambda_j} \quad (91)$$

avec $j = \{s, i, p\}$. On en déduit la dérivée partielle du vecteur d'onde signal :

$$\frac{\partial k_s}{\partial \omega_s} = \frac{1}{c} \left(n_s - \lambda_s \frac{\partial n_s}{\partial \lambda_s} \right) \quad (92)$$

et du vecteur d'onde idler :

$$\frac{\partial k_i}{\partial \omega_s} = -\frac{1}{c} \left(n_i - \lambda_i \frac{\partial n_i}{\partial \lambda_i} \right) \quad (93)$$

Détermination de l'angle φ_p entre \vec{k}_p et la normale à la surface du cristal

L'angle φ_p est fixe car la pulsation ω_p ne dépend pas de ω_s . La condition d'accord de phase pour la longueur d'onde centrale λ_{s0} est calculée pour les deux projections du terme de désaccord de phase. Ceci nous donne une équation du second degré dont les solutions en k_p nous conduisent à l'angle φ_p :

$$\begin{cases} \Delta k_{//}(\omega_{s0}) = 0 \\ \Delta k_{\perp}(\omega_{s0}) = 0 \end{cases} \quad (94)$$

$$\Rightarrow k_p^2 - 2k_{s0} \cos(\varphi_p - \varphi_{s0}) k_p + k_{s0}^2 - k_{i0}^2 = 0$$

Comme l'indice de réfraction $n_p > 1$, la solution de cette équation est :

$$k_p = k_{s0} \cos(\varphi_p - \varphi_{s0}) + \sqrt{k_{i0}^2 - k_{s0}^2 \sin^2(\varphi_p - \varphi_{s0})} \quad (95)$$

Or, on peut exprimer l'angle φ_{s0} entre la normale à la surface du cristal et le vecteur d'onde associé à la longueur d'onde centrale λ_{s0} comme suit :

$$\varphi_{s0} = \alpha_0 + \varphi_p \quad (96)$$

Finalement, le vecteur d'onde pompe a pour expression :

$$k_p = k_{s0} \cos(\alpha_0) + \sqrt{k_{i0}^2 - k_{s0}^2 \sin^2 \alpha_0} \quad (97)$$

où α_0 est l'angle d'interaction non-colinéaire, angle formé par les vecteurs d'onde \vec{k}_p et \vec{k}_{s0} .

Ensuite, la définition du vecteur d'onde (équation (91)) nous permet d'accéder à la valeur de l'indice de réfraction n_p :

$$n_p = \frac{\lambda_p k_p}{2\pi} \quad (98)$$

valeur que l'on injecte dans l'équation de la surface des indices :

$$\frac{1}{n_p^2} = \frac{\cos^2(\theta_p)}{n_{po}^2} + \frac{\sin^2(\theta_p)}{n_{pe}^2} \quad (99)$$

où l'angle d'accord de phase est par définition :

$$\theta_p = \theta_{cut} - \varphi_p \quad (100)$$

Cette dernière expression nous permet d'extraire la valeur de l'angle φ_p :

$$\varphi_p = \theta_{cut} - \arccos\left(\left[\left(n_p^{-2} - n_{pe}^{-2}\right) / \left(n_{po}^{-2} - n_{pe}^{-2}\right)\right]^{1/2}\right) \quad (101)$$

Détermination de l'angle φ_s entre \vec{k}_s et la normale à la surface du cristal

La loi de Descartes appliquée à l'interface permet de relier cet angle φ_s à l'angle externe φ_{se} formé par la normale à la surface du cristal et le vecteur d'onde signal.

$$\sin(\varphi_{se}) = n_s \sin(\varphi_s) \quad (102)$$

Comme φ_{se} est une constante, on peut de même appliquer la loi de Descartes pour relier cet angle à l'angle φ_{s0} :

$$\sin(\varphi_{se}) = n_{s0} \sin(\varphi_{s0}) \quad (103)$$

et avec l'équation (96), nous en déduisons que :

$$\varphi_{se} = \arcsin\left[n_{s0} \sin(\alpha_0 + \varphi_p)\right] \quad (104)$$

Finalement, nous obtenons l'expression de l'angle φ_s qui dépend de l'indice de réfraction n_s , tous les autres paramètres sont des données du problème :

$$\varphi_s = \arcsin\left[\sin(\alpha_0 + \varphi_p) n_{s0} / n_s\right] \quad (105)$$

Dérivée partielle de l'angle φ_s par rapport à la pulsation signal : $\frac{\partial \varphi_s}{\partial \omega_s}$

La dérivée partielle de l'équation (105) par rapport à la pulsation ω_s est :

$$\frac{\partial \varphi_s}{\partial \omega_s} = -\tan \varphi_s \frac{\partial n_s}{\partial \omega_s} / n_s \quad (106)$$

Détermination de l'angle φ_i entre \vec{k}_i et la normale à la surface du cristal

Nous avons vu au Chapitre II paragraphe II.B.5.2.4 que la projection sur la surface du cristal du vecteur désaccord de phase est nulle, soit :

$$\Delta k_{//}(\omega_s) = 0 \quad (107)$$

Nous en déduisons que :

$$k_p \sin(\varphi_p) - k_s \sin(\varphi_s) + k_i \sin(\varphi_i) = 0 \quad (108)$$

De cette précédente équation, nous pouvons donc extraire l'angle φ_i :

$$\varphi_i = \arcsin \left[\left(k_s \sin(\varphi_s) - k_p \sin(\varphi_p) \right) / k_i \right] \quad (109)$$

Dérivée partielle de l'angle φ_i par rapport à la pulsation signal : $\frac{\partial \varphi_i}{\partial \omega_s}$

Nous avons vu au Chapitre II paragraphe II.B.5.2.4 que,

$$\frac{\partial \Delta k_{//}}{\partial \omega_s} = 0, \forall \omega_s \quad (110)$$

Ainsi la dérivée de l'équation (108) nous permet d'accéder à la dérivée partielle par rapport à ω_s de l'angle φ_i :

$$\frac{\partial \varphi_i}{\partial \omega_s} = \frac{1}{k_i \cos \varphi_i} \left[\cos \varphi_s k_s \frac{\partial \varphi_s}{\partial \omega_s} + \sin \varphi_s \frac{\partial k_s}{\partial \omega_s} - \frac{\partial k_i}{\partial \omega_s} \sin \varphi_i \right] \quad (111)$$

Dérivée partielle de la projection du vecteur désaccord de phase sur la normale à la surface du cristal par rapport à la pulsation signal : $\frac{\partial \Delta k_{\perp}}{\partial \omega_s}$

L'expression suivante est obtenue à partir de équation (62) du Chapitre II :

$$\frac{\partial \Delta k_{\perp}}{\partial \omega_s} = -\frac{\partial k_s}{\partial \omega_s} \cos \varphi_s + k_s \sin \varphi_s \frac{\partial \varphi_s}{\partial \omega_s} - \frac{\partial k_i}{\partial \omega_s} \cos \varphi_i + k_i \sin \varphi_i \frac{\partial \varphi_i}{\partial \omega_s} \quad (112)$$

