

N° d'ordre : 5084

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

THÈSE

présentée pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR
EN SCIENCES PHYSIQUES

par

Arnaud DUBOIS

**Étude expérimentale et simulations numériques
d'oscillateurs paramétriques optiques en régime nanoseconde**

Soutenue le 12 décembre 1997 devant la commission d'examen :

MM.	Alain BARTHELEMY	Rapporteur
	Pierre BOURDON	
	Gilles BRASSART	
	Alain BRUN	
	Claude FABRE	Rapporteur
	Jean-Paul POCHOLLE	

Remerciements

Ce mémoire présente les travaux que j'ai effectués dans le cadre de ma thèse de doctorat entre 1994 et 1997 à l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée à Orsay, dans le groupe d'optique non linéaire. Je remercie Monsieur le Professeur Christian Imbert, directeur de l'Institut d'Optique et de l'École Supérieure d'Optique de m'avoir permis de faire cette thèse à l'Institut après ma formation d'ingénieur à l'École. Je tiens à exprimer tout ma gratitude à mon directeur de thèse, Monsieur Alain Brun, professeur à l'École Supérieure d'Optique et chef du groupe d'optique non linéaire. J'ai beaucoup apprécié la confiance qu'il m'a témoignée, sa disponibilité malgré la charge de son emploi du temps et sa sympathie. Je lui suis très reconnaissant du soutien qu'il m'a souvent apporté. Je remercie d'autre part Monsieur le Professeur Claude Weisbuch, directeur scientifique de la Délégation Générale de l'Armement, de m'avoir attribué une bourse d'étude et d'avoir financé le matériel nécessaire pour mes travaux.

Je suis très sensible à l'honneur que m'ont fait, en acceptant de faire partie de mon jury de thèse, Messieurs Alain Barthélémy, directeur de recherche à l'Université de Limoges, Pierre Bourdon, ingénieur de l'Armement, chef de service au Centre de Recherches et d'Études d'Arcueil, Gilles Brassart, président directeur général de B.M.Industries, Claude Fabre, directeur de recherche au laboratoire Kastler Brossel de l'École Normale Supérieure et professeur à l'Université Pierre et Marie Curie, et Jean-Paul Pocholle, chef du laboratoire Sources Lasers pour Optronique au Laboratoire Central de Recherches de Thomson CSF. Je remercie tout particulièrement Messieurs Alain Barthélémy et Claude Fabre d'avoir accepté d'être rapporteurs.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance envers les membres du groupe d'optique non linéaire avec lesquels j'ai travaillé dans des conditions très agréables. Je remercie en particulier Patrick Georges pour sa grande disponibilité. J'ai beaucoup apprécié ses talents d'expérimentateur, son dynamisme et ses qualités humaines. Je remercie également Thierry Lépine pour nos nombreuses discussions, son esprit critique et sa rigueur. Je garderai un excellent souvenir de l'ambiance très sympathique parmi les thésards et stagiaires du groupe. Je remercie en particulier Stéphane Victori à qui je souhaite bonne chance pour sa thèse. Mes remerciements vont également à Nelly Bonavent pour son dévouement, ainsi qu'à Gérard et Gisèle Roger, Alain Aide et Michel Allain.

Je remercie Mesdames Marie Flé et Nathalie Sabah, chercheurs au Centre de Recherche en Informatique de l'Université d'Orsay, pour tout ce qu'elles m'ont appris sur la programmation parallèle.

Je remercie Messieurs Louis-André Lompré et Bruno Le Garrec de m'avoir permis de travailler quelque temps dans leur laboratoire au centre d'étude de Saclay du Commissariat à l'énergie atomique en compagnie de Bertrand Baillon.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur le Professeur Jean-Louis Meyzonnette pour son aide matérielle précieuse et sa sympathie.

Je ne saurais oublier Madame Pellegrino qui a assuré le tirage de ce mémoire.

Je voudrais enfin remercier ma famille pour son précieux soutien et Alexia pour avoir vécu cette thèse à mes côtés.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION

PARTIE I

L'OSCILLATEUR PARAMÉTRIQUE OPTIQUE EN RÉGIME NANOSECONDE

CHAPITRE I - INTRODUCTION À L'OPTIQUE NON LINÉAIRE

1. ORIGINE DE LA NON LINÉARITÉ OPTIQUE.....	7
2. FORMALISME DE L'OPTIQUE NON LINÉAIRE.....	10
2.1 SUSCEPTIBILITES NON LINEAIRES.....	10
2.2 ÉQUATION D'ONDE NON LINEAIRE.....	13

CHAPITRE II - OPTIQUE NON LINÉAIRE DU DEUXIÈME ORDRE

1. DESCRIPTION CORPUSCULAIRE - INTERPRÉTATION DE L'ACCORD DE PHASE	17
2. MILIEUX NON LINÉAIRES DU DEUXIÈME ORDRE.....	21
2.1 PARTICULARITES ET INTERET DES MILIEUX ANISOTROPES.....	21
2.1.1 Propriétés optiques linéaires des milieux anisotropes.....	22
2.1.2 Réalisation de l'accord de phase dans les milieux anisotropes.....	27
2.2 SUSCEPTIBILITE NON LINEAIRE DU DEUXIEME ORDRE.....	29
2.3 LOGICIEL DE CALCUL DES CONFIGURATIONS D'ACCORD DE PHASE.....	34
3. ÉQUATIONS DE PROPAGATION GÉNÉRALES.....	35

CHAPITRE III - L'OSCILLATEUR PARAMÉTRIQUE OPTIQUE EN RÉGIME NANOSECONDE

1. INTRODUCTION À L'OSCILLATEUR PARAMÉTRIQUE OPTIQUE.....	43
1.1 AMPLIFICATION PARAMETRIQUE OPTIQUE.....	43
1.2 PRINCIPES DE BASE DE L'OPO.....	45
2. EFFETS PHYSIQUES DANS LE MILIEU AMPLIFICATEUR DE L'OPO.....	48
2.1 ANALYSE DES EFFETS NON LINEAIRES DANS L'OPO.....	48
2.1.1 Cas de l'amplitude de l'onde pompe constante.....	48
2.1.2 Cas général de l'amplitude de l'onde pompe variable.....	54
2.2 ANALYSE DES EFFETS « SECONDAIRES » DANS L'OPO.....	60
2.2.1 Absorption.....	60
2.2.2 Diffraction.....	61
2.2.3 Double réfraction.....	62
2.2.4 Effets négligeables.....	63
3. LA CAVITÉ OPTIQUE DE L'OPO.....	64

4. PROPRIÉTÉS SPECTRALES DE L'OPO.....	66
5. CONCLUSION SUR LE FONCTIONNEMENT DE L'OPO NANOSECONDE.....	69

PARTIE II

EXPÉRIMENTATIONS

CHAPITRE I - PRÉSENTATION DE L'ÉTUDE EXPÉRIMENTALE

1. LE LASER DE POMPE	75
2. LES CRISTAUX NON LINÉAIRES.....	76
2.1 KTP (ET SES ISOMORPHES KTA, RTA, CTA).....	78
2.1.1 Coefficient non linéaire effectif.....	80
2.1.2 Double réfraction	80
2.1.3 Longueurs d'onde.....	82
2.1.4 Choix de la configuration d'accord de phase.....	85
2.1.5 Absorptions.....	87
2.2 LiNbO ₃	89
2.3 KNbO ₃	93
3. LES TRAITEMENTS ANTIREFLETS SUR KTP.....	95
4. LES CAVITÉS OPO	96

CHAPITRE II - RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

1. OPO À CAVITÉ PLAN-PLAN.....	99
2. OPO À CAVITÉ CONCENTRIQUE.....	104
2.1 DESCRIPTION DE LA CAVITE.....	104
2.2 PERFORMANCES ENERGETIQUES	106
2.2.1 Énergies produites.....	106
2.2.2 Stabilité énergétique	107
2.2.3 Influence du miroir de sortie.....	108
2.2.4 Influence de la longueur du cristal.....	108
2.3 PROFILS TEMPORELS.....	110
2.4 PROFILS SPATIAUX.....	111
2.4.1 Profil et qualité du faisceau signal.....	111
2.4.2 Profil du faisceau complémentaire	114
2.5 PROPRIETES SPECTRALES	115
2.5.1 Mesure des spectres	115
2.5.2 Origine de la largeur spectrale.....	116
2.6 CONCLUSION.....	119
3. OPO À CAVITÉ « COURTE ».....	120
3.1 DESCRIPTION DE LA CAVITE.....	122
3.2 PERFORMANCES ENERGETIQUES	122
3.2.1 Énergies produites.....	122
3.2.2 Influence du recyclage de la pompe	123

3.2.3 <i>Influence du miroir de sortie</i>	124
3.3 PROFILS TEMPORELS.....	124
3.4 PROFILS SPATIAUX.....	127
3.4.1 <i>Profil et qualité du faisceau signal</i>	127
3.4.2 <i>Profil du faisceau complémentaire</i>	128
3.5 SPECTRES.....	128
3.6 CONCLUSION.....	129
4. INFLUENCE DU POMPAGE MULTIMODE TRANSVERSE.....	130
5. TRAITEMENTS ANTIREFLETS ET AUTRES CRISTAUX.....	133
5.1 INFLUENCE DES TRAITEMENTS ANTIREFLETS SUR KTP.....	133
5.2 ESSAI DES CRISTAUX DE KTA, LiNbO ₃ ET KNbO ₃	135
6. CONCLUSIONS ET COMMENTAIRES.....	136

CHAPITRE III - OPO « INTRA-CAVITÉ »

1. DESCRIPTION DE L'EXPÉRIENCE.....	139
2. MODÈLE D'OPO « INTRA-CAVITÉ ».....	141
3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.....	142
3.1 PROFILS TEMPORELS.....	142
3.2 ÉNERGIES.....	143
3.3 PROFILS SPATIAUX.....	144
3.4 STABILITE DE LA CAVITE.....	145
4. CONCLUSION.....	146

CONCLUSION DE L'ÉTUDE EXPÉRIMENTALE

PARTIE III

SIMULATIONS NUMÉRIQUES

CHAPITRE I - MODÈLE NUMÉRIQUE

1. INTÉRÊT D'UN MODÈLE NUMÉRIQUE.....	153
2. CADRE DU MODÈLE.....	154
3. MÉTHODE DE RÉOLUTION.....	155
3.1 PRINCIPE GENERAL.....	155
3.2 RESOLUTION DES EQUATIONS DE PROPAGATION GENERALES.....	158
3.2.1 <i>Propagation dans le cristal</i>	158
3.2.2 <i>Propagation en dehors du cristal</i>	162
3.3 CARACTERISATION DES IMPULSIONS.....	162
3.3.1 <i>Profils temporels</i>	163
3.3.2 <i>Profils spatiaux</i>	164
3.3.3 <i>Énergies</i>	166
3.3.4 <i>Spectres</i>	166

4. MISE EN FORME INFORMATIQUE.....	167
4.1 CHOIX DU LANGAGE ET DU CALCULATEUR.....	167
4.2 PROGRAMMATION PARALLELE.....	168
4.3 CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.....	171

CHAPITRE II - SIMULATIONS D'OPO EXPÉRIMENTAUX

1. SIMULATION D'UN OPO VÉRIFIANT LES HYPOTHÈSES DU MODÈLE.....	174
1.1 DESCRIPTION DE L'OPO.....	174
1.2 PREVISIONS THEORIQUES ET RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	177
1.2.1 Énergies.....	177
1.2.2 Profils spatiaux.....	178
1.2.3 Qualité des faisceaux.....	184
1.2.4 Profils temporels.....	185
1.2.5 Spectres.....	189
1.2.6 Effets du désaccord de phase.....	192
1.3 CONCLUSION.....	199
2. SIMULATIONS D'OPO NE VÉRIFIANT PAS LES HYPOTHÈSES DU MODÈLE ...	199
2.1 DIFFICULTE DE SIMULATION DES OPO NON INJECTES.....	199
2.2 SIMULATION D'UN OPO NON INJECTE, EN POMPAGE MONOMODE LONGITUDINAL.....	201
2.2.1 Description de l'expérience.....	201
2.2.2 Confrontation simulation/expérience.....	203
2.2.3 Conclusion.....	208
2.3 SIMULATION D'UN OPO NON INJECTE, EN POMPAGE MULTIMODE LONGITUDINAL.....	209
2.3.1 Description de l'expérience.....	209
2.3.2 Confrontation simulation/expérience.....	211
3. CONCLUSION SUR LES SIMULATIONS.....	212

CHAPITRE III - INVESTIGATIONS THÉORIQUES

1. PRÉSENTATION DE L'ÉTUDE.....	213
2. ÉTUDE DE LA CAVITÉ PLAN-PLAN.....	216
2.1 LONGUEUR DE LA CAVITE.....	216
2.2 REFLEXION DU MIROIR DE SORTIE.....	218
2.2.1 Énergies.....	218
2.2.2 Luminances.....	219
2.2.3 Conclusions.....	220
2.3 FOCALISATION DU FAISCEAU DE POMPE.....	220
2.3.1 Rendements énergétiques.....	221
2.3.2 Luminances.....	223
2.3.3 Récapitulatif sur la question de la focalisation.....	227
2.4 CONCLUSION SUR LA CAVITE PLAN-PLAN.....	228
3. OPTIMISATION DE L'OPO À FAIBLE ÉNERGIE.....	229
3.1 RENDEMENTS ENERGETIQUES.....	230
3.2 LUMINANCE.....	232
4. OPTIMISATION DE L'OPO À FORTE ÉNERGIE.....	234
4.1 UTILISATION D'UN MIROIR DE SORTIE GAUSSIEN.....	236
4.2 UTILISATION D'UNE CAVITE INSTABLE.....	238
4.3 UTILISATION D'UNE CAVITE INSTABLE AVEC UN MIROIR DE SORTIE GAUSSIEN.....	241
5. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.....	243

CONCLUSION GÉNÉRALE

ANNEXES

ANNEXE 1 - SUSCEPTIBILITÉ NON LINÉAIRE DU DEUXIÈME ORDRE.....	247
ANNEXE 2 - ÉQUATIONS DE PROPAGATION GÉNÉRALES DES TROIS ONDES COUPLÉES.....	253
ANNEXE 3 - SOLUTIONS ANALYTIQUES DES ÉQUATIONS DU MÉLANGE À TROIS ONDES.....	259
ANNEXE 4 - CALCUL ORIGINAL DU SEUIL D'OSCILLATION DE L'OPO.....	263
ANNEXE 5 - LARGEUR SPECTRALE INTRINSÈQUE DE L'OPO.....	269
ANNEXE 6 - CARACTÉRISATION SPATIO-TEMPORELLE DUNE IMPULSION LUMINEUSE.....	273
ANNEXE 7 - LISTE (PARTIELLE) DU CODE DE SIMULATION.....	287
ANNEXE 8 - DÉMARRAGGE DE L'OPO NON INJECTÉ.....	301
ANNEXE 9 - REPRÉSENTATION MATHÉMATIQUE DES IMPULSIONS DE POMPE.....	305

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

INTRODUCTION

Depuis leur apparition en 1960, les lasers ont trouvé une multitude d'applications tant militaires que civiles. Malgré de grands progrès, les lasers sont hélas souvent peu accordables et certains domaines de fréquences leur sont inaccessibles, en particulier dans l'infrarouge. Grâce à l'optique non linéaire, il est possible de créer de nouvelles fréquences à partir de celles émises par les lasers. L'effet paramétrique optique est un phénomène non linéaire du deuxième ordre à la base d'un dispositif appelé Oscillateur Paramétrique Optique (OPO), qui permet de décaler les longueurs d'onde laser avec, en général, une très large accordabilité. Le premier OPO a été réalisé par Giordaine et Miller en 1965 [1]. Hélas, pendant longtemps, le développement des OPO a été freiné par des problèmes technologiques, surtout par le manque de cristaux non linéaires efficaces. L'apparition de nouveaux cristaux de grande qualité, l'amélioration de la cohérence des lasers de pompe et la réalisation de traitements plus résistants ont permis aux OPO de connaître depuis quelques années un développement spectaculaire. Des OPO sont maintenant réalisés dans les régimes temporels continu, nanoseconde, picoseconde et femtoseconde. À chaque régime temporel correspond un type d'OPO spécifique par sa conception et ses performances.

Cette thèse, financée par la Délégation Générale de l'Armement, concerne les OPO fonctionnant en régime nanoseconde, car les applications militaires de ces sources sont nombreuses. Les OPO en régime nanoseconde peuvent assurer différentes fonctions dans les équipements optroniques de télémétrie, de détection par imagerie Lidar, de contre-mesures (aveuglement des détecteurs ennemis) ou d'aide à la navigation et à la communication. Ils trouvent également des applications dans le domaine civil en spectroscopie, tant en recherche fondamentale qu'en recherche appliquée et en milieu industriel. On notera aussi les besoins en photochimie. Un autre domaine de développement potentiel est celui de la détection de polluants industriels et domestiques, ou encore celui des applications médicales.

Le défi actuel est de réaliser des OPO nanosecondes de forte luminance, c'est à dire délivrant des énergies élevées avec des faisceaux de grande qualité. Ce problème est difficile à résoudre, car la cohérence spatiale des faisceaux diminue fortement lorsque l'OPO atteint des

rendements énergétiques importants. D'autre part, les fluences mises en jeu dans les OPO nanosecondes sont proches des seuils de dommage des éléments optiques (cristaux et traitements). Le désir d'un fonctionnement à haute cadence peut en outre créer des problèmes thermiques. Si la conception d'un OPO nanoseconde est a priori relativement simple, son optimisation est en revanche beaucoup plus complexe. Le développement de codes de simulation puissants est capital afin de mieux appréhender le fonctionnement complexe de l'OPO nanoseconde et pouvoir optimiser ses performances.

Les travaux menés durant cette thèse apportent une contribution à la fois expérimentale et théorique au développement des OPO nanosecondes.

Dans une **première partie**, nous développons la théorie de l'OPO en régime nanoseconde, afin de mettre en évidence et commenter les effets physiques qui interviennent dans son fonctionnement.

Après une brève introduction à l'optique non linéaire où nous aboutissons à l'équation d'onde non linéaire générale, nous nous étendons davantage sur l'optique non linéaire du deuxième ordre. Nous discutons des propriétés des cristaux non linéaires du deuxième ordre et présentons le logiciel que nous avons réalisé pour prévoir leurs performances. Nous établissons ensuite les équations de propagation générales décrivant l'évolution des champs dans un milieu non linéaire du deuxième ordre. Ces équations nous permettent de montrer qu'un cristal non linéaire peut être utilisé comme milieu amplificateur pour réaliser un OPO au même titre qu'un milieu à inversion de population dans un laser. Les différents effets physiques se produisant dans le milieu amplificateur de l'OPO sont analysés. Nous discutons du rôle de la cavité optique de l'OPO et des propriétés spectrales de celui-ci.

Dans une **deuxième partie**, nous présentons une étude expérimentale d'OPO en régime nanoseconde. L'objectif principal de l'étude était de réaliser une source cohérente émettant des faisceaux de grande qualité dans l'infrarouge (entre 1 μm et 4 μm), et à haute cadence (1 kHz).

Après avoir justifié nos choix expérimentaux, notamment en ce qui concerne les cristaux non linéaires, nous présentons les différentes cavités OPO que nous avons réalisées. Nous détaillons et comparons les performances obtenues avec chacune d'elles. Le problème de la résistance des traitements fait l'objet d'une étude comparative.

Dans une **troisième partie**, nous abordons la simulation des OPO en régime nanoseconde.

Nous décrivons le principe du code que nous avons réalisé et discutons de sa mise en forme informatique. Le code est ensuite validé à partir de différents résultats expérimentaux. Nous considérons un OPO décrit dans une revue scientifique, un OPO réalisé au CEA Saclay et l'un des OPO que nous avons réalisés, décrit dans la partie II. Enfin, nous utilisons le code pour nous livrer à des investigations théoriques. Nous étudions l'influence de paramètres essentiels sur le fonctionnement de l'OPO. Les possibilités d'optimisation des performances de l'OPO sont recherchées. Nous montrons comment et pourquoi des cavités géométriquement stables ou instables avec des miroirs gaussiens peuvent permettre des améliorations significatives des énergies et de la qualité des faisceaux émis.

NOTATIONS

Les notations utilisées dans ce mémoire de thèse sont les suivantes :

- Les grandeurs de type vectoriel et tensoriel sont soulignées. Le nombre de traits indique l'ordre du tenseur :

v : vecteur (tenseur d'ordre 1)

m : matrice (tenseur d'ordre 2)

t : tenseur d'ordre 3

R : tenseur d'ordre n (n traits de soulignement).

- La notation « c.c. » signifie « complexe conjugué ». Nous noterons aussi A^* pour désigner le complexe conjugué de A.
- Les **références** sont signalées dans le texte par des crochets []. Elles sont classées par parties.
- Les **équations** sont repérées par des parenthèses (). Elles sont également énumérées par parties.

- Les **numéros** en « exposant » signalent des **notes en bas de page**.
- Nous serons amenés à considérer les différentes grandeurs énergétiques données dans le tableau 1. Nous utiliserons le terme d'**intensité** plutôt que le terme officiel d'**éclairement**, car il est beaucoup plus utilisé dans le domaine des lasers. Nous utiliserons en revanche le terme officiel de **luminance** plutôt que celui de **brillance**.

Grandeur énergétique	Unité
Énergie	Joules (J)
Puissance	Watts (W)
Fluence	J/m ²
Éclairement (Intensité)	W/m²
Luminance	W/(m ² sr)

Tableau 1 Grandeurs énergétiques utilisées dans le mémoire.

PARTIE I

L'OSCILLATEUR PARAMÉTRIQUE OPTIQUE EN RÉGIME NANOSECONDE

CHAPITRE I

Introduction à l'optique non linéaire

1. ORIGINE DE LA NON LINÉARITÉ OPTIQUE

Les matériaux utilisés pour leur propriétés optiques sont généralement des matériaux diélectriques pouvant être considérés comme formés de particules chargées, ions et électrons, liées les unes aux autres. Soumis au champ électrique d'une onde optique, les électrons des matériaux diélectriques oscillent autour de leur position d'équilibre¹. Ce mouvement de charges entraîne l'apparition de moments dipolaires électriques qui rayonnent. Ce phénomène peut être décrit à l'aide d'un modèle simple où l'électron de masse m et de charge $-e$ est lié au coeur ionique par une force de rappel élastique [1, 2]. L'écart de position $x(t)$, par rapport à l'équilibre, de l'électron soumis au champ électrique $\mathcal{E}(t)$ obéit alors, en oubliant la nature vectorielle de ce champ, à une équation du type :

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\Gamma \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x + \eta^{(2)} x^2 + \eta^{(3)} x^3 + \dots = \frac{-e}{m} \mathcal{E}(t), \quad (1)$$

où ω_0 est la fréquence de résonance du mouvement de l'électron et Γ son taux d'amortissement². Le terme à droite de l'équation (1) représente la force de Coulomb exercée par le champ électrique sur l'électron.

¹ L'effet du champ magnétique de l'onde optique sur les particules chargées peut être négligé devant celui du champ électrique lorsque la vitesse des particules est faible devant la vitesse de la lumière (voir l'expression de la force de Lorentz). D'autre part, les ions ayant une masse très supérieure à celle des électrons, on peut considérer que seuls les électrons sont animés d'un mouvement.

² Une particule subit un amortissement en perdant de l'énergie par rayonnement lorsque sa vitesse varie (en direction ou en norme). Ce phénomène porte le nom de rayonnement d'accélération.

Lorsque l'amplitude du champ électrique est suffisamment faible, les déplacements $x(t)$ sont petits et on peut négliger les termes $\eta^{(2)} x^2 + \eta^{(3)} x^3 + \dots$ devant le terme $\omega_0^2 x$. Dans ce cas, la résolution de l'équation (1) en régime stationnaire conduit à l'expression d'une polarisation induite \mathcal{P} proportionnelle au champ électrique :

$$\mathcal{P} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \mathcal{E}, \quad (2)$$

où $\chi^{(1)}$ est la susceptibilité d'ordre 1 (susceptibilité linéaire).

Lorsque l'amplitude du champ électrique est plus grande, les déplacements $x(t)$ peuvent devenir suffisamment importants pour que la force de rappel élastique qui contient le mouvement de l'électron au voisinage du coeur ionique devienne significativement non linéaire en x et les termes $\eta^{(2)} x^2 + \eta^{(3)} x^3 + \dots$ ne peuvent plus être négligés. L'équation du mouvement de l'électron (1) peut alors être résolue de manière approchée, par perturbation, en effectuant un développement de la solution $x(t)$ en puissances de l'amplitude du champ électrique. On obtient alors une polarisation qui s'exprime à partir d'un développement similaire :

$$\mathcal{P} = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} \mathcal{E} + \chi^{(2)} \mathcal{E}^2 + \chi^{(3)} \mathcal{E}^3 + \dots), \quad (3)$$

où $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$, ... sont les susceptibilités d'ordre 2, 3, ... (susceptibilités non linéaires).

Supposons le champ électrique \mathcal{E} monochromatique de la forme :

$$\mathcal{E}(t) = \xi \cos(\omega t), \quad (4)$$

où ξ représente son amplitude et ω sa fréquence d'oscillation.

On obtient alors comme expression de la polarisation :

$$\mathcal{P}(t) = \varepsilon_0 [\chi^{(1)} \xi \cos(\omega t) + \chi^{(2)} \xi^2 \cos^2(\omega t) + \chi^{(3)} \xi^3 \cos^3(\omega t) + \dots], \quad (5)$$

qui se développe en :

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}(t) = & \text{cste} + \varepsilon_0 \chi^{(1)} \xi \cos(\omega t) \\
& + \varepsilon_0 \chi^{(2)} \frac{\xi^2}{2} \cos(2\omega t) \\
& + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \frac{\xi^3}{4} [\cos(3\omega t) + 3 \cos(\omega t)] \\
& + \dots
\end{aligned} \tag{6}$$

L'expression (6) montre que la polarisation $\mathcal{P}(t)$ oscille à la fréquence du champ électrique ω mais aussi aux fréquences 2ω , 3ω , ... ainsi qu'à une fréquence nulle (polarisation statique). D'après la théorie de l'électromagnétisme, un dipôle électrique oscillant rayonne un champ qui oscille aux mêmes fréquences que celles du dipôle lui-même. Ainsi, la réponse non linéaire du matériau diélectrique est responsable de l'apparition de nouvelles fréquences dans le spectre du champ électrique total, somme des champs incident et rayonné.

Les effets non linéaires se manifestent lorsque le champ électrique incident n'est plus négligeable devant le champ intra-atomique assurant le lien entre électrons et noyaux. Ce champ électrique correspond à celui d'une onde optique ayant une intensité supérieure ³ au terawatt/cm². Une telle intensité peut être obtenue avec un laser impulsif. En fait, la plupart des processus non linéaires peuvent être observés avec des intensités beaucoup moins élevées. Lorsque les dipôles induits oscillent tous de façon cohérente, les champs qu'ils rayonnent individuellement peuvent interférer de manière constructive et conduire à un champ ayant une intensité considérablement plus grande que celle obtenue avec le même nombre de dipôles rayonnant de façon incohérente. La condition pour obtenir une telle interférence constructive porte le nom de condition **d'accord de phase**. Nous aurons l'occasion de revenir sur cette notion essentielle en optique non linéaire.

Le modèle classique de l'oscillateur anharmonique que nous venons de présenter permet de comprendre l'origine physique de la non linéarité optique. Bien évidemment, seule la mécanique quantique fournit le cadre adéquat pour calculer de manière fiable les susceptibilités non linéaires [1, 3-5]. Toutefois, nous ne détaillerons pas une telle approche qui, dans le cas général, n'apporte que peu d'informations supplémentaires par rapport au modèle classique ⁴. Enfin, il faut mentionner que dans le cas d'un milieu non linéaire réaliste, le développement en puissances du champ électrique (3) doit tenir compte du caractère vectoriel du champ électrique

³ Une telle intensité peut paraître gigantesque si l'on considère la puissance électrique totale produite dans le monde entier qui est « seulement » de 1 terawatt (mais il s'agit là d'une puissance continue).

⁴ Le modèle classique de l'électron élastiquement lié donne les mêmes résultats que ceux obtenus par le traitement quantique à l'ordre le plus bas. Ce modèle a été utilisé par Bloembergen [1] et Garret [2] pour évaluer les susceptibilités non linéaires d'ordres 2 et 3.

ainsi que de la dépendance en fréquence des susceptibilités et de leur nature tensorielle. Ces aspects sont pris en compte dans le formalisme de l'optique non linéaire que nous présentons brièvement dans le paragraphe suivant.

2. FORMALISME DE L'OPTIQUE NON LINÉAIRE

Nous proposons de présenter brièvement le formalisme de l'optique non linéaire basé sur l'usage des équations de Maxwell macroscopiques dans lesquelles la polarisation est exprimée au moyen d'un développement en puissances de l'amplitude des champs présents dans le milieu. Les propriétés non linéaires du milieu sont décrites, comme ses propriétés linéaires, par des tenseurs de susceptibilités. Selon la structure de ces tenseurs et les caractéristiques du champ électrique incident, le matériau pourra donner lieu à certains effets non linéaires. Cette correspondance entre nature des processus et structure des susceptibilités permet ainsi une description globale et universelle des effets optiques non linéaires.

2.1 Susceptibilités non linéaires

Tant que l'amplitude du champ électrique de l'onde incidente reste relativement petite devant celle des champs intra-atomiques assurant la cohésion des électrons de valence ⁵, la polarisation peut être développée en puissances du champ électrique selon :

$$\begin{aligned}
 \underline{\mathcal{P}}(t) &= \underline{\mathcal{P}}^{(1)}(t) + \underline{\mathcal{P}}^{(2)}(t) + \underline{\mathcal{P}}^{(3)}(t) + \dots \\
 &= \epsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \underline{\underline{\underline{\mathbf{R}}}}^{(1)}(t-t_1) \underline{\mathcal{E}}(t_1) dt_1 \\
 &\quad + \epsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \underline{\underline{\underline{\mathbf{R}}}}^{(2)}(t-t_1, t-t_2) \underline{\mathcal{E}}(t_1) \underline{\mathcal{E}}(t_2) dt_1 dt_2 \\
 &\quad + \epsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \underline{\underline{\underline{\mathbf{R}}}}^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) \underline{\mathcal{E}}(t_1) \underline{\mathcal{E}}(t_2) \underline{\mathcal{E}}(t_3) dt_1 dt_2 dt_3 \\
 &\quad + \dots
 \end{aligned} \tag{7}$$

⁵ C'est à dire tant que les électrons ne sont pas arrachés de leur orbite, car le matériau deviendrait alors un plasma ionisé avec des propriétés très particulières (avec des impulsions femtosecondes intenses, les électrons émis peuvent atteindre des vitesses relativistes et il peut se produire des phénomènes non linéaires très particuliers comme par exemple le phénomène de filamentation [6, 7]).

où $\underline{R}^{(n)}$ est la réponse impulsionnelle d'ordre n du milieu, décrite par un tenseur d'ordre $n + 1$.

Le milieu est supposé homogène, ce qui permet de négliger dans l'expression (7) la dépendance spatiale.

Nous considérons des impulsions lumineuses de **durées supérieures à typiquement une nanoseconde**. Les différentes impulsions ont donc un spectre constitué en général d'un nombre assez restreint de modes longitudinaux, chacun d'eux ayant une largeur très faible. Par conséquent, on peut considérer le spectre du champ électrique total, somme des champs incident et rayonné, et celui de la polarisation, comme constitués d'un ensemble discret et limité de fréquences (fréquences des modes des impulsions). Le spectre de la polarisation est le même que celui du champ électrique total, dans la mesure où ce dernier prend en compte toutes les ondes présentes dans le milieu non linéaire. Le champ électrique et la polarisation peuvent donc s'écrire :

$$\underline{E}(t) = \sum_n \frac{1}{2} \underline{E}(\omega_n) \exp(i\omega_n t) + \text{c.c.} \quad (8)$$

$$\underline{P}(t) = \sum_n \frac{1}{2} \underline{P}(\omega_n) \exp(i\omega_n t) + \text{c.c.} \quad (9)$$

En remplaçant dans l'équation (7) le champ électrique et la polarisation par leur décomposition (8) et (9) en sommes de Fourier, on montre que les composantes de Fourier de la polarisation sont reliées à celles du champ électrique par :

$$\begin{aligned} \underline{P}(\omega_n) &= \underline{P}^{(1)}(\omega_n) + \underline{P}^{(2)}(\omega_n) + \underline{P}^{(3)}(\omega_n) + \dots \\ &= \underline{P}^{(1)}(\omega_n) + \underline{P}^{NL}(\omega_n) \end{aligned} \quad (10)$$

où

$$\underline{P}^{(1)}(\omega_n) = \epsilon_0 \underline{\chi}^{(1)}(\omega_n) \underline{E}(\omega_n), \quad (11)$$

et

$$\begin{aligned} \underline{P}^{(NL)}(\omega_n) &= \epsilon_0 \sum_{i,j} \underline{\chi}^{(2)}(\omega_n; \omega_i, \omega_j) \underline{E}(\omega_i) \underline{E}(\omega_j) \\ &\quad + \epsilon_0 \sum_{i,j,k} \underline{\chi}^{(3)}(\omega_n; \omega_i, \omega_j, \omega_k) \underline{E}(\omega_i) \underline{E}(\omega_j) \underline{E}(\omega_k) \\ &\quad + \dots \end{aligned} \quad (12)$$

$\underline{\chi}^{(n)}$ est la **susceptibilité d'ordre n** du milieu, transformée de Fourier de $\underline{R}^{(n)}$, réponse impulsionnelle d'ordre n . Il s'agit d'un tenseur d'ordre $n + 1$.

Le spectre de la polarisation $\underline{\mathcal{P}}$ est composé des spectres des différents termes de son développement en puissances du champ électrique (spectres de $\underline{\mathcal{P}}^{(1)}, \underline{\mathcal{P}}^{(2)}, \underline{\mathcal{P}}^{(3)} \dots$). D'après l'équation (11), le spectre de $\underline{\mathcal{P}}^{(1)}$ est le même que celui du champ électrique $\underline{\mathcal{E}}$. La susceptibilité d'ordre 1, $\underline{\chi}^{(1)}$, est responsable des propriétés optiques linéaires : indices de réfraction et absorption ⁶. Elle ne permet pas l'apparition de nouvelles fréquences. En revanche, d'après l'équation (12), les susceptibilités d'ordres supérieurs sont responsables de l'apparition, dans le spectre de la polarisation, de fréquences qui étaient absentes dans le spectre du champ électrique incident. Ces fréquences ω_n sont égales aux sommes à n termes de toutes les fréquences (positives et négatives) présentes dans le spectre du champ électrique ⁷.

Les effets non linéaires du deuxième ordre, dus à la susceptibilité du deuxième ordre $\underline{\chi}^{(2)}$, sont les suivants :

- génération de somme de fréquences : $\underline{\chi}^{(2)}(\omega_1 + \omega_2 ; \omega_1, \omega_2)$
- génération de différence de fréquences : $\underline{\chi}^{(2)}(\omega_1 - \omega_2 ; \omega_1, -\omega_2)$.

Ces effets, qui font intervenir trois fréquences distinctes, incluent les cas particuliers suivants :

- génération de second harmonique : $\underline{\chi}^{(2)}(2\omega ; \omega, \omega)$ si $\omega_1 = \omega_2$
- rectification optique : $\underline{\chi}^{(2)}(0 ; \omega, -\omega)$ si $\omega_1 = -\omega_2$.

Les effets non linéaires du troisième ordre, dus à la susceptibilité $\underline{\chi}^{(3)}$, sont plus nombreux. On peut citer l'effet Kerr optique, la génération de troisième harmonique, le mélange à quatre ondes non dégénérées en fréquences ou encore les diffusions stimulées de type Raman, Brillouin ou Rayleigh.

⁶ Plus précisément, la susceptibilité d'ordre 1 donnent les indices complexes du matériau. Les parties réelles s'identifient aux indices de réfraction et les parties imaginaires traduisent l'absorption. Les parties réelles et imaginaires des indices complexes sont reliées par les relations de Kramers-Kronig [8].

⁷ Bien sûr, seules les fréquences ω_n positives ont une signification physique.

Les tenseurs de susceptibilités non linéaires comportent un nombre d'éléments qui peut être a priori important. Le nombre d'éléments indépendants est toutefois nettement moindre en raison de propriétés générales provenant du fait que la polarisation non linéaire et les champs électriques sont des quantités réelles et que certains indices de sommation sont muets. Cette dernière caractéristique, liée à la définition même des susceptibilités, entraîne une propriété de symétrie des tenseurs appelée **symétrie intrinsèque de permutation** [5]. Le nombre d'éléments indépendants des tenseurs de susceptibilités peut se réduire considérablement encore, en raison de propriétés physiques propres au matériau non linéaire. De façon générale, toute symétrie spatiale du matériau se reflète au niveau des susceptibilités. On montre que dans un matériau possédant la **symétrie d'inversion**, les susceptibilités non linéaires d'ordre pair sont toutes nulles [9]. **Les effets non linéaires du deuxième ordre ne peuvent exister que dans un matériau non centro-symétrique.** Dans le cas où le matériau non linéaire est sans perte (milieu non dispersif), les susceptibilités non linéaires sont purement réelles et présentent une propriété de symétrie appelée **symétrie complète de permutation**. Cette propriété provient des relations dites d'ABDP (« Armstrong, Bloembergen, Ducuing et Pershan ») [10], dérivées de la mécanique quantique. Si toutes les fréquences impliquées dans le processus non linéaire sont situées très loin de toute fréquence de résonance, les susceptibilités sont indépendantes de la fréquence et le milieu peut être considéré sans perte de sorte que les propriétés évoquées précédemment s'appliquent. Le milieu est alors dit vérifier la **symétrie de Kleinman** [11, 12], qui implique que les éléments des tenseurs de susceptibilités non linéaires sont réels, indépendants de la fréquence, invariants par permutation quelconque des indices de coordonnées cartésiennes.

Ces propriétés de symétrie et les simplifications qu'elles entraînent seront détaillées pour le tenseur de susceptibilité d'ordre deux $\chi_{\equiv}^{(2)}$ dans un prochain paragraphe.

2.2 Équation d'onde non linéaire

La réponse non linéaire d'un matériau soumis à un champ électrique est décrite par la relation constitutive (12) entre les composantes de Fourier de la polarisation non linéaire et celles du champ électrique. Toutefois, il nous intéresse surtout de connaître le champ électrique total, somme des champs incident et rayonné, et en particulier sa propagation dans le matériau non linéaire. Or, pour décrire cette propagation, il est nécessaire de prendre en compte le couplage entre les ondes lumineuses et la polarisation qu'elles induisent. Ce couplage est décrit par une équation d'onde non linéaire issue des équations de Maxwell où la polarisation joue le rôle d'un terme source. Nous montrons, dans ce paragraphe, comment cette équation générale est obtenue.

Le milieu non linéaire est supposé non magnétique, non conducteur et non chargé⁸. Les équations de Maxwell dans ce milieu s'écrivent :

$$\underline{\nabla} \wedge \underline{\mathcal{E}} = -\frac{\partial \underline{\mathcal{B}}}{\partial t} \quad (\text{Maxwell - Faraday}) \quad (13.a)$$

$$\underline{\nabla} \wedge \underline{\mathcal{B}} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial \underline{\mathcal{D}}}{\partial t} \quad (\text{Maxwell - Ampère}) \quad (13.b)$$

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{\mathcal{D}} = 0 \quad (\text{Maxwell - Gauss}) \quad (13.c)$$

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{\mathcal{B}} = 0 \quad (\text{Flux magnétique}) \quad (13.d)$$

avec la relation de constitution :

$$\underline{\mathcal{D}} = \epsilon_0 \underline{\mathcal{E}} + \underline{\mathcal{P}}. \quad (14)$$

$\underline{\mathcal{E}}, \underline{\mathcal{D}}, \underline{\mathcal{B}}$ et $\underline{\mathcal{P}}$ sont respectivement le champ électrique, l'induction électrique, l'induction magnétique et la polarisation. Les constantes c et ϵ_0 sont respectivement la vitesse de la lumière et la permittivité diélectrique dans le vide. En combinant ces équations, on obtient l'équation de propagation générale dans le milieu non linéaire :

$$\underline{\nabla} \wedge \underline{\nabla} \wedge \underline{\mathcal{E}} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \underline{\mathcal{E}}}{\partial t^2} = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \underline{\mathcal{P}}}{\partial t^2}. \quad (15)$$

Il est alors commode d'effectuer une décomposition de Fourier temporelle du champ électrique et de la polarisation comme précédemment (voir les expressions (8) et (9)). Nous avons vu (équations (10) et (11)) que les composantes de Fourier de la polarisation peuvent s'écrire, en séparant les parties linéaire et non linéaire :

$$\underline{\mathcal{P}}(\omega_n) = \epsilon_0 \underline{\chi}^{(1)}(\omega_n) \underline{\mathcal{E}}(\omega) + \underline{\mathcal{P}}^{\text{NL}}(\omega_n). \quad (16)$$

En substituant dans l'équation (15) les champs $\underline{\mathcal{E}}$ et $\underline{\mathcal{P}}$ par leurs décompositions en sommes de Fourier on obtient, pour chaque fréquence ω_n , l'équation de propagation générale dans le milieu non linéaire :

⁸ Il s'agit d'un milieu diélectrique.

$$[\nabla \wedge \nabla \wedge - \frac{\omega_n^2}{c^2} \underline{\underline{\epsilon}}_r(\omega_n)] \underline{\underline{E}}(\omega_n) = \frac{\omega_n^2}{\epsilon_0 c^2} \underline{\underline{P}}^{\text{NL}}(\omega_n), \quad (17.a)$$

où

$$\underline{\underline{\epsilon}}_r(\omega_n) = 1 + \underline{\underline{\chi}}^{(1)}(\omega_n). \quad (17.b)$$

Le terme à gauche de l'équation (17.a) n'est autre que l'équation d'onde habituelle (équation de Helmholtz). À cette équation s'ajoute un terme source proportionnel à la polarisation non linéaire du milieu (terme à droite). Les produits d'amplitudes des champs électriques contenus dans $\underline{\underline{P}}^{\text{NL}}(\omega_n)$ (voir équation (12)) décrivent l'interaction entre les ondes présentes dans le milieu non linéaire, les coefficients de couplage entre les ondes étant proportionnels aux susceptibilités non linéaires. Du fait de ces termes d'interaction à plusieurs ondes, la propagation des champs dans le milieu non linéaire doit en fait être décrite par un système d'équations du type (17) couplées, dont le nombre est généralement supérieur à celui des ondes incidentes. Les composantes de polarisation peuvent en effet engendrer de nouvelles composantes de Fourier du champ à partir des ondes incidentes. Il arrive même que les nouvelles ondes ainsi engendrées deviennent suffisamment intenses pour donner à leur tour naissance à de nouveaux champs et ainsi de suite... Le nombre d'équations non linéaires couplées à prendre en compte peut ainsi devenir considérable. Toutefois, la plupart d'entre elles peut en général être négligée. En effet, le champ total rayonné par le milieu non linéaire est égal à la somme des champs émis par chaque dipôle qui oscille avec une phase dépendant du champ électrique auquel il est soumis. Comme nous l'avons déjà mentionné, les champs interférant de manière constructive sont très largement privilégiés. Cette condition d'interférence constructive, appelée condition d'accord de phase, ne doit pas être obligatoirement remplie pour que le processus non linéaire ait lieu ⁹, mais elle affecte fortement son efficacité de sorte que seules les composantes de polarisation qui s'approchent le plus de cette condition sont en général à prendre en considération. Ce point est détaillé dans le chapitre suivant consacré au développement du formalisme de l'optique non linéaire à l'ordre deux.

⁹ Cette tolérance de désaccord de phase est responsable de la largeur spectrale naturelle des rayonnements émis par effets non linéaires (nous aurons l'occasion de discuter de ce phénomène).

CHAPITRE II

Optique non linéaire du deuxième ordre

1. DESCRIPTION CORPUSCULAIRE - INTERPRÉTATION DE L'ACCORD DE PHASE

Grâce à la dualité onde/corpuscule, les processus non linéaires peuvent être considérés comme des interactions entre photons. Nous allons voir que cette description permet une interprétation très simple de la condition d'accord de phase.

Les processus du deuxième ordre, mettant en jeu trois ondes (voir le paragraphe 2.1 du chapitre précédent), peuvent être considérés comme des interactions entre trois photons de fréquences ω_1 , ω_2 et ω_3 , lors desquelles l'énergie et la quantité de mouvement se conservent ¹⁰ :

$$\begin{cases} \xi_1 + \xi_2 = \xi_3 \\ \underline{p}_1 + \underline{p}_2 = \underline{p}_3 \end{cases} \quad (18)$$

où $\xi = \hbar \omega$ désigne l'énergie du photon et $\underline{p} = \hbar \underline{k}$ sa quantité de mouvement. \hbar est la constante de Planck normalisée, ω la fréquence de l'onde associée au photon et $\underline{k} = (\omega/c)n\underline{u}$ le vecteur d'onde associé au photon. \underline{u} est le vecteur unitaire indiquant la direction de propagation du photon et n l'indice de réfraction du milieu à la fréquence ω .

Ces deux lois de conservation conduisent aux relations suivantes entre les fréquences et les vecteurs d'ondes :

¹⁰ La conservation de la quantité de mouvement n'est pas une condition stricte, mais elle conditionne l'efficacité du processus (nous discuterons de ce point dans un prochain paragraphe).

$$\begin{cases} \omega_1 + \omega_2 = \omega_3 \\ \underline{k}_1 + \underline{k}_2 = \underline{k}_3 \end{cases} \quad (19)$$

La première équation du système (19) montre que les processus du deuxième ordre consistent en des phénomènes de génération de somme ou de différence de fréquences (voir figure 1).

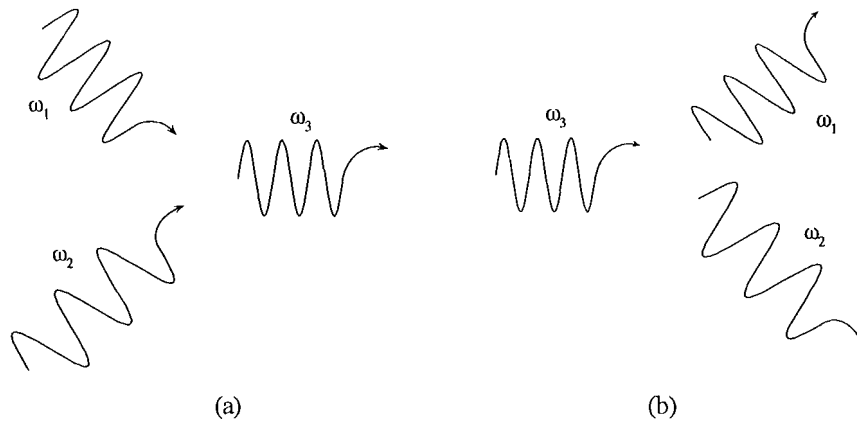


Figure 1 Interprétation corpusculaire des processus d'optique non linéaire du deuxième ordre.

La conservation de l'énergie impose $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$.

(a) Génération de somme de fréquences ($\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$)

(b) Génération de différence de fréquences ($\omega_1 = \omega_3 - \omega_2$ ou $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$).

La seconde équation du système (19) exprime la **condition d'accord de phase** introduite qualitativement dans la description ondulatoire des processus non linéaires. Elle s'interprète comme la conservation de la quantité de mouvement des photons. L'accord de phase peut être colinéaire ou non colinéaire (voir figure 2).



Figure 2 Interprétation de l'accord de phase en terme de conservation de la quantité de mouvement

(a) Accord de phase colinéaire

(b) Accord de phase non colinéaire.

L'accord de phase colinéaire, où les trois ondes se propagent dans la même direction, est la configuration la plus couramment utilisée. L'accord de phase non colinéaire présente pourtant parfois des avantages. Il peut permettre de compenser le phénomène de double réfraction, de sorte que les trois faisceaux soient parallèles ¹¹. Dans le cas d'impulsions très courtes (impulsions femtosecondes), l'accord de phase non colinéaire peut permettre de compenser le phénomène d'écart des vitesses de groupe, de sorte que les trois impulsions ne se décalent pas dans le temps au cours de leur propagation dans le milieu non linéaire ¹².

La condition d'accord de phase s'écrit, à partir des indices de réfraction du milieu :

$$n_1 \omega_1 \underline{u}_1 + n_2 \omega_2 \underline{u}_2 = n_3 \omega_3 \underline{u}_3. \quad (20)$$

Dans le cas d'un accord de phase colinéaire, l'équation (20) devient une équation scalaire qui, combinée avec la loi de conservation de l'énergie, donne :

$$(n_3 - n_2) \omega_3 = (n_1 - n_2) \omega_1. \quad (21)$$

Il résulte de l'équation (21), puisque $\omega_3 > \omega_1$ ¹³, que les différents indices de réfraction vérifient :

$$n_1 < n_3 < n_2 \quad (22.a)$$

ou

$$n_2 < n_3 < n_1. \quad (22.b)$$

Or, dans un milieu isotrope à dispersion normale, l'indice croît avec la fréquence, ce qui implique, puisque $\omega_3 > \omega_1$ et $\omega_3 > \omega_2$ ¹⁴, que $n_3 > n_1$ et $n_3 > n_2$. L'accord de phase ne peut donc pas être réalisé dans ces milieux. L'utilisation d'une dispersion chromatique anormale est pratiquement impossible, car l'absorption devient alors importante. Une méthode pour réaliser

¹¹ Le phénomène de double réfraction se traduit par le fait que la direction de propagation de l'onde (celle de son vecteur d'onde) n'est pas la même que celle du faisceau (celle de son vecteur de Poynting). Les faisceaux des trois ondes peuvent donc se propager dans des directions différentes alors que les ondes se propagent dans la même direction (accord de phase colinéaire). Il en résulte un mauvais recouvrement des trois faisceaux et par conséquent une mauvaise interaction entre eux. (Voir le paragraphe 2.1 de ce chapitre à propos des propriétés linéaires des milieux anisotropes). L'accord de phase non colinéaire peut alors permettre d'obtenir des faisceaux parallèles et d'améliorer ainsi les rendements de conversion [13, 14].

¹² En raison de la dispersion du milieu non linéaire, les trois impulsions, de fréquences différentes, n'ont pas la même vitesse de groupe (voir le paragraphe 2.2.4 du chapitre III). L'accord de phase non colinéaire peut permettre de maintenir la superposition dans le temps des trois impulsions [15].

¹³ Les indices 1, 2 et 3 ont été choisis arbitrairement tels que $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. Par conséquent, $\omega_3 > \omega_1$ et $\omega_3 > \omega_2$.

¹⁴ Voir la note 13.

l'accord de phase consiste à utiliser des milieux anisotropes **biréfringents** dans lesquels les indices de réfraction dépendent non seulement de la fréquence des ondes mais aussi de leur polarisation. Il est ainsi possible, dans ces milieux, de réaliser l'accord de phase avec des ondes de polarisations différentes.

Il est aussi possible de faire interférer de manière constructive les ondes au cours de leur propagation dans le milieu non linéaire en introduisant une modulation périodique d'une des caractéristiques de ce milieu. Cette technique, dite de **quasi-accord de phase**, présente des avantages par rapport à celle d'accord de phase par biréfringence. Elle peut permettre d'exploiter dans certains matériaux de fortes non linéarités inexploitées jusqu'alors en raison de l'impossibilité de pouvoir réaliser l'accord de phase. En outre, il est possible de réaliser un quasi-accord de phase à température ambiante pour tout couple de longueurs d'onde situé dans la plage de transparence du matériau. Le principe de quasi-accord de phase a été proposé dès 1962 par Bloembergen et col. [10], avant celui d'accord de phase par biréfringence. D'un point de vue pratique, la solution de mise en forme périodique du matériau la plus intéressante consiste à changer périodiquement le signe du coefficient non linéaire (voir figure 3). La première technique utilisée a consisté à assembler tête-bêche des lamelles du matériau non linéaire. Cependant, la nécessité d'une épaisseur de lamelles très faible rend l'expérience extrêmement délicate. De nouvelles techniques sont apparues récemment pour renverser périodiquement le signe du coefficient non linéaire dans les matériaux ferro-électriques Niobate de Lithium (LiNbO_3) et KTiOPO_4 (KTP). Ces techniques consistent à introduire une polarisation périodique dans ces cristaux en les soumettant à un champ électrique statique périodique (pour LiNbO_3) ou à une diffusion périodique d'un dopant (pour KTP). La première technique permet d'inverser des volumes ferro-électriques importants et donc de réaliser des composants massifs. La technique de diffusion, qui n'inverse la polarisation du matériau que sur quelques microns de profondeur, permet de réaliser des composants pour l'optique intégrée. Ces techniques sont largement détaillées dans les références [16, 17].

Le premier dispositif ¹⁵ utilisant un cristal de LiNbO_3 polarisé périodiquement a été réalisé en 1995 [17]. Ce cristal a permis, en 1996, d'atteindre un rendement de conversion de fréquence ¹⁶ de 93% [18]. La technique de quasi-accord de phase commence à donner aujourd'hui un nouvel essor considérable à l'optique non linéaire, comme en témoignent les dernières publications ¹⁷. Les techniques de polarisations périodiques de cristaux non linéaires ferro-électriques n'étaient pas suffisamment développées pendant le déroulement de cette thèse. Le cristal de LiNbO_3 polarisé périodiquement n'a été commercialisé aux États-Unis qu'au début

¹⁵ Plus précisément, il s'agit d'un oscillateur paramétrique optique (OPO), dispositif dont nous parlerons bientôt.

¹⁶ Par différence de fréquences dans un OPO.

¹⁷ Voir par exemple les recueils des actes du congrès « Advanced Solid-State Lasers » de 1996 et 1997.

de cette année 1997. Nous nous sommes donc intéressés dans cette thèse uniquement aux cristaux « naturels » permettant de réaliser l'accord de phase par biréfringence.

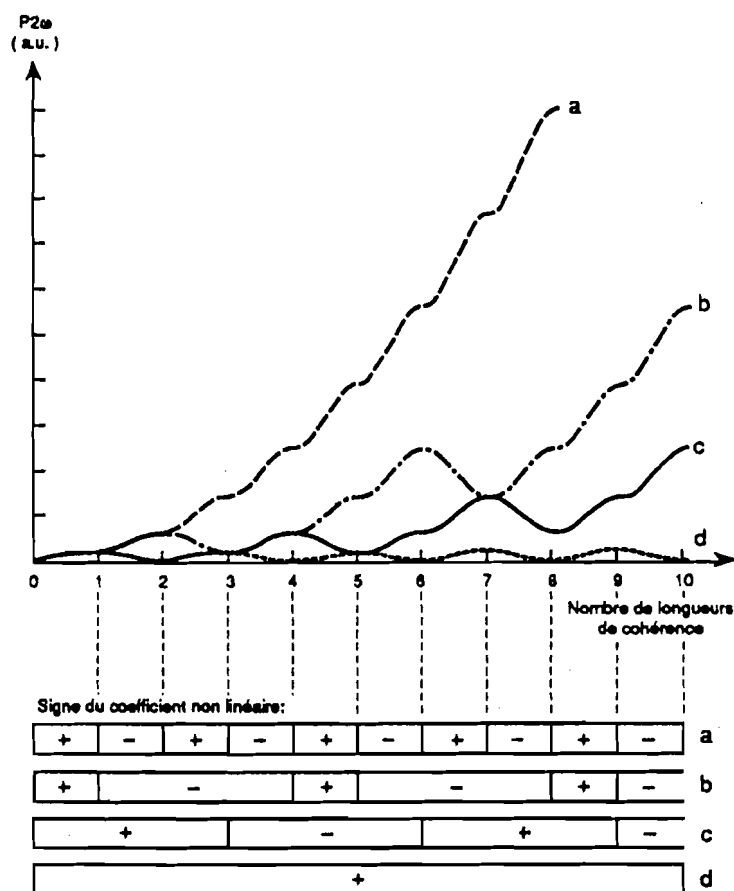


Figure 3 Évolution de la puissance harmonique en fonction de la longueur d'interaction en configuration de quasi-accord de phase (d'après la référence [16]).

2. MILIEUX NON LINÉAIRES DU DEUXIÈME ORDRE

2.1 Particularités et intérêt des milieux anisotropes

Afin de réaliser l'accord de phase, on peut utiliser comme milieux non linéaires du deuxième ordre des cristaux biréfringents. Nous rappelons dans ce paragraphe les particularités de ces milieux anisotropes. Le lecteur pourra trouver davantage de détails dans des ouvrages d'optique généraux [19-22]. Nous montrons ensuite comment ces milieux permettent de réaliser l'accord de phase.

2.1.1 Propriétés optiques linéaires des milieux anisotropes

Les propriétés optiques linéaires d'un cristal anisotrope sont décrites par son tenseur de constante diélectrique $\underline{\underline{\epsilon}}$ lié à son tenseur de susceptibilité linéaire $\underline{\underline{\chi}}^{(1)}$ par : $\underline{\underline{\epsilon}} = \epsilon_0 \left(1 + \underline{\underline{\chi}}^{(1)} \right)$.

Il existe une base orthogonale (x, y, z) dans laquelle $\underline{\underline{\epsilon}}$ est diagonal :

$$\underline{\underline{\epsilon}} = \begin{bmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{bmatrix}. \quad (23)$$

La base (x, y, z), appelée base principale du cristal, définit les axes principaux du cristal auxquels sont associés les indices principaux n_x , n_y et n_z .

$$n_x = \sqrt{\frac{\epsilon_x}{\epsilon_0}}, \quad n_y = \sqrt{\frac{\epsilon_y}{\epsilon_0}}, \quad n_z = \sqrt{\frac{\epsilon_z}{\epsilon_0}}. \quad (24)$$

La résolution de l'équation d'onde linéaire dans un cristal anisotrope, en terme d'onde plane polarisée rectilignement, donne deux solutions correspondant à deux ondes de polarisations orthogonales et voyant les indices de réfraction n_L (indice lent) et n_R (indice rapide), tels que $n_L \geq n_R$ ¹⁸. Pour cette raison, le cristal est dit biréfringent. Lors d'une propagation dans une direction quelconque, repérée dans la base (x, y, z) par les coordonnées sphériques (θ , φ), ces deux ondes voient dans le cristal les indices de réfraction n_L et n_R solutions de l'équation :

$$\frac{\sin^2 \theta \cos^2 \varphi}{n^{-2} - n_x^{-2}} + \frac{\sin^2 \theta \sin^2 \varphi}{n^{-2} - n_y^{-2}} + \frac{\cos^2 \theta}{n^{-2} - n_z^{-2}} = 0. \quad (25)$$

La représentation de l'indice de réfraction n en fonction de θ et φ dans le repère (O, x, y, z)¹⁹ est appelée **surface des indices** (figure 4).

¹⁸ La désignation « lent » ou « rapide » est liée à la vitesse de propagation de l'onde : $n_L \geq n_R$ implique que l'onde voyant l'indice lent n_L se propage moins vite que celle voyant l'indice rapide n_R .

¹⁹ Le choix du point O est bien sûr arbitraire.

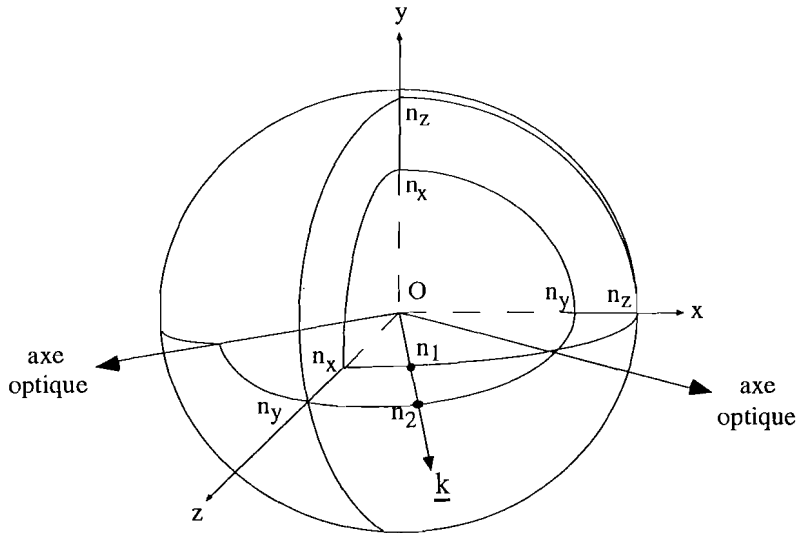


Figure 4 Surface des indices.

- Si les indices principaux sont tous différents, le cristal est qualifié de **biaxe**, car il existe deux directions de propagation, appelées axes optiques, dans lesquelles $n_L = n_R$. Les cristaux biaxes appartiennent aux systèmes cristallins triclinique, monoclinique et orthorhombique (voir le tableau 3 dans le paragraphe 2.2 de ce chapitre à la page 34). Par convention, les indices x , y et z sont choisis de sorte que $n_x < n_y < n_z$. Les deux axes optiques sont situés dans le plan (x, z) et forment avec l'axe z les angles β et $-\beta$. La valeur absolue de ces angles s'exprime en fonction des indices principaux selon :

$$\beta = \text{Arctan} \sqrt{\frac{(n_x^2 - n_y^2) n_z^2}{(n_y^2 - n_z^2) n_x^2}}. \quad (26)$$

Dans les directions différentes des axes optiques, les valeurs de n_L et n_R sont distinctes et peuvent être obtenues en résolvant numériquement l'équation (25). Dans le cas particulier où la propagation s'effectue dans un plan principal (plan (x, y) , (x, z) ou (y, z)), il existe des expressions analytiques simples des indices n_L et n_R . Considérons par exemple une propagation dans le plan (x, y) : l'une des ondes (polarisée suivant z) voit un indice n_L (ou n_R) égal à n_z (constant) tandis que l'autre (polarisée dans le plan (x, y)) voit un indice n_R (ou n_L) ayant pour expression :

$$n_R(\alpha) = \left[\frac{\cos^2(\alpha)}{n_y^2} + \frac{\sin^2(\alpha)}{n_x^2} \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad (27)$$

où α est l'angle entre l'axe x et la direction de propagation. Le résultat est le même dans les autres plans principaux à condition d'échanger les indices x , y et z .

- Si deux des indices principaux sont égaux, le cristal est qualifié d'**uniaxe**, car l'axe optique est unique. Les cristaux uniaxes appartiennent aux systèmes cristallins quadratique, rhomboédrique et hexagonal (voir le tableau 3 dans le paragraphe 2.2 de ce chapitre). Les indices x , y et z étant choisis de sorte que $n_x = n_y \neq n_z$, l'axe optique se confond avec l'axe z . On définit l'indice ordinaire $n_o = n_x = n_y$ et l'indice extraordinaire $n_e = n_z$. Le cristal est dit positif si $n_e > n_o$ et négatif si $n_e < n_o$. Une onde se propageant dans la direction (θ, φ) verra l'indice n_o si sa polarisation est orthogonale à l'axe z et au vecteur d'onde, ou un indice compris entre n_o et n_e , fonction de l'angle θ , si elle est polarisée dans le plan défini par l'axe z et le vecteur d'onde. Dans le cas d'un cristal uniaxe négatif, les indices lent et rapide s'écrivent :

$$n_L = n_o, \quad (28.a)$$

$$n_R(\theta) = \left[\frac{\cos^2(\theta)}{n_o^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{n_e^2} \right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (28.b)$$

Les indices L et R doivent être échangés dans le cas d'un cristal uniaxe positif.

On peut remarquer que le cas uniaxe est formellement équivalent au cas biaxe pour des propagations dans les plans principaux.

- Le cas où les indices principaux sont égaux correspond à un cristal isotrope caractérisé par un indice de réfraction unique ; la constante diélectrique et la susceptibilité linéaire sont alors des quantités scalaires.

Il est très commode de considérer la surface d'équation dans le repère (O, x, y, z) :

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1. \quad (29)$$

On reconnaît l'équation d'un ellipsoïde dont les axes ont pour directions x , y , z et pour demi-longueurs n_x , n_y , n_z . Cette surface est appelée **ellipsoïde des indices** (figure 5). L'intersection de l'ellipsoïde des indices avec le plan normal à la direction de propagation (direction du vecteur d'onde \underline{k}) et contenant le point O est une ellipse dont les axes définissent les directions de polarisation des deux ondes (celles des vecteurs inductions électriques \underline{D}_L et \underline{D}_R). De plus, les demi-longueurs de ces axes donnent les valeurs des indices n_L et n_R .

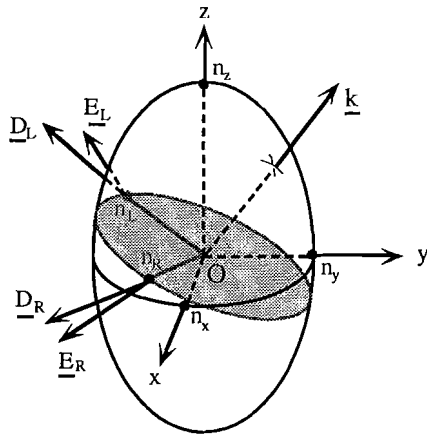


Figure 5 Ellipsoïde des indices.

Les vecteurs champ électrique et induction électrique sont reliés par le tenseur de constante diélectrique selon $\underline{D} = \underline{\underline{\epsilon}} \underline{E}$. Dans un milieu anisotrope, ces vecteurs ne sont en général pas colinéaires. Ils forment un angle appelé **angle de double réfraction**²⁰. On montre très facilement que l'angle de double réfraction est aussi l'angle entre le vecteur d'onde et le vecteur de Poynting. Ce résultat signifie que la direction de propagation de l'onde (celle du vecteur d'onde) n'est pas nécessairement la même que celle du faisceau lumineux c'est à dire celle du transport de l'énergie (celle du vecteur de Poynting). Les différents vecteurs caractérisant la propagation d'une onde plane dans un milieu anisotrope sont représentés sur la figure 6.

²⁰ On utilise souvent le terme anglais d'angle de « walk-off ».

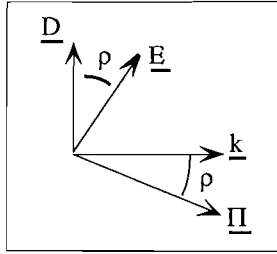


Figure 6 Direction des différents vecteurs caractérisant la propagation d'une onde plane dans un milieu anisotrope. L'angle de double réfraction ρ est l'angle entre les vecteurs champ électrique \underline{E} et induction électrique \underline{D} ou entre le vecteur d'onde \underline{k} et le vecteur de Poynting $\underline{\Pi}$.

L'angle de double réfraction ρ peut se calculer à partir de l'expression :

$$\rho = \text{Arctan} \frac{\|\underline{D} \wedge \underline{E}\|}{\|\underline{D} \cdot \underline{E}\|}. \quad (30)$$

Notons que l'angle de double réfraction peut être visualisé grâce à l'ellipsoïde des indices, car la direction du vecteur \underline{E} est normale à la surface de l'ellipsoïde au point d'intersection de cette surface avec la droite (O, \underline{D}) (voir figure 5). On peut voir que l'angle de double réfraction est nul lorsque l'onde se propage suivant un axe principal du cristal (x , y ou z).

La dispersion des indices principaux a pour conséquence que les indices de réfraction n_L et n_R , ainsi que les directions de polarisation, dépendent de la longueur d'onde. Pour tenir compte de la dispersion, les indices principaux sont exprimés en fonction de la longueur d'onde dans des développements en polynômes de Sellmeier du type ²¹ :

$$n_i^2 = a_i + \frac{b_i}{\lambda^2 - c_i} - d_i \lambda^2, \quad (31.a)$$

ou

$$n_i^2 = a_i + \frac{b_i}{1 - \left(\frac{c_i}{\lambda}\right)^2} - d_i \lambda^2, \quad (31.b)$$

où $i = x, y$ ou z et a_i, b_i, c_i, d_i , appelés coefficients de Sellmeier, sont des constantes déterminées expérimentalement.

²¹ On utilise parfois aussi des développements de Sellmeier à deux pôles.

2.1.2 Réalisation de l'accord de phase dans les milieux anisotropes

Nous avons vu, au paragraphe 1 de ce chapitre, qu'il est impossible de réaliser l'accord de phase dans un milieu isotrope à dispersion normale. Voyons comment l'accord de phase peut être réalisé dans un milieu anisotrope grâce à la propriété de biréfringence. Les trois ondes en interaction dans le milieu non linéaire du deuxième ordre, de fréquences ω_1 , ω_2 et ω_3 telles que $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$, doivent nécessairement avoir des polarisations différentes²². Chaque onde pouvant avoir deux polarisations, le nombre de configurations est égal à six. Les différents cas sont présentés dans le tableau 1. Les cas où les ondes 1 et 2 ont le même type de polarisation sont appelés types I et les autres cas sont appelés types II [23]. Nous avons vu, au paragraphe 2.1, que les indices des trois ondes doivent vérifier $n_1 < n_3 < n_2$ ou $n_2 < n_3 < n_1$. Il est clair que l'onde 3, de fréquence supérieure à celles des ondes 1 et 2, ne peut pas voir l'indice lent car on aurait alors $n_3 > n_1$ et $n_3 > n_2$, l'indice étant croissant avec la fréquence²³ et l'indice lent étant plus grand que l'indice rapide pour une même fréquence. L'onde de fréquence la plus élevée voit donc nécessairement l'indice rapide. Par conséquent, seules **trois configurations** permettent de réaliser éventuellement l'accord de phase (une en type I et deux en type II).

Onde 1	Onde 2	Onde 3	Type	Accord de phase
Lent	Lent	Rapide	I	Possible
Lent	Rapide	Rapide	II	Possible
Rapide	Lent	Rapide	II	Possible
Rapide	Rapide	Lent	I	Impossible
Rapide	Lent	Lent	II	Impossible
Lent	Rapide	Lent	II	Impossible

Tableau 1 Possibilités d'accords de phase selon les polarisations des ondes. L'onde est dite rapide si elle voit le plus petit des deux indices (indice rapide n_R) et lente si elle voit le plus grand (indice lent n_L). Les ondes 1, 2 et 3 sont telles que leurs fréquences vérifient $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$.

Les valeurs relatives des indices de réfraction des ondes pompe, signal et complémentaire, pour les trois configurations permettant éventuellement de réaliser l'accord de phase, sont représentées de façon schématique sur la figure 7.

²² Sinon la situation est la même que dans un milieu isotrope.

²³ Dans un milieu à dispersion normale, l'indice croît avec la fréquence.

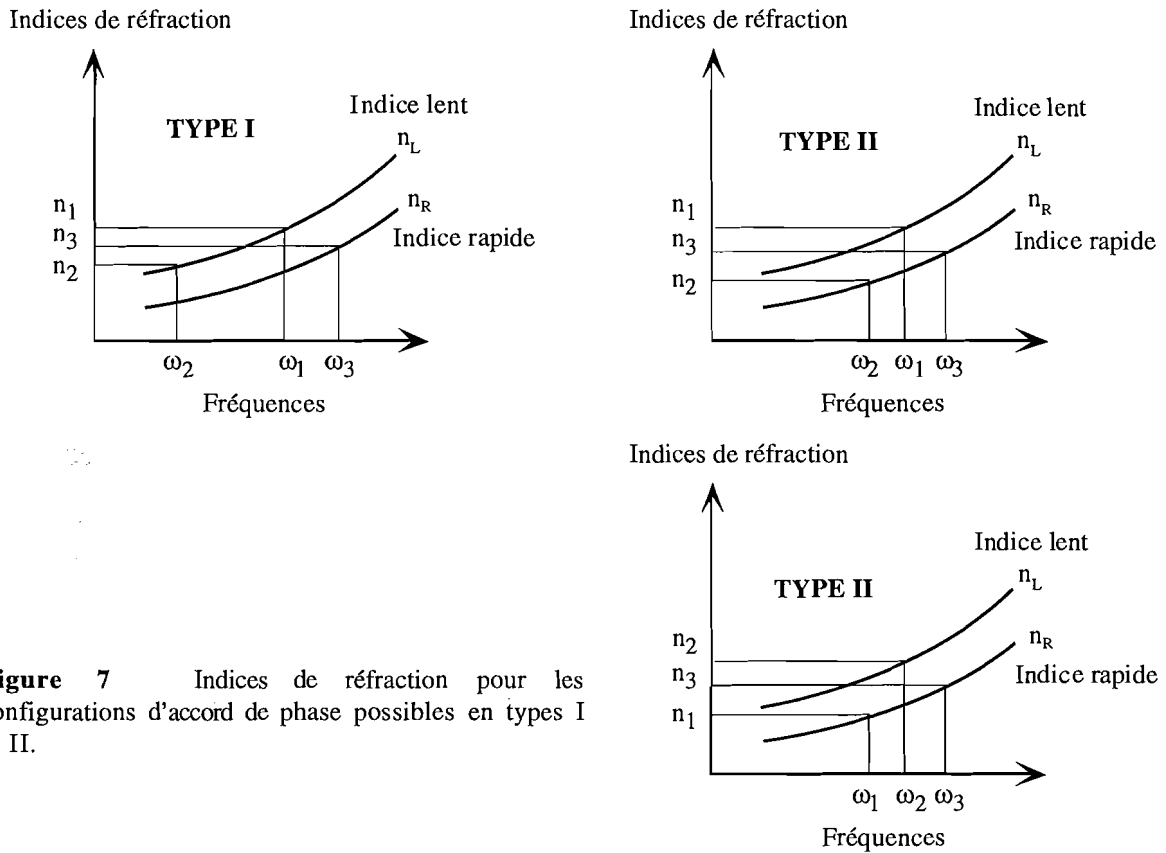


Figure 7 Indices de réfraction pour les configurations d'accord de phase possibles en types I et II.

Dans le cas d'un cristal uniaxe, nous avons vu que les indices lent (n_L) et rapide (n_R) portent le nom d'indices ordinaire (n_o) ou extraordinaire (n_e). Dans un cristal uniaxe positif ($n_e > n_o$), l'onde lente voit l'indice $n_L = n_e$ et sa polarisation, dite extraordinaire, est notée « e ». L'onde rapide voit l'indice $n_R = n_o$ et sa polarisation, dite ordinaire, est notée « o ». C'est le contraire dans le cas d'un cristal uniaxe négatif. Les accords de phase dans les cristaux uniaxes sont très souvent désignés par « e e o », « e o o »... selon les polarisations des trois ondes. Les différents cas possibles sont rassemblés dans les tableaux 2.

Uniaxe positif ($n_e > n_o$)

Type	Onde 1	Onde 2	Onde 3
I	e	e	o
II	e	o	o
II	o	e	o

Uniaxe négatif ($n_e < n_o$)

Type	Onde 1	Onde 2	Onde 3
I	o	o	e
II	o	e	e
II	e	o	e

Tableaux 2 Configurations d'accords de phase dans le cas de cristaux uniaxes, avec la dénomination « ordinaire » (o) et « extraordinaire » (e).

Ajoutons quelques précisions sur les polarisations et les angles de double réfraction des ondes dans le cas de l'accord de phase colinéaire :

- Dans un cristal biaxe, les ondes de même type (rapides ou lentes) ont en général des polarisations non parfaitement parallèles et des angles de double réfraction légèrement différents car ces quantités dépendent de la longueur d'onde. Ce phénomène se comprend aisément en considérant l'ellipsoïde des indices qui se déforme de façon non homothétique selon ses trois axes quand la longueur d'onde varie ²⁴. Les polarisations des trois ondes, dans un cristal biaxe ne sont donc, en général, ni parfaitement parallèles (pour les ondes de même type), ni parfaitement orthogonales (pour les ondes de types différents). Elles peuvent présenter toutes trois des angles de double de réfraction non nuls et différents ²⁵.
- Dans le cas où la direction de propagation des ondes se situe dans un des plans principaux d'un cristal biaxe ou dans le cas d'un cristal uniaxe (ces situations sont formellement équivalentes), deux des trois ondes ont la même polarisation, orthogonale à celle de la troisième, car les directions de polarisations ne dépendent plus des longueurs d'onde (considérer l'ellipsoïde des indices pour s'en convaincre). Seules les ondes polarisées orthogonalement au plan principal contenant la direction de propagation présentent un angle de double de réfraction non nul.
- Dans le cas particulier d'une propagation selon un des axes principaux d'un cristal biaxe ou dans le plan (x, y) d'un cristal uniaxe, les angles de double de réfraction sont nuls quelque soit la longueur d'onde et la polarisation.

2.2 Susceptibilité non linéaire du deuxième ordre

La biréfringence des cristaux peut permettre de réaliser l'accord de phase, condition nécessaire pour que les processus non linéaires soient efficaces. Néanmoins, les configurations où l'accord de phase est réalisé ne conduisent pas toutes à la même efficacité. Les équations de propagation des ondes que nous établirons au prochain paragraphe montrent que l'amplitude des effets non linéaires est liée à la valeur d'un coefficient, appelé coefficient non linéaire effectif (d_{eff}), qui dépend des directions de propagation des ondes et de leur polarisation. Ce coefficient, qui permet de chiffrer l'efficacité du processus non linéaire, résulte d'un produit tensoriel entre le tenseur de susceptibilité non linéaire du deuxième ordre $\chi_{\equiv}^{(2)}$ et les composantes du champ

²⁴ Les demi-longueurs des axes de l'ellipsoïde des indices, égales aux valeurs des indices principaux, ne varient pas de la même façon avec la longueur d'onde, car les coefficients dans les développements de Sellmeier sont différents.

²⁵ Les ondes de même type ont néanmoins des polarisations et des angles de double réfraction quasiment identiques car les écarts de dispersion entre les indices principaux sont souvent faibles. On peut donc très souvent considérer que les

électrique des ondes ²⁶. Pour expliciter le calcul du coefficient non linéaire effectif, il nous faut tout d'abord détailler les caractéristiques du tenseur $\underline{\chi}^{(2)}$.

La susceptibilité non linéaire du deuxième ordre $\underline{\chi}^{(2)}$ est responsable de phénomènes de mélanges d'ondes conduisant à des additions ou des différences de fréquences. Ces effets non linéaires du deuxième ordre, dus à l'existence de polarisations proportionnelles aux produits de deux champs, permettent de coupler trois ondes de fréquences ω_1 , ω_2 et ω_3 vérifiant, par conservation de l'énergie, une relation du type $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ (les indices 1, 2 et 3 sont arbitraires : $\omega_1 + \omega_2$ correspond à la somme de fréquences tandis que $\omega_3 - \omega_2$ ou $\omega_3 - \omega_1$ correspond à la différence de fréquences). Nous proposons de donner les propriétés essentielles du tenseur $\underline{\chi}^{(2)}$. Justifications, détails et commentaires sont donnés dans l'annexe 1. Le nombre d'éléments du tenseur $\underline{\chi}^{(2)}$, a priori égal à 324, peut être considérablement réduit en raison de propriétés mathématiques provenant de sa définition même et en raison de propriétés physiques propres au milieu non linéaire (voir paragraphe 2.1 du chapitre I). Si l'on suppose le milieu sans absorption, le nombre d'éléments du tenseur de susceptibilité non linéaire du deuxième ordre est de 27. Si l'on suppose en plus que la susceptibilité est indépendante de la fréquence, ce nombre n'est plus que de 10 ; le milieu est alors dit vérifier la symétrie de Kleinman [11, 12]. Notons qu'il est d'usage d'utiliser, à la place du tenseur $\underline{\chi}^{(2)}$, le tenseur \underline{d} défini selon :

$$\underline{d} = \frac{1}{2} \underline{\chi}^{(2)}. \quad (32)$$

On peut définir différentes bases pour exprimer les composantes de la polarisation non linéaire [24]. Dans la base cristallographique (a, b, c), définie selon la disposition des atomes dans le cristal (voir figure 8), les axes ne sont orthogonaux que pour les systèmes cristallins cubique, quadratique et orthorhombique (voir tableau 3). On définit la base cristallographique (X, Y, Z) en orthogonalisant la base (a, b, c). D'autre part, il existe la base principale (x, y, z) définie à partir des axes principaux du cristal, base dans laquelle le tenseur de susceptibilité linéaire est diagonal. Les éléments du tenseur \underline{d} sont généralement donnés dans les bases cristallographiques (a, b, c) ou (X, Y, Z). Si l'on veut exprimer les composantes de

ondes de même type ont même polarisation et même angles de double réfraction quelque soit leur longueur d'onde. Les trois ondes en interaction ont alors des polarisations parallèles ou orthogonales (non toutes trois identiques bien sûr).

²⁶ Certains auteurs adoptent une définition différente pour ce coefficient (voir note 28).

polarisation dans la base (x, y, z), il faut appliquer au tenseur $\underline{\underline{d}}$ les opérations de changement de base adéquates. Dans la base cristallographique (X, Y, Z), les composantes de Fourier de la polarisation non linéaire du deuxième ordre s'écrivent, compte tenu de la relation générale (12) :

$$\begin{cases} \underline{P}(\omega_1) = \epsilon_0 \chi_{\underline{\underline{d}}}^{(2)} \underline{E}(\omega_2) \underline{E}(\omega_3) \\ \underline{P}(\omega_2) = \epsilon_0 \chi_{\underline{\underline{d}}}^{(2)} \underline{E}(\omega_1) \underline{E}(\omega_3) \\ \underline{P}(\omega_3) = \epsilon_0 \chi_{\underline{\underline{d}}}^{(2)} \underline{E}(\omega_1) \underline{E}(\omega_2) \end{cases} \quad (33)$$

Explicitons, par exemple, le calcul des composantes de $\underline{P}(\omega_3)$, à partir du tenseur $\underline{\underline{d}}$ en notation contractée²⁷ :

$$\begin{bmatrix} P_X(\omega_3) \\ P_Y(\omega_3) \\ P_Z(\omega_3) \end{bmatrix} = 2 \epsilon_0 \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_X(\omega_1) E_X^*(\omega_2) \\ E_Y(\omega_1) E_Y^*(\omega_2) \\ E_Z(\omega_1) E_Z^*(\omega_2) \\ E_Y(\omega_1) E_Z^*(\omega_2) + E_Z(\omega_1) E_Y^*(\omega_2) \\ E_Z(\omega_1) E_X^*(\omega_2) + E_X(\omega_1) E_Z^*(\omega_2) \\ E_X(\omega_1) E_Y^*(\omega_2) + E_Y(\omega_1) E_X^*(\omega_2) \end{bmatrix} \quad (34)$$

Le calcul des composantes de $\underline{P}(\omega_1)$ et $\underline{P}(\omega_2)$ est le même à condition d'échanger les indices de fréquence.

Si la symétrie de Kleinman est valable, les éléments du tenseur $\underline{\underline{d}}$ contracté vérifient :

$$\begin{aligned} d_{14} &= d_{25} = d_{36} \\ d_{15} &= d_{31} & d_{24} &= d_{32} & d_{34} &= d_{23} \\ d_{16} &= d_{21} & d_{26} &= d_{12} & d_{35} &= d_{13} \end{aligned} \quad (35)$$

²⁷ La notation contractée permet de réduire le tenseur $\underline{\underline{d}}$ en une matrice 3×6 (voir l'annexe 1).

Selon la structure du cristal considéré, le nombre d'éléments indépendants non nuls de son tenseur $\underline{\underline{d}}$ peut se réduire encore.

Les structures cristallines existant dans la nature peuvent être regroupées en 32 classes, constituées de 7 systèmes (voir tableau 3) définis par la géométrie de la maille cristalline élémentaire (voir figure 8).

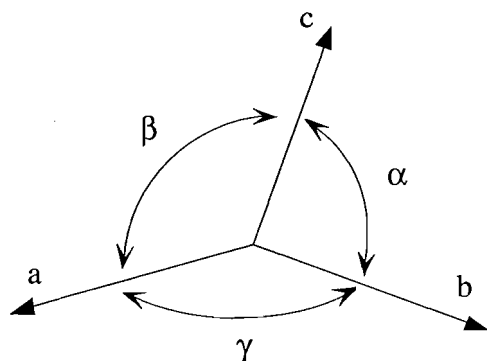


Figure 8 Représentation de la maille élémentaire cristalline.

Système	Axes	Angles
Cubique	$a = b = c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
Hexagonal	$a = b \neq c$	$\alpha = \beta = 90, \gamma = 120^\circ$
Quadratique	$a = b \neq c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
Rhomboédrique	$a = b = c$	$\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$
Orthorhombique	$a \neq b \neq c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
Monoclinique	$a \neq b \neq c$	$\alpha = \gamma = 90 \neq \beta$
Triclinique	$a \neq b \neq c$	$\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ$

Tableau 3 Les 7 systèmes cristallins.

Parmi les 32 classes cristallines, 11 correspondent à des structures centro-symétriques dans lesquelles la susceptibilité du deuxième ordre est nulle. Une douzième classe (classe cubique 432) a également un tenseur de susceptibilité du deuxième ordre nul. Il reste donc 20 classes cristallines ayant une susceptibilité du deuxième ordre non nulle. Selon les propriétés de symétries spatiales du cristal, son tenseur de susceptibilité du deuxième ordre présente une structure particulière (voir figure 9).

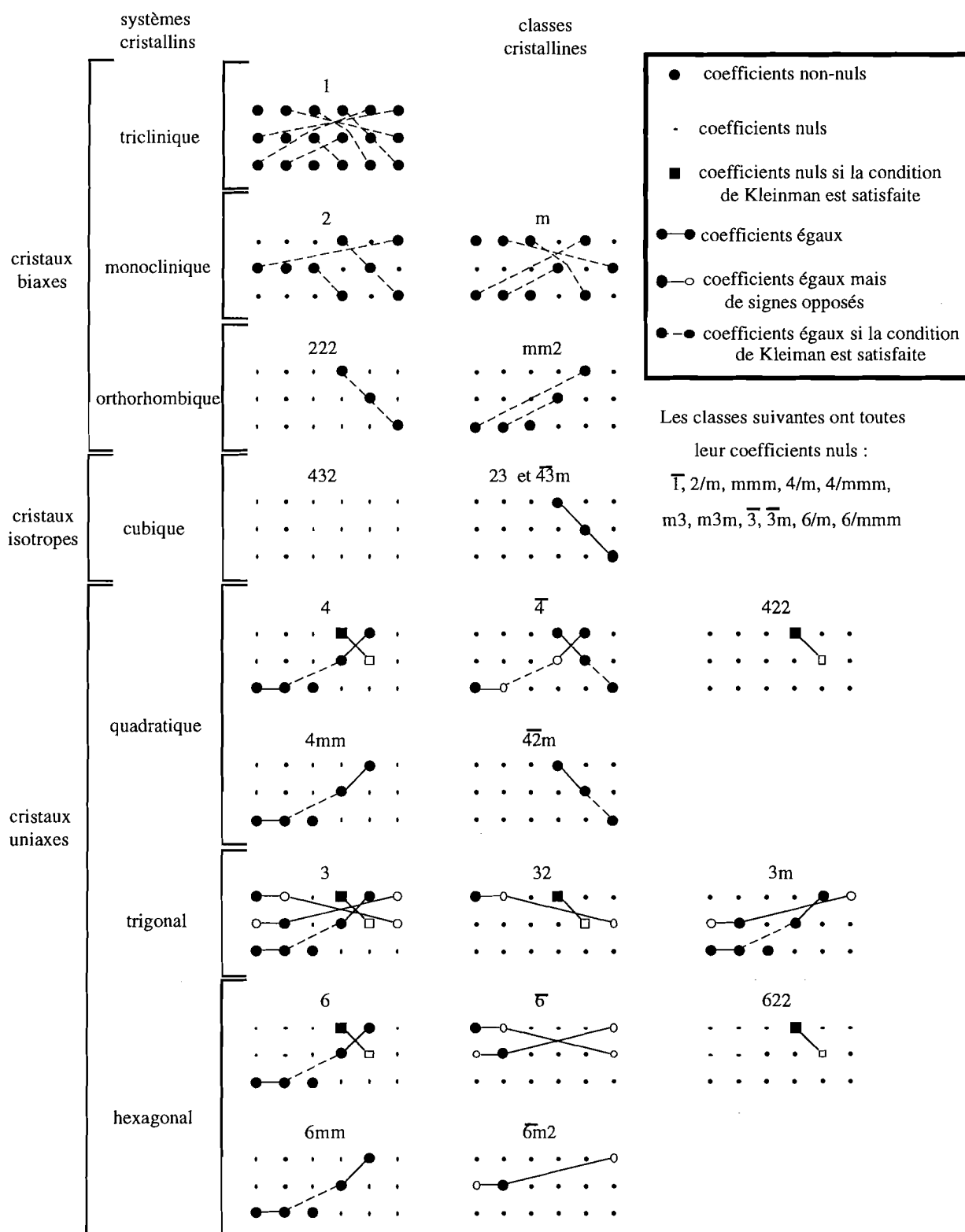


Figure 9 Forme du tenseur de susceptibilité non linéaire du deuxième ordre (contracté) en fonction de la classe cristalline [25].

L'expression du tenseur de susceptibilité $\underline{\underline{d}}$ permet de calculer le coefficient non linéaire effectif d_{eff} qui intervient dans les équations de propagation des ondes que nous établirons au prochain paragraphe :

$$d_{\text{eff}} = \underline{e}_1 \underline{\underline{d}} \underline{e}_2 \underline{e}_3 = \underline{e}_2 \underline{\underline{d}} \underline{e}_3 \underline{e}_1 = \underline{e}_3 \underline{\underline{d}} \underline{e}_1 \underline{e}_2 \quad ^{28}, \quad (36)$$

où \underline{e}_1 , \underline{e}_2 , \underline{e}_3 sont les vecteurs unitaires, supposés constants, colinéaires aux champs électriques des trois ondes. Notons que l'égalité des trois produits tensoriels n'est pas toujours vraie. Elle l'est lorsque la symétrie de Kleinman est valable.

2.3 Logiciel de calcul des configurations d'accord de phase

Nous avons réalisé un logiciel permettant de prévoir les configurations pour lesquelles l'accord de phase est réalisé, c'est à dire les directions de propagations des ondes (non nécessairement colinéaires), leurs polarisations et leurs longueurs d'onde. Pour tout accord de phase, le logiciel peut fournir le coefficient non linéaire effectif d_{eff} et les angles de double réfraction associés. Les calculs, basés sur la résolution numérique des équations générales présentées dans les paragraphes précédents, sont valables pour des propagations dans des directions quelconques dans tout cristal uniaxe ou biaxe ²⁹.