Le cristal de β -Borate de Baryum

Spécifications du cristal de BBO

Le β -borate de baryum noté β -BaB₂O₄ ou BBO est un cristal trigonal de classe 3m, uniaxe négatif. Son coefficient non-linéaire effectif en interaction de type I ooe a pour expression :

$$d_{eff} = d_{31} \sin \theta - d_{22} \cos \theta \sin 3\varphi \quad (113)$$

expression dans laquelle les coefficients électro-optiques d_{31} et d_{22} ont pour valeur [Dmitriev:91] :

$$\begin{cases} d_{22} = 2,3 \text{ pm/V} \\ d_{31} = 0,16 \text{ pm/V} \end{cases} \quad (114)$$

Indices de réfraction du BBO

Les indices ordinaire n_o et extraordinaire n_e dépendent de la longueur d'onde et de la température du cristal. On peut les obtenir grâce à l'équation de Sellmeier. A 20°C leur expression est [Dmitriev:91] :

$$n_e^2 = 2.3753 + \frac{0.01224}{\lambda^2 - 0,01667} - 0,01516\lambda^2 \quad (115)$$

$$n_o^2 = 2.7359 + \frac{0.01878}{\lambda^2 - 0,01822} - 0,01354\lambda^2 \quad (116)$$

où λ est exprimé en micromètre.

Le cristal de Niobate de Lithium congruent

Spécifications du cristal de LiNbO₃ congruent

Le cristal de LiNbO₃ appartient au groupe de symétrie 3m. Il est uniaxe négatif. L'ellipsoïde des indices a pour axe majeur $n_e \vec{e}_z$ et axes mineurs $n_o \vec{e}_x$ et $n_o \vec{e}_y$ où $n_o < n_e$ sont les indices linéaires respectivement ordinaire et extraordinaire du milieu. Par ailleurs, le LiNbO₃ possède une large bande de transparence comprise entre 0,35 et 5,4 μm. Il a l'avantage de présenter de forts coefficients non-linéaires. Son tenseur contracté d_{il} a pour expression [Dmitriev:91] :

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (117)$$

avec $d_{22} = 2,1$ pm/V , $d_{31} = 4,3$ pm/V et $d_{33} = 27$ pm/V .

Indices de réfraction du LiNbO₃ congruent et leurs dérivées

Expression des indices de réfraction

Les indices du LiNbO₃ congruent en fonction de la température peuvent être exprimés comme suit [Dmitriev:91].

$$n_m^2 = A + B(T^2 - C) + \frac{D + E(T^2 - C)}{\lambda_j^2 - [F - G(T^2 - C)]^2} - H\lambda_j^2 \quad (118)$$

où $m = \{o, e\}$, $j = \{s, i, p\}$ et λ_j est exprimé en micromètre. La valeur des coefficients A, B, C, D, E, F est reportée dans le tableau suivant :

	A	B	C	D	E	F	G	H
n_o^2	4,9048	$2,1429 \cdot 10^{-8}$	88506,25	0,11775	$2,2314 \cdot 10^{-8}$	0,21802	$2,9671 \cdot 10^{-8}$	0,027153
n_e^2	4,5820	$2,2971 \cdot 10^{-7}$	88506,25	0,09921	$5,2716 \cdot 10^{-8}$	0,21090	$4,9143 \cdot 10^{-8}$	0,021940

Les dérivées des indices de réfraction données dans les paragraphes suivants sont nécessaires au calcul des tolérances thermique, angulaire et spectrale.

Dérivées de l'indice n_j par rapport à la variable T

La dérivée première de l'indice de réfraction par rapport à la température T est :

$$\frac{\partial n_m}{\partial T} = \frac{T}{n_m} \left\{ B + \frac{E \left\{ \lambda_j^2 - [F - G(T^2 - C)]^2 \right\} - 2G[F - G(T^2 - C)][D + E(T^2 - C)]}{\left[\lambda_j^2 - [F - G(T^2 - C)]^2 \right]^2} \right\} \quad (119)$$

Dérivées de l'indice n_j par rapport à la variable λ_j

La dérivée première de l'indice de réfraction n_j par rapport à la longueur d'onde signal λ_j est :

$$\frac{\partial n_j}{\partial \lambda_j} = -\frac{\lambda_j}{n_j} \left\{ \frac{D + E(T^2 - C)}{\left[\lambda_j^2 - [F - G(T^2 - C)]^2 \right]^2} + H \right\} \quad (120)$$

avec $j = \{s, i, p\}$.

Dérivées de l'indice n_j par rapport à la variable θ

Le cristal de LiNbO₃ est uniaxe négatif. La déviation de l'angle d'accord de phase affecte la valeur de l'indice linéaire vu par l'onde pompe. Dans notre cas, les polarisations des ondes pompe et signal sont croisées. L'angle de quasi accord de phase est de $\pi/2$. Dans cette configuration l'indice de réfraction vu par l'onde pompe est (voir Figure II-25 Chapitre II) :

$$n_p = n_e \quad (121)$$

où n_e est la valeur maximale de l'indice extraordinaire. Ainsi, d'après l'équation (29) donnée au Chapitre II, la dérivée première de l'indice linéaire est :

$$\frac{\partial n_p}{\partial \theta} = 0 \quad (122)$$

Et sa dérivée seconde est donnée par :

$$\frac{\partial^2 n_p}{\partial \theta^2} = n_e - \frac{n_e^3}{n_o^2} \quad (123)$$

où n_e et n_o sont calculés à la longueur d'onde λ_p .



Bibliographie

A

- [Adams:01] J. J. Adams, C. A. Ebbers, K. I. Schaffers, S. A. Payne, *Nonlinear optical properties of $LaCa_4O(BO_3)_3$* , Opt. Lett. **26**, 217-219 (2001)
- [Aka:97] G. Aka, A. Kahn-Harari, F. Mougel, D. Vivien, F. Salin, P. Coquelin, P. Colin, D. Pelenc, J. P. Damelet, *Linear- and nonlinear-optical properties of a new gadolinium calcium oxoborate crystal, $Ca_4GdO(BO_3)_3$* , J. Opt. Soc. Am. B **14**, 2238-2247 (1997)
- [Akhmanov:63] S. A. Akhmanov, R. V. Khokhlov, *Concerning one possibility of amplification of light waves*, Sov. Phys. JETP Lett. **16**, 252-257 (1963)
- [Akhmanov:65] S. A. Akhmanov, V. V. Fadeev, R. V. Khokhlov, A. I. Kovrigin, A. S. Piskarskas, *Observation of parametric amplification in the optical range*, Sov. Phys. JETP Lett. **2**, 191-193 (1965)
- [Andreev:04] N. F. Andreev, V. I. Bespalov, V. I. Bredikhin, S. G. Garanin, V. N. Ginzburg, K. L. Dvorkin, E. V. Katin, A. I. Korytin, V. V. Lozhkarev, O. V. Palashov, N. N. Rukavishnikov, A. M. Sergeev, S. A. Sukharev, G. I. Freidman, E. A. Khazanov, I. V. Yakovlev, *New scheme of a petawatt laser based on nondegenerate parametric amplification of chirped pulses in DKDP crystals*, JETP Lett. **79**, 144-147 (2004)
- [Antonetti:97] A. Antonetti, F. Blasco, J.P. Chambaret, G. Cheriaux, G. Darpentigny, C. Le Blanc, P. Rousseau, S. Ranc, G. Rey, F. Salin, *A laser system producing 5×10^{19} W/cm² at 10 Hz*, Appl. Phys. B **65**, 197-204 (1997)
- [Aoyama:03] M. Aoyama, K. Yamakawa, Y. Akahane, J. Ma, N. Inoue, H. Ueda, H. Kiriyaama, *0.85-PW, 33-fs Ti:sapphire laser*, Opt. Lett. **28**, 1594-1596 (2003)
- [Armstrong:62] J.A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P.S. Pershan, *Interaction between light waves in a nonlinear dielectric*, Phys. Rev. **127**, 1918-1939 (1962)

B

- [Bagnoud:01a] V. Bagnoud, *Amplification régénérative haute énergie pompée par diodes*, rapport CEA/CESTA/DLP/SCPL/LPL DO52 du 21/06/2001
- [Bagnoud:01b] V. Bagnoud, *Contrôle du mode dans un cavité laser à lame de phase*, Note CEA, CEA/CESTA/DLP/SCPL/LPL, DO 74 du 24/09/2001
- [Bagnoud:05] V. Bagnoud, I. A. Begishev, M. J. Guardalben, J. Puth, J. D. Zuegel, *5 Hz, >250 mJ optical parametric chirped-pulse amplifier at 1053 nm*, Opt. Lett. **30**, 1843-1845 (2005)
- [Baltuska:02] A. Baltuska, T. Fuji, T. Kobayashi, *Visible pulse compression to 4 fs by optical parametric amplification and programmable dispersion control*, Opt. Lett. **27**, 306-308 (2002)
- [Barty:96a] C.P.J. Barty, G. Korn, F. Raksi, C.R. Petruck, J. Squier, A.C. Tien, K.R. Wilson, V.V. Yakovlev, K. Yamakawa, *Regenerative pulse shaping and amplification of ultrabroadband optical pulses*, Opt. Lett. **21**, 219-221 (1995)
- [Barty:96b] C.P.J. Barty, T. Guo, C.L. Blanc, F. Raksi, C.R. Petruck, J. Squier, K.R. Wilson, V.V. Yakovlev, K. Yamakawa, *Generation of 18-fs, multiterawatt pulses by regenerative pulse shaping and chirped-pulse amplification*, Opt. Lett. **21**, 668-670 (1996)

[Blanchot:02] N. Blanchot, D. Villate, *Le petawatt sur Alisé*, rapport CEA/CESTA/DLP/SCPL/LPL DO 60 du 25/05/02.

[Bliss:74] E.S. Bliss, D.R. Speck, J.F. Holszrichter, J.H. Erkkila, A.J. Glass, *Propagation of a high-intensity laser pulse with small-scale intensity modulation*, Appl. Phys. Lett. **25**, 448-450 (1974)

[Boyd:03] R.W. Boyd, *Nonlinear optics*, second edition, Academic Press, Elsevier, San Diego (2003)

[Bortz:94] M. L. Bortz, M. Fujimura, M. M. Fejer, *Increased Acceptance Bandwidth for Quasi-Phase-matched Second Harmonic Generation in LiNbO₃ Waveguides*, Electron. Lett. **30**, 34-35 (1994)

C

[Chekhlov:06] O. V. Chekhlov, J. L. Collier, I. N. Ross, P. K. Bates, M. Notley, C. Hernandez-Gomez, W. Shaikh, C. N. Danson, D. Neely, P. Matousek, S. Hancock, L. Cardoso, *35 J broadband femtosecond optical parametric chirped pulse amplification system*, Opt. Lett. **31**, 3665-3667 (2006)

[Chen:00] C. Chen, Z. Shao, J. Jiang, J. Wei, J. Lin, J. Wang, N. Ye, J. Lv, B. Wu, M. Jiang, M. Yoshimura, Y. Mori, T. Sasaki, *Determination of the nonlinear optical coefficients of YCa₄O(BO₃)₃ crystal*, J. Opt. Soc. Am. B **17**, 566-571 (2000)

[Cheng:02] Z. Cheng, F. Krausz, Ch. Spielmann, *Compression of 2 mJ kilohertz laser pulses to 17.5 fs by pairing double-prism compressor: analysis and performance*, Opt. Commun. **201**, 145-155 (2002)

[Chvykov:06] V. Chvykov, P. Rousseau, S. Reed, G. Kalinchenko, V. Yanovsky, *Generation of 10¹¹ contrast 50 TW laser pulses*, Opt. Lett. **31**, 1456-1458 (2006)

[Cerullo:03] G. Cerullo, S. De Silvestri, *Ultrafast optical parametric amplifiers*, Review Sc. Instruments **74**, 1-18 (2003)

[Cotel:07] A. Cotel, *Réseaux de diffraction à multicouches diélectriques pour la compression d'impulsions laser Petawatt par mosaïques de réseaux*, thèse de doctorat de l'Ecole polytechnique (2007)

[Courtois:02] J.-Y. Courtois, *Optique non linéaire*, Collection de la Société Française d'Optique (2002).

D

[DeMaria:66] A.J. De-Maria, D.A. Stetser, H. Heynau, *Self mode-locking of lasers with saturable absorbers*, App. Phys. Lett. **8**, 174-176 (1966)

[Danielson:06] J. R. Danielson, N. Amer, Yun-Shik Lee, *Generation of arbitrary terahertz wave forms in fanned-out periodically poled lithium niobate*, App. Phys. Lett. **89**, 211118 (2006)

[Danson:93] C. N. Danson, L. J. Barzanti, Z. Chang, A. E. Damerell, C. B. Edwards, S. Hancock, M. H. R. Hutchinson, M. H. Key, S. Luan, R. R. Mahadeo, I. P. Mercer, P. Norreys, D. A. Pepler, D. A. Rodkiss, I. N. Ross, M. A. Smith, R. A. Smith, P. Taday, W. T. Toner, K. W. M. Wigmore, T. B. Winstone, R. W. W. Wyatt, F. Zhou, *High contrast multi-terawatt pulse generation using chirped pulse amplification on the VULCAN laser facility*, Opt. Commun. **103**, 392-397 (1993)

[Ding:97] Y. Ding, R. M. Brubaker, D. D. Nolte, M. R. Melloch, and A. M. Weiner, *Femtosecond pulse shaping by dynamic holograms in photorefractive multiple quantum wells*, Opt. Lett. **22**, 718-720 (1997)

[Dmitriev:91] V.G. Dmitriev, G. Gurzadyan, D.N. Nigosyan, *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*, Springer, Berlin (1991)

[Dubietis:92] A. Dubietis, G. Jonusauskas, A. Piskarskas, *Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal*, Opt. Comm. **88**, 437-440 (1992)