Afin de ne pas alourdir le contenu de cette thèse, nous ne détaillerons pas la structure du logiciel, réalisé avec l'application *Mathematica*.

- Le calcul des configurations pour lesquelles l'accord de phase est réalisé est un calcul itératif. On peut fixer les directions de propagation et rechercher par itérations les longueurs d'onde et les polarisations qui permettent de réaliser l'accord de phase ou, inversement, fixer les longueurs d'onde et rechercher les directions de propagation et les polarisations. Le calcul utilise les équations de Sellmeier qui donnent la valeur des indices principaux en fonction des

²⁸ Le coefficient non linéaire effectif est souvent défini [26] comme $d_{\text{eff}} = \underline{p}_3 \underline{\underline{d}} \underline{e}_1 \underline{e}_2$, où \underline{p}_3 est le vecteur unitaire colinéaire au vecteur polarisation $\underline{P}(\omega_3)$. Ce coefficient relie alors les amplitudes de la polarisation et des champs électriques : $\underline{P}(\omega_3) = d_{\text{eff}} \underline{E}(\omega_1) \underline{E}(\omega_2)$. Notre définition correspond à un coefficient qui apparaît dans les équations couplées du mélange à trois ondes et qui traduit l'importance du couplage (voir le paragraphe 3 de ce chapitre). Ces deux définitions sont strictement équivalentes lorsque l'angle de double réfraction est nul pour l'onde 3 (car alors $\underline{p}_3 = \underline{e}_3$).

Dans le cas général, elles conduisent à des valeurs de d_{eff} très proches.

²⁹ Les calculs analytiques, en revanche, se limitent aux accords de phases colinéaires dans les cristaux uniaxes et dans les plans principaux des cristaux biaxes, car la situation est alors plus simple (voir le paragraphe 2.1.1 de ce chapitre).

longueurs d'onde et l'équation de la surface des indices qui expriment, à partir des indices principaux, les indices de réfraction dans toute direction de propagation.

- Le calcul du coefficient non linéaire effectif d_{eff} est un produit tensoriel qui nécessite la connaissance du tenseur de susceptibilité non linéaire $\underline{\underline{d}}$ (fourni dans la littérature scientifique³⁰) et les directions des champs électriques \underline{E} . L'équation de l'ellipsoïde des indices (29) permet de déterminer les directions des champs inductions électriques \underline{D} . Celles des champs \underline{E} sont ensuite calculées grâce à la relation $\underline{D} = \underline{\underline{\epsilon}} \underline{E}$, où $\underline{\underline{\epsilon}}$ est le tenseur de constante diélectrique contenant les valeurs des indices principaux (voir paragraphe 2.1.1 de ce chapitre).
- Enfin, les angles de double réfraction peuvent être calculés, grâce à la connaissance des directions des champs \underline{E} et \underline{D} , en utilisant l'équation (30).

3. ÉQUATIONS DE PROPAGATION GÉNÉRALES

À partir de l'équation d'onde non linéaire générale (17) établie au paragraphe 2.2 de ce chapitre, nous proposons d'établir les équations de propagation des 3 ondes dans le milieu non linéaire du deuxième ordre où elles interagissent. Seules les étapes essentielles du calcul sont précisées, la démonstration complète figurant dans l'annexe 2.

On considère le champ électrique total $\underline{E}(\underline{r}, t)$ comme la superposition de trois ondes monochromatiques quasi-planes de la forme :

$$\begin{aligned} \underline{E}(\underline{r}, t) &= \sum_{n=1,2,3} \frac{1}{2} \underline{E}_n \exp(i\omega_n t) + \text{c.c.} \\ &= \sum_{n=1,2,3} \frac{1}{2} A_n(\underline{r}) \underline{e}_n \exp(-i\mathbf{k}_n \cdot \underline{r}) \exp(i\omega_n t) + \text{c.c.} \end{aligned} \quad (37)$$

où \underline{e}_n sont les vecteurs unitaires constants colinéaires à \underline{E}_n ($n = 1, 2, 3$).

³⁰ Il existe de nombreuses publications concernant la plupart des cristaux non linéaires. La référence [27] rassemble une partie de ces résultats publiés.

Les directions des champs \underline{E}_n sont supposées constantes (les vecteurs \underline{e}_n sont indépendants de \underline{r}). Cette hypothèse inscrit notre modélisation dans le cadre de **l'approximation scalaire** des ondes électromagnétiques [28]. D'autre part, les dépendances spatiales rapides (à l'échelle de la longueur d'onde optique) des champs \underline{E}_n sont supposées entièrement contenues dans les exponentielles complexes de l'équation (37), tandis que les fonctions enveloppes $A_n(\underline{r})$ décrivent les évolutions des champs à beaucoup plus grande échelle. Cette hypothèse, dite de **l'enveloppe lentement variable** au cours de la propagation (selon z), implique que

$$\left| \frac{\partial^2 A_n}{\partial z^2} \right| \ll k_n \left| \frac{\partial A_n}{\partial z} \right|. \quad (38)$$

Nous pouvons ainsi négliger le terme $\left| \frac{\partial^2 A_n}{\partial z^2} \right|$ devant $k_n \left| \frac{\partial A_n}{\partial z} \right|$. Cette approximation porte le nom **d'approximation paraxiale**³¹.

Les composantes de Fourier \underline{E}_n des trois ondes monochromatiques vérifient l'équation d'onde non linéaire générale établie au paragraphe 1.2.2 :

$$\left[\underline{\nabla} \wedge \underline{\nabla} \wedge - \frac{\omega_n^2}{c^2} \underline{\underline{\epsilon}}_r(\omega_n) \right] \underline{E}_n = \frac{\omega_n^2}{\epsilon_0 c^2} \underline{P}^{NL}(\omega_n), \quad (39)$$

avec $\underline{P}^{NL}(\omega_n) = \underline{P}^{(2)}(\omega_n)$, puisqu'on s'intéresse ici aux effets non linéaires d'ordre 2.

Dans le cadre de l'optique paraxiale, nous supposons que **les trois ondes se propagent dans la même direction (accord de phase colinéaire), dans un cristal uniaxe ou dans un des plans principaux d'un cristal biaxe**³². Avec ces hypothèses, on peut définir une base orthonormée (x, y, z) ³³ où l'axe z correspond à la direction de propagation des ondes (vecteurs d'onde \underline{k}_n) et l'axe x à la direction du vecteur \underline{D}_1 (direction de polarisation de l'onde 1). Les vecteurs \underline{D}_2 et \underline{D}_3 (directions de polarisation des ondes 2 et 3) ont alors, selon le type d'accord de phase, les directions des axes x ou y . La propagation ayant lieu dans un plan principal du cristal, les directions de polarisation des ondes sont donc soit contenues dans ce plan, soit normales à ce plan, c'est à dire selon un axe principal du cristal.

³¹ L'approximation paraxiale peut est considérée comme valable lorsque la divergence des faisceaux est inférieure à 30° [29].

³² Ces deux situations sont équivalentes (voir paragraphe 2.1.1 de ce chapitre).

³³ Il ne s'agit pas de la base principale du cristal définie à partir de ses axes principaux.

Les ondes polarisées dans le plan principal du cristal ont leurs vecteurs \underline{D}_n et \underline{E}_n non colinéaires ; l'angle ρ_n entre ces vecteurs est l'angle de double réfraction. Les ondes dont la polarisation est normale au plan principal du cristal, c'est à dire suivant un axe principal du cristal, ont un angle de double réfraction nul³⁴. Les différents cas possibles sont représentés sur les figures 10 et 11 selon que l'axe x ou l'axe y est axe principal du cristal.

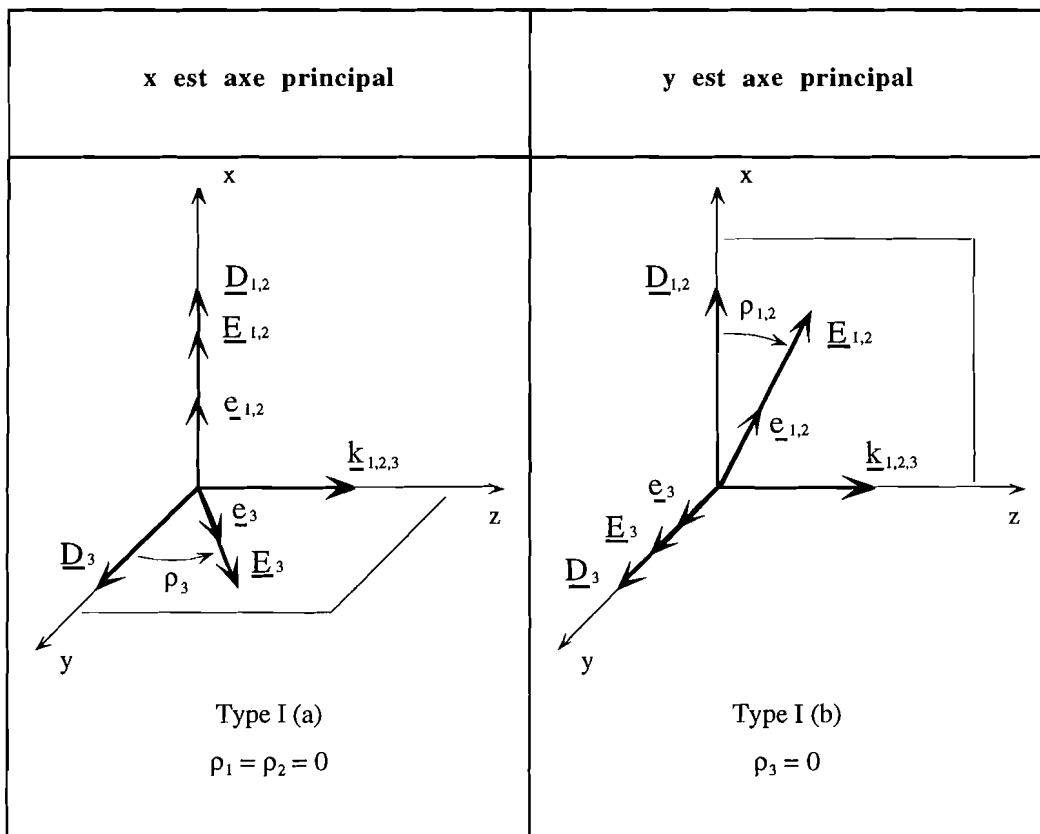


Figure 10 Configurations possibles d'accord de phase colinéaire de Type I ($\underline{D}_1 // \underline{D}_2$), pour une propagation dans un cristal uniaxe ou dans un plan principal d'un cristal biaxe. De façon arbitraire, l'axe z correspond à la direction de propagation des ondes et l'axe x à la direction de polarisation de l'onde 1. Selon les cas, certains angles de double réfraction ρ_n sont nuls.

³⁴ Les caractéristiques énoncées découlent des propriétés des milieux anisotropes, données dans le paragraphe 2.1.1 de ce chapitre.

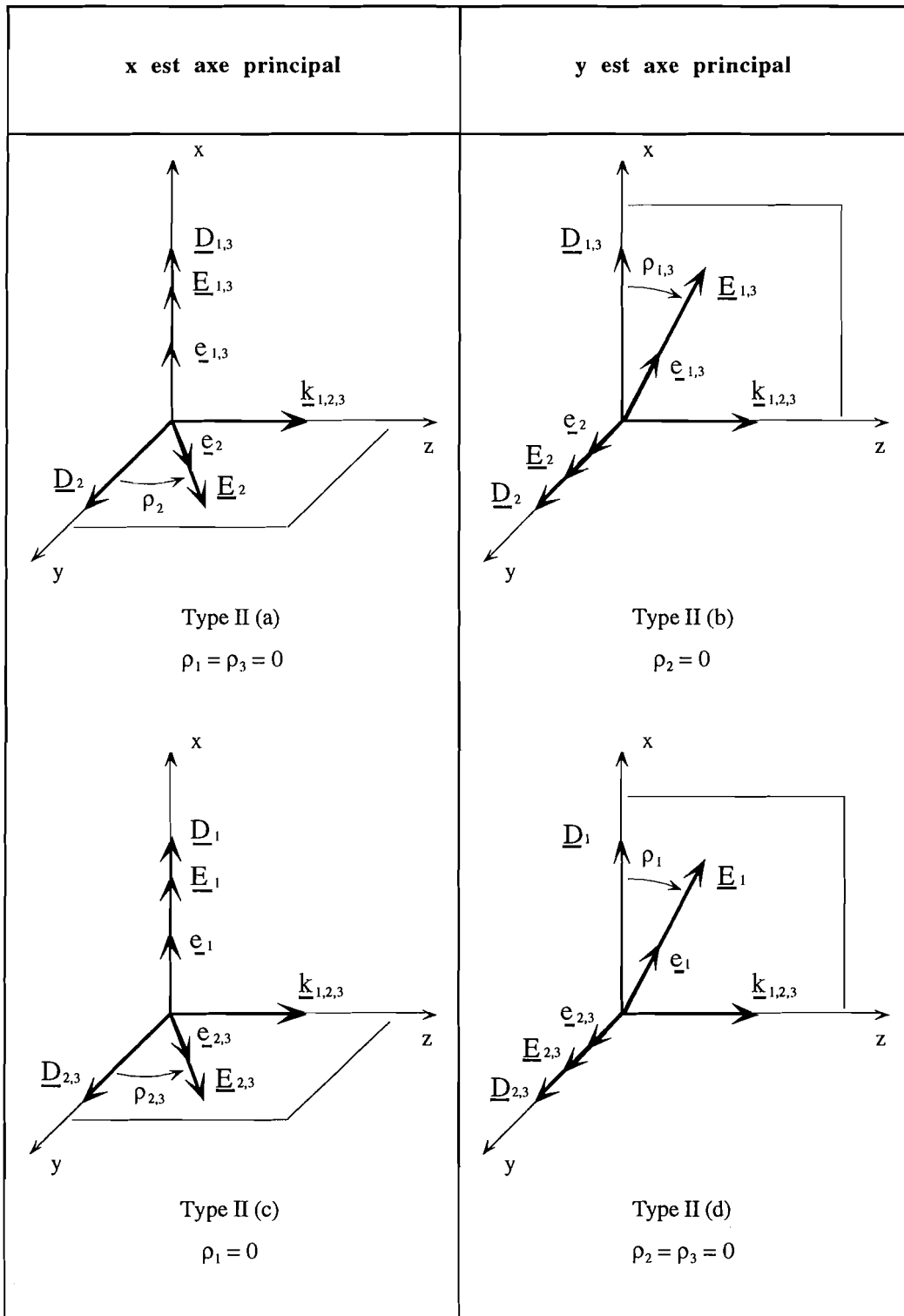


Figure 11 Configurations possibles d'accord de phase colinéaire de Type II ($\underline{D}_1 \perp \underline{D}_2$), pour une propagation dans un cristal uniaxe ou dans un plan principal d'un cristal biaxe. De façon arbitraire, l'axe z correspond à la direction de propagation des ondes et l'axe x à la direction de polarisation de l'onde 1. Selon les cas, certains angles de double réfraction ρ_n sont nuls.

La base que nous avons choisie permet de développer facilement l'équation de propagation (39). Calculons les différents termes de cette équation en projetant sur les vecteurs \underline{e}_n :

- Terme 1 :

$$(\underline{\nabla} \wedge \underline{\nabla} \wedge \underline{E}_n) \cdot \underline{e}_n = \exp(-i\underline{k}_n \cdot \underline{r}) \left\{ -\frac{\partial^2 A_n}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 A_n}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 A_n}{\partial z^2} + 2ik_n \cos^2 \rho_n \left[\frac{\partial A_n}{\partial z} - \tan \rho_n \left(M \frac{\partial A_n}{\partial x} + N \frac{\partial A_n}{\partial y} \right) \right] + A_n k_n^2 \cos^2 \rho_n \right\} \quad (39)$$

où M et N valent 0 ou 1 selon la polarisation de l'onde ($M \neq N$) (les différents cas seront détaillés par la suite).

Comme l'enveloppe A_n est supposée varier très lentement à l'échelle de la longueur d'onde optique, on peut négliger dans l'équation (40) le terme

$$\left| \frac{\partial^2 A_n}{\partial z^2} \right| \text{ devant } k_n \left| \frac{\partial A_n}{\partial z} \right| \text{ (approximation paraxiale).}$$

- Terme 2 :

En faisant intervenir l'équation aux indices [30]:

$$\underline{k}_n \wedge (\underline{k}_n \wedge \underline{e}_n) + \frac{\omega_n^2}{c^2} \underline{\epsilon}_r \underline{e}_n = 0, \quad (41)$$

on obtient :

$$\left[\frac{\omega_n^2}{c^2} \underline{\epsilon}_r(\omega_n) \underline{E}_n \right] = \underline{k}_n^2 \cos^2 \rho_n \underline{E}_n. \quad (42)$$

- Terme 3 :

Les trois composantes de Fourier de la polarisation non linéaire du deuxième ordre s'écrivent, en projection sur les vecteurs \underline{e}_n :

$$\left\{ \begin{array}{l} \underline{e}_1 \cdot \underline{P}^{(2)}(\omega_1) = \varepsilon_0 \underline{e}_1 \underline{\chi}^{(2)}(\omega_3, -\omega_2) \underline{e}_2 \underline{e}_3 A_3 A_2^* e^{-i(k_3 - k_2)z} \\ \underline{e}_2 \cdot \underline{P}^{(2)}(\omega_2) = \varepsilon_0 \underline{e}_2 \underline{\chi}^{(2)}(\omega_3, -\omega_1) \underline{e}_3 \underline{e}_1 A_3 A_1^* e^{-i(k_3 - k_1)z} \\ \underline{e}_3 \cdot \underline{P}^{(2)}(\omega_3) = \varepsilon_0 \underline{e}_3 \underline{\chi}^{(2)}(\omega_1, \omega_2) \underline{e}_1 \underline{e}_2 A_1 A_2 e^{-i(k_1 + k_2)z} \end{array} \right. \quad (43)$$

La symétrie de Kleinman permet d'écrire :

$$\underline{e}_1 \underline{\chi}^{(2)}(\omega_3, -\omega_2) \underline{e}_2 \underline{e}_3 = \underline{e}_2 \underline{\chi}^{(2)}(\omega_3, -\omega_1) \underline{e}_3 \underline{e}_1 = \underline{e}_3 \underline{\chi}^{(2)}(\omega_1, \omega_2) \underline{e}_1 \underline{e}_2 = \chi_{\text{eff}}^{(2)} = 2 d_{\text{eff}}. \quad (44)$$

En ajoutant des termes d'absorption pour tenir compte de l'absorption des ondes au cours de leur propagation dans le milieu non linéaire, on obtient finalement, dans la base que nous avons choisie, les **équations de propagation générales des trois ondes couplées** :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial A_1}{\partial z} = -\frac{\alpha_1}{2} A_1 + i \frac{\omega_1}{c n_1 \cos^2 \rho_1} d_{\text{eff}} A_2^* A_3 e^{-i\Delta k z} - \frac{1}{2ik_1 \cos^2 \rho_1} \Delta_{\perp} A_1 + \frac{\partial A_1}{\partial x} \tan \rho_1 \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} = -\frac{\alpha_2}{2} A_2 + i \frac{\omega_2}{c n_2 \cos^2 \rho_2} d_{\text{eff}} A_1^* A_3 e^{-i\Delta k z} - \frac{1}{2ik_2 \cos^2 \rho_2} \Delta_{\perp} A_2 + \left\{ m \frac{\partial A_2}{\partial x} + n \frac{\partial A_2}{\partial y} \right\} \tan \rho_2 \\ \frac{\partial A_3}{\partial z} = -\frac{\alpha_3}{2} A_3 + i \frac{\omega_3}{c n_3 \cos^2 \rho_3} d_{\text{eff}} A_1 A_2 e^{i\Delta k z} - \frac{1}{2ik_3 \cos^2 \rho_3} \Delta_{\perp} A_3 + \left\{ p \frac{\partial A_3}{\partial x} + q \frac{\partial A_3}{\partial y} \right\} \tan \rho_3 \end{array} \right. \quad (45)$$

Absorption

Effet non linéaire

Diffraction

Double réfraction

où Δ_{\perp} désigne l'opérateur différentiel Laplacien transverse défini selon $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$,

$d_{\text{eff}} = \frac{1}{2} \chi_{\text{eff}}^{(2)}$ et m, n, p, q sont des entiers qui valent 0 ou 1 selon le type d'interaction (voir

tableau 4). Les coefficients α_n sont les absorptions énergétiques des trois ondes dans le cristal.

$\Delta k = k_3 - k_1 - k_2$ est le désaccord de phase. Notons que certains angles de double réfraction s'annulent selon la polarisation des ondes (voir tableau 4).

Type I	(a)	$\rho_1 = \rho_2 = 0$	$m = 1$	$n = 0$
	(b)	$\rho_3 = 0$	$p = 0$	$q = 1$
Type II	(a)	$\rho_1 = \rho_3 = 0$	$m = 0$	$n = 1$
	(b)	$\rho_2 = 0$	$p = 1$	$q = 0$
	(c)	$\rho_1 = 0$	$m = 0$	$n = 1$
	(d)	$\rho_2 = \rho_3 = 0$	$p = 0$	$q = 1$

Tableau 4 Valeurs des paramètres m , n , p , q selon le type d'accord de phase. Selon les cas, certains angles de double réfraction s'annulent (voir les différents cas sur les figures 10 et 11).

Le système d'équations différentielles (45) comporte plusieurs termes qui traduisent des phénomènes physiques différents :

- **Le phénomène d'absorption** des ondes dans le milieu non linéaire est pris en compte grâce aux termes $\frac{\alpha_j}{2} A_j$ ajoutés aux équations de propagation déduites des équations de Maxwell. Notons que les coefficients d'absorption en énergie α_j peuvent être obtenus à partir des parties imaginaires des éléments complexes du tenseur de susceptibilité linéaire $\underline{\chi}^{(1)}$.
- **Les effets non linéaires du deuxième ordre** sont décrits par les termes faisant intervenir les produits d'amplitudes complexes de deux champs électriques. Ainsi, l'amplitude de chacun des trois champs dépend du produit de celles des deux autres. Ce couplage des trois ondes est d'autant plus grand que la valeur du coefficient non linéaire effectif d_{eff} est élevée et que les angles de double réfraction sont faibles³⁵. Il dépend aussi du désaccord de phase $\Delta k = k_3 - k_1 - k_2$ entre les trois ondes. Notons que les indices de réfraction et les fréquences des ondes interviennent aussi.
- **La diffraction** des ondes au cours de la propagation est traitée dans le cadre de l'approximation scalaire paraxiale. En outre, l'approximation de l'enveloppe lentement variable revient à supposer que l'approximation de Fresnel est valable. Avec ces hypothèses, la diffraction est décrite par l'opérateur Laplacien transverse qui fait intervenir des dérivées partielles du deuxième ordre par rapport aux variables d'espace transverses x et y . Notons

³⁵ Les angles de double réfraction ont en général des valeurs telles qu'on peut les considérer comme nuls dans les termes de couplage. Pour un angle de 10 degrés (ce qui est déjà très grand), $\cos^2(10) = 0,97... \approx 1$.

que les termes de diffraction en milieu anisotrope, tout comme les termes traduisant les effets non linéaires, font intervenir les angles de double réfraction.

- **Le phénomène de double réfraction** est décrit par les termes faisant intervenir des dérivées partielles du premier ordre par rapport aux variables d'espace transverses x et y .

Le système d'équations (45) décrivant la propagation des trois ondes couplées n'a pas de solution analytique dans le cas général. En faisant des hypothèses simplificatrices, nous allons pouvoir le résoudre analytiquement afin de mettre en évidence le phénomène d'amplification paramétrique optique, à la base du fonctionnement de l'oscillateur paramétrique optique.

CHAPITRE III

L'oscillateur paramétrique optique en régime nanoseconde

1. INTRODUCTION À L'OSCILLATEUR PARAMÉTRIQUE OPTIQUE

1.1 Amplification paramétrique optique

Considérons le cas où une onde dite « onde signal », de fréquence ω_s , et une onde d'intensité plus élevée dite « onde pompe », de fréquence ω_p supérieure à ω_s , sont envoyées dans un milieu non linéaire du deuxième ordre où elles peuvent interagir. Pour satisfaire la conservation de l'énergie (voir le paragraphe 1 du chapitre II), il apparaît une onde dite « complémentaire » de fréquence ω_c telle que $\omega_s + \omega_c = \omega_p$. Cette onde complémentaire est appelée en anglais onde « idler », ce qui signifie onde oisive. L'évolution de l'amplitude des trois ondes au cours de leur propagation est décrite par le système d'équations général (45) qui n'est pas soluble analytiquement³⁶. Afin d'établir des expressions analytiques simples de l'amplitude des ondes, nous supposons que les ondes sont planes, ce qui implique que les termes de diffraction et de double réfraction, faisant intervenir des dérivées partielles par rapport aux variables transverses x et y , sont nuls. Nous supposons que les ondes se propagent dans la même direction et qu'elles permettent de réaliser l'accord de phase ($\Delta k = 0$). Nous négligeons les phénomènes d'absorption dans le milieu et nous supposons les angles de double réfraction nuls. Nous supposons enfin que l'intensité de l'onde pompe, très supérieure aux intensités des ondes signal

³⁶ Les indices 1, 2 et 3 figurant dans les équations de propagation générales, choisis arbitrairement tels que $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$, sont à remplacer par les indices s, c et p respectivement.

et complémentaire, reste constante au cours de la propagation. Avec ces hypothèses, le système d'équations de propagation des trois ondes se réduit à :

$$\begin{cases} \frac{dA_s}{dz} = i \frac{\omega_s}{c n_s} d_{\text{eff}} A_c^* A_p \\ \frac{dA_c}{dz} = i \frac{\omega_c}{c n_c} d_{\text{eff}} A_s^* A_p \\ \frac{dA_p}{dz} = 0 \end{cases} \quad (46)$$

En dérivant ce système par rapport à la variable z , on obtient deux équations indépendantes :

$$\begin{cases} \frac{d^2 A_s}{dz^2} - \left(\frac{g}{2}\right)^2 A_s = 0 \\ \frac{d^2 A_c}{dz^2} - \left(\frac{g}{2}\right)^2 A_c = 0 \end{cases} \quad (47.a)$$

où

$$g^2 = \frac{4 \omega_s \omega_c d_{\text{eff}}^2}{n_s n_c c^2} |A_p|^2. \quad (47.b)$$

Les solutions générales de ces deux équations sont :

$$\begin{cases} A_s(z) = c_1 \exp\left(\frac{g}{2}z\right) + c_2 \exp\left(-\frac{g}{2}z\right) \\ A_c(z) = c_3 \exp\left(\frac{g}{2}z\right) + c_4 \exp\left(-\frac{g}{2}z\right) \end{cases} \quad (48)$$

où c_1, c_2, c_3, c_4 sont des constantes d'intégration.

Avec les conditions initiales quelconques $A_s(z=0) = A_{s0}$ et $A_c(z=0) = A_{c0}$ on obtient, après quelques transformations :

$$\begin{cases} A_s(z) = A_{s0} \text{ch}\left(\frac{g}{2}z\right) + i A_{c0}^* \sqrt{\frac{n_c \omega_s}{n_s \omega_c}} \text{sh}\left(\frac{g}{2}z\right) \\ A_c(z) = A_{c0} \text{ch}\left(\frac{g}{2}z\right) + i A_{s0}^* \sqrt{\frac{n_s \omega_c}{n_c \omega_s}} \text{sh}\left(\frac{g}{2}z\right) \end{cases} \quad (49)$$

En supposant que $A_{c0} = 0$ puisque seules les ondes pompe et signal sont incidentes dans le milieu non linéaire, les équations se simplifient en :

$$\begin{cases} A_s(z) = A_{s0} \operatorname{ch}\left(\frac{g}{2}z\right) \\ A_c(z) = i A_{s0}^* \sqrt{\frac{n_s \omega_c}{n_c \omega_s}} \operatorname{sh}\left(\frac{g}{2}z\right) \end{cases} \quad (50)$$

Les intensités I_s et I_c des ondes signal et complémentaire ont pour expression :

$$\begin{cases} I_s(z) = I_{s0} \operatorname{ch}^2\left(\frac{g}{2}z\right) \\ I_c(z) = I_{s0} \frac{\omega_c}{\omega_s} \operatorname{sh}^2\left(\frac{g}{2}z\right) \end{cases} \quad (51)$$

où l'intensité I d'une onde s'écrit en fonction de son amplitude complexe A :

$$I = \frac{\varepsilon_0 c n |A|^2}{2} \quad (52)$$

On constate, d'après les équations (51), que les intensités des ondes signal et complémentaire augmentent au cours de la propagation dans le cristal de manière exponentielle. Ce phénomène d'amplification des ondes porte le nom **d'amplification paramétrique optique**³⁷.

1.2 Principes de base de l'OPO

Un cristal non linéaire soumis à une onde intense de fréquence ω_p peut donc se comporter comme un amplificateur optique à une fréquence inférieure ω_s et cette amplification s'accompagne de la génération dans le milieu d'une troisième onde de fréquence $\omega_c = \omega_p - \omega_s$. Ce phénomène est à la base de **l'oscillateur paramétrique optique (OPO)**, source de lumière cohérente constituée d'un résonateur optique dans lequel est placé un milieu non linéaire

³⁷ Il s'agit en fait du phénomène général de génération de différence de fréquences puisqu'il y a création, à partir de deux ondes de fréquences ω_p et ω_s , d'une onde complémentaire de fréquence $\omega_c = \omega_p - \omega_s$. Dans le cas particulier où l'une des ondes incidentes (l'onde pompe) a une intensité plus élevée que l'autre (l'onde signal), la création de l'onde complémentaire s'accompagne d'une amplification de l'onde signal et l'on parle alors plutôt de phénomène d'amplification paramétrique optique.

du deuxième ordre servant de milieu amplificateur au même titre qu'un milieu à inversion de population dans un laser (figure 12).

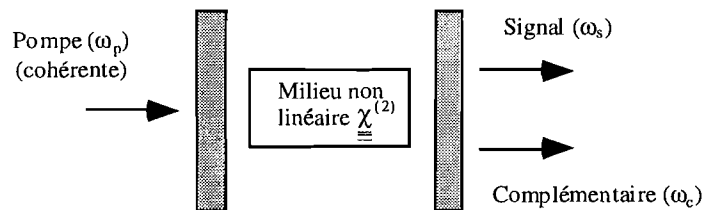


Figure 12 Schéma de principe de l'oscillateur paramétrique optique (OPO).

L'OPO présente certaines similitudes avec le laser. Tous deux constitués d'un milieu à gain placé dans un résonateur optique, ils sont sources de rayonnements cohérents avec existence d'un seuil de fonctionnement. Cependant, le gain dans un OPO est basé sur un processus physique différent du gain dans un laser. C'est pourquoi, malgré leurs similitudes, OPO et laser présentent aussi des différences importantes (voir figure 13). Le gain dans un laser provient d'un stockage d'énergie dans un milieu matériel où se produit une inversion de population, cette énergie pouvant être d'origine diverse. Dans un OPO, en revanche, il n'y a pas de stockage d'énergie. Le gain provient de l'interaction non linéaire de la matière avec un faisceau de pompe cohérent. Il s'agit d'un processus instantané qui n'existe que lorsque le faisceau de pompe est présent. Ce gain est dit paramétrique, car il dépend de paramètres variables [31], comme l'intensité de pompe. L'OPO émet deux faisceaux, appelés signal et complémentaire, dont les fréquences peuvent être accordées puisqu'elles ne sont pas liées à des niveaux d'énergie bien définis d'un atome ou d'une molécule comme c'est le cas dans un laser. L'intérêt des OPO est de produire des fréquences optiques dans des domaines spectraux où les lasers sont absents, notamment dans l'infrarouge, et de pouvoir en général accorder les fréquences d'émission sur de larges domaines ³⁸.

³⁸ L'accordabilité dépend toutefois de certaines conditions comme la transparence du cristal et la possibilité de réaliser l'accord de phase.

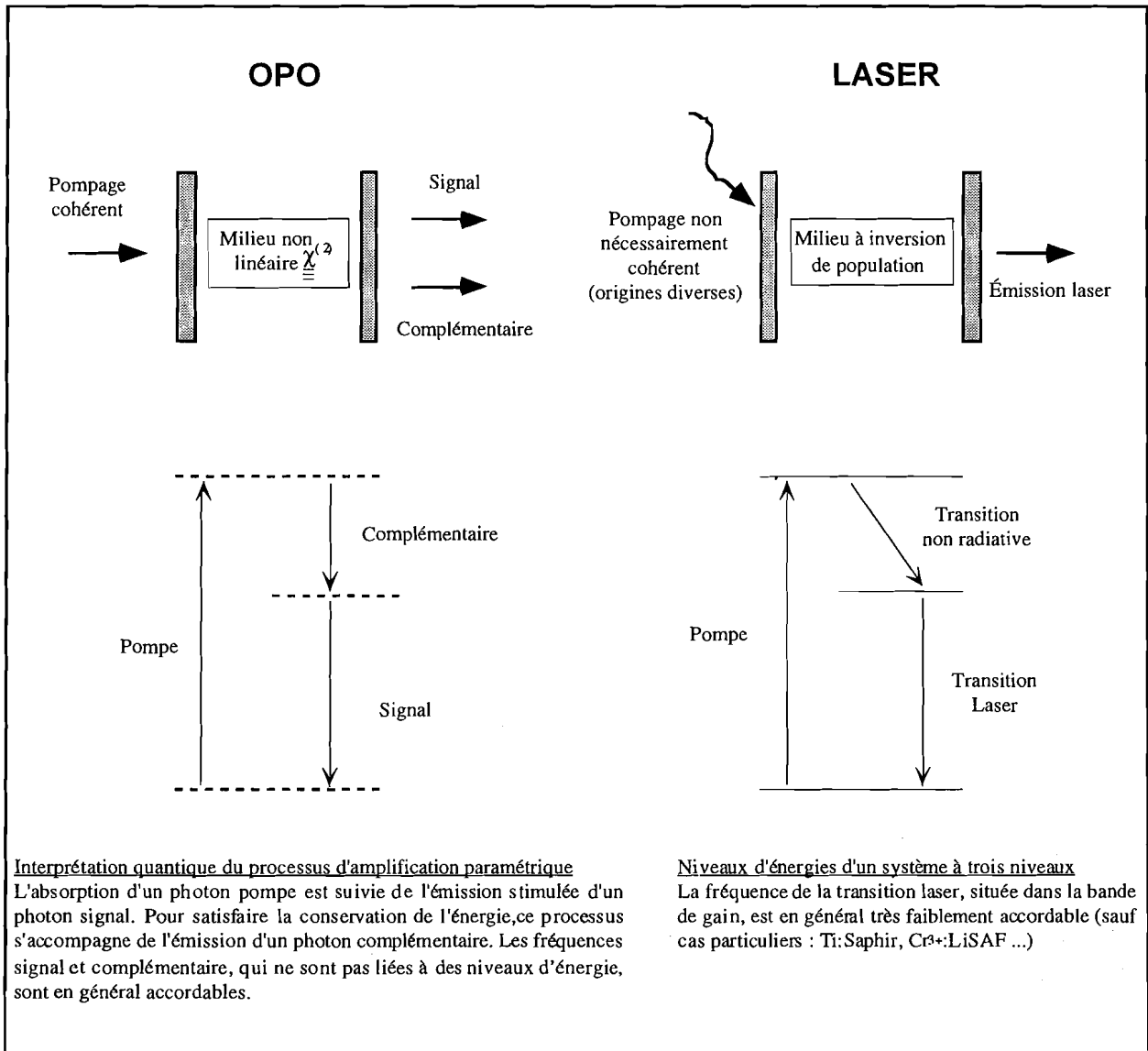


Figure 13 Comparaison des principes OPO/LASER.

Après cette introduction à l'OPO, nous proposons d'étudier plus en détail les effets physiques qui interviennent dans son fonctionnement.

2. EFFETS PHYSIQUES DANS LE MILIEU AMPLIFICATEUR DE L'OPO

La résolution des équations de propagation dans un cas très simple, en négligeant les phénomènes d'absorption et de double réfraction dans le cristal, en supposant les ondes planes et l'amplitude de l'onde pompe constante, a permis de mettre en évidence le phénomène d'amplification paramétrique à la base de l'OPO.

Nous proposons d'étudier de manière plus approfondie les effets non linéaires mis en jeu dans le milieu amplificateur de l'OPO, notamment lorsque l'accord de phase n'est pas rigoureusement réalisé, lorsque les ondes ont des amplitudes initiales quelconques et que l'amplitude de l'onde pompe n'est plus supposée constante.

Nous examinerons ensuite l'influence de l'absorption des ondes dans le cristal non linéaire ainsi que l'influence des phénomènes de diffraction et de double réfraction lorsque les ondes ne sont plus supposées planes.

Nous rappelons que nous nous intéressons aux OPO fonctionnant en régime nanoseconde.

2.1 Analyse des effets non linéaires dans l'OPO

2.1.1 Cas de l'amplitude de l'onde pompe constante

Aux premiers instants où l'OPO commence à osciller, ou lorsque le fonctionnement de l'OPO se situe très proche du seuil d'oscillation, l'amplitude de l'onde pompe est très supérieure à celles des ondes signal et complémentaire. On peut alors supposer que l'amplitude de l'onde pompe reste constante. Le système d'équations traduisant les effets non linéaires dans le cristal s'écrit :

$$\begin{cases} \frac{dA_s}{dz} = i \frac{\omega_s}{c n_s} d_{\text{eff}} A_c^* A_p e^{-i\Delta kz} \\ \frac{dA_c}{dz} = i \frac{\omega_c}{c n_c} d_{\text{eff}} A_s^* A_p e^{-i\Delta kz} \\ \frac{dA_p}{dz} = 0 \end{cases} \quad (53)$$

Reprenons, dans le cas plus général d'un désaccord de phase Δk quelconque, les calculs développés précédemment. En dérivant le système par rapport à la variable z , on obtient deux équations indépendantes :

$$\begin{cases} \frac{d^2 A_s}{dz^2} + i \Delta k \frac{dA_s}{dz} - \left(\frac{g}{2}\right)^2 A_s = 0 \\ \frac{d^2 A_c}{dz^2} + i \Delta k \frac{dA_c}{dz} - \left(\frac{g}{2}\right)^2 A_c = 0 \end{cases} \quad (54.a)$$

où

$$g^2 = \frac{4 \omega_s \omega_c d_{\text{eff}}^2}{n_s n_c c^2} |A_p|^2. \quad (54.b)$$

Les solutions générales de ces deux équations s'écrivent :

$$\begin{cases} A_s(z) = \exp\left(-i \frac{\Delta k}{2} z\right) \left\{ c_1 \exp\left(\frac{bz}{2}\right) + c_2 \exp\left(-\frac{b}{2} z\right) \right\} \\ A_c(z) = \exp\left(-i \frac{\Delta k}{2} z\right) \left\{ c_3 \exp\left(\frac{bz}{2}\right) + c_4 \exp\left(-\frac{b}{2} z\right) \right\} \end{cases} \quad (55)$$

où $b^2 = g^2 - \Delta k^2$ et c_1, c_2, c_3, c_4 sont des constantes d'intégration.

Avec les conditions initiales quelconques $A_s(z=0) = A_{s0}$ et $A_c(z=0) = A_{c0}$ on obtient, après quelques transformations :

$$\begin{cases} A_s(z) = \exp\left(-i \frac{\Delta k}{2} z\right) \left\{ A_{s0} \left[\text{ch}\left(\frac{bz}{2}\right) + i \frac{\Delta k}{b} \text{sh}\left(\frac{bz}{2}\right) \right] + i A_{c0}^* \frac{g}{b} \sqrt{\frac{n_c \omega_s}{n_s \omega_c}} \text{sh}\left(\frac{bz}{2}\right) \right\} \\ A_c(z) = \exp\left(-i \frac{\Delta k}{2} z\right) \left\{ A_{c0} \left[\text{ch}\left(\frac{bz}{2}\right) + i \frac{\Delta k}{b} \text{sh}\left(\frac{bz}{2}\right) \right] + i A_{s0}^* \frac{g}{b} \sqrt{\frac{n_s \omega_c}{n_c \omega_s}} \text{sh}\left(\frac{bz}{2}\right) \right\} \end{cases} \quad (56)$$

- Si l'intensité initiale du complémentaire est nulle à l'entrée du cristal³⁹, les équations (56) se simplifient en :

$$\begin{cases} A_s(z) = A_{s0} \left[\text{ch}\left(\frac{bz}{2}\right) + i \frac{\Delta k}{b} \text{sh}\left(\frac{bz}{2}\right) \right] \exp\left(-i \frac{\Delta k}{2} z\right) \\ A_c(z) = i A_{s0}^* \frac{g}{b} \sqrt{\frac{n_s \omega_c}{n_c \omega_s}} \text{sh}\left(\frac{bz}{2}\right) \exp\left(-i \frac{\Delta k}{2} z\right) \end{cases} \quad (57)$$

³⁹ C'est le cas dans un OPO résonnant uniquement sur l'onde signal (OPO simplement résonnant).

Les intensités I_s et I_c des ondes signal et complémentaires varient au cours de la propagation dans le cristal selon :

$$\begin{cases} I_s(z) = I_{s0} \left\{ 1 + \frac{g^2}{b^2} \operatorname{sh}^2\left(\frac{bz}{2}\right) \right\} \\ I_c(z) = I_{s0} \frac{g^2}{b^2} \frac{\omega_c}{\omega_s} \operatorname{sh}^2\left(\frac{bz}{2}\right) \end{cases} \quad (58.a)$$

où

$$I = \frac{\epsilon_0 c n |A|^2}{2}. \quad (58.b)$$

Après une propagation sur une distance z dans le cristal, l'intensité signal a été multipliée par le facteur :

$$G = 1 + \frac{g^2}{b^2} \operatorname{sh}^2\left(\frac{bz}{2}\right). \quad (59)$$

Si b est réel, c'est à dire $|g| > |\Delta k|$, le facteur G est supérieur à 1. L'intensité de l'onde signal est alors amplifiée au cours de la propagation. Il s'agit du phénomène d'amplification paramétrique optique généralisé pour un désaccord de phase Δk quelconque. Le facteur d'amplification G décroît avec le désaccord de phase (voir figure 14).

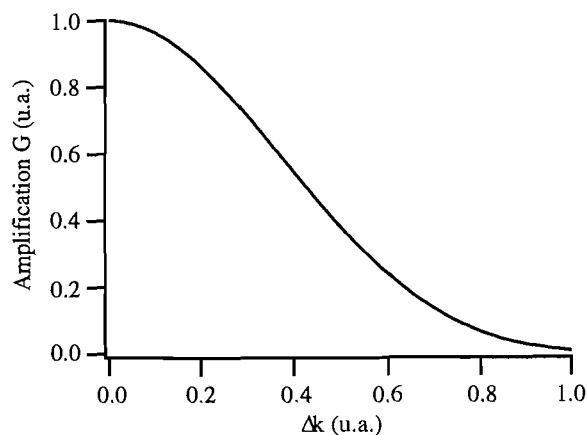


Figure 14 Évolution du facteur d'amplification G en fonction du désaccord de phase Δk .

Les intensités signal et complémentaire augmentent donc au cours de la propagation, d'autant plus que la valeur absolue de Δk est petite. Ce résultat est illustré par un exemple sur la figure 15.

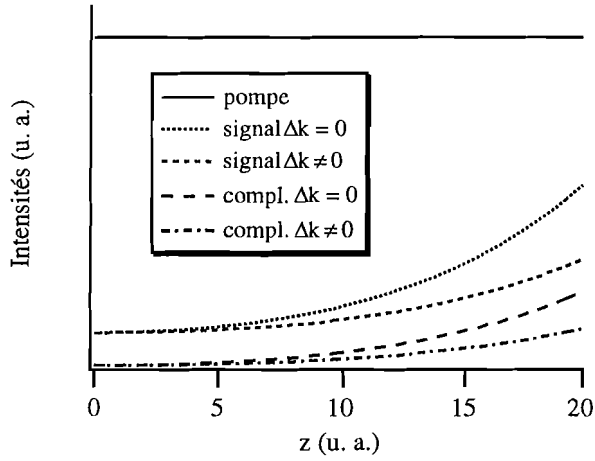


Figure 15 Évolution des intensités signal et complémentaire au cours de la propagation dans le milieu non linéaire en supposant l'intensité de pompe constante. L'amplification est maximale lorsque l'accord de phase est réalisé ($\Delta k = 0$).

Lorsque l'accord de phase est réalisé ($\Delta k = 0$), les intensités des ondes signal et complémentaire ont pour expressions :

$$\begin{cases} I_s(z) = I_{s0} \operatorname{ch}^2\left(\frac{gz}{2}\right) \\ I_c(z) = I_{s0} \frac{\omega_c}{\omega_s} \operatorname{sh}^2\left(\frac{gz}{2}\right) \end{cases} \quad (60)$$

Pour $gz \gg 1$, les expressions des intensités ont pour équivalents :

$$\begin{cases} I_s(z) \approx \frac{I_{s0}}{4} \exp(gz) \\ I_c(z) \approx \frac{I_{s0}}{4} \frac{\omega_c}{\omega_s} \exp(gz) \end{cases} \quad (61)$$

Le facteur g apparaît comme le gain paramétrique par unité de longueur. Il peut s'exprimer en fonction de l'intensité de pompe selon :

$$g^2 = \frac{8 \omega_s \omega_c d_{\text{eff}}^2}{n_s n_c n_p \epsilon_0 c^3} I_p. \quad (62)$$

Le gain paramétrique est d'autant plus élevé que l'intensité de pompe I_p et le coefficient non linéaire effectif d_{eff} sont grands. Il est intéressant de noter que le gain fait intervenir les indices de réfraction des trois ondes et les fréquences des ondes signal et complémentaire.

On établit aisément à partir des équations (60) la relation suivante :

$$I_s(z) - I_{s0} = \frac{\omega_s}{\omega_c} I_c, \quad (63)$$

qui peut s'écrire :

$$\frac{1}{\hbar\omega_s} (I_s(z) - I_{s0}) = \frac{1}{\hbar\omega_c} I_c \quad (64)$$

soit

$$\Phi_s(z) - \Phi_s(0) = \Phi_c(z), \quad (65)$$

où $\Phi = \frac{I}{\hbar\omega}$ représente un flux de photons par unité de surface.

La relation (65) signifie que la variation du flux de photons signal, au cours de la propagation dans le cristal, est égale au flux de photons complémentaire créé. Ce résultat corrobore l'interprétation corpusculaire du phénomène d'amplification paramétrique (ou phénomène de génération de différence de fréquences), donnée au paragraphe 1 du chapitre I, que l'on peut résumer par l'équation symbolique suivante :

$$\text{photon à } \omega_p \leftrightarrow \text{photon à } \omega_s + \text{photon à } \omega_c. \quad (66)$$

Les photons signal et complémentaire (ω_s , ω_c) étant créé par paires, leur nombre augmente (ou diminue) de la même quantité.

À partir des équations (57), on établit les expressions des phases ϕ_s et ϕ_c des ondes signal et complémentaire en supposant b réel (cas où il y a amplification) :

$$\begin{cases} \phi_s(z) = \phi_{s0} - \frac{\Delta k}{2} z - \arctan \left\{ \frac{\Delta k}{b} \operatorname{th} \left(\frac{bz}{2} \right) \right\} \\ \phi_c(z) = \frac{\pi}{2} - \phi_{s0} - \frac{\Delta k}{2} z \end{cases} \quad (67)$$

Si le désaccord de phase Δk est faible, les expressions (67) se simplifient en :

$$\begin{cases} \phi_s(z) = \phi_{s0} - \frac{\Delta k}{2} \left(z + \frac{2}{b} \operatorname{th} \left(\frac{bz}{2} \right) \right) \\ \phi_c(z) = \frac{\pi}{2} - \phi_{s0} - \frac{\Delta k}{2} z \end{cases} \quad (68)$$

On constate que les phases des ondes signal et complémentaire sont constantes lorsque l'accord de phase est réalisé ($\Delta k = 0$). Lorsque l'accord de phase n'est pas réalisé ($\Delta k \neq 0$), les phases évoluent au cours de la propagation. La phase du complémentaire $\phi_c(z)$ varie linéairement avec z . La phase du signal $\phi_s(z)$ dépend de l'intensité de la pompe par l'intermédiaire du terme b . Comme en général le faisceau pompe a des distributions temporelle et transverse non uniformes, la phase du signal va varier dans le temps de façon différente selon le point considéré dans le plan transverse. Nous verrons que ces déphasages entraînent des modulations et des dérives des spectres temporels des impulsions.

• Si l'amplitude initiale du complémentaire n'est pas nulle à l'entrée du cristal, les équations (56) s'écrivent, en supposant l'accord de phase réalisé :

$$\begin{cases} A_s(z) = A_{s0} \operatorname{ch} \left(\frac{gz}{2} \right) + i A_{c0}^* \sqrt{\frac{n_c \omega_s}{n_s \omega_c}} \operatorname{sh} \left(\frac{gz}{2} \right) \\ A_c(z) = A_{c0} \operatorname{ch} \left(\frac{gz}{2} \right) + i A_{s0}^* \sqrt{\frac{n_s \omega_c}{n_c \omega_s}} \operatorname{sh} \left(\frac{gz}{2} \right) \end{cases} \quad (69)$$

On constate, à la vue des équations (69), que les phases des ondes ne sont pas constantes bien que l'accord de phase soit réalisé. La phase du signal varie selon :

$$\phi_s(z) = \arctan \left\{ \frac{|A_{s0}| \sin \phi_{s0} + |A_{c0}| \cos \phi_{c0} \sqrt{\frac{n_c \omega_s}{n_s \omega_c}} \operatorname{th} \left(\frac{gz}{2} \right)}{|A_{s0}| \cos \phi_{s0} + |A_{c0}| \sin \phi_{c0} \sqrt{\frac{n_c \omega_s}{n_s \omega_c}} \operatorname{th} \left(\frac{gz}{2} \right)} \right\}. \quad (70)$$

L'expression de la phase du complément $\phi_c(z)$ est identique à celle du signal à condition de permuter les indices s et c .

Si l'OPO n'est pas parfaitement simplement résonnant sur l'onde signal, l'amplitude initiale du complémentaire à l'entrée du cristal non linéaire peut être non négligeable ($|A_{c0}| \neq 0$). Il en résulte que l'onde signal se déphase au cours de sa propagation, ce qui se traduit par un décalage de son spectre. De façon plus générale, la résonance simultanée des ondes signal et complémentaire entraîne des instabilités de l'OPO notamment au niveau des spectres [32, 33]. En régime nanoseconde, les OPO sont presque toujours simplement résonnants.

2.1.2 Cas général de l'amplitude de l'onde pompe variable

Lorsque l'OPO est pompé largement au-dessus de son seuil d'oscillation, le transfert d'énergie de l'onde de pompe vers les ondes signal et complémentaire peut devenir important (proche de 50% avec l'OPO que nous avons réalisé, décrit dans la partie II et dans les références [34, 35]). Il n'est donc plus valable de supposer que l'amplitude de l'onde de pompe reste constante. Le système d'équations traduisant les effets non linéaires s'écrit alors :

$$\begin{cases} \frac{\partial A_s}{\partial z} = i \frac{\omega_s}{c n_s} d_{\text{eff}} A_c^* A_p e^{-i\Delta k z} \\ \frac{\partial A_c}{\partial z} = i \frac{\omega_c}{c n_c} d_{\text{eff}} A_s^* A_p e^{-i\Delta k z} \\ \frac{\partial A_p}{\partial z} = i \frac{\omega_p}{c n_p} d_{\text{eff}} A_s A_c e^{i\Delta k z} \end{cases} \quad (71)$$

Ce système d'équations porte le nom **d'équations du mélange à trois ondes**. Il peut être résolu analytiquement. L'expression de l'intensité des ondes a été donnée pour la première fois par Armstrong et col. en 1962 [10]. Celle de leur phase a été donnée plus récemment [36].

Les intensités I_s , I_c , I_p des trois ondes évoluent au cours de la propagation selon :

$$\left\{ \begin{array}{l} I_s(z) = \left\{ N_{s0} - N_1 - (N_2 - N_1) \operatorname{sn}^2 \left[\sqrt{\frac{(N_3 - N_1) I_t}{P}} (z + z_0), \zeta \right] \right\} \frac{\omega_s}{\omega_p} I_t \\ I_c(z) = \left\{ N_{c0} - N_1 - (N_2 - N_1) \operatorname{sn}^2 \left[\sqrt{\frac{(N_3 - N_1) I_t}{P}} (z + z_0), \zeta \right] \right\} \frac{\omega_c}{\omega_p} I_t, \\ I_p(z) = \left\{ N_1 + (N_2 - N_1) \operatorname{sn}^2 \left[\sqrt{\frac{(N_3 - N_1) I_t}{P}} (z + z_0), \zeta \right] \right\} I_t \end{array} \right. \quad (72)$$

et les phases ϕ_s, ϕ_c, ϕ_p des trois ondes évoluent selon :

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_s(z) = \phi_{s0} + \frac{1}{2} \Delta k z \\ \quad - \frac{\sqrt{P / I_t} \Delta k N_{s0} + 2 \Gamma}{2 (N_{s0} - N_1) \sqrt{N_3 - N_1}} \left[\Pi \left[\frac{N_2 - N_1}{N_{s0} - N_1}, \operatorname{am} \left[z \sqrt{\frac{(N_3 - N_1) I_t}{P}}, \zeta \right], \zeta \right] \right]_{z_0}^{z+z_0} \\ \phi_c(z) = \phi_{c0} + \frac{1}{2} \Delta k z \\ \quad - \frac{\sqrt{P / I_t} \Delta k N_{c0} + 2 \Gamma}{2 (N_{c0} - N_1) \sqrt{N_3 - N_1}} \left[\Pi \left[\frac{N_2 - N_1}{N_{c0} - N_1}, \operatorname{am} \left[z \sqrt{\frac{(N_3 - N_1) I_t}{P}}, \zeta \right], \zeta \right] \right]_{z_0}^{z+z_0} .(73) \\ \phi_p(z) = \phi_{p0} - \frac{1}{2} \Delta k z \\ \quad - \frac{\Gamma}{N_1 \sqrt{N_3 - N_1}} \left[\Pi \left[\frac{N_1 - N_2}{N_1}, \operatorname{am} \left[z \sqrt{\frac{(N_3 - N_1) I_t}{P}}, \zeta \right], \zeta \right] \right]_{z_0}^{z+z_0} \end{array} \right.$$

Les différents paramètres et fonctions qui interviennent dans ces expressions compliquées sont précisés dans l'annexe 3.

La résolution des équations du mélange à trois ondes fait intervenir une propriété de ces équations que l'on peut établir très facilement. Cette propriété exprime que les flux de photons Φ par unité de surface des trois ondes ($\Phi = \frac{I}{\hbar\omega}$) vérifient :

$$\frac{d\Phi_s}{dz} = \frac{d\Phi_c}{dz} = - \frac{d\Phi_p}{dz}. \quad (74)$$

Ces relations, dites de **Manley-Rowe**, corroborent l'interprétation corpusculaire du phénomène de mélange paramétrique, résumé par l'équation symbolique (66). Au cours de la propagation dans le milieu non linéaire, les flux de photons signal et complémentaire varient de façon identique, opposée à la variation du flux de photon pompe.

Les expressions analytiques des intensités (72) et des phases (73) des ondes signal, complémentaire et pompe montrent qu'après interaction dans le milieu non linéaire, ces quantités dépendent des intensités et phases initiales (à l'entrée du milieu non linéaire) ainsi que du désaccord de phase Δk . Plus précisément, les intensités des ondes ont un comportement périodique oscillant au cours de la propagation dans le milieu non linéaire, décrit par les fonctions sinus de Jacobi (« sn »). La période Z des oscillations a pour expression :

$$Z = 2 K(\zeta) \sqrt{\frac{P}{(N_3 - N_1) I_1}}, \quad (75)$$

où

$$K(\zeta) = \int_0^{\pi/2} \frac{du}{\sqrt{1 - \zeta \sin^2 u}} \text{ est l'intégrale elliptique complète de première espèce.}$$

Les intensités signal et complémentaire ont toutes deux même sens de variation périodique, opposé à celui de l'intensité de pompe. Les échanges énergétiques se font tantôt de la pompe vers le signal et le complémentaire (amplification paramétrique ou génération de différences de fréquences : $\omega_s = \omega_p - \omega_c$ et $\omega_c = \omega_p - \omega_s$) tantôt dans le sens inverse (génération de somme de fréquences : $\omega_p = \omega_s + \omega_c$). Ce dernier phénomène est souvent appelé phénomène de « reconversion » ou « recombinaison », ou encore en anglais « back-conversion ». En général, les minima d'intensités ne sont pas nuls. La période des oscillations et leurs amplitudes dépendent des intensités initiales des trois ondes, de leur relation de phase initiale $\Delta\phi_0 = \phi_{p0} - \phi_{s0} - \phi_{c0}$, et du désaccord de phase Δk . La période des oscillations devient infinie lorsque $\zeta = 1$, c'est à dire lorsque les intensités signal et complémentaire initiales sont dans la proportion :

$$\frac{I_s}{I_c} = \frac{\omega_s}{\omega_c}. \quad (76)$$

Dans ce cas, les flux de photons signal et complémentaire sont égaux. Tous les photons signal peuvent se combiner avec tous les photons complémentaire pour créer des photons pompe. Les

intensités signal et complémentaire finissent alors par s'annuler toutes deux et les intensités des trois ondes n'évoluent plus.

Dans le cas général, les phases des trois ondes ont une évolution qui n'est pas périodique. Cette évolution dépend également des intensités initiales des trois ondes, de leur relation de phase initiale $\Delta\phi_0$, et du désaccord de phase Δk .

Sur la figure 16 est représentée l'évolution des intensités et des phases des trois ondes au cours de la propagation dans le milieu non linéaire pour des intensités initiales des ondes différentes.

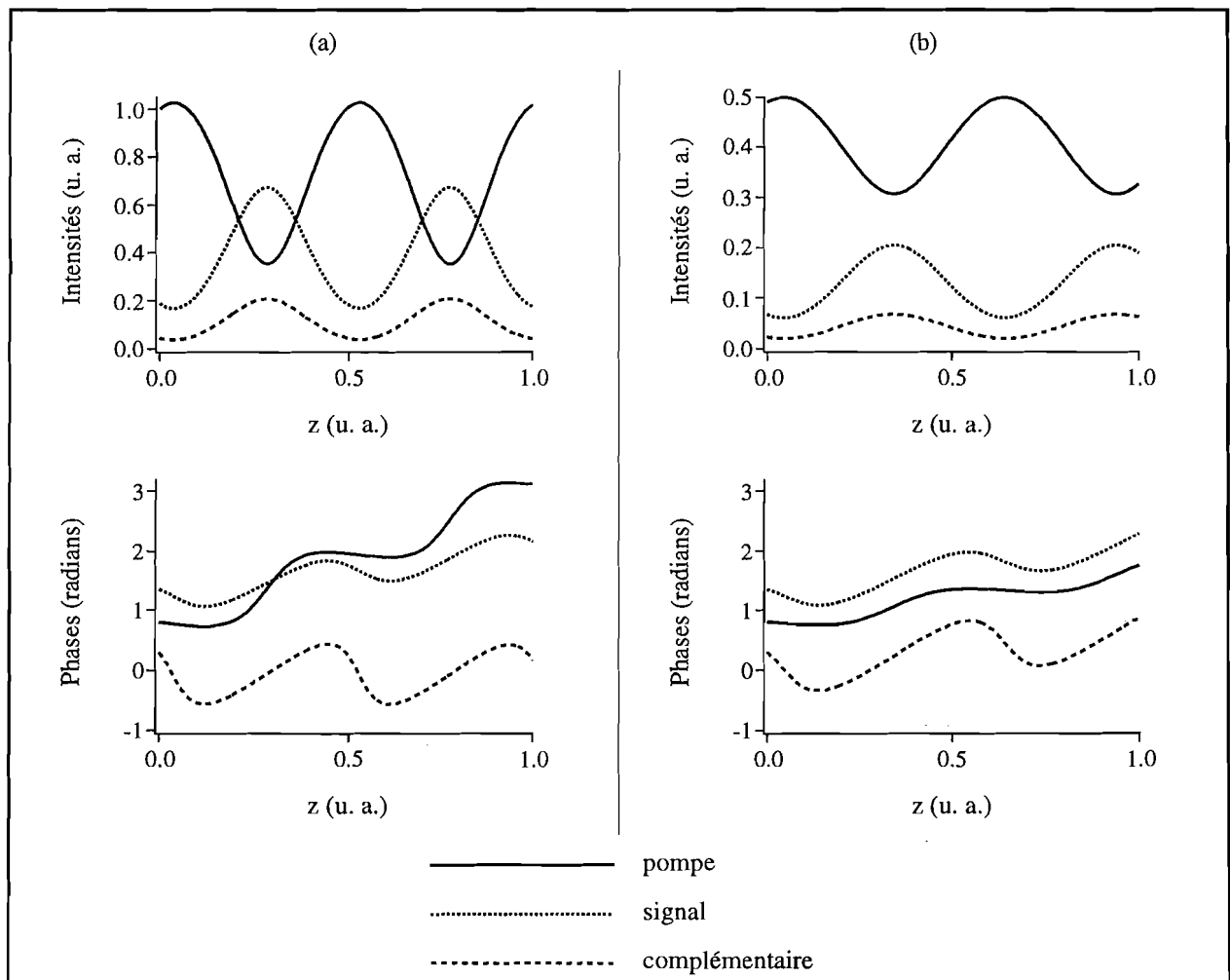


Figure 16 Influence des intensités initiales sur l'évolution des intensités et des phases des trois ondes au cours de la propagation dans le milieu non linéaire. L'unité des intensités est arbitraire.

(a) $I_p(0) = 1$; $I_s(0) = 0,18$; $I_c(0) = 0,04$

(b) $I_p(0) = 0,49$; $I_s(0) = 0,07$; $I_c(0) = 0,02$.

Les intensités et les phases des trois ondes à la sortie du milieu non linéaire dépendent des intensités initiales à l'entrée. Comme, en général, les intensités initiales ne sont pas uniformes dans le temps et dans le plan transverse, il en résulte des déformations des distributions d'intensité, des dérives de fréquence et des distorsions des fronts d'ondes.

Considérons le cas particulier où l'une des ondes signal ou complémentaire a une intensité initiale nulle. Ce cas particulier est très courant en pratique puisqu'il correspond au cas de l'amplification paramétrique, où une onde (signal) est envoyée simultanément avec une onde pompe intense dans un milieu non linéaire afin d'être amplifiée, et au cas de l'oscillateur paramétrique optique (OPO) simplement résonnant, où l'intensité de l'onde non résonnante est toujours nulle à l'entrée du milieu non linéaire.

On montre facilement à partir des équations du mélange à trois ondes (71) que l'onde initialement nulle est créée avec une phase initiale vérifiant $\Delta\phi_0 = \phi_{p0} - \phi_{s0} - \phi_{c0} = \pi/2$. Si l'accord de phase est réalisé ($\Delta k = 0$), l'intensité de pompe, ainsi que l'intensité de l'onde initialement nulle, s'annulent périodiquement. La relation de phase des trois ondes reste constante, en valeur absolue, au cours de la propagation :

$$|\Delta\phi| = |\phi_p - \phi_s - \phi_c| = \pi/2. \quad (77)$$

Les phases des trois ondes sont constantes mais non continues : lorsqu'une des ondes voit son intensité s'annuler, sa phase fait un saut de π de sorte que $\Delta\phi$ change de signe. Il en résulte une inversion du sens de variation des intensités. Lorsque $\Delta\phi = +\pi/2$, l'intensité de pompe décroît tandis que les intensités signal et complémentaire croissent. C'est le contraire lorsque $\Delta\phi = -\pi/2$.

Si l'accord de phase n'est pas réalisé ($\Delta k \neq 0$), les intensités des trois ondes oscillent en ne s'annulant jamais. Les phases des trois ondes ne sont pas constantes. La phase de l'onde dont l'intensité initiale est nulle varie au cours de la propagation mais ne dépend pas des intensités initiales. Les phases des deux autres ondes, en revanche, dépendent des intensités initiales⁴⁰. La relation de phase des ondes évolue continûment au cours de la propagation.

Les résultats énoncés sont illustrés par des exemples sur la figure 17.

⁴⁰ Ces résultats ont été évoqués grâce aux équations (68) et (70) dans l'hypothèse de l'amplitude de pompe constante.

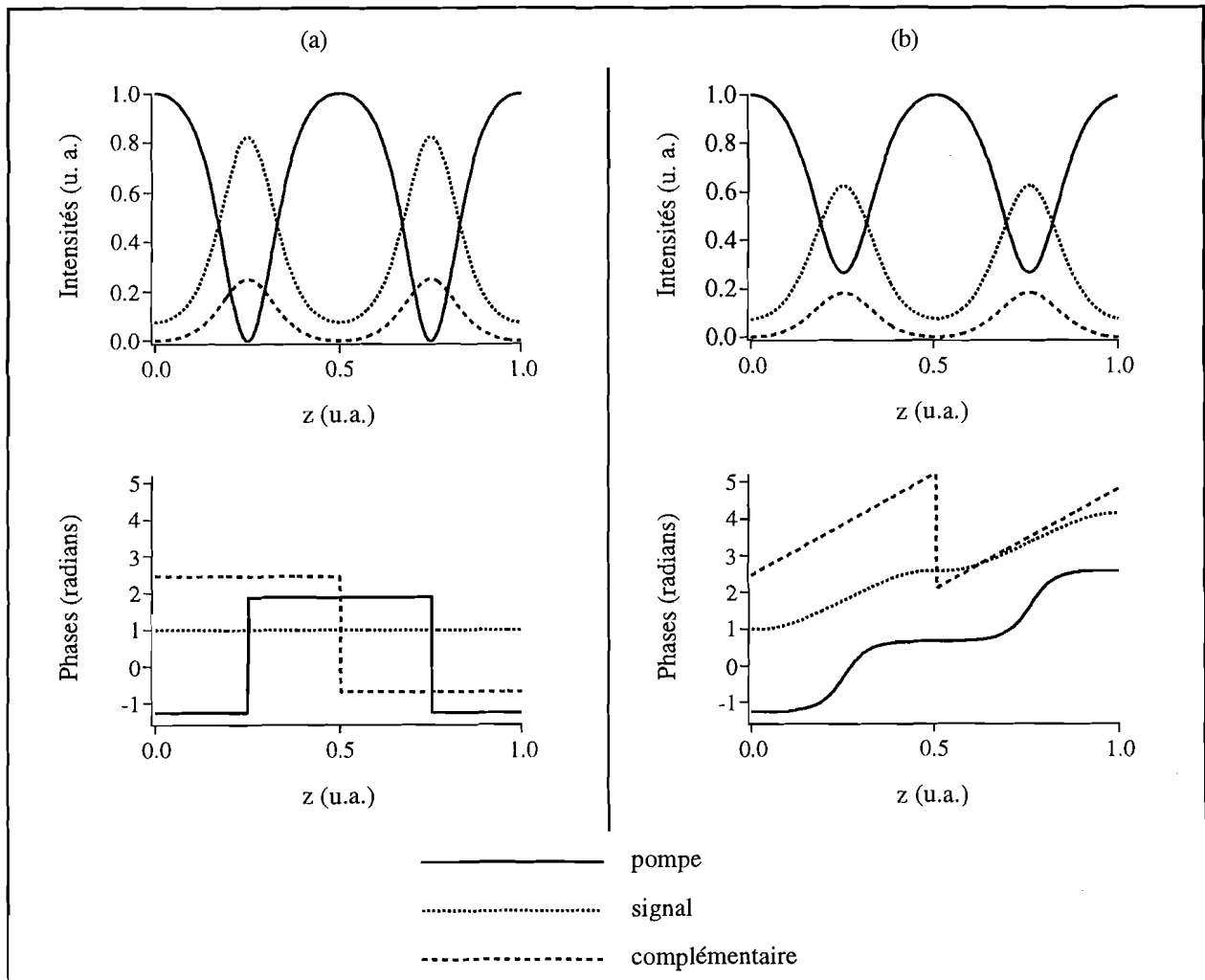


Figure 17 Simulation de l'évolution des intensités et des phases des ondes pompe, signal et complémentaire au cours de la propagation dans le milieu non linéaire lorsqu'une des ondes a une intensité initiale nulle (cas de l'OPO simplement résonnant).

(a) $\Delta k = 0$: les phases sont constantes (excepté les sauts de π lorsque l'intensité s'annule).

(b) $\Delta k \neq 0$: les phases ne sont pas constantes et elles dépendent des intensités initiales sauf pour l'onde ayant une intensité initiale nulle.

À cause d'autres phénomènes physiques qui interviennent, les situations que nous venons de décrire ne correspondent pas tout à fait à ce qui se produit en réalité. Les phénomènes de diffraction et de double réfraction entraînent des déphasages des ondes au cours de la propagation et l'absorption des ondes dans le milieu modifie les intensités. Par conséquent, même lorsqu'une des ondes a une intensité initiale nulle (cas de l'OPO simplement résonnant) et que l'accord de phase est réalisé, la relation de phase et les intensités des trois ondes seront perturbées au cours de la propagation et on se retrouve dans le cas général où les phases des trois ondes dépendent des intensités initiales. Comme les intensités initiales des ondes ne sont

pas uniformes dans le temps et dans le plan transverse ⁴¹, les phases des trois ondes à la sortie du milieu non linéaire vont également varier dans le temps et dans le plan transverse ce qui entraîne des dérives de fréquence et des distorsions des fronts d'onde. Ces effets sont généralement faibles lors d'un simple passage dans le milieu non linéaire mais ils peuvent devenir importants dans les OPO en s'accumulant au cours des allers et retours de l'onde qui résonne dans la cavité optique. De plus, comme nous l'avons déjà mentionné, si l'OPO n'est pas parfaitement simplement résonnant, le mélange paramétrique se produit avec des intensités initiales non nulles pour les trois ondes et une relation de phase quelconque entre elles. Il en résulte que les phases des trois ondes ne seront pas constantes et que leur évolution sera fonction des intensités (cas général du mélange à trois ondes illustré sur la figure 16).

2.2 Analyse des effets « secondaires » dans l'OPO

2.2.1 Absorption

Les trois ondes en interaction dans le milieu non linéaire peuvent subir une absorption au cours de leur propagation. Le système d'équations décrivant cette situation s'écrit, en supposant les ondes planes et les angles de double réfraction nuls :

$$\begin{cases} \frac{\partial A_s}{\partial z} = -\frac{\alpha_s}{2} A_s + i \frac{\omega_s}{c n_s} d_{\text{eff}} A_c^* A_p e^{-i\Delta k z} \\ \frac{\partial A_c}{\partial z} = -\frac{\alpha_c}{2} A_c + i \frac{\omega_c}{c n_c} d_{\text{eff}} A_s^* A_p e^{-i\Delta k z} \\ \frac{\partial A_p}{\partial z} = -\frac{\alpha_p}{2} A_p + i \frac{\omega_p}{c n_p} d_{\text{eff}} A_s A_c e^{i\Delta k z} \end{cases} \quad (78)$$

Une résolution numérique de ce système montre que l'amplitude des oscillations des intensités des trois ondes diminue au cours de la propagation. Notons que l'absorption de n'importe laquelle des trois ondes a une influence sur les intensités des trois ondes, celles-ci étant couplées par l'effet non linéaire. Ces résultats sont illustrés par un exemple sur la figure 18.

⁴¹ Seule l'hypothèse d'ondes planes implique que les intensités sont uniformes dans le plan transverse. Cette hypothèse est difficilement valable, car les faisceaux sont souvent focalisés.

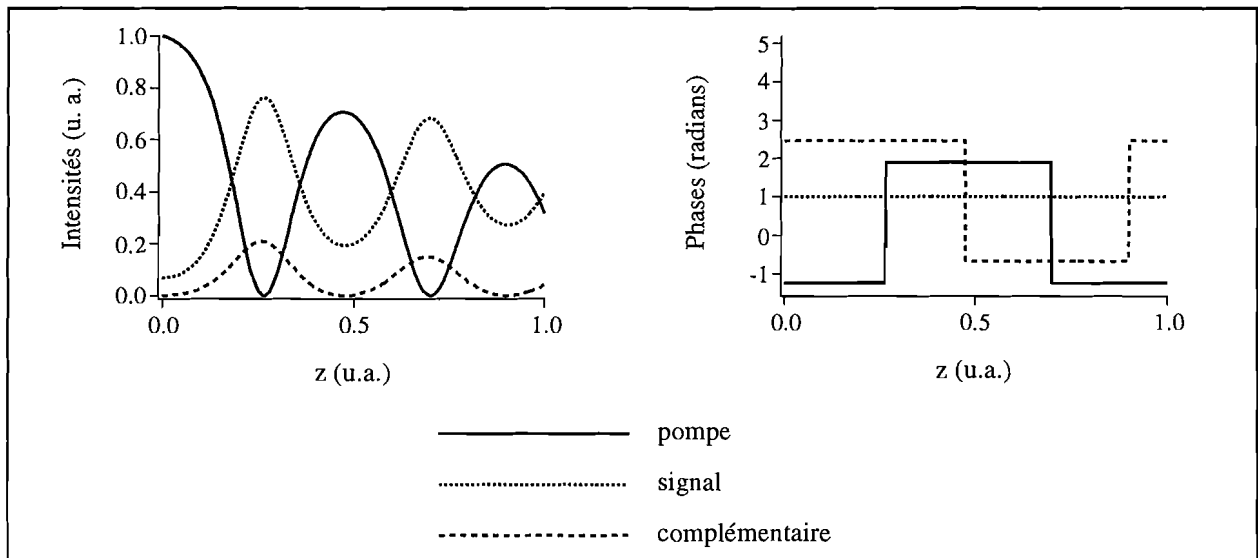


Figure 18 Simulation numérique de la propagation des ondes dans un milieu non linéaire en présence d'absorption : les amplitudes des oscillations d'intensité diminuent au cours de la propagation mais les phases restent constantes à $\pm \pi$ près (on suppose ici que l'onde complémentaire a une intensité initiale nulle, que les ondes sont planes et que l'accord de phase est réalisé).

2.2.2 Diffraction

Le phénomène de diffraction, qui n'intervient pas lorsqu'on suppose les ondes planes, peut jouer un rôle important lorsque les faisceaux sont focalisés. À cause de leurs longueurs d'onde différentes, les ondes pompe, signal et complémentaire vont être diffractées différemment. Supposons que les trois ondes aient une courbure de phase identique à l'entrée du cristal. Au cours de la propagation, les courbures vont évoluer différemment (voir figure 19).

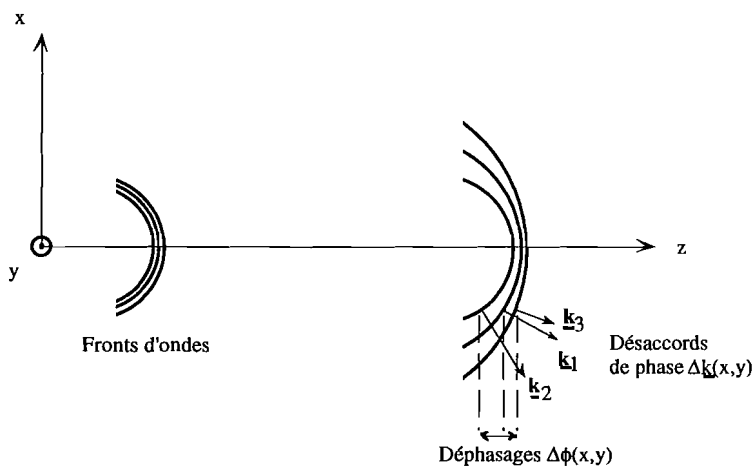


Figure 19 Évolution des fronts d'onde à cause de la diffraction. Il apparaît des déphasages qui sont équivalents à des désaccords de phase.

Des déphasages entre les ondes vont apparaître, plus ou moins importants suivant le point du plan transverse (x, y). Ces déphasages vont modifier la relation de phase des trois ondes. Une autre façon de raisonner consiste à considérer qu'initialement, en tout point du plan transverse, les vecteurs d'onde locaux (normaux à la surface d'onde au point considéré) sont colinéaires. Il y a donc accord de phase parfait ⁴². Après propagation, les vecteurs d'ondes locaux ne sont plus colinéaires ; il apparaît alors des désaccords de phase $\Delta k(x, y)$ locaux qui perturbent le mélange des trois ondes entraînant une diminution des échanges énergétiques et une modification des phases.

2.2.3 Double réfraction

Lorsqu'une onde plane se propage dans un milieu biréfringent, son vecteur d'onde est en général non colinéaire à son vecteur de Poynting. On appelle angle de double réfraction l'angle entre ces deux vecteurs. Dans le cas d'ondes quasi-planes, définies au paragraphe 2.3, on considère en fait un angle de double réfraction moyen entre le vecteur d'onde moyen (correspondant à la direction moyenne de propagation de l'onde) et le vecteur de Poynting moyen (correspondant à la direction moyenne de propagation du faisceau lumineux). Afin de satisfaire la condition d'accord de phase, nous avons vu qu'on peut utiliser des milieux non linéaire biréfringents dans lesquels les trois ondes en interaction, en raison de leur polarisation différentes, n'ont pas le même angle de double réfraction (moyen). Par conséquent, lorsque les vecteurs d'onde sont colinéaires, les vecteurs de Poynting ne le sont pas nécessairement. Il en résulte qu'au cours de la propagation dans le milieu biréfringent, les distributions d'intensité et les fronts d'onde vont se décaler. Ces phénomènes sont illustrés sur la figure 20 en considérant deux ondes. Le décalage des distributions d'intensité entraîne une diminution du recouvrement des faisceaux au cours de la propagation. Il en résulte une baisse des transferts d'énergie entre les trois ondes. Le décalage des fronts d'onde entraîne des déphasages, équivalents à des désaccords de phase locaux, qui perturbent le mélange des trois ondes comme nous l'avons vu au paragraphe 2.1.2.

⁴² Notons qu'il s'agit là d'une approximation, car pour des longueurs d'onde pompe, signal et complémentaire fixées, l'accord de phase n'existe que dans une unique direction. On peut néanmoins supposer que les désaccords de phase ne proviennent que des différences de direction des vecteurs d'onde, car leurs normes restent à peu près constantes. En toute rigueur, les normes des vecteurs d'onde dépendent de la direction de propagation, car l'indice dans un milieu anisotrope en dépend.

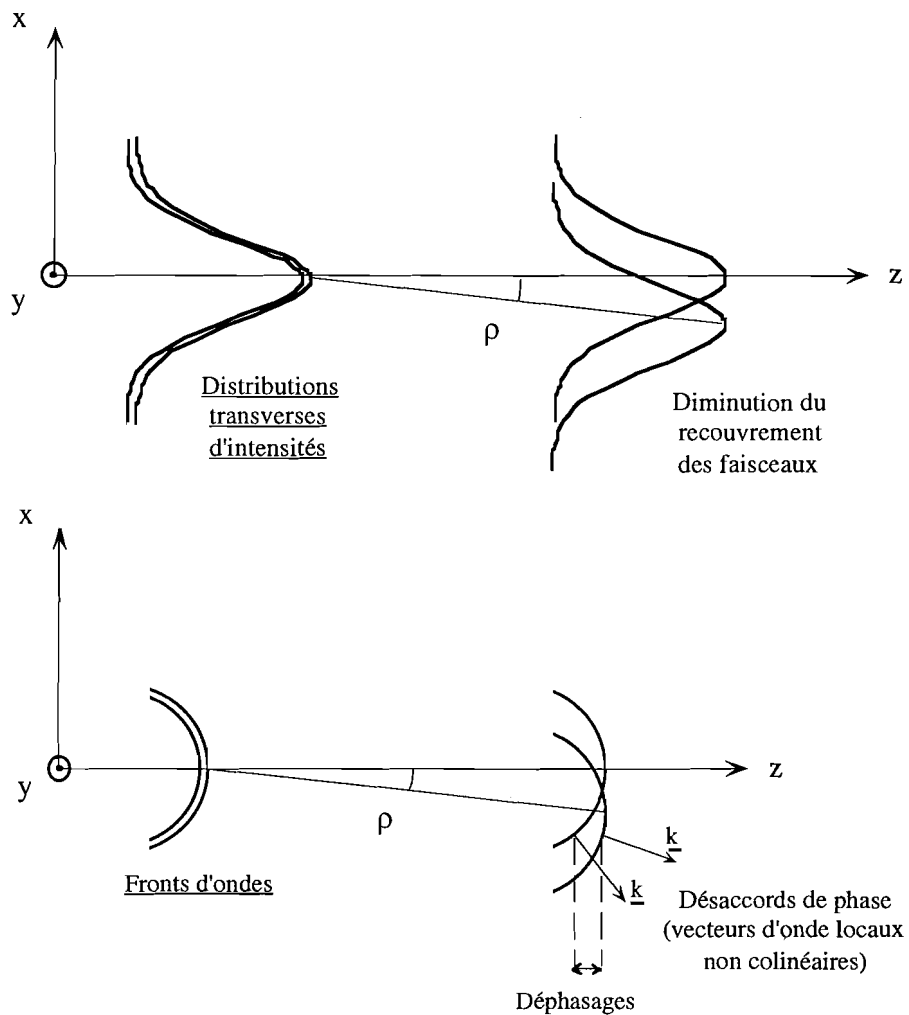


Figure 20 Effet de la double réfraction sur l'intensité et la phase.

2.2.4 Effets négligeables

D'autres effets sont susceptibles d'intervenir au cours de la propagation des trois ondes dans le milieu non linéaire.

Si l'intensité des impulsions est suffisamment élevée, l'effet **Kerr optique** peut se manifester. Cet effet non linéaire d'ordre trois se traduit par une modification de l'indice de réfraction du milieu qui devient dépendant de l'intensité :

$$n(I) = n_0 + n_2 I. \quad (79)$$

L'intensité des impulsions étant variable dans le temps et dans l'espace, l'indice n'est plus constant. La variation spatiale de l'indice entraîne une déformation des fronts d'ondes et la variation temporelle entraîne une modulation des phases. La propagation des faisceaux et les spectres sont alors modifiés⁴³. Toutefois l'indice non linéaire n_2 responsable de l'effet Kerr est très faible [37, 38] et les intensités mises en jeu en régime nanoseconde ne sont pas suffisantes pour que cet effet soit significatif⁴⁴.

À cause de la dispersion de l'indice de réfraction, les impulsions pompe, signal et complémentaire, de longueurs d'onde différentes, n'ont pas la même vitesse de groupe $v_g = \frac{1}{\partial k / \partial \omega} = \frac{1}{n - \lambda(\partial n / \partial \lambda)}$. **Les écarts de vitesses de groupe** entraînent un décalage temporel des impulsions au cours de leur propagation dans le milieu⁴⁵. Ce décalage, de l'ordre de 0,1 à 10 picosecondes après une propagation de 10 mm [39], est négligeable compte tenu de la durée des impulsions en régime nanoseconde.

Du fait de leur certaine largeur spectrale, les ondes subissent le phénomène de **dispersion de vitesse de groupe**. Ce phénomène, entraînant un élargissement temporel des impulsions au cours de la propagation, est totalement négligeable en régime nanoseconde.

Les phénomènes que nous venons d'évoquer sont négligeables en régime nanoseconde, car les intensités sont trop faibles et les durées d'impulsion trop grandes. En régime femtoseconde, en revanche, ces phénomènes ne pourraient pas être négligés.

3. LA CAVITÉ OPTIQUE DE L'OPO

Le rôle de la cavité de l'OPO est de permettre à l'onde résonnante d'effectuer plusieurs passages dans le cristal non linéaire, ce qui conduit à un transfert de l'énergie de la pompe vers le signal et le complémentaire beaucoup plus important que lors d'un simple passage. En régime nanoseconde, ces multiples passages s'effectuent pendant la durée de chaque impulsion de pompe. Ils sont d'autant plus nombreux que la cavité est courte par rapport à la longueur de

⁴³ En général, on assiste à une auto-focalisation du faisceau et à un élargissement du spectre temporel.

⁴⁴ Ce n'est pas le cas en régime femtoseconde où l'effet Kerr est d'ailleurs mis à profit pour réaliser des oscillateurs laser femtosecondes (technique du verrouillage de mode par lentille de Kerr).

⁴⁵ Formellement, ce décalage temporel est analogue au décalage spatial dû à la double réfraction.

l'impulsion⁴⁶. C'est pourquoi les seuils sont d'autant plus bas et les rendements élevés que la cavité est courte (nous aurons l'occasion de vérifier ces affirmations lors d'expériences dans la partie II, et lors de simulations dans la partie III). La transmission du miroir de sortie de l'OPO influe aussi sur ces caractéristiques de l'OPO. La cavité peut être résonnante pour le signal ou le complémentaire (OPO simplement résonnant). Elle peut aussi être résonnante pour le signal et le complémentaire, ou pour le signal, le complémentaire et la pompe simultanément. On parle alors d'OPO doublement ou triplement résonnant. Le seuil d'oscillation est d'autant plus bas que le nombre d'ondes résonnantes est élevé. Les OPO doublement et triplement résonnants, dont le fonctionnement est difficile à stabiliser, sont toutefois réservés au régime continu. En régime nanoseconde, les OPO sont généralement simplement résonnants.

On distingue les cavités de type linéaire (ou cavités de type Pérot-Fabry) dans lesquelles la traversée du cristal par l'onde résonnante s'effectue dans les deux sens, et les cavités de type anneau où la traversée s'effectue en sens unique (figure 21). La cavité de type linéaire permet en général de meilleurs rendements, car la cavité peut être très courte et le mélange des trois ondes peut avoir lieu deux fois (en sens inverses) à chaque aller et retour dans la cavité lorsque la pompe est recyclée⁴⁷. La cavité de type anneau permet d'éviter tout retour dans le cristal de l'onde non résonnante, ce qui permet de réaliser un OPO parfaitement simplement résonnant⁴⁸. Lorsque le nombre de miroirs est impair, ce type de cavité permet de produire des faisceaux en général plus homogènes car le profil spatial de l'onde résonnante se renverse à chaque aller et retour ce qui permet de moyenniser les effets spatiaux tels que celui de double réfraction [40]. Ce type de cavité permet d'injecter l'OPO très facilement sans nécessiter l'isolation optique du laser d'injection [40].

La présence d'une cavité a des conséquences sur les propriétés spectrales et spatiales des ondes produites. La cavité impose à l'onde résonnante des modes longitudinaux. Ce point sera détaillé dans le prochain paragraphe consacré aux propriétés spectrales de l'OPO. La cavité a également des effets sur la structure des faisceaux en imposant, par sa géométrie, des contraintes sur les fronts d'onde. On conçoit donc aisément que la cavité de l'OPO peut modifier considérablement les conditions du mélange des trois ondes dans le cristal non linéaire.

⁴⁶ Lorsque la durée des impulsions est beaucoup plus petite (régimes picoseconde et femtoseconde), l'OPO est pompé de façon « synchrone » c'est à dire que la longueur de la cavité est ajustée de sorte que les impulsions successives de la pompe se superposent temporellement avec l'impulsion qui circule dans la cavité.

⁴⁷ Le recyclage de la pompe consiste à réfléchir l'onde de pompe, après une première traversée du cristal, pour qu'elle le traverse une deuxième fois, en sens inverse.

⁴⁸ Les réflexions résiduelles de l'onde non résonnante proviennent de la réflexion sur au moins trois miroirs (nombre minimal de miroirs pour une cavité en anneau). Si chacun d'eux réfléchit 1%, la proportion de retour dans le cristal n'est que de 10^{-6} . Dans le cas d'une cavité linéaire à deux miroirs, la réflexion résiduelle sur le miroir de sortie est directement renvoyée dans le cristal.

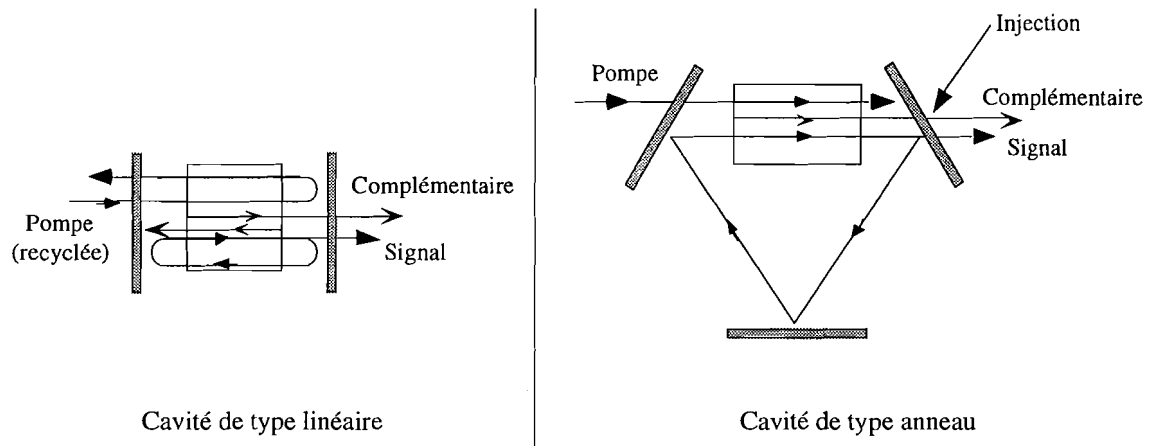


Figure 21 Schéma des cavités OPO de types linéaire et anneau. Diverses autres géométries, avec davantage de miroirs, peuvent être envisagées.

4. PROPRIÉTÉS SPECTRALES DE L'OPO

Nous avons supposé jusqu'à présent que l'OPO faisait intervenir trois fréquences ω_p , ω_s et ω_c . En réalité, les ondes pompe, signal et complémentaire possèdent en général un spectre non monochromatique ⁴⁹. Nous proposons dans ce paragraphe de discuter des caractéristiques spectrales de l'OPO.

Les caractéristiques spectrales de l'OPO sont influencées par un grand nombre de paramètres [41-45]. Elles dépendent du milieu non linéaire (dispersion, biréfringence, longueur d'interaction), de la cavité de l'OPO (géométrie, réflexion des miroirs) et du laser de pompe (spectre, intensité, divergence, durée d'impulsion).