- [Dubietis:06] A. Dubietis, R. Butkus, A. Piskarskas, *Trends in chirped pulse optical parametric amplification*, J. Sel. Topics Quantum Electron., **12**, 163-172 (2006)
- [Dugan:97] M. A. Dugan, J. X. Tull, and W. S. Warren, *High-resolution acousto-optic shaping of unamplified and amplified femtosecond laser pulses*, J. Opt. Soc. Am. B **14**, 2348-2358 (1997)
- [Druon:06] F. Druon, F. Balembois, P. Georges, *New laser crystals for the generation of ultrashort pulses*, C.R. Physique (2006)

E

- [Efimov:96] A. Efimov, D. H. Reitze, *Spectral adaptive optics: phase compensation for ultrashort chirped pulse amplification systems*, Proc. SPIE **2701**, 190-197 (1996)

F

- [Fejer:92] M. M; Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt, R. L. Byer, *Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances*, IEEE J. Quantum Electron. **28**, 2631-2654 (1992)
- [Forget:05a] N. Forget, A. Cotel, E. Brambrink, P. Audebert, C. Le Blanc, A. Jullien, O. Albert, G. Chériaux, *Pump-noise transfer in optical parametric chirped-pulse amplification*, Opt. Lett. **30**, 2921-2923 (2005)
- [Forget:05b] N. Forget, *Des amplificateurs laser aux amplificateurs paramétriques : étude de l'amplification paramétrique à dérive de fréquence et du blocage de modes dans les oscillateurs paramétriques optiques*, Thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique (2005)
- [Fork:81] R. L. Fork, B. I. Greene, C. V. Shank, *Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse modelocking*, Appl. Phys. Lett. **38**, 671-672 (1981)
- [Fork:82] R.L. Fork, C. V. Shank, R. T. Yen, *Amplification of 70 femtosecond optical pulses to gigawatt powers*, App. Phys. Lett. **41**, 761-763 (1982)
- [Fork:84] R. L. Fork, O. E. Martinez, J. P. Gordon, *Negative dispersion using pairs of prisms*, Opt. Lett. **9**, 150-152 (1984)
- [Fragemann:05] A. Fragemann, V. Pasiskevicius, F. Laurell, *Broadband nondegenerate optical parametric amplification in the mid infrared with periodically poled KTiOPO₄*, Opt. Lett. **30**, 2296-2298 (2005)

G

- [Galvanauskas:98a] A. Galvanauskas, A. Hariharan, D. Harter, M. A. Arbore, M. M. Fejer, *High-energy femtosecond pulse amplification in a quasi-phase-matched parametric amplifier*, Opt. Lett. **23**, 210-212 (1998)
- [Galvanauskas:98b] A. Galvanauskas, D. Harter, M. A. Arbore, M. H. Chou, M. M. Fejer, *Chirped-pulse-amplification circuits for fiber amplifiers, based on chirped-period quasi-phase-matching gratings*, Opt. Lett. **23**, 1695-1697 (1998)
- [Giordmaine:65] J. A. Giordmaine R. C. Miller, *Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO₃ at optical frequencies*, Phys. Rev. Lett. **14**, 973-976 (1965)
- [Gorelik:06] P. V. Gorelik, F. N. C. Wong, D. Kolker, J. -J. Zondy, *Cascaded optical parametric oscillation with a dual-grating periodically poled lithium niobate crystal*, Opt. Lett. **31**, 2039-2041 (2006)

H

- [Hellström:01] J. Hellström, *Nanosecond optical parametric oscillators and amplifiers based on periodically poled KTiOPO₄*, Thèse de doctorat, department of physics, the Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden (2001)
- [Herpen:02] M. van Herpen, S. te Lintel Hekkert, S. E. Bisson, and F. J. M. Harren, *Wide single-mode tuning of a 3.0 - 3.8- μm , 700-mW, continuous-wave Nd:YAG-pumped optical parametric oscillator based on periodically poled lithium niobate*, Opt. Lett. **27**, 640-642 (2002)
- [Hongjun:04] L. Hongjun, Z. Wei, G. Guofu, W. Yishan, C. Zhao, R. Chi, *Investigation of spectral bandwidth of optical parametric amplification*, App. Phys. B **79**, 569-576 (2004)
- [Hooker:06] C.J. Hooker, J.L. Collier, O. Chekhlov, R. Clarke, E. Divall, K. Ertel, B. Fell, P. Foster, S. Hancock, A. Langley, D. Neely, J. Smith, B. Wyborn, *The Astra Gemini project -- A dual-beam petawatt Ti:Sapphire laser system*, J. Phys. IV France **133**, 673-677 (2006)
- [Hugonnot:03] E. Hugonnot, *Etude théorique et expérimentale d'un amplificateur paramétrique d'impulsions à dérive en fréquence (OPCPA)*, rapport CEA/CESTA/DLP/SCAL/LSL DO54 du 18/07/03
- [Hugonnot:04a] E. Hugonnot, M. Somekh, D. Villate, F. Salin, E. Freysz, *Optical parametric chirped pulse amplification and spectral shaping of a continuum generated in a photonic band gap fiber*, Opt. Exp. **12**, 2397-2403 (2004)
- [Hugonnot:04b] E. Hugonnot, E. Freysz, *Mise en oeuvre d'un OPCPA et étude expérimentale de l'influence de la géométrie d'interaction*, rapport CEA/CESTA/DLP/SCAL/LSL DO81 du 23/06/04
- [Hugonnot:05] E. Hugonnot, J. Luce, *Réalisation expérimentale et simulation MIRO d'un système d'amplification paramétrique d'impulsions à dérive en fréquence (OPCPA) : mises en forme spatialement et temporellement*, rapport CEA/CESTA/DLP/SCAL/LOE DO 53 du 27/07/05
- [Hugonnot:06] E. Hugonnot, J. Luce, H. Coïc, *Optical parametric chirped-pulse amplifier and spatiotemporal shaping for a petawatt laser*, Appl. Opt. **45**, 377-382 (2006)
- [Hurlbut:06] W. C. Hurlbut, B. J. Norton, N. Amer, Y. -S. Lee, *Manipulation of terahertz waveforms in nonlinear optical crystals by shaped optical pulses*, J. Opt. Soc. Am. B **23**, 90-93 (2006)

I

- [Iaconis:98] C. Iaconis, I. A. Walmsley, *Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses*, Opt. Lett. **23**, 792-794 (1998)
- [Ilday:06] F. Ö. Ilday, F. X. Kärtner, *Cavity-enhanced optical parametric chirped-pulse amplification*, Opt. Lett. **31**, 637-639 (2006)
- [Ippen:72] E.P. Ippen, C.V. Shank, A. Dienes, *Passive mode locking of CW dye laser*, Appl. Phys. Lett. **21**, 348-350 (1972)
- [Ishii:06] N. Ishii, *Development of optical parametric chirped-pulse amplifiers and their applications*, thèse de doctorat, Université Ludwig–Maximilians Munich (2006)
- [Ishigame:91] Y. Ishigame, T. Suhara, H. Nishihara, *LiNbO₃ waveguide second-harmonic-generation device phase matched with a fan-out domain-inverted grating*, Opt. Lett. **16**, 375-377 (1991)