Les fréquences signal (ω_s) et complémentaire (ω_c) produites par un OPO pompé à la fréquence ω_p (supposée unique dans un premier temps) vérifient la relation stricte dictée par la loi de conservation de l'énergie : $\omega_p = \omega_s + \omega_c$. La résonance de l'onde signal dans la cavité de l'OPO impose à la fréquence ω_s d'appartenir à un ensemble discret de valeurs. À chaque mode de cavité ω_s , correspond une fréquence complémentaire ω_c telle que $\omega_p = \omega_s + \omega_c$. Ces fréquences ω_c ne correspondent pas nécessairement à des modes de cavité du complémentaire,

⁴⁹ Le cas d'ondes pompe, signal et complémentaire monochromatiques existe néanmoins dans certains OPO. Ce point sera détaillé par la suite.

car l'écart entre modes du signal est différent de celui entre modes du complémentaire à cause de la dispersion dans le milieu non linéaire. Ce fait n'a aucune conséquence lorsque seule l'onde signal est résonnante (OPO simplement résonnant). Dans le cas d'un OPO résonnant à la fois sur l'onde signal et sur l'onde complémentaire (OPO doublement résonnant), seules les fréquences ω_s et ω_c vérifiant $\omega_p = \omega_s + \omega_c$ qui seront proches de modes de cavité pourront osciller et être alors amplifiées. Le spectre d'un OPO doublement résonnant présente ainsi des groupes de modes⁵⁰ dont la position est très difficile à contrôler [46]⁵¹. Comme nous l'avons déjà dit, les OPO doublement résonnants, instables, ne sont utilisés en pratique que pour des fonctionnements continus, car ils ont l'avantage de présenter des seuils d'oscillation beaucoup plus bas que ceux des OPO simplement résonnants⁵². En régime nanoseconde, nous ne considérons que des OPO simplement résonnants.

Le fonctionnement d'un OPO (non injecté) démarre grâce aux fluctuations du champ électromagnétique du vide [50] qui peut fournir toutes les fréquences susceptibles d'être amplifiées. Les couples de fréquences (ω_s, ω_c) imposés par la résonance dans la cavité de l'OPO et la loi de conservation de l'énergie seront amplifiés à condition que leur gain soit suffisant pour compenser les pertes qu'ils pourront subir. Comme le gain décroît lorsque le désaccord de phase augmente, seules les fréquences pour lesquelles le désaccord de phase n'est pas trop grand pourront être amplifiées. En général, cette condition d'accord de phase n'est pourtant pas assez contraignante pour rendre l'OPO monomode. Un certain nombre de modes sont amplifiés et entrent en compétition. Au cours du temps, le couple de modes signal et complémentaire qui minimise le désaccord de phase finit par prédominer. Il réduit le gain pour tous les autres modes qui finissent par disparaître. On observe ce phénomène de condensation du spectre lorsque les impulsions de pompe ont une durée suffisante [51]. En régime continu, l'OPO est naturellement monomode longitudinal. Avec des impulsions de pompe nanosecondes, en revanche, l'OPO fonctionne en régime transitoire et il est généralement multimode. La largeur spectrale des OPO en régime nanoseconde est donc due essentiellement à la largeur du gain qui provient d'une certaine tolérance du désaccord de phase. Dans le fonctionnement transitoire de l'OPO en régime

⁵⁰ On parle en anglais de « cluster » de modes.

⁵¹ La stabilisation de l'OPO doublement résonnant est possible par un contrôle très précis de la longueur de la cavité. Le système le plus approprié est un OPO monolithique avec un contrôle électro-optique de la longueur de cavité [47]. Dans les cavités « classiques », le contrôle est possible à l'aide de cales piézo-électriques [48]. L'utilisation de cavités dédoublées pour les ondes signal et complémentaire, de longueurs ajustables à l'aide de cales piézo-électriques, permet d'accorder continûment l'OPO doublement résonnant [49].

⁵² On réalise même des OPO triplement résonnants (résonnant sur le signal, le complémentaire et la pompe simultanément). Ces OPO présentent des seuils de fonctionnement très bas mais leur stabilité est très critique. Ils fonctionnent en régime continu.

nanoseconde, tous les modes ayant suffisamment de gain pour être amplifiés entrent en compétition sans que l'un d'eux n'ait le temps de prédominer totalement. L'OPO est d'autant plus multimode que l'intensité de pompe est élevée, car le gain est d'autant plus fort et donc plus large. Un calcul de la largeur spectrale « naturelle » de l'OPO, liée à la largeur du gain, est donné dans l'annexe 5.

D'autres phénomènes peuvent contribuer à la largeur spectrale des OPO. Il est clair que la largeur spectrale du laser de pompe influe sur la largeur des spectres de l'OPO, une onde de pompe multimode pouvant amplifier plusieurs couples de modes signal et complémentaire satisfaisant la conservation de l'énergie et l'accord de phase. La divergence des faisceaux est également responsable d'un élargissement des spectres, car des accords de phases peuvent alors se produire dans plusieurs directions, ce qui conduit à de nouvelles fréquences. L'utilisation de lasers de pompe monomodes longitudinaux avec des faisceaux collimatés permet de supprimer plusieurs causes d'élargissement des spectres. Il subsiste néanmoins la largeur naturelle liée à la largeur du gain.

L'affinement spectral des OPO en régime nanoseconde peut être réalisé par deux techniques distinctes.

La première technique consiste à insérer dans la cavité de l'OPO des éléments sélectifs en fréquences tels que prismes, réseaux ou étalons. Néanmoins, l'introduction de ces éléments augmente la longueur de la cavité et les pertes, ce qui entraîne une élévation du seuil d'oscillation de l'OPO. La forte intensité de pompe, nécessaire pour dépasser ce seuil, risque alors d'endommager les composants optiques. De plus, l'accordabilité est difficile à réaliser compte tenu de la complexité du système.

La seconde technique est celle de l'injection. Elle a été proposée pour la première fois pour un OPO par Bjorkholm et Danielmeyer en 1969 [52]. La cavité de l'OPO n'est pas modifiée, le seuil est réduit et la stabilité améliorée [40]. Si l'OPO est injecté sur l'un des modes de cavité, l'amplification de ce mode démarre à un niveau considérablement supérieur à celui des autres modes. En prélevant majoritairement de l'énergie à la pompe, il réduit le gain pour les autres modes. Le couple de modes minimisant l'accord de phase, qui ne correspond pas nécessairement exactement au mode injecté, finira cependant par prédominer mais après un temps beaucoup plus long que lorsque l'OPO n'est pas injecté, et l'oscillation des autres modes stoppera y compris le mode injecté. L'affinement spectral par injection n'est donc efficace que lors du fonctionnement transitoire de l'OPO. En régime nanoseconde, le régime transitoire prédomine et on peut faire en sorte que seul le mode injecté soit amplifié.

La référence [53] décrit la plupart des techniques utilisées jusqu'à présent pour contrôler le spectre des OPO.

5. CONCLUSION SUR LE FONCTIONNEMENT DE L'OPO NANOSECONDE

L'oscillateur paramétrique optique (OPO) est une source de lumière cohérente, constituée d'un milieu amplificateur placé dans une cavité optique. D'apparence semblable à un laser, l'OPO a pourtant un fonctionnement basé sur un processus physique tout autre que celui de l'émission stimulée dans un milieu où est réalisée une inversion de population. Dans l'OPO, l'amplification provient de la manifestation d'un processus non linéaire du deuxième ordre appelé amplification paramétrique optique. Ce processus, qui se produit dans un cristal non linéaire soumis à une onde pompe cohérente, permet de créer deux ondes, appelées signal et complémentaire, de fréquences ω_s et ω_c inférieures à la fréquence de l'onde pompe ω_p , vérifiant la relation $\omega_p = \omega_s + \omega_c$. Ces fréquences, qui ne sont pas liées à des niveaux d'énergie de la matière, sont en général accordables à condition que l'accord de phase des trois ondes soit vérifié. Dans l'OPO, le processus d'amplification paramétrique optique est exalté par la présence d'une cavité dans laquelle résonne l'une des ondes produites, le signal ou le complémentaire (parfois les deux ou même les trois avec la pompe, ces situations étant réservées aux OPO continus). Ainsi, l'onde résonnante (nous supposons qu'il s'agit du signal) s'amplifie au cours de ses allers et retours dans le cristal non linéaire ce qui conduit, pendant le passage de chaque impulsion de pompe, à la production d'une impulsion signal et d'une impulsion complémentaire, dont l'énergie peut représenter plusieurs dizaines de % de l'énergie de l'impulsion de pompe.

L'amplification paramétrique, au cours de la propagation des trois ondes dans le cristal non linéaire, dépend des intensités et des phases de celles-ci à l'entrée du cristal. Par conséquent, en régime impulsionnel, avec des ondes non planes, l'amplification paramétrique varie au cours du temps différemment selon le point du plan transverse. Au cours de sa traversée du cristal, l'impulsion de pompe peut, en certains points du plan transverse, voir son intensité transmise (presque) totalement aux ondes signal et complémentaire. Celles-ci vont alors se recombiner pour recréer l'onde pompe qui, éventuellement, pourra à nouveau créer du signal et du complémentaire lorsque les intensités de ces deux ondes seront devenues à leur tour suffisamment faibles, et ainsi de suite⁵³. Le processus physique mis en jeu dans le milieu amplificateur de l'OPO est en fait, de façon plus générale, celui du mélange à trois ondes. Ce processus permet de coupler les intensités et les phases de trois ondes au cours de leur

⁵³ Les intensités des trois ondes peuvent osciller au cours de la propagation sans jamais s'annuler lorsqu'elles sont toutes trois non nulles à l'entrée du cristal (cas de l'OPO non parfaitement simplement résonnant). D'autre part, l'intensité de pompe peut osciller sans s'annuler lorsque l'accord de phase n'est pas réalisé.

propagation. Les intensités des ondes évoluent de manière oscillante, l'amplitude et la période de ces oscillations dépendant des intensités et des phases initiales à l'entrée du cristal. Les phases des ondes ont, quant à elles, tendance à glisser au cours de la propagation. Leur évolution dépend aussi des intensités et des phases initiales des trois ondes à l'entrée du cristal. D'autre part, des phénomènes « annexes » comme l'absorption, la diffraction et la double réfraction perturbent le mélange à trois ondes en modifiant les distributions d'intensités et les fronts d'ondes introduisant ainsi des désaccords de phases locaux. Dans l'OPO en régime nanoseconde, les conditions initiales en intensité et en phase des ondes pompe et signal à l'entrée du milieu non linéaire varient dans le plan transverse et dans le temps. Par conséquent, le gain dans le milieu amplificateur de l'OPO, fonction des intensités et phases des ondes à l'entrée du cristal non linéaire, n'est pas uniforme dans le plan transverse et il varie dans le temps. En outre, la cavité crée un phénomène de seuil et, par sa géométrie, elle impose des contraintes sur la phase des ondes, ce qui modifie les conditions du mélange à trois ondes. On conçoit alors que les ondes signal et complémentaire produites par l'OPO peuvent avoir des profils temporels et spatiaux ainsi que des spectres perturbés. Notons enfin que l'OPO, en général, n'est pas monomode. Plusieurs modes longitudinaux signal et complémentaire peuvent être couplés avec un (ou plusieurs) mode(s) de pompe ⁵⁴.

Les études quantitatives et qualitatives que nous avons menées ont permis de mettre en évidence et de commenter les différents phénomènes qui interviennent dans le fonctionnement de l'OPO en régime nanoseconde. Elles ont permis d'entrevoir la complexité de son fonctionnement où tous les phénomènes interviennent simultanément. Pour espérer pouvoir prévoir le comportement précis de l'OPO, il faut faire appel à un modèle numérique prenant en compte ces phénomènes. Avant d'aborder la simulation numérique de l'OPO, nous proposons d'étudier le comportement réel de l'OPO au travers d'expériences.

⁵⁴ Si on le souhaite, ce phénomène peut être évité en utilisant un laser de pompe monomode longitudinal et en injectant l'OPO.

PARTIE II

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE

CHAPITRE I

Présentation de l'étude expérimentale

La Délégation Générale de l'Armement nous a confié l'étude et le développement d'une source lumineuse cohérente impulsionnelle présentant les caractéristiques suivantes :

- longueur d'onde d'émission dans le proche infrarouge entre 1 μm et 4 μm , éventuellement accordable,
- grande qualité de faisceau ($M^2 < 2$),
- durée des impulsions < 100 nanosecondes,
- haute cadence de fonctionnement (> 1 kHz),
- puissance moyenne assez élevée,
- source compacte,
- performances peu sensibles aux contraintes extérieures (vibrations, variations de température, humidité...).

Nous avons réalisé une source permettant de satisfaire ces exigences, basée sur un **oscillateur paramétrique optique (OPO)**.

Il n'existait pas avant nos travaux de sources présentant les caractéristiques énoncées. Certains OPO nanosecondes pouvaient produire des impulsions très énergétiques (le record était de 450 mJ en 1994 [1]) mais la qualité des faisceaux émis était médiocre. En outre, le fonctionnement à haute cadence n'avait jamais été démontré pour les OPO en régime nanoseconde dans cette partie infrarouge du spectre.

Le dispositif expérimental complet est représenté schématiquement sur la figure 1.

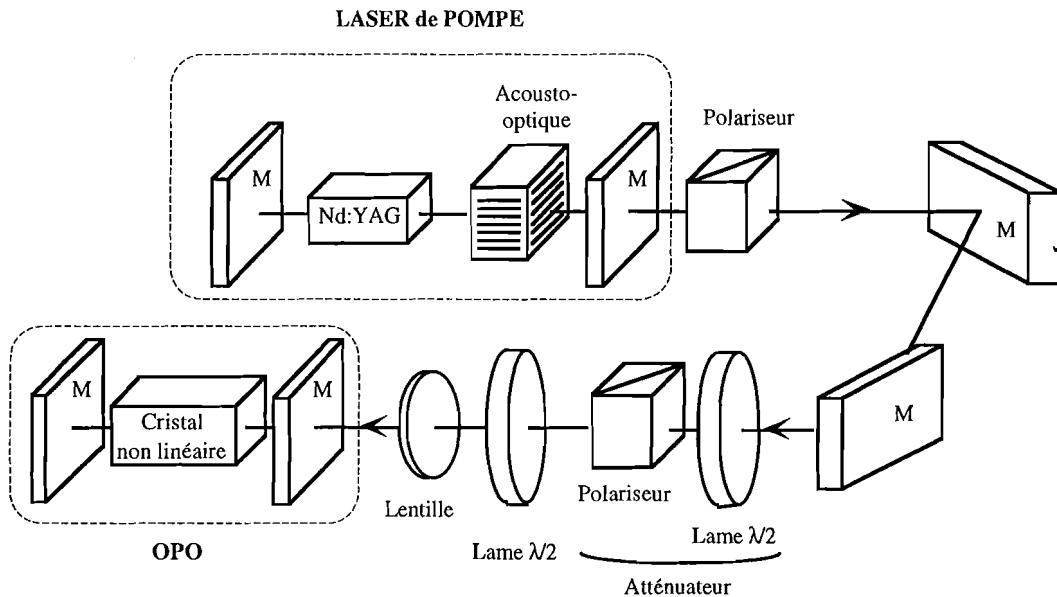


Figure 1 Représentation schématique du dispositif expérimental complet (M = miroir).

Le dispositif expérimental est constitué d'un laser qui pompe un OPO. Un polariseur de Glan, placé à la sortie du laser, permet de polariser linéairement l'onde de pompe. Un atténuateur, constitué d'une lame demi-onde et d'un deuxième polariseur de Glan, sert à régler précisément l'énergie des impulsions de pompe. Une deuxième lame demi-onde est utilisée pour ajuster la direction de polarisation. Le faisceau est focalisé dans le cristal non linéaire de l'OPO à l'aide d'une lentille. Les polariseurs, les lames demi-onde et la lentille sont traités antireflet à la longueur d'onde de pompe. Les deux miroirs de renvoi permettent de réduire l'encombrement du dispositif.

Nous proposons de donner les caractéristiques principales du laser de pompe, puis de détailler la constitution de l'OPO. Nous discuterons du choix du cristal non linéaire, lié aux caractéristiques du laser de pompe, et fonction des performances souhaitées de l'OPO. Les composants de la cavité de l'OPO seront présentés, ainsi que les différents traitements antireflets que nous avons testés.

1. LE LASER DE POMPE

Le laser utilisé pour pomper l'OPO est un laser Nd:YAG prêté par la société *B.M.Industries*. Son milieu amplificateur est excité par lampes en continu. Il fonctionne en mode déclenché grâce à un modulateur acousto-optique placé dans la cavité. Les impulsions sont émises à la cadence de 1 kHz⁵⁵. Leur durée à mi-hauteur est de 100 ns. Leur profil temporel, non gaussien, est représenté sur la figure 2.

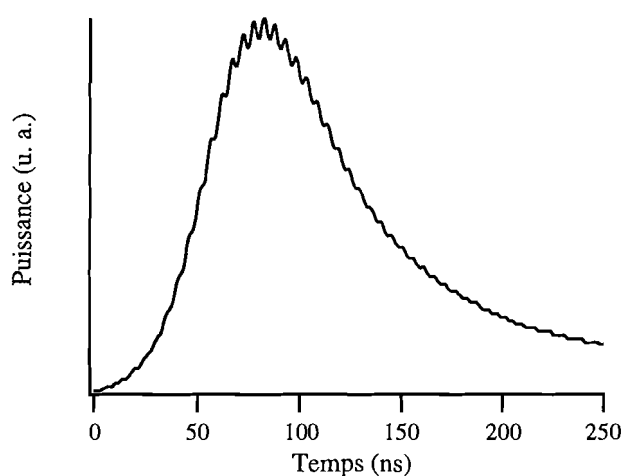


Figure 2 Profil temporel des impulsions de pompe. D'une durée à mi-hauteur de 100 ns, les impulsions ont un profil non gaussien. On distingue des modulations de puissance qui témoignent du fonctionnement multimode longitudinal du laser.

La longueur d'onde (moyenne) d'émission du laser est de 1,064 μm . Le spectre, de largeur à mi-hauteur égale à environ 0,1 nm, est largement multimode (environ 100 modes longitudinaux). La qualité du faisceau peut être ajustée à l'aide de diaphragmes placés dans la cavité. En fonctionnement quasiment TEM₀₀⁵⁶, l'énergie maximale disponible pour pomper l'OPO est d'environ 1,5 mJ par impulsion. Cette énergie est relativement faible par rapport à celle utilisée en général pour pomper les OPO nanosecondes. Toutefois, la cadence de 1 kHz permet des puissances moyennes de pompe assez élevées (maximum de 1,5 W moyen). D'autre part, la qualité du faisceau de pompe peut être très bonne.

La particularité de l'étude, et sa difficulté, proviennent de la faible énergie des impulsions de pompe, de leur longue durée et de leur cadence élevée. À notre connaissance, les

⁵⁵ Le fonctionnement du laser à une cadence supérieure entraîne une diminution de l'énergie des impulsions, car les niveaux d'énergie de l'ion néodyme dans la matrice YAG n'ont plus le temps de se peupler complètement entre deux impulsions successives. Le temps nécessaire pour un repeuplement complet, temps de fluorescence de l'ion néodyme dans la matrice de YAG, est de 230 μs , ce qui correspond à une cadence des impulsions à $1/230 \approx 4,3$ kHz.

OPO nanosecondes étaient toujours pompés avec des impulsions de plusieurs millijoules, de durées inférieures à environ 30 ns à des cadences rarement supérieures à 100 Hz. En raison de la longue durée des impulsions et de leur faible énergie, la puissance crête (Watts) disponible pour pomper l'OPO est relativement faible. Il sera donc nécessaire de focaliser fortement le faisceau de pompe dans le cristal afin d'atteindre une intensité (Watts/m²) suffisante pour que se manifestent les effets non linéaires à la base du fonctionnement de l'OPO. L'utilisation de faisceaux fortement focalisés nécessitera la conception de cavités OPO spécifiques. D'autre part, la fluence (J/m²) de pompe est élevée ce qui nécessitera l'utilisation de composants optiques (cristaux et miroirs) et de traitements suffisamment résistants⁵⁷. En outre, la haute cadence des impulsions est responsable d'une puissance moyenne élevée qui pourrait entraîner dans le cristal des phénomènes thermiques indésirables.

2. LES CRISTAUX NON LINÉAIRES

Le cristal non linéaire dans un OPO doit obéir à certains impératifs. Il doit être suffisamment transparent aux fréquences des ondes qui le traversent, car toute absorption entraîne une diminution des rendements de conversion de l'OPO (voir partie I, chapitre III, paragraphe 2.2.1). Elle peut aussi créer un phénomène de lentille thermique et endommager le cristal. Les seuils de dommages optique et thermique du cristal doivent être suffisamment élevés pour résister aux fluences mises en jeu. Ces seuils de dommages dépendent de la longueur d'onde des impulsions, de leur énergie, de leur durée et de leur taux de répétition. Enfin, le cristal doit présenter une stabilité chimique suffisante, surtout pour des utilisations prolongées de l'OPO⁵⁸.

Notre expérience nécessite un cristal non linéaire qui soit transparent dans le proche infrarouge entre 1 μm et 4 μm et qui présente un seuil de dommage élevé en raison du

⁵⁶ Nous avons mesuré les facteurs de qualité du faisceau de pompe dans les directions horizontale (x) et verticale (y) : $M_x^2 = M_y^2 = 1,20$ (voir la définition de ces facteurs dans l'annexe 6, ainsi que la technique de mesure, décrite dans le paragraphe 2.4 du chapitre II de cette partie II).

⁵⁷ Pour une intensité de pompe donnée, la fluence est d'autant plus faible que les impulsions sont courtes. C'est pourquoi il est intéressant en optique non linéaire d'utiliser des impulsions les plus courtes possible afin de disposer d'une forte intensité pour les effets non linéaires et d'une faible fluence pour ne pas endommager les composants optiques. C'est le cas avec des impulsions femtosecondes ou picosecondes. Pour obtenir une même intensité avec des impulsions de 100 nanosecondes, la fluence est considérablement supérieure. Les OPO nanosecondes sont néanmoins les plus intéressants pour émettre beaucoup d'énergie.

⁵⁸ Certains cristaux, tels que KDP ou LBO, sont hygroscopiques et doivent être placés dans un environnement sec. Des domaines ferro-électriques peuvent se former spontanément dans certains cristaux comme KNbO₃...

fonctionnement à haute cadence de l'OPO (1 kHz) et des fortes fluences mises en jeu. Quelques cristaux semblent pouvoir convenir :

- KTiOPO_4 (KTP)
- et ses isomorphes KTiOAsO_4 (KTA), RbTiOAsO_4 (RTA), CsTiOAsO_4 (CTA),
- LiNbO_3 (niobate de lithium),
- KNbO_3 (niobate de potassium).

Les caractéristiques de ces cristaux sont rassemblées dans le tableau 1.

Cristal	Type	Groupe de symétrie	Plage de transparence non nulle (μm)	Seuil de dommage pour des impulsions de 10 ns (GW/cm^2)
KTP	biaxe	mm2	0,35 - 4,5	≈ 1
KTA	biaxe	mm2	0,35 - 5,2	≈ 1
RTA	biaxe	mm2	0,35 - 5,3	≈ 1
CTA	biaxe	mm2	0,37 - 5,3	≈ 1
LiNbO₃	uniaxe négatif	3m	0,33 - 5,5	$\approx 0,1$
KNbO₃	biaxe	mm2	0,39 - 5,5	$\approx 0,1$

Tableau 1 Caractéristiques des cristaux envisageables pour notre expérience. Les valeurs des seuils de dommage ont été estimées à partir de moyennes de différentes valeurs publiées [2-14]. Les plages de transparence sont délimitées par les longueurs d'ondes extrêmes au-delà desquelles la transmission devient inférieure à 1% pour une épaisseur de 10 mm.

Il existe d'autres cristaux comme AgGaSe_2 , AgGaS_2 , ZnGeP_2 , CdSe , CdGeAs_2 ou GaSe qui présentent des plages de transparence beaucoup plus étendues (limites supérieures variant entre 12 μm et 20 μm) et des coefficients non linéaires nettement plus élevés. Toutefois, les seuils de dommage de ces cristaux sont beaucoup plus bas (environ 100 fois plus bas que celui de KTP) et leur absorption est souvent importante, aussi n'est-il absolument pas envisageable de les utiliser pour notre étude ⁵⁹.

⁵⁹ L'une des sociétés les plus avancées dans la fabrication de ces cristaux pour l'infrarouge est *Lockheed Sanders*, Nashua, New Hampshire (USA).

Après cette première sélection de cristaux, il nous faut étudier plus en détail les propriétés spécifiques de chacun d'eux. Il nous faut déterminer les configurations d'accord de phase possibles afin de connaître les longueurs d'onde d'émission et leur accordabilité. Le coefficient non linéaire effectif d_{eff} et les angles de double réfraction correspondants doivent être calculés. Nous avons conçu pour cela un logiciel dont la description est donnée dans le paragraphe 2.3 du chapitre II de la partie I. Les résultats des calculs, issus de résolutions numériques d'équations générales, sont valables pour tout cristal (uniaxe et biaxe) pour des accords de phase quelconques, non nécessairement colinéaires. Ils ne font appel à aucune hypothèse simplificatrice.

2.1 KTP (et ses isomorphes KTA, RTA, CTA)

Le cristal de KTP est un matériau qui a été utilisé pour la première fois en optique non linéaire en 1976 [11]. Il présente des propriétés exceptionnelles pour doubler les fréquences des lasers à Néodyme autour de 1,06 μm . Cette technique est aujourd'hui la plus répandue et la plus efficace pour réaliser des sources laser émettant dans le vert. Les propriétés du cristal de KTP le rendent également très attractif pour des applications de somme et de différence de fréquences sur toute sa plage de transparence, de 0,35 μm à 4,5 μm . La structure du cristal et le détail des procédés de croissance utilisés (procédé hydrothermique ⁶⁰ ou procédé du flux ⁶¹), ses propriétés optiques linéaires et non linéaires, ainsi que la plupart des applications réalisées avec ce cristal sont présentés dans diverses publications dont notamment [14]. Les isomorphes de KTP à base d'arsenic, KTA, RTA et CTA sont des cristaux récents dont seuls quelques fabricants semblent commencer à maîtriser la synthèse ⁶². Ils ont permis de réaliser des OPO aux performances très séduisantes en régime femtoseconde [15-17] et plus récemment en régime nanoseconde [18-20], en raison de propriétés plus avantageuses que celles de KTP.

Le cristal de KTP ainsi que ses isomorphes à base d'arsenic sont des cristaux orthorhombiques qui appartiennent au groupe de symétrie $mm2$. Leurs propriétés optiques linéaires et non linéaires sont données dans de nombreuses références [2-14]. Ce sont des cristaux biaxes possédant des propriétés optiques similaires. Par rapport à KTP, ses isomorphes à base d'arsenic présentent une plage de transparence dans le proche infrarouge plus étendue et semblent posséder des coefficients non linéaires légèrement supérieurs. Enfin, leurs seuils de dommage sont au moins aussi élevés. Tout comme KTP, ils sont très peu sensibles aux

⁶⁰ Du Pont.

⁶¹ Philips, Ferroxcube, Cristal Laser, Du Pont.

⁶² Notamment la société *Crystal Associates* aux États-Unis.

variations de température et ils sont non hygroscopiques. Ces cristaux sont donc particulièrement intéressants pour produire des longueurs d'onde dans l'infrarouge jusqu'à $4 \mu\text{m}$ en supportant des fluences élevées.

Nous avons testé un grand nombre de cristaux de KTP, fabriqués par la société française *Cristal Laser*, spécialisée dans la synthèse de ce cristal. Nous avons également testé un cristal de KTP en provenance de la société chinoise *Fujian Castech Crystals*.

En collaboration avec la société *Cristal Laser*, nous avons testé plusieurs cristaux expérimentaux de KTA.

Nous avons dû choisir les configurations d'utilisation de ces cristaux afin de spécifier comment ils devaient être taillés. La biréfringence du cristal de KTP permet, avec une longueur d'onde de pompe de $1,064 \mu\text{m}$, de réaliser l'accord de phase en type I ou en type II. Tout comme ses isomorphes à base d'arsenic, le cristal de KTP possède un coefficient non linéaire effectif d_{eff} largement supérieur pour l'accord de phase de type II que pour celui de type I. Grâce à notre logiciel, nous avons caractérisé l'accord de phase colinéaire de type II dans KTP en fonction des angles θ et φ repérant la direction de propagation des ondes dans la base principale (x, y, z) du cristal (voir figure 3).

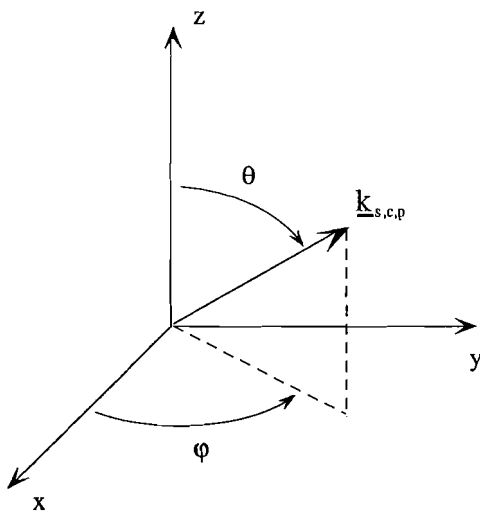


Figure 3 La direction de propagation des ondes est repérée dans la base principale (x, y, z) du cristal par les coordonnées sphériques (θ, φ).

2.1.1 Coefficient non linéaire effectif

La figure 4 représente la valeur du coefficient non linéaire effectif d_{eff} , calculée en fonction de la direction de propagation (θ, φ) des ondes dans le cristal, en utilisant les valeurs des coefficients du tenseur de susceptibilité du deuxième ordre données dans la référence [21]. Le coefficient non linéaire effectif d_{eff} atteint sa valeur maximale pour $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0$, c'est à dire pour une propagation des ondes dans la direction de l'axe principal x du cristal (voir figure 3). Le calcul à partir des données issues de la référence [21] donne $d_{\text{eff}} = 2,6 \text{ pm/V}$. Les données issues de la référence [4], en tenant compte de la dispersion à l'aide des coefficients de Miller ⁶³ donne une valeur quasiment identique de $2,7 \text{ pm/V}$. La référence [21] rassemble les valeurs des coefficients non linéaires de KTP mesurées et publiées depuis 1976. Globalement, celles-ci ont continuellement baissé.

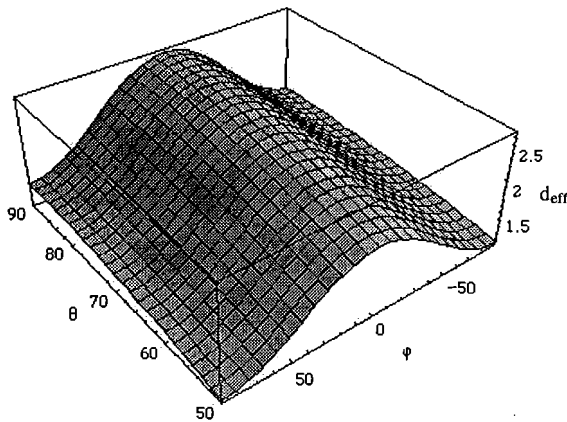


Figure 4 Évolution du coefficient non linéaire effectif d_{eff} en fonction de la direction de propagation dans le cristal de KTP, repérée par les coordonnées sphériques (θ, φ), pour l'accord de phase colinéaire de type II. Le maximum, égal à $2,6 \text{ pm/V}$, est obtenu pour $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0$, c'est à dire le long de l'axe principal x du cristal. Les valeurs des coefficients du tenseur de susceptibilité du deuxième ordre utilisées pour le calcul proviennent de la référence [21].

2.1.2 Double réfraction

Considérons, par exemple, une propagation des ondes dans le plan $\varphi = 0^\circ$ (plan principal (x, z) du cristal). Les directions des vecteurs champs électriques et inductions électriques sont indiquées sur la figure 5.

⁶³ La dépendance des coefficients non linéaires avec la longueur d'onde, souvent très faible, peut être prise en compte à l'aide d'un développement faisant intervenir des coefficients dits de Miller [21].

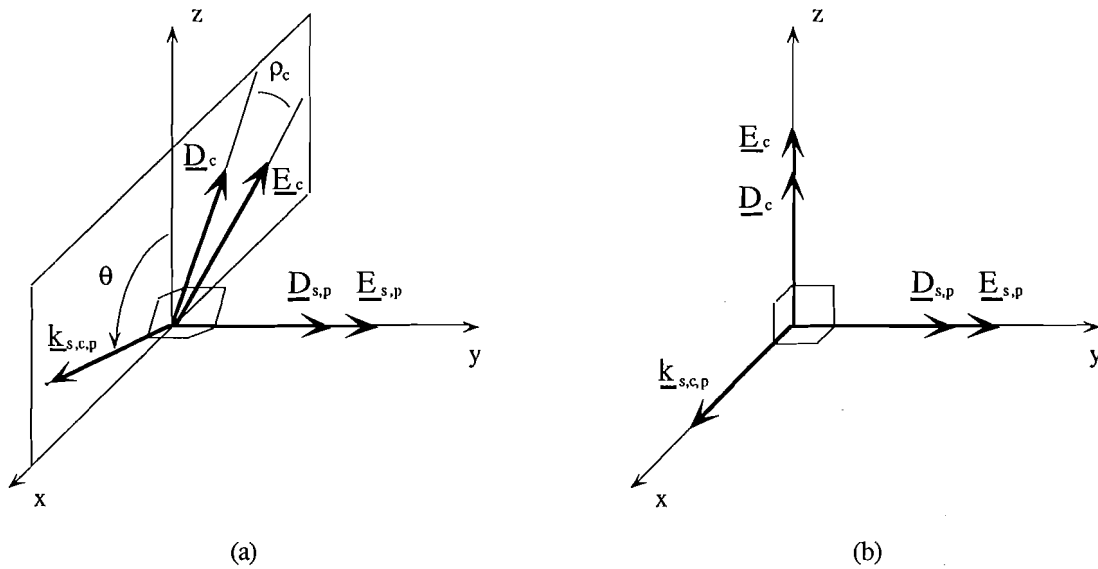


Figure 5 Directions des différents vecteurs champs électriques et inductions électriques pour une propagation des ondes dans le plan principal (x, z) du cristal de KTP pour l'accord de phase colinéaire de type II.

- (a) Cas quelconque : l'onde complémentaire présente un angle de double réfraction $\rho_c \neq 0$.
- (b) Cas particulier d'une propagation selon l'axe principal x : $\rho_c = 0$. Les ondes pompe, signal et complémentaire voient alors les indices de réfraction $n_y(\lambda_p)$, $n_y(\lambda_s)$ et $n_z(\lambda_c)$ respectivement.

Pour une propagation dans le plan (x, z), seule l'onde complémentaire subit le phénomène de double réfraction (angle $\rho_c \neq 0$), les ondes pompe et signal étant polarisées selon l'axe principal y du cristal. Lorsque les ondes se propagent selon l'axe principal x ($\theta = 90^\circ$), l'angle de double réfraction ρ_c s'annule. L'évolution de l'angle de double réfraction ρ_c en fonction de la direction de propagation θ dans le plan $\varphi = 0$ est représentée sur la figure 6.

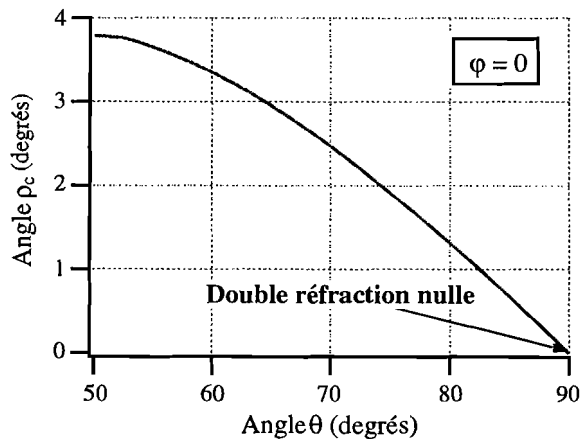


Figure 6 Évolution de l'angle de double réfraction associé à l'onde complémentaire en fonction de la direction de propagation, repérée par l'angle θ , dans le plan principal $\varphi = 0$. Les angles de double réfraction pour la pompe et le signal sont nuls dans ce plan ⁶⁴. Pour $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0$, les angles de double réfraction sont tous nuls. Les équations de Sellmeier utilisées pour le calcul proviennent de la référence [10].

⁶⁴ Pour une direction de propagation quelconque, les angles de double réfraction des trois ondes peuvent être tous non nuls.

2.1.3 Longueurs d'onde

Voyons quelles sont les longueurs d'onde signal et complémentaire qu'il est possible de créer avec le cristal de KTP pompé à $1,064 \mu\text{m}$ en accord de phase colinéaire de type II, notamment dans la direction a priori très intéressante correspondant à celle de l'axe principal x ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0$). Les équations de Sellmeier utilisées pour ce calcul proviennent de la référence [10].

La figure 7 représente la longueur d'onde signal en fonction de la direction de propagation dans le cristal. Notons que la longueur d'onde complémentaire peut se déduire de la longueur d'onde signal grâce à la relation

$$\omega_p = \omega_s + \omega_c \quad (1)$$

qui implique

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_c} \quad (2)$$

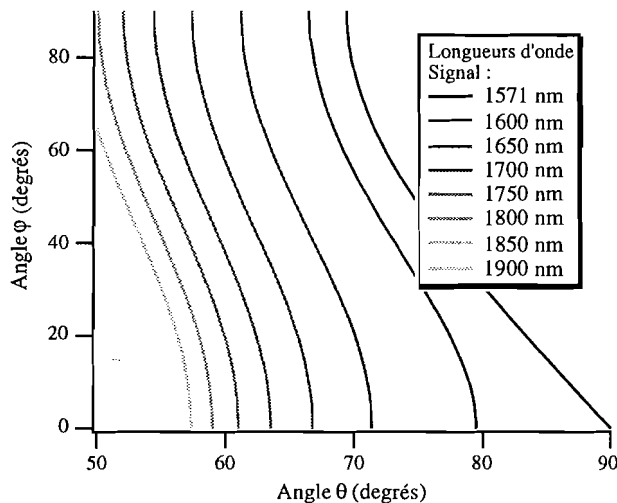


Figure 7 Longueur d'onde signal en fonction de la direction de propagation, repérée par les coordonnées sphériques (θ , φ), pour l'accord de phase colinéaire de type II dans le cristal de KTP pompé à 1064 nm .

Sur la figure 8 sont représentées les longueurs d'onde signal et complémentaire en fonction de la direction de propagation dans deux plans principaux du cristal $\varphi = 0$ (plan principal (x, z)) et $\theta = 90^\circ$ (plan principal (x, y)).

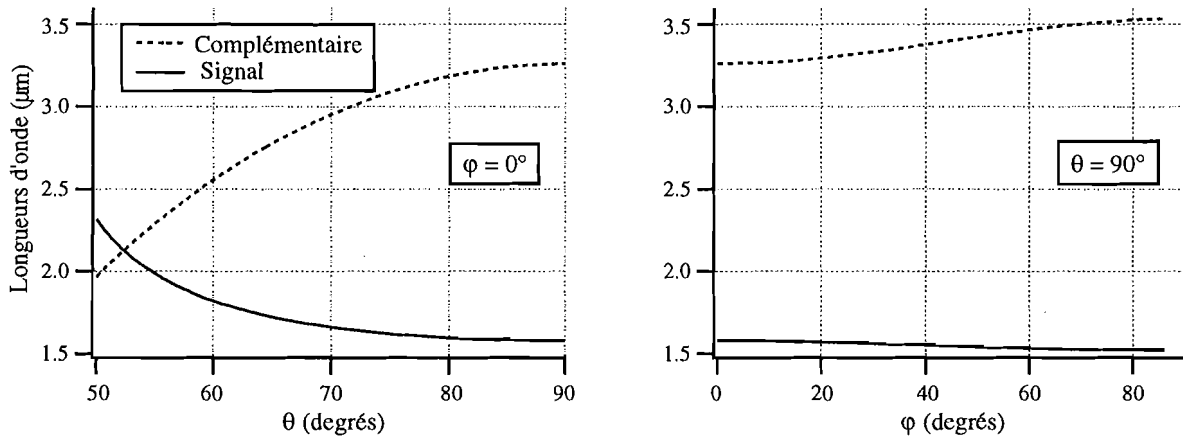


Figure 8 Longueurs d'onde signal et complémentaire en fonction de la direction de propagation dans les plans principaux $\varphi = 0$ et $\theta = 90^\circ$, pour l'accord de phase colinéaire de type II et une longueur d'onde de pompe de $1,064 \mu\text{m}$, dans le cristal de KTP.

En accord de phase de type II le long de l'axe principal x ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$), nous prévoyons que le cristal de KTP fournisse les longueurs d'onde signal et complémentaire de **1571 nm** et **3297 nm** respectivement.

Pour le calcul des longueurs d'onde et des angles de double réfraction, nous avons utilisé, pour le cristal de KTP, les équations de Sellmeier de la forme

$$n^2 = A + \frac{B}{1 - \left(\frac{C}{\lambda}\right)^2} - D \lambda^2, \quad (3)$$

où les coefficients A , B , C et D , donnés dans la référence [10], sont rappelés dans le tableau 2.

	A	B	C	D
n_x	2,1146	0,89188	0,20861	0,01320
n_y	2,1518	0,87862	0,21801	0,01327
n_z	2,3136	1,00012	0,23831	0,01679

Tableau 2 Coefficients de Sellmeier, issus de la référence [10], utilisés pour le calcul des configurations d'accord de phase dans le cristal de KTP.

Ces équations de Sellmeier sont celles qui ont permis de prévoir la longueur d'onde signal la plus proche de la longueur d'onde effectivement mesurée de $1573 \pm 1 \text{ nm}$ (voir les

spectres expérimentaux au paragraphe 2.5 du chapitre II). Les différentes équations de Sellmeier qui sont proposées dans la littérature ne conduisent pas toutes à des prévisions aussi bonnes (voir tableau 3).

Longueurs d'onde signal (nm)	Longueurs d'onde complémentaire (nm)	Provenance des équations de Sellmeier
1492	3712	[23] : D.W. Anthon et col. (1988)
1528	3506	[24] : V.A. Dyakov et col. (1988)
1571	3297	[10] : H. Vanherzeele et col. (1988)
1580	3261	[25] : K Kato (1991)
1657	2974	[26] : T.Y. Fan et col. (1987)

Tableau 3 Calcul des longueurs d'onde signal et complémentaire, pour l'accord de phase colinéaire de type II le long de l'axe principal x du cristal de KTP ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0$) avec une pompe à 1064 nm, en utilisant différentes équations de Sellmeier. La référence [10] fournit les équations qui conduisent aux prévisions les plus proches de nos mesures expérimentales (longueur d'onde signal égale à 1573 ± 1 nm).

L'accord de phase le long d'un axe principal est dit **non critique en angle**, car les longueurs d'onde signal et complémentaire présentent un minimum de variation avec la direction de propagation. On peut constater en effet sur la figure 8 que la pente des courbes d'accord de phase est nulle dans la direction ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0$), c'est-à-dire dans la direction de l'axe principal x.

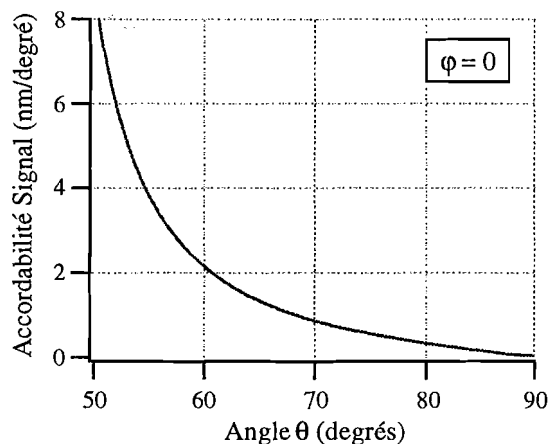


Figure 9 Accordabilité angulaire de la longueur d'onde signal, en fonction de l'angle θ , dans le plan principal $\varphi = 0$. L'accordabilité en fonction de φ , dans le plan principal $\theta = 90^\circ$, est plus faible. (KTP, accord de phase colinéaire de type II, pompe à 1064 nm).

En contrepartie d'un coefficient non linéaire maximal dans la configuration d'accord de phase non critique en angle selon l'axe principal x dans KTP, l'accordabilité est minimale, comme on peut le constater sur la figure 9 représentant l'évolution de l'accordabilité angulaire du signal, en fonction de l'angle θ dans le plan $\varphi = 0$, l'accordabilité angulaire du signal étant définie comme :

$$\frac{\partial \lambda_s(\theta)}{\partial \theta} \quad (4)$$

2.1.4 Choix de la configuration d'accord de phase

Malgré l'accordabilité réduite, nous choisissons d'utiliser le cristal de KTP en configuration d'accord de phase non critique en angle selon l'axe principal x , afin de bénéficier d'un coefficient non linéaire effectif d_{eff} maximal et d'angles de double réfraction tous nuls. Nous pourrions ainsi utiliser des cristaux de grande dimension, dans lesquels les ondes pourront interagir sur toute la longueur avec une efficacité maximale.

Nous avons testé un grand nombre de cristaux de KTP de longueurs variant entre 10 mm et 20 mm, fabriqués par la société française *Cristal Laser*, spécialisée dans la synthèse de ce cristal. Nous avons également testé un cristal de KTP de 20 mm en provenance de la société chinoise *Fujian Castech Crystals*. Nous avons également testé quelques cristaux de KTA taillés comme les cristaux de KTP pour un accord de phase non critique en angle selon l'axe principal x . Il s'agit de cristaux expérimentaux que la société *Cristal Laser* nous a proposé de tester.

Les performances théoriques attendues avec les cristaux de KTP sont rassemblées dans le tableau 4.

Longueurs d'onde	$\lambda_s = 1,57 \mu\text{m}$ $\lambda_c = 3,30 \mu\text{m}$
Accordabilités angulaires	$\frac{d\lambda_s}{d\theta} = \frac{d\lambda_c}{d\theta} = 0$
Coefficient non linéaire effectif	$d_{\text{eff}} = 2,6 \text{ pm/V}$
Angles de double réfraction	$\rho_s = \rho_c = \rho_p = 0$

Tableau 4 Performances théoriques prévues avec le cristal de KTP en configuration d'accord de phase colinéaire de type II dans la direction $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0$ pour une longueur d'onde de pompe de $1,064 \mu\text{m}$.

Il est possible d'accorder les longueurs d'onde signal et complémentaire dans la configuration d'accord de phase non critique en angle dans le cristal de KTP en accordant la longueur d'onde de pompe elle-même. La figure 10 représente l'évolution des longueurs d'onde signal et complémentaire en fonction de la longueur d'onde de pompe dans la configuration d'accord de phase non critique en angle selon l'axe x. Il faut pour cela pomper l'OPO avec une source accordable qui peut être un laser accordable (laser à colorant [27], Ti:Saphir [28]...), ou un OPO accordable [29].

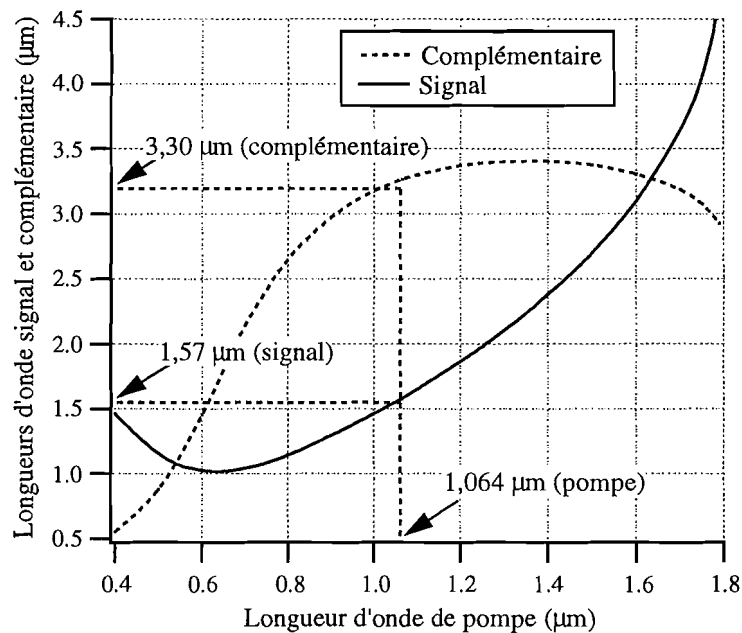


Figure 10 Évolution des longueurs d'onde signal et complémentaire en fonction de la longueur d'onde de pompe, pour l'accord de phase non critique suivant l'axe principal x du cristal de KTP.

Une autre possibilité, pour obtenir une accordabilité, consiste à modifier la température du cristal. Cette méthode est très efficace avec certains cristaux comme LiB_3O_5 (LBO) [30, 31]. Pour le cristal de KTP, nous avons calculé, avec notre logiciel, l'évolution de la longueur d'onde signal en fonction de la température pour la configuration d'accord de phase non critique en angle, à partir des coefficients

$$\frac{dn_x}{dT}, \frac{dn_y}{dT}, \frac{dn_z}{dT} \quad (5)$$

donnés dans la référence [32] et des équations de Sellmeier issues de la référence [10]. On constate, sur la figure 11, que la variation de la longueur d'onde est linéaire entre -40°C et

+100°C. La pente très faible de $-0,02 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ ne permet quasiment pas d'accorder l'OPO avec la température.

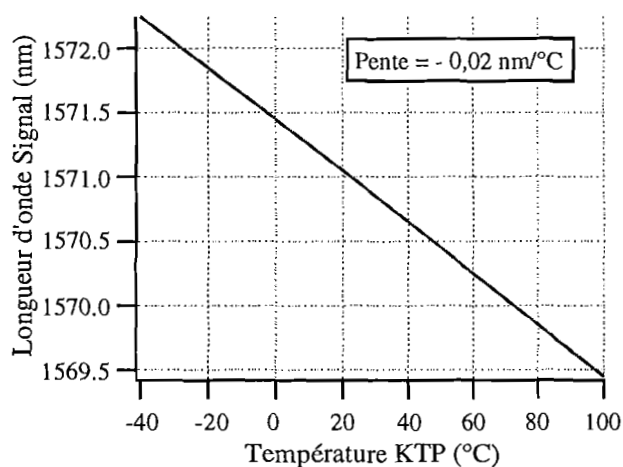


Figure 11 Évolution de la longueur d'onde signal en fonction de la température du cristal (KTP pompé à 1064 nm en accord de phase non critique en angle ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0$), d'après les données de [10, 32].

La très faible variation des indices de KTP avec la température est toutefois un avantage pour notre expérience. Dans la référence [33], les performances énergétiques d'un OPO utilisant le cristal de KTP en accord de phase non critique en angle ont été étudiées en fonction de la température. Il s'avère qu'elles sont très peu sensibles aux variations de température sur une plage de plus de 120 °C.

Le cristal de KTP est donc adapté à notre expérience pour réaliser une source dont les performances sont peu sensibles aux variations de température.

2.1.5 Absorptions

Afin de connaître l'absorption du cristal de KTP aux longueurs d'onde pompe, signal et complémentaire, nous avons mesuré le spectre de transmission de nos échantillons. Sur la figure 12 est présenté le spectre obtenu avec un cristal de KTP de 20 mm ayant des faces non traitées, fabriqué par la société *Cristal Laser*.

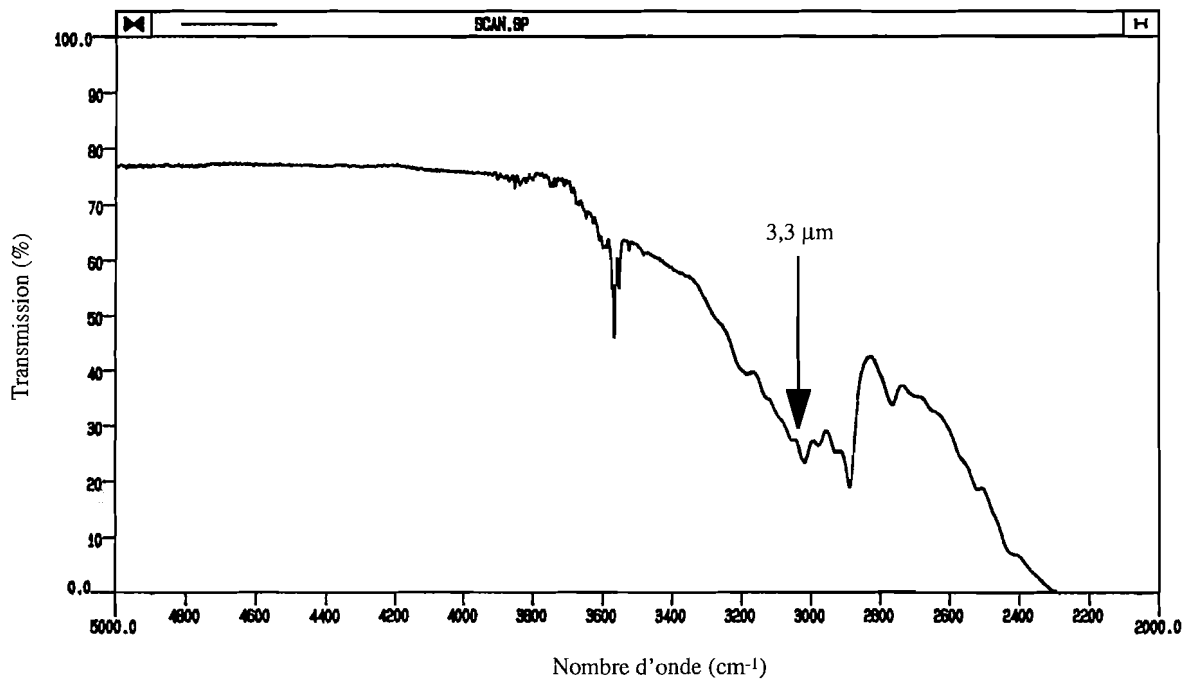


Figure 12 Spectre de transmission d'un cristal de KTP de 20 mm, non traité antireflet, en provenance de la société *Cristal Laser*.

Les spectres que nous avons mesurés permettent de calculer l'absorption du cristal pour une lumière non polarisée. Le cristal de KTP, biréfringent, est toutefois fort susceptible de présenter du dichroïsme linéaire, c'est à dire que son absorption dépend de la direction de polarisation de la lumière. Des mesures de dichroïsme ont effectivement montré qu'au voisinage de la longueur d'onde du complémentaire l'absorption varie selon la direction de polarisation [34, 35].

Des valeurs d'absorptions aux longueurs d'onde pompe, signal et complémentaire, en tenant compte des polarisations, sont données dans le tableau 5.

	Absorption en énergie (cm ⁻¹) (lumière non polarisée) (mesures IOTA)	Absorption en énergie (cm ⁻¹) (polarisation suivant y (d'après [34])	Absorption en énergie (cm ⁻¹) (polarisation suivant z (d'après [34])
Pompe (1,064 μm)	0,05	0,05	0,05
Signal (1,57 μm)	0,02	0,02	0,02
Complémentaire (3,29 μm)	0,65	0,65	0,45

Tableau 5 Absorptions du cristal de KTP aux longueurs d'onde pompe, signal et complémentaire selon les polarisations. Dans l'OPO, les ondes pompe et signal sont polarisées suivant y et l'onde complémentaire suivant z. (x, y, z) est la base principale du cristal.

L'absorption du cristal de KTP est faible pour les ondes pompe et signal. En revanche, le cristal présente une absorption importante à la longueur d'onde du complémentaire de 3,29 μm . On peut trouver dans la littérature des valeurs d'absorption assez dispersées [35-39]. D'après nos mesures correspondant à une onde non polarisée, environ 75% du complémentaire serait absorbé après une propagation dans le cristal sur une longueur de 20 mm (résultat en accord avec [38]). D'après [34, 35], l'absorption diminue lorsque l'onde est polarisée suivant z (c'est la direction de polarisation pour l'accord de phase en type II). L'absorption de nos cristaux est donc probablement légèrement inférieure à $0,65 \text{ cm}^{-1}$ mais elle demeure néanmoins élevée. Pour éviter les phénomènes d'échauffement liés à cette absorption, il faudra réduire au maximum la fluence de l'onde complémentaire dans le cristal. Pour cela, l'OPO ne sera pas résonnant sur l'onde complémentaire mais seulement sur l'onde signal.

2.2 LiNbO₃

Le premier OPO, réalisé en 1965, utilisait le cristal de LiNbO₃ pompé par un laser à rubis [40]. Ce cristal fut l'un des premiers matériaux de haute qualité de l'optique non linéaire synthétisé dans de grandes dimensions [41]. Il a permis de réaliser le premier OPO pompé par un laser Nd:YAG, accordable entre 1,4 μm et 4,0 μm [42]. Les performances énergétiques et spectrales des OPO basés sur ce cristal ont été progressivement améliorées [43], ce qui a permis leur utilisation pour diverses applications [44, 45]. Le cristal de LiNbO₃ est encore utilisé actuellement, en raison de sa disponibilité dans de grandes dimensions à des prix relativement bas, pour émettre des longueurs d'onde largement accordables dans le proche infrarouge [46]. Quelque peu délaissé en faveur de cristaux plus récents, il revient aujourd'hui à l'honneur, car ses propriétés ferro-électriques offrent la possibilité de l'utiliser en quasi-accord de phase, en réalisant une inversion périodique du signe d'un coefficient non linéaire par renversement de domaines ferro-électriques. Il est ainsi possible d'exploiter un fort coefficient non linéaire ⁶⁵, dans une configuration où l'accord de phase par biréfringence est impossible (voir le paragraphe 1 du chapitre II de la partie I). Le premier OPO utilisant un cristal de LiNbO₃ polarisé périodiquement a été réalisé en 1995 [47]. Notons qu'un rendement de conversion de 93% a été mesuré en 1996 avec un OPO continu utilisant ce cristal [48]. Extrêmement attractif, le cristal de LiNbO₃ polarisé périodiquement n'était pas disponible durant cette thèse. Les États-Unis l'ont

⁶⁵ $d_{\text{eff}} = (2/\pi) d_{33} \approx 15 \text{ pm/V}$ [47], ce qui est environ 3 fois plus que la plus grande valeur de d_{eff} disponible en accord de phase par biréfringence.

commercialisé au début de cette année 1997. Nous nous sommes donc intéressés uniquement au cristal de LiNbO_3 « naturel », utilisé en accord de phase par biréfringence.

Le cristal de LiNbO_3 appartient au groupe de symétrie 3m. Sa structure ainsi que ses propriétés optiques linéaires et non linéaires sont données dans diverses références [49-51]. Sa plage de transparence se situe entre $0,33 \mu\text{m}$ et $5,5 \mu\text{m}$. Il s'agit d'un cristal uniaxe négatif ($n_o > n_e$). Sa biréfringence permet de réaliser un accord de phase de type I. L'onde pompe est alors extraordinaire tandis que les ondes signal et complémentaire sont ordinaires. Seule l'onde pompe subit le phénomène de double réfraction. Les longueurs d'onde et l'angle de double réfraction ne dépendent que de l'angle θ tandis que le coefficient non linéaire effectif dépend des deux angles θ et φ repérant la direction de propagation des ondes dans la base principale du cristal (voir figure 3).

Grâce à notre logiciel, nous avons caractérisé l'accord de phase colinéaire de type I dans le cristal de LiNbO_3 en calculant le coefficient non linéaire effectif d_{eff} , l'angle de double réfraction de l'onde pompe ρ_p et les longueurs d'onde signal et complémentaire, en fonction de la direction de propagation des ondes repérée par les coordonnées sphériques (θ, φ).

La figure 13 représente la valeur du coefficient non linéaire effectif d_{eff} en fonction de la direction de propagation (θ, φ) dans laquelle l'accord de phase colinéaire de type I est possible.

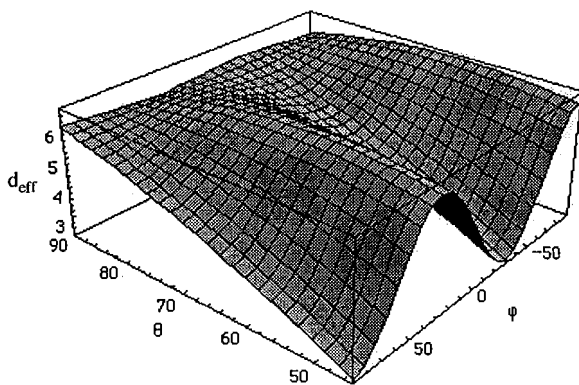


Figure 13 Évolution du coefficient non linéaire effectif d_{eff} en fonction de la direction de propagation dans le cristal de LiNbO_3 , repérée par les coordonnées sphériques (θ, φ), pour l'accord de phase colinéaire de type I. Le maximum, égal à $6,6 \text{ pm/V}$, est obtenu pour $\theta = 63^\circ$, $\varphi = 30^\circ$ ou -90° . Les valeurs des coefficients du tenseur de susceptibilité du deuxième ordre utilisées pour ce calcul proviennent de la référence [50].

Le coefficient non linéaire effectif atteint la valeur maximale de $6,6 \text{ pm/V}$ dans la direction $\theta = 63^\circ$, $\varphi = 30^\circ$ ou -90° (avec les coefficients du tenseur de susceptibilité du deuxième ordre donnés dans la référence [50]). On peut remarquer que la valeur du coefficient d_{eff} varie assez peu en fonction de θ pour $\varphi = 30^\circ$ ou -90° .

Nous avons rassemblé, sur la figure 14, les caractéristiques essentielles de l'accord de phase en fonction de l'angle θ pour $\varphi = -90^\circ$ ⁶⁶.

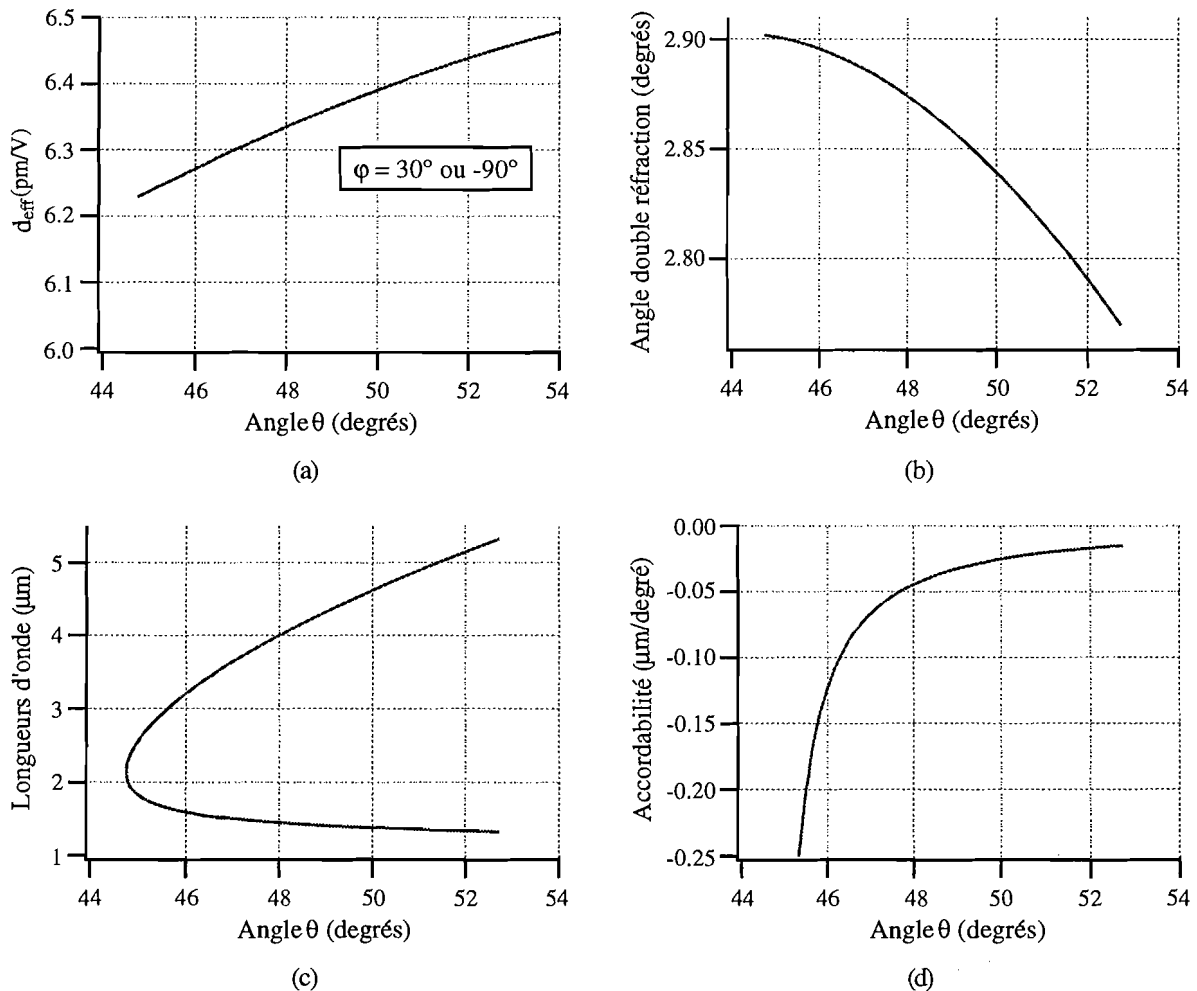


Figure 14 Configurations d'accord de phase colinéaire de type I dans le cristal de LiNbO₃ pompé à 1,064 μm :

- (a) Coefficient non linéaire effectif d_{eff} (dans le plan $\varphi = 30^\circ$ ou -90°)
- (b) Angle de double réfraction de l'onde extraordinaire (onde pompe)
- (c) Longueurs d'onde signal et complémentaire (courbe d'accord de phase)
- (d) Accordabilité angulaire de la longueur d'onde signal.

Compte tenu des résultats des simulations effectuées, nous avons fait fabriquer un cristal de LiNbO₃ par la société chinoise *Fujian Castech Crystals*, mesurant 15 mm de long et taillé

⁶⁶ Rappelons que, dans le cas d'un cristal uniaxe, la valeur de l'angle φ n'a d'influence que pour le coefficient non linéaire effectif.

pour une incidence normale à $\theta = 46^\circ$, $\varphi = -90^\circ$. Il est traité antireflet aux longueurs d'onde de la pompe à $1,064 \mu\text{m}$ et du signal autour de $1,59 \mu\text{m}$. Les performances théoriques prévues avec ce cristal sont rassemblées dans le tableau 6.

Longueurs d'onde	$\lambda_s = 1,59 \mu\text{m}$ $\lambda_c = 3,20 \mu\text{m}$
Accordabilités angulaires	$\left \frac{d\lambda_s}{d\theta} \right = 0,12 \mu\text{m/deg}$ $\left \frac{d\lambda_c}{d\theta} \right = 0,49 \mu\text{m/deg}$
Coefficient non linéaire effectif	$d_{\text{eff}} = 6,3 \text{ pm/V}$
Angles de double réfraction	$\rho_s = \rho_c = 0$ $\rho_p = 2,9 \text{ degrés}$

Tableau 6 Performances théoriques prévues avec le cristal de LiNbO_3 en configuration d'accord de phase colinéaire de type I, dans la direction $\theta = 46^\circ$, $\varphi = -90^\circ$, pour une longueur d'onde de pompe de $1,064 \mu\text{m}$.

Le cristal de LiNbO_3 que nous avons fait tailler permet une large accordabilité angulaire, par rotation du cristal, autour des longueurs d'onde de $1,59 \mu\text{m}$ et $3,20 \mu\text{m}$ pour le signal et le complémentaire respectivement, ce qui n'est pas le cas avec le cristal de KTP en configuration d'accord de phase non critique en angle. Le coefficient non linéaire effectif est assez élevé (plus de 2 fois supérieur à celui de KTP), mais l'angle de double réfraction pour l'onde pompe entraîne un mauvais recouvrement des faisceaux au cours de la propagation dans le cristal en raison de la petite taille de ceux-ci, ce qui limite la longueur utile du cristal. Dans le cristal de KTP, en revanche, les faisceaux se superposent sur toute la longueur du cristal. Enfin, rappelons que le seuil de dommage du cristal de LiNbO_3 est, d'après les études publiées, environ 10 fois moins haut que celui de KTP.

2.3 KNbO₃

Le cristal de KNbO₃ est un cristal qui présente, à température ambiante, une structure orthorhombique et appartient au groupe spatial mm2. Le détail de sa structure ainsi que ses propriétés linéaires et non linéaires peuvent être trouvées dans les références [52, 53]. Il s'agit d'un cristal biaxe, transparent entre 0,39 μm et 5,5 μm. En raison de ses coefficients non linéaires du second ordre élevés et de ses possibilités d'accord de phase, le cristal de KNbO₃ est un matériau de choix pour doubler les fréquences d'émission des diodes laser de faibles puissances autour de 860 nm, des lasers Ti:Saphir entre 850 et 1000 nm et Nd:YAG à 1064 nm. Ce cristal peut également être utilisé dans les OPO pour produire un rayonnement accordable jusqu'à 4 μm [54-56].

Nous avons testé un cristal de KNbO₃, prêté par le CEA Saclay, mesurant 10 mm de long, traité antireflet aux longueurs d'onde de la pompe à 1,064 μm et du signal autour de 1,57 μm. Il a été taillé pour une propagation en incidence normale dans la direction $\theta = 42^\circ$, $\varphi = 0$, c'est-à-dire dans le plan principal (x, z) à 42° de l'axe z. Avec notre logiciel, nous avons calculé les caractéristiques d'accord de phase de ce cristal. Nous avons utilisé pour cela les équations de Sellmeier données dans la référence [52], exprimées dans la base cristallographique (a, b, c) en effectuant le changement de base (a, b, c) \rightarrow (y, x, z)⁶⁷. Les résultats sont représentés sur la figure 15.

⁶⁷ Ce changement de base résulte de la convention $n_x < n_y < n_z$ (voir l'annexe 1) : attention à l'erreur dans la référence [53].

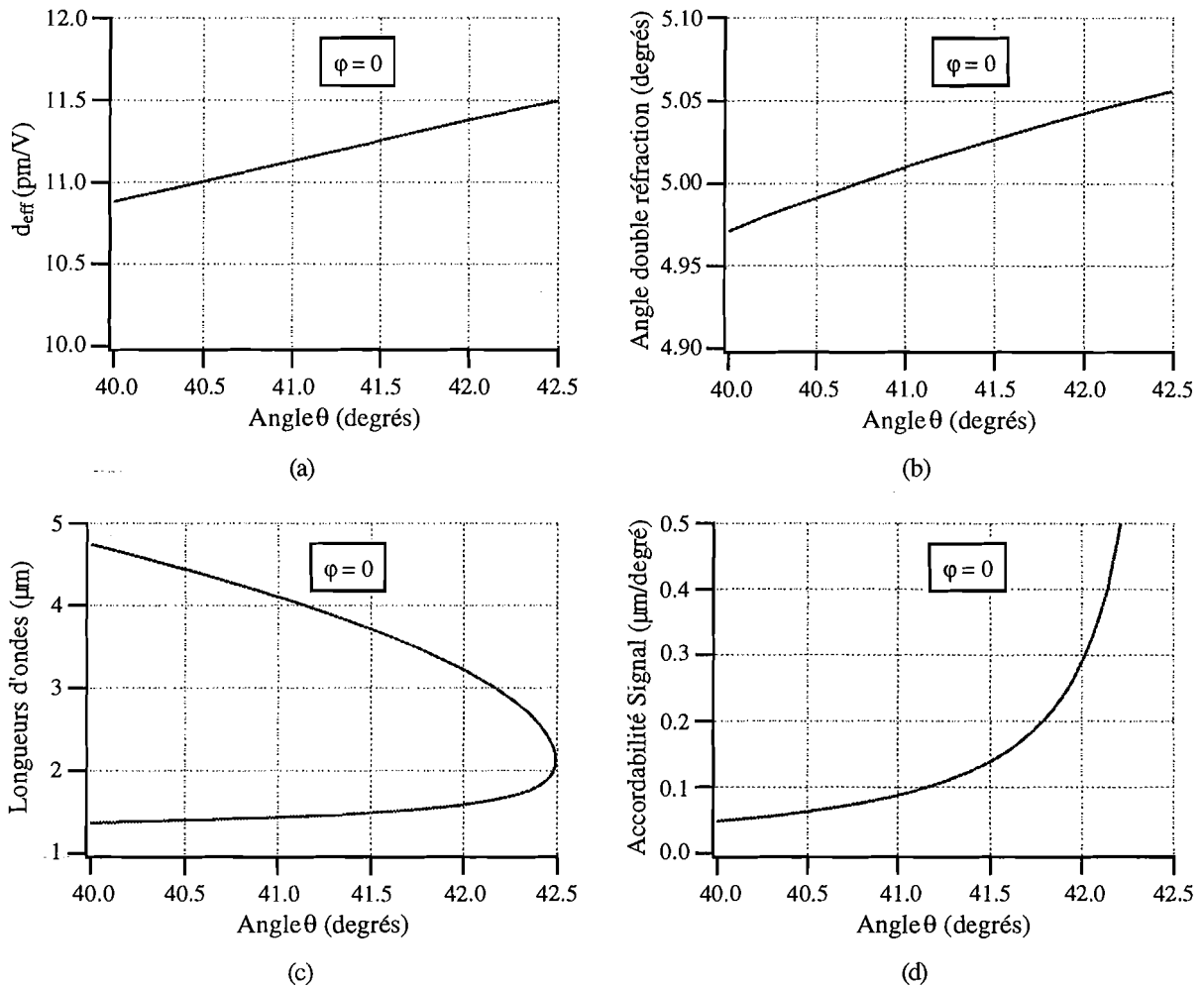


Figure 15 Accord de phase colinéaire de type I dans le cristal de KNbO₃ pompé à 1,064 μm dans le plan $\varphi = 0$:

- (a) Coefficient non linéaire effectif d_{eff}
- (b) Angle de double réfraction de l'onde pompe
- (c) Longueurs d'onde signal et complémentaire (courbe d'accord de phase)
- (d) Accordabilité angulaire de la longueur d'onde signal.

Les performances théoriques attendues avec le cristal de KNbO₃ sont résumées dans le tableau 3.

Longueurs d'onde	$\lambda_s = 1,59 \mu\text{m}$ $\lambda_c = 3,20 \mu\text{m}$
Accordabilités angulaires	$\left \frac{d\lambda_s}{d\theta} \right = 0,29 \mu\text{m/deg}$ $\left \frac{d\lambda_c}{d\theta} \right = 1,17 \mu\text{m/deg}$
Coefficient non linéaire effectif	$d_{\text{eff}} = 11,4 \text{ pm/V}$
Angles de double réfraction	$\rho_s = \rho_c = 0$ $\rho_p = 5,0 \text{ degrés}$

Tableau 3 Performances théoriques attendues avec le cristal de KNbO_3 en configuration d'accord de phase colinéaire de type I, dans la direction $\theta = 42^\circ$, $\varphi = 0^\circ$, pour une longueur d'onde de pompe de $1,064 \mu\text{m}$.

Le coefficient non linéaire effectif du cristal de KNbO_3 est plus élevé que celui de LiNbO_3 (presque 2 fois), et donc nettement plus que celui de KTP (plus de 4 fois). Son accordabilité est supérieure mais en contrepartie l'angle de double réfraction est plus grand. Enfin, son seuil de dommage est du même ordre que celui de LiNbO_3 .

3. LES TRAITEMENTS ANTIREFLETS SUR KTP

Afin de réduire les pertes par réflexion sur les faces du cristal de KTP , nous avons envisagé l'utilisation de traitements antireflets. Ceux-ci devront être capables de résister aux fortes fluences mises en jeu au niveau du cristal. Nous avons testé plusieurs traitements réalisés par différentes sociétés :

- Société *SFIM ODS* : traitements spécifiés antireflets aux longueurs d'onde pompe ($1,06 \mu\text{m}$) et signal ($1,57 \mu\text{m}$).
- Société *Dünnschicht Technik* : traitements spécifiés antireflets aux longueurs d'onde pompe et signal.
- Société *MATRA* : traitements spécifiés antireflets aux longueurs d'onde pompe, signal et complémentaire ($3,3 \mu\text{m}$).

Nous présenterons tout d'abord les résultats expérimentaux obtenus avec des cristaux non traités, puis nous montrerons comment certains de ces résultats ont été modifiés par l'utilisation de cristaux traités.

4. LES CAVITÉS OPO

Nous envisageons des cavités OPO linéaires, constituées de miroirs plans ou sphériques présentant des coefficients de réflexions uniformes sur toute leur surface ⁶⁸. Trois caractéristiques sont à définir pour le choix des miroirs :

- la nature des substrats,
- les rayons de courbure des faces,
- les coefficients de réflexion pour les longueurs d'onde pompe, signal et complémentaire.

Le choix des substrats dépend de leur absorption. Le substrat du miroir d'entrée de l'OPO, traversé par le faisceau de pompe, doit être faiblement absorbant à la longueur d'onde de pompe de $1,064 \mu\text{m}$. Le verre BK7, avec une absorption de $0,002 \text{ cm}^{-1}$ à cette longueur d'onde, convient parfaitement (1% de l'énergie est absorbée dans les miroirs de 5 mm d'épaisseur). Les miroirs traversés par les faisceaux signal à $1,57 \mu\text{m}$ et complémentaire à $3,3 \mu\text{m}$ doivent présenter une absorption minimale pour ces longueurs d'onde. La transparence du BK7 chute brutalement à partir de $2 \mu\text{m}$ et devient nulle à partir de $2,8 \mu\text{m}$. Il faut donc utiliser d'autres substrats. Nous avons choisi l'Infrasil et le CaF_2 . L'Infrasil est un verre qui présente un coefficient d'absorption d'environ $0,1 \text{ cm}^{-1}$ à la longueur d'onde complémentaire (6% de l'énergie est absorbée dans les miroirs de 5 mm d'épaisseur). Le CaF_2 est un cristal qui possède une transparence supérieure à celle de l'Infrasil à la longueur d'onde du complémentaire (absorption inférieure à $0,01 \text{ cm}^{-1}$) ⁶⁹, mais ce matériau présente l'inconvénient d'être très légèrement soluble dans l'eau ($0,0017 \text{ g}/100 \text{ cm}^3$). Nous avons observé, sur la périphérie des miroirs, la formation progressive de fissures au niveau des traitements en raison de l'humidité

⁶⁸ Il existe des miroirs présentant un coefficient de réflexion non uniforme. Ces miroirs, dits à « gradient de réflectivité », ont un coefficient de réflexion fonction de la distance par rapport à un point central du miroir. Cette fonction est souvent gaussienne ou super-gaussienne (on parle alors de miroir « gaussien »).

⁶⁹ Le domaine de transparence du CaF_2 s'étend de $0,3 \mu\text{m}$ à $8 \mu\text{m}$.

de l'air ambiant. Cette détérioration est toutefois très lente et ne nous a pas empêchés d'utiliser ces miroirs pendant les deux années de l'étude.

Le rayon de courbure des faces des miroirs dépend du type de cavité que l'on souhaite réaliser. Nous disposons de miroirs plan-plan et de miroirs plan-concave de rayon de courbure compris entre 100 mm et 300 mm afin de réaliser des cavités géométriquement stables. Les différentes cavités réalisées sont décrites par la suite.

Les traitements à déposer sur les miroirs sont différents selon les faces et selon la fonction des miroirs. Les miroirs d'entrée de l'OPO ont tous une haute transmission (HT) pour la pompe sur leurs deux faces et une haute réflexion (HR) pour le signal sur leur face interne. Les miroirs de sortie de l'OPO présentent sur leur face interne des coefficients de réflexion pour le signal variant entre 70% et 95% et ils sont traités HT sur leur face externe. Pour la longueur d'onde de pompe, ils sont traités HR ou HT sur leur face interne. Les miroirs ont un coefficient de réflexion inférieur à 5% au voisinage de la longueur d'onde de 3,3 μm afin que l'onde complémentaire soit évacuée hors de la cavité. On minimise ainsi l'intensité de l'onde complémentaire dans le cristal de KTP afin d'éviter les problèmes d'échauffement du cristal provenant de sa forte absorption à cette longueur d'onde. Notons enfin que les traitements déposés sur les miroirs doivent être capables de résister aux fortes fluences mises en jeu. Ceux-ci ont été réalisés par la société allemande *Laser Optik*. Ils ont été suffisamment résistants.

CHAPITRE II

Résultats expérimentaux

Nous avons réalisé différentes cavités OPO de type linéaire ⁷⁰, dans lesquelles le cristal est traversé dans les deux sens par l'onde signal résonnante. Ce type de cavité permet de recycler l'onde de pompe après une première traversée du cristal en la renvoyant dans le cristal pour une seconde traversée en sens inverse. Le recyclage de la pompe permet d'utiliser une plus grande partie de l'énergie de pompe disponible. Nous proposons de décrire les différentes cavités réalisées et de présenter les performances obtenues avec chacune d'elles. Le cristal utilisé est celui de KTP, non traité antireflet.

L'influence des traitements antireflets et les résultats obtenus avec les autres cristaux (KTA, LiNbO₃ et KNbO₃) seront présentés ensuite.

1. OPO À CAVITÉ PLAN-PLAN

La cavité la plus couramment utilisée pour les OPO nanosecondes est la cavité plan-plan, constituée de deux miroirs plans placés de chaque côté du cristal non linéaire. On peut ainsi réaliser des cavités très courtes, à peine plus longues que le cristal, ce qui permet de maximiser le nombre d'allers et retours de l'onde résonnante dans la cavité pendant le passage de chaque impulsion de pompe afin d'en extraire le plus d'énergie possible.

Nous avons réalisé un OPO à cavité plan-plan, représenté schématiquement sur la figure 16.

⁷⁰ ou cavité Pérot-Fabry.

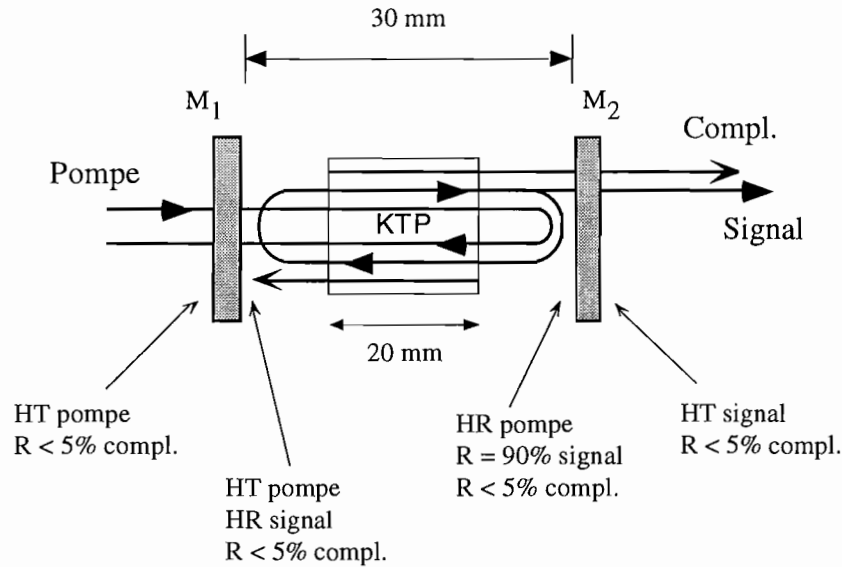


Figure 16 Représentation schématique de l'OPO à cavité plan-plan (HT = haute transmission, HR = haute réflexion, R = coefficient de réflexion).

La cavité a une longueur géométrique de 30 mm. En son centre est placé un cristal de KTP de 20 mm de long, non traité antireflet. Le miroir de sortie de l'OPO (M₂), en Infrasil, permet de recycler la pompe et il réfléchit 90% à la longueur d'onde du signal. L'onde complémentaire ne résonne pas dans cette cavité⁷¹. Afin d'atteindre le seuil d'oscillation de l'OPO avec l'énergie de pompe disponible, nous avons dû focaliser le faisceau dans le cristal avec une taille w_0 inférieure à 140 μm ⁷². La figure 17 montre les performances énergétiques obtenues avec cet OPO pour une taille w_0 du faisceau de pompe au centre du cristal égale à 120 μm . Le seuil d'oscillation de l'OPO a été atteint avec des impulsions de pompe de 0,98 mJ, ce qui correspond à une fluence de 4,33 J/cm². Avec l'énergie de pompe maximale disponible de 1,4 mJ, l'OPO fonctionne 1,4 fois au-dessus de son seuil d'oscillation. Il fournit alors une énergie totale (signal + complémentaire) de 0,46 mJ et son rendement énergétique total, défini comme la somme des énergies signal et complémentaire en sortie divisée par l'énergie de pompe en entrée atteint la valeur de 33%. On peut remarquer que le rendement énergétique de l'OPO augmente linéairement avec l'énergie des impulsions de pompe et l'énergie totale en sortie de façon exponentielle. On observe donc, lorsqu'on s'éloigne du

⁷¹ Les coefficients de réflexion des miroirs à la longueur d'onde du complémentaire sont inférieurs à 5%. On évacue ainsi l'onde complémentaire créée dans le cristal afin de réduire les problèmes d'échauffements liés à l'absorption du cristal à cette longueur d'onde.

⁷² Le terme « taille » est la traduction en français du terme anglais « waist » utilisé dans le domaine des lasers. Il correspond à la demi-largeur à $1/e^2$ d'un faisceau gaussien.

seuil d'oscillation, une amélioration des performances énergétiques de l'OPO. Nous proposons de trouver l'origine de cette amélioration progressive.

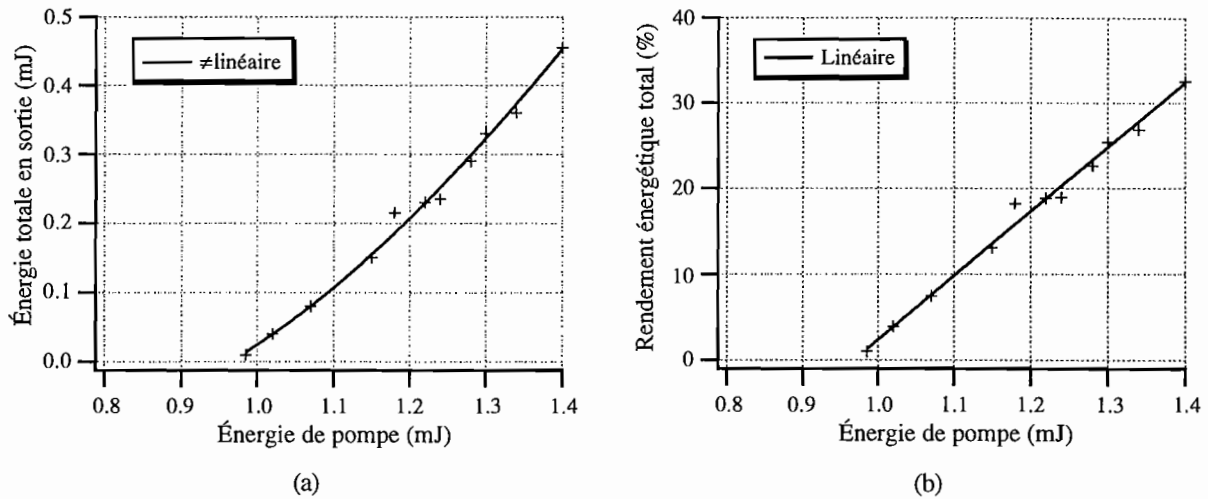


Figure 17 Énergie totale (signal + complémentaire) (a) et rendement énergétique total (b) en sortie de l'OPO, en fonction de l'énergie de pompe en entrée.

Le faisceau de pompe incident a une taille w_0 égale à $120 \mu\text{m}$ au centre du cristal. Calculons la taille de ce faisceau, supposé soumis uniquement à la diffraction, à son retour au centre du cristal, après réflexion sur le miroir de sortie de l'OPO⁷³. On utilise pour ce calcul la relation générale donnant l'évolution de la taille $w(z)$ d'un faisceau quelconque au cours de sa propagation :

$$w^2(z) = w_0^2 + \left[\frac{M^2 \lambda (z - z_0)}{\pi w_0} \right]^2. \quad (6)$$

Dans notre cas, le facteur de qualité du faisceau M^2 est égal à 1,20. La longueur d'onde dans le vide vaut $\lambda = 1064 \text{ nm}$ et l'indice de réfraction du cristal vaut 1,748.

Le calcul donne une taille de faisceau au retour égale à $140 \mu\text{m}$. Cette cavité plan-plan ne permet donc pas de recycler parfaitement la pompe (voir figure 18).

⁷³ En réalité, les effets non linéaires modifient la structure des faisceaux.

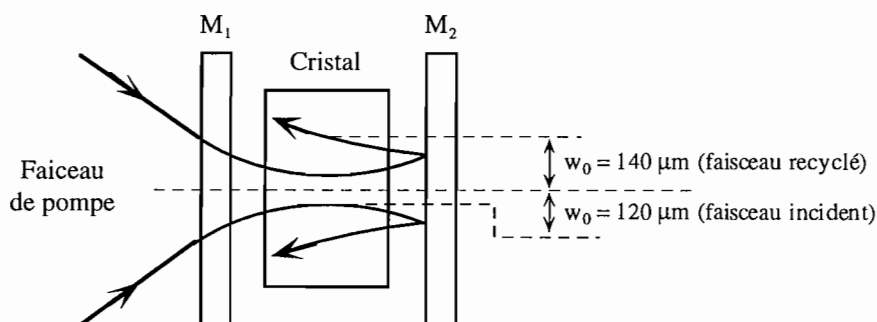


Figure 18 Taille du faisceau de pompe avant et après le recyclage par le miroir de sortie plan de l'OPO (M_2).

Dans le cristal non linéaire, la région où se produit l'amplification paramétrique est délimitée par les dimensions du faisceau de pompe. Le faisceau signal (et aussi le faisceau complémentaire) est donc créé avec une taille ne pouvant excéder celle du faisceau de pompe. En supposant qu'elle mesure également $120 \mu\text{m}$ au centre du cristal, la simulation de la propagation du faisceau signal, supposée uniquement soumise à la diffraction, montre qu'après un aller et retour dans la cavité de l'OPO, la taille est de $265 \mu\text{m}$ (voir figure 19). Les paramètres du calcul sont pour le signal : $\lambda = 1573 \text{ nm}$ et indice de réfraction dans le cristal égal à 1,736.

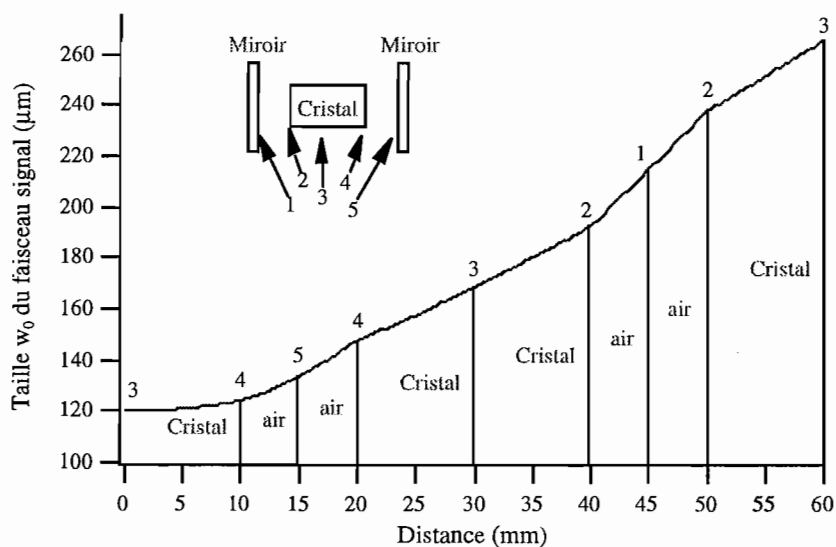


Figure 19 Évolution de la taille $w(z)$ du faisceau signal au cours de la propagation dans la cavité plan-plan sur un aller et retour depuis le centre du cristal. Dans cette simulation, seul le phénomène de diffraction est pris en compte.

À cause de la valeur élevée du coefficient de réflexion du miroir de sortie à la longueur d'onde signal, égale à 90% (et supérieure à 99% pour le miroir d'entrée), le nombre d'allers et retours de l'onde dans la cavité est important et le faisceau s'étale beaucoup. En réalité, les effets non linéaires peuvent contribuer à stabiliser l'oscillation de l'onde signal en confinant son énergie dans la région à gain [57] (on parle de guidage par le gain pour les lasers). Dans le cas où la distance de Rayleigh⁷⁴ du faisceau de pompe est largement supérieure à la longueur de la cavité, la divergence du faisceau signal par diffraction est suffisamment faible pour être compensée par le phénomène de guidage par le gain, ce qui permet de réaliser des OPO plan-plan stables (voir figure 20).

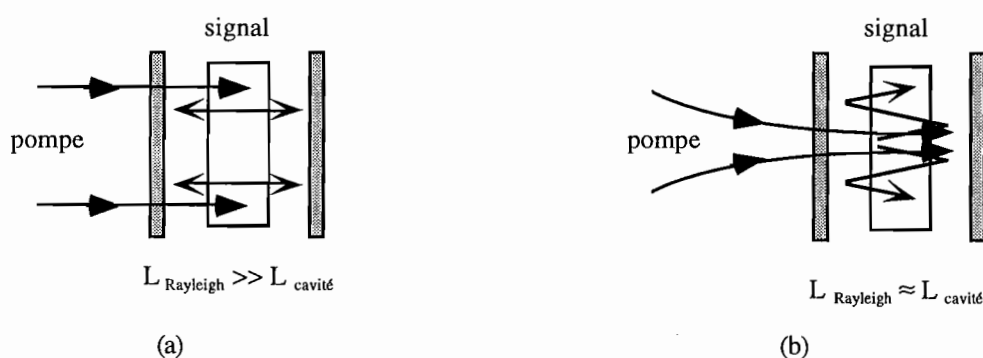


Figure 20 Cavité OPO plan-plan. Dans le cas (a), la longueur de Rayleigh du faisceau de pompe est largement supérieure à la longueur de la cavité : l'onde signal s'étale très peu dans la cavité par diffraction et le guidage par le gain est suffisant pour stabiliser l'oscillation. Dans le cas (b), la longueur de Rayleigh du faisceau de pompe est semblable à la longueur de la cavité : l'onde signal s'étale rapidement dans la cavité par diffraction et le guidage par le gain n'est pas suffisant pour stabiliser l'oscillation.

Dans notre cas, avec une longueur de Rayleigh du faisceau de pompe égale à 3,5 cm, le guidage par le gain n'est pas suffisant pour compenser la divergence du faisceau à cause de la diffraction. Expérimentalement, la cavité est difficile à aligner et la moindre vibration la dérègle, ce qui témoigne de la grande instabilité de la résonance de l'onde signal. Cette instabilité semble pourtant diminuer lorsqu'on s'éloigne du seuil d'oscillation de l'OPO. Le gain tend donc à stabiliser l'OPO, ce qui explique l'observation de l'amélioration des performances énergétiques de l'OPO lorsqu'on s'éloigne du seuil.

⁷⁴ La distance de Rayleigh z_R est définie comme la distance de propagation après laquelle un faisceau gaussien voit son diamètre minimal $2w_0$ augmenter de $\sqrt{2}$. Elle s'exprime très simplement selon

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$$

Le paramètre confocal $b = 2z_R$, largement utilisé dans les premiers travaux sur les faisceaux gaussiens, est aujourd'hui quelque peu désuet.

Bien que le rendement énergétique de cet OPO soit correct, le mauvais recouvrement des faisceaux pompe et signal, lorsque le gain est faible, est responsable d'un seuil d'oscillation qui devrait pouvoir être nettement réduit. D'autre part, la grande instabilité de l'OPO n'est pas acceptable pour un système que l'on souhaite robuste et peu sensible aux contraintes extérieures. Nous avons donc conçu un OPO utilisant un autre type de cavité.

2. OPO À CAVITÉ CONCENTRIQUE

2.1 Description de la cavité

Nous avons cherché à concevoir une cavité stable avec un miroir de sortie permettant de recycler correctement le faisceau de pompe en le focalisant en sens inverse avec une taille identique à celle du faisceau incident au niveau du cristal. D'autre part, la taille du mode transverse fondamental de la cavité à la longueur d'onde du signal doit être proche de celle du faisceau de pompe au niveau du cristal ⁷⁵. Enfin, le faisceau signal, mode transverse de la cavité, doit rester suffisamment collimaté sur toute la longueur du cristal, tout comme le faisceau de pompe, afin que l'accord de phase colinéaire ait lieu sur toute la longueur du cristal ⁷⁶.

À l'aide du logiciel de simulation de propagation de faisceau gaussien *Paraxia*, nous avons conçu une cavité qui permet de satisfaire nos exigences (voir figure 21). Il s'agit d'une cavité quasi-concentrique, symétrique, ayant une longueur géométrique de 29,5 cm. Les miroirs plan-concave ont un rayon de courbure égal à 150 mm. Le miroir de sortie, en CaF₂, est traité haute réflexion à la longueur d'onde de pompe. Il réfléchit 90% à la longueur d'onde signal et environ 5% à la longueur d'onde complémentaire. Au centre de la cavité est placé un cristal de KTP de 20 mm, non traité antireflet. Cette cavité stable possède un mode transverse fondamental à la longueur d'onde signal ayant une taille de 125 μm égale à celle des faisceaux de pompe incident et recyclé. Le faisceau de pompe incident est focalisé dans le cristal grâce à une lentille de 20 cm de focale. La cavité est représentée schématiquement sur la figure 22. À notre connaissance, une telle cavité concentrique n'a jamais été utilisée pour un OPO.

⁷⁵ On peut penser que la taille du faisceau de pompe doit être inférieure ou égale à celle du mode de cavité afin que la totalité de l'énergie de pompe soit utilisée pour créer du signal (et du complémentaire).

⁷⁶ Si les faisceaux ne sont pas collimatés, il se produit des accords de phases hors axe moins efficaces en raison de coefficients non linéaires effectifs plus faibles et d'angles de double réfraction non nuls. À ces accords de phase correspondent de nouvelles longueurs d'onde, ce qui conduit à un élargissement des spectres de l'OPO.

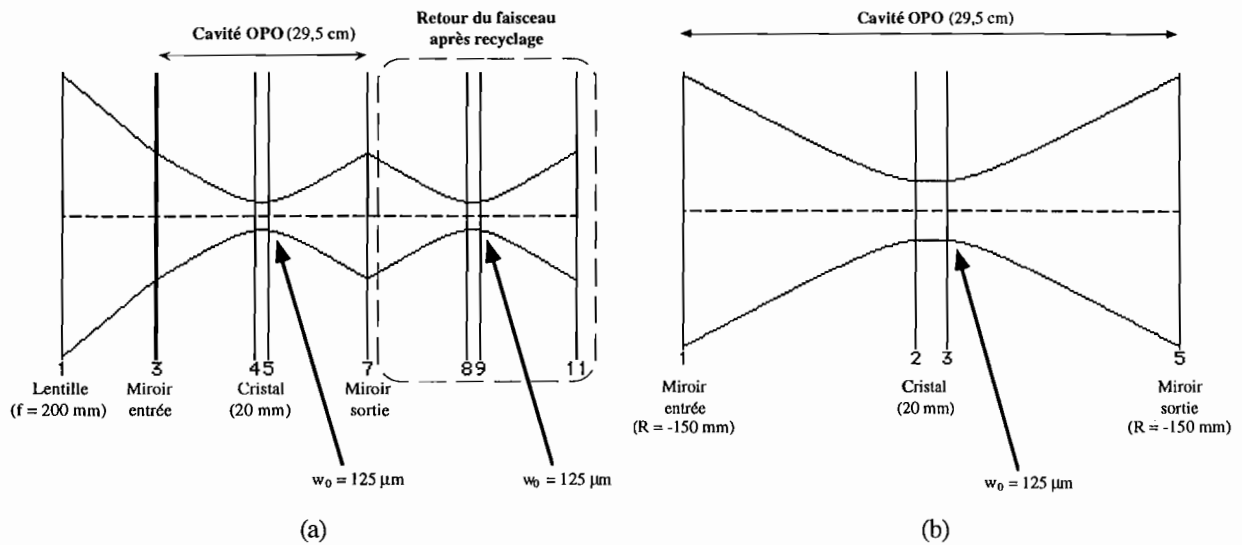


Figure 21 Conception de la cavité OPO à l'aide du logiciel *Paraxia* :
 (a) Propagation du faisceau de pompe dans la cavité OPO avant et après recyclage
 (b) Mode gaussien de la cavité OPO à la longueur d'onde signal.

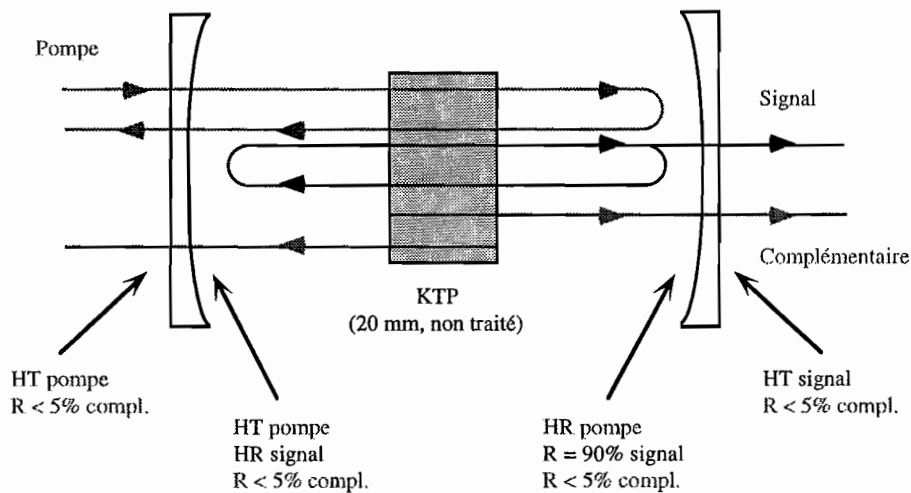


Figure 22 Représentation schématique de la cavité OPO quasi-concentrique. Les miroirs plan-concaves ont un rayon de courbure de 150 mm. La longueur géométrique de la cavité est de 29,5 cm (HT = haute transmission, HR = haute réflexion, R = coefficient de réflexion).

On constate expérimentalement que cette cavité est mécaniquement beaucoup plus stable que la cavité plan-plan malgré sa longueur très supérieure. Elle est plus facile à aligner et elle ne se dérègle pas au cours du temps comme c'était le cas avec la cavité plan-plan. Voyons maintenant les performances obtenues avec cet OPO.

2.2 Performances énergétiques

2.2.1 Énergies produites

Les énergies des impulsions signal et complémentaire produites par l'OPO ont été mesurées en fonction de l'énergie des impulsions de pompe. Les résultats sont présentés sur la figure 23.

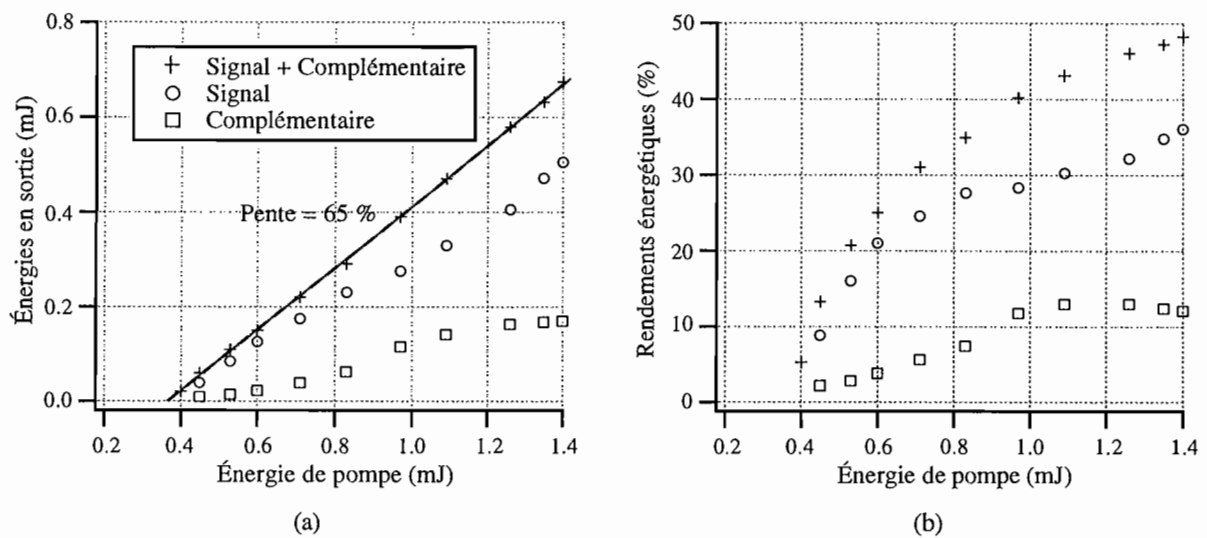


Figure 23 Énergies (a) et rendements énergétiques (b) obtenus avec l'OPO à cavité concentrique.

Le seuil d'oscillation de l'OPO est obtenu avec une énergie de pompe de 0,38 mJ soit une fluence de 1,55 J/cm². Il est environ 2,5 fois plus bas que celui de l'OPO à cavité plan-plan malgré la longueur beaucoup plus importante de cette cavité concentrique. Le rendement énergétique total de l'OPO atteint 48% (contre 33% pour l'OPO à cavité plan-plan). L'OPO fonctionne alors 3,7 fois au-dessus de son seuil d'oscillation (contre 1,4 fois pour l'OPO à cavité plan-plan). Le rendement énergétique maximal pour le signal est de 36%. Pour le complémentaire, il atteint 13% avec 1,2 mJ de pompe puis il diminue. L'énergie maximale des impulsions signal est de 0,51 mJ et celle des impulsions complémentaire de 0,17 mJ soit au total 0,68 mJ. Les rendements quantiques⁷⁷ sont alors de 54% et 37% pour le signal et le complémentaire respectivement. Les photons signal et complémentaire ne sont pas produits par l'OPO en quantités égales à cause de l'absorption dans le cristal, largement supérieure pour le complémentaire que pour le signal (voir le paragraphe 2.1 du chapitre I). Il faut toutefois noter

⁷⁷ Les rendements quantiques s'obtiennent en multipliant les rendements énergétiques par les rapports des longueurs d'onde signal et complémentaire sur la longueur d'onde de pompe.

que les photons complémentaire créés lors de la traversée du cristal par le faisceau de pompe recyclé sont évacués de la cavité par le miroir d'entrée et ne sont donc pas comptabilisés à la sortie de l'OPO. Grâce au code de simulation OPO (voir la partie III), nous avons estimé qu'ils représentent dans notre cas environ seulement 10% de l'ensemble des photons complémentaires produits par l'OPO. Cette remarque est valable pour tous les OPO réalisés dans cette étude.

2.2.2 Stabilité énergétique

La stabilité énergétique de l'OPO a pu être appréciée en mesurant la variation de l'amplitude des impulsions signal produites au cours du temps. Cette mesure a été effectuée à l'aide d'une photodiode en germanium reliée à un oscilloscope numérique piloté par un micro-ordinateur. Nous avons écrit un programme d'acquisition avec le logiciel *Igor Pro* permettant d'enregistrer, à intervalle de temps réglable, une succession de profils temporels et de tracer l'évolution au cours du temps de leur amplitude. On peut voir sur la figure 24 que la variation relative de l'amplitude des impulsions signal est d'environ $\pm 15\%$ lorsque l'OPO est pompé avec des impulsions de 1 mJ ayant elle-même une variation relative d'amplitude de $\pm 5\%$. La stabilité énergétique de l'OPO peut être qualifiée de bonne au regard de celle des OPO nanosecondes en général [57], et compte tenu de l'instabilité du laser de pompe.

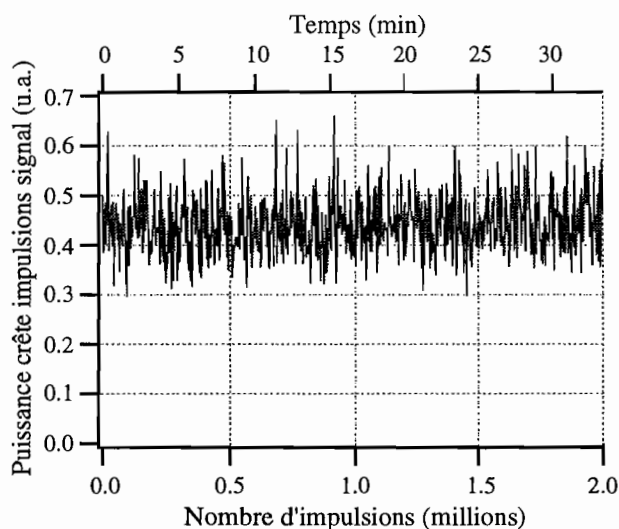


Figure 24 Évolution de l'amplitude des impulsions signal au cours du temps. La variation relative d'amplitude est d'environ $\pm 15\%$ (OPO pompé avec des impulsions de 1 mJ ayant une variation d'amplitude de $\pm 5\%$).

2.2.3 Influence du miroir de sortie

Nous avons comparé les performances de l'OPO pour différentes valeurs du coefficient de réflexion du miroir de sortie à la longueur d'onde signal. On peut comparer sur la figure 25 l'énergie produite par l'OPO en fonction de l'énergie de pompe pour des coefficients de réflexion de 90% et 70%⁷⁸. Le seuil d'oscillation de l'OPO est d'autant plus bas que les pertes de la cavité sont faibles, c'est-à-dire que le coefficient de réflexion du miroir de sortie est élevé. La pente d'efficacité est d'autant plus raide que le seuil est élevé. Nous avons constaté expérimentalement que le coefficient de réflexion de 90% conduit au meilleur compromis entre seuil bas et rendements élevés. Ce résultat avait été prévu avec notre code de simulation OPO⁷⁹ qui nous a guidé dans la conception des OPO et notamment dans le choix des coefficients de réflexion des miroirs.

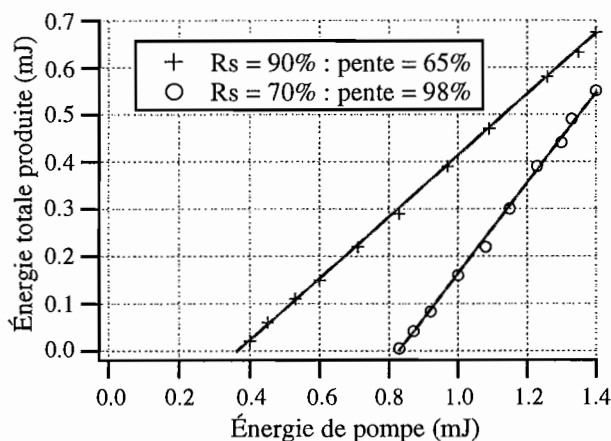


Figure 25 Comparaison de l'énergie totale produite par l'OPO (signal + complémentaire), en fonction de l'énergie de pompe, pour des coefficients de réflexion du miroir de sortie à la longueur d'onde signal $R_s = 70\%$ et $R_s = 90\%$.

2.2.4 Influence de la longueur du cristal

Le cristal de KTP de 20 mm de l'OPO à cavité concentrique (avec $R_s = 90\%$) a été remplacé par un cristal de 10 mm. Les performances énergétiques obtenues sont présentées sur la figure 26. Le seuil d'oscillation est obtenu avec 0,97 mJ de pompe (au lieu de 0,38 mJ avec le cristal de 20 mm). Les énergies maximales mesurées à la sortie de l'OPO sont de 0,31 mJ (contre 0,51 mJ) pour le signal et 0,08 mJ (contre 0,17 mJ) pour le complémentaire. Les rendements énergétiques maximaux sont de 22% et 6% pour le signal et le complémentaire respectivement, soit au total 28%.

⁷⁸ Ces deux miroirs de sortie ont le même substrat en CaF_2 . Ils sont hautement réfléchissants à la longueur d'onde de pompe et ils réfléchissent environ 5% à la longueur d'onde du complémentaire.

⁷⁹ Voir la partie III concernant les simulations numériques.

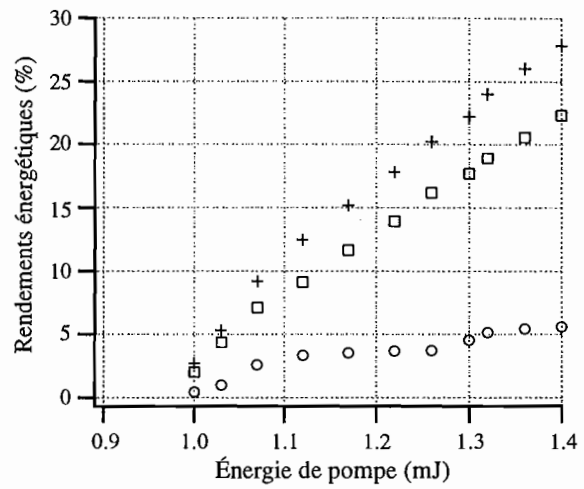
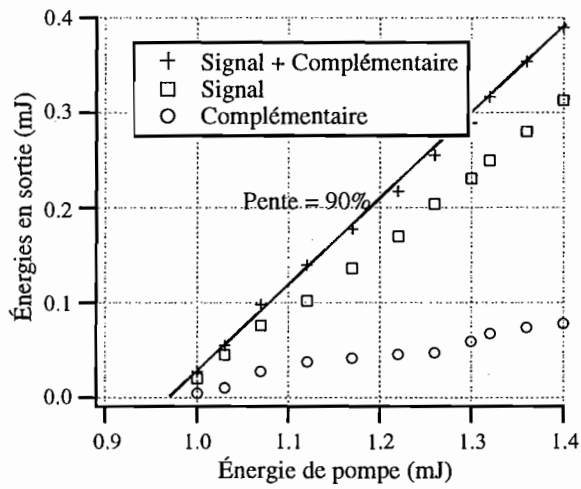


Figure 26 Énergies (a) et rendements énergétiques (b) produits par l'OPO à cavité concentrique avec un cristal de 10 mm.

Ces résultats peuvent être comparés à ceux obtenus avec un cristal de 20 mm sur la figure 27. Le seuil est environ 2,5 fois plus élevé avec le cristal de 10 mm. En contrepartie, la pente d'efficacité est plus raide (90% contre 65%). Dans les conditions de l'expérience, l'énergie obtenue avec le cristal de 20 mm est toujours supérieure à celle obtenue avec celui de 10 mm.

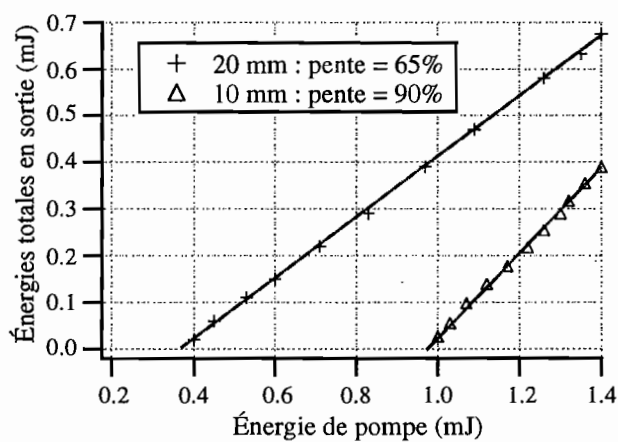


Figure 27 Comparaison de l'énergie totale produite par l'OPO (signal + complémentaire), en fonction de l'énergie de pompe, pour des cristaux de KTP de 20 mm et 10 mm.

2.3 Profils temporels

Les profils temporels intégrés spatialement des impulsions signal ont été enregistrés pour différentes énergies de pompe. Pour ces mesures, le faisceau signal, fortement atténué à l'aide de densités optiques, a été focalisé sur la surface sensible d'une photodiode en germanium reliée à un oscilloscope numérique (le dispositif expérimental est représenté sur la figure 42 au paragraphe 3.3 de ce chapitre). La réponse impulsionnelle de la photodiode a été mesurée à l'aide d'impulsions de 100 femtosecondes de durée et de longueur d'onde égale à $1,5 \mu\text{m}$ au LOA (ENSTA-École Polytechnique). La largeur de sa réponse impulsionnelle est d'environ 5 ns. La photodiode est donc suffisamment rapide pour suivre l'évolution des profils temporels (voir figure 28).

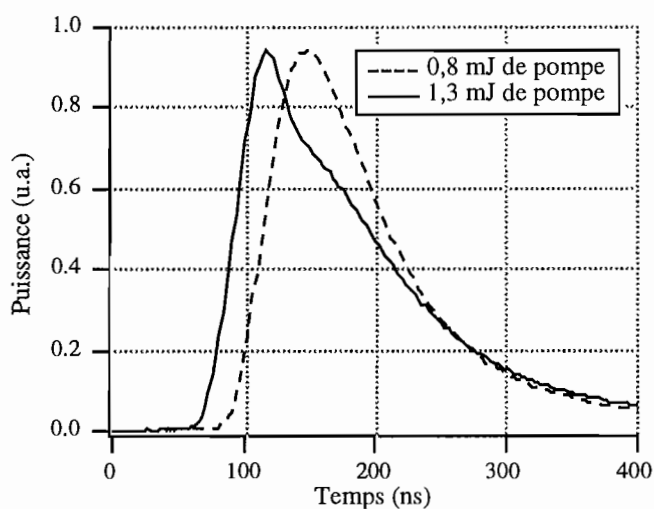


Figure 28 Profils temporels intégrés spatialement des impulsions signal pour deux niveaux de pompe différents.

Les impulsions signal apparaissent d'autant plus tôt que l'énergie de pompe est élevée, car la puissance de pompe correspondant au seuil d'oscillation est disponible plus rapidement. Elles ont une forme régulière présentant un seul pic. On distingue quelques débuts d'oscillations à partir de 1,2 mJ de pompe (soit 3 fois au-dessus du seuil). Nous avons rassemblé dans le tableau 8 les durées des impulsions signal obtenues pour différents niveaux de pompe. Les durées ont été calculées à partir des profils temporels en utilisant la définition générale de la largeur d'une distribution donnée dans l'annexe 6. On constate que la durée des impulsions augmente légèrement avec l'énergie de pompe.

Nous avons aussi mesuré des profils temporels résolus spatialement. Pour cela, nous avons placé en différents points du faisceau signal, dans un même plan transverse, la

photodiode au germanium avec un diaphragme circulaire de 0,5 mm de diamètre accolé contre sa fenêtre et centré sur sa surface de détection. Ainsi, la résolution spatiale des mesures était d'environ 0,5 mm sur un faisceau de diamètre à $1/e^2$ égal à environ 1,5 cm. Il s'avère qu'en tout point du faisceau, le profil temporel est quasiment identique.

Facteur au-dessus du seuil	1,5	2	2,5	3	3,5
Durée des impulsions signal (ns)	105	110	115	122	125

Tableau 8 Durée des impulsions signal en fonction du niveau de pompe.

La mesure des profils temporels des impulsions complémentaire est plus difficile à réaliser. Nous disposons d'une photodiode en PbSe refroidie dont nous avons construit les systèmes d'alimentation électrique et de contrôle de la température. Son domaine de sensibilité, entre 1 μm et 4,5 μm est très bien adapté pour la longueur d'onde du complémentaire à 3,3 μm . Toutefois, avec une réponse impulsionnelle de largeur égale à environ 500 ns, ce détecteur est beaucoup trop lent pour suivre les variations des profils temporels du complémentaire. Il est en effet très probable que les impulsions signal et complémentaire aient des durées sensiblement égales puisque les photons signal et complémentaire sont créés par paires dans le processus d'amplification paramétrique. À cause de sa résonance dans la cavité, l'impulsion signal a tendance à s'allonger légèrement. On peut donc estimer que la largeur temporelle des impulsions complémentaire est d'environ 100 ns. Cette estimation a été vérifiée avec le code de simulation OPO.

2.4 Profils spatiaux

2.4.1 Profil et qualité du faisceau signal

Avec une caméra Vidicon, sensible entre 0,4 μm et 2,0 μm , nous avons enregistré des images du faisceau signal. Sur la figure 29 est représentée une image obtenue 20 cm derrière le miroir de sortie de l'OPO. Une coupe passant par le centre du faisceau donne un profil très bien décrit par une gaussienne.

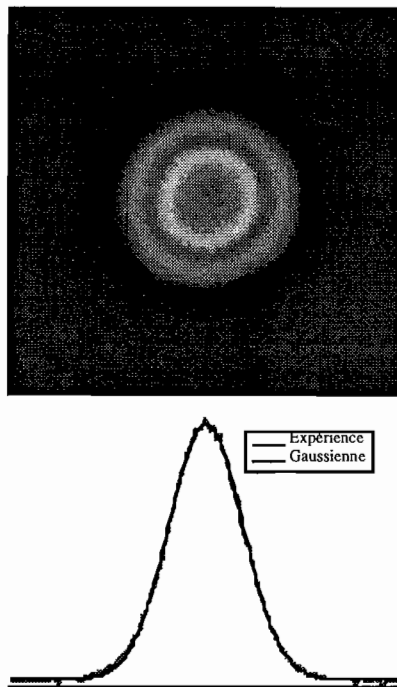


Figure 29 Profil spatial du faisceau signal enregistré 20 cm derrière le miroir de sortie de l'OPO.

Le facteur de qualité M^2 du faisceau signal a été calculé en mesurant la taille du faisceau dans différents plans transverses. Le dispositif expérimental mis en oeuvre pour cette mesure est représenté schématiquement sur la figure 30.

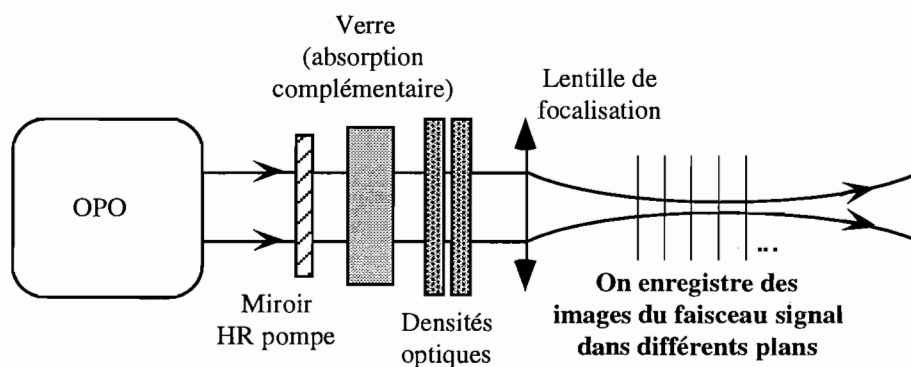


Figure 30 Dispositif expérimental pour la mesure du facteur de qualité M^2 du faisceau signal. Après avoir éliminé le résidu de pompe avec un miroir haute réflexion et le complémentaire avec une lame de verre, le faisceau signal, atténué avec des densités, est focalisé. On enregistre des images dans différents plans transverses de part et d'autre du plan de focalisation. L'analyse de ces images donne l'évolution de la taille du faisceau au cours de sa propagation.

Comme nous l'avons déjà dit, l'évolution de la taille $w(z)$ d'un faisceau quelconque au cours de sa propagation obéit à la relation :

$$w^2(z) = w_0^2 + \left[\frac{M^2 \lambda (z - z_0)}{\pi w_0} \right]^2. \quad (7)$$

En ajustant les paramètres w_0 , M^2 et z_0 pour que la courbe théorique s'approche au mieux des mesures, on obtient la valeur de M^2 (voir figure 31).

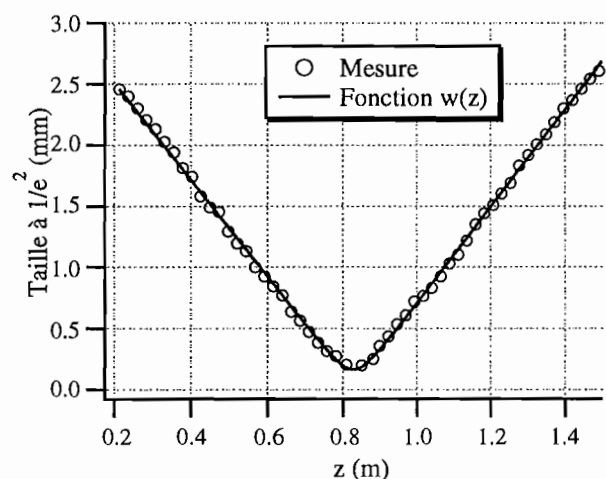


Figure 31 Évolution de la taille du faisceau signal dans la direction horizontale (x), au cours de sa propagation.

Nous avons rassemblé dans le tableau 9 les valeurs du facteur M^2 obtenues dans les directions horizontale (x) et verticale (y), pour différents niveaux de pompe⁸⁰.

Facteur au-dessus du seuil	1,5	2	2,5	3
M_x^2 signal	1,30	1,33	1,36	1,38
M_y^2 signal	1,32	1,33	1,37	1,40

Tableau 9 Facteurs de qualité du faisceau signal pour différents niveaux de pompe. Ceux du faisceau de pompe sont égaux à 1,20 dans les deux directions transverses x et y.

⁸⁰ L'obtention de ces résultats nécessite des manipulations longues et laborieuses. Notons qu'il existe un appareil, appelé « M^2 -mètre », qui mesure directement les facteurs M^2 .

Les facteurs de qualité du faisceau signal, identiques dans les deux directions x et y semblent augmenter légèrement avec l'énergie de pompe, mais le faisceau reste malgré tout quasiment gaussien.

Comme nous l'avons vu lors des études théoriques dans la partie I, le gain paramétrique n'est pas uniforme dans le temps et dans le plan transverse. Avec un faisceau de pompe gaussien, le faisceau signal produit par l'OPO n'est en général gaussien qu'au voisinage du seuil ⁸¹. Dès que le phénomène de reconversion du signal et du complémentaire en pompe se manifeste, les faisceaux se déforment fortement ⁸². Dans notre expérience, les profils spatiaux du signal sont quasiment gaussiens même lorsque l'OPO est pompé largement au-dessus de son seuil. On peut présumer que la cavité est responsable de ce phénomène. En raison de sa stabilité géométrique et de sa finesse, elle imposerait à l'onde signal résonnante un mode transverse stable. Ce point sera éclairci au paragraphe 4 de ce chapitre lorsque nous étudierons les performances de l'OPO pompé avec un faisceau multimode transverse.

2.4.2 Profil du faisceau complémentaire

La mesure du profil spatial du faisceau complémentaire à la longueur d'onde de $3,3 \mu\text{m}$ est plus difficile. En déplaçant la photodiode en PbSe dans le plan transverse, nous avons construit point par point des coupes du profil spatial du faisceau. Un diaphragme circulaire de $0,5 \text{ mm}$ de diamètre a été fixé devant la surface de détection de la photodiode afin d'augmenter la résolution spatiale de la mesure. Sur la figure 32 sont représentées une coupe verticale et une coupe horizontale. Le faisceau est de forme à peu près gaussienne, légèrement dissymétrique.

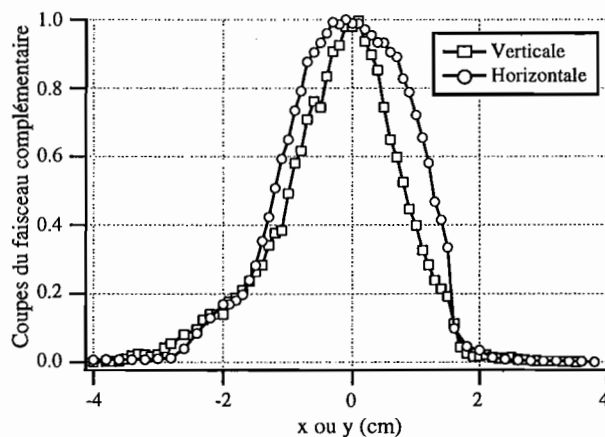


Figure 32 Coupes horizontale et verticale du faisceau complémentaire mesurées 70 cm derrière le miroir de sortie de l'OPO. L'OPO est alors pompé avec 1 mJ soit 2,5 fois au-dessus de son seuil.

⁸¹ Nous aurons l'occasion de le constater lors de simulations numériques dans la partie III.

⁸² Nous rappelons que le phénomène de reconversion se traduit, du point de vue corpusculaire, par l'association de photons signal et complémentaire, par paires, pour former des photons pompe ; c'est le processus inverse de celui d'amplification paramétrique (voir la partie I)

2.5 Propriétés spectrales

2.5.1 Mesure des spectres

À l'aide d'un spectromètre à réseau de 600 traits par millimètre, nous avons reconstitué point par point le spectre des impulsions signal pour différentes énergies de pompe. Trois spectres sont représentés sur la figure 33.

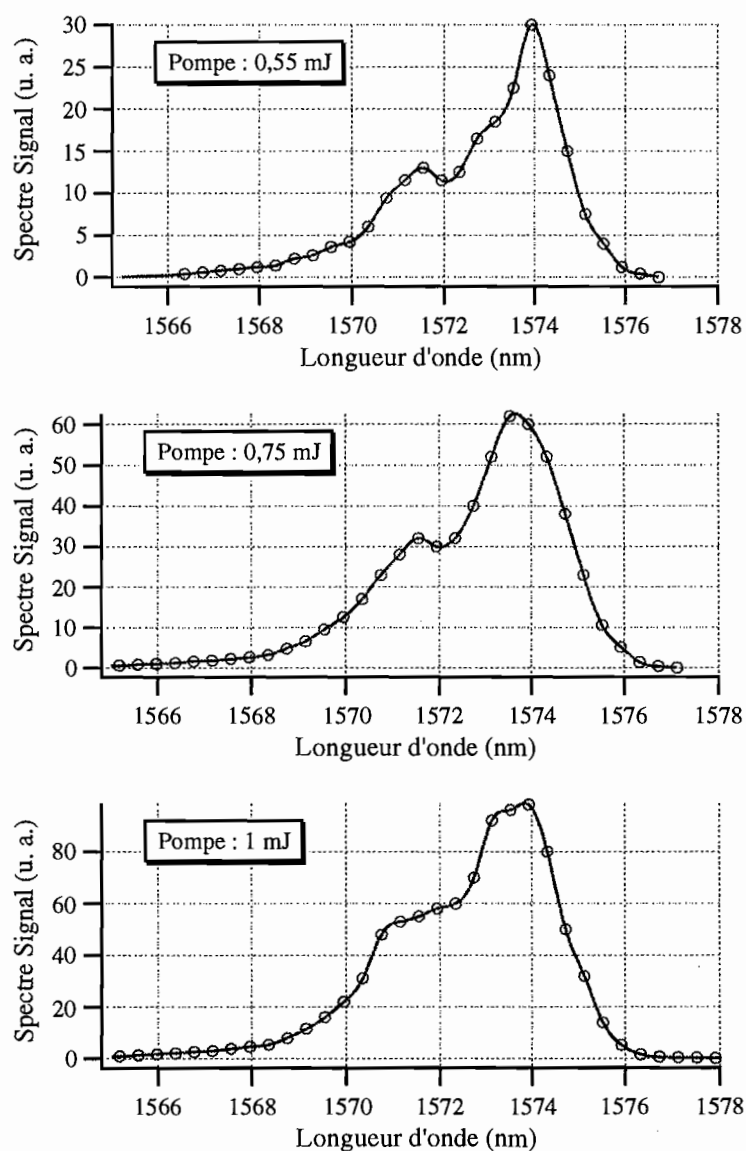


Figure 33 Spectres des impulsions signal pour différentes énergies de pompe.

Les spectres des impulsions signal sont centrés sur la longueur d'onde de 1573 ± 1 nm. Leur largeur augmente légèrement avec l'énergie de pompe. Elle varie entre 4 nm et 5 nm. La réponse impulsionnelle du spectromètre a été mesurée avec les impulsions du laser de pompe que l'on peut considérer comme monochromatiques ⁸³. La largeur de cette réponse, égale à 0,5 nm, est nettement inférieure à celle des spectres mesurés. On peut donc considérer que la largeur spectrale mesurée à partir des spectres est la largeur réelle. Les résultats sont rassemblés dans le tableau 10.

Facteur au-dessus du seuil	1,5	2	2,5
Largeur spectrale signal (nm)	4,1	4,3	4,4

Tableau 10 Largeur spectrale des impulsions signal pour différents niveaux de pompe. Les spectres sont centrés sur la longueur d'onde de 1573 ± 1 nm.

2.5.2 Origine de la largeur spectrale

Plusieurs phénomènes peuvent contribuer à la largeur des spectres de l'OPO. Nous proposons d'examiner l'importance de chacun d'eux.

- Influence de la divergence des faisceaux

En raison de la divergence des faisceaux, l'accord de phase n'est pas réalisé dans une unique direction. Les longueurs d'onde signal et complémentaire sont alors émises selon une distribution liée à la distribution des vecteurs d'ondes. Considérons l'accord de phase colinéaire le plus « hors axe » qui pourrait se produire sur le bord du cristal (voir figure 34).

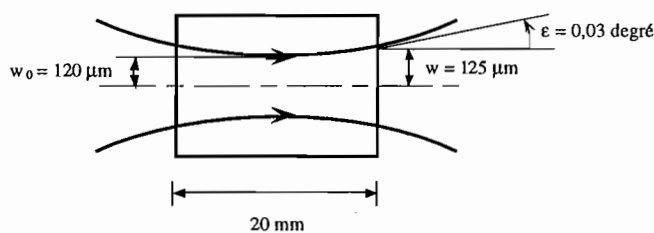


Figure 34 Divergence du faisceau de pompe dans le cristal.

⁸³ Cette hypothèse est justifiée a posteriori, car la largeur de la réponse impulsionnelle du spectromètre s'avère être supérieure à la largeur spectrale de 0,1 nm des impulsions du laser de pompe.

À l'aide de notre logiciel, nous avons calculé l'évolution de la longueur d'onde signal lorsqu'on s'écarte de la direction principale de propagation ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0$). Pour des écarts inférieurs au degré, la variation de longueur d'onde est très faible, car l'accord de phase est non critique en angle. Pour un écart de direction de $\varepsilon = 0,03$ degré, la longueur d'onde signal a varié de moins de 0,1 nm (voir figure 35). La divergence des faisceaux ne semble donc pas responsable de la largeur spectrale de l'OPO.

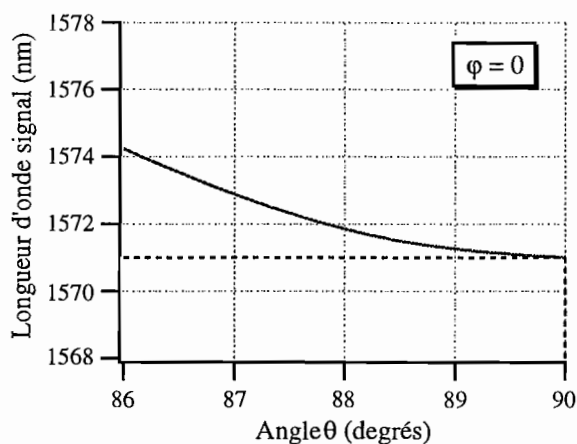


Figure 35 Évolution de la longueur d'onde signal en fonction de la direction d'accord de phase (cristal de KTP pompé à la longueur d'onde de 1064 nm en type II).

- Influence de la largeur spectrale de l'onde pompe

Pour une géométrie d'accord de phase donnée, les longueurs d'onde signal et complémentaire dépendent de la longueur d'onde de pompe. Cette dépendance a été calculée à l'aide de notre logiciel pour le cristal de KTP en accord de phase non critique en angle ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0$). La figure 36 représente l'évolution de la longueur d'onde signal lorsque la longueur d'onde de pompe varie autour de la valeur de 1064 nm.

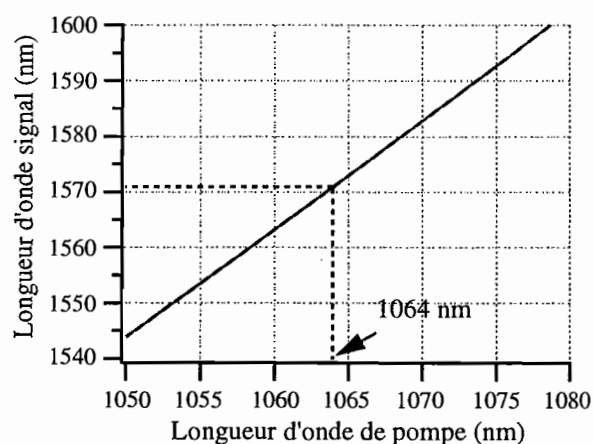


Figure 36 Calcul de la longueur d'onde signal en fonction de la longueur d'onde de pompe pour l'accord de phase colinéaire de type II dans le cristal de KTP dans la direction de son axe principal x.

Au voisinage de la longueur d'onde de pompe de $\lambda_p = 1064$ nm, la longueur d'onde signal λ_s varie selon $\Delta\lambda_s \approx 2 \Delta\lambda_p$. La largeur spectrale de l'onde de pompe étant d'environ 0,1 nm, celle du signal est d'environ 0,2 nm.

La largeur spectrale de l'onde de pompe n'est donc pas responsable de la largeur spectrale de l'OPO.

- Influence de la largeur du gain

La largeur spectrale intrinsèque de l'OPO est liée à la largeur du gain paramétrique. Cette largeur provient du fait que l'OPO peut tolérer un certain désaccord de phase Δk . Ainsi, les longueurs d'onde signal et complémentaire peuvent s'écarter de leurs valeurs centrales pour lesquelles l'accord de phase est réalisé. D'après un modèle très simple supposant l'intensité de pompe constante [58], le gain paramétrique dans l'OPO est réduit de moitié lorsque le désaccord de phase vaut

$$\Delta k = \pm \frac{\pi}{L_{\text{cristal}}}, \quad (8)$$

où L_{cristal} est la longueur géométrique du cristal non linéaire. En reliant le désaccord de phase à un écart de longueur d'onde signal $\Delta\lambda_s$, on obtient une expression de la largeur spectrale totale à mi-hauteur de l'onde signal (voir le calcul dans l'annexe 5) :

$$\Delta\lambda_s = \frac{\lambda_s^2}{L_{\text{cristal}}} \left| \left(n_c - n_s \right) + \lambda_s \left(\frac{\partial n_s}{\partial \lambda_s} \right) - \lambda_c \left(\frac{\partial n_c}{\partial \lambda_c} \right) \right|^{-1}. \quad (9)$$

Avec les équations de Sellmeier données dans la référence [10] (voir le tableau 4 page 53), on calcule

$$n_s = n_y(\lambda = \lambda_s) = 1,7363,$$

$$n_c = n_z(\lambda = \lambda_c) = 1,7710.$$

En dérivant les équations de Sellmeier, on calcule :

$$\left(\frac{\partial n_s}{\partial \lambda_s}\right) = \left(\frac{\partial n_y}{\partial \lambda}\right)_{\lambda=\lambda_s} = -0,0184 \mu\text{m}^{-1},$$

$$\left(\frac{\partial n_c}{\partial \lambda_c}\right) = \left(\frac{\partial n_z}{\partial \lambda}\right)_{\lambda=\lambda_c} = -0,0322 \mu\text{m}^{-1},$$

ce qui donne une largeur spectrale à mi-hauteur égale à

$$\Delta\lambda_s = 0,70 \text{ nm.}$$

Ce résultat théorique n'est pas en bon accord avec nos résultats expérimentaux ($\Delta\lambda_s \approx 4 \text{ nm}$). Le modèle que nous avons utilisé est toutefois un modèle très simple qui donne une expression approchée du gain paramétrique mais qui ne décrit pas le fonctionnement réel de l'OPO. Il faudrait utiliser le code de simulation d'OPO et calculer l'énergie des impulsions signal en fonction du désaccord de phase que l'on relierait ensuite à un écart de longueur d'onde $\Delta\lambda_s$, comme nous le ferons pour simuler le spectre de l'OPO réalisé au CEA (voir le paragraphe 2.2.2 du chapitre II de la partie III). L'OPO que nous avons réalisé, pompé par des impulsions fortement multimodes, est toutefois mal décrit par le code, aussi les prévisions seraient peu valides.

Nous pouvons néanmoins conclure que la largeur du gain paramétrique est le phénomène prépondérant responsable de la largeur spectrale de l'OPO. Cette largeur spectrale est intrinsèque à l'OPO, car elle dépend uniquement des configurations d'accord de phase dans le cristal non linéaire.

2.6 Conclusion

La cavité concentrique originale que nous avons réalisée a permis d'obtenir des performances énergétiques largement supérieures à celles obtenues avec la cavité plan-plan classique. Elles sont résumées dans le tableau 11.

	0,6 mJ de pompe soit $\approx 1,5 \times$ seuil	1 mJ de pompe soit $\approx 2,5 \times$ seuil	1,4 mJ de pompe soit $\approx 3,5 \times$ seuil
Énergie signal (Rendement)	0,13 mJ (22%)	0,29 mJ (29%)	0,51 mJ (36%)
Énergie complémentaire (Rendement)	0,03 mJ (5%)	0,12 mJ (12%)	0,17 mJ (12%)
Énergie totale (Rendement total)	0,16 mJ (27%)	0,41 mJ (41%)	0,68 mJ (48%)
Largeur spectrale signal	4,1 nm	4,4 nm	-
M^2 signal	1,30	1,36	-
Faisceau complémentaire	Forme \approx gaussienne	Forme \approx gaussienne	-
Durée impulsion signal	105 ns	115 ns	125 ns

Tableau 11 Récapitulatif des performances essentielles obtenues avec l'OPO à cavité concentrique. Le coefficient de réflexion du miroir de sortie à la longueur d'onde du signal est égal à 90%. Cette valeur a permis à l'OPO de donner les meilleures performances énergétiques. Le cristal de KTP, non traité, mesure 20 mm de long. L'énergie maximale disponible, de 1,45 mJ, correspond environ au seuil de dommage des cristaux de KTP. Nous avons ainsi pompé l'OPO avec la fluence maximale qu'il pouvait supporter.

Le seuil d'oscillation de l'OPO serait réduit si la cavité pouvait être plus courte. Le nombre de traversées de l'onde résonnante dans le cristal pendant le passage de chaque impulsion de pompe serait alors plus grand, ce qui permettrait d'augmenter le gain. D'autre part, il serait intéressant de pouvoir ajuster la taille du mode de pompe indépendamment de celle du mode de cavité (et inversement) afin de trouver les tailles conduisant aux performances optimales. Nous avons donc conçu un autre type de cavité.

3. OPO À CAVITÉ « COURTE »

Nous avons cherché à réaliser une cavité la plus courte possible, vérifiant les propriétés de la cavité concentrique, c'est-à-dire un recyclage correct de la pompe, un mode transverse de cavité stable, de taille proche de celle du faisceau de pompe au niveau du cristal. Enfin, la taille des faisceaux doit être à peu près constante sur toute la longueur du cristal, de sorte que l'accord de phase colinéaire soit réalisé partout. À l'aide du logiciel de simulation de propagation de faisceau gaussien *Paraxia*, nous avons conçu une cavité permettant de satisfaire nos exigences (voir figure 37).

3.1 Description de la cavité

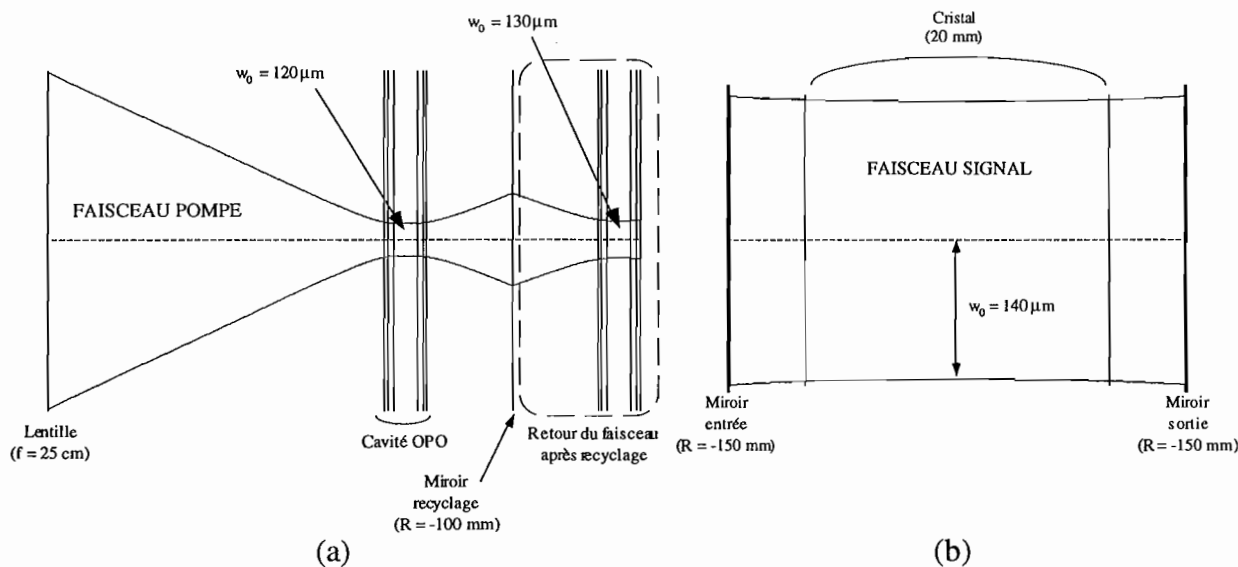


Figure 37 Conception de la cavité OPO avec recyclage indépendant, à l'aide du logiciel *Paraxia*

(a) Propagation du faisceau de pompe à l'aller et au retour.

(b) Mode propre gaussien de la cavité OPO à la longueur d'onde du signal.

La cavité OPO est constituée de deux miroirs plan-concaves de 150 mm de rayon de courbure. Sa longueur géométrique est de 30 mm . En son centre est placé un cristal de KTP de 20 mm de long, non traité antireflet. La taille du mode propre gaussien de cette cavité, à la longueur d'onde du signal, est de $140 \mu\text{m}$. Le miroir de sortie, en Infrasil, réfléchit 90% à la longueur d'onde du signal et il est traité haute transmission à la longueur d'onde de pompe. Le faisceau de pompe est recyclé à l'aide d'un miroir plan-concave de 100 mm de rayon de courbure placé 80 cm derrière le miroir de sortie de l'OPO. Le faisceau de pompe incident est focalisé dans le cristal avec une lentille de 250 mm de focale. Sa taille au centre du cristal est de $120 \mu\text{m}$. Après recyclage, elle est de $130 \mu\text{m}$. Cette cavité, appelée cavité « courte », est représentée schématiquement sur la figure 38 avec ses dimensions et les valeurs des différents coefficients de réflexion.

Une telle cavité stable a été utilisée pour un OPO un peu semblable au nôtre [59]. L'utilisation d'un miroir placé derrière la cavité pour recycler la pompe est en revanche original. Voyons les performances obtenues avec cette cavité.

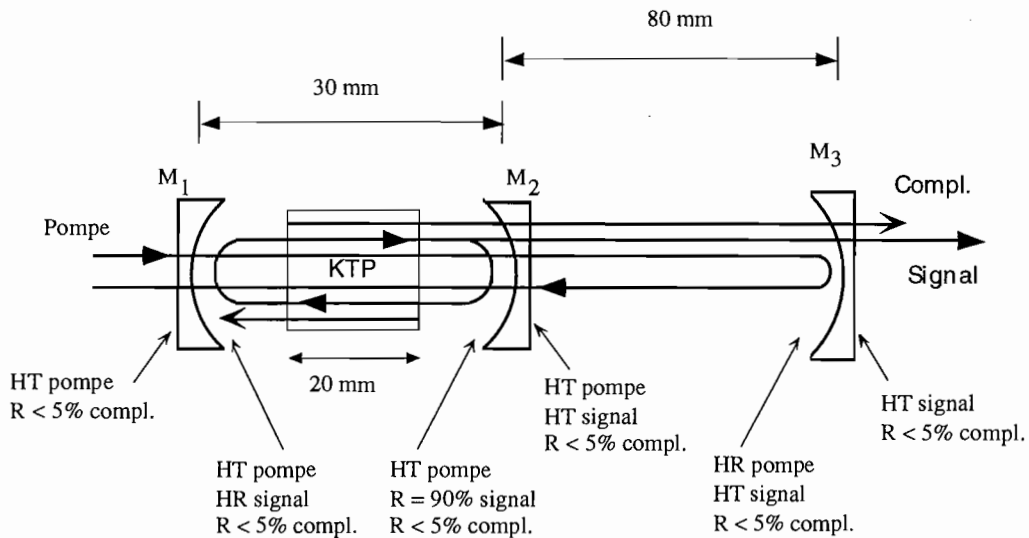


Figure 38 Schéma de la cavité OPO « courte » avec recyclage indépendant.

3.2 Performances énergétiques

3.2.1 Énergies produites

L'énergie des impulsions signal et complémentaire ainsi que les rendements énergétiques sont représentés sur la figure 39 en fonction de l'énergie des impulsions de pompe. Le seuil d'oscillation de l'OPO se situe à 0,18 mJ par impulsion de pompe ce qui correspond à une fluence de 0,73 J/cm². Le seuil a donc été réduit de moitié par rapport à la cavité concentrique. Les rendements énergétiques, définis comme l'énergie des impulsions produites par l'OPO en sortie divisée par l'énergie des impulsions de pompe en entrée, atteignent les valeurs maximales de 30% pour le signal et 8% pour le complémentaire soit un rendement total de conversion de 38%, puis diminuent. Ces rendements énergétiques maximaux correspondent à des rendements quantiques de conversion de 44% pour le signal et 25% pour le complémentaire. La décroissance des rendements lorsque l'énergie de pompe augmente est due à la recombinaison du signal et du complémentaire en pompe. Ce phénomène limite les rendements énergétiques de l'OPO. L'énergie maximale du signal est de 0,37 mJ et celle du complémentaire de 0,11 mJ soit 0,48 mJ au total. L'OPO fonctionne alors 7,8 fois au-dessus de son seuil d'oscillation.

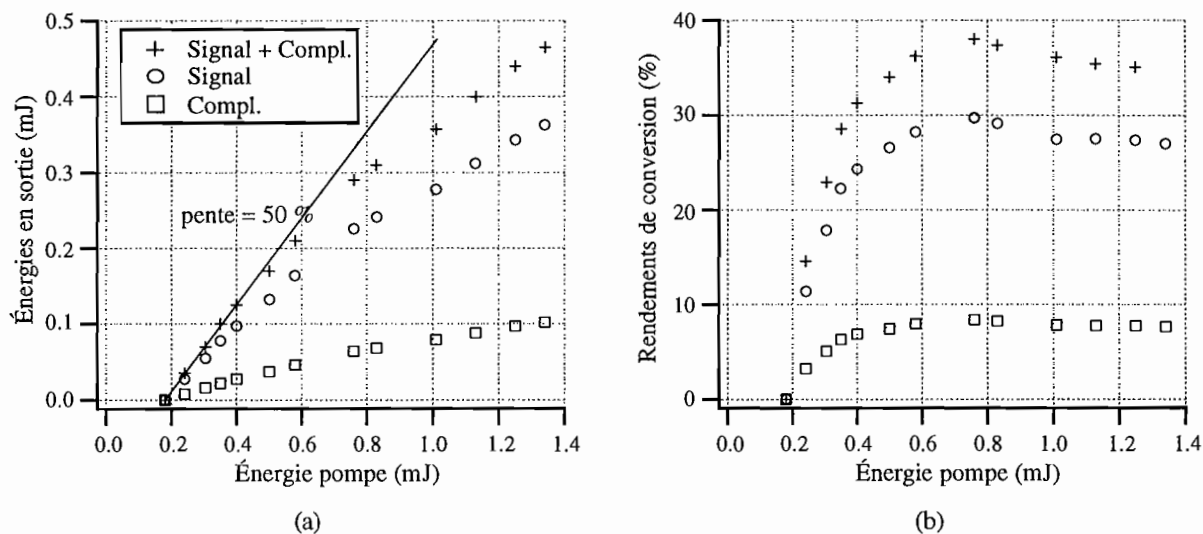


Figure 39 Énergies des impulsions signal et complémentaire (a) et rendements énergétiques de conversion (b) en fonction de l'énergie des impulsions de pompe.

3.2.2 Influence du recyclage de la pompe

L'influence du recyclage de la pompe a pu être appréciée très facilement en dérégulant le miroir de recyclage qui est indépendant de la cavité de l'OPO. On peut comparer sur la figure 40 l'énergie totale produite par l'OPO avec et sans recyclage de la pompe.

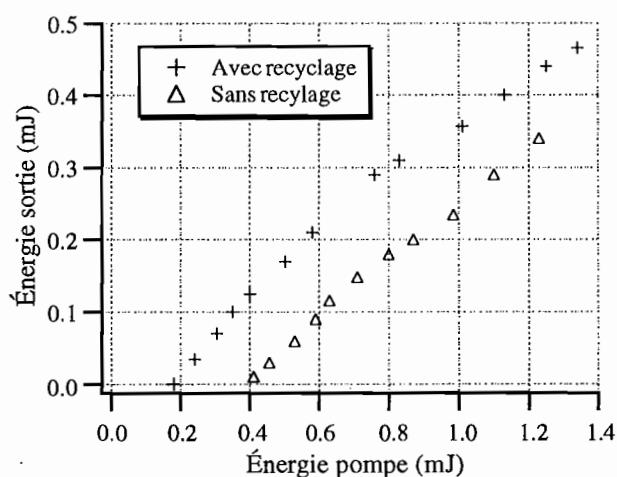


Figure 40 Influence du recyclage de la pompe sur les performances énergétiques de l'OPO.

Le recyclage de la pompe permet de réduire le seuil de l'OPO d'un facteur 2 mais il affecte peu son efficacité (la pente).

3.2.3 Influence du miroir de sortie

Comme avec la cavité concentrique, nous avons comparé les performances de l'OPO pour différentes valeurs du coefficient de réflexion du miroir de sortie à la longueur d'onde signal. On peut comparer par exemple sur la figure 41 l'énergie totale produite par l'OPO en fonction de l'énergie de pompe pour des coefficients de réflexion de 90% et 70%.

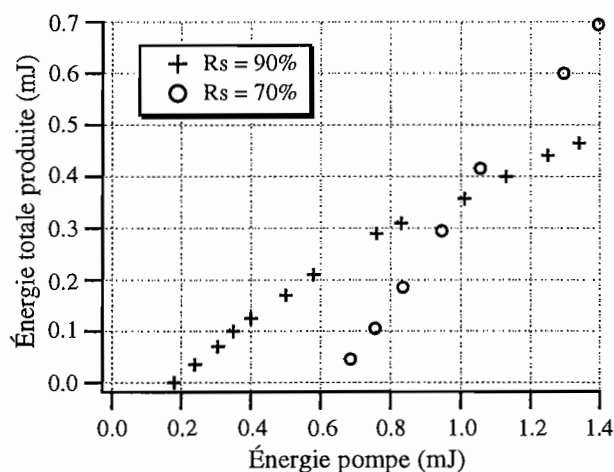


Figure 41 Influence du miroir de sortie sur les performances énergétiques de l'OPO.

Le seuil d'oscillation est plus bas avec le coefficient de réflexion de 90% mais l'efficacité est moins bonne. Lorsque l'énergie de pompe dépasse 1 mJ, l'OPO produit davantage d'énergie avec le coefficient de réflexion de 70%. Le rendement énergétique total maximal atteint 50%.

3.3 Profils temporels

Nous avons mesuré les profils temporels intégrés spatialement des impulsions pompe et signal à la sortie de l'OPO pour différents niveaux de pompe. Le dispositif expérimental mis en oeuvre pour ces mesures est représenté sur la figure 42.

Quelques exemples de profils mesurés sont représentés sur la figure 43. Les impulsions signal sont créées d'autant plus tôt que l'énergie de pompe est élevée. Les profils temporels des impulsions de pompe présentent une structure perturbée qui indique la présence de recombinaison du signal et du complémentaire en pompe. On observe l'apparition d'un pic secondaire vers 4 fois au-dessus du seuil. Un troisième pic apparaît vers 6 fois au-dessus du seuil. Ces oscillations se retrouvent en opposition dans les profils du signal.

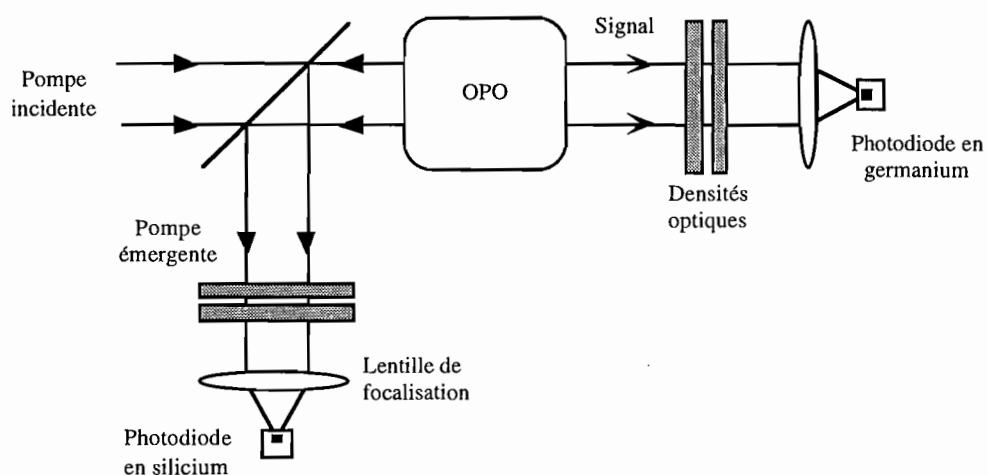


Figure 42 Dispositif expérimental pour la mesure des profils temporels intégrés spatialement.

La durée des impulsions signal a été calculée à partir des profils temporels en utilisant la définition générale de la largeur d'une distribution donnée dans l'annexe 6. Les résultats sont rassemblés dans le tableau 12.

Facteur au-dessus du seuil	1,5	3	4,5	6,5
Durée des impulsions signal (ns)	75	90	105	110

Tableau 12 Durée des impulsions signal en fonction du niveau de pompe.

La durée des impulsions signal augmente au fur et à mesure qu'on s'élève au-dessus du seuil d'oscillation de l'OPO. Cette augmentation, rapide au voisinage du seuil, tend ensuite à saturer.

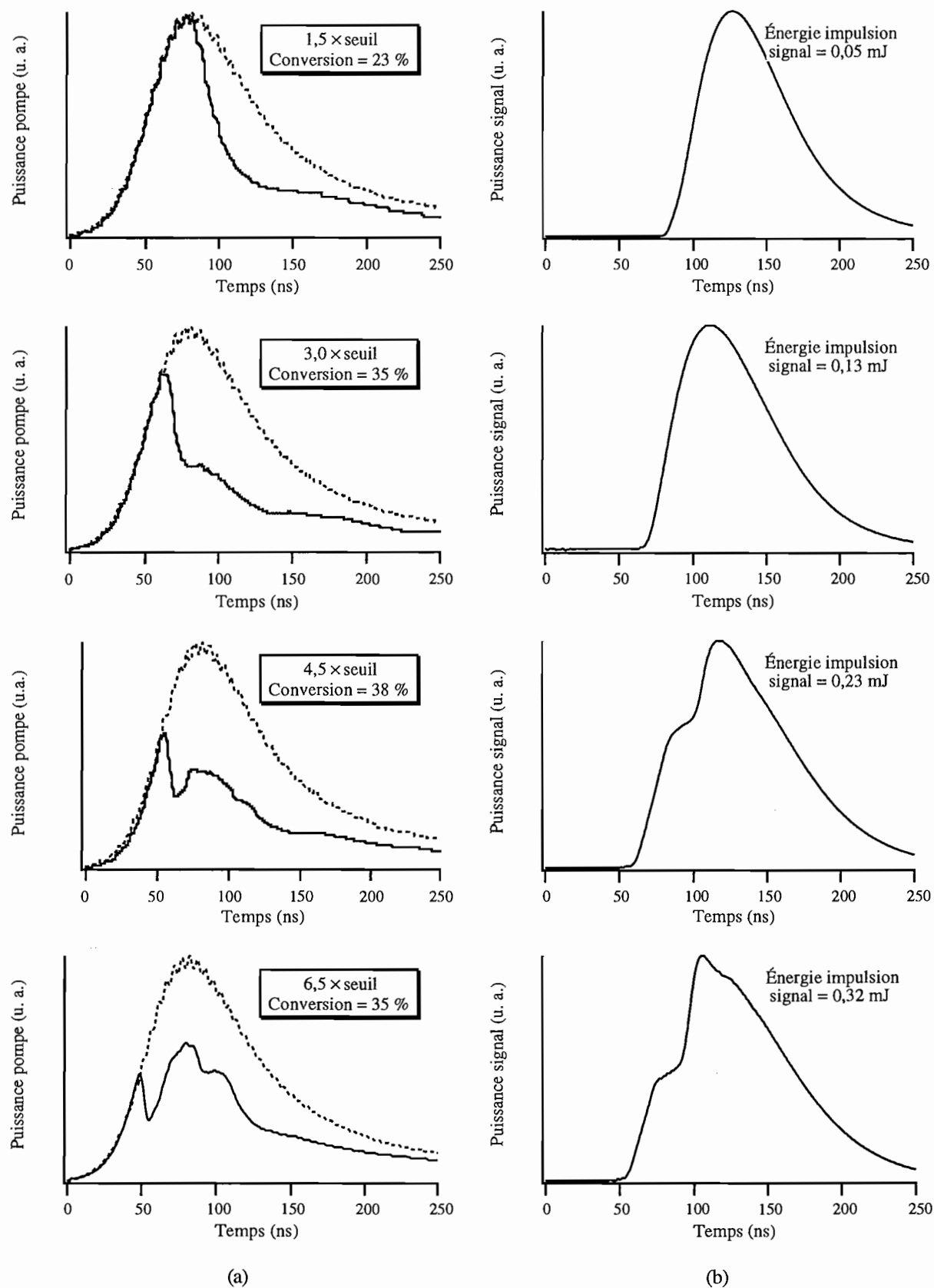


Figure 43 Profils temporels des impulsions de pompe (a) et du signal (b) à la sortie de l'OPO pour différents niveaux de pompe. La courbe en pointillée représente la pompe à l'entrée de l'OPO.

3.4 Profils spatiaux

3.4.1 Profil et qualité du faisceau signal

Le profil spatial du faisceau signal a été mesuré avec une caméra vidicon sensible entre $0,4 \mu\text{m}$ et $2,0 \mu\text{m}$. Comme avec la cavité concentrique, le profil est bien représenté par une gaussienne (voir figure 44).

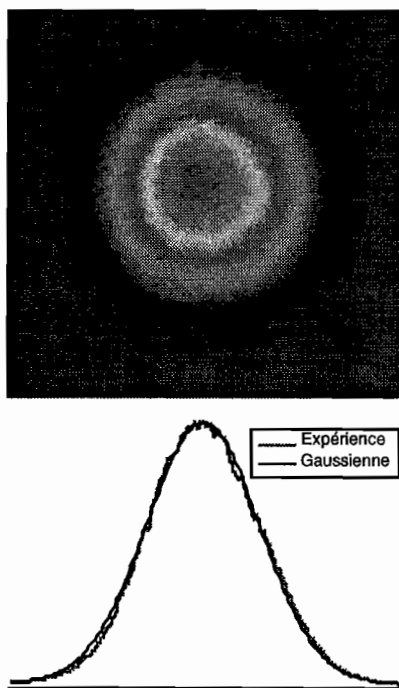


Figure 44 Profil spatial du faisceau signal, mesuré 25 cm derrière le miroir de recyclage (M_3) de l'OPO à cavité « courte ».

Les facteurs de qualité du faisceau dans les directions horizontale (x) et verticale (y) ont été mesurés, pour différentes énergies de pompe, par la technique décrite au paragraphe 2.4 de ce chapitre.

Facteur au-dessus du seuil	2	3	4	5	6
M_x^2 signal	1,21	1,25	1,28	1,32	1,37
M_y^2 signal	1,22	1,27	1,27	1,34	1,40

Tableau 13 Facteurs de qualité M^2 du faisceau signal en fonction du niveau de pompe.

Le faisceau signal est quasiment gaussien. Son profil se dégrade très peu même lorsque l'OPO est pompé jusqu'à 6 fois au-dessus de son seuil. Comme la cavité concentrique, la cavité « courte », par sa finesse et la stabilité de sa géométrie, semble imposer au faisceau signal un mode transverse gaussien très stable. Nous vérifierons cette hypothèse au paragraphe 4 de ce chapitre en pompant l'OPO avec un faisceau multimode transverse.

3.4.2 Profil du faisceau complémentaire

Le profil spatial du complémentaire, mesuré point par point avec la photodiode en PbSe, est de forme à près gaussienne, quelle que soit l'énergie de pompe, comme on peut le constater sur la figure 45. On peut toutefois remarquer, à la périphérie de ces profils, la présence de quelques oscillations de faible amplitude. Celles-ci seront confirmées par les simulations numériques (voir partie III, chapitre III, paragraphe 3.2).

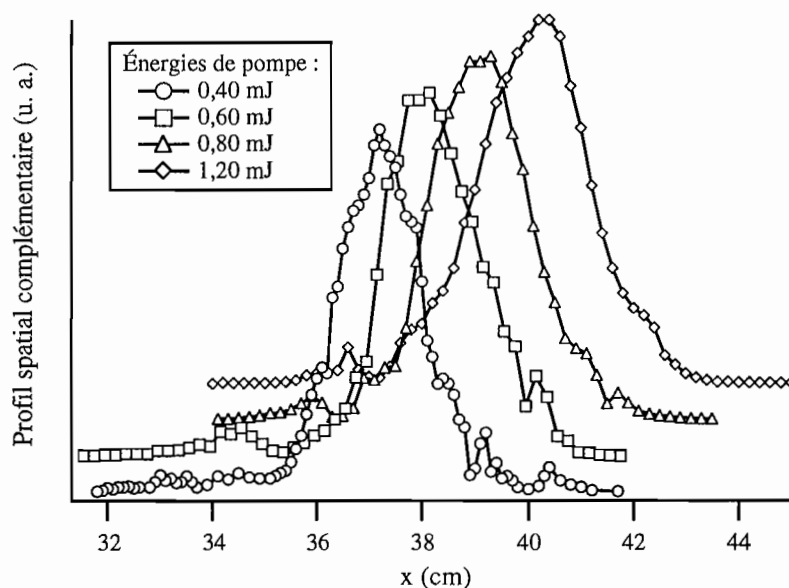


Figure 45 Coupes du faisceau complémentaire pour différentes énergies de pompe dans la direction horizontale (x).

3.5 Spectres

À l'aide du spectromètre à réseau décrit dans le paragraphe 2.5 de ce chapitre, nous avons mesuré le spectre des impulsions signal. La figure 46 montre l'un des spectres obtenus.

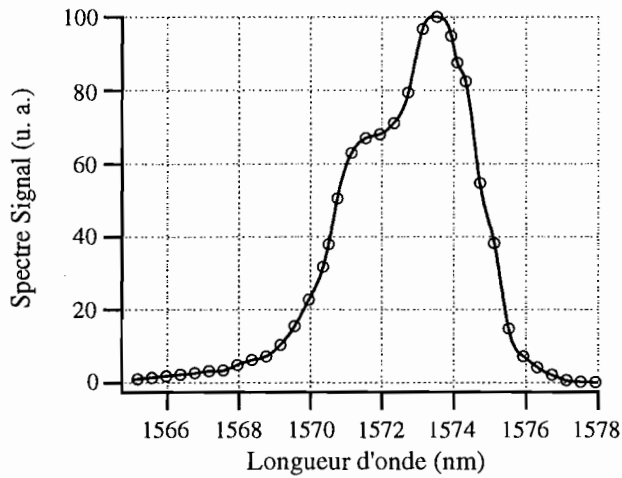


Figure 46 Spectre des impulsions signal obtenu avec 1 mJ de pompe, soit $5,5 \times$ au-dessus du seuil de l'OPO.

Les allures des spectres sont très similaires à celles obtenues avec l'OPO à cavité concentrique. Les spectres sont centrés sur la longueur d'onde de 1573 ± 1 nm. Leur largeur est légèrement supérieure, variant entre 4,5 et 5,0 nm lorsque l'OPO est pompé de 1 fois à 7 fois au-dessus de son seuil d'oscillation.

3.6 Conclusion

Cette cavité stable très courte de 30 mm a permis de réduire nettement le seuil d'oscillation de l'OPO par rapport à celui obtenu avec la cavité concentrique de 30 cm. Grâce au recyclage du faisceau de pompe avec un miroir indépendant de la cavité de l'OPO, nous avons pu adapter les tailles des faisceaux pompe et signal dans le cristal de KTP. En contrepartie d'un seuil plus bas, les pentes d'efficacité énergétique sont moins raides et les rendements maximaux sont finalement moins élevés. En réduisant la finesse de la cavité avec un coefficient de réflexion de 70% au lieu de 90%, nous avons atteint un rendement énergétique total en sortie de l'OPO proche de 50%. Le faisceau signal émis par l'OPO est quasiment gaussien. Les performances essentielles de l'OPO sont rassemblées dans le tableau 13.

	0,6 mJ de pompe soit $\approx 3,5 \times$ seuil	1 mJ de pompe soit $\approx 5,5 \times$ seuil	1,4 mJ de pompe (avec $R_s = 70\%$)
Énergie signal (Rendement)	0,17 mJ (28%)	0,27 mJ (27%)	0,52 mJ (37%)
Énergie complémentaire (Rendement)	0,05 mJ (8%)	0,08 mJ (8%)	0,17 mJ (12%)
Énergie totale (Rendement)	0,22 mJ (23%)	0,35 mJ (35%)	0,69 (49%)
Largeur spectrale signal	4,5 nm	4,7 nm	-
M^2 signal	1,27	1,36	-
Faisceau complémentaire	Forme \approx gaussienne	Forme \approx gaussienne	-
Durée impulsion signal	100 ns	107 ns	-

Tableau 13 Récapitulatif des performances essentielles de l'OPO à cavité stable courte avec recyclage indépendant. Le coefficient de réflexion du miroir de sortie à la longueur d'onde du signal est de 90% pour les énergies de pompe de 0,6 mJ et 1 mJ. Avec 1,4 mJ de pompe, il est de 70%, car les performances énergétiques de l'OPO sont alors supérieures. Le cristal de KTP, non traité, mesure 20 mm de long. L'énergie de pompe maximale disponible, de 1,45 mJ, correspond environ au seuil de dommage des cristaux de KTP. Nous avons ainsi pompé l'OPO avec la fluence maximale qu'il pouvait supporter.

4. INFLUENCE DU POMPAGE MULTIMODE TRANSVERSE

Les résultats présentés jusqu'ici ont été obtenus avec un faisceau de pompe quasiment gaussien, caractérisé par un facteur de qualité de faisceau égal à 1,20 dans les deux directions transverses x et y . Nous avons tenté de pomper l'OPO avec un faisceau de qualité moindre. En augmentant la taille du diaphragme placé dans la cavité du laser de pompe, la qualité du faisceau se dégrade mais l'énergie disponible est plus importante. Nous avons mesuré les performances de l'OPO pompé avec un faisceau dont le profil est représenté sur la figure 47. Regardons le profil spatial du faisceau signal obtenu avec ce faisceau de pompe multimode. Nous avons comparé le faisceau produit par l'OPO à cavité plan-plan avec celui produit par l'OPO à cavité stable courte avec les miroirs de sortie réfléchissant 70% et 90% à la longueur d'onde du signal (voir figure 48).

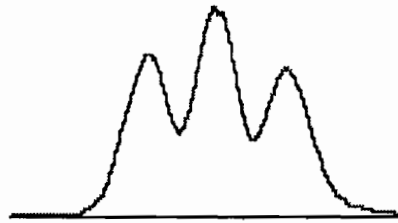
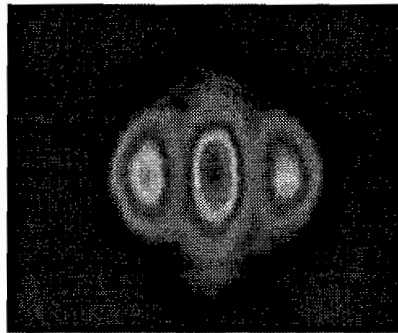
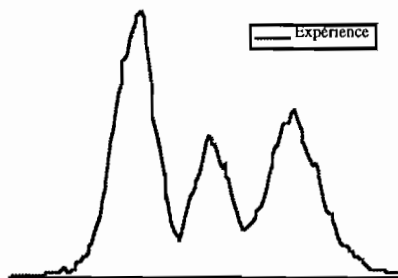
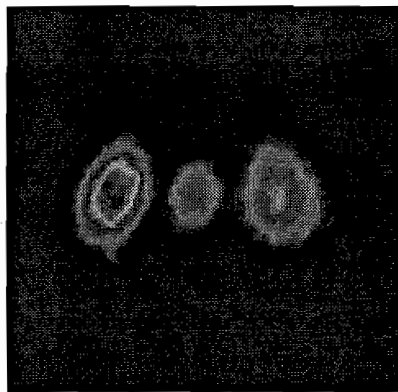
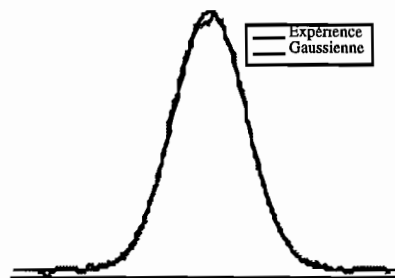
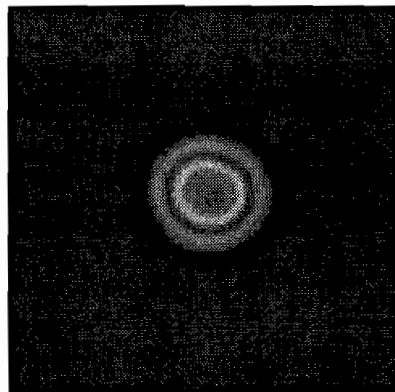


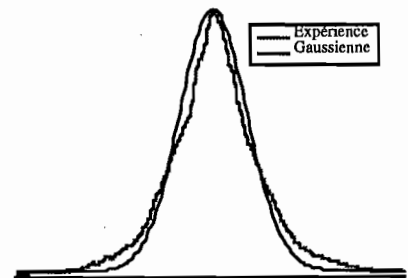
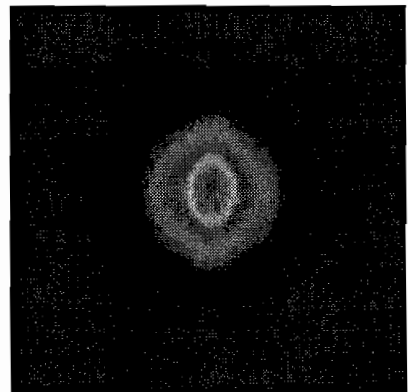
Figure 47 Profil spatial du faisceau de pompe multimode focalisé dans le cristal de KTP de l'OPO.



(a)



(b)



(c)

Figure 48 Profil spatial du faisceau signal :

- (a) OPO à cavité plan-plan,
- (b) OPO à cavité stable courte ($R_s = 90\%$),
- (c) OPO à cavité stable courte ($R_s = 70\%$).

Le profil spatial du faisceau signal produit par l'OPO à cavité plan-plan (48.a), avec ses trois pics, est assez semblable à celui du faisceau de pompe. En revanche, le profil spatial du faisceau signal produit par l'OPO à cavité stable diffère très nettement de celui du faisceau de pompe. Avec le miroir réfléchissant 90% à la longueur d'onde signal, le profil est parfaitement gaussien (48.b). La cavité stable réalise donc un important filtrage spatial. Elle impose un mode gaussien au faisceau signal malgré la structure multimode du faisceau de pompe. Avec le coefficient de réflexion de 70%, l'onde signal est moins résonnante dans la cavité et le filtrage spatial est moins important. La cavité n'est plus capable d'imposer un mode purement gaussien au faisceau signal (48.c).

Afin de s'assurer que l'ensemble du faisceau de pompe multimode est utilisé pour créer le faisceau signal, nous avons éliminé les pics latéraux du faisceau de pompe à l'aide d'une fente (voir figure 49). L'énergie totale produite par l'OPO (signal + complémentaire) a alors été réduite de plus de 1/3 par rapport à celle produite par l'OPO pompé avec le faisceau entier. Il est donc clair que la totalité du faisceau de pompe est utilisée dans le mélange paramétrique et que la cavité stable réarrange la structure transverse du faisceau signal en lui imposant un profil gaussien.

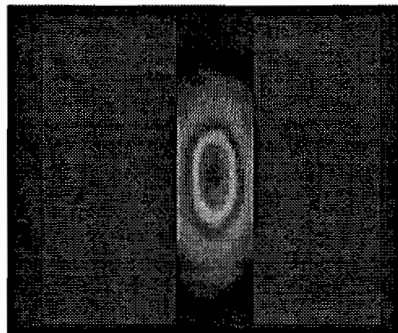


Figure 49 À l'aide d'une fente, nous avons éliminé les deux pics du faisceau de pompe multimode représenté sur la figure 47.

Nous avons mesuré l'énergie produite par l'OPO en fonction de l'énergie de pompe avec le faisceau multimode. Les résultats obtenus peuvent être comparés sur la figure 50 avec ceux obtenus avec un faisceau de pompe gaussien. Le seuil d'oscillation de l'OPO est plus élevé avec le faisceau de pompe multimode. Pour une même énergie, la taille du faisceau est en effet plus petite avec le faisceau gaussien et la fluence est par conséquent plus élevée. Toutefois, comme l'énergie disponible avec le faisceau multimode est plus importante, l'OPO produit finalement autant d'énergie au niveau de pompe maximal.

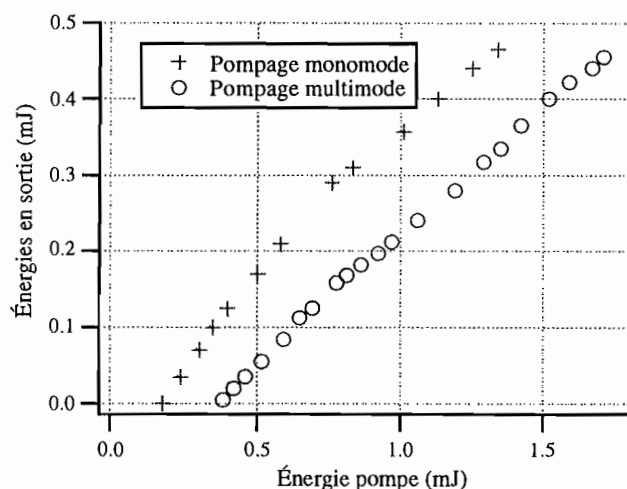


Figure 50 Comparaison des performances énergétiques de l'OPO avec un faisceau de pompe monomode et un faisceau de pompe multimode (profil représenté sur la figure 47)

Nous avons ainsi montré que l'OPO à cavité stable pouvait être pompé avec un faisceau multimode tout en conservant un faisceau signal de profil spatial gaussien. Les rendements énergétiques sont moins bons mais l'énergie produite par l'OPO peut être largement aussi élevée en raison de l'énergie de pompe disponible plus importante.

5. TRAITEMENTS ANTIREFLETS ET AUTRES CRISTAUX

5.1 Influence des traitements antireflets sur KTP

Afin de réduire les pertes par réflexion sur les faces du cristal de KTP, nous avons envisagé l'utilisation de traitements antireflets. Nous avons testé plusieurs traitements réalisés par différentes sociétés. L'OPO utilisé pour ces tests est celui à cavité concentrique décrit au paragraphe 2 de ce chapitre.

Les résultats obtenus sont les suivants :

- Société *SFIM ODS* : traitements spécifiés antireflets aux longueurs d'onde pompe (1,06 μm) et signal (1,57 μm).

Avec ce traitement, le fonctionnement de l'OPO a été sensiblement amélioré. Le seuil d'oscillation de l'OPO n'a quasiment pas changé mais la pente d'efficacité a été augmentée d'environ 20%. Le seuil de dommage du traitement a été atteint avec 1 mJ de pompe ce qui correspond à une fluence de 4 J/cm².

- Société *Dünnschicht Technik* : traitements spécifiés antireflets aux longueurs d'onde pompe et signal.