J

- [Joshi:95] C. Joshi, P. B. Corkum, *Interactions of ultra-intense laser light with matter*, Phys. Today **48**, 36-43 (1995)
- [Jovanovic:02a] I. Jovanovic, B. J. Comaskey, C. A. Ebberts, R. A. Bonner, D. M. Pennington, E. C. Morse, *Optical parametric chirped-pulse amplifier as an alternative to Ti:Sapphire regenerative amplifiers*, Appl. Opt. **41**, 2923-2929 (2002)
- [Jovanovic:02b] I. Jovanovic, C. A. Ebberts, C. P. J. Barty, *Hybrid chirped-pulse amplification*, Opt. Lett. **27**, 1622-1624 (2002)
- [Jovanovic:03] I. Jovanovic, J. R. Schmidt, C. A. Ebberts, *Optical parametric chirped-pulse amplification in periodically poled KTiOPO₄ at 1053 nm*, Appl. Phys. Lett. **83**, 4125-4127 (2003)
- [Jovanovic:05] I. Jovanovic, C. G. Brown, C. A. Ebberts, C. P. J. Barty, N. Forget, C. Le Blanc, *Generation of high-contrast millijoule pulses by optical parametric chirped-pulse amplification in periodically poled KTiOPO₄*, Opt. Lett. **30**, 1036-1038 (2005)
- [Jovanovic:06] I. Jovanovic, C. P. J. Barty, C. Haefner, B. Wattellier, *Optical switching and contrast enhancement in intense laser systems by cascaded optical parametric amplification*, Opt. Lett. **31**, 787-789 (2006)
- [Juhasz:99] T. Juhasz, F. H. Loesel, C. Horvath, R. M. Kurtz, G. Mourou, *Corneal refractive surgery with femtosecond Lasers*, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **5**, 902-910 (1999)
- [Jullien:05] A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, J.-P. Rousseau, J.-P. Chambaret, F. Augé-Rochereau, G. Chériaux, J. Etchepare, N. Minkovski, S. M. Satiel, *10⁻¹⁰ temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation*, Opt. Lett. **30**, 920-922 (2005)

K

- [Kalashnikov:05a] M.P. Kalashnikov, K. Osvay, I.M. Lachko, H. Schönengel, W. Sandner, *Suppression of gain narrowing in multi-TW lasers with negatively and positively chirped pulse amplification*, Appl. Phys. B **81**, 1059-1062 (2005)
- [Kalashnikov:05b] M. Kalashnikov, E. Risse, H. Schönengel, W. Sandner, *Double chirped-pulse amplification laser: a way to clean pulses temporally*, Opt. Lett. **30**, 923-925 (2005)
- [Keller:92] U. Keller, D. Miller, G. Boyd, T. Chiu, J. Ferguson, M. Asorn, *Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd:YLF lasers: an antiresonant semiconductor Fabry-Perot saturable absorber*, Opt. Lett. **17**, 505-507 (1992)
- [Kelly:06] J.H. Kelly, L.J. Waxer, V. Bagnoud, I.A. Begishev, J. Bromage, B.E. Kruschwitz, T.J. Kessler, S.J. Loucks, D.N. Maywar, R.L. McCrory, D.D. Meyerhofer, S.F.B. Morse, J.B. Oliver, A.L. Rigatti, A.W. Schmid, C. Stoeckl, S. Dalton, L. Folnsbee, M.J. Guardalben, R. Jungquist, J. Puth, M.J. Shoup III, D. Weiner, J.D. Zuegel, *OMEGA EP: High-energy petawatt capability for the OMEGA laser facility*, Phys. IV France **133**, 75-80 (2006)
- [Kieffer:93] J.C. Kieffer, M. Chaker, J.P. Matte, H. Pépin, C.Y. Côté, Y. Beaudoin, T.W. Johnston, C.Y. Chien, S. Coe, G. Mourou, O. Peyrusse, *Ultrafast X-ray sources*, Phys. Fluids B **5**, 2676-2681 (1993)
- [Kingston:62] R.H. Kingston, *Parametric amplification and oscillation at optical frequencies*, Proc. IRE **50**, 472-474 (1962)

-
- [Kiryama:06] H. Kiriyama, N. Inoue, Y. Akahane, K. Yamakawa, *Prepulse-free, multi-terawatt, sub-30-fs laser system*, Opt. Express **14**, 438-445 (2006)
- [Kitagawa:04] Y. Kitagawa, H. Fujita, R. Kodama, H. Yoshida, S. Matsuo, T. Jitsuno, T. Kawasaki, H. Kitamura, T. Kanabe, S. Sakabe, K. Shigemori, N. Miyanaga, Y. Izawa, *Prepulse-free petawatt laser for a fast ignitor*, IEEE J. Quantum Electron. **40**, 281-293 (2004)
- [Kroll:62] N. M. Kroll, *Parametric amplification in spatially extended media and the application to the design of tunable oscillators at optical frequencies*, Phys. Rev. **127**, 1207-1211 (1962)
- [Kraemer:06] D. Kraemer, R. Hua, M. L. Cowan, K. Franjic, R. J. Dwayne Miller, *Ultrafast noncollinear optical parametric chirped pulse amplification in KTiOAsO₄*, Opt. Lett. **31**, 981-983 (2006)
- [Kwong:93] K. F. Kwong, D. Yankelevich, K. C. Chu, J. P. Heritage, A. Dienes, *400-Hz mechanical scanning optical delay line*, Opt. Lett. **18**, 558-560 (1993)

L

- [Ledingham:00] K.W. D. Ledingham, I. Spencer, T. McCanny, R. P. Singhal, M. I. K. Santala, E. Clark, I. Watts, F. N. Beg, M. Zepf, K. Krushelnick, M. Tatarakis, A. E. Dangor, P. A. Norreys, R. Allott, D. Neely, R. J. Clark, A. C. Machacek, J. S. Wark, A. J. Cresswell, D. C.W. Sanderson, J. Magill, *Photonuclear Physics when a Multiterawatt Laser Pulse Interacts with Solid Targets*, Phys. Rev. Lett. **84**, 899-902 (2000)
- [Leng:03] Y. Leng, L. Lin, W. Wang, Y. Jiang, B. Tang, Z. Xu, *Broadband spectral shaping in a Ti:sapphire regenerative amplifier*, Opt. Laser Technol. **35**, 425-429 (2003)
- [Liao:06] Z. M. Liao, I. Jovanovic, C. A. Ebberts, Y. Fei, B. Chai, *Energy and average power scalable optical parametric chirped-pulse amplification in yttrium calcium oxyborate*, Opt. Lett. **31**, 1277-1279 (2006)
- [Linden:99] S. Linden, J. Kuhl, and H. Giessen, *Amplitude and phase characterization of weak blue ultrashort pulses by downconversion*, Opt. Lett. **24**, 569-571 (1999)
- [Liu:06] X. Liu, P. Zhu, Z. Cao, X. Deng, Q. Shen, J. Chen, *Spectral shaping of femtosecond pulses with a prism-waveguide coupler*, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **8**, 454-457 (2006)
- [LLE:01] *The smoothing performance of ultrafast pickets on the NIF*, LLE Review **86**, 79-91 (2001)
- [Loesel:98] F. H. Loesel, F. P. Fisher, H. Suhan, J. F. Bille, *Non-thermal ablation of neural tissue with femtosecond laser pulses*, Appl. Phys. B **66**, 121-128 (1998)
- [Lozhkarev:06] V. V. Lozhkarev, G. I. Freidman, V. N. Ginzburg, E. V. Katin, E. A. Khazanov, A. V. Kirsanov, G. A. Luchinin, A. N. Mal'shakov, M. A. Martyanov, O. V. Palashov, A. K. Poteomkin, A. M. Sergeev, A. A. Shaykin, I. V. Yakovlev, S. G. Garanin, S. A. Sukharev, N. N. Rukavishnikov, A. V. Charukhchev, R. R. Gerke, V. E. Yashin, *200TW 45fs laser based on optical parametric chirped pulse amplification*, Opt. Express **14**, 446-454 (2006)