Le seuil de dommage de ce traitement est supérieur à 6 J/cm^2 (fluence maximale disponible dans notre expérience) mais le fonctionnement de l'OPO n'a pas été amélioré. La pente d'efficacité a été augmentée d'environ 10 % mais le seuil d'oscillation de l'OPO était légèrement plus haut.

- Société *MATRA* : traitements spécifiés antireflets aux longueurs d'onde pompe, signal et complémentaire ($3,3 \mu\text{m}$).

Le seuil de dommage de ce traitement est supérieur à 6 J/cm^2 (fluence maximale disponible dans notre expérience) mais le seuil d'oscillation de l'OPO a été augmenté d'un facteur 2 par rapport à celui obtenu avec le cristal non traité.

L'énergie totale produite par l'OPO en fonction de l'énergie de pompe est représentée sur la figure 51 avec le cristal nu et avec les différents traitements. Les résultats sont résumés dans le tableau 14.

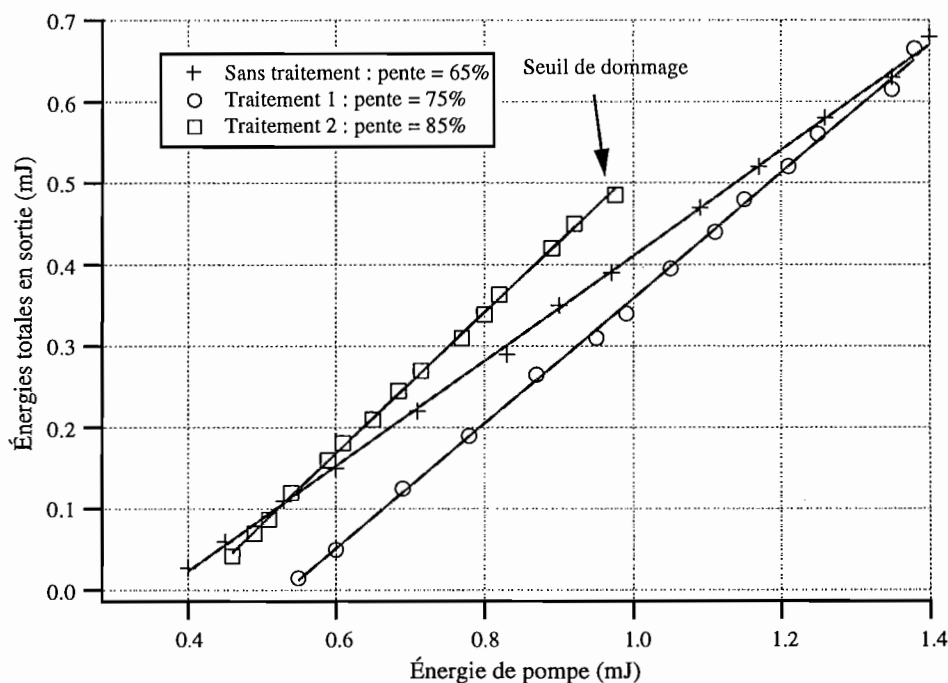


Figure 51 Influence, sur l'énergie totale produite par l'OPO, des traitements antireflets sur KTP. Le traitement 1 a été réalisé par la société *SFIM ODS* et le traitement 2 par la société *Dünnschicht Technik*.

Traitement	Aucun	<i>SFIM ODS</i>	<i>Dünnschicht Technik</i>	<i>MATRA</i>
Seuil d'oscillation	1,5 J/cm ²	1,7 J/cm ²	2,2 J/cm ²	2,9 J/cm ²
Pente	65%	85%	75%	-
Seuil de dommage	> 6 J/cm ²	4 J/cm ²	> 6 J/cm ²	> 6 J/cm ²

Tableau 14 Récapitulatif des performances énergétiques obtenues avec les traitements antireflets, comparées à celles obtenues sans traitement. Les seuils de dommage de la surface du cristal avec et sans traitement sont indiqués.

Les traitements antireflets susceptibles d'améliorer légèrement les performances de l'OPO (traitements réalisés par *SFIM ODS*) étaient trop fragiles. Les traitements suffisamment résistants ont réduit les performances de l'OPO. Les différents traitements disponibles en France ne sont donc pas encore au point pour être utilisés dans une expérience telle que la nôtre.

La difficulté de réalisation de ces traitements provient du fait qu'ils sont développés sur des substrats en verre et que leur transposition sur le cristal de KTP conduit à des performances souvent nettement différentes.

5.2 Essai des cristaux de KTA, LiNbO₃ et KNbO₃

Le cristal de KTA possède des propriétés très similaires à celles de KTP, exceptée celle d'être transparent pour la longueur d'onde du complémentaire au voisinage de 3,3 μm alors que KTP ne l'est pas (voir le paragraphe 2.1 du chapitre I). Avec cet avantage, le cristal de KTA devrait permettre d'obtenir plus d'énergie qu'avec KTP, à la longueur d'onde du complémentaire.

Nous avons testé 4 cristaux expérimentaux de KTA fabriqués par la société *Cristal Laser*. Aucun d'eux n'a permis de faire osciller l'OPO. La synthèse de ce cristal n'est pas encore au point en France.

Par rapport au cristal de KTP utilisé en configuration d'accord de phase non critique en angle, les cristaux de LiNbO₃ et KNbO₃ dont nous disposons présentent l'avantage de permettre une accordabilité des longueurs d'onde signal et complémentaire par rotation des cristaux (voir les paragraphes 2.2 et 2.3 du chapitre I).

Aucun d'eux n'a permis de faire fonctionner l'OPO. Les cristaux ont été endommagés en surface avant de dépasser le seuil d'oscillation de l'OPO, avec une fluence de pompe d'environ 4 J/cm². Les seuils de dommage de ces cristaux ne sont pas suffisamment élevés pour supporter les fortes fluences mises en jeu dans notre expérience.

6. CONCLUSIONS ET COMMENTAIRES

Nous avons réalisé et étudié trois cavités OPO.

La cavité plan-plan s'est avérée mal adaptée à notre expérience dans laquelle le faisceau de pompe doit être fortement focalisé dans le cristal non linéaire pour atteindre une intensité suffisante. À cause du phénomène de diffraction, l'oscillation de l'onde signal dans la cavité n'est pas stable. Les faisceaux pompe et signal se recouvrent mal dans le cristal.

Deux cavités géométriquement stables, dans lesquelles l'onde de pompe est recyclée, ont permis d'obtenir d'excellents rendements énergétiques et de produire un faisceau signal de profil transverse quasiment gaussien, même lorsque l'OPO est pompé fortement au-dessus de son seuil d'oscillation et que le faisceau de pompe a un profil transverse multimode.

Les performances principales obtenues avec les trois cavités peuvent être comparées dans le tableau 15.

Cavité	Plan-plan	Concentrique	« Courte »
Seuil d'oscillation (J/cm^2)	4,33 J/cm^2	1,55 J/cm^2	0,73 J/cm^2
Énergie signal max. (Rendement max.)	0,35 mJ (25%)	0,51 mJ (36%)	0,37 mJ (26%)
Énergie compl. max. (mJ) (Rendement max.)	0,11 (8%)	0,17 (12%)	0,11 (8%)
Remarques	<ul style="list-style-type: none"> • Instable • Seuil haut • Mauvaise qualité de faisceau 	<ul style="list-style-type: none"> • Stable • Seuil bas • Très bonne qualité de faisceau • Rendements élevés 	<ul style="list-style-type: none"> • Très stable • Seuil très bas • Très bonne qualité de faisceau • Rendements assez élevés⁸⁴

Tableau 15 Comparaison des trois cavités OPO étudiées, avec le même cristal et le même coefficient de réflexion du miroir de sortie (90%).

Ces expériences ont été réalisées avec le cristal de KTP non traité antireflet, qui a résisté aux fortes fluences mises en jeu. Un grand nombre d'échantillons de KTP de différentes

⁸⁴ En raison de son seuil très bas, l'OPO peut être pompé jusqu'à plus de 7 fois au-dessus de son seuil. Le phénomène de reconversion est alors très important. Il est responsable d'une saturation des rendements. Nous avons vu (au paragraphe 3.2 de ce chapitre) qu'en réduisant le coefficient de réflexion du miroir de sortie, le seuil augmente mais on peut obtenir de meilleurs rendements.

longueurs, fabriqués par la société française *Cristal Laser*, a été testé. La reproductibilité des performances obtenues est excellente entre les différents échantillons de même longueur et au cours du temps. Les cristaux de même longueur ont donné des résultats identiques à $\pm 5\%$ près pendant les deux années d'expérimentations, d'après une étude statistique sur 17 courbes de rendements mesurées avec 3 cristaux de 20 mm. Ces performances sont identiques à celles obtenus avec un cristal de 20 mm également, en provenance de la société chinoise *Fujian Castech Crystals*. La synthèse du cristal de KTP est donc parfaitement au point. Les traitements antireflets n'ont pas apporté d'améliorations significatives dans notre expérience. Il reste des progrès à faire dans ce domaine.

Un cristal de LiNbO_3 et un de KNbO_3 ont été testés. Ils n'ont pas permis de faire fonctionner l'OPO, en raison de leur seuil de dommage pas assez élevé.

CHAPITRE III

OPO « intra-cavité »

Dans les expériences décrites précédemment, l'OPO et le laser de pompe étaient des éléments distincts. On peut cependant envisager de placer l'OPO dans la cavité même du laser de pompe pour réaliser un OPO « intra-cavité ». Cette idée, proposée au début des années 1970 [60], n'a donné lieu qu'à quelques études expérimentales récentes [61-64]. L'intérêt de placer l'OPO dans la cavité du laser de pompe est de bénéficier d'une intensité de pompe beaucoup plus grande que celle disponible à la sortie du laser pour pomper l'OPO « extra-cavité ». En utilisant une cavité laser de grande finesse⁸⁵, la quasi totalité des photons produits par émission stimulée dans le milieu amplificateur est disponible pour pomper l'OPO intra-cavité. Néanmoins, le fonctionnement du laser peut être considérablement perturbé par celui de l'OPO qui introduit des pertes variables dans la cavité du laser.

Nous avons réalisé un OPO intra-cavité, basé sur le cristal non linéaire de KTP, pompé par le laser Nd:YAG utilisé pour pomper les OPO extra-cavité décrits dans les paragraphes précédents, après l'avoir quelque peu modifié. Nous avons mesuré la plupart des performances de l'OPO intra-cavité et les avons comparées à celles obtenues en extra-cavité. Nous avons utilisé les équations du modèle d'OPO intra-cavité développé par T. Debuisschert et col. [65] pour prévoir, à l'aide d'une résolution numérique, la forme des impulsions signal produites par l'OPO. Ces travaux ont fait l'objet de deux publications [66, 67].

1. DESCRIPTION DE L'EXPÉRIENCE

L'OPO intra-cavité que nous avons développé est représenté schématiquement sur la figure 52. Il utilise un cristal de KTP de 20 mm de long, non traité antireflet, en configuration d'accord de

⁸⁵ Pour cela, les miroirs de la cavité sont traités haute réflexion à la longueur d'onde laser.

phase non critique en angle ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0$). Comme nous l'avons vu, les longueurs d'onde signal et complémentaire sont respectivement de 1573 nm et 3288 nm. La cavité de l'OPO, formée de deux miroirs plans, a une longueur géométrique de 30 mm. Le miroir d'entrée de l'OPO (M2) est traité haute réflexion (HR) pour le signal. Il est traité haute transmission (HT) pour la pompe sur les deux faces afin qu'il ne constitue pas un miroir de cavité pour le laser. Le miroir (M1) constitue à la fois le miroir de sortie de l'OPO et un miroir de cavité du laser. Il réfléchit 90% du signal et plus de 99% de la pompe. L'onde complémentaire ne résonne quasiment pas dans la cavité de l'OPO. La cavité du laser, initialement en « U », a été transformée en une cavité linéaire plus courte de finesse maximale. Les miroirs de la cavité laser, M1 et M3, sont en effet traités haute réflexion pour la longueur d'onde de pompe à 1064 nm. Le laser de pompe Nd:YAG émet des impulsions d'une durée à mi-hauteur de 150 ns ⁸⁶. Il est pompé par lampes en continu et déclenché à 1 kHz par un modulateur acousto-optique. Grâce à un trou de filtrage placé dans la cavité, le laser oscille dans le mode fondamental TEM₀₀.

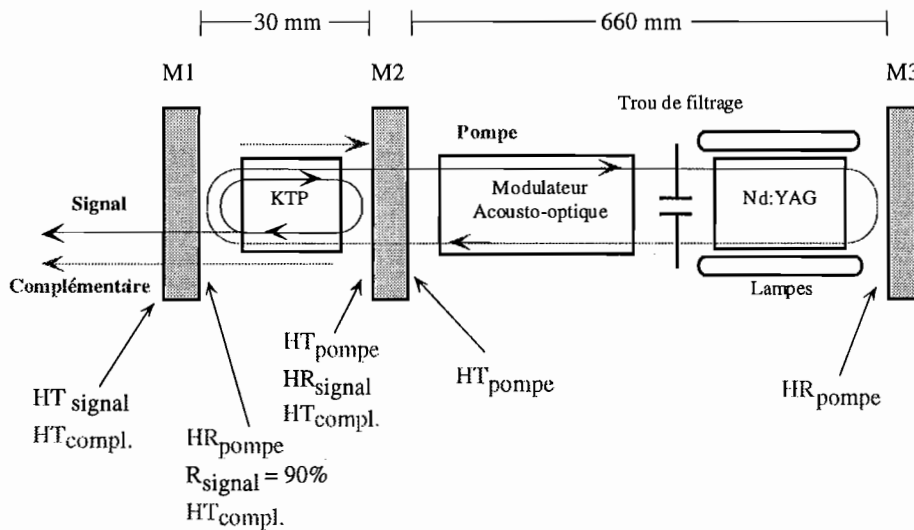


Figure 52 Dispositif expérimental de l'OPO intra-cavité.
(HT = haute transmission, HR = haute réflexion, R = coefficient de réflexion).

⁸⁶ À l'origine, le laser avait un miroir de sortie réfléchissant 80% à la longueur d'onde de 1064 nm. La durée à mi-hauteur des impulsions était alors de 100 ns (impulsions utilisées pour pomper l'OPO extra-cavité). L'allongement de la durée des impulsions provient de l'augmentation de la finesse de la cavité.

2. MODÈLE D'OPO « INTRA-CAVITÉ »

Nous décrivons très brièvement dans ce paragraphe le modèle d'OPO intra-cavité développé par T. Debuisschert. Le lecteur en trouvera une description très détaillée dans la référence [65].

Ce modèle suppose l'OPO intra-cavité simplement résonnant sur l'onde signal. La durée de vie des photons complémentaire, qui ne résonnent pas, est donc petite devant celle des photons signal, et l'équation d'évolution de l'onde complémentaire peut donc être supprimée (technique de simplification dite d'élimination adiabatique⁸⁷). La dynamique de l'OPO est alors gouvernée par l'onde signal uniquement. Les équations décrivant l'évolution intra-cavité des ondes signal et pompe ainsi que de l'inversion de population s'écrivent :

$$\begin{cases} \frac{dP_s}{dt} = P_s(P_p - 1) + P_p \times \Delta P_s \\ \beta_p \frac{dP_p}{dt} = P_p(N - 1) - FP_s P_p + N \times \Delta P_p \\ \beta_a \frac{dN}{dt} = \sigma - N(1 + \Gamma P_p) \end{cases} \quad (10)$$

Les grandeurs qui interviennent dans ces équations sont sans dimension. Le temps a été normalisé par la durée de vie des photons signal dans la cavité de l'OPO. P_s et P_p sont les puissances signal et pompe intra-cavité, normalisées par la puissance de pompe correspondant au seuil de l'OPO, et N représente la densité d'inversion de population normalisée par sa valeur correspondant au seuil du laser.

Les équations (10) contiennent plusieurs paramètres qui font intervenir un grand nombre de données caractéristiques du système (OPO + Laser). Leur définition précise est donnée dans la référence [65]. ΔP_p et ΔP_s sont respectivement les termes de fluorescence de l'onde pompe dans le milieu laser et de fluorescence paramétrique de l'onde signal dans le milieu non linéaire. β_a est la durée de vie du niveau excité de la transition laser et β_p celle des photons dans la cavité du laser ; ces quantités sont normalisées par la durée de vie des photons signal dans la cavité de l'OPO. Γ est le rapport de l'intensité de pompe correspondant au seuil de l'OPO sur l'intensité de pompe de saturation de la transition laser. F est le rapport des finesses des cavités laser et OPO. Enfin, σ est la densité d'atomes excités dans le milieu laser, normalisée par la densité d'inversion de population correspondant au seuil du laser.

⁸⁷ Le principe d'élimination adiabatique peut s'énoncer de façon lapidaire comme : les variables lentes asservissent les variables rapides. Physiquement, ce principe signifie que les variables rapides atteignent en un temps très court leur position d'équilibre régie par les variables lentes (voir [68]).

Nous avons résolu numériquement ce système d'équations qui fait intervenir un grand nombre de paramètres, dont la valeur de certains, difficile à connaître précisément, a été ajustée. Le calcul permet de prévoir la forme relative des impulsions signal et pompe intra-cavité. Nous avons comparé ces prévisions aux résultats expérimentaux.

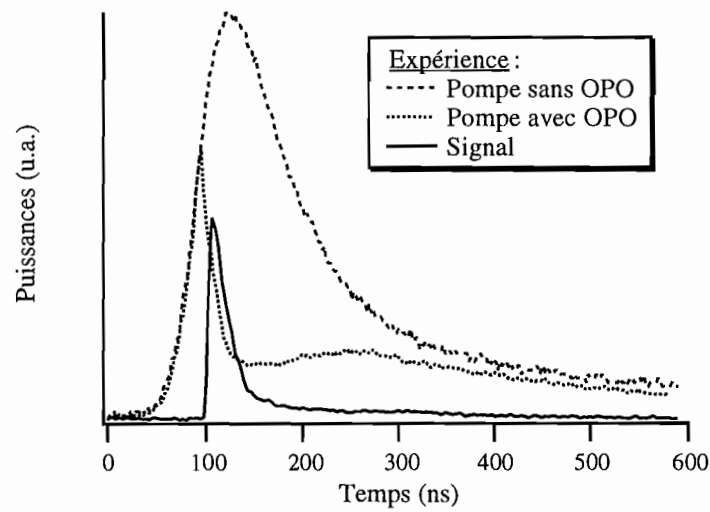
3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

3.1 Profils temporels

Nous avons mesuré le profil temporel des impulsions pompe et signal lors du fonctionnement intra-cavité de l'OPO. Un exemple est représenté sur la figure 53 lorsque l'OPO délivre l'énergie maximale. La durée des impulsions signal est de 25 ns à mi-hauteur, soit 4 fois plus courte qu'en extra-cavité. On peut comparer également sur cette figure le profil temporel des impulsions de pompe selon que l'OPO fonctionne ou non. Il est clair que le fonctionnement de l'OPO perturbe celui du laser. Tant que le seuil d'oscillation de l'OPO n'est pas atteint, l'OPO introduit des pertes constantes mais l'impulsion de pompe se construit néanmoins, car le gain du laser est supérieur aux pertes totales. Lorsque le seuil de l'OPO est atteint, les photons pompe disparaissent pour créer des photons signal et complémentaire dans le processus d'amplification paramétrique. L'OPO introduit alors des pertes croissantes avec l'intensité de pompe, ce qui entraîne une chute de l'intensité de pompe tandis que l'intensité signal augmente puis finit par diminuer et s'annuler lorsque l'intensité de pompe se situe en-dessous du seuil de l'OPO. L'intensité pompe peut alors augmenter à nouveau si le gain dans le milieu amplificateur du laser est encore suffisant. Le même processus peut ainsi se répéter plusieurs fois ce qui conduit à la production de plusieurs impulsions signal au cours d'une même impulsion de pompe. Nous avons observé jusqu'à 4 impulsions signal produites pendant une même impulsion de pompe.

Le modèle d'OPO intra-cavité prévoit des impulsions de formes semblables à celles que nous avons mesurées (voir figure 53). Certains paramètres expérimentaux nécessaires pour les calculs, mais difficiles à connaître précisément, ont été ajustés, comme le niveau de pompage du milieu amplificateur du laser.

(a)



(b)

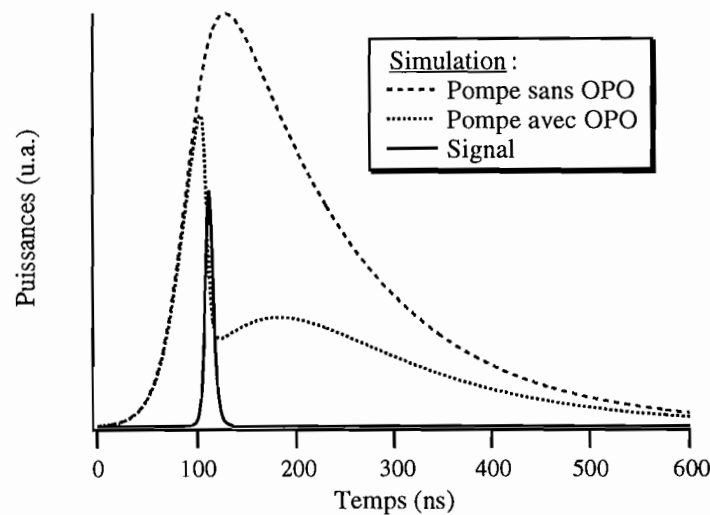


Figure 53 Profils temporels des impulsions (OPO intra-cavité).
 (a) : expérience,
 (b) : simulation (d'après le modèle issu de [65]).

3.2 Énergies

Nous avons mesuré les énergies des impulsions signal et complémentaire produites par l'OPO intra-cavité en fonction de l'énergie déposée dans le barreau de YAG constituant le milieu amplificateur du laser ⁸⁸. Les résultats sont représentés sur la figure 54.

⁸⁸ Cette énergie est déposée par deux lampes « blanches » fonctionnant en continu.

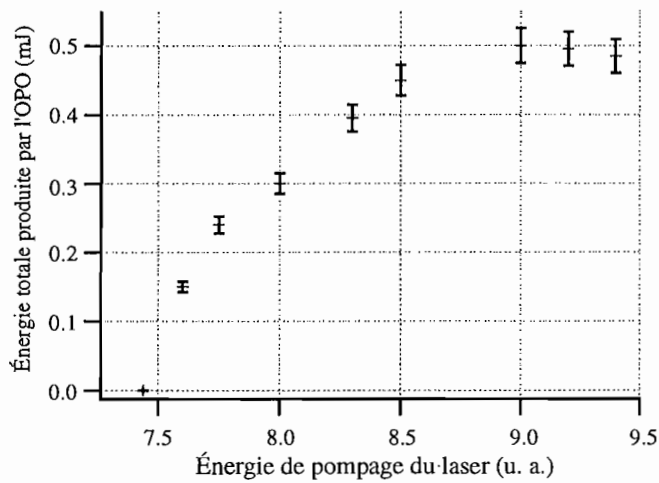


Figure 54 Énergie totale produite par l'OPO intra-cavité en fonction de l'énergie déposée dans le milieu amplificateur du laser.

L'énergie maximale produite par l'OPO intra-cavité est de 0,50 mJ. Cette énergie se décompose en 0,35 mJ de signal et 0,15 mJ de complémentaire. Ces valeurs d'énergies sont plus faibles que celles obtenues avec les OPO extra-cavité (à cavités concentrique et courte) qui ont fourni jusqu'à 0,52 mJ de signal et 0,17 mJ de complémentaire. Toutefois, les impulsions étant environ 4 fois plus courtes en fonctionnement intra-cavité, leur puissance crête maximale est plus grande que celle obtenue en extra-cavité.

3.3 Profils spatiaux

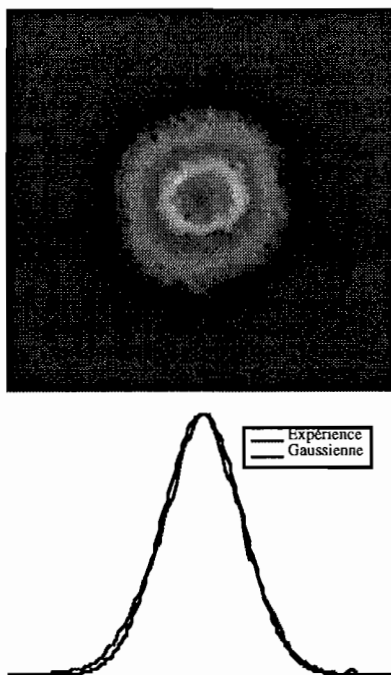


Figure 55 Profil spatial du faisceau signal produit par l'OPO intra-cavité, 15 cm derrière le miroir de sortie.

Nous avons enregistré à l'aide d'une caméra Vidicon des images du faisceau signal produit par l'OPO intra-cavité. Une image du faisceau, lorsque l'OPO délivre l'énergie maximale de 0,50 mJ, est donnée sur la figure 55. On constate que le profil spatial des impulsions signal est bien représenté par une gaussienne. Le facteur de qualité M^2 du faisceau a alors été estimé à 1,4.

3.4 Stabilité de la cavité

Nous avons vu, dans le paragraphe 1 du chapitre II de cette partie II, que la cavité plan-plan n'était pas adaptée pour l'OPO extra-cavité en raison de la trop petite taille du faisceau de pompe focalisé dans le cristal. Le gain de l'OPO n'était pas suffisant pour compenser la divergence du faisceau signal à cause du phénomène de diffraction. L'oscillation de l'onde signal était alors fortement instable. Dans l'OPO intra-cavité que nous avons réalisé, la taille du faisceau de pompe est beaucoup plus grande. Celle-ci, imposée par le diaphragme de 2 mm de diamètre placé dans la cavité du laser, reste d'ailleurs quasiment constante dans toute la cavité laser (et OPO) où aucun élément optique de focalisation n'est présent. Le gain de l'OPO est alors suffisant pour compenser la divergence induite par la diffraction et stabiliser l'oscillation de l'onde signal dans la cavité de l'OPO (voir la figure 20 au paragraphe 1 du chapitre II, page 109).

Afin d'améliorer la stabilité de l'OPO, qui reste malgré tout critique, nous avons remplacé le miroir d'entrée plan de l'OPO (M2) par un miroir plan-concave de rayon de courbure égal à 300 mm. La cavité de l'OPO est ainsi géométriquement stable. Nous avons accolé à ce miroir une lentille convergente, traitée antireflet à la longueur d'onde du laser afin de compenser la divergence introduite par ce miroir sur l'onde laser (voir figure 56). Ainsi, pour le laser, l'ensemble est équivalent à une lame à faces planes et parallèles (focale infinie) traitée antireflet.

Cette cavité est très stable. Le miroir peut être légèrement dérégulé sans que cela affecte le fonctionnement du laser ni celui de l'OPO.

Les performances énergétiques obtenues avec cette cavité stable ne sont pas meilleures qu'avec la cavité plan-plan, car le mode transverse imposé par la cavité est plus petit que le mode de pompe dans le cristal. Le faisceau de pompe n'est donc pas utilisé dans sa totalité. Il aurait fallu utiliser un miroir de rayon de courbure beaucoup plus grand pour que le mode transverse de cavité, plus gros, soit de taille semblable à celle du faisceau de pompe. La possibilité de stabiliser l'OPO intra-cavité a néanmoins été démontrée.

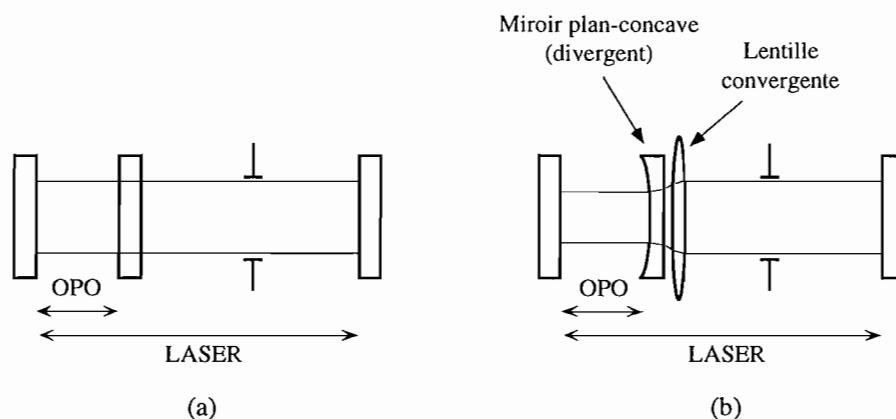


Figure 56 La cavité plan-plan de l'OPO (a) a été remplacée par une cavité plan-concave (b). Une lentille convergente a été accolée au miroir concave pour annuler la divergence qu'il introduit sur l'onde laser de pompe.

4. CONCLUSION

Nous avons montré que le fonctionnement intra-cavité de l'OPO peut conduire à des performances comparables à celles obtenues en extra-cavité. La dynamique de l'OPO intra-cavité est toutefois complètement différente de celle de l'OPO extra-cavité. En intra-cavité, les fonctionnements du laser et de l'OPO sont interdépendants.

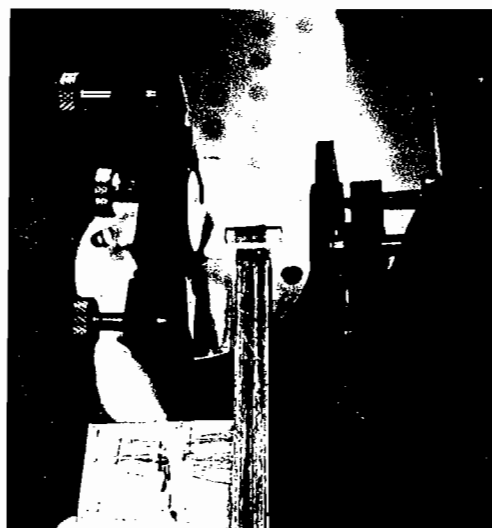
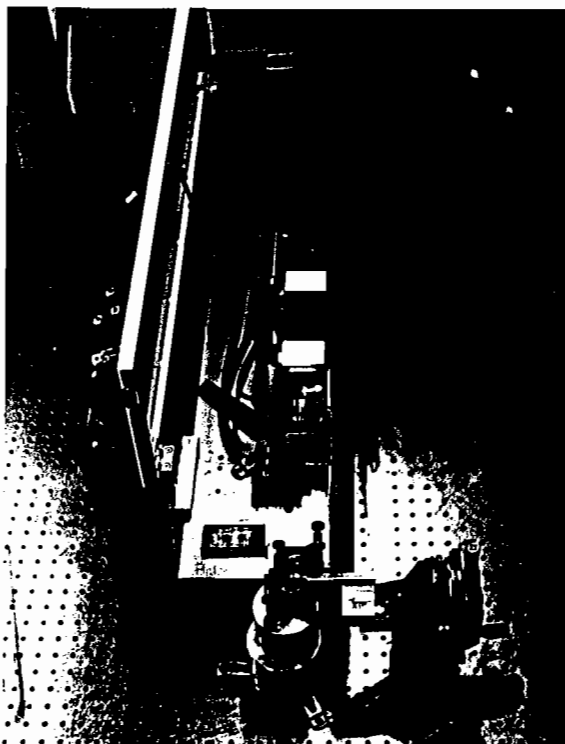


Figure 57 Photographies de l'OPO intra-cavité, placé dans la cavité du laser de pompe.

L'OPO intra-cavité présente l'avantage de nécessiter des lasers de pompe beaucoup moins intenses qu'en extra-cavité, car il utilise la totalité des photons produits par le milieu amplificateur du laser. Il permet de réaliser des systèmes plus compacts qu'en extra-cavité. Une photographie du montage est représentée sur la figure 57. Un laser pompé par diodes pourrait être utilisé pour pomper l'OPO intra-cavité, ce qui permettrait de réaliser un système encore beaucoup plus compact ayant des rendements énergétiques élevés.

Conclusion de l'étude expérimentale

Nous avons développé une source lumineuse qui répond aux exigences souhaitées par la Délégation Générale de l'Armement. Cette source est constituée d'un oscillateur paramétrique optique basé sur le cristal non linéaire de KTP pompé par un laser Nd:YAG. Deux cavités OPO stables ont permis d'obtenir d'excellentes performances énergétiques avec des faisceaux de grande qualité. Leur performances peuvent être comparées dans la conclusion 3.6 de cette partie II. Le fonctionnement de l'OPO placé dans la cavité du laser de pompe a également été étudié (fonctionnement intra-cavité).

Nous avons ainsi réalisé l'une des premières sources dans la gamme de longueurs d'onde entre 1 μm et 4 μm , capable de fournir des impulsions nanosecondes de puissances moyennes assez importantes, à une cadence élevée, avec une grande qualité de faisceau. Les performances obtenues sont brièvement résumées ci-dessous.

- L'OPO émet deux longueurs d'onde à 1,57 μm (onde signal) et 3,29 μm (onde complémentaire). Ces longueurs d'onde ne sont pas accordables.
- Les faisceaux émis sont de grande qualité, quasiment gaussiens pour le signal. Le facteur de qualité M^2 du faisceau signal est en effet inférieur à 1,4 et il est quasiment indépendant de la qualité du faisceau de pompe et de son intensité. Le facteur de qualité du faisceau signal vaut environ 1,4 pour l'OPO intra-cavité.
- La durée des impulsions signal est d'environ 100 nanosecondes. Pour le fonctionnement en intra-cavité, elle est d'environ 25 ns.
- La cadence des impulsions émises par l'OPO est égale à celle des impulsions du laser de pompe, soit 1 kHz.
- Les puissances moyennes peuvent atteindre jusqu'à 0,50 W pour le signal et 0,15 W pour le complémentaire.

- Les performances de l'OPO sont peu sensibles aux contraintes extérieures. Les cavités, stables, sont peu sensibles aux vibrations. Le cristal de KTP est très peu sensible aux variations de température et il n'est pas hygroscopique.
- L'OPO est compact. Toutefois, l'encombrement du dispositif entier provient du volume du laser de pompe, de son alimentation électrique et de son système de refroidissement par eau. L'utilisation d'un laser pompé par diodes permettrait d'obtenir un système global très compact, surtout avec l'OPO intra-cavité.

Cette étude expérimentale a permis d'observer le comportement d'OPO en régime nanoseconde. Le rôle prépondérant de la cavité optique de l'OPO a été constaté.

Afin de mieux appréhender le fonctionnement complexe des OPO en régime nanoseconde et de pouvoir optimiser leurs performances, nous avons réalisé un code de simulation. Ces travaux sont présentés dans la troisième partie de ce mémoire.

PARTIE III

SIMULATIONS NUMÉRIQUES

CHAPITRE I

Modèle numérique

1. INTÉRÊT D'UN MODÈLE NUMÉRIQUE

La modélisation des OPO est nécessaire pour mieux appréhender leur fonctionnement complexe et pouvoir optimiser leurs performances. Beaucoup d'efforts ont été faits pour modéliser correctement les OPO en régime nanoseconde. Les modèles d'OPO continus qui ont été élaborés ne s'appliquant pas aux OPO nanosecondes, plusieurs modèles d'OPO nanosecondes ont été proposés. Brosnan et Byer [1] ont utilisé des expressions analytiques du gain paramétrique en supposant l'énergie de pompe constante et en négligeant les effets dus à la double réfraction et à la diffraction. Ce modèle a été repris par Guha et col. [2] puis Terry et col. [3] qui ajoutèrent des modes de cavité et la double réfraction dans le cristal mais supposèrent toujours l'énergie de pompe constante. À cause de cette hypothèse très restrictive, ces modèles permettent seulement de calculer les seuils d'oscillation. Ils sont incapables de prévoir les rendements énergétiques ou encore les profils temporels et spatiaux des impulsions. En effet, lorsque l'OPO fonctionne, la pompe cède de l'énergie aux ondes signal et complémentaire, et l'hypothèse de l'énergie de pompe constante n'est plus valable. Breteau et col. [4] ont proposé un modèle basé sur la résolution numérique des équations du mélange à 3 ondes dans le cas d'ondes planes⁸⁹. Récemment, T. Debuisschert et col. [5] ont pris en compte le profil spatial en énergie de la pompe incidente dans un modèle utilisant les solutions analytiques des équations du mélange à 3 ondes (voir le paragraphe 2.1.2 du chapitre III de la partie I) données par Armstrong et col. [6] en négligeant les effets transverses de diffraction et de double réfraction. Une avancée majeure a été effectuée par Smith et col. [7] qui ont proposé un modèle numérique prenant en compte ces effets transverses de diffraction et de double réfraction. Le modèle a permis de prévoir avec un bon accord l'ensemble des performances d'un OPO expérimental, ce qui a suscité un grand

⁸⁹ Les effets transverses de diffraction et de double réfraction n'interviennent pas dans ce cas.

enthousiasme dans la communauté scientifique concernée. Ce genre de modèle permettrait de simuler correctement le comportement des OPO en régime nanoseconde.

Nous avons donc réalisé un code de simulation basé sur les mêmes hypothèses que celui développé par Smith et col. La résolution numérique que nous avons choisie est quelque peu différente.

2. CADRE DU MODÈLE

Le modèle numérique que nous avons réalisé tient compte de tous les effets physiques qui interviennent dans l'OPO fonctionnant en régime nanoseconde, lorsque les ondes pompe, signal et complémentaire sont toutes trois monomodes longitudinales. Il tient compte des effets non linéaires du deuxième ordre qui couplent l'amplitude des trois ondes, des phénomènes d'absorption et de double réfraction dans le milieu non linéaire, ainsi que de la diffraction. Le modèle suppose l'OPO pompé par des impulsions de pompe de durées supérieures à typiquement une nanoseconde. Sinon, certains effets physiques que nous avons négligés peuvent intervenir, comme les effets d'écart et de dispersion des vitesses de groupe ou encore l'effet Kerr optique (voir le paragraphe 2.2.4 du chapitre III de la partie I). Les impulsions de pompe peuvent avoir des profils temporel et spatial (amplitude et phase) quelconques. L'OPO est supposé injecté de façon continue ou impulsionnelle par un laser monomode longitudinal. Nous pouvons modéliser des cavités linéaires ou en anneaux avec des miroirs de courbure et de coefficients de réflexion quelconques. Le modèle permet de prévoir les profils temporels et spatiaux des impulsions à la sortie de l'OPO, les énergies et les spectres.

Les OPO vérifiant rigoureusement les hypothèses du modèle sont pompés et injectés par des lasers monomodes longitudinaux. Ces OPO, caractérisés par leur grande finesse spectrale, sont utilisés pour des applications où cette propriété est requise telles que les applications de spectroscopie. Les OPO non injectés et (ou) pompés par des lasers multimodes longitudinaux ne sont pas décrits rigoureusement par le modèle, car plusieurs modes longitudinaux peuvent alors interagir au sein du cristal non linéaire. Nous verrons si ces OPO peuvent malgré tout être bien simulés avec notre code.

3. MÉTHODE DE RÉOLUTION

3.1 Principe général

Le comportement dynamique de l'OPO en régime nanoseconde est pris en compte dans notre modèle en échantillonnant dans le temps les différentes impulsions. Les impulsions de pompe incidentes sont échantillonnées à intervalles de temps constants, avec un pas égal à la durée d'un aller et retour de l'onde résonnant dans la cavité de l'OPO. Chaque échantillon temporel de pompe représente la répartition dans le plan transverse de l'amplitude complexe de l'onde à l'instant d'échantillonnage considéré. Il s'agit d'un champ de deux variables qui est représenté par un tableau à deux dimensions de nombres complexes (64×64 ou 128×128 points). On combine, au niveau du miroir d'entrée de l'OPO, le champ de pompe incident avec le champ de pompe déjà existant dans la cavité. Le champ résultant est propagé dans la cavité de l'OPO jusqu'au retour au niveau du miroir d'entrée. La même procédure est appliquée pour l'onde injectée (signal ou complémentaire). La troisième onde est créée entièrement dans la cavité de l'OPO. La propagation des 3 champs sur un aller et retour dans la cavité est répétée avec tous les échantillons temporels de pompe⁹⁰. Le principe de l'échantillonnage temporel est décrit sur la figure 1.

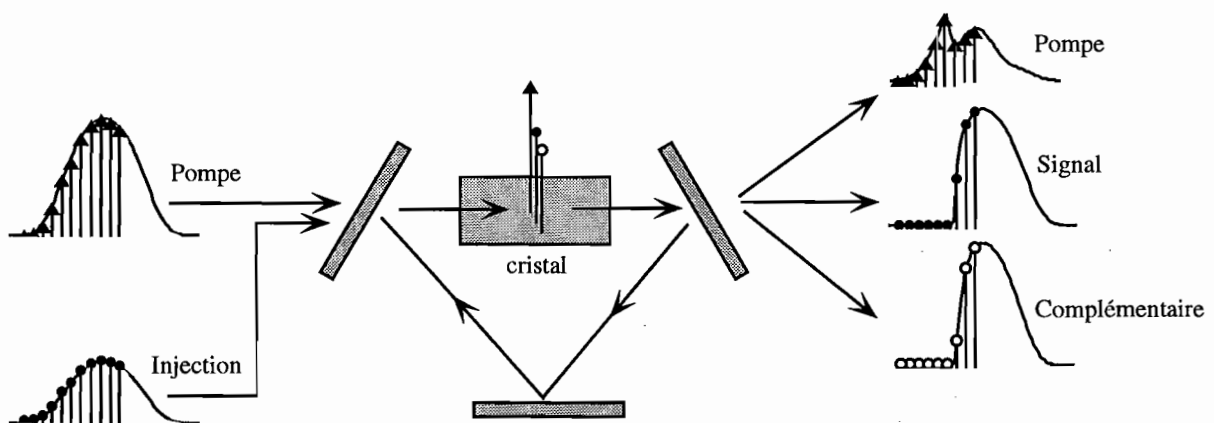


Figure 1 Principe de l'échantillonnage temporel. Le pas d'échantillonnage des ondes est égal au temps d'un aller et retour de la lumière résonnant dans la cavité de l'OPO (nous avons considéré ici une cavité de type anneau ; le principe est le même pour une cavité de type linéaire).

⁹⁰ On notera que le temps apparaît dans ce modèle comme un paramètre et non comme une variable de calcul.

La propagation dans la cavité de l'OPO, en dehors du cristal, est supposée régie par la diffraction dans le cadre de l'approximation scalaire paraxiale [8]. Le calcul s'effectue par une méthode classique de transformée de Fourier rapide (FFT). La propagation dans le cristal tient compte de la diffraction, de la double réfraction, de l'absorption et des effets non linéaires du deuxième ordre qui couplent l'amplitude des trois ondes. Pour ce calcul, on réalise une succession de propagations élémentaires au cours desquelles on traite successivement la diffraction et la double réfraction puis l'absorption et les effets non linéaires.

Le résultat de l'ensemble de ces calculs est l'amplitude complexe des 3 ondes, en fonction du temps, en tout point du plan transverse derrière le miroir de sortie de l'OPO. On peut obtenir ces distributions d'amplitudes complexes à n'importe quelle distance derrière l'OPO (y compris en champ lointain) en effectuant une propagation sur la distance correspondante (calcul de diffraction). Ces résultats sont représentés par 3 tableaux à 3 dimensions (2 dimensions pour les variables d'espace transverses et une pour le temps).

Le principe général des calculs est résumé par l'organigramme représenté sur la figure 2, dans le cas d'une cavité de type anneau.

À partir des trois tableaux résultats, on peut obtenir l'évolution temporelle des intensités des trois ondes en tout point du plan transverse (profils temporels résolus spatialement) et les distributions transverses d'intensité à tout instant (profils spatiaux résolus temporellement). Il est également possible de suivre les évolutions spatiales et temporelles des phases.

Par intégrations, on obtient les distributions spatiales de fluence (J/m^2) (profils spatiaux intégrés temporellement) et l'évolution temporelle des puissances (profils temporels intégrés spatialement). Une nouvelle intégration donne les énergies.

On calcule la durée des impulsions, la taille des faisceaux, leur divergence, et leur facteur de qualité M^2 (défini au paragraphe 3.3.2). Cela conduit au calcul des puissances crêtes et des luminances. La transformée de Fourier de l'évolution temporelle résolue spatialement de l'amplitude complexe des ondes donne leurs spectres en tout point du plan transverse. Les spectres globaux sont obtenus en sommant ces spectres résolus spatialement.

Après cette présentation générale du principe de notre modèle numérique et de ses possibilités, voyons le fondement mathématique.

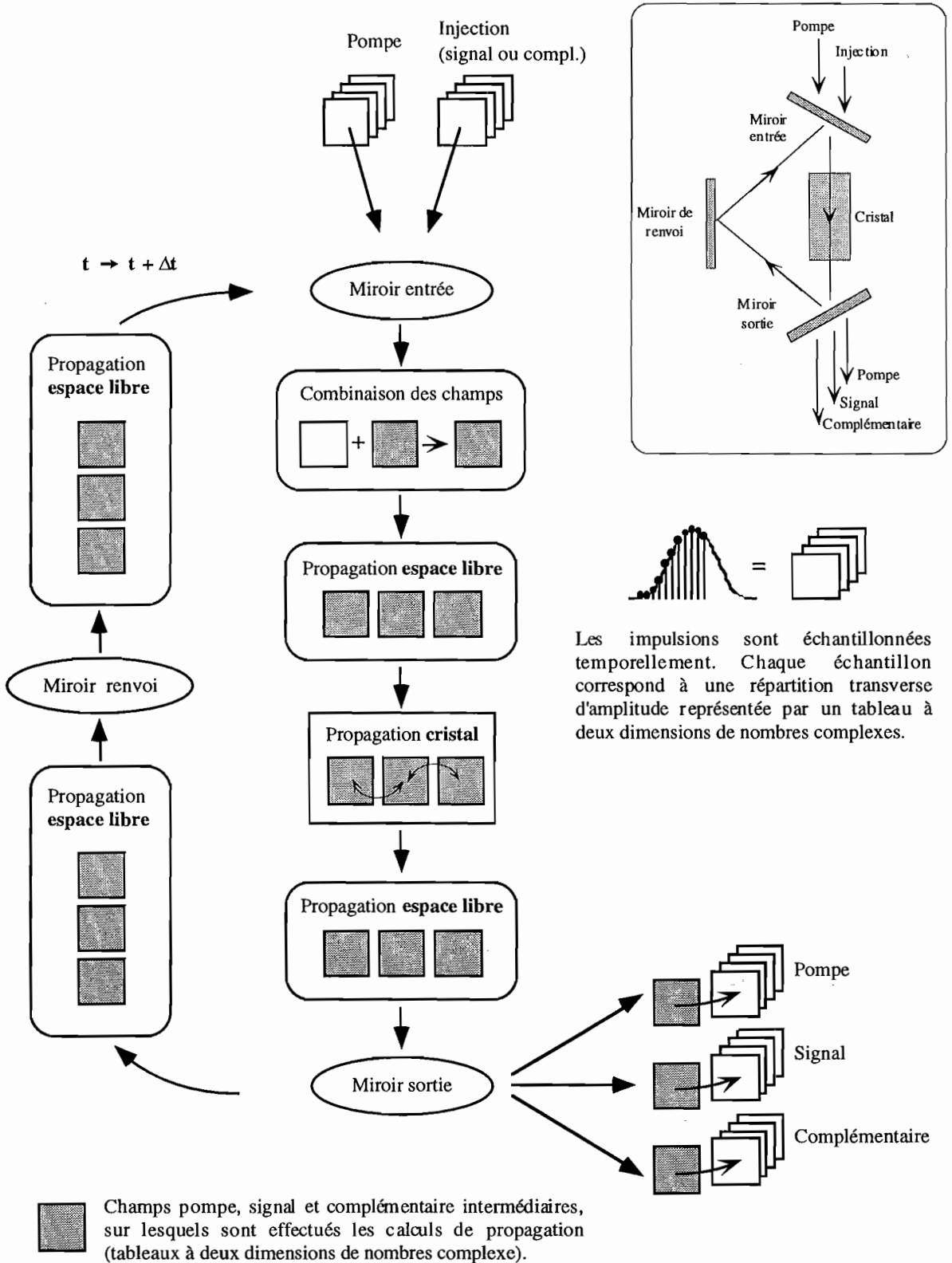


Figure 2 Organigramme du principe de la simulation de l'OPO dans le cas d'une cavité en anneau à trois miroirs. Dans le cas d'une cavité de type linéaire, le retour après réflexion sur le miroir de sortie jusqu'au miroir d'entrée tient compte des propagations dans l'espace libre et d'une traversée du cristal en sens inverse.

3.2 Résolution des équations de propagation générales

3.2.1 Propagation dans le cristal

La difficulté majeure de la simulation est de résoudre les équations de propagation des trois ondes en interaction dans le cristal non linéaire biréfringent. Ce système d'équation a été établi dans la partie I au paragraphe 3 du chapitre II. Il s'agit d'un système d'équations différentielles non linéaires couplées faisant intervenir des dérivées partielles du premier et deuxième ordre par rapport aux trois variables d'espace x , y , z . Rappelons son expression dans la base définie dans la partie I au paragraphe 3 du chapitre II (en échangeant les indices 1, 2 et 3 par s , c et p respectivement) :

$$\begin{cases} \frac{\partial A_s}{\partial z} = -\frac{\alpha_s}{2} A_s + i \frac{\omega_s}{c n_s \cos^2 \rho_s} d_{\text{eff}} A_c^* A_p e^{-i\Delta k z} - \frac{1}{2 i k_s \cos^2 \rho_s} \Delta_{\perp} A_s + \frac{\partial A_s}{\partial x} \tan \rho_s \\ \frac{\partial A_c}{\partial z} = -\frac{\alpha_c}{2} A_c + i \frac{\omega_c}{c n_c \cos^2 \rho_c} d_{\text{eff}} A_s^* A_p e^{-i\Delta k z} - \frac{1}{2 i k_c \cos^2 \rho_c} \Delta_{\perp} A_c + \left\{ m \frac{\partial A_c}{\partial x} + n \frac{\partial A_c}{\partial y} \right\} \tan \rho_c \\ \frac{\partial A_p}{\partial z} = -\frac{\alpha_p}{2} A_p + i \frac{\omega_p}{c n_p \cos^2 \rho_p} d_{\text{eff}} A_s A_c e^{i\Delta k z} - \frac{1}{2 i k_p \cos^2 \rho_p} \Delta_{\perp} A_p + \left\{ p \frac{\partial A_p}{\partial x} + q \frac{\partial A_p}{\partial y} \right\} \tan \rho_p \end{cases} \quad (1)$$

où Δ_{\perp} désigne l'opérateur différentiel Laplacien transverse défini selon $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$,

$d_{\text{eff}} = \frac{1}{2} \chi_{\text{eff}}^{(2)}$ et m , n , p et q sont des entiers qui valent 0 ou 1 selon le type d'interaction (voir tableau 4 à la page 42). On peut distinguer dans le système (1) les termes traduisant les phénomènes physiques d'absorption, de polarisation non linéaire, de diffraction et de double réfraction.

Ce système n'a pas de solution analytique. La résolution numérique que nous avons adoptée consiste à diviser le système global en deux sous-systèmes plus simples et à les résoudre successivement pour des propagations élémentaires Δz dans le cristal. Cette méthode, appelée « split-step method » est classique en analyse numérique. Elle est utilisée pour résoudre les problèmes de propagation dans divers milieux tels que les fibres optiques [9-12]. L'équation de Schrödinger non linéaire est souvent résolue de cette manière.

Effets longitudinaux

Nous considérons un premier système d'équations décrivant les effets d'absorption et de polarisation non linéaire, effets que nous qualifions de « longitudinaux » car seule la variable z intervient dans les calculs. L'expression de ce système est la suivante :

$$\begin{cases} \frac{\partial A_s}{\partial z} = -\frac{\alpha_s}{2} A_s + i \frac{\omega_s}{c n_s \cos^2 \rho_s} d_{\text{eff}} A_c^* A_p e^{-i\Delta k z} \\ \frac{\partial A_c}{\partial z} = -\frac{\alpha_c}{2} A_c + i \frac{\omega_c}{c n_c \cos^2 \rho_c} d_{\text{eff}} A_s^* A_p e^{-i\Delta k z} \\ \frac{\partial A_p}{\partial z} = -\frac{\alpha_p}{2} A_p + i \frac{\omega_p}{c n_p \cos^2 \rho_p} d_{\text{eff}} A_s A_c e^{i\Delta k z} \end{cases} \quad (2)$$

Il s'agit d'un système d'équations différentielles non linéaires couplées du premier ordre. Son intégration pour une propagation élémentaire Δz est effectuée en utilisant un algorithme de **Runge-Kutta à pas « auto-adaptatif »** d'ordre 5 [13]. Elle est effectuée pour toutes les valeurs des variables discrètes x et y , qui interviennent ici comme des paramètres. L'algorithme utilisé est assez lent mais il assure la convergence des calculs quels que soient les paramètres (réalistes) de la simulation. Le temps utilisé pour le calcul des effets longitudinaux représente environ 65% du temps de calcul total nécessaire pour une simulation complète ⁹¹. L'utilisation de la méthode d'**Euler** [13], beaucoup plus rapide, a été rejetée car elle a conduit parfois, lors des tests du code, à des divergences de calculs. Seul un algorithme auto-adaptatif, c'est à dire qui ajuste son pas de calcul pour atteindre une précision donnée, fournit des résultats fiables. Avec l'algorithme de Runge Kutta, l'ordre 5 est nécessaire pour pouvoir bénéficier d'un pas auto-adaptatif.

Effets transverses

Le second système d'équations décrit les effets transverses de diffraction et de double réfraction. Il a pour expression :

⁹¹ Le reste du temps est utilisé essentiellement par des calculs de transformée de Fourier.

$$\begin{cases} \frac{\partial A_s}{\partial z} = -\frac{1}{2ik_s \cos^2 \rho_s} \Delta_{\perp} A_s + \left\{ \frac{\partial A_s}{\partial x} \right\} \tan \rho_s \\ \frac{\partial A_c}{\partial z} = -\frac{1}{2ik_c \cos^2 \rho_c} \Delta_{\perp} A_c + \left\{ m \frac{\partial A_c}{\partial x} + n \frac{\partial A_c}{\partial y} \right\} \tan \rho_c, \\ \frac{\partial A_p}{\partial z} = -\frac{1}{2ik_p \cos^2 \rho_p} \Delta_{\perp} A_p + \left\{ p \frac{\partial A_p}{\partial x} + q \frac{\partial A_p}{\partial y} \right\} \tan \rho_p \end{cases} \quad (3)$$

$$\text{où } \Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}.$$

Il s'agit d'un système d'équations différentielles linéaires aux dérivées partielles par rapport aux trois variables indépendantes x , y et z ⁹². Exprimons les trois champs physiques à partir de leur transformée de Fourier par rapport aux variables transverses x et y :

$$\begin{cases} A_s(x, y, z) = \int \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}_s(v_x, v_y, z) \exp[2i\pi(v_x x + v_y y)] dv_x dv_y \\ A_c(x, y, z) = \int \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}_c(v_x, v_y, z) \exp[2i\pi(v_x x + v_y y)] dv_x dv_y. \\ A_p(x, y, z) = \int \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}_p(v_x, v_y, z) \exp[2i\pi(v_x x + v_y y)] dv_x dv_y \end{cases} \quad (4)$$

Les composantes de Fourier \tilde{A}_s , \tilde{A}_c , \tilde{A}_p des champs vérifient le système d'équations :

$$\begin{cases} \frac{\partial \tilde{A}_s}{\partial z} = \left\{ -i \frac{\pi \lambda_s}{\cos^2 \rho_s} (v_x^2 + v_y^2) + 2i\pi v_x \tan \rho_s \right\} \tilde{A}_s \\ \frac{\partial \tilde{A}_c}{\partial z} = \left\{ -i \frac{\pi \lambda_c}{\cos^2 \rho_c} (v_x^2 + v_y^2) + 2i\pi (m v_x + n v_y) \tan \rho_c \right\} \tilde{A}_c. \\ \frac{\partial \tilde{A}_p}{\partial z} = \left\{ -i \frac{\pi \lambda_p}{\cos^2 \rho_p} (v_x^2 + v_y^2) + 2i\pi (p v_x + q v_y) \tan \rho_p \right\} \tilde{A}_p \end{cases} \quad (5)$$

La résolution analytique de ce système est très facile :

⁹² Nous qualifions ces effets de « transverses », car les variables transverses x et y interviennent explicitement dans les calculs.

$$\begin{cases} \tilde{A}_s(z + \Delta z) = \tilde{A}_s(z) \exp\left\{-i\pi \left[\frac{\lambda_1}{\cos^2 \rho_s} (v_x^2 + v_y^2) - 2v_x \tan \rho_s \right] \Delta z \right\} \\ \tilde{A}_c(z + \Delta z) = \tilde{A}_c(z) \exp\left\{-i\pi \left[\frac{\lambda_2}{\cos^2 \rho_c} (v_x^2 + v_y^2) - 2(mv_x + nv_y) \tan \rho_c \right] \Delta z \right\} \\ \tilde{A}_p(z + \Delta z) = \tilde{A}_p(z) \exp\left\{-i\pi \left[\frac{\pi \lambda_p}{\cos^2 \rho_p} (v_x^2 + v_y^2) - 2(pv_x + qv_y) \tan \rho_p \right] \Delta z \right\} \end{cases} \quad (6)$$

Par transformation de Fourier inverse, on obtient les champs physiques après propagation sur la distance Δz .

Les différentes opérations effectuées pour résoudre le système d'équation des effets transverses sont résumées sur la figure 3.

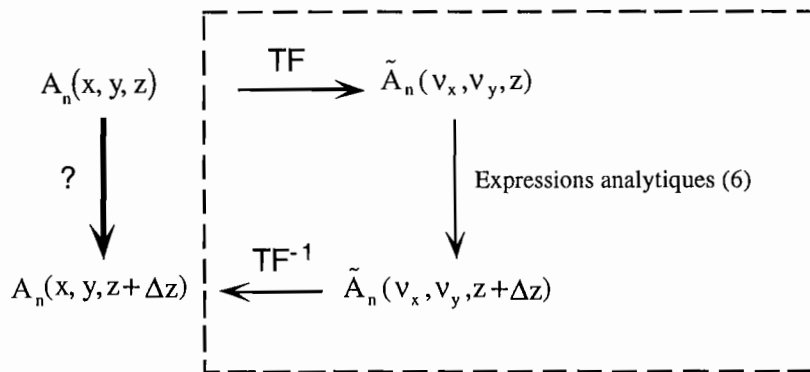


Figure 3 Principe de résolution, en trois étapes, des équations décrivant les effets transverses, pour une propagation sur une distance Δz .

Propagation dans tout le cristal

Les deux systèmes décrivant les effets longitudinaux et transverses sont ainsi résolus successivement pour des propagations élémentaires Δz sur toute la longueur du cristal. Les transformées de Fourier sont calculées avec un algorithme de transformée de Fourier rapide (FFT). Le nombre de propagations élémentaires à considérer dépend des paramètres de la simulation. Plus les effets de diffraction et de double réfraction sont prononcés, plus ce nombre doit être élevé. Il varie typiquement entre 5 et 50.

3.2.2 Propagation en dehors du cristal

La propagation des ondes en dehors du cristal, dans la cavité de l'OPO et à l'extérieur de celle-ci est supposée obéir à la loi de diffraction dans l'approximation scalaire paraxiale [8]. Les trois ondes vérifient donc l'équation :

$$\frac{\partial A_n}{\partial z} = -\frac{1}{2ik_n} \Delta_{\perp} A_n, \quad (7)$$

où $n = s, c, p$ et Δ_{\perp} désigne l'opérateur Laplacien transverse.

Cette équation se résout analytiquement dans l'espace de Fourier :

$$\tilde{A}_n(z+z_0) = \tilde{A}_n(z) \exp[-i \pi \lambda_n (v_x^2 + v_y^2) z_0]. \quad (8)$$

Le calcul de la propagation dans l'espace libre sur une distance z_0 est résumé par le schéma représenté sur la figure 4.

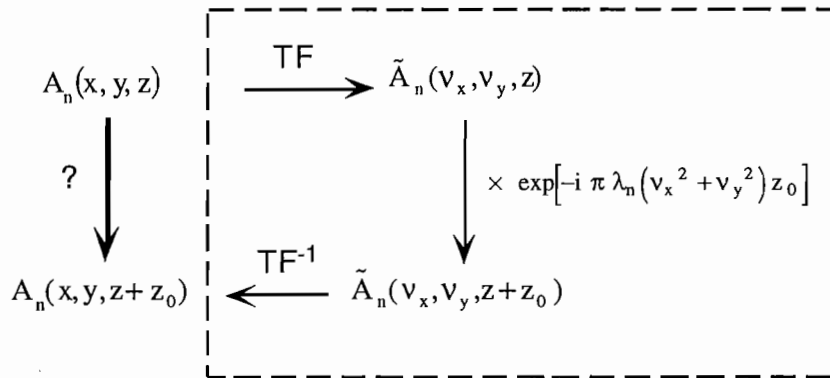


Figure 4 Principe de calcul de la propagation dans l'espace libre, effectué en trois étapes.

3.3 Caractérisation des impulsions

Le code de simulation fournit les profils temporels et spatiaux des impulsions produites par l'OPO, leurs énergies et leurs spectres. Ces résultats bruts sont ensuite caractérisés. Nous donnons dans ce paragraphe le principe des calculs de caractérisation, les détails se trouvant dans l'annexe 6.

3.3.1 Profils temporels

La durée d'une impulsion est très souvent définie comme la largeur à mi-hauteur de la distribution temporelle de puissance $P(t)$. Cette définition n'est pas pourtant pas toujours valable (voir figure 5).

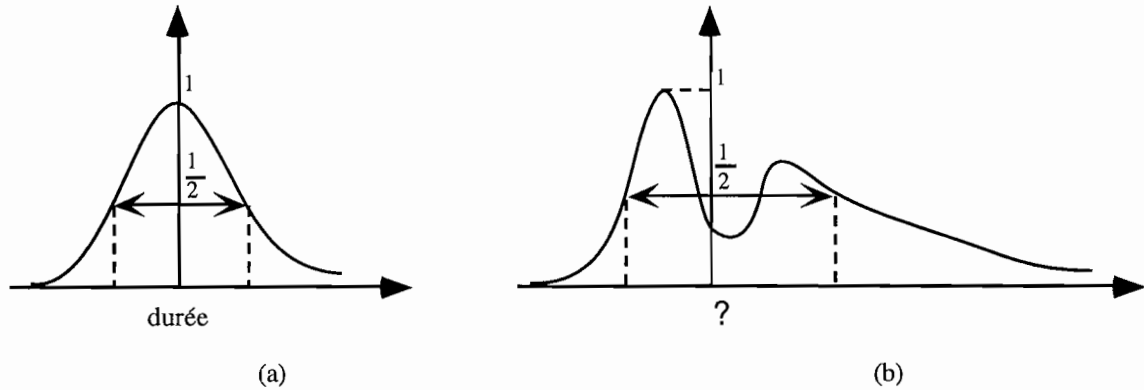


Figure 5 Problème de la définition de la durée d'une impulsion. La largeur à mi-hauteur convient dans le cas (a) mais pas dans le cas (b).

Les impulsions produites par l'OPO pouvant avoir des formes quelconques, nous adoptons une définition générale de la durée d'impulsion, valable quelle que soit la forme de l'impulsion, basée sur le calcul de l'écart type de la variable temporelle t pondérée par la distribution $P(t)$:

$$\sigma_t^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (t - \bar{t})^2 P(t) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} P(t) dt}, \quad (9)$$

où \bar{t} est le centre de la distribution $P(t)$, défini selon :

$$\bar{t} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} t P(t) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} P(t) dt}. \quad (10)$$

La durée τ d'impulsion est définie comme :

$$\tau = 2\sqrt{2\ln 2} \sigma_t. \quad (11)$$

Dans le cas d'une impulsion gaussienne, on peut vérifier que τ est égal à la largeur à mi-hauteur.

Notons que cette définition générale de la durée d'une impulsion fait appel aux calculs des moments d'ordre 1 et 2 de la distribution temporelle de puissance $P(t)$.

3.3.2 Profils spatiaux

La théorie des faisceaux gaussiens a été généralisée par Siegman afin de définir la taille, la direction moyenne et la divergence d'un faisceau quelconque [14, 15]. Cette théorie générale, basée sur le calcul des moments d'ordre 1 et 2 des distributions transverses d'intensité, fait intervenir un facteur M^2 , caractéristique de la qualité du faisceau. Ce facteur est égal à 1 pour un faisceau gaussien. Il devient supérieur à 1 dès que le faisceau n'est plus gaussien (par sa phase et (ou) son amplitude). Il est d'autant plus grand que l'on s'écarte de la limite du faisceau gaussien parfait. On montre qu'il est égal à $2n + 1$ et $2p + 1$ dans les deux directions transverses propres des modes Hermite-Gaussiens TEM_{np} (voir annexe 6). Le facteur M^2 s'identifie au rapport de la divergence du faisceau réel sur celle d'un faisceau gaussien ayant même taille [14]. On dit ainsi parfois que le facteur M^2 traduit l'écart à la diffraction. Les faisceaux produits par un OPO n'étant jamais purement gaussiens, nous adoptons les définitions générales de Siegman. Nous les adaptions aux cas de faisceaux impulsions en effectuant une moyenne temporelle pour obtenir des quantités indépendantes du temps. Les calculs sont détaillés dans l'annexe 6. Nous donnons simplement les résultats :

- **La taille** $W_x(z)$ des faisceaux selon la direction transverse x , en fonction de z , est définie comme

$$W_x(z) = 2\sigma_x(z), \quad (12.a)$$

où

$$\sigma_x^2(z) = \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [x - \bar{x}(z)]^2 \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} |A(x, y, z, t)|^2 dt \right\} dx dy, \quad (12.b)$$

avec

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} |A(x, y, z, t)|^2 dt \right\} dx dy \quad (\text{abscisse du centre du faisceau}), \quad (12.c)$$

et

$$N = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |A(x, y, z, t)|^2 dt dx dy \quad (\text{constante de normalisation}) \quad (12.d)$$

proportionnelle à l'énergie E : $E = \frac{\epsilon_0 c n}{2} N.$)

- La **divergence** θ_x du faisceau dans la direction x est définie comme

$$\theta_x = 2\lambda \sigma_{v_x}, \quad (13.a)$$

où

$$\sigma_{v_x}^2 = \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (v_x - \bar{v}_x)^2 \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{A}(v_x, v_y, t)|^2 dt \right\} dv_x dv_y, \quad (13.b)$$

avec

$$\bar{v}_x = \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} v_x \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{A}(v_x, v_y, t)|^2 dt \right\} dv_x dv_y. \quad (13.c)$$

$\bar{\alpha}_x = \lambda \bar{v}_x$ est la **direction** (moyenne) du faisceau.

- La **taille minimale** W_{x_0} du faisceau dans la direction x est obtenue à l'aide de la relation

$$W_{x_0}^2 = W_x^2 - \left[\frac{\Phi_x(z) + 4\bar{x} \bar{\alpha}_x}{\theta_x} \right]^2, \quad (14.a)$$

où

$$\Phi_x(z) = \frac{2\lambda}{\pi N} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \left(A \frac{\partial A^*}{\partial x} - A^* \frac{\partial A}{\partial x} \right) dt \right\} dx dy. \quad (14.b)$$

- Enfin, le **facteur de qualité** M_x^2 du faisceau dans la direction x est égal à :

$$M_x^2 = \frac{\pi}{\lambda} W_{x_0} \theta_x. \quad (15)$$

Ces grandeurs sont calculées dans la direction y à l'aide des mêmes relations, à condition d'échanger les indices x et y.

3.3.3 Énergies

L'énergie des impulsions est obtenue par intégration des distributions temporelles de puissances (profils temporels). La puissance crête des impulsions est alors obtenue en divisant leur énergie E par leur durée τ calculée par la méthode générale exposée précédemment. La luminance L des impulsions, faisant intervenir l'énergie E , la longueur d'onde λ , le facteur de qualité de faisceau M^2 et la durée τ des impulsions, peut alors être calculée :

$$L = \frac{E}{\lambda^2 M^2 \tau}. \quad (15)$$

La luminance traduit la concentration spatiale et temporelle de l'énergie d'une impulsion. Il est intéressant de chercher à optimiser cette quantité dont dépendent de très nombreuses applications, notamment en optique non linéaire.

3.3.4 Spectres

Les spectres temporels $S(\nu)$ des impulsions sont obtenus en sommant les transformées de Fourier des distributions temporelles d'amplitudes complexes en chaque point du plan transverse. La fréquence moyenne des impulsions et leur largeur spectrale sont calculées, avec la même méthode générale que celle utilisée pour estimer la durée des impulsions, à partir du centre $\bar{\nu}$ de la distribution $S(\nu)$ et de l'écart type de la variable de fréquence ν pondérée par la distribution $S(\nu)$:

$$\sigma_{\nu}^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (\nu - \bar{\nu})^2 S(\nu) d\nu}{\int_{-\infty}^{+\infty} S(\nu) d\nu}, \quad (16.a)$$

où $\bar{\nu}$ est le centre de la distribution $S(\nu)$ défini selon :

$$\bar{\nu} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \nu S(\nu) d\nu}{\int_{-\infty}^{+\infty} S(\nu) d\nu}. \quad (16.b)$$

La largeur spectrale $\Delta \nu$ est définie comme :

$$\Delta \nu = 2\sqrt{2\ln 2} \sigma_{\nu}. \quad (17)$$

4. MISE EN FORME INFORMATIQUE

4.1 Choix du langage et du calculateur

Le code a été développé en **Fortran 90**. Ce langage de programmation est particulièrement adapté au calcul scientifique. Il présente de nombreux avantages, dans ce domaine d'application spécifique, par rapport aux grands langages concurrents que sont Pascal, C, C++ et Ada. Fortran 90 permet une manipulation vectorielle très performante et des allocations dynamiques très souples des espaces de travail. Les types « real » et « complex » sont prédéfinis avec un nombre de chiffres significatifs et une étendue d'exposants paramétrable. Ce langage dispose de fonctionnalités de haut niveau pour la définition et l'utilisation de sous-programmes et il accepte un format de texte libre.

Les résultats fournis par le code sont écrits dans différents fichiers dont la lecture et le traitement sont effectués à l'aide de logiciels du commerce. Les performances de l'OPO et le rappel des paramètres de la simulation sont écrits dans un fichier que l'on peut lire à l'aide d'un éditeur de texte (*Vi* ou *Word*). Les fichiers de points représentant les profils transverses (tableaux à deux dimensions), les profils temporels et les spectres (tableaux à une dimension) sont lus à l'aide des logiciels *MatLab* et *Igor Pro* pour présenter les résultats sous formes graphiques.

Les calculs ont été effectués sur l'ordinateur **IBM SP2** du centre de ressources informatiques (CRI) de l'Université d'Orsay. Cet ordinateur appartient à la nouvelle génération d'ordinateurs « massivement parallèles »⁹³. Il est composé de 12 processeurs disposant chacun d'un espace mémoire indépendant (machine à mémoire distribuée).

Cet ordinateur peut être utilisé de manière **séquentielle**, en utilisant les processeurs comme des stations de travail indépendantes classiques. Il est ainsi possible d'effectuer jusqu'à 12 simulations différentes simultanément.

Le temps de calcul pour obtenir une « bonne » résolution spatiale⁹⁴ (128×128 points) est typiquement de l'ordre de l'heure sur chaque processeur pour un fonctionnement en temps partagé entre tous les utilisateurs⁹⁵.

Afin de réduire ce temps, nous nous sommes orientés vers l'utilisation en **parallèle** de l'ordinateur SP2, en effectuant les calculs sur plusieurs processeurs simultanément.

⁹³ Les ordinateurs CRAY T3D et T3E appartiennent à cette catégorie.

⁹⁴ Une bonne résolution dans l'espace de Fourier nécessite des fenêtres spatiales assez larges dans l'espace physique (environ 8 à 10 fois le « waist » pour un faisceau gaussien). Une bonne résolution dans l'espace physique nécessite alors un nombre de points suffisants sur ces fenêtres « larges ».

⁹⁵ Il s'agit d'un temps moyen car il dépend bien évidemment du nombre d'utilisateurs sur les processeurs.

Type	P2SC
Nombre	12
Mémoire vive	256 Mo
Cache instruction	32 Ko
Cache données	128 Ko
Fréquence	120 MHz
Système d'exploitation	AIX 4.2 (UNIX d'IBM)

Tableau 1 Configuration des processeurs de la machine parallèle IBM SP2 de l'Université d'Orsay.

4.2 Programmation parallèle

La parallélisation du code a été effectuée par la technique de programmation parallèle à « **passage de messages** » où chaque processeur compile le même code, écrit en langage séquentiel (Fortran 90 en ce qui nous concerne), dans lequel sont incorporées des instructions pour gérer la répartition des tâches et des données ainsi que la communication entre les processeurs. Ces instructions sont issues de la bibliothèque **MPI** (Message Passing Interface) qui tend à s'imposer comme la bibliothèque à passage de messages standard, dans la mesure où elle permet de disposer d'un code portable sur un environnement parallèle très large, que la machine soit de type massivement parallèle, symétrique multiprocesseurs ou constituée d'un réseau hétérogène de stations.

Avec ce type de programmation, le code parallèle possède la même structure générale que le code séquentiel et la même organisation en sous-programmes. Les modifications nécessaires à l'implémentation parallèle ne touchent qu'un petit nombre de ces sous-programmes. La technique de décomposition des espaces de calcul en sous-domaines est bien adaptée au code. Les trois tableaux bidimensionnels de nombres complexes représentant, en un point de l'échantillonnage temporel, les distributions transverses d'amplitude des champs pompe, signal et complémentaire sont décomposés en un triplet de sous-tableaux bidimensionnels de dimension égale à $2^m \times 2^n$ où m et n sont les entiers ⁹⁶ tels que :

$$2^m \times 2^n < \text{nombre de processeurs de la machine.}$$

⁹⁶ Les deux dimensions des tableaux globaux sont égales à des puissances de 2 car l'algorithme de Transformée de Fourier rapide (FFT) utilisé n'est valable que pour des tableaux ayant ces dimensions. Les sous-tableaux ont donc également des dimensions égales à des puissances de 2 (un nombre divisible par une puissance de 2 est également une puissance de 2).

L'IBM SP2 de l'Université d'Orsay disposant de 12 processeurs, nous avons divisé les tableaux globaux en 8 sous-tableaux selon la topologie représentée sur la figure 6.

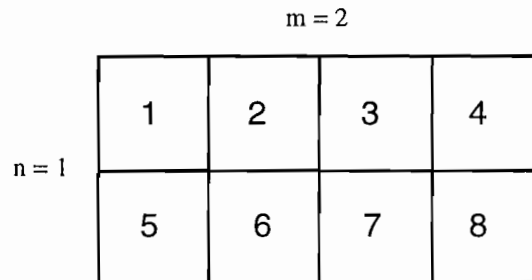


Figure 6 Découpage de chaque tableau en 8 sous-tableaux de tailles identiques.

La propagation dans le cristal non linéaire est toujours traitée en effectuant une série de propagations élémentaires au cours desquelles sont résolues successivement la partie « effets longitudinaux » des équations de propagation générales puis la partie « effets transverses ». La résolution de la partie « effets longitudinaux » avec un algorithme de Runge-Kutta à pas auto-adaptatif (voir le paragraphe 3.2.1 de ce chapitre) est effectuée par chaque processeur sur des sous-tableaux différents. Les résultats sont ensuite distribués sur tous les processeurs qui disposent des tableaux globaux sur lesquels ils résolvent tous la partie « effets transverses » des équations par la même méthode que celle utilisée par le code séquentiel (voir le paragraphe 3.2.1). La figure 7 représente schématiquement ces étapes répétées pour toutes les propagations élémentaires dans le cristal.

Le code comporte plus de 3000 lignes d'instructions (environ 50 pages). Il est constitué d'un programme principal et de 38 sous-programmes indépendants. Nous donnons dans l'annexe 7 une liste du code parallèle de simulation d'OPO à cavité linéaire. Pour alléger le contenu du mémoire, nous ne donnons en fait dans cette annexe que la liste du programme principal et les titres des différents sous-programmes.

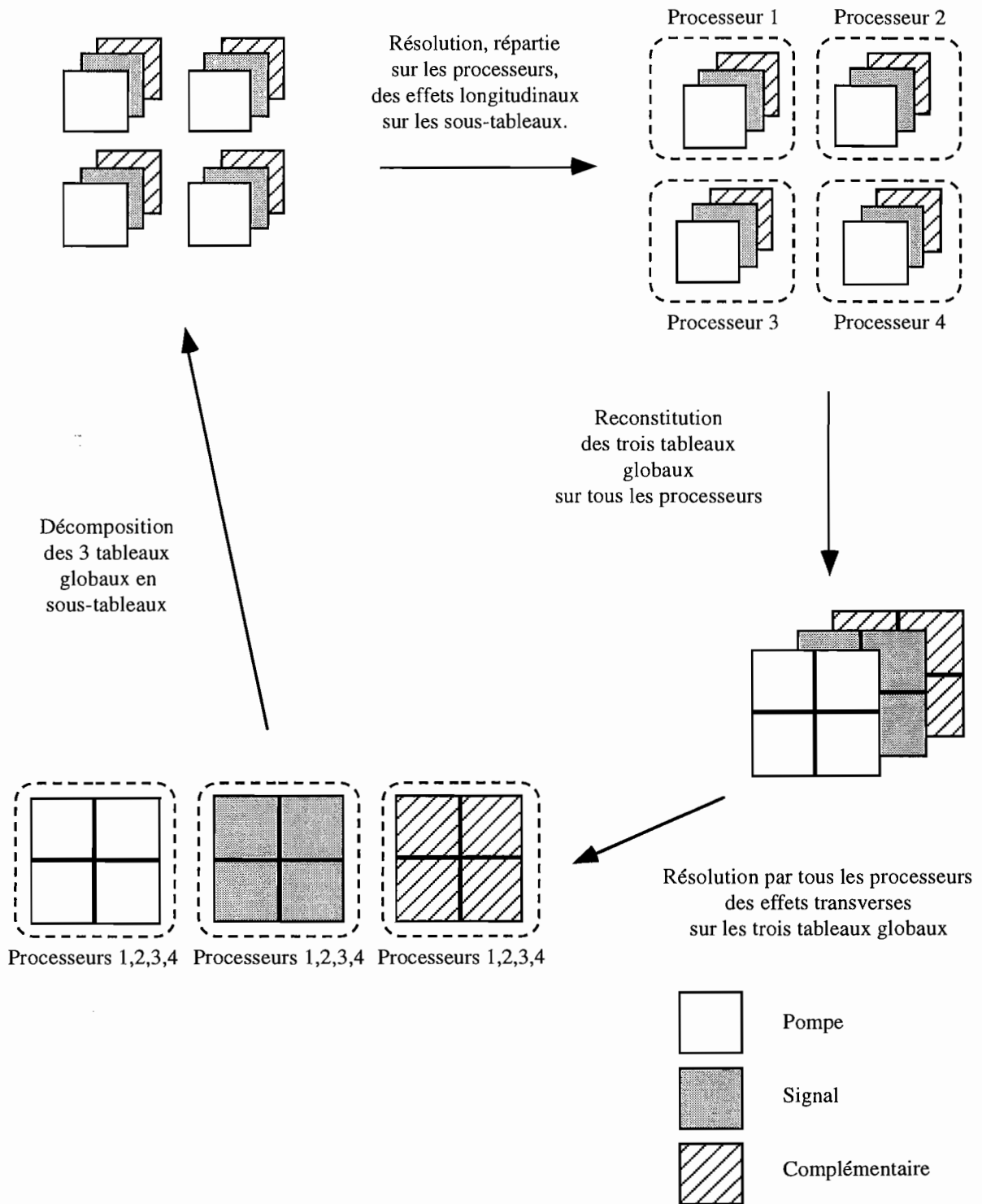


Figure 7 Principe de la résolution parallèle des équations de propagation sur une distance élémentaire dans le cristal non linéaire. Pour alléger le schéma, nous avons considéré un fonctionnement sur 4 processeurs seulement.

4.3 Conclusions et perspectives

La parallélisation du code a permis une accélération globale⁹⁷ égale à 2, l'ordinateur étant utilisé par l'intermédiaire du réseau Ethernet en temps partagé. Les temps de calculs dépendent des caractéristiques de l'OPO à simuler. Ils sont rarement inférieurs à typiquement un quart d'heure. Le fonctionnement « mono-utilisateur », par l'intermédiaire du réseau interne à l'ordinateur, donnerait des performances largement supérieures. Toutefois, le fonctionnement en temps partagé permet d'effectuer plusieurs simulations différentes simultanément ce qui constitue un avantage certain. L'accélération globale obtenue peut paraître médiocre. L'accélération pour la partie des calculs parallélisés a pourtant été mesurée égale à 7, mais le code comporte une partie de calculs non parallélisés représentant 35% du temps d'exécution global du code séquentiel. À la limite d'un temps de calculs parallèles nul, l'accélération globale du code serait de $1/0,35 = 2,86$. Pour obtenir de meilleures performances, il faudrait donc paralléliser davantage le code pour réduire au maximum les calculs séquentiels dont le temps d'exécution n'est pas réductible avec le nombre de processeurs. La parallélisation de la partie des calculs des effets transverses rendrait le code quasiment entièrement parallèle. Nous pourrions alors obtenir des accélérations beaucoup plus élevées, directement liées au nombre de processeurs de l'ordinateur. Cette première version de code « semi-parallèle » n'est donc qu'une étape vers un code entièrement parallèle qu'il est envisageable de réaliser et de porter sur un ordinateur comportant davantage de processeurs⁹⁸.

⁹⁷ Le terme « d'accélération » est utilisé en informatique pour mesurer l'accroissement de performances d'un programme parallèle en fonction du nombre N de processeurs : Accélération (N) = Temps séquentiel / Temps parallèle (N). Le cas idéal est celui où Accélération (N) = N.

⁹⁸ L'IBM SP2 de Montpellier, avec ses 79 processeurs, pourrait alors être utilisé.

CHAPITRE II

Simulations d'OPO expérimentaux

Afin de juger de la validité des résultats théoriques fournis par notre code, nous avons cherché à simuler le fonctionnement d'un OPO nanoseconde satisfaisant rigoureusement aux hypothèses du modèle supposant l'OPO injecté et les ondes pompe, signal et complémentaire monomodes longitudinales. Un tel OPO, pompé et injecté par des sources laser monomodes longitudinales, a été réalisé et simulé aux États-Unis aux « Sandia National Laboratories » par A.V. Smith et col. Les performances de cet OPO et les résultats des simulations sont détaillés de façon très précise dans la référence [7]. Si notre code est valable, il doit prévoir les performances de cet OPO.

Afin de juger aussi des limites de notre code, nous avons cherché à simuler le fonctionnement d'OPO ne satisfaisant pas aux hypothèses du modèle. Les prévisions théoriques ne seront alors pas nécessairement en accord avec les résultats expérimentaux. Il est intéressant, néanmoins, de juger de l'importance de ce désaccord. Les OPO qui violent les hypothèses du modèle sont essentiellement les OPO non injectés. La modélisation de ce type d'OPO pose le problème des conditions initiales, ayant pour origine les fluctuations du champ électromagnétique du vide, qui sont difficiles à modéliser. De plus, ce type d'OPO peut produire des ondes signal et complémentaire multimodes longitudinales. Il n'est donc plus rigoureusement décrit par les équations de propagation générales des trois ondes couplées (voir chapitre I, paragraphe 2.3) puisque plusieurs modes signal et complémentaire peuvent se coupler avec le mode de pompe.

Nous nous sommes intéressés à un OPO non injecté, pompé par un laser monomode longitudinal et transverse. Cet OPO a été développé au CEA Saclay dans le cadre de la thèse de Bertrand Baillon. Nous avons mesuré la plupart de ses performances.

Nous avons également tenté de simuler l'OPO que nous avons réalisé à l'Institut d'Optique et décrit dans la deuxième partie de ce mémoire. Cet OPO, non injecté et pompé par un laser fortement multimode longitudinal, satisfait encore moins aux hypothèses du modèle qui supposent les ondes pompe, signal et complémentaire monomodes longitudinales, puisqu'un

grand nombre de modes pompe, signal et complémentaire sont présents simultanément dans le cristal non linéaire.

L'ensemble des simulations que nous avons réalisées nous a permis de mieux comprendre le fonctionnement des OPO en régime nanoseconde et de dégager des résultats généraux sur leur comportement.

1. SIMULATION D'UN OPO VÉRIFIANT LES HYPOTHÈSES DU MODÈLE

Afin de valider notre modèle numérique, nous avons simulé le fonctionnement d'un OPO satisfaisant rigoureusement à ses hypothèses.

1.1 Description de l'OPO

L'OPO que nous avons simulé a été réalisé par Smith et col. aux « Sandia National Laboratories » [7]. Il est constitué d'une cavité en anneau, formée de trois miroirs plans, dans laquelle seule l'onde signal résonne. Il est pompé et injecté par des lasers monomodes transverses et longitudinaux. Il utilise le cristal de KTP en configuration d'accord de phase critique en angle. Le dispositif expérimental est représenté schématiquement sur la figure 8.

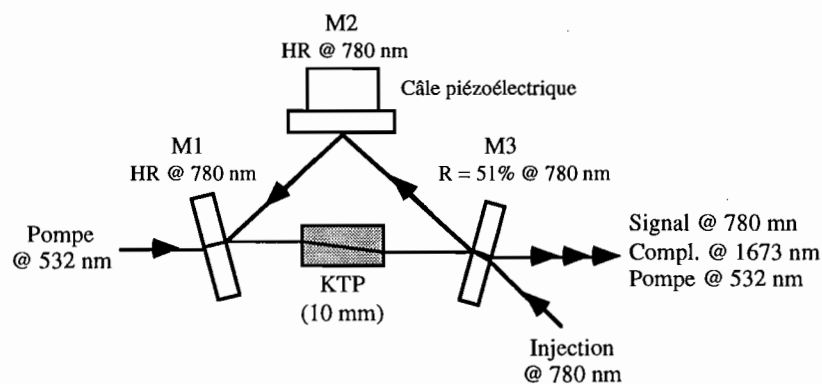


Figure 8 Schéma de l'OPO réalisé par Smith et col [7].

Par rapport à une cavité linéaire, cette géométrie en anneau permet de réduire considérablement tout retour « parasite » des ondes pompe et complémentaire dans le cristal⁹⁹ et assure la réalisation d'un OPO résonnant uniquement sur le signal. De plus, cette géométrie isole le laser injecteur de tout faisceau. La longueur géométrique de la cavité est de 6,7 cm. Deux des miroirs de la cavité (M1 et M2) sont hautement réfléchissants à la longueur d'onde du signal. Le troisième (M3), réfléchissant 51% du faisceau signal, constitue le miroir de sortie de l'OPO. L'un des miroirs à haute réflexion (M2) est placé sur une cale piézo-électrique afin de pouvoir ajuster précisément la longueur de la cavité de sorte que le mode injecté à la longueur d'onde signal coïncide avec un mode de cavité. Le cristal de KTP a une longueur de 1 cm. Il est taillé pour réaliser un accord de phase de type II dans la direction $\theta = 51^\circ$, $\varphi = 0^\circ$. Les longueurs d'onde signal et complémentaire sont respectivement de 780 nm et 1673 nm pour une longueur d'onde de pompe de 532 nm. Le cristal est traité antireflet pour les longueurs d'ondes pompe et signal. Seule l'onde signal subit le phénomène de double réfraction dans le plan de la cavité (plan critique). L'angle de double réfraction ρ_{signal} est de 51 mrad. La définition des axes et plans critiques et non critiques est précisée sur la figure 9.

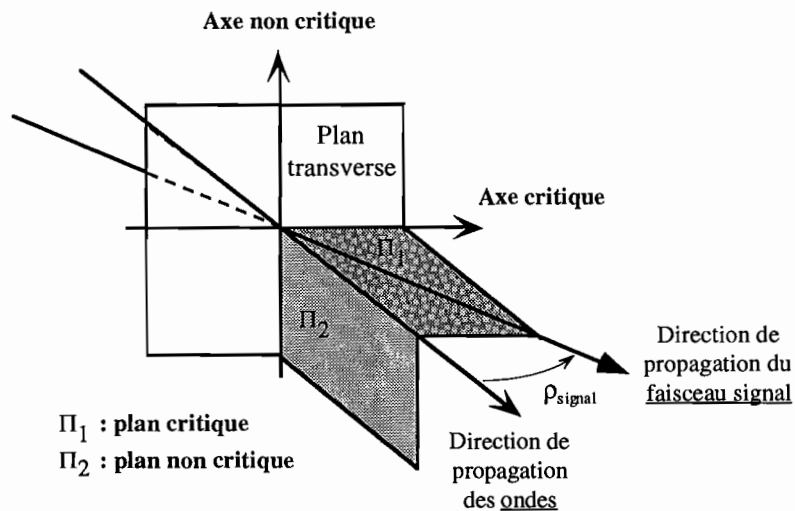


Figure 9 Définition des axes et plans critiques et non critiques : le plan critique est défini par la direction de propagation de l'onde signal (celle de son vecteur d'onde) et la direction du faisceau signal. L'angle entre ces deux directions est l'angle de double réfraction, non nul, associé à l'onde signal. Le plan non critique est le plan orthogonal au plan critique et qui contient la direction de propagation (commune) des ondes.

⁹⁹ Dans une cavité linéaire, toute réflexion du miroir de sortie peut entraîner un retour direct dans le cristal. Dans la cavité en anneau de l'expérience, un retour dans le cristal provient de réflexions consécutives sur 3 miroirs. Si chacun d'eux a une réflexion résiduelle de 1%, la proportion d'énergie en retour n'est que de 10^{-6} .

Le laser de pompe est un laser Nd:YAG, doublé en fréquence (532 nm), émettant des impulsions d'une durée à mi-hauteur de 7 ns. Les profils temporels et spatiaux des impulsions sont quasiment gaussiens. Le laser utilisé pour injecter l'OPO est un laser à saphir dopé au titane, continu, émettant à la même longueur d'onde que celle du signal produit par l'OPO, soit 780 nm. Il est monomode transverse (TEM_{00}) et monomode longitudinal (largeur spectrale inférieure à 30 MHz). Les valeurs des paramètres utilisés dans la simulation sont rassemblées dans le tableau 1. Les profils transverses des impulsions sont construits sur des tableaux de 128×128 points et la propagation dans le cristal est décomposée en 30 propagations élémentaires. Le temps de calcul, pour un point de fonctionnement de l'OPO, est d'environ 1 heure avec le code parallèle ¹⁰⁰. Il est environ 2 fois plus long avec le code séquentiel.

Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
Durée pompe (FWHM)	7 ns	Longueurs d'ondes :	
Puissance injectée (continu)	25 mW	λ_{signal}	780 nm
Taille des faisceaux dans cristal :		λ_{pompe}	532 nm
Waist _{pompe} selon x	0,51 mm	$\lambda_{\text{complémentaire}}$	1673 nm
Waist _{pompe} selon y	0,58 mm	Réflexions des miroirs	
Waist _{injecteur}	0,73 mm	R1 _{signal}	99%
Longueur du cristal	10 mm	R1 _{pompe}	4%
d _{eff}	2,9 pm/V	R1 _{complémentaire}	1%
Indices du cristal :		R2 _{signal}	51%
n _{signal}	1,81625	R2 _{pompe}	18%
n _{pompe}	1,79030	R2 _{complémentaire}	1%
n _{complémentaire}	1,73462	R3 _{signal}	99%
Absorptions du cristal (en amplitude) :		R3 _{pompe}	4%
α_{signal}	0	R3 _{complémentaire}	1%
α_{pompe}	0,00513 mm ⁻¹	Longueur de la cavité	67 mm
$\alpha_{\text{complémentaire}}$	0	Longueur du bras cristal	25 mm
Angles de double réfraction		Réflexion par face du cristal	
ρ_{signal}	51 mrad	R _{signal}	1%
$\rho_{\text{complémentaire}}$	0	R _{pompe}	2%
ρ_{pompe}	0	R _{complémentaire}	1%

Tableau 2 Valeurs des paramètres utilisés dans la simulation de l'OPO réalisé par Smith et col. [7].

¹⁰⁰ Avec une résolution transverse inférieure de 64×64 points, le temps de calcul est 4 fois plus petit soit environ 15 minutes.

1.2 Prévisions théoriques et résultats expérimentaux

Les performances de l'OPO sont détaillées dans la référence [7]. Nous comparons les résultats expérimentaux présentés dans cet article aux prévisions théoriques données par notre modèle. Guidés par l'ensemble des simulations que nous avons réalisées, nous commentons et analysons le fonctionnement de cet OPO. Cet exemple nous permet de dégager des résultats généraux sur le fonctionnement des OPO en régime nanoseconde.

1.2.1 Énergies

L'énergie des impulsions signal et complémentaire ainsi que les rendements énergétiques de conversion sont représentés sur la figure 10 en fonction de l'énergie des impulsions de pompe.

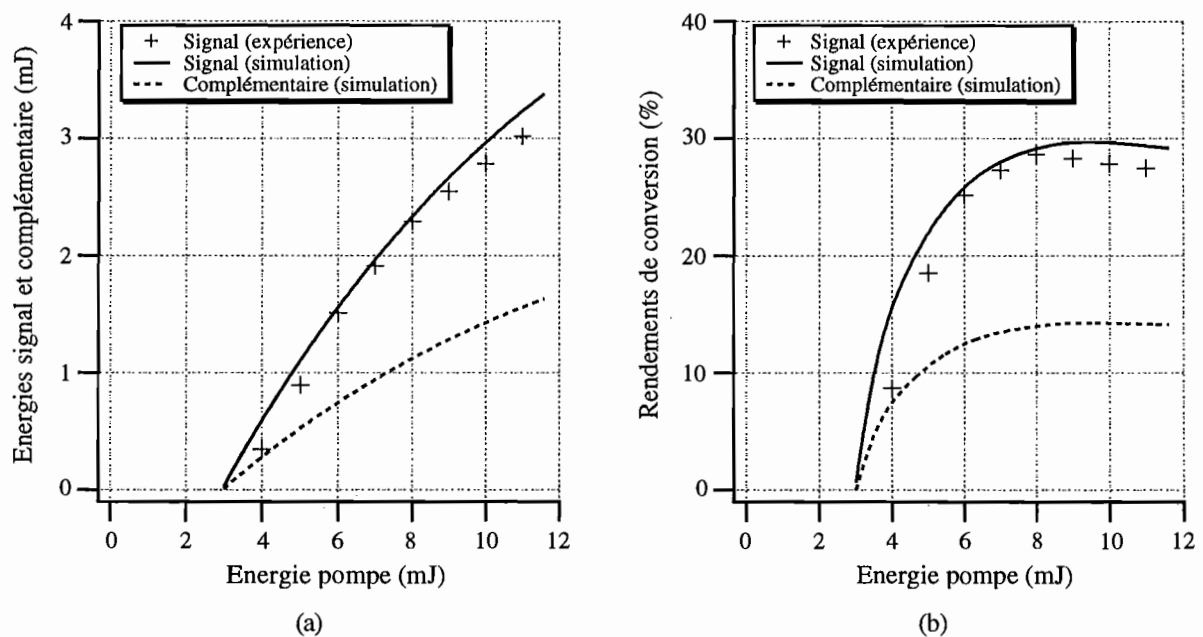


Figure 10 Énergies (a) et rendements énergétiques (b) en fonction de l'énergie de pompe. Nos simulations peuvent être comparées à des résultats expérimentaux issus de la référence [7]. La mesure de l'énergie des impulsions complémentaire n'est pas disponible.

Nos simulations concordent avec les résultats expérimentaux disponibles. Le seuil d'oscillation de l'OPO se situe à environ 3 mJ par impulsion de pompe ce qui correspond à une fluence de $0,65 \text{ J/cm}^2$. Les rendements énergétiques de conversion, définis comme l'énergie des impulsions produites divisée par l'énergie des impulsions de pompe, atteignent les valeurs

maximales de 30% pour le signal et 15% pour le complémentaire, puis diminuent. Ces rendements énergétiques maximaux correspondent à des rendements quantiques de conversion identiques de 45%¹⁰¹. Ce résultat n'est pas surprenant, car dans le processus de mélange à trois ondes, la création d'un photon signal est accompagnée de la création d'un photon complémentaire tandis qu'un photon pompe disparaît. Si les photons signal et complémentaire ne sont pas absorbés, comme c'est le cas dans cet OPO, ils sont produits en nombre identique. La décroissance des rendements lorsque l'énergie de pompe augmente est due à la recombinaison du signal et du complémentaire en pompe¹⁰². Ce phénomène limite le rendement de conversion de l'OPO.

1.2.2 Profils spatiaux

Les profils spatiaux théoriques et expérimentaux des faisceaux pompe, signal et complémentaire, dans le plan transverse situé 30 cm derrière le miroir de sortie de l'OPO, sont représentés pour des énergies de pompe de 7,4 mJ (figures 11.1 et 11.2) et 11,6 mJ (figures 12.1 et 12.2).

Les résultats des simulations sont en bon accord avec les résultats expérimentaux disponibles. Après sa traversée de l'OPO, le faisceau pompe, de profil transverse initial quasiment gaussien, est déformé de façon dissymétrique. Cette déformation est d'autant plus importante que l'énergie de pompe est élevée. Le faisceau signal s'étale dans le plan non critique¹⁰³ (plan orthogonal au plan de la cavité) et on observe, à partir d'une certaine énergie de pompe, l'apparition de lobes latéraux. Dans le plan critique¹⁰⁴ (plan de la cavité) le faisceau signal est nettement moins étalé. La dissymétrie des faisceaux est due au phénomène de double réfraction qui empêche, dans le plan critique, les ondes de trop s'écarter de l'axe principal de propagation en réduisant le gain pour les vecteurs d'onde « hors axe » (voir chapitre I, paragraphe 3.2.2.3). La présence d'oscillations dans le profil spatial du faisceau signal résulte de la nature oscillante du mélange à trois ondes (voir partie I, chapitre III, paragraphe 2.2.3). Lorsque, dans une région du plan transverse, le faisceau pompe a été complètement « creusé » pour former du signal et de complémentaire, ceux-ci vont se recombinaison pour former de la pompe. L'amplitude de cette recombinaison varie dans le temps et dans le plan transverse. Ces modulations spatiales entraînent des déformations des fronts d'ondes. Le spectre spatial des ondes s'enrichit en vecteurs d'onde « hors axe ». Les profils spatiaux en champ lointain, qui

¹⁰¹ Les rendements quantiques sont définis comme les rapports des flux de photons signal et complémentaire sur le flux de photons de pompe incidents. Ils se déduisent des rendements énergétiques en multipliant ces derniers par le rapport des longueurs d'ondes signal et complémentaire sur la longueur d'onde de pompe.

¹⁰² Nous rappelons que l'on parle en anglais de phénomène de « back-conversion ».

¹⁰³ Voir la définition du plan non critique sur la figure 9.

représentent la distribution des vecteurs d'ondes, ont été calculés par transformée de Fourier des champs proches. Les profils du signal et du complémentaire sont très semblables (voir la figure 13).

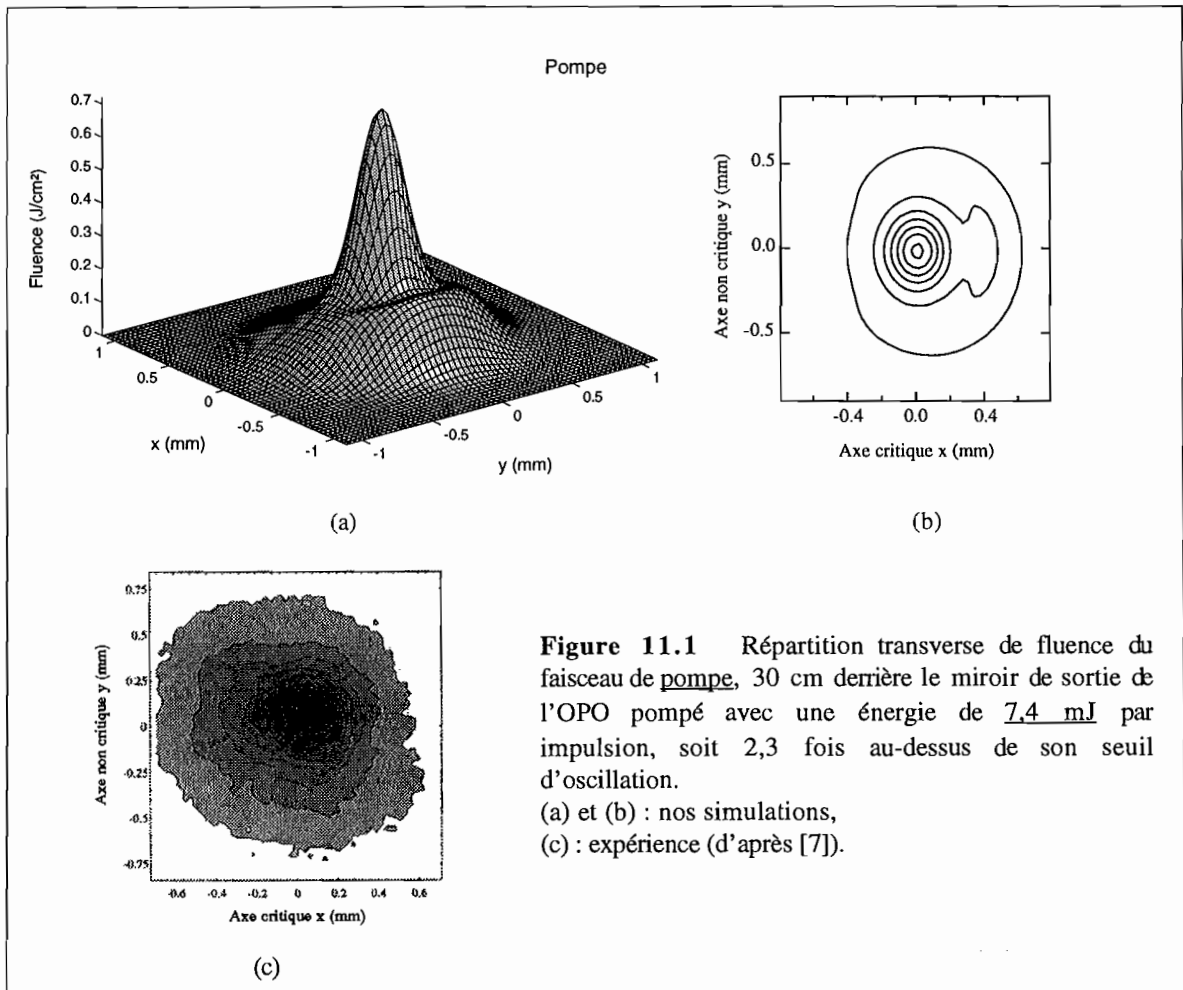
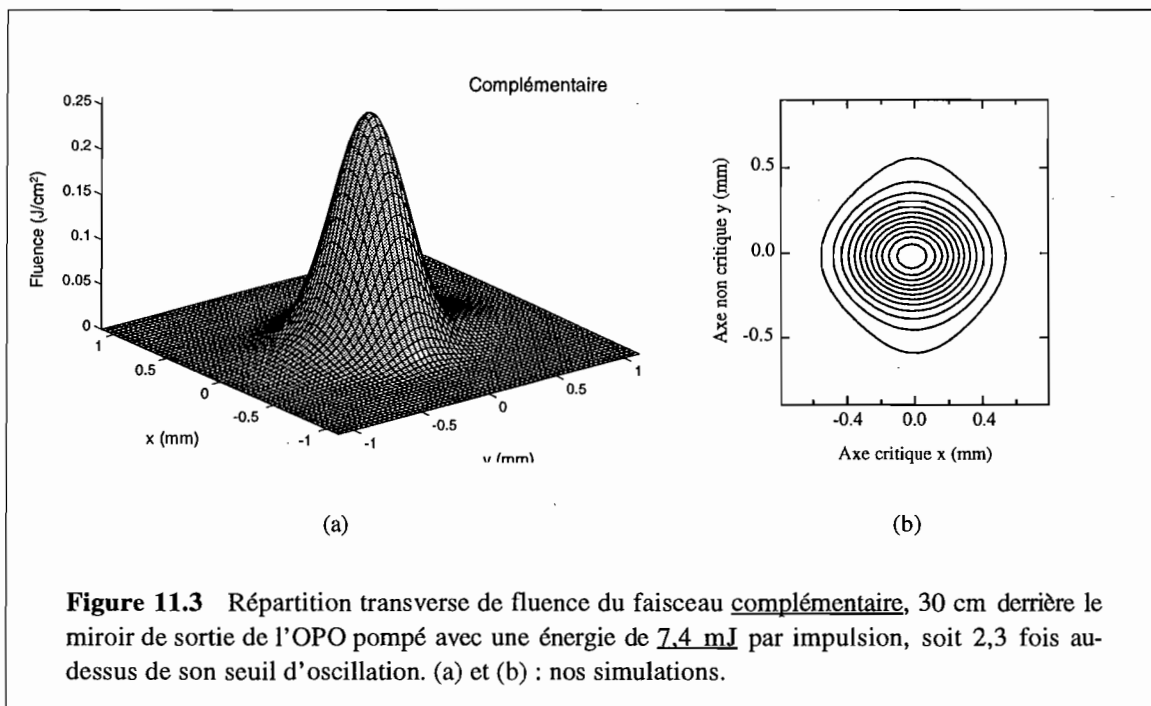
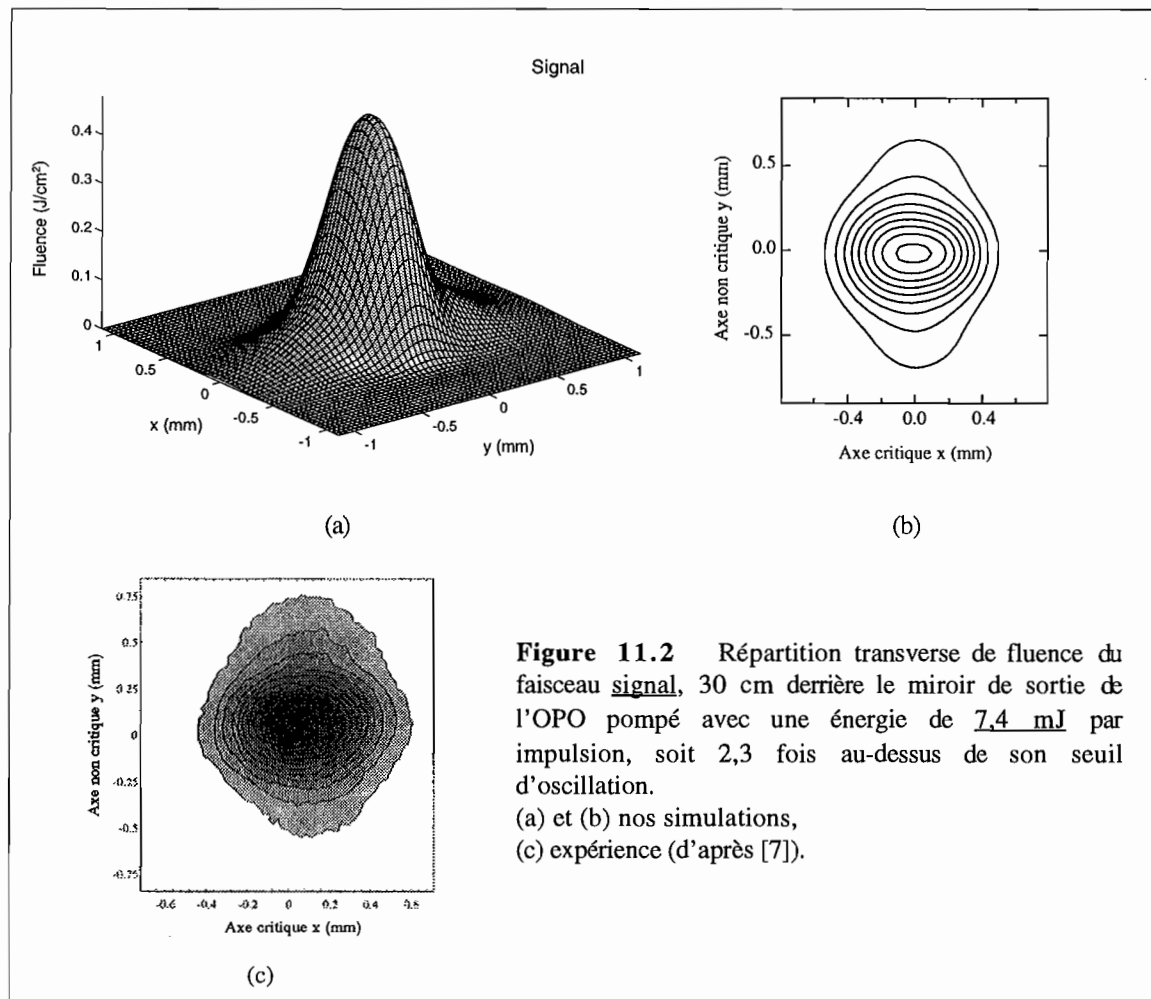
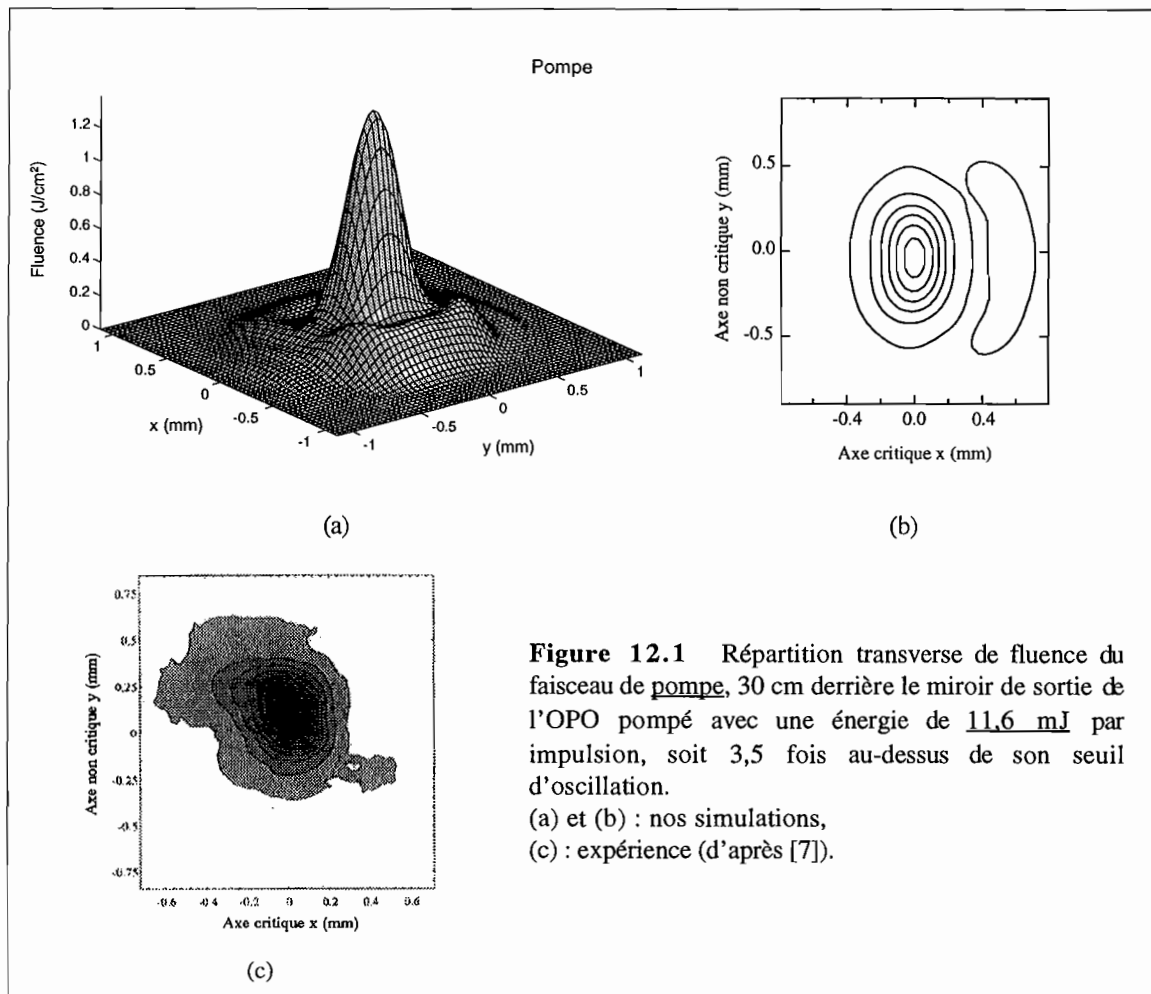


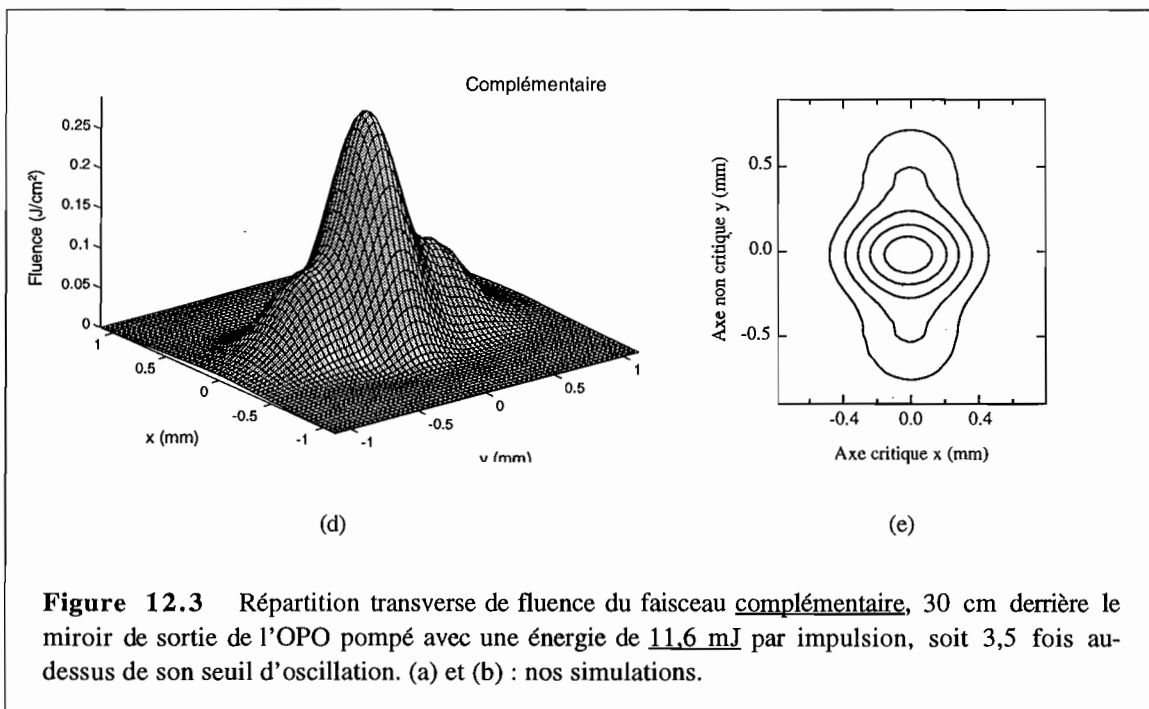
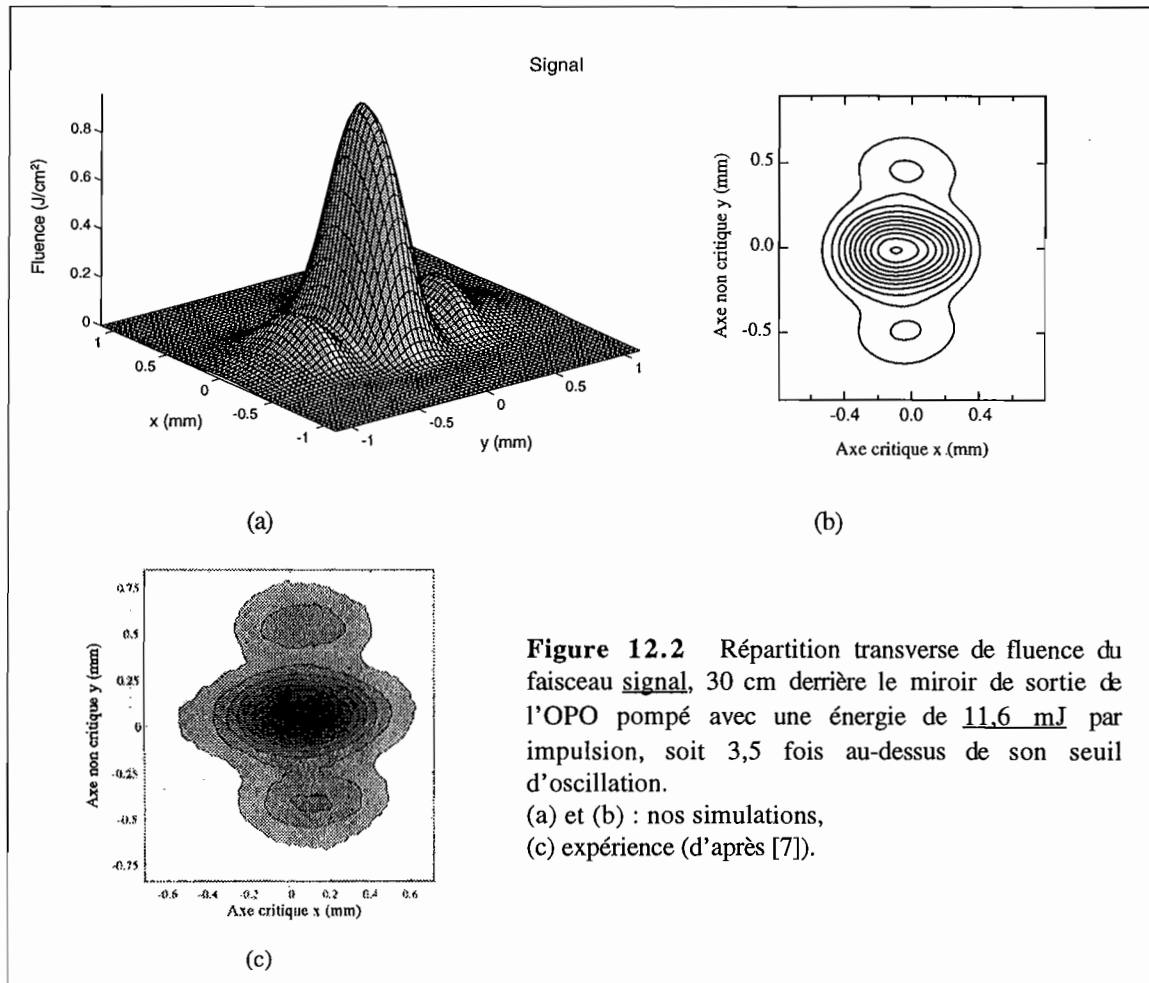
Figure 11.1 Répartition transverse de fluence du faisceau de pompe, 30 cm derrière le miroir de sortie de l'OPO pompé avec une énergie de 7.4 mJ par impulsion, soit 2,3 fois au-dessus de son seuil d'oscillation.

(a) et (b) : nos simulations,
(c) : expérience (d'après [7]).

¹⁰⁴ Voir la définition du plan critique sur la figure 9







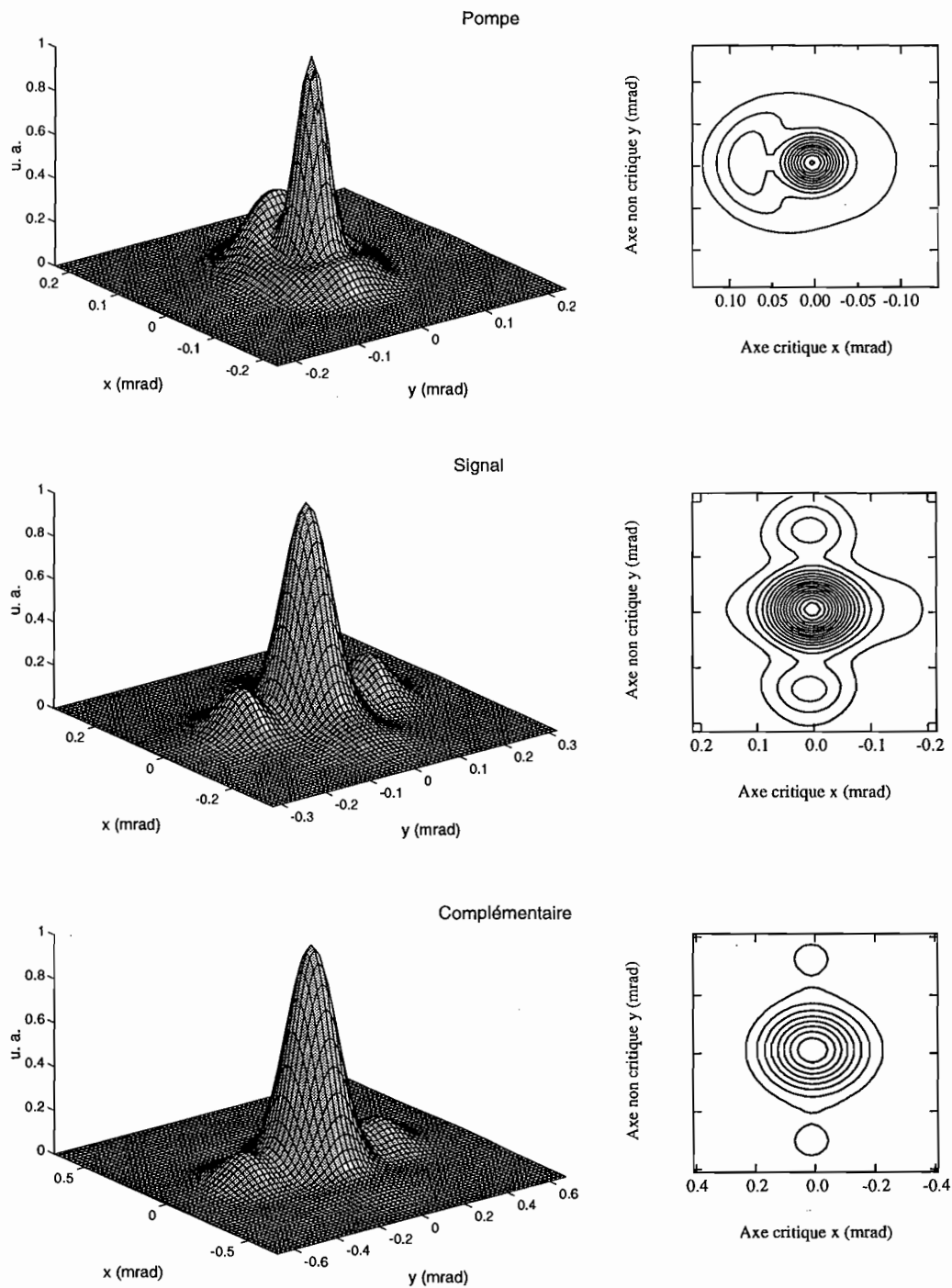


Figure 13 Profils spatiaux calculés en champ lointain. L'OPO est pompé avec 11,6 mJ, soit 3,5 fois au-dessus de son seuil d'oscillation.

1.2.3 Qualité des faisceaux

L'observation des répartitions transverses de fluence des faisceaux montre que la qualité des faisceaux se dégrade lorsque la fluence de pompe augmente et ce beaucoup plus dans le plan non critique que dans le plan critique. Afin de quantifier ces résultats qualitatifs, nous avons calculé les facteurs de qualité de faisceaux M^2 (voir le paragraphe 3.3.2 du chapitre I de cette partie et l'annexe 6 pour la définition et le calcul de ces facteurs). La figure 14 représente l'évolution des facteurs M^2 des faisceaux signal et complémentaire dans les plans critique et non critique en fonction de la fluence de pompe. Il est clair que la qualité des faisceaux est bien meilleure dans le plan critique que dans le plan non critique. On vérifie aussi que la qualité des faisceaux se dégrade lorsque la fluence de pompe augmente. Ce phénomène peut empêcher d'obtenir des luminances élevées ¹⁰⁵.

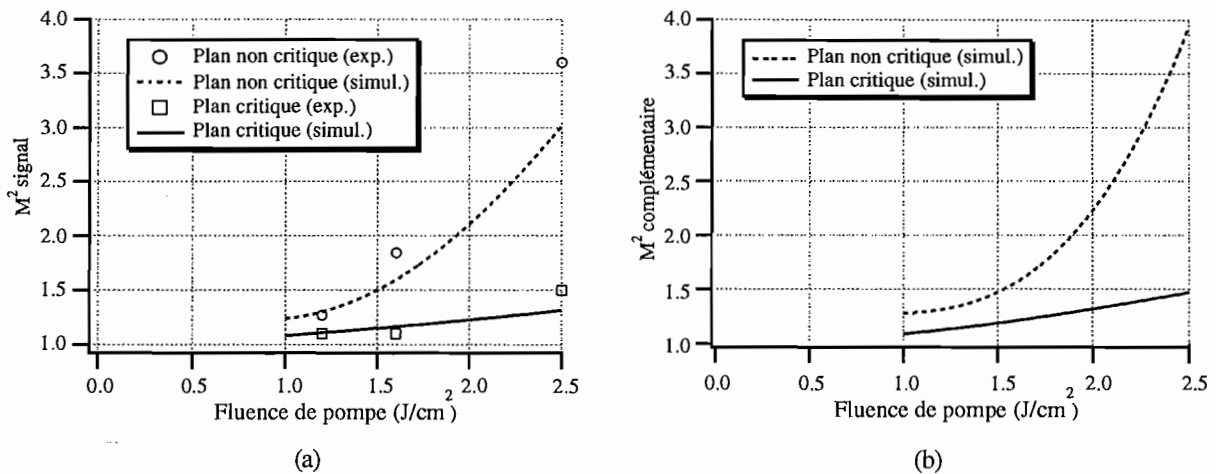


Figure 14 Évolution des facteurs de qualité M^2 des faisceaux signal (a) et complémentaire (b) dans les plans critique et non critique en fonction de la fluence de pompe.

¹⁰⁵ Nous rappelons que la luminance L d'une impulsion est définie comme $L = \frac{E}{\lambda^2 M_x^2 M_y^2 \tau}$, où E est l'énergie de

l'impulsion, τ sa durée, λ sa longueur d'onde et M_x^2 , M_y^2 sont les facteurs de qualité de faisceau dans les plans critique et non critique. La luminance traduit la concentration spatiale et temporelle de l'énergie de l'impulsion. Pour une impulsion de puissance crête donnée (E et τ donnés), la luminance est d'autant plus grande que le faisceau est de bonne qualité, c'est à dire que les facteurs de qualité M^2 ont des valeurs proches de 1.

1.2.4 Profils temporels

Les figures 15 et 16 comparent les profils temporels théoriques et expérimentaux, intégrés spatialement, des impulsions à la sortie de l'OPO pour les énergies de pompe de 7,4 et 11,6 mJ. Les impulsions signal et complémentaire ont un profil temporel lisse qui présente un seul pic. Elles sont créées d'autant plus tôt que l'énergie de pompe est élevée. Le profil temporel des impulsions de pompe présente un pic secondaire qui indique la présence de recombinaison du signal et du complémentaire en pompe. Ce pic est d'autant plus important que l'énergie de pompe est élevée.

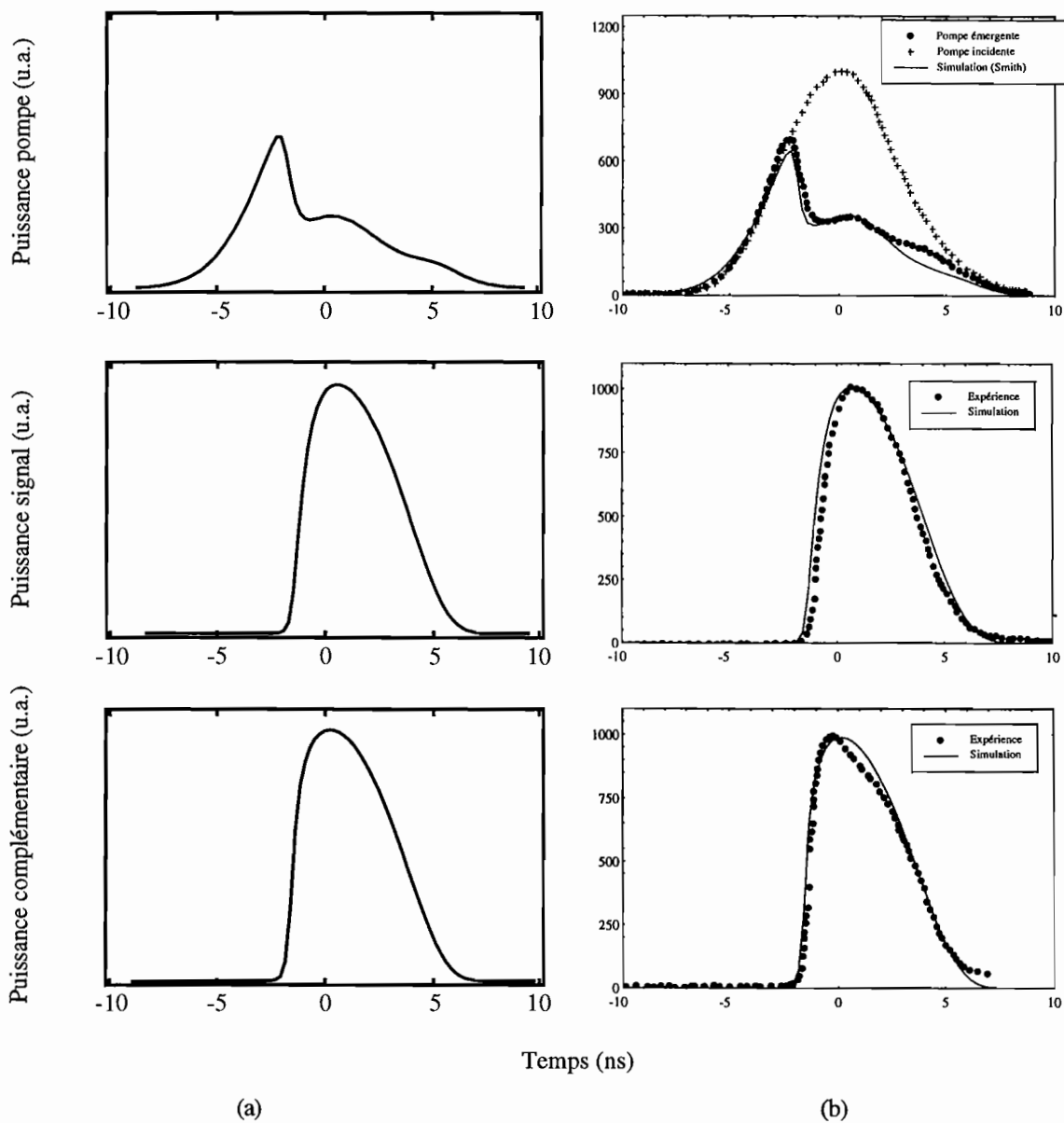


Figure 15 Évolutions temporelles de la puissance des impulsions à la sortie de l'OPO pompé avec 7,4 mJ soit 2,3 fois au-dessus de son seuil d'oscillation :

- (a) nos simulations,
- (b) résultats expérimentaux et théoriques de Smith [7].

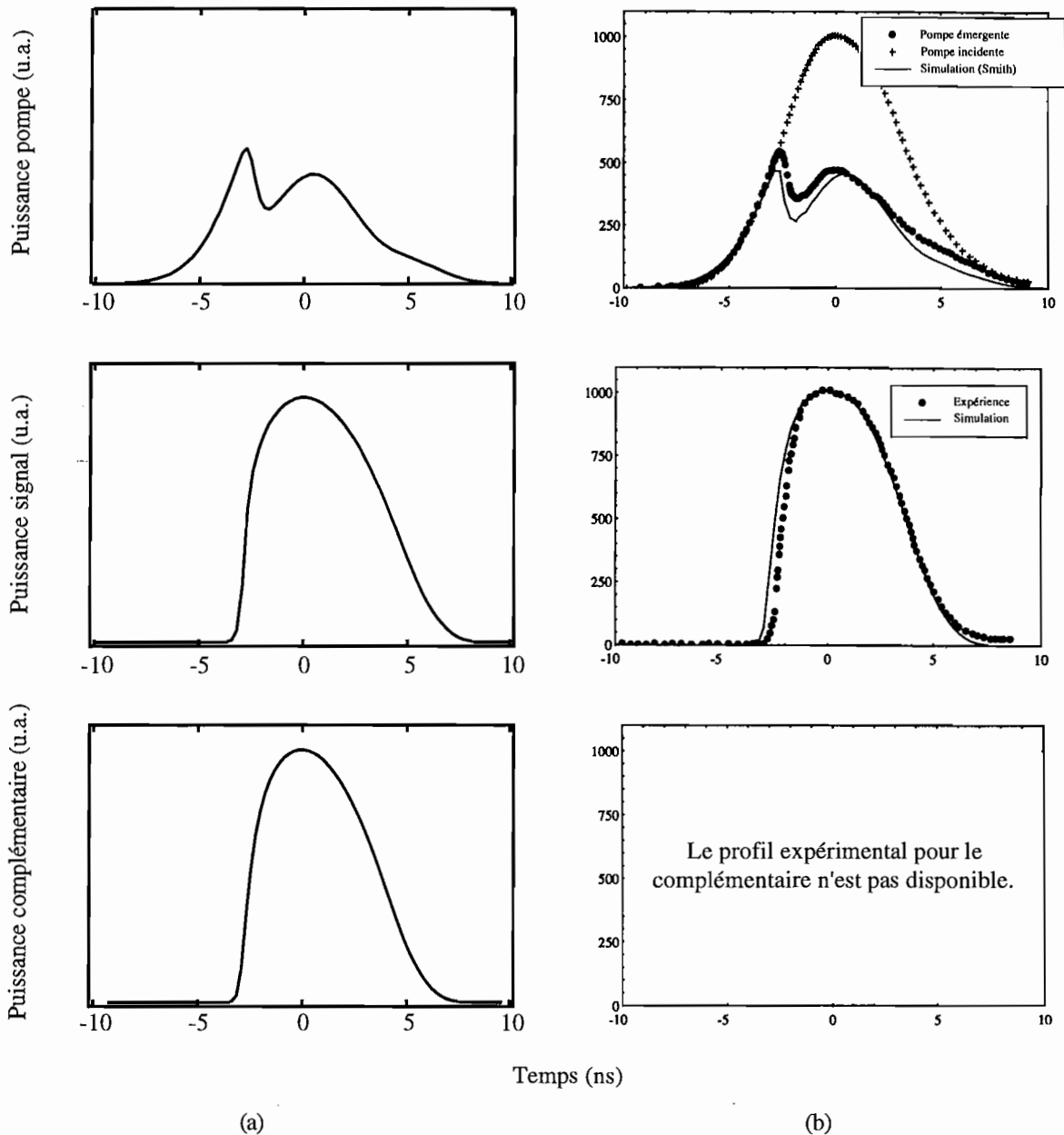


Figure 16 Évolutions temporelles de la puissance des impulsions à la sortie de l'OPO pompé avec $11,6 \text{ mJ}$ soit 3,5 fois au-dessus de son seuil d'oscillation :

- (a) nos simulations,
- (b) résultats expérimentaux et théoriques de Smith [7].

Ces profils temporels, intégrés spatialement, sont la somme des profils temporels résolus spatialement représentant les évolutions temporelles des intensités en tout point du plan transverse. Les figures 17.1, 17.2 et 17.3 représentent l'évolution temporelle des intensités pompe, signal et complémentaire en trois points différents du plan transverse. Il est clair que les intensités évoluent différemment selon le point considéré dans le plan transverse. Ce résultat

n'est pas surprenant puisque l'onde de pompe incidente a une distribution transverse d'intensité non uniforme (profil spatial gaussien).

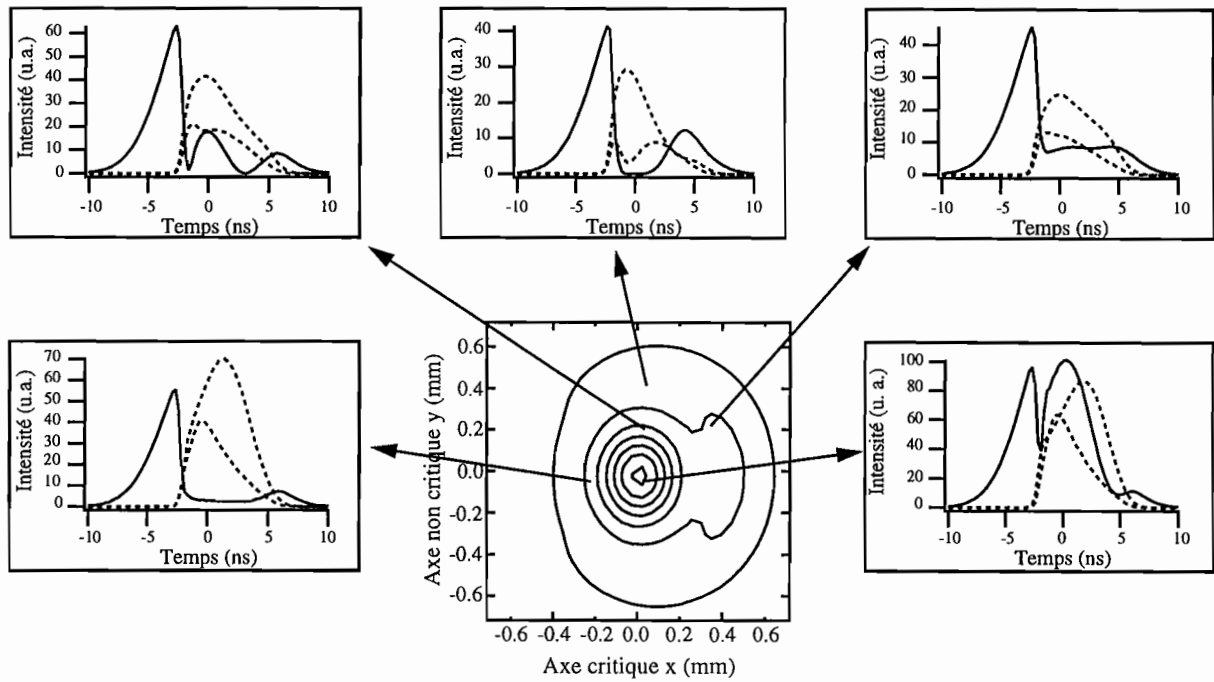


Figure 17.1 Simulation des profils temporels résolus spatialement des impulsions de pompe en différents points du plan transverse. Les profils en pointillés correspondent aux impulsions signal et complémentaire. L'énergie des impulsions de pompe est de 7,4 mJ.

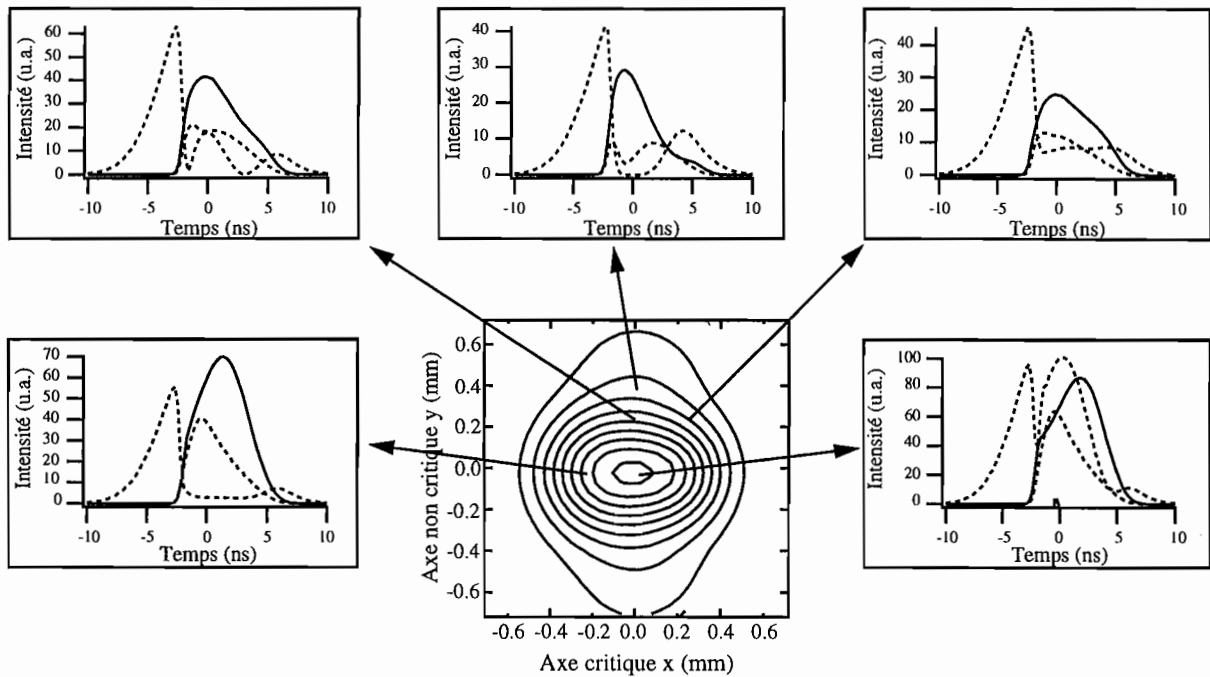


Figure 17.2 Simulation des profils temporels résolus spatialement des impulsions signal en différents points du plan transverse. Les profils en pointillés correspondent aux impulsions signal et complémentaire. L'énergie des impulsions de pompe est de 7,4 mJ.

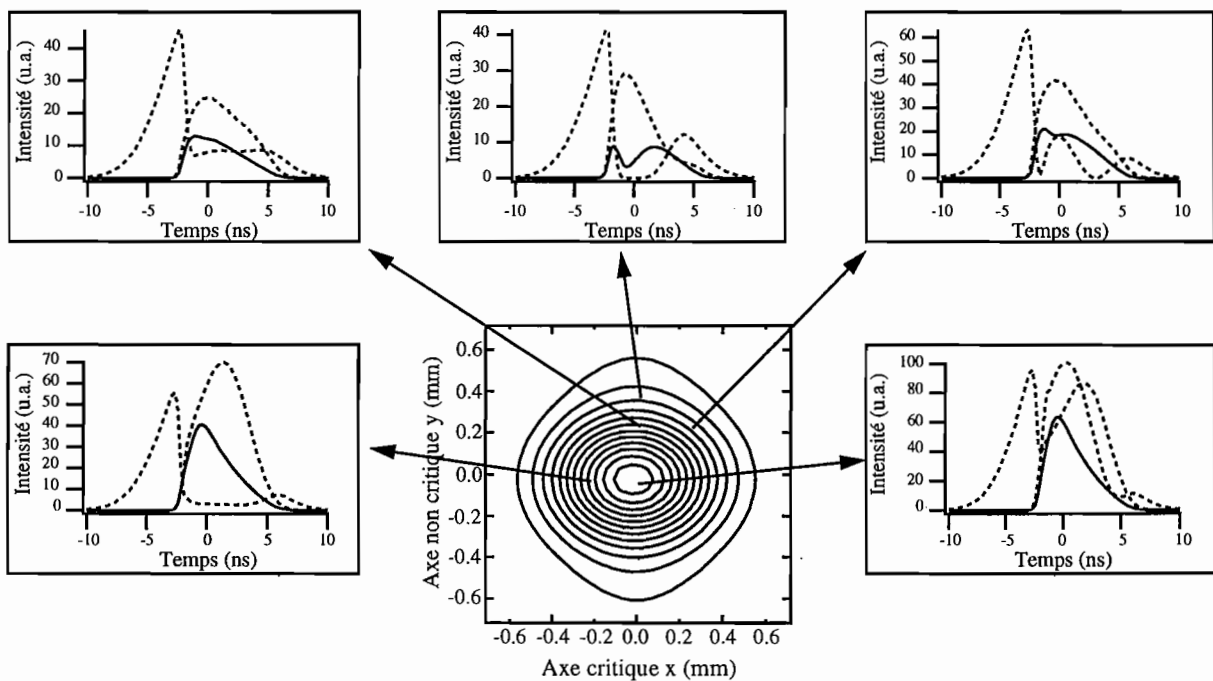


Figure 17.3 Simulation des profils temporels résolus spatialement des impulsions complémentaire en différents points du plan transverse. Les profils en pointillés correspondent aux impulsions signal et complémentaire. L'énergie des impulsions de pompe est de 7,4 mJ.

1.2.5 Spectres

Les figures 18, 19 et 20 représentent les spectres du signal, du complémentaire et de la pompe à la sortie de l'OPO, pour les énergies de pompe de 7,4 mJ et 11,6 mJ. Nos simulations peuvent être comparées aux résultats expérimentaux et théoriques de Smith [7].

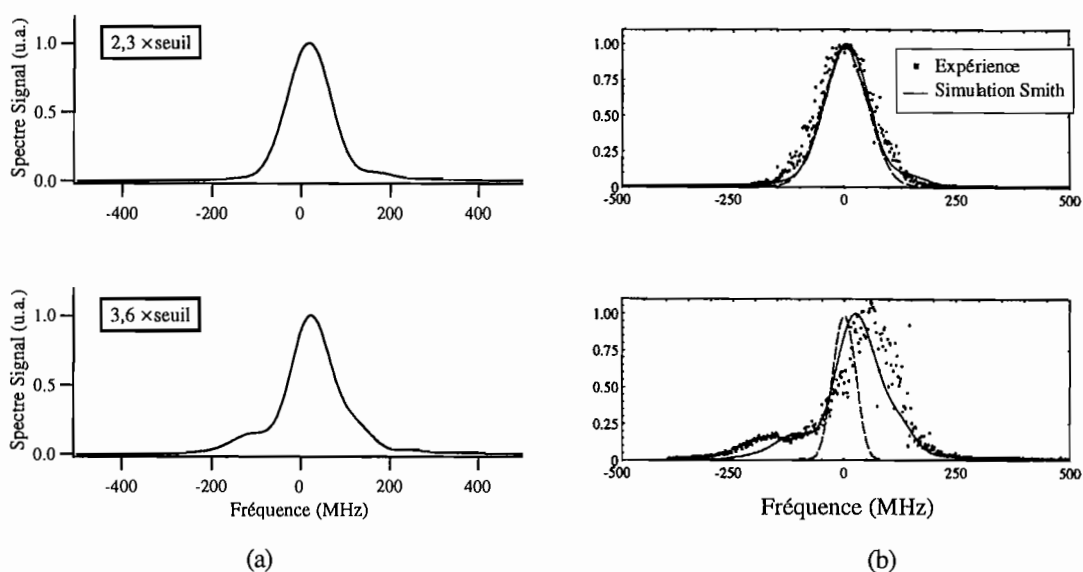


Figure 18 Spectres expérimentaux et théoriques du signal de l'OPO pompé avec 7,4 mJ ($2,3 \times \text{seuil}$) et 11,6 mJ ($3,6 \times \text{seuil}$) :

(a) nos simulations,

(b) résultats expérimentaux et théoriques de Smith [7].

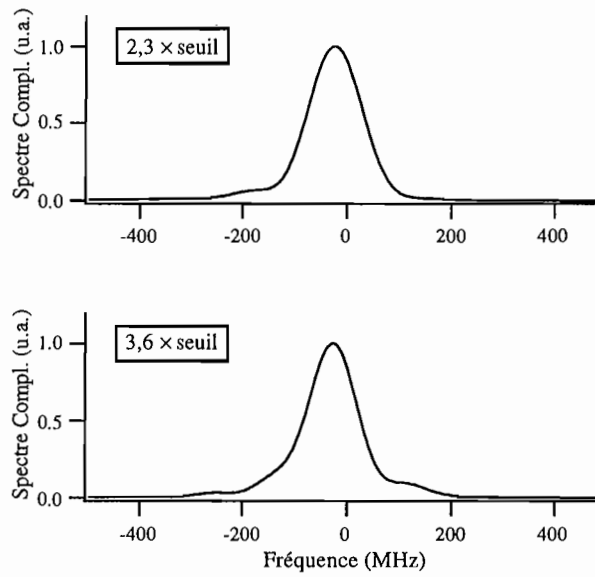


Figure 19 Simulations de spectres du complémentaire. L'OPO est pompé avec 7,4 mJ ($2,3 \times$ seuil) et 11,6 mJ ($3,6 \times$ seuil). Les spectres expérimentaux ne sont pas disponibles.

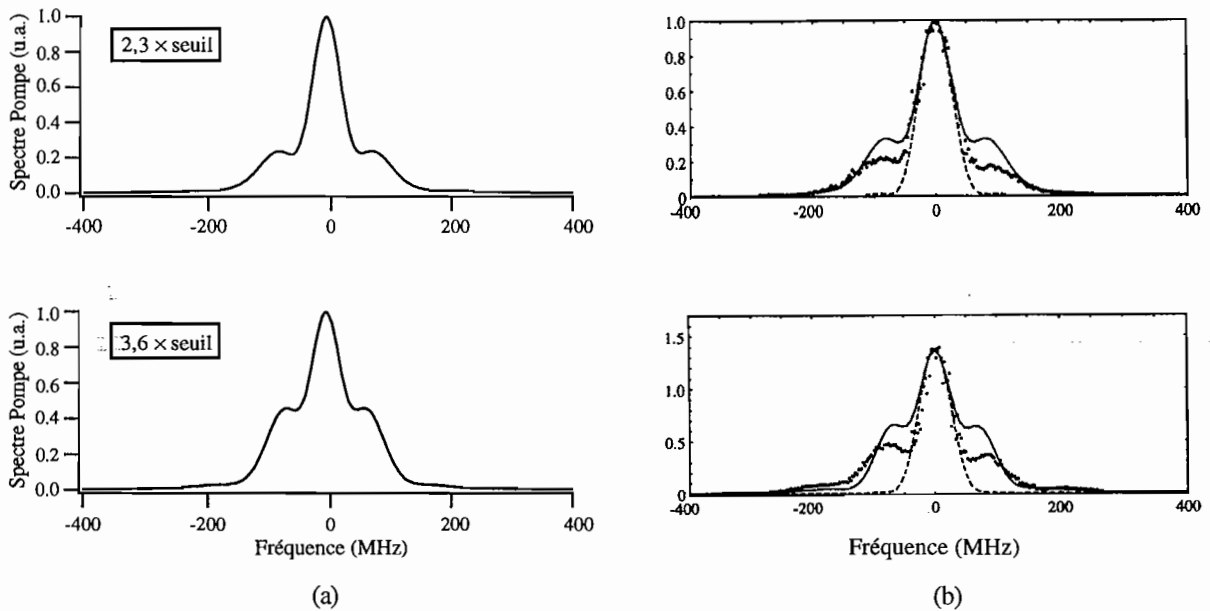


Figure 20 Spectres expérimentaux et théoriques de la pompe à la sortie de l'OPO pompé avec 7,4 mJ ($2,3 \times$ seuil) et 11,6 mJ ($3,6 \times$ seuil) :

- (a) nos simulations,
- (b) résultats expérimentaux et théoriques de Smith [7].

Résultats théoriques :

Avec 7,4 mJ de pompe, le spectre du signal a une largeur à mi-hauteur de 120 MHz. Il est assez semblable à la transformée de Fourier du profil temporel de puissance de l'impulsion signal dont la largeur à mi-hauteur est de 115 MHz : le signal est quasiment « limité par la transformée de Fourier ». Avec une énergie de pompe plus élevée, le spectre du signal s'écarte sensiblement de cette limite. Avec 11,6 mJ de pompe, il est légèrement décalé de + 22 MHz et il présente un pic secondaire naissant du côté des basses fréquences. Ce décalage provient d'un déphasage $\delta\phi(x, y)$ de l'onde à chaque aller et retour dans la cavité ¹⁰⁶ qui se traduit par une dérive de fréquence $\Delta\nu = \delta\phi/\Delta\tau$, où $\Delta\tau$ est le temps d'aller et retour de l'onde dans la cavité [16].

Les spectres du complémentaire sont quasiment symétriques aux spectres du signal par rapport à la fréquence centrale nulle. Ce phénomène résulte de la relation de fréquence entre les trois ondes imposée par la loi de conservation de l'énergie : $\omega_p = \omega_s + \omega_c$. Le spectre de la pompe demeurant centré sur la fréquence nulle, on a la relation $\Delta\omega_s = -\Delta\omega_c$.

Les spectres de la pompe diffèrent plus nettement de la limite de transformée de Fourier. Contrairement aux spectres du signal et du complémentaire, ils sont symétriques par rapport à la fréquence centrale nulle.

Les formes perturbées des spectres ne doivent pas surprendre, car ces spectres sont la somme des spectres obtenus, en chaque point du plan transverse, à partir de la transformée de Fourier de l'amplitude complexe de l'onde (spectres résolus spatialement). Or l'amplitude et la phase des ondes ont, en tout point du plan transverse, des évolutions temporelles différentes. Les spectres résolus spatialement ont des profils et des positions qui diffèrent. La somme de ces spectres donne un spectre global qui peut se décaler et présenter une structure perturbée. Le décalage du spectre du signal provient d'un glissement temporel global de la phase du signal. Le décalage du spectre du complémentaire dans le sens opposé est dû à la relation de fréquence entre les ondes. Nous verrons que ces phénomènes de décalages sont beaucoup plus importants lorsque l'accord de phase n'est pas réalisé.

¹⁰⁶ Ce déphasage provient du couplage des trois ondes en présence des phénomènes de diffraction et de double réfraction (voir partie I, chapitre III, paragraphe 2.2).

Résultats expérimentaux :

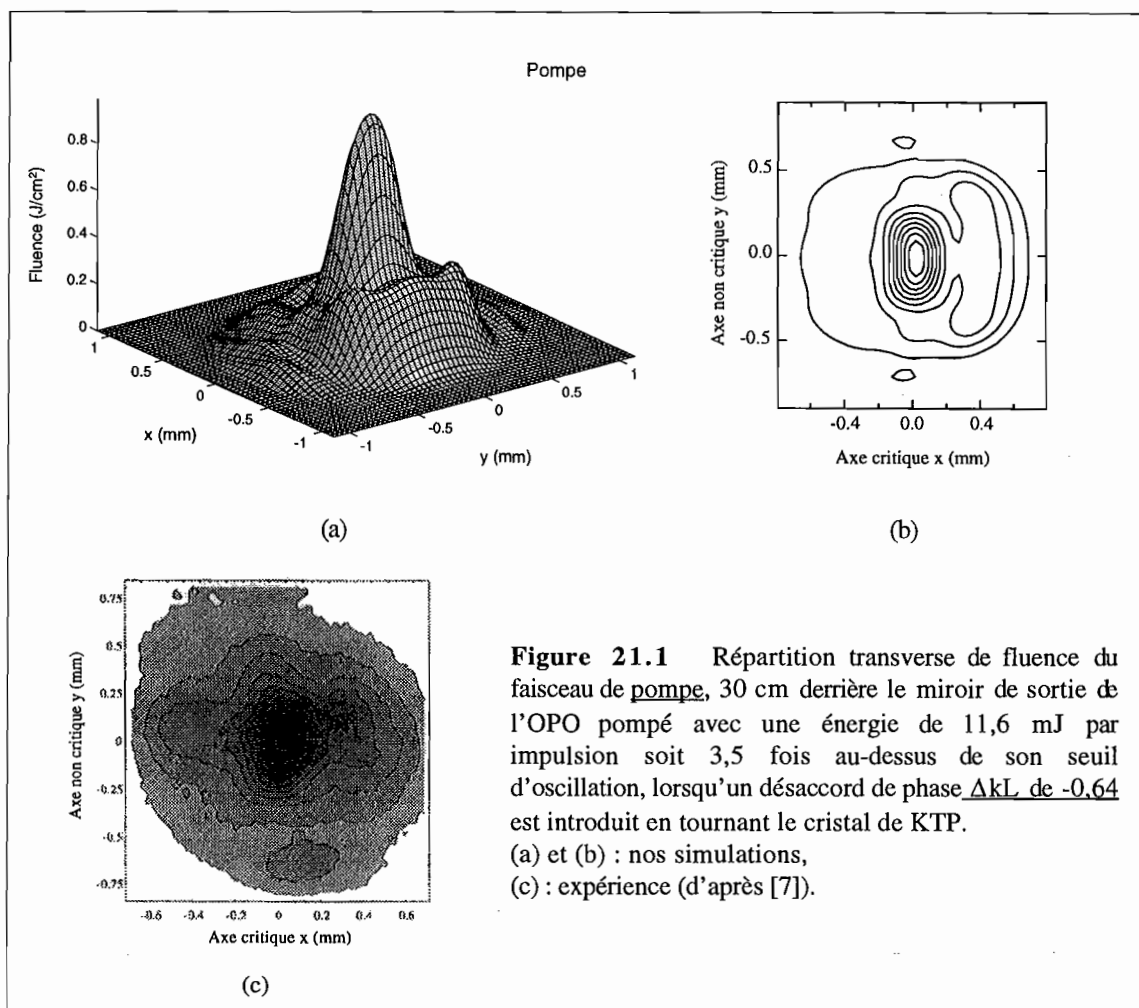
Les résultats théoriques sont en assez bon accord avec les résultats expérimentaux disponibles. Avec l'énergie de pompe de 7,4 mJ (fluence de 1,6 J/cm²), la largeur spectrale expérimentale à mi-hauteur des impulsions signal est de 127 MHz (contre 120 MHz dans la simulation). Avec l'énergie de pompe de 11,6 mJ (fluence de 2,5 J/cm²), elle est de 125 MHz (contre 119 MHz dans la simulation). Le décalage en fréquence mesuré est de +60 MHz ce qui est beaucoup plus que le décalage théorique de +22 MHz. Ce désaccord pourrait être expliqué par la manifestation d'effets physiques qui ne sont pas pris en compte dans le code tels que celui dû à l'indice non linéaire ou en raison d'un retour parasite du complémentaire. Enfin, si le cristal n'est parfaitement bien orienté, il en résulte un désaccord de phase moyen non nul qui entraîne une dérive des spectres (voir paragraphe suivant). Le modèle prévoit assez bien la dissymétrie des spectres et la présence de pics naissants.

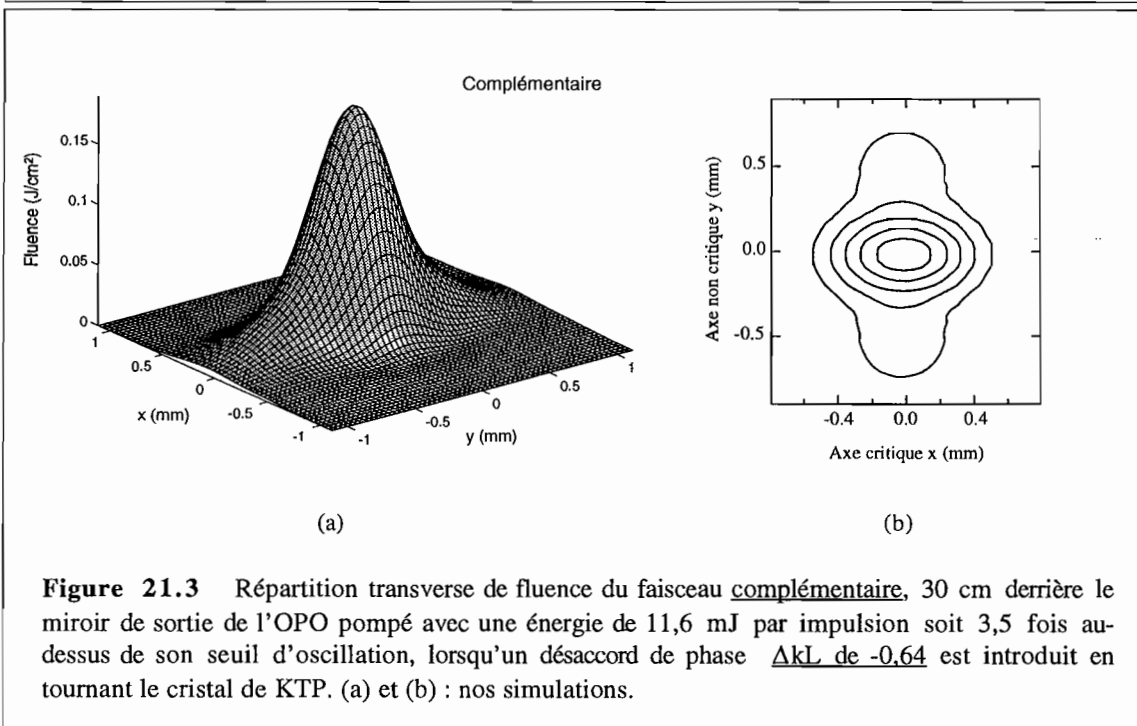
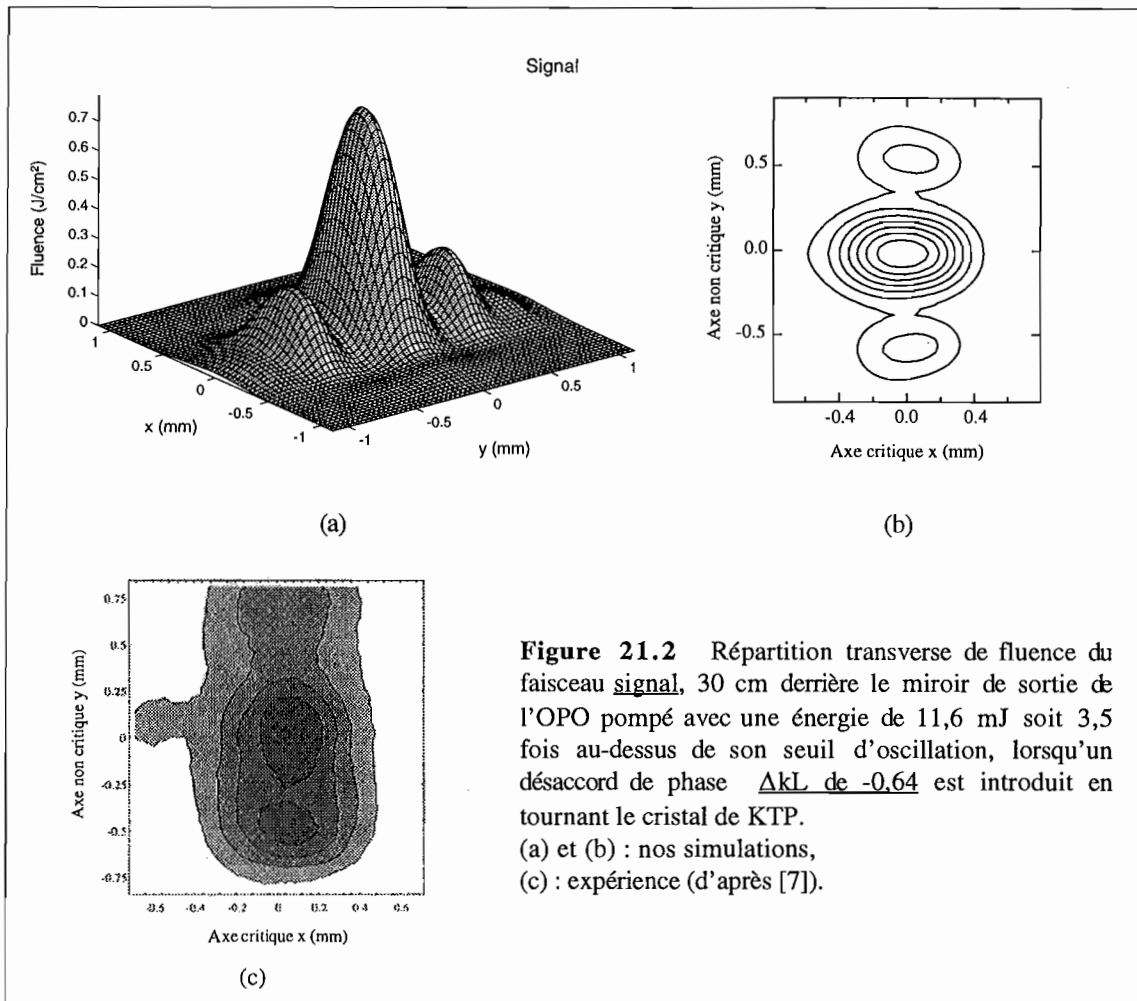
1.2.6 Effets du désaccord de phase

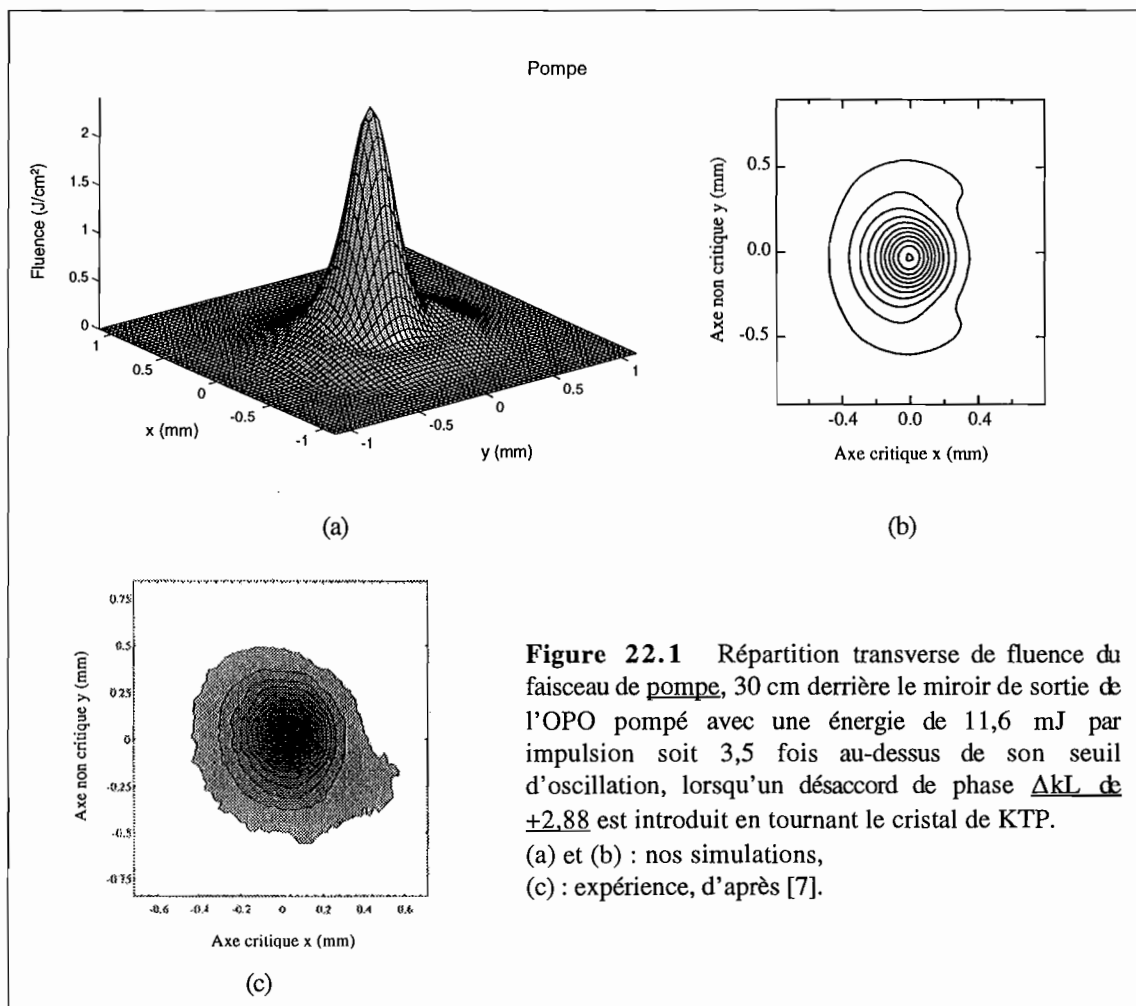
Jusqu'à présent, l'accord de phase était réalisé ($\Delta k = 0$)¹⁰⁷. Regardons les effets d'un léger désaccord de phase qui peut être obtenu expérimentalement en tournant le cristal. Les figures 21.1, 21.2 et 21.3 représentent les profils spatiaux des faisceaux pompe, signal et complémentaire avec une énergie de pompe de 11,6 mJ, lorsqu'on introduit un désaccord de phase négatif de $\Delta kL = -0,64$, tandis que les figures 22.1, 22.2 et 22.3 correspondent à un désaccord de phase positif de $\Delta kL = +2,88$ (L est la longueur du cristal, égale à 10 mm). Dans les deux cas, les faisceaux sont déformés. Globalement, le faisceau pompe subit une focalisation lorsque le désaccord de phase est positif et une défocalisation lorsqu'il est négatif, comme on peut le remarquer en comparant les figures 21.1.a et 22.1.a. Dans le cas où $\Delta kL = +2,88$, le faisceau de pompe à la sortie de l'OPO présente même un maximum de fluence plus élevé qu'en entrée bien que son énergie soit plus faible. La déformation des faisceaux provient d'une modification de la courbure des fronts d'onde parce que la phase des ondes évolue au cours de la propagation et que cette évolution, fonction de l'intensité de l'onde

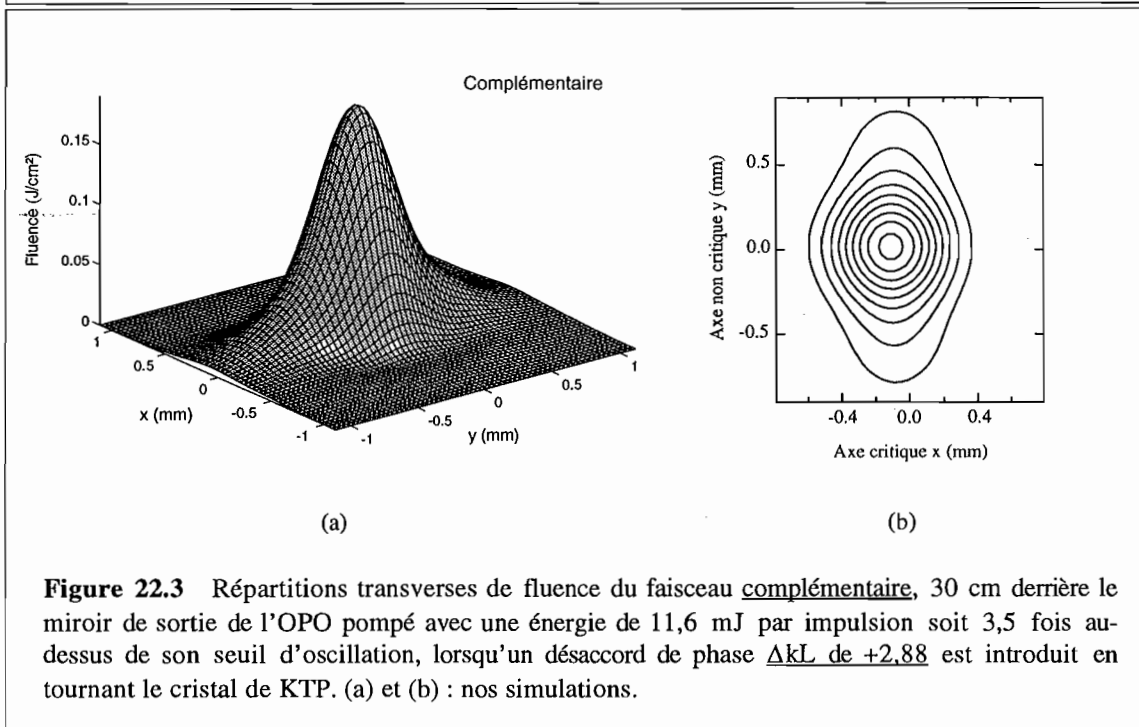
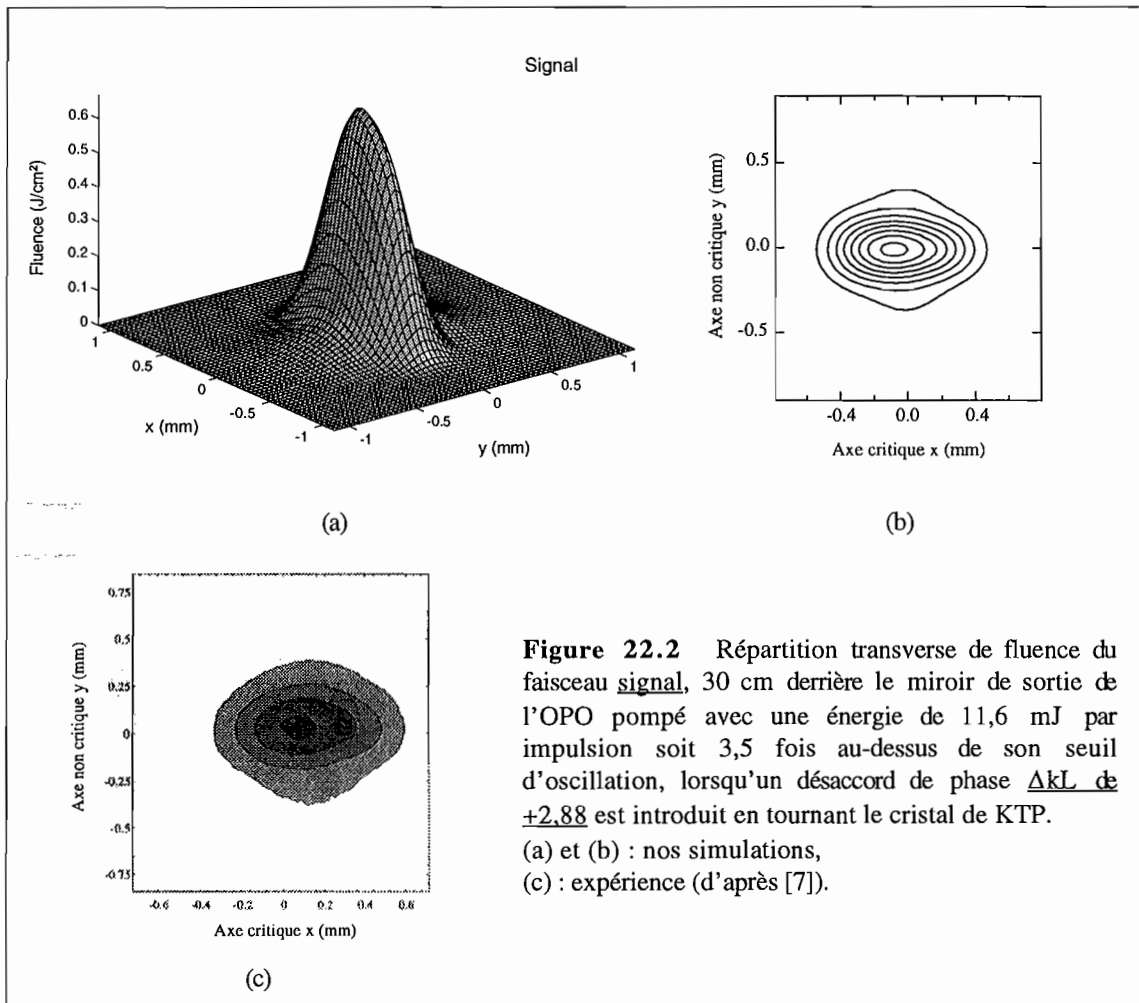
¹⁰⁷ En toute rigueur, l'accord de phase ne peut être réalisé en tout point du cristal que dans l'hypothèse d'ondes planes caractérisées par un unique vecteur d'onde. Dans la réalité, les ondes sont caractérisées par une distribution de vecteur d'ondes ayant des directions différentes (et aussi des normes différentes, car dans un milieu anisotrope la longueur d'onde, liée à la valeur des indices, dépend de la direction de propagation ; cet effet est toutefois négligé dans le modèle). Les phénomènes de double réfraction et de diffraction modifient la distribution des vecteurs d'ondes au cours de la propagation dans le cristal, de façon différente pour les trois ondes en interaction, ce qui entraîne localement des désaccords de phase.

lorsque $\Delta kL \neq 0$, est différente selon le point du plan transverse (voir partie I, chapitre III, paragraphe 2.1.2).









Un désaccord de phase a également un effet sur les spectres des impulsions. Il est responsable d'un glissement de la phase de l'onde résonnante à chaque passage dans le cristal non linéaire (voir partie I, chapitre III, paragraphe 2). Ce glissement entraîne un décalage du spectre [16]. Ainsi, l'onde signal amplifiée a un spectre temporel décalé par rapport à celui de l'onde signal injectée. La figure 23 montre le spectre du signal pour des valeurs négative, nulle et positive du désaccord de phase. Le décalage en fréquence est de signe opposé à celui du désaccord de phase. Ces décalages varient à peu près linéairement avec Δk et augmentent avec la fluence de pompe. En outre, les spectres ont tendance à s'élargir lorsque le désaccord de phase augmente. Les spectres du complémentaire se décalent en sens opposé (voir figure 24). Ce phénomène résulte de la relation de fréquence entre les trois ondes, imposée par la loi de conservation de l'énergie qui implique : $\omega_p = \omega_s + \omega_c$. Les spectres de la pompe demeurant centrés sur la fréquence centrale nulle (voir figure 25), on a la relation $\Delta\omega_s = -\Delta\omega_c$.

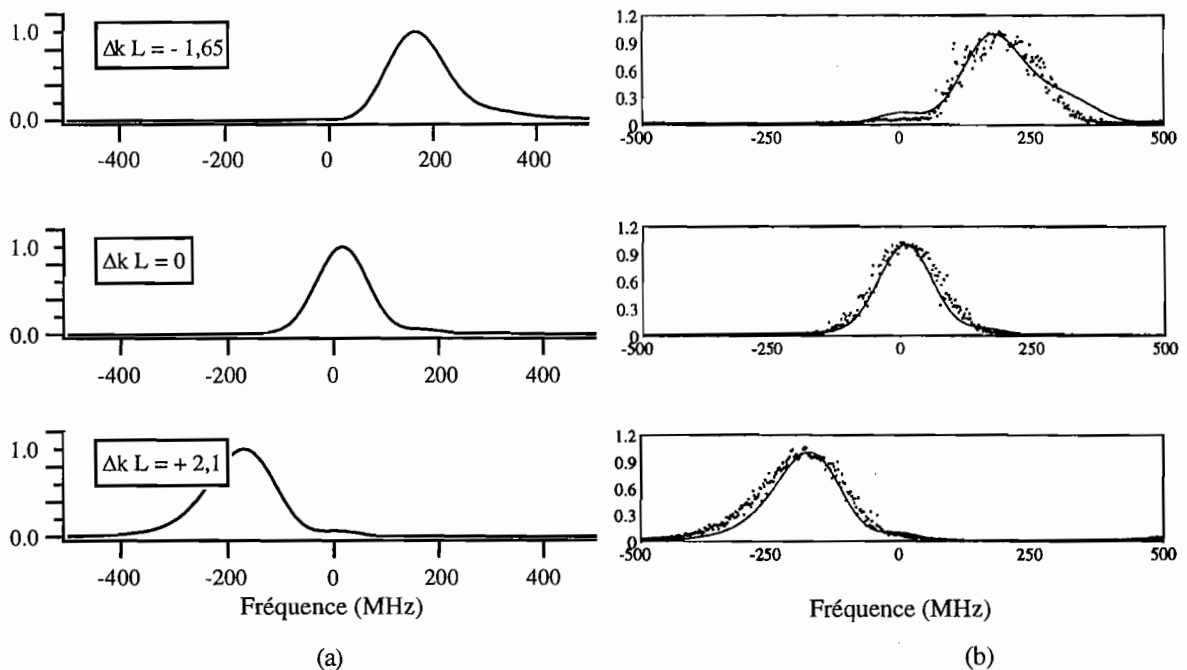


Figure 23 Spectres du signal pour différentes valeurs du désaccord de phase. L'OPO est pompé avec 7,4 mJ.

(a) : nos simulations,

(b) : résultats expérimentaux et théoriques, d'après [7].