M

- [Maiman:60] T.H. Maiman, *Stimulated Optical Radiation in Ruby*, Nature, 187, 493-494 (1960)
- [Maine:90] P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot, G. Mourou, *Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification*, IEEE J. Quantum Electron. **24**, 398-403 (1988)
- [Martinez:87] O. E. Martinez, *Design of high-power ultrashort pulse amplifiers by expansion and recompression*, IEEE J. Quantum Electron. **23**, 1385-1387 (1987)

- [MMartinez:00] M. Martinez, E. Gaul, T. Ditmire, S. Douglas, D. Gorski, W. Henderson, J. Blakeney, D. Hammond, M. Gerity, J. Caird, A. Erlandson, I. Iovanovic, C. Ebbers, B. Molander, *The Texas Petawatt Laser*, Proc. SPIE 5991 (Feb. 7, 2006)
- [Messenger:03] V. Messenger, F. Louradour, C. Froehly, A. Barthelemy, Coherent measurement of short laser pulses based on spectral interferometry resolved in time, *Opt. Lett.* **28**, 743-745 (2003)
- [Migus:82] A. Migus, C. V. Shank, E. P. Ippen, R. L. Fork, *Amplification of subpicosecond optical pulses: theory and experiment*, IEEE J. Quantum Electron. **18**, 101-109 (1982)
- [Miyanaga:06] N. Miyanaga, H. Azechi, K.A. Tanaka, T. Kanabe, T. Jitsuno, J. Kawanaka, Y. Fujimoto, R. Kodama, H. Shiraga, K. Knodo, K. Tsubakimoto, H. Habara, J. Lu, G. Xu, N. Morio, S. Matsuo, E. Miyajiri, Y. Kawakami, Y. Izawa, K. Mima, *10-kJ PW laser for the FIREX-I program*, J. Phys. IV France **133**, 81-87 (2006)
- [Moker:65] H.W. Moker, R.J. Collins, *Mode competition and self-locking effects in a Q-switched ruby laser*, Appl. Phys. Lett. **7**, 270-273 (1965)
- [Monmayrant:05] A. Monmayrant, *Façonnage et caractérisation d'impulsions ultracourtes - Contrôle cohérent de systèmes simples*, Thèse de doctorat de l'Université de Toulouse III Paul Sabatier (2005)
- [Moulton:86] P. F. Moulton, *Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃*, J. Opt. Soc. Am. B **3**, 125-133 (1986)
- [Mourou:97] G. Mourou, *The ultrahigh-peak-power laser: present and future*, Appl. Phys. B **65**, 205-211 (1997)
- [Mourou:98] G. Mourou, C.P.J. Barty, M.D. Perry, *Ultrahigh-Intensity Lasers : physics of the extreme on a tabletop*, Physics Today, 23-28, **January** (1998)
- [Murnane:88] M. M. Murnane, R. W. Falcone, *High-power femtosecond dye-laser system*, J. Opt. Soc. Am. B **5**, 1573-1575 (1988)
- [Myers:96] L. E. Myers, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, R. L. Byer, W. R. Bosenberg, *Multigrating quasi-phase-matched optical parametric oscillator in periodically poled LiNbO₃*, Opt. Lett. **21**, 591-593 (1996)

N

- [Nantel:98] M. Nantel, J. Itatani, A.-C. Tien, J. Faure, D. Kaplan, M. Bauvier, T. Buma, P. Van Rompay, J. Nee, P. Pronko, D. Umstadter, G. Mourou, *Temporal contrast in Ti:sapphire lasers: characterization and control*, IEEE Sel. Top. Quantum Electron. **4**, 449-458 (1998)

O

- [Ohno:02] K. Ohno, T. Tanabe, F. Kannari, *Adaptive pulse shaping of phase and amplitude of an amplified femtosecond pulse laser by direct reference to frequency-resolved optical gating traces*, J. Opt. Soc. Am. B **19**, 2781-2790 (2002)
- [Osvay:05] K. Osvay, M. Csatári, I. N. Ross, A. Persson, C.-G. Wahlström, *On the temporal contrast of high intensity femtosecond laser pulses*, Laser Part. Beams **23**, 327-332 (2005)

P

- [Patterson:91] F. G. Patterson, M. D. Perry, J. T. Hunt, *Design and performance of a multiterawatt, subpicosecond neodymium:glass laser*, J. Opt. Soc. Am. B **8**, 2384-2392 (1991)
- [Perry:91] M. D. Perry, F. G. Patterson, R. Ertlebrick, J. Weston, *Spectral shaping in chirped-pulse amplification*, Opt. Lett. **15**, 381-383 (1990)

-
- [Perry:94] M. D. Perry, T. Ditmire, B. C. Stuart, *Self-phase modulation in chirped-pulse amplification*, Opt. Lett. **19**, 2149-2151 (1994)
- [Perry:99] M. D. Perry, D. Pennington, B. C. Stuart, G. Tietbohl, J. A. Britten, C. Brown, S. Herman, B. Golick, M. Kartz, J. Miller, H. T. Powell, M. Vergino, V. Yanovsky, *Petawatt laser pulses*, Opt. Lett. **24**, 160-162 (1999)
- [Pessot:87] M. Pessot, P. Maine, G. Mourou, *1000 times expansion/compression of optical pulses for chirped pulse amplification*, Opt. Commun. **62**, 419-421 (1987)
- [Petrov:03] V. Petrov, F. Noack, F. Rotermund, V. Pasiskevicius, A. Fragemann, F. Laurell, H. Hundertmark, P. Adel, C. Fallnich, *Efficient all-diode-pumped double stage femtosecond optical parametric chirped pulse amplification at 1-kHz with periodically poled KTiOPO₄*, Jpn. J. Appl. Phys. **42**, L1327-L1329 (2003)
- [Pittman:02] M. Pittman, S. Ferre, J. P. Rousseau, L. Notebaert, J. P. Chambaret, G. Cheriaux, *Design and characterization of a near-diffraction-limited femtosecond 100-TW 10-Hz high-intensity laser system*, Appl. Phys. B **74**, 529-535 (2002)
- [Planchon:03] T. Planchon, *Modélisation des processus liés à l'amplification et à la propagation d'impulsions étirées dans des chaînes laser de très haute intensité*, Thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique (2003)
- [Ple:07] F. Ple, M. Pittman, G. Jamelot, J. -P. Chambaret, *Design and demonstration of a high-energy booster amplifier for a high-repetition rate petawatt class laser system*, Opt. Lett. **32**, 238-240 (2007)
- [Powers:98] P.E. Powers, T.J. Kulp, S.E. Bisson, *Continuous tuning of a continuous-wave periodically poled lithium niobate optical parametric oscillator by use of a fan-out grating design*, Opt. Lett. **23**, 159-161 (1998)