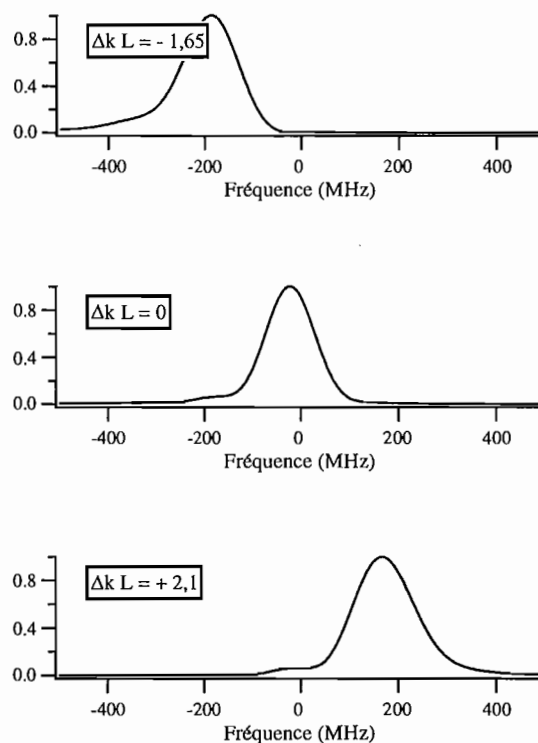


Figure 24 Simulation des spectres du complémentaire pour différentes valeurs du désaccord de phase. L'OPO est pompé avec 7,4 mJ.

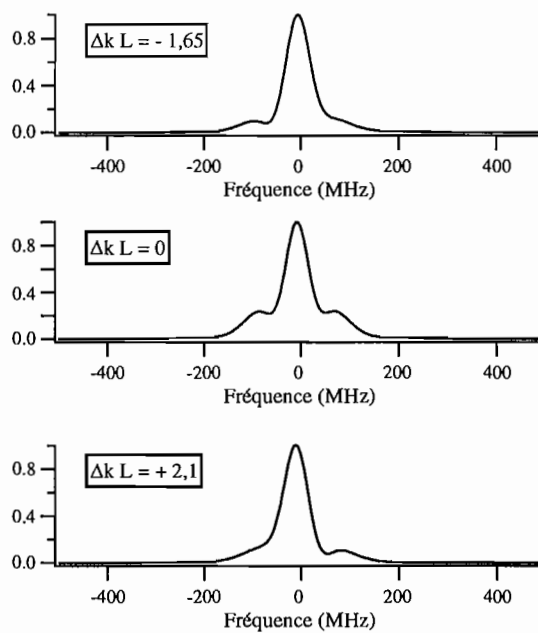


Figure 25 Simulation des spectres de la pompe à la sortie de l'OPO pour différentes valeurs du désaccord de phase. L'OPO est pompé avec 7,4 mJ.

Les décalages en fréquence des spectres sont comparables à la largeur des spectres eux-mêmes. Ces phénomènes peuvent être gênants pour des applications de spectroscopie à haute résolution.

1.3 Conclusion

Nous avons simulé le fonctionnement d'un OPO satisfaisant rigoureusement aux hypothèses du modèle. La concordance avec les résultats expérimentaux disponibles dans la référence [7] est en général très bonne. Nous avons pu tirer des conclusions générales sur le fonctionnement de ce type d'OPO, qui confirment les résultats de l'analyse théorique développée au chapitre III de la partie I. Le phénomène de reconversion du signal et du complémentaire en pompe, qui augmente avec l'énergie de pompe, affecte l'ensemble des performances de l'OPO. Il limite les rendements de conversion, dégrade la qualité des faisceaux et perturbe les spectres. D'autre part, un désaccord de phase entraîne une déformation des faisceaux et un décalage des spectres. Enfin, le phénomène de double réfraction est responsable d'une dissymétrie des faisceaux. Il limite le gain pour les vecteurs d'onde « hors axe » dans le plan critique, ce qui empêche le faisceau de s'étaler. En conséquence, la qualité des faisceaux est meilleure dans le plan critique que dans le plan non critique.

Le code ayant été validé avec cette expérience, examinons maintenant ses prédictions par rapport à des OPO qui ne satisfont plus rigoureusement à ses hypothèses.

2. SIMULATIONS D'OPO NE VÉRIFIANT PAS LES HYPOTHÈSES DU MODÈLE

Nous avons cherché à simuler le fonctionnement d'OPO ne satisfaisant plus aux hypothèses du code afin de juger des limites de celui-ci. De tels OPO sont essentiellement les OPO non injectés.

2.1 Difficulté de simulation des OPO non injectés

L'oscillation des OPO non injectés est déclenchée par le champ électrique des fluctuations du vide. L'amplitude et la phase de ce champ fluctuent dans le temps et dans l'espace. D'après la théorie de l'électromagnétisme quantique [17], l'amplitude complexe du champ électrique $E(r)$, à

la fréquence ω dans l'état du vide $|0\rangle$, varie selon une distribution aléatoire gaussienne avec des conditions aux limites pour la moyenne et la variance imposées par les relations de commutation fondamentales du champ électromagnétique :

$$\langle 0|E(\mathbf{r})|0\rangle = 0, \quad (18.a)$$

$$\langle 0|[E(\mathbf{r})]^2|0\rangle = \frac{\hbar \omega}{2 \epsilon_0 L^3}, \quad (18.b)$$

où L^3 est le volume de quantification, \hbar la constante de Planck et ϵ_0 la permittivité du vide. Ces fluctuations du vide peuvent fournir toutes les fréquences ω susceptibles d'être amplifiées dans l'OPO. En régime nanoseconde, le fonctionnement des OPO demeure transitoire et le couple de fréquences signal et complémentaire qui minimise le désaccord de phase ¹⁰⁸ n'a pas le temps de prédominer totalement. Les OPO non injectés ont donc généralement des spectres multimodes même lorsque les impulsions de pompe sont monomodes longitudinales. Un code prenant en compte la structure multimode des ondes signal et complémentaire a été réalisé récemment [18]. Dans ce code, les équations du mélange paramétrique sont résolues numériquement en considérant N modes signal et N modes complémentaire couplés avec le mode de pompe supposé unique. Les fluctuations du vide, qui permettent le déclenchement de l'oscillation de ces modes, sont simulées à l'aide d'un générateur de nombre aléatoire [19]. Ce code, qui ne tient pas compte des effets transverses de diffraction et de double réfraction, est toutefois limité au cas d'ondes planes, ce qui est souvent difficilement acceptable. Cette prise en compte de l'aspect multimode longitudinal pourrait être faite dans notre code mais elle conduirait à une augmentation importante des temps de calculs. Ceux-ci étant déjà longs, nous nous sommes restreints à l'hypothèse d'ondes monomodes longitudinales. Notre code n'est donc pas supposé décrire rigoureusement le fonctionnement des OPO non injectés. Afin de simuler ce type d'OPO, nous proposons d'assimiler le bruit de fluctuation du vide à une injection de l'OPO avec une intensité continue, uniforme et extrêmement faible à la fréquence du signal, supposée unique. La théorie des fluctuations du vide donne un ordre de grandeur de l'intensité à injecter [17].

¹⁰⁸ Plus le désaccord de phase est faible, plus le gain paramétrique est élevé (voir partie I, chapitre III, paragraphe 2).

2.2 Simulation d'un OPO non injecté, en pompage monomode longitudinal

Un OPO nanoseconde non injecté a été développé au CEA Saclay lors de la thèse de Bertrand Baillon [20] qui s'est déroulée en même temps que la mienne. Nous avons suivi le développement de cet OPO et nous avons participé à la mesure de ses principales performances. Nous avons ainsi pu comparer les performances de cet OPO aux prévisions théoriques données par notre code de simulation.

2.2.1 Description de l'expérience

L'OPO réalisé au CEA est représenté schématiquement sur la figure 26.

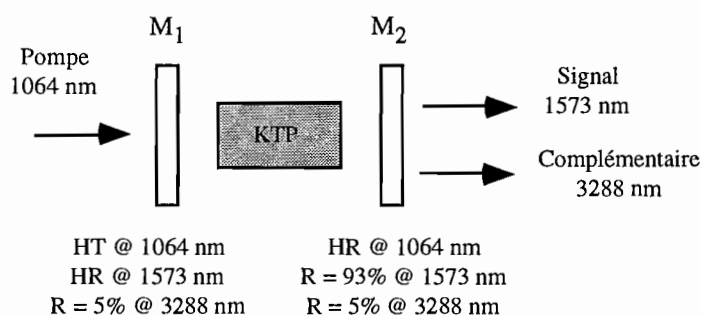


Figure 26 Représentation schématique de l'OPO réalisé au CEA.

L'OPO est constitué d'une cavité linéaire à miroirs plans, de longueur géométrique égale à 55 mm. Le miroir d'entrée (M_1) est traité haute réflexion pour le signal et haute transmission pour la pompe. Le miroir de sortie (M_2) est traité haute réflexion pour la pompe afin de la renvoyer pour un deuxième passage dans le cristal en sens inverse. Il réfléchit 93% du signal. L'onde complémentaire ne résonne quasiment pas. L'OPO est pompé par un laser Nd:YAG émettant des impulsions monomodes longitudinales de longueur d'onde égale à 1064 nm, à la cadence de 1 kHz. Le profil transverse des impulsions de pompe est gaussien. Leur profil temporel est également gaussien avec une largeur à mi-hauteur de 20 ± 1 ns. Au centre de la cavité est placé un cristal de KTP de 20 mm, non traité, utilisé en configuration d'accord de phase non critique en angle ($\theta = 90^\circ$, $\phi = 0$). Dans cette configuration, les faisceaux pompe,

signal et complémentaire ont même direction ¹⁰⁹ et peuvent ainsi interagir sur toute la longueur du cristal avec un coefficient non linéaire effectif maximal. Avec une longueur d'onde de pompe de 1064 nm, la longueur d'onde du signal est de 1573 nm et celle du complémentaire de 3288 nm. L'absorption du KTP aux longueurs d'onde pompe et signal est faible mais elle est importante à la longueur d'onde du complémentaire (environ 0,30 cm⁻¹ en amplitude).

Cet OPO n'est pas injecté. Son oscillation est déclenchée par le champ électrique des fluctuations du vide. Afin de simuler cet OPO, nous avons assimilé le bruit de fluctuation du vide à une injection avec une intensité continue et uniforme extrêmement faible à la fréquence du signal, supposée unique. Nous avons ajusté ce niveau d'injection pour que les résultats des simulations s'approchent au mieux des résultats expérimentaux. Nous verrons que l'intensité injectée pour déclencher l'oscillation de l'OPO est de l'ordre de 0,1 mW/cm². Ce niveau d'injection n'est pas aberrant par rapport aux intensités mises en jeu dans les fluctuations du vide (voir annexe 8).

Parmi les divers paramètres de la simulation, seul le niveau d'injection a été ajusté. Les autres paramètres ont été mesurés ou calculés. La valeur du coefficient non linéaire effectif est prise égale à $d_{\text{eff}} = d_{32} = 2,6 \text{ pm/V}$ d'après les données de la référence [21]. Les valeurs des paramètres utilisés sont rassemblées dans le tableau 3.

Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
Longueur du cristal	20 mm	Longueurs d'ondes :	
d_{eff}	2,6 pm/V	λ_{signal}	1573 nm
Indices du cristal :		λ_{pompe}	1064 nm
n_{signal}	1,736	$\lambda_{\text{complémentaire}}$	3288 nm
n_{pompe}	1,748	Réflexions des miroirs :	
$n_{\text{complémentaire}}$	1,772	R1 _{signal}	99%
Absorptions dans cristal :		R1 _{pompe}	1%
α_{signal}	0,01 cm-1	R1 _{complémentaire}	5%
α_{pompe}	0,02 cm-1	R2 _{signal}	93%
$\alpha_{\text{complémentaire}}$	0,30 cm-1	R2 _{pompe}	99%
Angles de double réfraction :		R2 _{complémentaire}	5%
ρ_{signal}	0	Longueur de la cavité	55 mm
$\rho_{\text{complémentaire}}$	0	Taille des faisceaux :	
ρ_{pompe}	0	Waist pompe x	0,825 mm
Intensité injectée	0,1 mW/cm ²	Waist pompe y	0,825 mm
Durée pompe (FWHM)	20 ns		

Tableau 3 Valeurs des paramètres utilisés dans la simulation de l'OPO réalisé au CEA.

¹⁰⁹ Les angles de double réfraction des trois ondes sont nuls.

2.2.2 Confrontation simulation/expérience

Énergies

Nous avons mesuré l'énergie des impulsions signal produites par l'OPO en fonction de l'énergie des impulsions de pompe. On peut comparer sur la figure 27 les mesures aux prévisions théoriques données par le code de simulation, avec différentes intensités injectées pour déclencher l'oscillation de l'OPO.

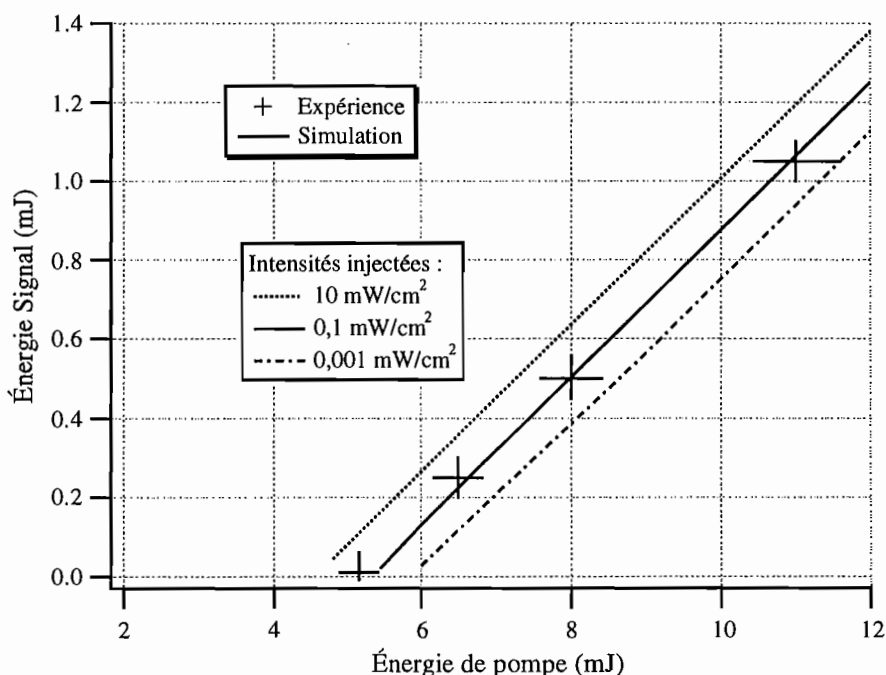


Figure 27 Énergies des impulsions signal en fonction de l'énergie des impulsions de pompe. Dans la simulation, l'OPO a été injecté avec une intensité continue et uniforme. La valeur de cette intensité influe sur le seuil d'oscillation de l'OPO.

En raison d'un fonctionnement assez instable du laser de pompe¹¹⁰ et surtout de l'OPO, la mesure de l'énergie des impulsions est assez imprécise. Nous estimons une incertitude relative d'environ $\pm 5\%$ sur la mesure de l'énergie de pompe. L'incertitude absolue sur la mesure de l'énergie du signal est d'environ $\pm 0,05$ mJ. Le seuil d'oscillation de l'OPO est atteint avec environ 5 mJ de pompe ce qui correspond à une fluence de $0,42$ J/cm² et une intensité crête de 22 MW/cm². Avec 11 mJ de pompe, l'énergie du signal est d'environ 1,0 mJ. Le rendement énergétique pour le signal est alors de 9%.

¹¹⁰ Le laser de pompe (*Quantel*) est d'une technologie délicate. Il est en effet pompé par des flashes fonctionnant à 1 kHz, dont la durée de vie est courte. Il présente une instabilité énergétique

En ajustant la valeur de l'intensité continue injectée pour déclencher l'oscillation de l'OPO, nous avons obtenu une bonne concordance entre la simulation et l'expérience. L'intensité injectée ayant conduit à la meilleur concordance est égale à environ $0,1 \text{ mW/cm}^2$. Cette valeur n'est pas aberrante par rapport aux ordres de grandeurs que l'on peut estimer à partir de la théorie des fluctuations du vide (voir annexe 8). Cette intensité continue et uniforme est 2×10^{12} fois plus faible que l'intensité crête de pompe correspondant au seuil de l'OPO. Il est intéressant de remarquer que l'intensité d'injection influe sur le seuil de l'OPO mais quasiment pas sur la pente d'efficacité. Son influence sur le seuil de l'OPO est toutefois assez faible. Dans les conditions de la simulation, le seuil diminue (augmente) d'environ 10% lorsque l'intensité injectée est multipliée (divisée) par un facteur 100. Par conséquent, l'ajustement de l'intensité injectée, tant que celle-ci reste très inférieure à l'intensité de pompe, ne permet de modifier que faiblement la valeur du seuil de l'OPO et ne permet donc pas d'obtenir n'importe quelle valeur de seuil. La concordance avec l'expérience, avec des niveaux d'injection très faibles, n'est donc pas fortuite. La pente d'efficacité, fonction des divers autres paramètres, concorde avec l'expérience. Rappelons qu'aucun paramètre autre que l'intensité d'injection n'a été ajusté pour la simulation.

Profils temporels

Nous avons enregistré le profil temporel des impulsions signal à la sortie de l'OPO ainsi que des impulsions de pompe avant et après leur traversée de l'OPO. Le dispositif expérimental réalisé pour ces mesures est représenté sur la figure 28.

On peut comparer sur la figure 29 les impulsions mesurées et calculées avec une énergie de pompe de 7 mJ. La concordance entre la simulation et l'expérience est bonne. La largeur temporelle à mi-hauteur des impulsions signal expérimentales est de $10 \pm 1 \text{ ns}$. Elle est de 9,5 ns dans la simulation. Il faut toutefois préciser que les impulsions signal et pompe émergente ont un profil temporel qui varie quelque peu d'une impulsion à l'autre. Nous avons considéré des impulsions expérimentales moyennes.

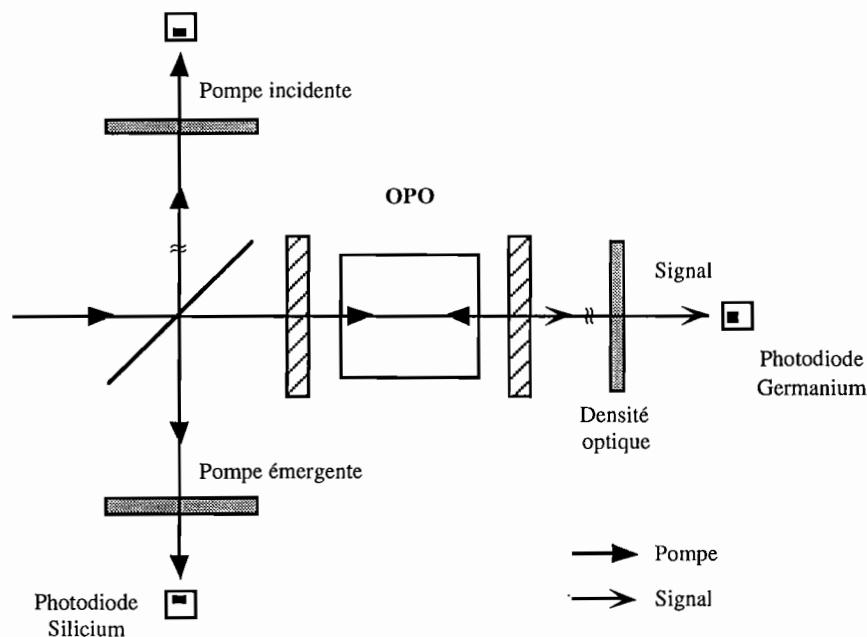


Figure 28 Dispositif expérimental pour l'enregistrement des profils temporels des impulsions pompe et signal. Les longueurs des différents chemins optiques et des câbles électriques ont été ajustées précisément pour la synchronisation des impulsions¹¹¹.

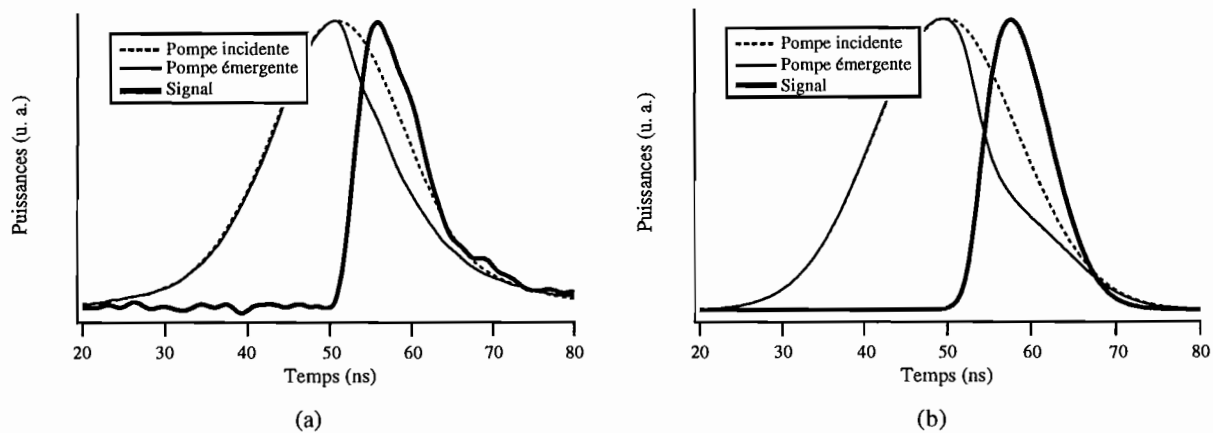


Figure 29 Profils temporels expérimentaux (a) et théoriques (b) des impulsions pompe et signal obtenus avec une énergie de pompe de 7 mJ.

¹¹¹ Un écart de chemin optique de 1 m entraîne un décalage des impulsions de 3,3 ns, et un écart de longueur de câble électrique de 1 m, un décalage des impulsions visualisées sur l'oscilloscope d'environ 5 ns. La durée des impulsions de pompe étant de 20 ns à mi-hauteur et celle des impulsions signal inférieure, on comprend que le moindre écart de longueur peut fausser l'observation sur l'oscilloscope des positions relatives des impulsions pompe et signal dans le temps.

Profils spatiaux

Nous avons enregistré des images du faisceau signal produit par l'OPO. Leur analyse donne des profils spatiaux bien représentés par une gaussienne. Le code de simulation prévoit également pour l'onde signal des faisceaux à peu près gaussiens.

Spectres

Le spectre des impulsions signal a été mesuré, à l'aide d'un spectromètre à réseau, pour une énergie de pompe de 7 mJ. Sa largeur à mi-hauteur est de $0,4 \pm 0,1$ nm. Ce spectre mesuré correspond en fait à l'enveloppe de plusieurs modes longitudinaux qui ne sont pas résolus. L'écart $\delta\lambda_s$ entre deux modes longitudinaux consécutifs est égal à

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_s^2}{2 L_{\text{cavit}}} = 0,018 \text{ nm}, \quad (19)$$

où L_{cavit} est la longueur optique de la cavité de l'OPO dans laquelle l'onde signal résonne. Le nombre de modes longitudinaux contenus dans le spectre mesuré est donc environ égal à 20. Bien que pompé par des impulsions monomodes longitudinales, l'OPO produit des impulsions qui ne sont pas monomodes.

La largeur spectrale des impulsions résulte de la largeur du gain paramétrique, liée au désaccord de phase que l'OPO peut tolérer. Plusieurs modes signal et complémentaire peuvent être amplifiés même si leurs longueurs d'onde ne permettent pas de satisfaire l'accord de phase.

Nous avons calculé, avec le code de simulation, l'énergie des impulsions signal produites par l'OPO en introduisant différentes valeurs de désaccord de phase Δk . La longueur d'onde de pompe étant constante, nous avons considéré que ces désaccords de phase proviennent d'écarts des longueurs d'onde signal et complémentaire par rapport aux valeurs qui permettent de satisfaire rigoureusement l'accord de phase. En reliant le désaccord de phase Δk aux écarts de longueurs d'onde signal $\Delta\lambda_s$, nous avons pu représenter l'énergie des impulsions signal en fonction de $\Delta\lambda_s$. Cette représentation peut être assimilée à l'enveloppe du spectre des impulsions signal.

Le désaccord de phase Δk provenant d'un écart de longueur d'onde signal $\Delta\lambda_s$ (la longueur d'onde de pompe restant constante) est donné par ¹¹² :

¹¹² Cette relation est établie dans l'annexe 5.

$$\Delta\lambda_s = \frac{\lambda_s^2}{2\pi} \left| (n_c - n_s) + \lambda_s \left(\frac{\partial n_s}{\partial \lambda_s} \right) - \lambda_c \left(\frac{\partial n_c}{\partial \lambda_c} \right) \right|^{-1} \Delta k. \quad (20)$$

Avec les équations de Sellmeier données dans la référence [22], on calcule

$$n_s = n_y(\lambda = \lambda_s) = 1,7363,$$

$$n_c = n_z(\lambda = \lambda_c) = 1,7710.$$

En dérivant ces équations de Sellmeier, on calcule

$$\left(\frac{\partial n_s}{\partial \lambda_s} \right) = \left(\frac{\partial n_y}{\partial \lambda} \right)_{\lambda=\lambda_s} = -0,0184 \mu\text{m}^{-1},$$

$$\left(\frac{\partial n_c}{\partial \lambda_c} \right) = \left(\frac{\partial n_z}{\partial \lambda} \right)_{\lambda=\lambda_c} = -0,0322 \mu\text{m}^{-1}.$$

Nous avons ainsi construit le spectre des impulsions signal pour différentes valeurs de l'énergie de pompe. Un exemple est donné sur la figure 30 pour une énergie de pompe de 7 mJ. Sur cette figure est également représentée l'évolution de la largeur à mi-hauteur des spectres en fonction de l'énergie de pompe.

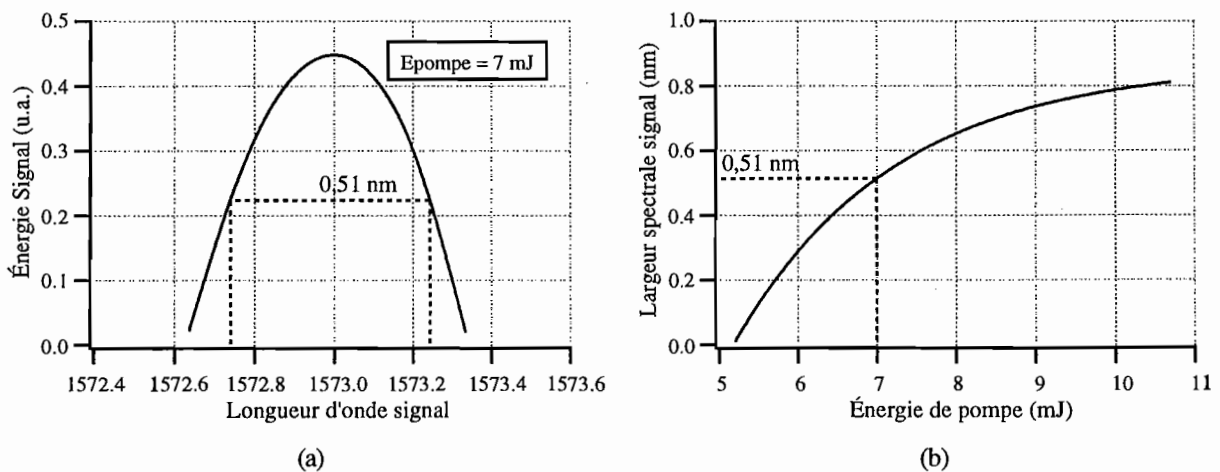


Figure 30 Simulation d'enveloppes de spectres des impulsions signal :
 (a) Spectre obtenu avec une énergie de pompe de 7 mJ,
 (b) Évolution de la largeur spectrale à mi-hauteur en fonction de l'énergie de pompe.

La largeur spectrale des impulsions signal augmente avec l'énergie de pompe. Le gain de l'OPO est en effet d'autant plus fort et donc plus large que l'énergie de pompe est élevée. Avec 7 mJ de pompe, la largeur spectrale à mi-hauteur est 0,51 nm. Ce résultat théorique est en bon accord avec la largeur spectrale du spectre expérimental égale à $0,4 \pm 0,1$ nm.

Commentaires sur l'instabilité de l'OPO

L'instabilité de l'OPO réalisé au CEA est due à différents facteurs. L'instabilité du laser de pompe est bien évidemment responsable d'une instabilité des impulsions signal produites par l'OPO. Les fluctuations d'énergie des impulsions de pompe se retrouvent, amplifiées par les effets non linéaires, dans les impulsions signal. L'instabilité de pointé du laser de pompe entraîne que la cavité plan-plan de l'OPO, par nature instable, ne peut pas être parfaitement alignée pour toutes les impulsions. Enfin, l'instabilité de l'OPO provient aussi du fait que l'OPO n'est pas injecté. Son oscillation est déclenchée par les fluctuations du vide qui fournissent un champ par nature instable (il s'agit d'un bruit). Les différents modes signal et complémentaire qui sont créés à partir de ce bruit ont une énergie qui varie beaucoup d'une impulsion à l'autre. Il a été mesuré, dans un OPO similaire, que le spectre des impulsions signal varie considérablement d'une impulsion à l'autre [18]. Lorsque l'OPO fonctionne proche de son seuil, l'énergie de chaque mode individuel de ce spectre a une variation relative proche de 100%, tout comme le bruit des fluctuations du vide. Cette variation tend à diminuer lorsqu'on s'éloigne du seuil. L'énergie totale des impulsions, somme de l'énergie de chaque mode longitudinal est donc également instable. Les profils temporels varient d'une impulsion à l'autre. Nous avons observé une amélioration de la stabilité lorsqu'on s'éloigne du seuil. En raison du seuil de dommage des traitements des miroirs, nous n'avons pas pu dépasser suffisamment le seuil de l'OPO pour obtenir un fonctionnement stable.

2.2.3 Conclusion

Le code a permis de prévoir avec un bon accord la plupart des performances d'un OPO non injecté, pompé par un laser monomode longitudinal. Dans cette simulation, l'oscillation de l'OPO a été déclenchée par une injection continue et uniforme d'intensité très faible d'environ $0,1 \text{ mW/cm}^2$ sur l'onde signal supposée monomode tout comme les ondes pompe et complémentaire. En réalité, le déclenchement du fonctionnement de l'OPO a pour origine le bruit de fluctuation du vide, et seule l'onde de pompe est monomode longitudinale. En ajustant l'intensité d'injection à une valeur réaliste par rapport aux ordres de grandeur donnés par la

théorie quantique des fluctuations du vide, le code a été capable de prédire les énergies ainsi que l'allure des profils temporels et spatiaux. Il a également permis de construire l'enveloppe des spectres des impulsions signal produites par l'OPO en considérant que la largeur spectrale provient de la largeur du gain paramétrique liée au désaccord de phase que l'OPO tolère. Les divers paramètres de la simulation, autres que le niveau d'injection, n'ont pas été ajustés.

Notons que le fonctionnement assez instable de cet OPO réalisé au CEA rend toutefois difficile une comparaison très précise avec les simulations. Néanmoins, on peut raisonnablement présumer que le code permet de simuler correctement les OPO nanosecondes non injectés, pompés par des lasers monomodes longitudinaux.

Nous allons donc tenter de simuler un OPO dont les conditions de fonctionnement s'éloignent davantage encore des hypothèses du code.

2.3 Simulation d'un OPO non injecté, en pompage multimode longitudinal

La partie expérimentale de mon travail de thèse, décrite dans la partie II du mémoire, a consisté au développement d'un OPO pompé à haute cadence pour produire des impulsions infrarouges de puissances moyennes assez élevées et possédant de grandes qualités spatiales. Cet OPO n'est pas injecté et il est pompé par un laser fortement multimode longitudinal (environ 100 modes). Clairement, cet OPO ne satisfait pas aux hypothèses du modèle selon lesquelles l'OPO est injecté et trois ondes monomodes longitudinal interagissent au sein du cristal non linéaire. Nous avons néanmoins tenté de simuler son fonctionnement.

2.3.1 Description de l'expérience

La description détaillée de l'OPO à cavité quasi-confocale est donnée dans la partie II, au paragraphe 2 du chapitre II.

Nous rappelons que cet OPO est basé sur le cristal de KTP utilisé en accord de phase non critique en angle ($\theta = 90^\circ$, $\phi = 0$). La longueur d'onde de pompe est de 1064 nm, celle de l'onde signal de 1573 nm et celle de l'onde complémentaire de 3288 nm. L'absorption du KTP aux longueurs d'onde pompe et signal est faible mais elle est importante à la longueur d'onde du complémentaire (environ 30 cm^{-1} en amplitude). Le cristal de 20 mm de long, non traité, est placé au centre d'une cavité linéaire formée de deux miroirs concaves de 150 mm de rayon de courbure. La longueur géométrique de la cavité est de 29,6 cm. Le miroir d'entrée (M_1) est traité haute réflexion pour le signal et haute transmission pour la pompe. Le miroir de

sortie (M_2) est traité haute réflexion pour la pompe afin de la recycler. Il réfléchit 90% du signal. L'onde complémentaire ne résonne quasiment pas dans la cavité. L'OPO est pompé avec un laser Nd:YAG fortement multimode longitudinal (environ 100 modes longitudinaux) émettant des impulsions à 1064 nm d'une durée à mi-hauteur de 100 ns. La figure 31 montre l'allure temporelle non gaussienne des impulsions et leur description dans le code de simulation à l'aide d'une fonction sécante hyperbolique asymétrique (voir annexe 9). Le profil spatial des impulsions, en revanche, est gaussien (mode transverse TEM_{00}).

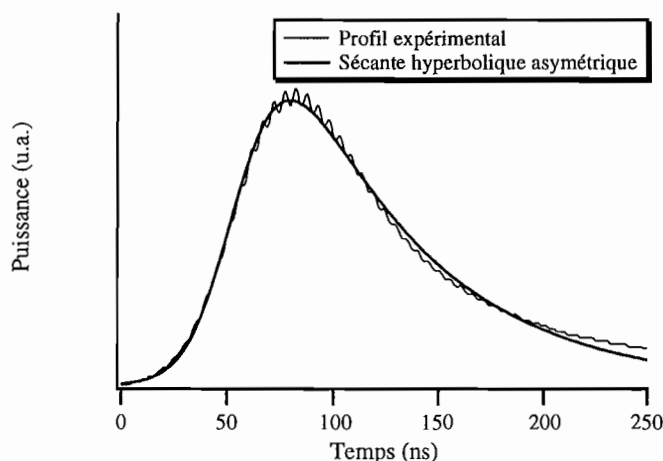


Figure 31 Profil temporel des impulsions de pompe de l'OPO réalisé à l'Institut d'Optique. Les impulsions, d'une durée à mi-hauteur de 100 ns, ne sont pas gaussiennes. Elles sont représentées dans la simulation par une fonction sécante hyperbolique asymétrique.

L'OPO n'est pas injecté. Son fonctionnement est déclenché par le champ électrique des fluctuations du vide. Les impulsions pompe, signal et complémentaire sont toutes trois fortement multimodes longitudinales. Comme pour l'OPO du CEA, nous avons assimilé le bruit de fluctuation du vide à une injection de l'OPO avec une intensité continue et uniforme extrêmement faible à la fréquence du signal, supposée unique.

Les valeurs des paramètres utilisés dans la simulation sont rassemblées dans le tableau 4.

Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
Intensité injectée	$\approx 0,1 \text{ mW/cm}^2$	Longueurs d'ondes	
Taille des faisceaux dans cristal		λ_{signal}	1573 nm
Waist pompe x	0,125 mm	λ_{pompe}	1064 nm
Waist pompe y	0,125 mm	$\lambda_{\text{complémentaire}}$	3288 nm
Longueur du cristal	20 mm	Réflexions des miroirs	
d_{eff}	2,6 pm/V	$R1_{\text{signal}}$	99%
Indices du cristal		$R1_{\text{pompe}}$	1%
n_{signal}	1,736	$R1_{\text{complémentaire}}$	3%
n_{pompe}	1,748	$R2_{\text{signal}}$	90%
$n_{\text{complémentaire}}$	1,772	$R2_{\text{pompe}}$	99%
Absorptions dans cristal		$R2_{\text{complémentaire}}$	3%
α_{signal}	$0,01 \text{ cm}^{-1}$	Rayon de courbure M1	-150 mm
α_{pompe}	$0,02 \text{ cm}^{-1}$	Rayon de courbure M2	-150 mm
$\alpha_{\text{complémentaire}}$	$0,30 \text{ cm}^{-1}$	Longueur de la cavité	29,6 cm
Angles de double réfraction			
ρ_{signal}	0		
$\rho_{\text{complémentaire}}$	0		
ρ_{pompe}	0		

Tableau 4 Valeurs des paramètres utilisés dans la simulation de l'OPO réalisé à l'Institut d'Optique (voir le schéma de l'OPO sur la figure 22 dans la partie II).

2.3.2 Confrontation simulation/expérience

Il s'avère que les simulations prévoient des rendements énergétiques inférieurs à ceux mesurés. L'écart des rendements obtenus avec l'énergie de pompe maximale est d'environ 40%.

Il est bien connu, dans le cas de génération de second harmonique, que le rendement de conversion est plus grand lorsqu'on utilise un laser multimode longitudinal plutôt qu'un laser monomode de même puissance [23]. De même, dans le cas de l'amplification paramétrique, une étude théorique [24] a montré que le gain est plus grand quand la puissance du laser de pompe est répartie sur plusieurs modes longitudinaux plutôt que sur un seul. Le spectre fortement multimode du laser de pompe de notre expérience (environ 100 modes) expliquerait donc pourquoi les rendements de l'OPO sont supérieurs à ceux prévus par le code de simulation qui suppose un laser de pompe monomode.

La concordance entre la simulation et l'expérience peut être assez bonne à condition d'augmenter dans les calculs la valeur du coefficient non linéaire effectif d'un facteur 2 environ. D'autre part, l'intensité d'injection pour simuler le bruit des fluctuations du vide est incertaine et doit également être ajustée. La simulation ce type d'OPO, nécessitant l'ajustement de deux paramètres, n'est donc pas valable. Aussi ne présenterons nous pas les résultats obtenus.

3. CONCLUSION SUR LES SIMULATIONS

Le code de simulation d'OPO que nous avons développé a permis de prévoir avec un bon accord les performances d'un OPO vérifiant les hypothèses du modèle, c'est à dire un OPO injecté pompé par des impulsions nanosecondes monomodes longitudinales.

La simulation des OPO non injectés pose le problème de conditions initiales mal connues, ayant pour origine les fluctuations du vide. En outre, ce type d'OPO est généralement multimode longitudinal, alors que le code suppose des ondes monomodes. Néanmoins, nous avons montré que le code est capable de prévoir avec un assez bon accord les performances d'un OPO non injecté, pompé par des impulsions nanosecondes monomodes longitudinal en supposant dans les calculs cet OPO injecté avec une intensité continue et uniforme ayant une valeur en accord avec les niveaux d'intensités mis en jeu dans les fluctuations du vide. En revanche, nous avons montré que le code n'est pas capable de prévoir précisément les performances d'un OPO non injecté pompé par des impulsions fortement multimodes longitudinales à moins d'augmenter arbitrairement la valeur du coefficient non linéaire effectif.

Le code de simulation ayant été validé, nous proposons de l'utiliser pour nous livrer à des investigations théoriques sur les possibilités d'optimisation des performances d'OPO.

CHAPITRE III

Investigations théoriques

Le code de simulation que nous avons réalisé permet de mieux appréhender le fonctionnement complexe des OPO nanosecondes. Nous allons voir qu'il peut aussi être utilisé pour concevoir des OPO en cherchant à optimiser leurs performances.

Nous présentons dans ce chapitre les principaux résultats d'une étude théorique qui a nécessité environ 1200 simulations, représentant un temps de calcul total proche de 900 heures. Ces travaux ont fait l'objet de trois publications [25, 26, 27].

Nous avons étudié, à l'aide du code de simulation, les performances d'un OPO en fonction des caractéristiques de sa cavité optique. Nous avons tout d'abord considéré une cavité plan-plan, puis nous avons montré comment et pourquoi des cavités géométriquement stables ou instables permettaient dans certains cas des améliorations significatives des performances.

1. PRÉSENTATION DE L'ÉTUDE

Nous proposons d'étudier théoriquement un OPO basé sur le cristal de KTP utilisé en accord de phase non critique en angle. Comme nous l'avons déjà vu, dans cette configuration d'accord de phase les faisceaux pompe, signal et complémentaire sont colinéaires et peuvent ainsi interagir sur toute la longueur du cristal avec un coefficient non linéaire effectif maximal. L'OPO est supposé pompé par des impulsions de profils temporel et spatial gaussiens. **La durée des impulsions de pompe est fixée à 10 ns à mi-hauteur.** La longueur d'onde de pompe est de $1,064 \mu\text{m}$ (laser Nd:YAG). Les longueurs d'onde signal et complémentaire valent respectivement $1,57 \mu\text{m}$ et $3,30 \mu\text{m}$. Différentes énergies de pompe sont considérées. Le faisceau de pompe est plus ou moins focalisé dans le cristal. Sa taille dans le cristal est un paramètre que nous chercherons à optimiser. La fluence maximale autorisée est supposée être de 5 J/cm^2 ce qui correspond à une intensité de 500 MW/cm^2 . Cette fluence maximale, supposée être la moitié de la fluence de dommage des traitements déposés sur le cristal et les

miroirs, assure des simulations réalistes. L'OPO est injecté en continu sur l'onde signal à $1,57 \mu\text{m}$. Le faisceau d'injection a un profil spatial gaussien de même taille que celui du faisceau de pompe. L'intensité (continue) injectée est proportionnelle à l'intensité (crête) des impulsions de pompe. Ainsi, le fonctionnement de l'OPO peut être étudié en fonction de l'intensité de pompe (en faisant varier l'énergie ou la focalisation) indépendamment de l'injection, puisqu'en tout point du plan transverse, le rapport de l'intensité de pompe incidente sur l'intensité injectée est constant. Le cristal, de 20 mm de long, est placé au centre de cavités linéaires. Nous étudierons différents types de cavités formées de miroirs plans, concaves ou convexes. Le miroir d'entrée de cavité est traité haute réflexion (HR) pour le signal et haute transmission (HT) pour la pompe et le complémentaire. Le miroir de sortie est traité haute transmission pour la pompe et le complémentaire. Son coefficient de réflexion R_s pour le signal est un paramètre à ajuster. L'OPO est ainsi simplement résonnant sur le signal. Volontairement, la pompe n'est pas recyclée afin d'apprécier l'influence de la cavité seule sur les performances de l'OPO. En effet, le recyclage de la pompe avec le miroir de sortie pourrait être plus ou moins efficace selon la courbure des miroirs ce qui masquerait les éventuelles améliorations apportées par la cavité sur le fonctionnement intrinsèque de l'OPO. On pourra ensuite, lorsque l'OPO sera optimisé, chercher à recycler correctement la pompe avec éventuellement un miroir spécifique placé derrière le miroir de sortie de l'OPO afin d'améliorer le rendement énergétique de conversion (voir l'OPO à cavité « courte » que nous avons réalisé, décrit dans la partie II). Un schéma de l'OPO théorique est représenté sur la figure 32.

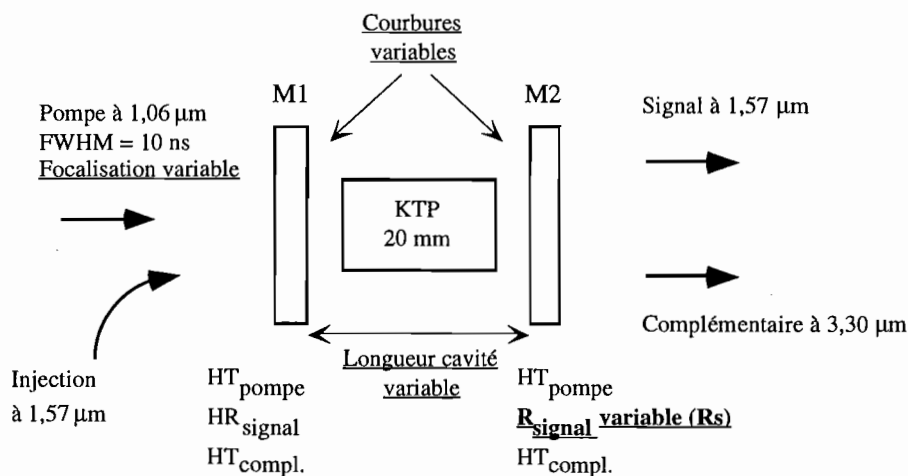


Figure 32 Schéma de l'OPO étudié théoriquement. Les paramètres variables sont la courbure des miroirs, la longueur de la cavité, le coefficient de réflexion du miroir de sortie à la longueur d'onde du signal (R_s) et la focalisation du faisceau de pompe dans le cristal. (HT = haute transmission, HR = haute réflexion).

Les performances à optimiser dépendent de l'utilisation faite de l'OPO. D'une manière générale, il est intéressant de chercher à optimiser l'énergie des impulsions produites par l'OPO. Pour des applications de spectroscopie, par exemple, il est nécessaire que l'OPO soit suffisamment fin spectralement. L'OPO que l'on considère est supposé être monomode longitudinal grâce à l'injection et au pompage par des lasers eux-mêmes monomodes longitudinaux. Pour de nombreuses applications, il est intéressant de disposer de faisceaux de bonne qualité. La cohérence spatiale des faisceaux conditionne en effet leur capacité de focalisation ou de directivité. Enfin, il est souvent intéressant d'optimiser la puissance crête des impulsions. Une grandeur particulièrement intéressante à optimiser est donc la luminance L des impulsions. Cette grandeur fait intervenir l'énergie E , la longueur d'onde λ , le facteur de qualité de faisceau M^2 et la durée τ des impulsions :

$$L = \frac{E}{\lambda^2 M^2 \tau} \quad (21)$$

La luminance traduit la concentration spatiale et temporelle de l'énergie d'une impulsion. Cette grandeur est intéressante à optimiser pour de très nombreuses applications dont celles d'optique non linéaire.

Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
Longueur du cristal	20 mm	Longueurs d'ondes :	
d_{eff}	3 pm/V	λ_{signal}	1,57 μm
Indices du cristal :		λ_{pompe}	1,064 μm
n_{signal}	1,736	$\lambda_{\text{complémentaire}}$	3,30 μm
n_{pompe}	1,748	Réflexions des miroirs :	
$n_{\text{complémentaire}}$	1,772	$R1_{\text{signal}}$	100%
Absorptions dans cristal :		$R1_{\text{pompe}}$	0%
α_{signal} (en amplitude)	0,01 cm^{-1}	$R1_{\text{complémentaire}}$	0%
α_{pompe} (en amplitude)	0,01 cm^{-1}	$R2_{\text{signal}}$ (Rs)	Variable
$\alpha_{\text{complémentaire}}$ (en amplitude)	0,35 cm^{-1}	$R2_{\text{pompe}}$	0%
Angles de double réfraction :		$R2_{\text{complémentaire}}$	0%
ρ_{signal}	0	Longueur de la cavité	Variable
$\rho_{\text{complémentaire}}$	0	Waist pompe x (= y)	Variable
ρ_{pompe}	0	Courbure des miroirs :	
Intensité injectée	Variable	Miroir d'entrée (M1)	Variable
Durée pompe (FWHM)	10 ns	Miroir de sortie (M2)	Variable

Tableau 5 Valeurs des paramètres utilisés dans les simulations.

Afin de comparer les performances intrinsèques de l'OPO pour différentes énergies de pompe, nous considérerons souvent les rendements énergétiques et les luminances relatives. Les **rendements énergétiques** sont définis comme les rapports de l'énergie des impulsions signal et complémentaire sur l'énergie des impulsions de pompe. Les **luminances relatives** sont définies comme les rapports de la luminance des impulsions signal et complémentaire sur la luminance des impulsions de pompe.

Les valeurs des paramètres utilisés dans les simulations sont rassemblées dans le tableau 5.

2. ÉTUDE DE LA CAVITÉ PLAN-PLAN

Nous proposons tout d'abord de construire l'OPO avec une cavité plan-plan. Différentes questions se posent. Quelle doit être la longueur de la cavité ? Comment faut-il focaliser le faisceau de pompe dans le cristal ? Quelle doit être la valeur du coefficient de réflexion R_s du miroir de sortie à la longueur d'onde du signal ?

2.1 Longueur de la cavité

Comme nous l'avons déjà vu, la cavité de l'OPO permet à l'onde résonnante d'effectuer plusieurs passages dans le cristal non linéaire pendant la traversée de celui-ci par l'impulsion de pompe, ce qui conduit à des échanges énergétiques entre les ondes pompe, signal et complémentaire beaucoup plus importants que lors d'un simple passage. Nous avons représenté sur la figure 33 les énergies des impulsions signal et complémentaires produites par l'OPO, en fonction de l'énergie de pompe, pour différentes longueurs de cavité (plan-plan). La taille w_0 du faisceau de pompe dans le cristal est fixée à 0,5 mm. La taille w_0 est la demi-largeur à $1/e^2$ du profil transverse gaussien du faisceau. Le coefficient de réflexion (R_s) du miroir de sortie de l'OPO (M2) à la longueur d'onde du signal vaut 50%.

On constate sur cet exemple que, pour une taille de faisceau de pompe et une énergie de pompe données ¹¹³, l'énergie des impulsions produites par l'OPO est d'autant plus grande que la cavité est courte. Ce résultat provient du fait que plus la cavité est courte et plus le nombre d'allers et retours de l'onde résonnante est élevé pendant le passage de chaque impulsion de pompe. La longueur de la cavité influe essentiellement sur le seuil d'oscillation de l'OPO et peu

¹¹³ Nous rappelons que la durée de l'impulsion de pompe est fixée à 10 ns dans toute l'étude.

sur les pentes d'efficacités. Plus la cavité est courte et plus le seuil d'oscillation de l'OPO est bas. Ce résultat a été observé expérimentalement (voir la partie II). Nous avons représenté sur la figure 34 l'évolution de l'intensité de pompe nécessaire pour atteindre le seuil d'oscillation de l'OPO, en fonction de la longueur de la cavité.

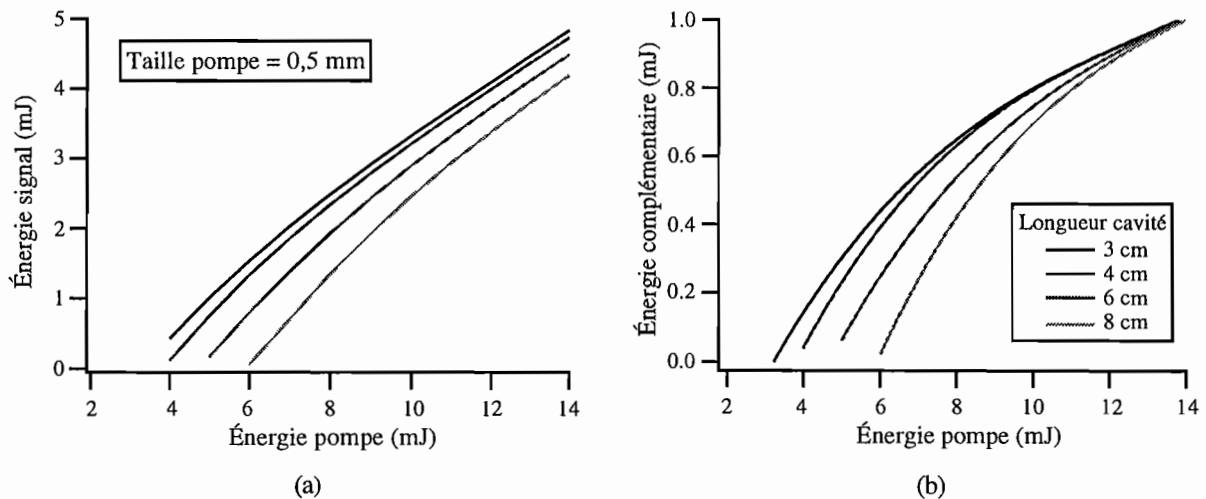


Figure 33 Énergies des impulsions signal (a) et complémentaire (b) en fonction de l'énergie des impulsions de pompe pour différentes longueurs de cavité (plan-plan). La taille w_0 du faisceau de pompe dans le cristal est fixée à 0,5 mm et le coefficient de réflexion R_s vaut 50%.

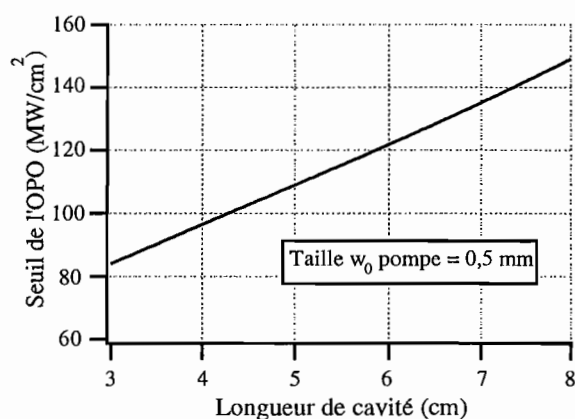


Figure 34 Intensité de seuil de l'OPO en fonction de la longueur géométrique de la cavité (plan-plan). La taille du faisceau de pompe dans le cristal est de 0,5 mm et le coefficient de réflexion R_s vaut 50%.

L'exemple que nous avons présenté montre que l'on a intérêt à utiliser la cavité plan-plan la plus courte possible.

Nous envisageons dans la suite une cavité plan-plan de longueur géométrique égale à 3 cm.

2.2 Réflexion du miroir de sortie

Examinons l'influence du coefficient de réflexion R_s du miroir de sortie à la longueur d'onde du signal sur les performances de l'OPO. Les autres coefficients de réflexion sont supposés être égaux à 100% ou 0% (voir figure 32).

2.2.1 Énergies

Nous avons calculé les énergies des impulsions signal et complémentaire produites par l'OPO en fonction de la valeur du coefficient de réflexion R_s . Différentes énergies de pompe sont considérées. La taille w_0 du faisceau de pompe dans le cristal est toujours fixée à 0,5 mm. Les résultats sont représentés sur la figure 35.

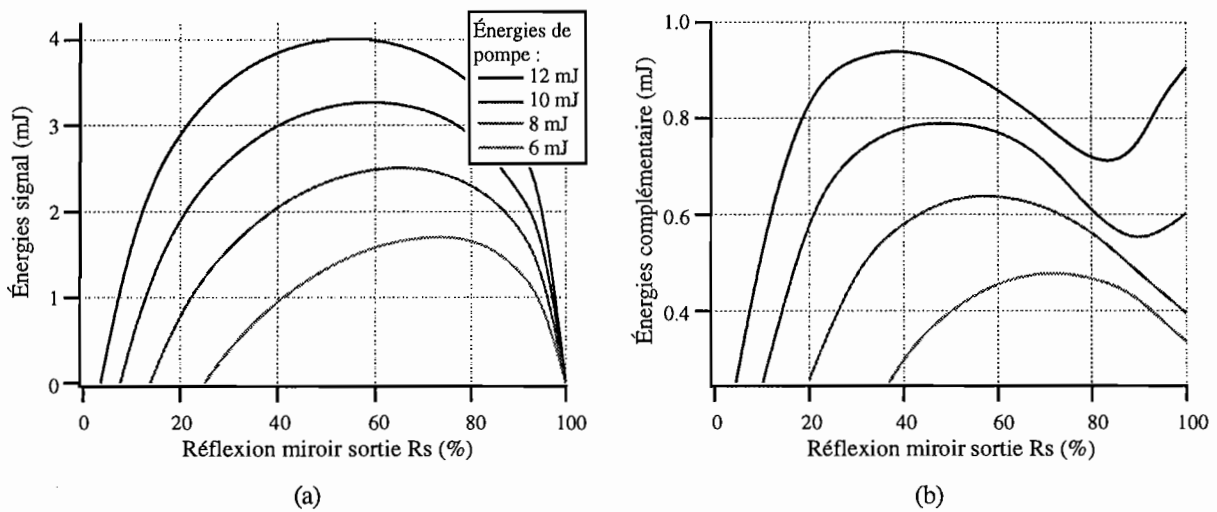


Figure 35 Énergies des impulsions signal (a) et complémentaire (b), en fonction du coefficient de réflexion R_s du miroir de sortie à la longueur d'onde signal, pour différentes énergies de pompe. La taille du faisceau de pompe dans le cristal est égale à 0,5 mm.

Les énergies des impulsions produites par l'OPO dépendent de la valeur du coefficient de réflexion du miroir de sortie. Les énergies maximales pour le signal et le complémentaire ne sont pas obtenues avec le même coefficient de réflexion. D'autre part, la taille du faisceau de pompe étant fixée, le coefficient de réflexion optimal, conduisant aux énergies des impulsions signal et complémentaire maximales, dépend de l'énergie de pompe. Plus l'énergie de pompe est élevée, c'est à dire plus le gain paramétrique est fort et qu'on s'éloigne du seuil d'oscillation, plus le coefficient de réflexion optimal est petit. Ce résultat est classique pour les lasers : la

valeur optimale du coefficient de réflexion du miroir de sortie décroît lorsqu'on s'éloigne du seuil d'oscillation [28].

2.2.2 Luminances

Examinons maintenant l'influence du coefficient de réflexion R_s sur la luminance des impulsions. Nous rappelons que la luminance fait intervenir l'énergie, la qualité de faisceau et la durée d'impulsion. Pour une énergie donnée, elle est d'autant plus élevée que le faisceau est de bonne qualité et que la durée de l'impulsion est courte ¹¹⁴. Les résultats sont représentés sur la figure 36.

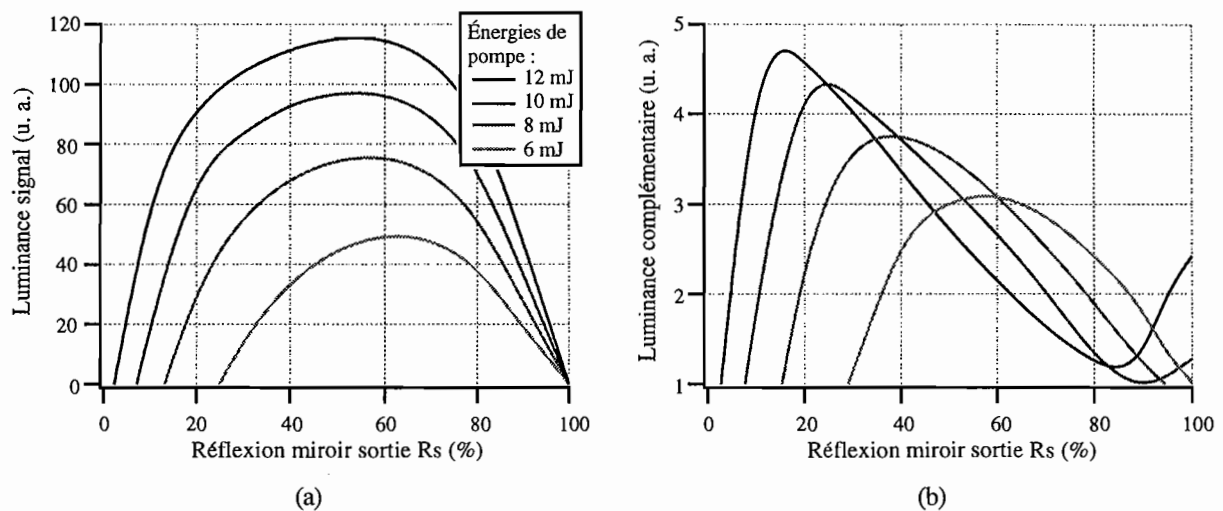


Figure 36 Luminances des impulsions signal (a) et complémentaire (b), en fonction du coefficient de réflexion R_s du miroir de sortie à la longueur d'onde signal, pour différentes énergies de pompe. La taille w_0 du faisceau de pompe dans le cristal est fixée à 0,5 mm.

Tout comme pour les énergies, les luminances maximales des impulsions signal et complémentaire sont obtenues avec un coefficient de réflexion qui dépend de l'énergie de pompe (la taille du faisceau étant fixée). Ce résultat est flagrant pour le complémentaire : avec 6 mJ de pompe le coefficient de réflexion optimal est de 60% tandis qu'il n'est plus que de 15% avec 12 mJ de pompe.

¹¹⁴ La durée des impulsions signal et complémentaire est liée dans notre étude à des paramètres autres que la durée des impulsions de pompe, fixée à 10 ns.

2.2.3 Conclusions

Énergies maximales et luminances maximales ne sont pas obtenues avec le même coefficient de réflexion. D'une manière générale, la luminance maximale est obtenue avec un coefficient de réflexion plus faible que celui conduisant à l'énergie maximale. En effet, plus l'énergie des impulsions augmente, plus la qualité des faisceaux se dégrade ¹¹⁵ et la durée d'impulsion augmente (voir figure 37). La luminance peut alors diminuer bien que l'énergie augmente. D'autre part, plus le coefficient de réflexion augmente, plus l'impulsion signal qui résonne dans la cavité s'allonge, ce qui peut réduire la luminance.

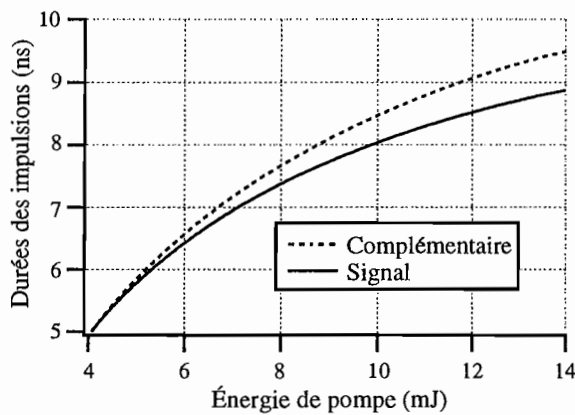


Figure 37 Durées des impulsions signal et complémentaire en fonction de l'énergie de pompe. La taille w_0 du faisceau de pompe dans le cristal est fixée à 0,5 mm et le coefficient de réflexion R_s du miroir de sortie est égal à 50%.

Le coefficient de réflexion optimal dépend donc de la grandeur que l'on souhaite optimiser (énergie ou luminance du signal ou du complémentaire). Nous avons vu qu'il dépend aussi des conditions expérimentales comme l'énergie de pompe (pour une taille de faisceau donnée). On pourrait montrer qu'il dépend aussi de la durée des impulsions de pompe et qu'il dépend aussi de la taille du faisceau de pompe à cause du phénomène de diffraction. Nous allons aborder la question de la taille des faisceaux dans le paragraphe suivant.

2.3 Focalisation du faisceau de pompe

Comment faut-il focaliser le faisceau de pompe dans le cristal non linéaire ? Les effets non linéaires étant proportionnels à l'intensité des ondes (voir partie I du mémoire), il pourrait sembler naturel de focaliser le faisceau de pompe au maximum tant que le seuil de dommage des

¹¹⁵ À cause du phénomène de reconversion, la qualité des faisceaux se dégrade lorsqu'on s'éloigne du seuil d'oscillation. Nous avons déjà parlé de ce phénomène à plusieurs reprises dans le mémoire (voir par exemple le paragraphe 1.3.3 du chapitre II de cette partie III)

matériaux n'est pas atteint. (La fluence maximale est supposée égale à 5 J/cm^2 , soit une intensité de 500 MW/cm^2). Nous allons voir que ce n'est pas toujours vrai.

2.3.1 Rendements énergétiques

Nous avons représenté sur la figure 38 les rendements énergétiques de l'OPO à cavité plan-plan en fonction de l'intensité des impulsions de pompe, **en faisant varier la taille du faisceau** dans le cristal. Deux énergies de pompe sont considérées : 1 mJ et 10 mJ. Le coefficient de réflexion R_s du miroir de sortie est fixé égal à 50%.

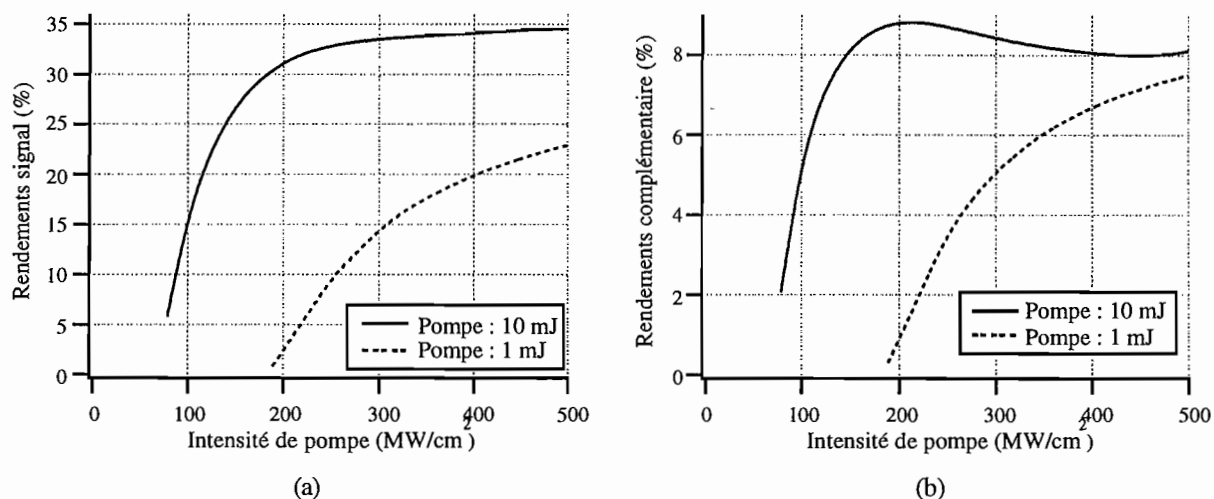


Figure 38 Rendements énergétiques de l'OPO à cavité plan-plan, en fonction de l'intensité de pompe, en faisant varier la taille du faisceau dans le cristal. Deux énergies de pompe sont considérées : 1 mJ et 10 mJ.

(a) Rendements pour le signal

(b) Rendements pour le complémentaire.

Pour une même intensité de pompe, les rendements énergétiques de l'OPO sont supérieurs avec les impulsions de pompe de 10 mJ plutôt que 1 mJ ¹¹⁶.

Pour une même intensité de pompe, la taille du faisceau de pompe est $\sqrt{10}$ fois plus petite avec l'énergie de 1 mJ qu'avec celle de 10 mJ. La région à gain dans le cristal, délimitée par les dimensions du faisceau de pompe, est donc plus petite avec un 1 mJ de pompe qu'avec 10 mJ. Selon la taille du faisceau de pompe dans le cristal, le faisceau signal, créé et amplifié

¹¹⁶ Nous rappelons encore que la durée des impulsions de pompe est supposée constante dans toutes ces études.

dans la région à gain, s'étale plus ou moins au cours des allers et retours dans la cavité plan-plan à cause du phénomène de diffraction. Le code de simulation permet de calculer la taille des faisceaux dans le cristal. On peut constater sur la figure 39 que les tailles relatives des faisceaux pompe et signal dans le cristal sont totalement différentes selon que l'OPO est pompé avec 1 mJ ou 10 mJ.

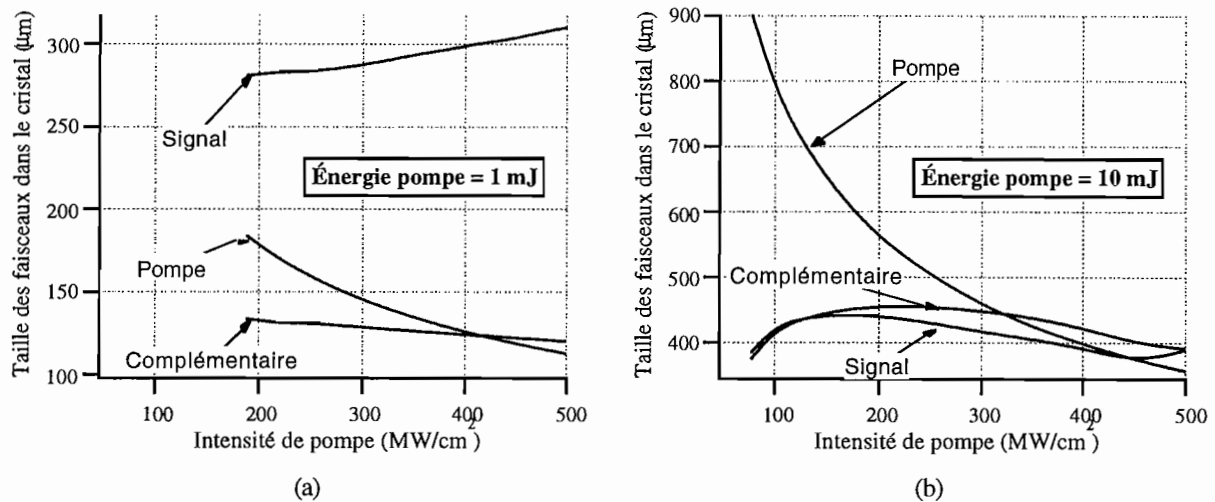


Figure 39 Taille des faisceaux pompe, signal et complémentaire en fonction de l'intensité de pompe pour les énergies de pompe de 1 mJ (a) et 10 mJ (b).

Avec 1 mJ de pompe, l'intensité de $500 \text{ MW}/\text{cm}^2$ est atteinte avec un faisceau de taille w_0 égale à $113 \mu\text{m}$. La taille du faisceau signal est alors de $310 \mu\text{m}$ (soit 2,7 fois plus) : le faisceau signal s'est fortement étalé à cause de la diffraction au cours des allers et retours dans la cavité plan-plan. Il en résulte que les faisceaux pompe et signal se recouvrent mal, ce qui nuit aux échanges énergétiques. Ces résultats ont été constatés expérimentalement (voir partie II, chapitre III paragraphe 1).

Avec 10 mJ de pompe, l'intensité de $500 \text{ MW}/\text{cm}^2$ est atteinte avec un faisceau de taille w_0 égale à $357 \mu\text{m}$. La taille du faisceau signal, de $380 \mu\text{m}$, est alors voisine de celle du faisceau de pompe. Le faisceau signal s'étale beaucoup moins que dans le cas précédent. Les échanges énergétiques sont alors meilleurs.

Ces phénomènes sont illustrés par un schéma sur la figure 40. Le phénomène de diffraction explique pourquoi, pour une intensité de pompe donnée, les rendements sont supérieurs avec des impulsions de pompe plus énergétiques, car le recouvrement des faisceaux pompe et signal est meilleur.

On observe d'autre part une saturation des rendements avec 10 mJ de pompe, surtout pour le complémentaire dont le rendement présente un maximum puis décroît (voir figure 38). Cela est dû au phénomène de reconversion dont nous avons déjà parlé plusieurs fois. La saturation des rendements n'est pas observée avec 1 mJ de pompe car les rendements ne sont pas suffisamment élevés.

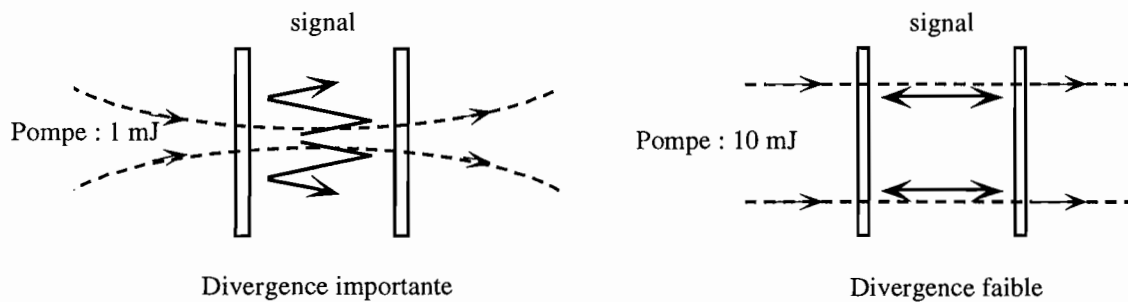


Figure 40 Selon son énergie, le faisceau de pompe est plus ou moins focalisé : il en résulte une divergence plus ou moins importante du faisceau signal. Le recouvrement des faisceaux est meilleur avec 10 mJ de pompe qu'avec 1 mJ.

2.3.2 Luminances

Regardons les profils spatiaux des faisceaux signal et complémentaire obtenus avec l'intensité de pompe maximale de 500 mW/cm^2 pour les énergies de pompe de 1 mJ et 10 mJ.

Sur la figure 41 sont représentés tout d'abord les profils obtenus avec 1 mJ de pompe.

Le faisceau signal, avec un facteur de qualité M^2 égal à 2,37 n'est pas gaussien. Son profil en champ lointain présente un creux en son centre (une coupe du profil est représentée sur la figure 42).

Le profil spatial du faisceau complémentaire, en revanche, avec un facteur M^2 égal à 1,07, est gaussien.

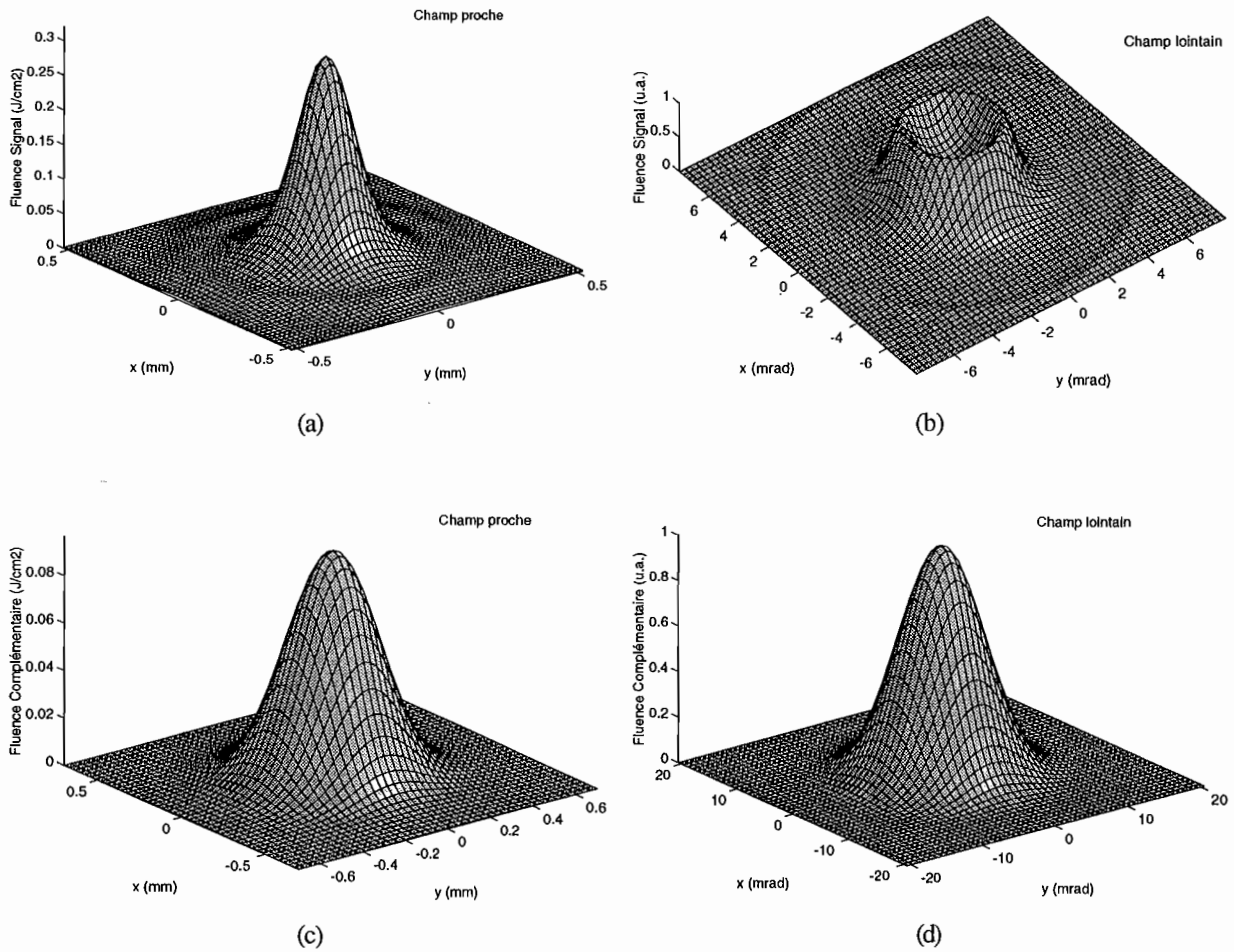


Figure 41 Profils spatiaux des faisceaux signal et complémentaire obtenus avec une intensité de pompe de 500 MW/cm^2 et une taille de faisceau de pompe dans le cristal de $113 \mu\text{m}$ (énergie de 1 mJ) :
 (a) : Faisceau signal en champ proche (1 cm derrière le miroir de sortie de l'OPO),
 (b) : Faisceau signal en champ lointain (à l'infini),
 (c) : Faisceau complémentaire en champ proche (1 cm derrière le miroir de sortie de l'OPO),
 (d) : Faisceau complémentaire en champ lointain (à l'infini).

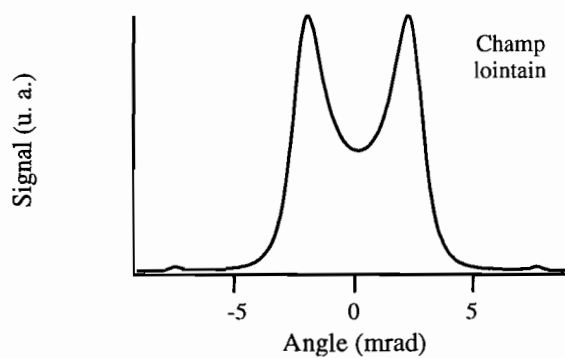


Figure 42 Coupe du profil transverse du faisceau signal en champ lointain ($M^2 = 2,37$). (Cavité plan-plan, énergie de pompe de 1 mJ et taille de faisceau dans le cristal de $113 \mu\text{m}$, soit une intensité de 500 MW/cm^2).

Les profils spatiaux obtenus avec la même intensité de pompe de 500 mW/cm^2 mais avec une énergie de 10 mJ (donc avec un faisceau de pompe de taille $\sqrt{10}$ fois supérieure) sont représentés sur la figure 43.

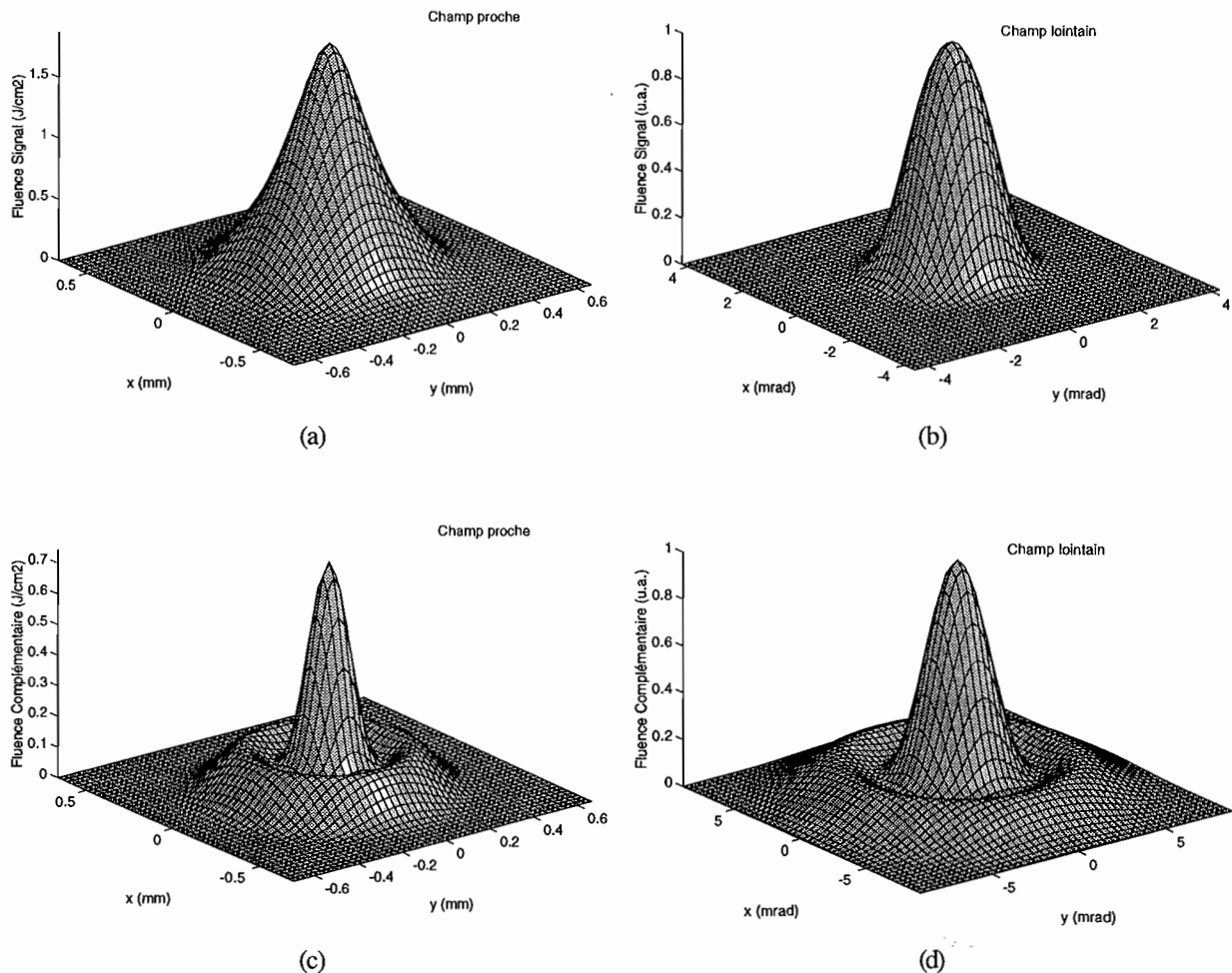


Figure 43 Profils spatiaux des faisceaux signal et complémentaire obtenus avec une intensité de pompe de 500 MW/cm^2 et une taille de faisceau de pompe dans le cristal de $357 \mu\text{m}$ (énergie de 10 mJ) :
 (a) : Faisceau signal en champ proche (1 cm derrière le miroir de sortie de l'OPO),
 (b) : Faisceau signal en champ lointain (à l'infini),
 (c) : Faisceau complémentaire en champ proche (1 cm derrière le miroir de sortie de l'OPO),
 (d) : Faisceau complémentaire en champ lointain (à l'infini).

Le faisceau signal, avec un facteur M^2 égal à 1,22, est cette fois quasiment gaussien. Le faisceau complémentaire, en revanche, ne l'est pas. Son facteur M^2 est égal à 2,59. Avec 10 mJ de pompe (faisceau de $357 \mu\text{m}$) le faisceau signal est donc de meilleure qualité que le faisceau complémentaire. Rappelons que c'était le contraire avec 1 mJ de pompe (faisceau de $113 \mu\text{m}$).

Le profil transverse de pompe étant gaussien, nous constatons qu'avec une cavité plan-plan, les ondes signal et complémentaire, soumises uniquement aux phénomènes de diffraction et de mélange paramétrique, ne peuvent pas avoir toutes deux un profil transverse gaussien. Avec 10 mJ de pompe, le signal est gaussien mais pas le complémentaire. C'est le contraire avec 1 mJ de pompe.

On pressent que la différence importante de qualité des faisceaux, selon la taille du faisceau de pompe, risque d'affecter fortement la luminance des impulsions. On peut le constater sur la figure 44.

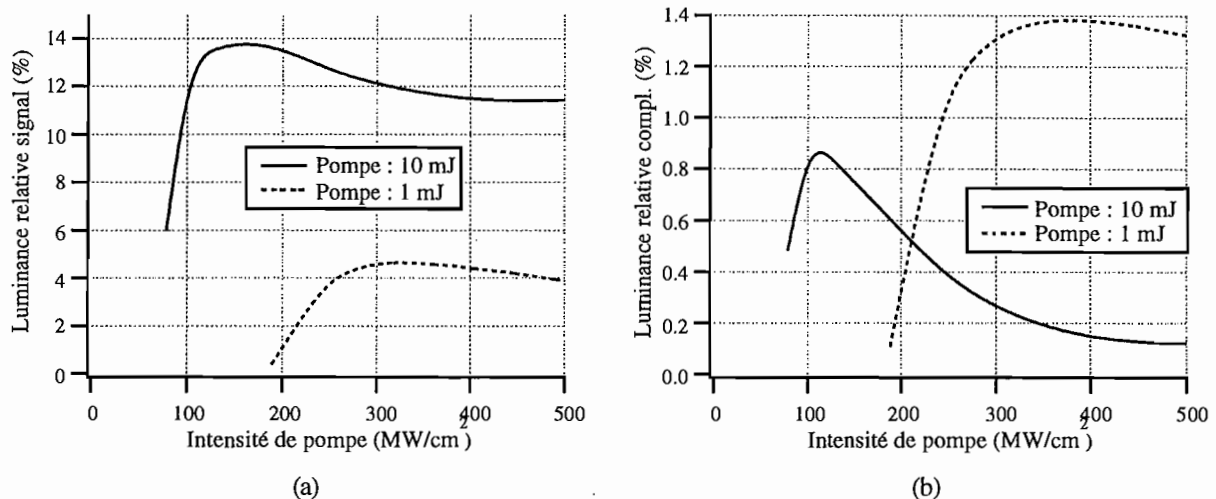


Figure 44 Luminances relatives des impulsions produites par l'OPO en fonction de la focalisation du faisceau de pompe pour les énergies de pompe de 1 mJ et 10 mJ :

(a) Signal

(b) Complémentaire.

La luminance des impulsions signal est supérieure avec 10 mJ de pompe qu'avec 1 mJ, tout comme l'est le rendement énergétique (voir figure 38, (a)).

La luminance des impulsions complémentaire, au contraire, est supérieure avec 1 mJ de pompe bien que le rendement énergétique soit plus faible (voir figure 38, (b)). Ce résultat provient de la qualité du faisceau complémentaire bien meilleure avec 1 mJ qu'avec 10 mJ.

Lorsqu'on augmente l'intensité de pompe, les luminances commencent à croître, car l'énergie des impulsions produites par l'OPO augmente. Les luminances atteignent une valeur maximale puis décroissent quand l'effet de la dégradation de la qualité des faisceaux devient prépondérant par rapport à l'augmentation de leur énergie à cause du phénomène de reconversion qui perturbe le profil des faisceaux.

2.3.3 Récapitulatif sur la question de la focalisation

Comme le coefficient de réflexion, la focalisation optimale dépend de la grandeur que l'on souhaite optimiser (énergie ou luminance du signal ou du complémentaire). Elle dépend aussi des conditions expérimentales comme l'énergie de pompe. Nous avons rassemblé dans les tableaux 6 et 7 les principaux résultats obtenus.

	Signal		Complémentaire	
	1 mJ	10 mJ	1 mJ	10 mJ
Énergie de pompe				
Rendement énergétique (%)	23	34	6,8	6,4
Luminance relative (%)	4	11,5	1,3	0,15
M^2	2,37	1,22	1,07	2,59

Tableau 6 Récapitulatif des performances obtenues avec la cavité plan-plan pour la focalisation maximale de 500 MW/cm². Le coefficient de réflexion du miroir de sortie vaut $R_s = 50\%$.

	Signal		Complémentaire	
	1 mJ	10 mJ	1 mJ	10 mJ
Énergie de pompe				
Rendement énergétique (%)	23	34	7,5	9
Luminance relative (%)	4,6	13,8	1,4	0,85

Tableau 7 Récapitulatif des performances obtenues avec la cavité plan-plan pour la focalisation optimale. Le coefficient de réflexion du miroir de sortie vaut $R_s = 50\%$.

2.4 Conclusion sur la cavité plan-plan

Nous pouvons conclure, d'après les exemples de cette étude, que la construction d'une cavité plan-plan performante dépend de la grandeur que l'on souhaite optimiser (énergie ou luminance du signal ou du complémentaire).

Si l'on a intérêt à réaliser la cavité la plus courte possible, le choix de la valeur du coefficient de réflexion du miroir de sortie, en revanche, n'est pas simple. Nous avons vu qu'il est toutefois possible de trouver un bon compromis.

Selon l'énergie des impulsions de pompe ¹¹⁷, les faisceaux doivent être plus ou moins focalisés dans le cristal afin d'atteindre une intensité suffisante pour que l'OPO oscille. Plus l'énergie de pompe est faible, plus la focalisation doit être importante. Les faisceaux signal et complémentaire produits dans la région à gain (délimitée par les dimensions du faisceau de pompe) peuvent alors être assez divergents à cause du phénomène de diffraction, et l'onde signal s'étale au cours de ses allers et retours dans la cavité. Elle ne reste pas confinée dans la région à gain. En raison du mauvais recouvrement des faisceaux pompe et signal, les rendements énergétiques ne sont pas très bons. Il existe une focalisation optimale au-delà de laquelle la luminance de l'onde signal diminue à cause de la dégradation excessive du faisceau. Ces résultats ont été observés expérimentalement (voir partie II, paragraphe 3.1).

Dans le cas d'impulsions de plus forte énergie, la divergence de l'onde résonnante n'est plus un problème, car le faisceau de pompe est moins focalisé. Toutefois, une focalisation excessive entraîne des effets de reconversion qui sont responsables d'une saturation des rendements énergétiques. En outre, ces phénomènes entraînent une détérioration de la qualité des faisceaux, si bien que la luminance finit par diminuer également.

La cavité plan-plan n'impose pas de mode transverse à l'onde résonnante. Elle ne permet aucun contrôle des profils transverses des ondes signal et complémentaire. Ceux-ci résultent uniquement des effets non linéaires de mélange à trois ondes et du phénomène de diffraction dans l'espace « libre ».

Nous allons envisager la possibilité de contrôler les faisceaux à l'aide d'autres types de cavités. Nous distinguerons les cas d'une « faible » énergie de 1 mJ et d'une « forte » énergie de 10 mJ.

3. OPTIMISATION DE L'OPO À FAIBLE ÉNERGIE

Nous avons vu que la cavité plan-plan n'est pas adaptée aux faisceaux de pompe de tailles trop petites à cause du phénomène de diffraction qui empêche un bon recouvrement du faisceau de pompe avec celui de l'onde résonnante. Nous allons montrer qu'une cavité géométriquement stable peut alors être utilisée pour faire résonner l'onde signal en lui imposant un mode transverse de taille semblable à celle du faisceau de pompe. Ainsi, le faisceau signal peut avoir un bon recouvrement avec le faisceau de pompe. Notons que ces résultats ont été montrés expérimentalement dans la partie II.

¹¹⁷ La durée de l'impulsion de pompe étant fixée.