R

- [Renault:05] A. Renault, F. Augé-Rochereau, T. Planchon, P. D'Oliveira, T. Auguste, G. Chériaux, J.-P. Chambaret, *ASE contrast improvement with a non-linear filtering sagnac interferometer*, Opt. Commun. **248**, 535-541 (2005)
- [Ross:97] I. N. Ross, P. Matousek, M. Towrie, A. J. Langley, J. L. Collier, *The prospects for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers*, Opt. Commun. **144**, 125-133 (1997)
- [Ross:99] I. N. Ross, P. Matousek, M. Towrie, A. J. Langley, J. L. Collier, C. N. Danson, C. Hernandez-Gomez, D. Neely, K. Osvay, *Prospects for a multi-PW source using optical parametric chirped pulse amplifiers*, Laser Part. Beams **17**, 331-340 (1999)
- [Ross:00] I. N. Ross, J. L. Collier, P. Matousek, C. N. Danson, D. Neely, R. M. Allott, D. A. Pepler, C. Hernandez-Gomez, K. Osvay, *Generation of terawatt pulses by use of optical parametric chirped pulse amplification*, Appl. Opt. **39**, 2422-2427 (2000)
- [Rothenberg:00] J. E. Rothenberg, *Ultrafast picket fence pulse trains to enhance frequency conversion of shaped inertial confinement fusion laser pulses*, Appl. Opt. **39**, 6931-6938 (2000)
- [Rotermund:02] F. Rotermund, V. Petrov, F. Noack, V. Pasiskevicius, J. Hellström, F. Laurell, H. Hundertmark, P. Adel, C. Fallnich, *Compact all-diode-pumped femtosecond laser source based on chirped pulse optical parametric amplification in periodically poled KTiOPO₄*, Electron. Lett. **38**, 561-563 (2002)
- [Rotermund:04] F. Rotermund, C. Yoon, V. Petrov, F. Noack, S. Kurimura, N. -E. Yu, K. Kitamura, *Application of periodically poled stoichiometric LiTaO₃ for efficient optical parametric chirped pulse amplification at 1 kHz*, Opt. Express **12**, 6421-6427 (2004)

- [Rouyer:93] C. Rouyer, E. Mazataud, I. Allais, A. Pierre, S. Seznec, C. Sauteret, G. Mourou, A. Migus, *Generation of 50-TW femtosecond pulses in a Ti:sapphire/Nd:glass chain*, Opt. Lett. **18**, 214-216 (1993)
- [Ruddock:76] I. S. Ruddock, D. J. Bradley, *Bandwidth-limited subpicosecond pulse generation in modelocked c.w. dye lasers*, Appl. Phys. Lett. **29**, 296-297 (1976)
- [Rullière:98] C. Rullière, *Femtosecond laser pulses: principles and experiments*, Springer, Berlin (1998)

S

- [Sauteret:91] C. Sauteret, D. Husson, G. Thiell, S. Seznec, S. Gary, A. Migus, G. Mourou, *Generation of 20-TW pulses of picosecond duration using chirped-pulse amplification in a Nd:glass power chain*, Opt. Lett. **16**, 238-240 (1991)
- [Salin:87] F. Salin, P. Georges, G. Roger, A. Brun, *Single-shot measurement of a 52-fs pulse*, Appl. Opt. **26**, 4528-4531 (1987)
- [Shank:74] C. V. Shank, E. P. Ippen, *Subpicosecond kilowatt pulses from a mode-locked c.w. dye laser*, Appl. Phys. Lett. **24**, 373-375 (1974)
- [Schmidt:68] W. Schmidt, F. P. Schäfer, *Self mode locking of laser with saturable absorbers*, Phys. Lett. A **26**, 258-259 (1968)
- [Shah:96] J. Shah, *Ultrafast spectroscopy of semiconductors and semiconductor nanostructures*, Springer Verlag, Berlin (1996)
- [Shen:84] Y. R. Shen, *Principles of nonlinear optics*, Wiley Interscience, New York (1984)
- [Spence:91] D. E. Spence, P. N. Kean, W. Sibbett, *60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser*, Opt. Lett. **16**, 42-44 (1991)
- [Stepanenko:05] Y. Stepanenko, C. Radzewicz, *High-gain multipass noncollinear optical parametric chirped pulse amplifier*, Appl. Phys. Lett. **86**, 211120 (2005)
- [Stepanenko:06] Y. Stepanenko, C. Radzewicz, *Multipass non-collinear optical parametric amplifier for femtosecond pulses*, Opt. Express **14**, 779-785 (2006)
- [Strickland:85] D. Strickland, G. Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*, Opt. Comm. **56**, 219-221 (1985)
- [Szatmári:87] S. Szatmári, F. P. Schäfer, E. Müller-Horsche, W. Münchenheim, *Hybrid dye-excimer laser system for the generation of 80 fs, 900 GW pulses at 248 nm*, Opt. Comm. **63**, 305-309 (1987)

T

- [Tabak:05] M. Tabak, D. S. Clark, S. P. Hatchett, M. H. Key, B. F. Lasinski, R. A. Snavely, S. C. Wilks, R. P. J. Town, R. Stephens, E. M. Campbell, R. Kodama, K. Mima, K. A. Tanaka, S. Atzeni, R. Freeman, *Review of progress in fast ignition*, Phys. Plasmas **12**, 057305 (2005)
- [Tagasago:98] K. Takasago, M. Takekawa, M. Suzuki, K. Komori, F. Kannari, *Evaluation of femtosecond pulse shaping with low-loss phase-only masks*, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **4**, 346-352 (1998)
- [Tanabe:04] T. Tanabe, T. Okamoto, M. Yamanaka, F. Kannari, *Feedback control for accurate shaping of ultrashort optical pulses prior to chirped pulse amplification*, Japanese Journal of applied physics **43**, 1366-1375 (2004)

[Tavella:05] F. Tavella, K. Schmid, N. Ishii, A. Marcinkevičius, L. Veisz F. Krausz, *High-dynamic range pulse-contrast measurements of a broadband optical parametric chirped-pulse amplifier*, Appl. Phys. B **81**, 753-756 (2005)

[Tittel:80] F.K. Tittel, M. Smayling, W.L. Wilson, G. Marowsky, *Blue laser action by the rare-gas halide trimer Kr₂F*, Appl. Phys. Lett. **37**, 862-864 (1980)

[Tournois:97] P. Tournois, *Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems*, Opt. Commun. **140**, 245-249 (1997)

[Trebino:00] R. Trebino, *Frequency-Resolved Optical Gating: the measurement of ultrashort laser pulses*, Kluwer Academic Publishers, Boston (2000)

[Tsang:96] T. Y. F. Tsang, M. A. Krumbugel, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, R. Trebino, *Frequency-resolved optical-gating measurements of ultrashort pulses using surface third-harmonic generation*, Opt. Lett. **21**, 1381-1383 (1996)

U

[Umstadter:07] <http://www.unl.edu/dumstadter/diocles.htm>

V

[Valdmanis:86a] J. A. Valdmanis, R. L. Fork, *Design considerations for a femtosecond pulse laser balancing self phase modulation, group velocity dispersion, saturable absorption, and saturable gain*, IEEE J. Quant. Electron. **22**, 112-118 (1986)

[Valdmanis:86b] J.A. Valdmanis, G.A. Mourou, *Subpicosecond electrooptic sampling: principles and applications*, IEEE J. Quantum Electron. **22**, 69-78 (1986)

[Verluise:00] F. Verluise, V. Laude, Z. Cheng, C. Spielmann, P. Tournois, *Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter: pulse compression and shaping*, Opt. Lett. **25**, 575-577 (2000)

W

[Wang:94] Y. Wang, B. Luther-Davies, *Optical-parametric-amplification-based prepulse eliminator for a chirped-pulse-amplification Nd:glass laser*, J. Opt. Soc. Am. B **11**, 1531-1538 (1994)

[WangL:99] L. Wang, A.M. Weiner, *Programmable spectral phase coding of an amplified spontaneous emission light source*, Opt. Comm. **167**, 211-224 (1999)

[Waxer:03] L. J. Waxer, V. Bagnoud, I. A. Begishev, M. J. Guardalben, J. Puth, J. D. Zuegel, *High-conversion-efficiency optical parametric chirped-pulse amplification system using spatiotemporally shaped pump pulses*, Opt. Lett. **28**, 1245-1247 (2003)

[Watanabe:90] M. Watanabe, K. Hata, T. Adachi, R. Nodomi, and S. Watanabe, *High-repetition-rate terawatt excimer laser system with gated gain amplification*, Opt. Lett. **15**, 845-847 (1990)

[Weingarten:88] K. J. Weingarten, M. J. W. Rodwell, D. M. Bloom, *Picosecond optical sampling of GaAs integrated circuits*, IEEE J. Quantum Electron. **24**, 198-220 (1988)

[Wiener:92a] A. M. Weiner, D. E. Leaird, J. S. Patel, J. R. Wullert, *Programmable shaping of femtosecond optical pulses by use of a 128-element liquid crystal phase modulator*, IEEE J. of Quantum Electron. **28**, 908-920 (1992)

- [Wiener:92b] A. M. Weiner, D. E. Leaird, D. H. Reitze, E. G. Paek, *Spectral holography of shaped femtosecond pulses*, Opt. Lett. **17**, 224-226 (1992)
- [Wiener:00] A. M. Weiner, *Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators*, Review of Scientific Instruments **71**, 1929-1960 (2000)
- [Wilhelm:97] T. Wilhelm, J. Piel, E. Riedle, *Sub-20-fs pulses tunable across the visible from a blue-pumped single-pass noncollinear parametric converter*, Opt. Lett. **22**, 1494-1496 (1997)
- [Witte:05] S. Witte, R. Zinkstok, W. Hogervorst, K. Eikema, *Generation of few-cycle terawatt light pulses using optical parametric chirped pulse amplification*, Opt. Express **13**, 4903-4908 (2005)

X

- [Xu:03] Z. Xu, X. Yang, Y. Leng, H. Lu, L. Lin, Z. Zhang, R. Li, W. Zhang, D. Yin, S. Jin, J. Peng, B. Tang, B. Zhao, *High-power output from a compact OPCPA laser system*, Chin. Opt. Lett. **1**, 24-27 (2003)

Y

- [Yamakawa:91] K. Yamakawa, H. Shiraga, Y. Kato, C. P. J. Barty, *Prepulse-free 30-TW, 1-ps Nd:glass laser*, Opt. Lett. **16**, 1593-1595 (1991)
- [Yamakawa:98] K. Yamakawa, M. Aoyama, S. Matsuoka, T. Kase, Y. Akahane, and H. Takuma, *100-TW sub-20-fs Ti:sapphire laser system operating at a 10-Hz repetition rate*, Opt. Lett. **23**, 1468-1470 (1998)
- [Yamakawa:03] K. Yamakawa, C. P. J. Barty, *Two-color chirped-pulse amplification in an ultrabroadband Ti:sapphire ring regenerative amplifier*, Opt. Lett. **28**, 2402-2404 (2003)
- [Yang:02] X. Yang, Z. -z. Xu, Y. -x. Leng, H. -h. Lu, L. -h. Lin, Z. -q. Zhang, R. -x. Li, W. -q. Zhang, D. -j. Yin, B. Tang, *Multiterawatt laser system based on optical parametric chirped pulse amplification*, Opt. Lett. **27**, 1135-1137 (2002)
- [Yoshida:03] H. Yoshida, E. Ishii, R. Kodama, H. Fujita, Y. Kitagawa, Y. Izawa, T. Yamanaka, *High-power and high-contrast optical parametric chirped pulse amplification in beta-BaB₂O₄ crystal*, Opt. Lett. **28**, 257-259 (2003)
- [Young:95] P. E. Young, M. E. Foord, J. H. Hammer, W. L. Kruer, M. Tabak, S. C. Wilks, *Time-dependent channel formation in a laser-produced plasma*, Phys. Rev. Lett. **75**, 1082-1085 (1995)

Z

- [Zhao:06] B. Zhao, X. Liang, Y. Leng, Y. Jiang, C. Wang, H. Lu, J. Du, Z. Xu, D. Shen, *Degenerated optical parametric chirped-pulse amplification with cesium lithium borate*, Appl. Opt. **45**, 565-568 (2006)
- [Zewail:96] A.H. Zewail, *Femtochemistry: recent progress in studies of dynamics and control of reactions and their transition states*, J. Phys. Chem. **100**, 12701-12724 (1996)
- [Zewail:00] A.H. Zewail, *Femtochemistry: atomic-scale dynamics of chemical bond*, J. Phys. Chem. A **104**, 5660-5694 (2000)
- [Zhou:94] J. Zhou, C.-P. Huang, C. Shi, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, *Generation of 21-fs millijoule-energy pulses by use of Ti:sapphire*, Opt. Lett. **19**, 126-128 (1994)
- [Zimmermann:02] J. Zimmermann, J. Struckmeier, M. R. Hofmann, J.-P. Meyn, *Tunable blue laser based on intracavity frequency doubling with a fan-structured periodically poled LiTaO₃ crystal*, Opt. Lett. **27**, 604-606 (2002)