Nous supposons l'OPO pompé par des impulsions d'énergie égale à 1 mJ (dite « faible énergie »). La taille minimale du faisceau de pompe dans le cristal correspondant à l'intensité maximale autorisée de 500 MW/cm^2 est de $113 \mu\text{m}$. Nous avons considéré une **cavité confocale** symétrique de longueur géométrique égale à 5 cm. Le rayon de courbure des miroirs est égal 5 cm. Cette cavité possède un mode transverse propre gaussien de taille minimale égale à $110 \mu\text{m}$ à la longueur d'onde signal. Une cavité plus courte aurait un mode propre trop petit. La cavité est représentée schématiquement sur la figure 45.

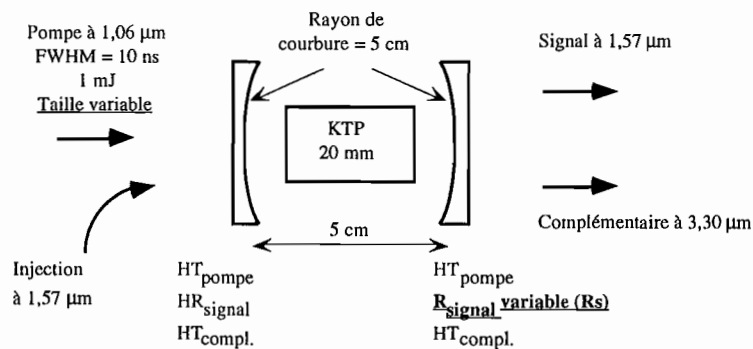


Figure 45 Schéma de la cavité confocale simulée.

3.1 Rendements énergétiques

Nous avons calculé, en fonction de l'intensité des impulsions de pompe, les rendements énergétiques obtenus avec un miroir de sortie ayant un coefficient de réflexion R_s de 70%¹¹⁸ à la longueur d'onde du signal. L'énergie de pompe est fixée à 1 mJ et **on fait varier la taille du faisceau de pompe** dans le cristal. Les résultats sont représentés sur la figure 46. On peut comparer les rendements à ceux obtenus avec l'OPO à cavité plan-plan pompé avec la même énergie avec un coefficient de réflexion R_s de 50%. Notons que cette valeur de 50% est celle qui permet d'obtenir les énergies signal et complémentaire maximales pour cette cavité avec la focalisation maximale de 500 MW/cm^2 .

¹¹⁸ Nous verrons (figure 46) pourquoi cette valeur de 70%.

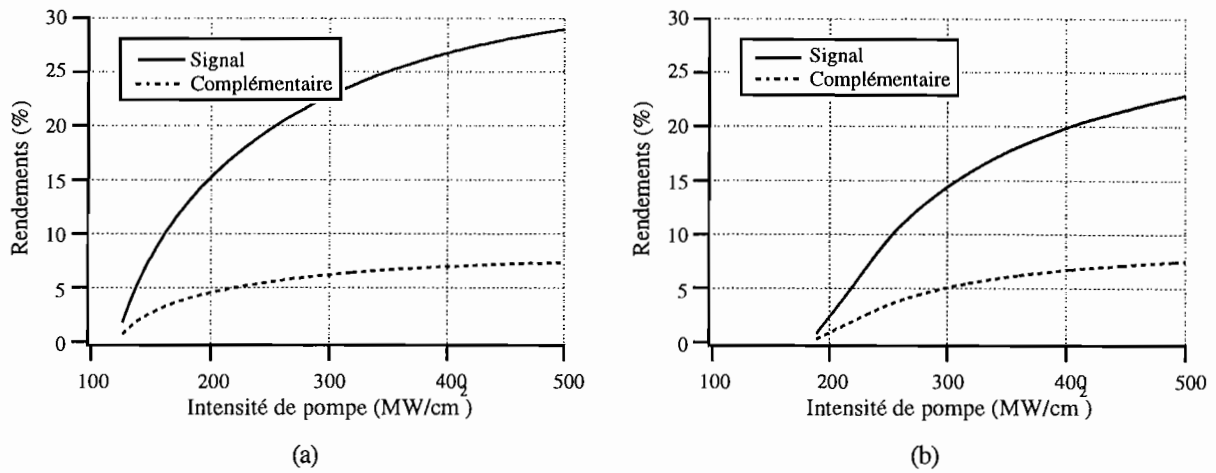


Figure 46 Comparaison des rendements énergétiques avec 1 mJ de pompe, en fonction de l'intensité de pompe, en faisant varier la taille du faisceau dans le cristal :
 (a) Cavité stable confocale, $R_s = 70\%$,
 (b) Cavité plan-plan, $R_s = 50\%$.

Les rendements énergétiques maximaux sont obtenus avec la focalisation maximale de 500 MW/cm². Par rapport à la cavité plan-plan, la cavité confocale permet d'augmenter sensiblement le rendement énergétique pour l'onde signal (de 23% à 29%). Le rendement pour l'onde complémentaire est inchangé.

Le coefficient de réflexion R_s de 70% conduit, pour la cavité confocale avec la focalisation maximale de 500 MW/cm², au maximum d'énergie signal comme on peut le constater sur la figure 47.

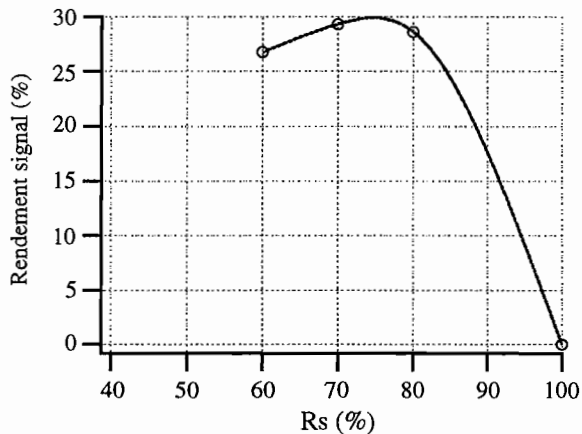


Figure 47 Rendement énergétique pour le signal en fonction de la valeur du coefficient de réflexion R_s du miroir de sortie à la longueur d'onde signal (cavité confocale), pour la focalisation maximale de 500 MW/cm²

3.2 Luminance

Avec la cavité confocale, le rendement énergétique pour l'onde signal résonnante est supérieur à celui obtenu avec la cavité plan-plan, mais c'est surtout sa luminance qui est bien supérieure, car le profil spatial est nettement meilleur. Sur la figure 48 sont représentés les profils spatiaux des impulsions signal en champ proche et en champ lointain avec un coefficient de réflexion R_s de 70%. L'OPO est pompé avec une intensité de 500 MW/cm^2 (focalisation maximale).

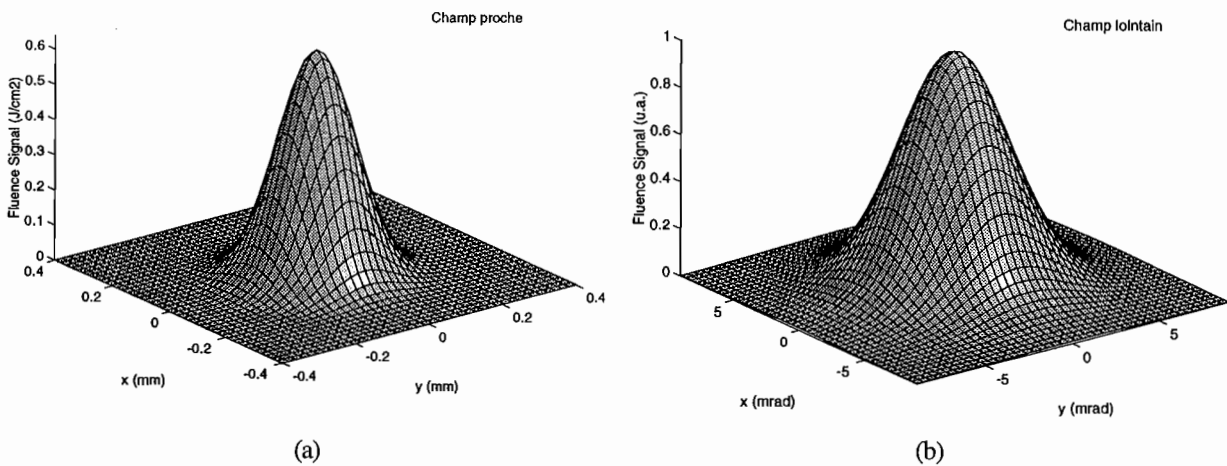


Figure 48 Profils spatiaux des impulsions signal produites par l'OPO à cavité confocale. L'OPO est pompé avec une intensité de 500 MW/cm^2 . L'énergie de pompe est de 1 mJ et la taille du faisceau de pompe dans le cristal de $113 \mu\text{m}$.
 (a) Champ proche (1 cm derrière le miroir de sortie de l'OPO),
 (b) Champ lointain (à l'infini).

Le profil spatial du signal, avec un facteur M^2 égal à $1,06$, est gaussien. Ce profil est imposé par la cavité confocale stable. Nous rappelons qu'avec la cavité plan-plan, le facteur M^2 valait $2,37$.

Le profil spatial du complémentaire, en revanche, n'est pas gaussien (voir figure 49). Le facteur de qualité du faisceau vaut $M^2 = 3,04$. La cavité n'impose pas de mode transverse à l'onde complémentaire, car elle ne résonne pas. Son profil spatial est imposé par les effets non linéaires de mélange paramétrique avec les ondes pompe et signal de profils gaussiens et par le phénomène de diffraction. Comme avec la cavité plan-plan, les faisceaux signal et complémentaire ne peuvent pas être tout deux gaussiens.

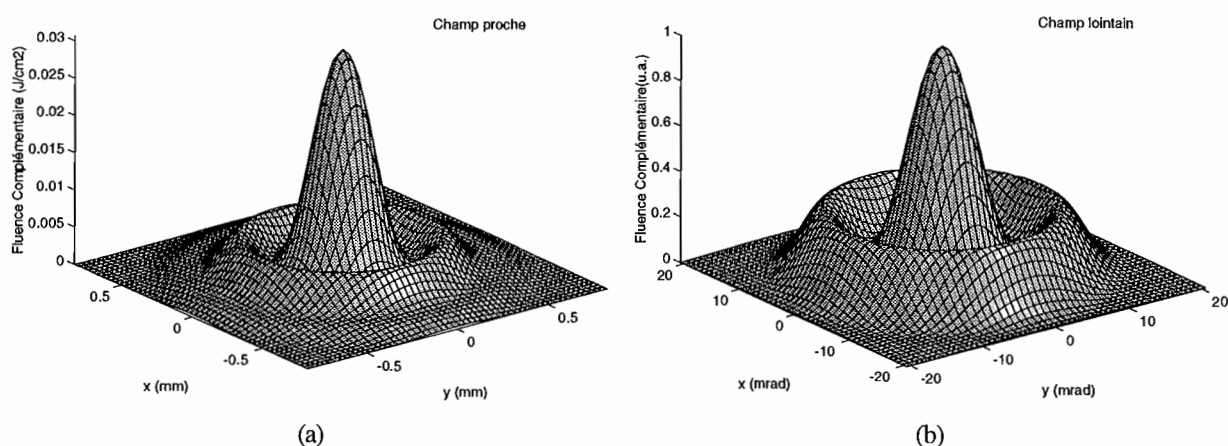


Figure 49 Profil spatial des impulsions complémentaire produites par l'OPO à cavité confocale. L'OPO est pompé avec une intensité de 500 MW/cm². L'énergie de pompe est de 1 mJ et la taille du faisceau de pompe dans le cristal de 113 μm.
 (a) Champ proche (1 cm derrière le miroir de sortie de l'OPO),
 (b) Champ lointain (à l'infini).

Nous avons rassemblé dans le tableau 8 quelques valeurs de facteur de qualité de faisceaux M^2 en fonction de l'intensité de pompe¹¹⁹. Le faisceau signal est quasiment gaussien. Son facteur de qualité est très proche de 1. En revanche, le faisceau complémentaire se dégrade lorsqu'on augmente l'intensité de pompe en focalisant le faisceau dans le cristal.

Intensité de pompe (MW/cm ²)	126	220	407	500
Facteur au-dessus du seuil d'oscillation	1,05	1,8	3,4	4,2
M^2 signal	1,003	1,028	1,051	1,060
M^2 complémentaire	1,02	1,64	2,80	3,04

Tableau 8 Évolution des facteurs de qualité M^2 des faisceaux signal et complémentaire en fonction de l'intensité de pompe (cavité confocale ; énergie de pompe de 1 mJ).

En raison d'une amélioration de son rendement énergétique et surtout de la qualité de son faisceau, l'onde signal, pour une même énergie de pompe de 1 mJ, a une luminance beaucoup plus élevée avec la cavité confocale qu'avec la cavité plan-plan (voir figure 50).

¹¹⁹ En faisant varier la taille du faisceau de pompe, l'énergie étant fixée à 1 mJ et la durée d'impulsion à 10 ns.

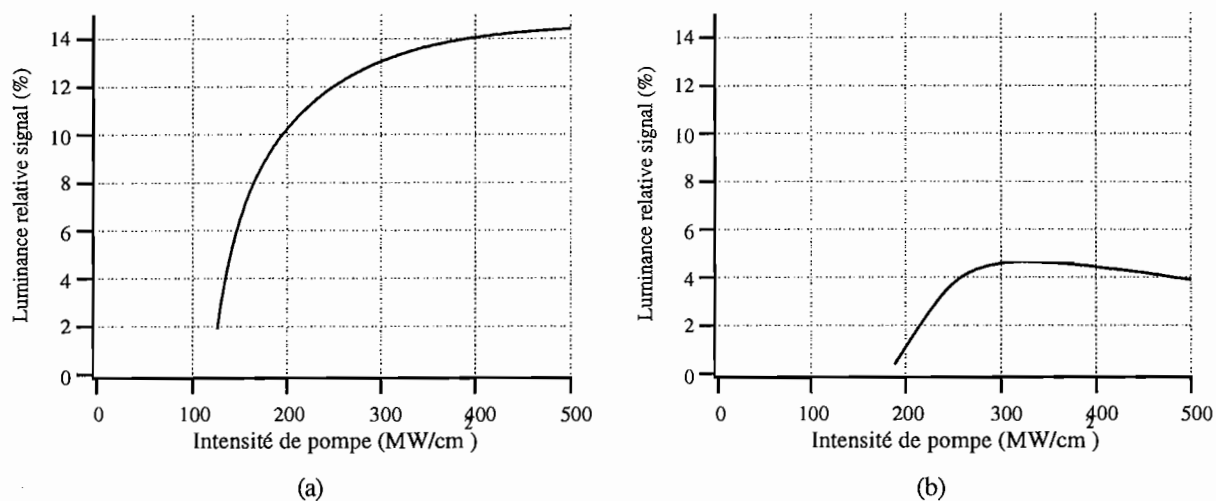


Figure 50 Comparaison des luminances relatives des impulsions signal avec les cavités confocale (a) et plan-plan (b), en fonction de l'intensité de pompe, en faisant varier la taille du faisceau de pompe dans le cristal.

La luminance des impulsions complémentaire, qui ne résonnent pas, est en revanche nettement détériorée à cause de leur mauvaise qualité de faisceau.

On pourrait envisager de faire résonner l'onde complémentaire dans la cavité à la place de l'onde signal afin de transposer au complémentaire les améliorations obtenues pour le signal. Cette solution n'est toutefois pas possible dans notre cas, car l'onde complémentaire à $3,3 \mu\text{m}$ est fortement absorbée dans le cristal de KTP. Sa résonance ne serait donc pas efficace et risquerait de surcroît d'entraîner des problèmes liés à l'échauffement du cristal. Lorsque l'absorption est faible, en revanche, il est possible de faire résonner soit l'onde signal soit l'onde complémentaire afin qu'elle présente les qualités observées dans notre étude pour l'onde signal. Nous l'avons vérifié théoriquement, pour les mêmes longueurs d'onde que dans notre étude, avec le cristal de KTA dont les absorptions sont très faibles à $1,57 \mu\text{m}$ et $3,30 \mu\text{m}$.

4. OPTIMISATION DE L'OPO À FORTE ÉNERGIE

Par rapport à une cavité plan-plan, une cavité géométriquement stable a permis d'améliorer nettement les performances de l'onde signal dans le cas d'une énergie de 1 mJ (dite « faible » énergie). Considérons maintenant le cas d'une **énergie de pompe de 10 mJ** (dite « forte » énergie). Nous avons vu que la cavité plan-plan conduit à de bonnes performances pour le signal. En revanche, les performances du complémentaire pourraient certainement être

améliorées. Nous proposons donc de chercher à optimiser l'énergie des impulsions complémentaire et surtout leur luminance qui est faible à cause de leur mauvaise qualité de faisceau (voir figure 43). Nous chercherons, si possible, à ne pas dégrader les performances du signal.

Dans cette étude, nous supposons **la taille du faisceau de pompe dans le cristal fixée à 0,5 mm**. Nous donnons dans le tableau 9 les performances obtenues avec la cavité plan-plan, avec cette taille de faisceau de pompe et avec un coefficient de réflexion R_s égal à 50%.

	Signal	Complémentaire (à améliorer)
Rendement énergétique	33%	8,0%
Luminance relative	12,5%	0,4%
M^2	1,20	1,71

Tableau 9 Rappel des performances de l'OPO à cavité plan-plan, avec un coefficient de réflexion R_s de 50%. L'OPO est pompé avec 10 mJ, la taille du faisceau de pompe dans le cristal étant de 0,5 mm. Les performances pour le signal sont bonnes. Celles du complémentaire pourraient être améliorées.

Nous proposons et étudions différentes solutions pour optimiser les performances de l'onde complémentaire.

On pourrait envisager d'échanger les rôles des ondes signal et complémentaire, c'est à dire faire résonner dans la cavité l'onde complémentaire à la place de l'onde signal. L'onde complémentaire aurait alors les qualités de l'onde résonnante. Comme nous l'avons déjà mentionné, cette solution n'est toutefois pas possible avec le cristal de KTP, car l'onde complémentaire à $3,3 \mu\text{m}$ est fortement absorbée.

Nous avons vu dans le paragraphe 1.2.2 (figure 35) que le coefficient de réflexion R_s de 50% permet d'obtenir les énergies des impulsions signal et complémentaire toutes deux quasiment maximales. L'énergie des impulsions complémentaire ne peut donc pas être améliorée en modifiant la valeur de R_s . La luminance des impulsions complémentaire pourrait en revanche être augmentée en diminuant la valeur de R_s (voir la figure 36 dans le paragraphe 1.2.2). Toutefois, il en résulterait alors une diminution de l'énergie du complémentaire. De plus, l'énergie et la luminance des impulsions signal seraient dégradées (voir figures 35 et 36).

Le coefficient de réflexion R_s de 50% constitue un des meilleurs compromis pour la cavité plan-plan. Nous devons donc envisager d'autres solutions.

4.1 Utilisation d'un miroir de sortie gaussien

Nous avons vu que le coefficient de réflexion optimal dépend de l'intensité de pompe. Il est d'autant plus faible que l'intensité est élevée. Il faudrait donc que le miroir présente un coefficient de réflexion minimal en son centre où l'intensité de pompe est maximale, et que ce coefficient de réflexion augmente lorsqu'on s'éloigne du centre et que l'intensité de pompe diminue.

Nous proposons donc d'étudier l'influence d'un miroir de sortie ayant un coefficient de réflexion non uniforme, la cavité demeurant plan-plan. Nous envisageons un coefficient de réflexion R_s variant en fonction de la distance par rapport au centre du miroir selon une fonction gaussienne. Un tel miroir est appelé miroir **gaussien** [29]. Deux exemples de profils de réflexion de miroirs gaussiens sont représentés sur la figure 51.

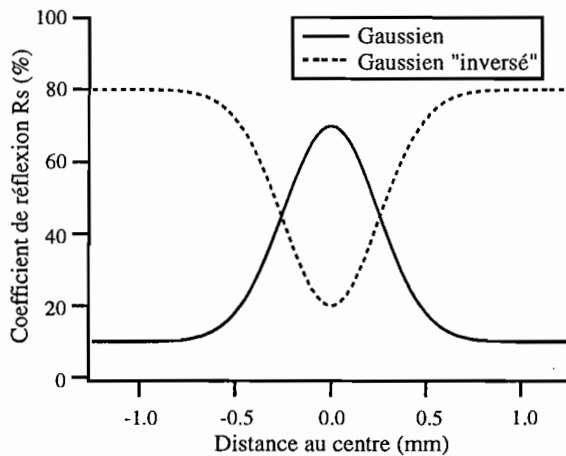


Figure 51 Exemples de profils de réflexion de miroirs gaussiens. Nous désignons par miroir gaussien « inversé » un miroir gaussien ayant un coefficient de réflexion minimal en son centre.

Plus précisément, le coefficient de réflexion $R_s(r)$ des miroirs gaussiens que nous envisageons varie en fonction de la distance r par rapport au centre selon :

$$R_s(r) = R_\infty - (R_\infty - R_0) \exp\left[-2\left(\frac{r}{w_0}\right)^2\right], \quad (22)$$

où w_0 est la taille, au centre du cristal, du faisceau de pompe de profil transverse gaussien. Au centre du miroir ($r = 0$), R_s vaut R_0 et il tend vers R_∞ lorsque r augmente.

Nous avons calculé les performances de l'OPO en fonction des valeurs des paramètres R_0 et R_∞ variant entre 0 et 100%, avec un pas égal à 10%.

L'énergie maximale pour le complémentaire est obtenue avec $R_\infty = 100\%$ et $R_0 = 0\%$. Il s'agit d'un miroir gaussien « inversé ». Le coefficient de réflexion est nul au centre du miroir et il tend vers 100% lorsqu'on s'en éloigne. Par rapport au miroir uniforme avec $R_s = 50\%$, le **rendement énergétique** passe de 8% à 9%.

La **luminance relative** des impulsions complémentaire est également légèrement améliorée avec ce miroir gaussien inversé (de 0,40% à 0,45%). Cette amélioration de la luminance provient à la fois d'une augmentation de l'énergie et d'une amélioration de la qualité du faisceau (voir figure 52).

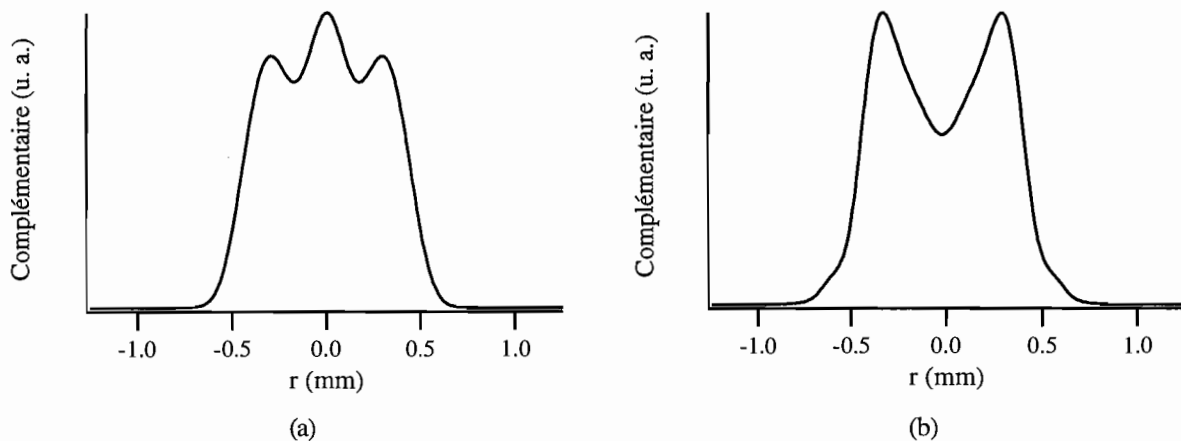


Figure 52 Coupe du profil transverse du faisceau complémentaire en champ proche (1 cm derrière le miroir de sortie de l'OPO) :

(a) Miroir uniforme ($R_s = 50\%$) : $M^2 = 1,71$

(b) Miroir gaussien inversé ($R_0 = 0\%$, $R_\infty = 100\%$) : $M^2 = 1,6$.

Nous avons récapitulé dans le tableau 10 les résultats obtenus avec le miroir gaussien inversé. Ceux-ci peuvent être comparés à ceux obtenus avec le miroir uniforme avec $R_s = 50\%$.

Tandis que les performances pour l'onde complémentaire ont été légèrement améliorées, celles pour l'onde signal ont en revanche été détériorées avec ce miroir gaussien inversé (voir tableau 11), aussi devons nous envisager d'autres solutions.

	Miroir uniforme $R_s = 50\%$	Miroir gaussien (inversé) $R_\infty = 100, R_0 = 0\%$
Rendement énergétique	8%	9%
Luminance relative	0,40%	0,45%
M^2	1,71	1,61

Tableau 10 Comparaison des caractéristiques des impulsions complémentaire avec le miroir de sortie uniforme et le miroir de sortie gaussien (inversé).

	Miroir uniforme $R_s = 50\%$	Miroir gaussien (inversé) $R_\infty = 100\%, R_0 = 0\%$
Rendement énergétique	33%	30%
Luminance relative	12,6%	9,5%
M^2	1,20	1,32

Tableau 11 Comparaison des caractéristiques des impulsions signal avec un miroir de sortie uniforme et le miroir de sortie gaussien (inversé).

4.2 Utilisation d'une cavité instable

Dans le cas de l'OPO à forte énergie, le faisceau signal, dans la cavité plan-plan, reste confiné au voisinage du centre du faisceau de pompe où le gain paramétrique est le plus fort. Une cavité à miroir convexe forcerait le faisceau signal à diverger et à occuper un volume plus important dans le cristal. Une plus grande partie du faisceau de pompe serait alors utilisée pour l'amplification paramétrique. En outre, le phénomène de reconversion serait probablement réduit au centre des faisceaux où l'intensité du signal serait plus faible. L'utilisation d'une cavité instable pour l'OPO a été proposée récemment [30].

Nous avons envisagé une cavité **instable à miroirs convexes** de longueur géométrique égale à 3 cm. Les paramètres que nous avons fait varier sont **les rayons de courbure et le coefficient de réflexion R_s** (uniforme) du miroir de sortie. La cavité est représentée schématiquement sur la figure 53.

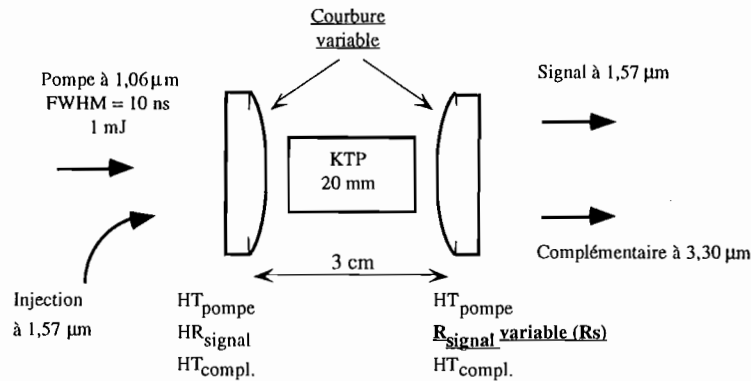


Figure 53 Schéma de la cavité instable à miroirs convexes.

Les rendements énergétiques maximaux obtenus sont rassemblés dans le tableau 12 en fonction du rayon de courbure des miroirs, avec le coefficient de réflexion R_s optimal.

Rayon de courbure (m)	infini	-4	-2	-1,5	-1
R_s (%)	50	50	50	60	50
Rendement énergétique complémentaire (%)	8,0	9,0	9,4	10,1	9,0

Tableau 12 Rendements énergétiques pour le complémentaire en fonction du rayon de courbure des deux miroirs de cavité avec le coefficient de réflexion R_s optimal.

Par rapport à une cavité plan-plan (rayon de courbure infini), une cavité instable avec deux miroirs convexes de rayon de courbure égaux à $-1,5$ m et un coefficient de réflexion R_s de 60% permet une amélioration significative du rendement énergétique du complémentaire (de 8% à 10%). L'amélioration est meilleure que celle obtenue avec le miroir gaussien inversé (9%).

Regardons la **luminance relative** des impulsions complémentaire. Les résultats sont rassemblés dans le tableau 13. Avec les miroirs convexes de rayons de courbure égaux à $-1,5$ m et un coefficient de réflexion R_s de 40%, la luminance des impulsions complémentaire est très nettement améliorée (3,3% au lieu de 0,9% avec la cavité plan-plan où $R_s = 20\%$). Ce résultat provient à la fois d'une augmentation de l'énergie et d'une amélioration de la qualité du faisceau (voir figure 54). Le facteur de qualité du faisceau complémentaire vaut $M^2 = 1,31$.

PARTIE III

- [1] S.J. Brosnan et R.L. Byer
"Optical parametric oscillator threshold and linewidth studies"
IEEE, J. Quantum Electron. QE-18, 415-431 (1979).
- [2] S. Guha, F.J. Wu et J. Falk
"The effects of focusing on parametric oscillation"
IEEE, J. Quantum Electron. QE-18, 907-912 (1982).
- [3] J.A.C. Terry, Y. Cui, Y. Yang, W. Sibbett et M.H. Dunn
"Low-threshold operation of an all-solid-state KTP optical parametric oscillator"
J. Opt. Soc. Am. B, **11**, 758-769 (1984).
- [4] J.M. Breteau, C. Jourdain, T. Lépine et F. Simon
"Numerical simulation and realization of a KTP optical parametric oscillator"
OSA Proceedings A.A. Puito and T.Y. Fan eds (Optical Society of America), Washington, D.C.,
Advanced Solid-State Lasers, **20**, 118-120(1993)
- [5] T. Debuisschert, J. Raffy and J.P. Pocholle
"Semi-analytical model of the pulsed optical parametric oscillator ; comparison with experiment"
OSA Trends in Optics and Photonics on Advanced Solid State Lasers, **1**, 182-187 (1996). Ed. S.A.
Payne and C.R. Pollock (Washington, DC : Optical Society of America)
- [6] J.A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing and P.S. Pershan
"Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric"
Phys. Rev. **127**, 1918-1939 (1962).
- [7] A.V. Smith, W.J. Alford, T.D. Raymond et M.S. Bowers
"Comparison of a numerical model with measured performance of a seeded, nanosecond KTP optical parametric oscillator"
J. Opt. Soc. Am. B, **12**, n° 11, 2253-2267 (1995).
- [8] J. W. Goodman
"Introduction to Fourier Optics"
McGraw-Hill, Chapter 3 (1968).
- [9] H.P. Nolting, R. März
J. Lighthwave Technol. **13**, 216 (1995).
- [10] T. Okoshi, S. Kitazawa
"Analysis methods for electromagnetic wave problems"
Ed. by E. Yamashita (Artech House, Boston), 341 (1990).
- [11] J. Van Roey, J. Van der Donk, P. Laggase
J. Opt. Soc. Am. **71**, 803 (1981).
- [12] M. Munowitz, D. Vezzetti
Opt. Commun. **100**, 43 (1993).
- [13] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling and B.P. Flannery
"Numerical Recipes in Fortran"
Cambridge University Press
- [14] A.E. Siegman
"New developments in laser resonators"
In Optical Resonators, Proc. SPIE, D.A. Holmes, ed., Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. 1224, 2-14 (1990).

- [15] A.E. Siegman
"Defining the effective radius of curvature for a non-ideal optical beam"
IEEE, J. Quantum Electron, vol. **27**, 1146-1148 (1991).
- [16] A. Siegman
"Lasers"
University Science Books, Mill Valley CA, Chapitre 29 (1986).
- [17] A. Yariv
"Quantum Electronics"
J. Wiley & Sons, New York (1989).
- [18] A. Fix and R. Wallenstein
"Spectral properties of pulsed nanosecond optical parametric oscillators : experimental investigation and numerical analysis"
J.Opt. Soc. Am. B, vol. **13**, n°11, (1996).
- [19] A.V. Masalov
"Spectral and temporal fluctuations of broad-band laser radiation"
Prog. Opt., vol. **23**, 145 (1990).
- [20] B. Baillon
"Étude et réalisation d'un oscillateur paramétrique optique visible à haute cadence de récurrence"
Thèse de Doctorat, Université de Paris XI, Orsay (1997).
- [21] B. Boulanger, J.P. Fève, G. Marnier, B. Ménaert, X. Cabirol, P. Villeval and C. Bonnin
"Relative sign and absolute magnitude of $d^{(2)}$ nonlinear coefficients of KTP from second-harmonic-generation measurements"
J. Opt. Soc. Am. B, vol. **11**, n° 5, 750-757 (1994).
- [22] Herman Vanherzeele, J.D. Bierlein and F.C. Zumsteg
"Index of refraction measurements and parametric generation in hydrothermally grown $KTiOPO_4$ "
Applied Optics, vol. **27**, n°16, 3314-3316 (1988).
- [23] N. Bloembergen
"Nonlinear Optics "
Benjamin, New-York (1965).
- [24] S. Helmfrid and G. Arvidsson
"Influence of the pump spectrum on three-wave mixing parametric amplification"
J. Opt. Soc. Am. B, vol. **8**, n° 12, (1991).
- [25] A. Dubois, T. Lépine, P. Georges and A. Brun
"Theoretical cavity design to optimize OPO performances"
Conference on Lasers and Electro-Optics'97 (CLEO'97), Baltimore, 18-23 mai 1997.
- [26] A. Dubois, T. Lépine, P. Georges and A. Brun
"OPO radiance optimization using a numerical model"
Advanced Solid State Lasers, Topical Meeting, Orlando, 27-29 janvier 1997.
- [27] A. Dubois et col.
Publication en cours de rédaction (J. Opt. Soc. Am. B ?)
- [28] A. Siegman
"Lasers"
University Science Books, Mill Valley CA, Chapter 12 (1986).
- [29] A. Siegman
"Lasers"
University Science Books, Mill Valley CA, Chapter 23 (1986).

-
- [30] W.A. Neuman and S.P. Velsko
"Effect of Cavity Design on Optical Parametric Oscillator Performance".
OSA Trends in Optics and Photonics on Advanced Solid State Lasers, vol. 1, ed. S.A. Payne and C.R. Pollock (Washington, DC : Optical Society of America) (1996).
- [31] N. Mac Carty and P. Lavigne
"Large-size gaussian mode in unstable resonators using gaussian mirrors"
Opt. Lett., vol. 10, 553-555 (1985).
- [32] P. Lavigne, N. Mac Carty and J. G. Demers
"Design and characterization of complementary gaussian reflectivity mirrors"
Appl. Opt., vol. 24, 2581-2586 (1985).
- [33] S. Chandra, T.H. Allik, J.A. Hutchinson and M.S. Bowers
"Improved OPO brightness with a GRM non-confocal unstable resonator"
OSA Trends in Optics and Photonics on Advanced Solid State Lasers, vol. 1, ed. S.A. Payne and C.R. Pollock (Washington, DC : Optical Society of America) (1996).

ANNEXES

- [1] J.A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing and P.S. Pershan
"Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric"
Phys. Rev. **127**, 1918-1939 (1962).
- [2] R.W. Boyd
"Nonlinear Optics"
Academic Press, Inc. ,London, 38-40 (1992).
- [3] J.W. Goodman
"Introduction to Fourier Optics"
McGraw-Hill, Chapter 3 (1968).
- [4] A. Siegman
"Lasers",
University Science Books, Mill Valley CA, Chapter 16 (1986).
- [5] J. Ducuing and C. Flytzanis
"Optical properties of solids"
Chap. 11, Second optical processes in solids, pp. 863-990
Abeles North. Holland (1972)
- [6] D.A. Kleinman
"Theory of second harmonic generation of light"
Phys. Rev. **128**, 1761 (1962).
- [7] D.A. Kleinman
"Nonlinear dielectric polarization in optical media"
Phys. Rev. **126**, 1977 (1962).
- [8] A.C.L. Boscheron
"Etude de nouvelles configurations de conversion de fréquence pour l'optimisation des lasers de hautespuissances"
Thèse de Doctorat, Université Paris XI, Orsay (1996).
- [9] S.E. Harris
"Tunable optical parametric oscillators"
Proc. IEEE, vol. 57, 2096-2113 (1969).
- [10] François Roddier
"Distributions et transformation de Fourier"
Mc Graw-Hill (1985).
- [11] A.E. Siegman
"New developments in laser resonators"
In Optical Resonators, Proc. SPIE, D.A. Holmes, ed., Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. 1224, 2-14 (1990).

Rayon de courbure (m)	infini	-4	-2	-1,5	-1
Rs (%)	20	40	40	40	30
Luminance complémentaire	0,9%	1,3%	1,6%	3,3%	1,5%

Tableau 13 Luminances des impulsions complémentaire en fonction de la courbure des deux miroirs de cavité avec le coefficient de réflexion Rs optimal.

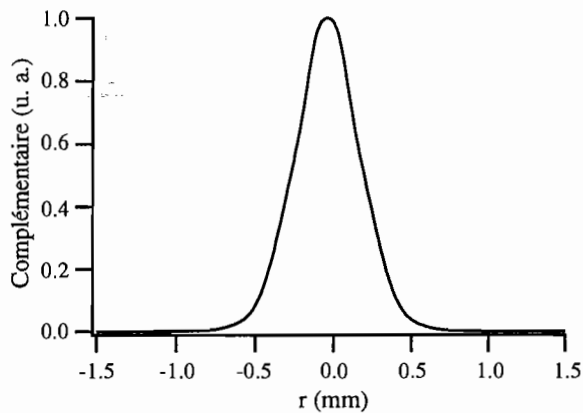


Figure 54 Coupe du profil transverse du faisceau complémentaire en champ proche (1 cm derrière le miroir de sortie de l'OPO) obtenu avec la cavité instable.

En ce qui concerne les impulsions signal, la cavité instable permet une légère amélioration du rendement énergétique (36% au lieu de 33% cavité la plan-plan). En revanche, la luminance est beaucoup plus faible, car la qualité du faisceau signal est fortement dégradée. Le faisceau signal s'étale au cours de l'oscillation dans la cavité instable. Le profil spatial du faisceau est représenté sur la figure 55. Son facteur M^2 est égal à 2,12.

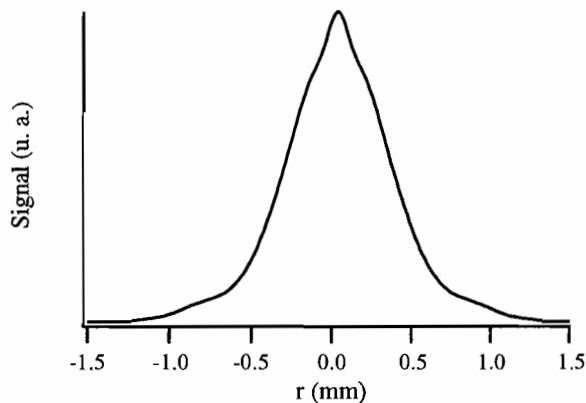


Figure 55 Coupe du profil transverse du faisceau signal en champ proche (1 cm derrière le miroir de sortie de l'OPO) obtenu avec la cavité instable.

Une cavité instable a permis d'améliorer les rendements énergétiques pour le signal et le complémentaire. La qualité du faisceau complémentaire a également été améliorée mais celle du faisceau signal a été fortement dégradée à cause de l'instabilité de la cavité. Nous allons donc essayer de réduire cette instabilité.

4.3 Utilisation d'une cavité instable avec un miroir de sortie gaussien

Nous avons envisagé l'utilisation d'un miroir de sortie **convexe gaussien**. La géométrie instable de la cavité permet, comme nous l'avons vu, d'augmenter la taille du mode transverse de l'onde signal afin d'exploiter une plus grande partie du faisceau de pompe. Le profil de réflexion gaussien permettrait d'autre part de contrôler le profil de ce mode transverse. Cette technique est utilisée dans certains lasers de forte énergie [31, 32]. Elle a été proposée récemment pour les OPO [33].

Comme avec la cavité plan-plan, le coefficient de réflexion à la longueur d'onde signal $R_s(r)$ varie en fonction de la distance r par rapport au centre selon :

$$R_s(r) = R_\infty - (R_\infty - R_0) \exp\left[-2\left(\frac{r}{w_0}\right)^2\right], \quad (23)$$

où w_0 est la taille du faisceau de pompe de profil transverse gaussien.

Nous avons calculé les performances de l'OPO en fonction des valeurs des paramètres R_0 et R_∞ variant entre 0 et 100% (avec un pas de 10%), pour différentes valeurs du rayon de courbure des miroirs. Les meilleures performances ont été obtenues avec un rayon de courbure égal à -1,5 m. Sur la figure 56 sont représentées, sous forme de lignes de niveaux, les énergies et luminances des impulsions en fonction de la valeur des paramètres R_0 et R_∞ , pour le rayon de courbure de -1,5 m. Il est clair qu'il n'existe pas de couple (R_∞, R_0) permettant d'obtenir à la fois une énergie et une luminance maximales pour le signal et le complémentaire. Il est toutefois possible de faire de « bon » compromis. Nous proposons un miroir gaussien caractérisé par les paramètres suivants :

$$R_\infty = 0\%, R_0 = 60\%.$$

Les performances énergétiques obtenues avec ce miroir sont rassemblées dans le tableau 14 où l'on peut comparer avec celles obtenues avec la cavité plan-plan.

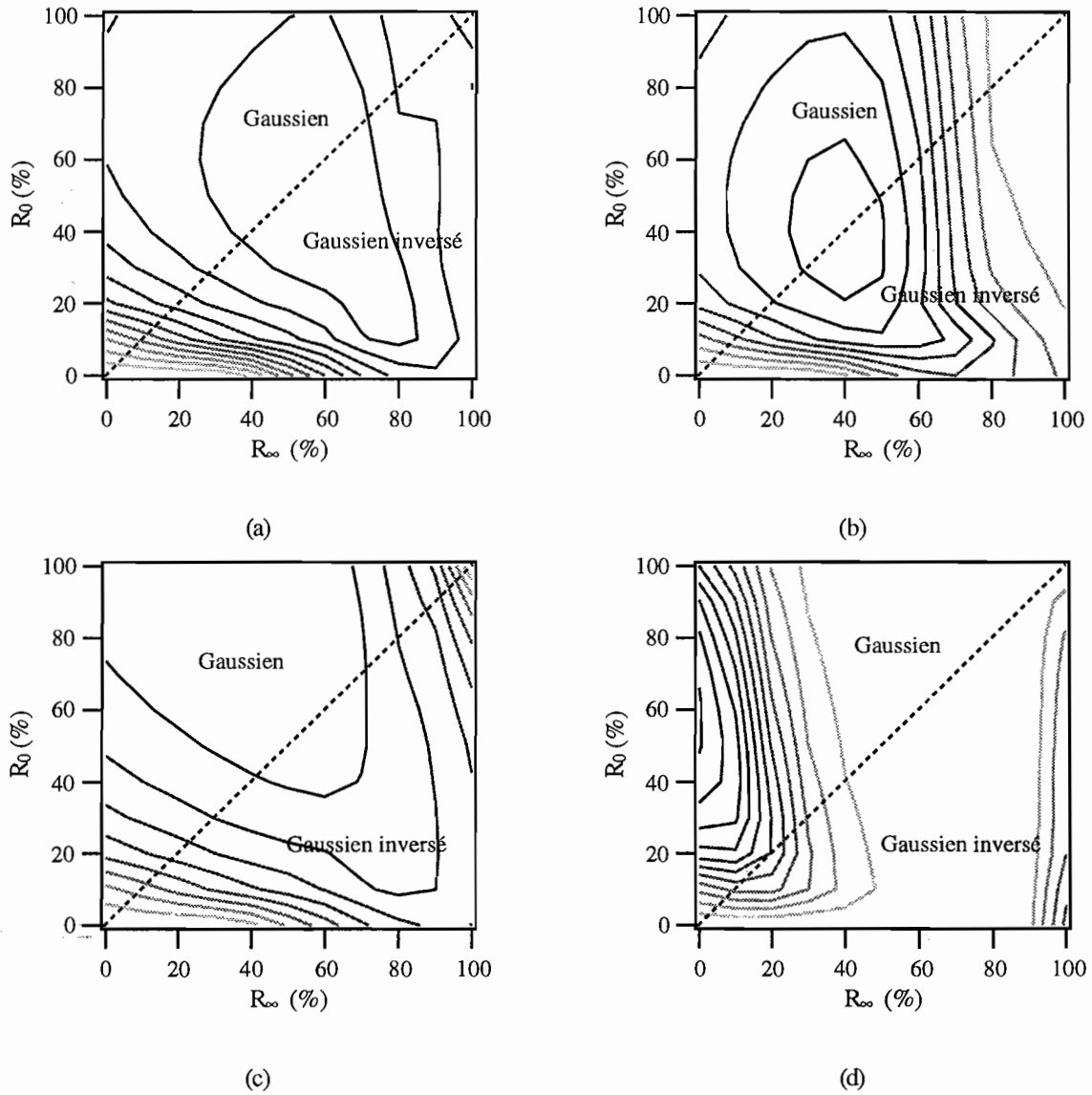


Figure 56 Performances de l'OPO en fonction des paramètres de réflexion du miroir de sortie gaussien. La cavité est constituée de deux miroirs convexes de rayons de courbure égaux à $-1,5$ m. Les grandeurs sont croissantes lorsque la couleur des lignes de niveaux évolue du blanc jusqu'au noir.

- (a) Énergie du complémentaire
- (b) Luminance du complémentaire
- (c) Énergie du signal
- (d) Luminance du signal.

	Plan-plan Miroir uniforme $R_s = 50\%$	Convexe-convexe (-1,5 m de rayon de courbure) Miroir gaussien ($R_\infty = 0\%$, $R_0 = 60\%$)
Rendement signal (%)	33	32 (conservé)
Rendement complémentaire (%)	8	8,5 (amélioré de 6%)
Luminance relative signal (%)	12,6	12,4 (conservée)
Luminance relative complémentaire (%)	0,4	0,9 (améliorée de 125%)

Tableau 14 Comparaison des performances obtenues avec une cavité plan-plan et une cavité instable avec un miroir de sortie gaussien. L'énergie de pompe est de 10 mJ.

Nous pouvons conclure que dans le cas d'un OPO à forte énergie, une cavité instable avec un miroir de sortie gaussien permet d'améliorer nettement les performances pour le complémentaire tout en conservant les performances obtenues pour le signal avec une cavité plan-plan.

5. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Nous avons montré au travers d'exemples que le code de simulation que nous avons développé constitue un précieux outil d'analyse et de conception.

Le code a permis d'étudier l'influence de paramètres essentiels sur le fonctionnement d'un OPO à cavité plan-plan, comme la longueur de la cavité et sa surtension, ou encore la taille du faisceau de pompe dans le cristal. Il a été utilisé pour rechercher des possibilités d'optimisation des performances. Selon l'énergie de pompe, nous avons montré que des cavités géométriquement stable ou instable avec des miroirs à gradient de réflectivité devaient permettre d'améliorer nettement les rendements énergétiques de l'OPO et la qualité des faisceaux émis. Toutefois, l'optimum pour l'onde signal est souvent différent de l'optimum pour l'onde complémentaire, de même que l'optimum d'énergie est souvent différent de l'optimum de luminance. Le code permet de trouver les meilleurs compromis.

Les prévisions théoriques concernant les cavités instables devront être vérifiées expérimentalement. Enfin, d'autres cavités OPO restent à être explorées.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Les travaux effectués durant cette thèse apportent une contribution à la fois expérimentale et théorique au développement des OPO fonctionnant en régime temporel nanoseconde.

L'analyse des différents effets physiques mis en jeu dans l'OPO nanoseconde a fait pressentir la spécificité et la complexité du fonctionnement de cette source de lumière cohérente. Dépendant des intensités de l'onde de pompe et des ondes signal et complémentaire créées, ainsi que de la relation de phase entre ces trois ondes, le gain dans l'OPO, d'une nature tout autre que celui dans un laser, est responsable d'un comportement particulier qui se trouve influencé par la diffraction, les effets d'absorption et de double réfraction dans le cristal non linéaire, ainsi que par la présence de la cavité optique.

Une étude expérimentale a permis d'observer le comportement d'un OPO particulier. L'objectif était de construire une source émettant des impulsions nanosecondes, entre 1 μm et 4 μm , de puissances moyennes assez élevées avec des faisceaux de grande qualité. Différents oscillateurs ont été réalisés avec comme point commun l'utilisation du cristal de KTP en accord de phase non critique en angle ¹²⁰, une configuration simplement résonnante sur le signal et un double passage de l'impulsion de pompe dans le cristal pour augmenter le rendement énergétique de conversion. Le laser de pompe était un laser Nd:YAG émettant des impulsions de 100 ns à 1,06 μm à la cadence de 1 kHz. Une cavité plan-plan s'est avérée inadaptée à cause de la divergence excessive du faisceau de pompe. Une cavité concentrique originale pour un OPO a permis d'améliorer très nettement les performances. Le faisceau signal émis, avec un facteur de qualité inférieur à 1,4, est quasiment gaussien. Les puissances moyennes maximales produites sont d'environ 0,5 W pour le signal à 1,57 μm et 0,2 W pour le complémentaire à 3,29 μm , soit un rendement énergétique total de conversion proche de 50%. Ce résultat est remarquable pour un OPO nanoseconde émettant un faisceau signal gaussien. Une cavité stable plus courte avec un miroir extérieur à la cavité pour recycler la pompe a permis de réduire nettement le seuil d'oscillation. Le pompage de l'OPO avec un faisceau multimode transverse a démontré le filtrage transverse opéré par la cavité, imposant au faisceau signal un mode gaussien. Avec les mêmes éléments de base, nous avons développé un OPO intracavité. Ce système plus compact a

¹²⁰ Les avantages de cette configuration dans le cristal de KTP ont été prévus grâce au logiciel que nous avons conçu pour rechercher et caractériser les configurations d'accord de phase dans les cristaux biréfringents.

délivré des puissances crêtes plus importantes en raison d'impulsions produites plus courtes. Le remplacement du laser Nd:YAG pompé par lampes par un laser Nd:YVO₄ pompé par diodes permettra de réaliser prochainement un système encore plus compact avec un rendement global supérieur. Plusieurs traitements antireflets déposés sur les faces du cristal de KTP ont été testés sans amélioration significative par rapport au cristal nu. Des progrès restent donc à faire dans ce domaine. Lorsque sa synthèse sera maîtrisée en France, le cristal de KTA pourra remplacer avantageusement le cristal de KTP en raison de son absorption beaucoup plus faible à la longueur d'onde du complémentaire. L'utilisation du nouveau cristal révolutionnaire de LiNbO₃ polarisé périodiquement pourrait permettre plus tard d'obtenir un rayonnement accordable avec des rendements très élevés.

Un code de simulation d'OPO nanosecondes a été réalisé afin de mieux appréhender le fonctionnement complexe de ces sources et de pouvoir prévoir leurs performances en vue d'optimiser leur conception. Ce code prend en compte les phénomènes physiques de diffraction, de double réfraction, d'absorption et de polarisation non linéaire du deuxième ordre. Il a été conçu pour être exécuté sur un ordinateur à traitement parallèle afin de réduire les temps de calcul. Il permet de prévoir les profils temporels, les profils transverses, les énergies et les spectres des impulsions produites. Il fournit également la durée des impulsions, la taille des faisceaux, leur divergences et leur facteur de qualité M^2 ainsi que les puissances crêtes et les luminances. Ce code a permis de prévoir avec un bon accord l'ensemble des performances d'un OPO à cavité annulaire injecté et pompé par un laser monomode longitudinal. Un OPO non injecté mais toujours pompé par un laser monomode longitudinal a pu être assez bien simulé en ajustant l'intensité du champ signal initial. Les limites du code ont été atteintes lors de la simulation d'un OPO non injecté pompé par un laser fortement multimode longitudinal. La prise en compte de la structure multimode longitudinale des impulsions, simultanément avec leur structure transverse, reste une étape ultime à franchir pour disposer d'un code de simulation général. Pour cela, il sera probablement nécessaire de recourir à une modélisation différente de la nôtre, au risque d'augmenter considérablement les temps de calcul.

Enfin, nous avons utilisé le code pour étudier l'influence de divers paramètres sur le fonctionnement de l'OPO nanoseconde comme la longueur de la cavité, la taille du faisceau de pompe ou la surtension de la cavité. Nous avons prévu que l'utilisation de cavités OPO spécifiques, géométriquement stables ou instables avec des miroirs gaussiens, devait permettre une amélioration significative des rendements énergétiques de conversion et de la qualité des faisceaux émis. Ces résultats commencent à être démontrés expérimentalement dans quelques laboratoires.

ANNEXES

ANNEXE 1

Susceptibilité non linéaire du deuxième ordre

Nous donnons dans cette annexe les propriétés du tenseur $\chi^{(2)}$ et montrons les simplifications auxquelles elles conduisent. Nous introduisons le tenseur d et sa forme contractée.

1. Le tenseur $\chi^{(2)}$

La réponse non linéaire du deuxième ordre d'un milieu est décrite par le tenseur $\chi^{(2)}$ dont les éléments $\chi_{ijk}^{(2)}$ dépendent de 3 indices i, j et k correspondant aux coordonnées cartésiennes x, y et z de l'espace. À priori, $\chi^{(2)}$ est un tenseur constitué de $3 \times 3 \times 3 = 27$ éléments. Toutefois, en toute rigueur, les éléments $\chi_{ijk}^{(2)}$ dépendent des fréquences des trois ondes en interaction. En tenant compte de la dépendance de $\chi_{ijk}^{(2)}$ avec les fréquences ω_m, ω_n et $\omega_m + \omega_n$, les composantes cartésiennes de la polarisation du deuxième ordre s'écrivent :

$$P_i(t) = \varepsilon_0 \sum_{mn} \sum_{jk} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_m + \omega_n; \omega_m, \omega_n) E_j(\omega_m) e^{-j\omega_m t} E_k(\omega_n) e^{-j\omega_n t}. \quad (1)$$

Les indices m et n , qui font référence aux trois ondes couplées de fréquences ω_1, ω_2 et ω_3 , peuvent prendre chacun six valeurs (1, 2, 3, -1, -2, -3), mais seulement douze des trente-six combinaisons conservent l'énergie et ne répètent pas d'indices :

$$\begin{aligned}
\omega_1 &= \omega_2 + \omega_3, \\
\omega_2 &= -\omega_3 + \omega_1, \\
\omega_3 &= \omega_1 - \omega_2, \\
\omega_3 &= -\omega_2 + \omega_1, \quad (2) \\
\omega_2 &= \omega_1 - \omega_3, \\
\omega_1 &= \omega_3 + \omega_2, \\
&\text{et leurs opposés.}
\end{aligned}$$

Le tenseur $\chi^{(2)}$ a donc $12 \times 27 = 324$ éléments qu'il faut connaître pour décrire complètement le processus de mélange à trois ondes.

Heureusement, le nombre d'éléments indépendants du tenseur $\chi^{(2)}$ peut être largement réduit en raison de propriétés de symétries. On voit déjà que la notation qui permet aux indices m et n de prendre des valeurs négatives a doublé le nombre d'éléments. Considérons l'équation (1) en séparant les sommations sur n en parties positives et négatives :

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}_i(t) &= \varepsilon_0 \sum_m \sum_{jk} E_j(\omega_m) e^{-j\omega_m t} \times \left(\sum_n \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_m + \omega_n; \omega_m, \omega_n) E_k(\omega_n) e^{-j\omega_n t} \right. \\
&\quad \left. + \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_m + \omega_n; \omega_m, \omega_n) E_k^*(\omega_n) e^{+j\omega_n t} \right), \quad (3)
\end{aligned}$$

où n ne peut prendre que des valeurs positives. Le fait que le champ électrique soit réel permet d'écrire :

$$E_k(-\omega_n) = E_n^*(\omega_n). \quad (4)$$

En procédant de la même façon pour l'indice m , on trouve :

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}_i(t) &= \varepsilon_0 \sum_{jk} \left(\sum_{mn} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_m + \omega_n; \omega_m, \omega_n) E_j(\omega_m) e^{-j\omega_m t} E_k(\omega_n) e^{-j\omega_n t} \right. \\
&\quad + \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_m + \omega_n; -\omega_m, \omega_n) E_j^*(\omega_m) e^{+j\omega_m t} E_k(\omega_n) e^{-j\omega_n t} \\
&\quad + \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_m - \omega_n; \omega_m, -\omega_n) E_j(\omega_m) e^{-j\omega_m t} E_k^*(\omega_n) e^{+j\omega_n t} \\
&\quad \left. + \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_m - \omega_n; -\omega_m, \omega_n) E_j^*(\omega_m) e^{+j\omega_m t} E_k^*(\omega_n) e^{+j\omega_n t} \right), \quad (5)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}_i(t) = \varepsilon_0 \sum_{jk} \left(\sum_{mn} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_m + \omega_n; \omega_m, \omega_n) E_j(\omega_m) e^{-j\omega_m t} E_k(\omega_n) e^{-j\omega_n t} \right. \\
+ \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_m - \omega_n; -\omega_m, -\omega_n) E_j^*(\omega_m) e^{+j\omega_m t} E_k^*(\omega_n) e^{+j\omega_n t} \\
+ \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_m + \omega_n; \omega_m, -\omega_n) E_j^*(\omega_m) e^{+j\omega_m t} E_k(\omega_n) e^{-j\omega_n t} \\
\left. + \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_m - \omega_n; \omega_m, -\omega_n) E_j(\omega_m) e^{-j\omega_m t} E_k^*(\omega_n) e^{+j\omega_n t} \right). \quad (6)
\end{aligned}$$

Puisque $E_j^*(\omega_m) e^{+j\omega_m t} E_k^*(\omega_n) e^{+j\omega_n t}$ est le complexe conjugué de $E_j(\omega_m) e^{-j\omega_m t} E_k(\omega_n) e^{-j\omega_n t}$ et $E_j(\omega_m) e^{-j\omega_m t} E_k^*(\omega_n) e^{+j\omega_n t}$ le complexe conjugué de $E_j^*(\omega_m) e^{+j\omega_m t} E_k(\omega_n) e^{-j\omega_n t}$, et que la polarisation est une quantité réelle, on a :

$$\chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_m - \omega_n; -\omega_m, -\omega_n) = \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_m + \omega_n; \omega_m, \omega_n)^*. \quad (7)$$

Le tenseur $\chi^{(2)}$ n'a plus que 162 éléments indépendants.

2. La symétrie intrinsèque de permutation

Cette symétrie vient du fait que les indices j, k, m et n sont des indices arbitraires. Or, parmi les six processus décrits auparavant, les trois derniers sont équivalents aux trois premiers. Autrement dit, il n'y a pas de différence physique entre les processus décrits par $\omega_1 = \omega_2 + \omega_3$ et par $\omega_1 = \omega_3 + \omega_2$. La valeur de $\chi_{ijk}^{(2)}$ ne change donc pas si l'on échange les deux derniers indices :

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_m + \omega_n; \omega_m, \omega_n) = \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_n + \omega_m; \omega_n, \omega_m). \quad (8)$$

Le nombre d'éléments indépendants du tenseur $\chi^{(2)}$ se réduit ainsi à 81.

3. La symétrie de permutation complète

Si l'on considère un milieu sans absorption et donc sans perte ou dispersion, les susceptibilités non linéaires du deuxième ordre $\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2; \omega_1, \omega_2)$, $\chi_{jki}^{(2)}(\omega_1 = -\omega_2 + \omega_3; \omega_2, \omega_3)$ et $\chi_{kij}^{(2)}(\omega_2 = \omega_3 - \omega_1; \omega_3, \omega_1)$ décrivent la même interaction et sont donc égales. Ces relations sont

appelées relations d'ABDP ("Armstrong, Bloembergen, Ducuing et Pershan") [1]. On obtient ce résultats en considérant la symétrie de permutation complète des indices, ce qui permet de permuter les indices des fréquences pourvu que les indices cartésiens soient permutés en même temps. Par exemple, on peut écrire :

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2; \omega_1, \omega_2) = \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_1 = \omega_2 - \omega_3; \omega_2 - \omega_3). \quad (9)$$

De plus, puisque le champ électrique et la polarisation sont réels et que le milieu est sans perte (et donc $\chi_{ijk}^{(2)}$ réel), on démontre que :

$$\begin{aligned} \chi_{jki}^{(2)}(-\omega_1 = \omega_2 - \omega_3; \omega_2, -\omega_3) &= \chi_{jki}^{(2)}(\omega_1 = -\omega_2 + \omega_3; -\omega_2, \omega_3)^* \\ &= \chi_{jki}^{(2)}(\omega_1 = -\omega_2 + \omega_3; -\omega_2, \omega_3). \end{aligned} \quad (10)$$

Par suite, pour tout milieu sans perte, la susceptibilité non linéaire du deuxième ordre $\chi_{ijk}^{(2)}$ est un tenseur $3 \times 3 \times 3$ qui a donc au maximum 27 termes indépendants. Ces 27 termes tiennent compte de toutes les permutations des trois indices de coordonnées cartésiens i, j, k sans se soucier de la nature exacte du mélange à trois ondes ; autrement dit, on ne différencie plus l'interaction de ω_1 et ω_2 pour produire la somme des deux fréquences à la fréquence de ω_3 de l'interaction de ω_1 et ω_3 pour produire la différence des deux fréquences à la fréquence ω_2 . Cependant, on permet à la susceptibilité non linéaire d'être dépendante de la fréquence, d'où la permutation des indices cartésiens en même temps que la permutation des fréquences des ondes.

4. La symétrie de Kleinman

Si l'on suppose maintenant que la susceptibilité non linéaire est indépendante de la fréquence, on peut permuter les indices cartésiens librement sans permuter les fréquences des ondes. Ceci revient à dire que le couplage de deux ondes, ω_1 dans la direction i et ω_2 dans la direction j , est le même que le couplage des mêmes deux ondes mais avec les directions des ondes inversées. Cette approximation est très bonne quand toutes les fréquences des ondes en interaction sont beaucoup plus petites que la plus petite fréquence de résonance du milieu. Ceci implique également que le milieu soit sans perte.

On appelle l'égalité des susceptibilités non linéaires qui ont leurs indices cartésiens permutés sans qu'il n'y ait permutation des fréquences des ondes la **symétrie de Kleinman**. Cette symétrie réduit le nombre d'éléments indépendants du tenseur $\chi_{ijk}^{(2)}$ à 10.

5. La notation contractée de $\chi^{(2)}$

De façon générale, on ne trouve jamais dans la littérature les 27 éléments dépendants de fréquences du tenseur $\chi^{(2)}$. On trouve plutôt une forme contractée de la susceptibilité non linéaire n'ayant plus que 18 termes [2]. Pour ceci, il faut supposer que $\chi_{ijk}^{(2)}$ est symétrique en j et k. Ceci est valable pour la génération de second harmonique, puisque les deux ondes ont la même fréquence, et pour toutes les interactions non linéaires du deuxième ordre quand la symétrie de Kleinman est valable.

On utilise en général à la place du tenseur $\chi^{(2)}$ le tenseur d dont les éléments s'écrivent à partir de $\chi_{ijk}^{(2)}$:

$$d_{ijk} = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)}. \quad (11)$$

C'est le tenseur d_{ijk} que l'on va contracter pour créer un nouveau tenseur d_{ik} . On impose à d_{ijk} la condition :

$$d_{ijk} = d_{ikj} \quad (12)$$

et on fait la substitution d'indices suivante :

$$\begin{aligned} jk &\rightarrow k \\ 11 &\rightarrow 1 \\ 22 &\rightarrow 2 \\ 33 &\rightarrow 3 \\ 23,32 &\rightarrow 4 \\ 31,13 &\rightarrow 5 \\ 12,21 &\rightarrow 6 \end{aligned} \quad (13)$$

Le tenseur contracté d_{ik} peut alors être décrit sous la forme d'une matrice 3×6 . L'application ensuite de la symétrie de Kleinman réduit le nombre d'éléments indépendants à 10 puisque :

$$\begin{aligned}d_{14} &= d_{25} = d_{36} \\d_{15} &= d_{31} \\d_{16} &= d_{21} \\d_{24} &= d_{32} \\d_{26} &= d_{12} \\d_{34} &= d_{23} \\d_{35} &= d_{13}\end{aligned} \tag{14}$$

ANNEXE 2

Équations de propagation générales des trois ondes couplées

Nous proposons d'établir les équations de propagation générales des trois ondes couplées dans un cristal biréfringent, lorsque les phénomènes d'écart et de dispersion des vitesses de groupe peuvent être négligés ¹.

On considère le champ électrique total $\underline{E}(\underline{r}, t)$ constitué de la superposition de trois ondes monochromatiques quasi-planes de la forme :

$$\begin{aligned} \underline{E}(\underline{r}, t) &= \sum_{n=1,2,3} \frac{1}{2} \underline{E}_n \exp(i\omega_n t) + \text{c.c.} \\ &= \sum_{n=1,2,3} \frac{1}{2} A_n(\underline{r}) \underline{e}_n \exp(-i\underline{k}_n \cdot \underline{r}) \exp(i\omega_n t) + \text{c.c.} \end{aligned} \quad (1)$$

où \underline{e}_n sont les vecteurs unitaires constants colinéaires à \underline{E}_n ($n = 1, 2, 3$).

Dans cette modélisation, les directions des champs \underline{E}_n sont supposées constantes (les vecteurs \underline{e}_n sont indépendants de \underline{r}). Cette hypothèse inscrit le modèle dans le cadre de **l'approximation scalaire** des ondes électromagnétiques [3]. D'autre part, les dépendances spatiales rapides (à l'échelle de la longueur d'onde optique) des champs \underline{E}_n sont supposées entièrement contenues dans les exponentielles complexes de l'équation (1), tandis que les fonctions enveloppes $A_n(\underline{r})$ décrivent les évolutions des champs à beaucoup plus grande échelle. Cette hypothèse, dite de **l'enveloppe lentement variable** au cours de la propagation (selon z), implique que

¹ Cette approximation est tout à fait valable en régime nanoseconde.

$$\left| \frac{\partial^2 A_n}{\partial z^2} \right| \ll k_n \left| \frac{\partial A_n}{\partial z} \right|. \quad (2)$$

Nous pourrions ainsi négliger le terme $\left| \frac{\partial^2 A_n}{\partial z^2} \right|$ devant $k_n \left| \frac{\partial A_n}{\partial z} \right|$. Cette approximation porte le nom **d'approximation paraxiale**².

Les composantes de Fourier \underline{E}_n des trois ondes monochromatiques vérifient l'équation d'onde non linéaire générale établie à partir des équations de Maxwell dans un milieu non magnétique, non conducteur et non chargé (voir partie I, paragraphe 2.2, chapitre I) :

$$\left[\underline{\nabla} \wedge \underline{\nabla} \wedge - \frac{\omega_n^2}{c^2} \underline{\epsilon}_r(\omega_n) \right] \underline{E}_n = \frac{\omega_n^2}{\epsilon_0 c^2} \underline{P}^{(2)}(\omega_n). \quad (3)$$

Le développement de cette équation fait intervenir trois termes

$$\underline{\text{Terme 1}} : \underline{U} = \underline{\nabla} \wedge \underline{\nabla} \wedge \underline{E}_n \quad (4)$$

$$\underline{\text{Terme 2}} : \underline{V} = \frac{\omega_n^2}{c^2} \underline{\epsilon}_r(\omega_n) \underline{E}_n \quad (5)$$

$$\underline{\text{Terme 3}} : \underline{W} = \frac{\omega_n^2}{\epsilon_0 c^2} \underline{P}^{(2)}(\omega_n) \quad (6)$$

Développons ces différents termes :

Terme 1 :

$$\begin{aligned} \underline{U} &= \underline{\nabla} \wedge \underline{\nabla} \wedge \underline{E}_n \\ &= \underline{\nabla} \wedge \left\{ \underline{\nabla} \wedge \left[A_n(\underline{r}) \underline{e}_n \exp(-i \underline{k}_n \cdot \underline{r}) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

En utilisant les identités vectorielles suivantes :

$$\underline{\nabla} \wedge (\alpha \underline{u}) = \alpha (\underline{\nabla} \wedge \underline{u}) + (\underline{\nabla} \alpha) \wedge \underline{u}, \quad (8.1)$$

$$\underline{\nabla}(\alpha \beta) = \alpha (\underline{\nabla} \beta) + \beta (\underline{\nabla} \alpha), \quad (8.2)$$

² L'approximation paraxiale peut être considérée comme valable lorsque la divergence des faisceaux est inférieure à 30 degrés [4].

on obtient, sachant que les vecteurs \underline{e}_n sont constants (approximation scalaire) :

$$\begin{aligned}
 \underline{U} &= \underline{\nabla} \wedge \left\{ \underline{\nabla} [A_n(\underline{r}) \exp(-i \underline{k}_n \cdot \underline{r})] \wedge \underline{e}_n \right\} \\
 &= \underline{\nabla} \wedge \left\{ \exp(-i \underline{k}_n \cdot \underline{r}) [\underline{\nabla} A_n(\underline{r}) \wedge \underline{e}_n - i A_n(\underline{r}) \underline{k}_n \wedge \underline{e}_n] \right\} \\
 &= \exp(-i \underline{k}_n \cdot \underline{r}) \underline{\nabla} \wedge [\underline{\nabla} A_n(\underline{r}) \wedge \underline{e}_n - i A_n(\underline{r}) \underline{k}_n \wedge \underline{e}_n] \\
 &\quad - i \underline{k}_n \exp(-i \underline{k}_n \cdot \underline{r}) \wedge [\underline{\nabla} A_n(\underline{r}) \wedge \underline{e}_n - i A_n(\underline{r}) \underline{k}_n \wedge \underline{e}_n] \quad (9) \\
 &= \exp(-i \underline{k}_n \cdot \underline{r}) \left\{ \underline{\nabla} \wedge (\underline{\nabla} A_n(\underline{r})) \wedge \underline{e}_n - i (\underline{\nabla} \wedge A_n(\underline{r}) \underline{k}_n) \wedge \underline{e}_n \right. \\
 &\quad \left. - i \underline{k}_n \wedge (\underline{\nabla} A_n(\underline{r})) \wedge \underline{e}_n - A_n(\underline{r}) \underline{k}_n \wedge \underline{k}_n \wedge \underline{e}_n \right\} \\
 &= \exp(-i \underline{k}_n \cdot \underline{r}) \left\{ -\nabla^2 A_n(\underline{r}) \underline{e}_n - i \underline{\nabla} A_n(\underline{r}) \wedge \underline{k}_n \wedge \underline{e}_n - i \underline{k}_n \underline{\nabla} A_n(\underline{r}) \wedge \underline{e}_n - A_n(\underline{r}) \underline{k}_n \wedge \underline{k}_n \wedge \underline{e}_n \right\}.
 \end{aligned}$$

En projetant sur les vecteurs \underline{e}_n , et en utilisant la propriété du produit mixte

$$[\underline{a} \wedge (\underline{b} \wedge \underline{c})] \cdot \underline{c} = [\underline{b} \wedge (\underline{a} \wedge \underline{c})] \cdot \underline{c}, \quad (10)$$

on aboutit à :

$$\begin{aligned}
 \underline{U} \cdot \underline{e}_n &= \underline{e}_n \exp(-i \underline{k}_n \cdot \underline{r}) \times \\
 &\quad \left\{ -\nabla^2 A_n(\underline{r}) - 2i(\underline{\nabla} A_n(\underline{r}) \underline{r} \underline{k}_n \wedge \underline{e}_n) \cdot \underline{e}_n - (A_n(\underline{r}) \underline{k}_n \wedge \underline{k}_n \wedge \underline{e}_n) \cdot \underline{e}_n \right\}. \quad (11)
 \end{aligned}$$

On suppose que les trois ondes se propagent dans la même direction de sorte que les vecteurs d'ondes \underline{k}_n sont colinéaires³. On considère alors la base définie dans la partie I du mémoire, au paragraphe 3 du chapitre II (voir les figures 10 et 11 pages 37 et 38). Dans cette base, les vecteurs \underline{k}_n et \underline{e}_n ont pour coordonnées :

$$\underline{k}_n = (0, 0, k_n) \quad (12)$$

$$\underline{e}_n = (\cos \rho_n, 0, \sin \rho_n) \text{ ou } (0, \cos \rho_n, \sin \rho_n) \quad (13)$$

soit :

$$\underline{e}_n = (M \cos \rho_n, N \cos \rho_n, \sin \rho_n) \quad (14)$$

³ Dans l'approximation paraxiale, on peut définir une direction de propagation moyenne.

où M et N valent 0 ou 1 ($M \neq N$) selon la polarisation de l'onde n , et ρ_n est l'angle de double réfraction associé à l'onde n (voir le tableau 4 page 41).

Le calcul des différents produits vectoriels et scalaires dans l'équation (11) donne finalement :

$$\begin{aligned} \underline{U} \cdot \underline{e}_n = \exp(-i \underline{k}_n \cdot \underline{r}) \left\{ -\frac{\partial^2 A_n}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 A_n}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 A_n}{\partial z^2} + \right. \\ \left. 2i k_n \cos^2 \rho_n \left[\frac{\partial A_n}{\partial z} - \left(M \frac{\partial A_n}{\partial x} + N \frac{\partial A_n}{\partial y} \right) \tan \rho_n \right] + A k_n^2 \cos^2 \rho_n \right\} \end{aligned} \quad (15)$$

L'approximation de l'enveloppe lentement variable conduit à négliger $\left| \frac{\partial^2 A_n}{\partial z^2} \right|$ devant $\left| \frac{\partial A_n}{\partial z} \right|$,

ce qui donne :

$$\begin{aligned} \underline{U} \cdot \underline{e}_n = \exp(-i \underline{k}_n \cdot \underline{r}) \times \\ \left\{ -\frac{\partial^2 A_n}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 A_n}{\partial y^2} + 2i k_n \cos^2 \rho_n \left[\frac{\partial A_n}{\partial z} - \left(M \frac{\partial A_n}{\partial x} + N \frac{\partial A_n}{\partial y} \right) \tan \rho_n \right] + A k_n^2 \cos^2 \rho_n \right\} \end{aligned} \quad (16)$$

Terme 2 :

Rappelons l'équation aux indices [5] :

$$\underline{k}_n \wedge (\underline{k}_n \wedge \underline{e}_n) + \frac{\omega_n^2}{c^2} \underline{\underline{\epsilon}}_r(\omega_n) \underline{e}_n = 0. \quad (17)$$

Cette équation se développe en :

$$\begin{aligned} (\underline{k}_n \cdot \underline{e}_n) \underline{k}_n - k_n^2 \underline{e}_n + \frac{\omega_n^2}{c^2} \underline{\underline{\epsilon}}_r(\omega_n) \underline{e}_n &= 0 \\ k_n^2 \sin^2 \rho_n - k_n^2 + \frac{\omega_n^2}{c^2} [\underline{\underline{\epsilon}}_r(\omega_n) \underline{e}_n] \cdot \underline{e}_n &= 0 \\ k_n^2 \cos^2 \rho_n + \frac{\omega_n^2}{c^2} [\underline{\underline{\epsilon}}_r(\omega_n) \underline{e}_n] \cdot \underline{e}_n &= 0 \end{aligned} \quad (18)$$

d'où :

$$V = \left[\frac{\omega_n^2}{c^2} \underline{\underline{\epsilon}}_r(\omega_n) \underline{\underline{E}}_n \right] = -\underline{k}_n^2 \cos^2 \rho_n \underline{\underline{E}}_n. \quad (19)$$

Terme 3 :

Les trois composantes de Fourier de la polarisation non linéaire du deuxième ordre $\underline{\underline{P}}^{(2)}(\omega_n)$ s'écrivent, en projection sur les vecteurs \underline{e}_n :

$$\begin{cases} \underline{e}_1 \cdot \underline{\underline{P}}^{(2)}(\omega_1) = \epsilon_0 \underline{e}_1 \underline{\underline{\chi}}^{(2)}(\omega_3, -\omega_2) \underline{e}_2 \underline{e}_3 A_3 A_2^* e^{-i(k_3 - k_2)z} \\ \underline{e}_2 \cdot \underline{\underline{P}}^{(2)}(\omega_2) = \epsilon_0 \underline{e}_2 \underline{\underline{\chi}}^{(2)}(\omega_3, -\omega_1) \underline{e}_3 \underline{e}_1 A_3 A_1^* e^{-i(k_3 - k_1)z} \\ \underline{e}_3 \cdot \underline{\underline{P}}^{(2)}(\omega_3) = \epsilon_0 \underline{e}_3 \underline{\underline{\chi}}^{(2)}(\omega_1, \omega_2) \underline{e}_1 \underline{e}_2 A_1 A_2 e^{-i(k_1 + k_2)z} \end{cases} \quad (20)$$

La symétrie de Kleinman [6, 7] permet d'écrire :

$$\underline{e}_1 \underline{\underline{\chi}}^{(2)}(\omega_3, -\omega_2) \underline{e}_2 \underline{e}_3 = \underline{e}_2 \underline{\underline{\chi}}^{(2)}(\omega_3, -\omega_1) \underline{e}_3 \underline{e}_1 = \underline{e}_3 \underline{\underline{\chi}}^{(2)}(\omega_1, \omega_2) \underline{e}_1 \underline{e}_2 = \chi_{\text{eff}}^{(2)}. \quad (21)$$

En ajoutant des termes d'absorption pour tenir compte d'une éventuelle absorption des ondes dans le milieu au cours de la propagation, on obtient finalement **les équations de propagation générales des trois ondes couplées** :

$$\begin{cases} \frac{\partial A_1}{\partial z} = -\frac{\alpha_1}{2} A_1 + i \frac{\omega_1}{c n_1 \cos^2 \rho_1} d_{\text{eff}} A_2^* A_3 e^{-i\Delta k z} - \frac{1}{2i k_1 \cos^2 \rho_1} \Delta_{\perp} A_1 + \frac{\partial A_1}{\partial x} \tan \rho_1 \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} = -\frac{\alpha_2}{2} A_2 + i \frac{\omega_2}{c n_2 \cos^2 \rho_2} d_{\text{eff}} A_1^* A_3 e^{-i\Delta k z} - \frac{1}{2i k_2 \cos^2 \rho_2} \Delta_{\perp} A_2 + \left\{ m \frac{\partial A_2}{\partial x} + n \frac{\partial A_2}{\partial y} \right\} \tan \rho_2 \\ \frac{\partial A_3}{\partial z} = -\frac{\alpha_3}{2} A_3 + i \frac{\omega_3}{c n_3 \cos^2 \rho_3} d_{\text{eff}} A_1 A_2 e^{i\Delta k z} - \frac{1}{2i k_3 \cos^2 \rho_3} \Delta_{\perp} A_3 + \left\{ p \frac{\partial A_3}{\partial x} + q \frac{\partial A_3}{\partial y} \right\} \tan \rho_3 \end{cases} \quad (22)$$

où Δ_{\perp} désigne l'opérateur différentiel Laplacien transverse défini selon $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$,

$d_{\text{eff}} = \frac{1}{2} \chi_{\text{eff}}^{(2)}$ et m, n, p, q sont des entiers qui valent 0 ou 1 selon le type d'interaction (voir le

tableau 4 page 41). Les coefficients α_n sont les absorptions énergétiques des trois ondes dans le cristal. $\Delta k = k_3 - k_1 - k_2$ est le désaccord de phase. Notons que certains angles de double réfraction s'annulent selon la polarisation des ondes (voir le tableau 4 page 41).

ANNEXE 3

Solutions analytiques des équations du mélange à trois ondes

Nous proposons dans cette annexe de détailler les solutions analytiques des équations dites du **mélange à trois ondes**, dans l'hypothèse d'ondes planes.

Le système d'équations dit du mélange à trois ondes, pour une propagation dans la direction z , s'écrit :

$$\begin{cases} \frac{dA_s}{dz} = i \frac{\omega_s}{c n_s} d_{\text{eff}} A_c^* A_p e^{-i\Delta k z} \\ \frac{dA_c}{dz} = i \frac{\omega_c}{c n_c} d_{\text{eff}} A_s^* A_p e^{-i\Delta k z} \\ \frac{dA_p}{dz} = i \frac{\omega_p}{c n_p} d_{\text{eff}} A_s A_c e^{i\Delta k z} \end{cases} \quad (1)$$

où A_s , A_c , A_p sont les amplitudes complexes des ondes signal, complémentaire et pompe, ω_s , ω_c , ω_p leurs fréquences et n_s , n_c , n_p les indices qu'elles voient dans le cristal. c est la vitesse de la lumière dans le vide, d_{eff} le coefficient non linéaire effectif et Δk le désaccord de phase.

Le système d'équations peut être résolu analytiquement. L'expression de l'intensité des ondes a été donnée pour la première fois par Armstrong et col. en 1962 [1]. Celle de leur phase a été donnée plus récemment [8].

Les intensités I_s , I_c , I_p des trois ondes évoluent au cours de la propagation selon :

$$\left\{ \begin{array}{l} I_s(z) = \left\{ N_{s0} - N_1 - (N_2 - N_1) \operatorname{sn}^2 \left[\sqrt{\frac{(N_3 - N_1) I_t}{P}} (z + z_0), \zeta \right] \right\} \frac{\omega_s}{\omega_p} I_t \\ I_c(z) = \left\{ N_{c0} - N_1 - (N_2 - N_1) \operatorname{sn}^2 \left[\sqrt{\frac{(N_3 - N_1) I_t}{P}} (z + z_0), \zeta \right] \right\} \frac{\omega_c}{\omega_p} I_t \\ I_p(z) = \left\{ N_1 + (N_2 - N_1) \operatorname{sn}^2 \left[\sqrt{\frac{(N_3 - N_1) I_t}{P}} (z + z_0), \zeta \right] \right\} I_t \end{array} \right. \quad (2)$$

et leurs phases ϕ_s, ϕ_c, ϕ_p selon :

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_s(z) = \phi_{s0} + \frac{1}{2} \Delta k z \\ \quad - \frac{\sqrt{P / I_t} \Delta k N_{s0} + 2 \Gamma}{2 (N_{s0} - N_1) \sqrt{N_3 - N_1}} \left[\Pi \left[\frac{N_2 - N_1}{N_{s0} - N_1}, \operatorname{am} \left[z \sqrt{\frac{(N_3 - N_1) I_t}{P}}, \zeta \right], \zeta \right] \right]_{z_0}^{z+z_0} \\ \phi_c(z) = \phi_{c0} + \frac{1}{2} \Delta k z \\ \quad - \frac{\sqrt{P / I_t} \Delta k N_{c0} + 2 \Gamma}{2 (N_{c0} - N_1) \sqrt{N_3 - N_1}} \left[\Pi \left[\frac{N_2 - N_1}{N_{c0} - N_1}, \operatorname{am} \left[z \sqrt{\frac{(N_3 - N_1) I_t}{P}}, \zeta \right], \zeta \right] \right]_{z_0}^{z+z_0} \cdot (3) \\ \phi_p(z) = \phi_{p0} - \frac{1}{2} \Delta k z \\ \quad - \frac{\Gamma}{N_1 \sqrt{N_3 - N_1}} \left[\Pi \left[\frac{N_1 - N_2}{N_1}, \operatorname{am} \left[z \sqrt{\frac{(N_3 - N_1) I_t}{P}}, \zeta \right], \zeta \right] \right]_{z_0}^{z+z_0} \end{array} \right.$$

Définition des paramètres

Les expressions analytiques des intensités et des phases des ondes font intervenir différents paramètres dont les définitions sont les suivantes :

$$N_{s0} = \frac{\omega_p}{\omega_s} \frac{I_{s0}}{I_t} + \frac{I_{p0}}{I_t}, \quad N_{c0} = \frac{\omega_p}{\omega_c} \frac{I_{c0}}{I_t} + \frac{I_{p0}}{I_t}. \quad (4)$$

I_{s0} , I_{c0} , I_{p0} sont les intensités initiales des trois ondes et ϕ_{s0} , ϕ_{c0} , ϕ_{p0} leurs phases initiales. Comme les phénomènes d'absorption ne sont pas pris en compte, l'intensité totale $I_t = I_{s0} + I_{c0} + I_{p0}$ est constante. N_1 , N_2 et N_3 sont des quantités réelles vérifiant $0 \leq N_1 \leq N_2 \leq N_3$ et racines de l'équation du troisième degré :

$$(N_{c0} - N)(N_{s0} - N)N - \left(\Gamma + \frac{1}{2} \Delta S N \right)^2 = 0, \quad (5)$$

$$\text{où } \Gamma = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{P}{I_t^3}} \Delta k I_{p0} - \omega_p \sqrt{\frac{I_{s0} I_{c0} I_{p0}}{\omega_s \omega_c I_t^3}} \cos(\phi_{p0} - \phi_{s0} - \phi_{c0})$$

$$\text{et } \Delta S = \sqrt{\frac{P}{I_t}} \Delta k, \text{ avec } P = \frac{\epsilon_0 c^3 n_s n_c n_p}{2 \omega_s \omega_c d_{\text{eff}}^2}.$$

Le coefficient ζ est défini selon $\zeta = \frac{N_2 - N_1}{N_3 - N_1}$, et z_0 selon :

$$z_0 = \frac{-\text{sgn}[\sin(\phi_{p0} - \phi_{s0} - \phi_{c0})]}{\sqrt{N_3 - N_1}} \sqrt{\frac{P}{I_t}} \text{sn}^{-1} \left[\sqrt{\frac{I_{p0}/I_t - N_1}{N_2 - N_1}}, \zeta \right]. \quad (6)$$

sgn désigne la fonction signe définie selon $\text{sgn}(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } x > 0 \\ 0 & \text{si } x = 0 \\ -1 & \text{si } x < 0 \end{cases}$

sn^{-1} désigne la fonction réciproque de la fonction sinus jacobien :

$\text{sn}^{-1}(\alpha, \beta) = \int_0^\alpha \frac{du}{\sqrt{(1-u^2)(1-\beta u^2)}}$. L'intégrale elliptique de troisième espèce Π a pour

expression $\Pi(\alpha, \beta, \gamma) = \int_0^\beta \frac{du}{(1-\alpha \sin^2 u)(1-\gamma \sin^2 u)}$. am est la fonction amplitude des

fonctions de Jacobi ; elle s'exprime selon $\text{am}(\alpha, \beta) = \arcsin[\text{sn}(\alpha, \beta)]$. Enfin, nous utilisons la

notation $[f(z)]_{z_0}^{z+z_0} = f(z+z_0) - f(z)$.

Commentaires sur les solutions

On peut constater, d'après les systèmes d'équations (2) et (3), que l'évolution des intensités et des phases des trois ondes dépend des intensités et des phases initiales, à l'entrée du milieu non linéaire, ainsi que du désaccord de phase Δk . Plus précisément, les intensités des

ondes ont un comportement périodique oscillant au cours de la propagation, décrit par les fonctions sinus de Jacobi (« sn »). La période Z des oscillations a pour expression :

$$Z = 2 K(\zeta) \sqrt{\frac{P}{(N_3 - N_1) I_1}}, \quad (7)$$

où $K(\zeta) = \int_0^{\pi/2} \frac{du}{\sqrt{1 - \zeta \sin^2 u}}$ est l'intégrale elliptique complète de première espèce.

Les intensités signal et complémentaire ont toutes deux même sens de variation périodique, opposé à celui de l'intensité de pompe. Les échanges énergétiques se font tantôt de la pompe vers le signal et le complémentaire tantôt dans le sens inverse. En général, les minima d'intensités ne sont pas nuls. La période des oscillations et leurs amplitudes dépendent des intensités initiales des trois ondes, de leur relation de phase initiale $\Delta\phi_0 = \phi_{p0} - \phi_{s0} - \phi_{c0}$, et du désaccord de phase Δk . La période des oscillations devient infinie lorsque $\zeta = 1$, c'est à dire lorsque les intensités signal et complémentaire initiales sont dans la proportion :

$$\frac{I_s}{I_c} = \frac{\omega_s}{\omega_c}. \quad (8)$$

Dans ce cas, les flux de photons signal et complémentaire sont égaux. Tous les photons signal peuvent se combiner avec tous les photons complémentaire pour créer des photons pompe. Les intensités signal et complémentaire finissent alors par s'annuler toutes deux et les intensités des trois ondes n'évoluent plus.

Dans le cas général, les phases des trois ondes ont une évolution qui n'est pas périodique. Cette évolution dépend également des intensités initiales des trois ondes, de leur relation de phase initiale $\Delta\phi_0$, et du désaccord de phase Δk .

Des représentations graphiques de l'évolution des intensités et des phases sont données, pour différents cas, dans le paragraphe 2.1.2 du chapitre III de la partie I (à partir de la page 57).

ANNEXE 4

Calcul original du seuil d'oscillation de l'OPO

Nous proposons dans cette annexe un calcul original du seuil d'oscillation de l'OPO en supposant les ondes planes.

Au voisinage du seuil d'oscillation de l'OPO, on peut légitimement négliger les variations de l'intensité de la pompe résultant du mélange entre les trois ondes puisque les ondes signal et complémentaire, naissantes, ne prélèvent qu'une très faible partie de l'énergie de pompe. En revanche, l'absorption de l'onde de pompe, lors de sa propagation dans le cristal non linéaire, peut être non négligeable. L'accord de phase étant supposé réalisé, les équations du mélange à trois ondes s'écrivent alors, dans l'hypothèse d'ondes planes, en tenant compte de l'absorption des ondes et en supposant que les indices 1, 2 et 3 désignent respectivement les ondes signal, complémentaire et pompe :

$$\begin{cases} \frac{dA_1}{dz} = -\frac{\alpha_1}{2} A_1 + i \frac{\omega_1}{c n_1} d_{\text{eff}} A_2^* A_3 \\ \frac{dA_2}{dz} = -\frac{\alpha_2}{2} A_2 + i \frac{\omega_2}{c n_2} d_{\text{eff}} A_1^* A_3 \\ \frac{dA_3}{dz} = -\frac{\alpha_3}{2} A_3 + i \frac{\omega_3}{c n_3} d_{\text{eff}} A_1 A_2 \end{cases} \quad (1)$$

Effectuons le changement de variable suivant :

$$A_j = \sqrt{\frac{h \omega_j}{\pi \epsilon_0 n_j c}} \mathcal{A}_j, \quad (2)$$

où $j = 1, 2, 3$.

Le système d'équations (1) s'écrit alors :

$$\begin{cases} \frac{d\mathcal{A}_1}{dz} = -\frac{\alpha_1}{2} \mathcal{A}_1 + i\chi \mathcal{A}_2^* \mathcal{A}_3 \\ \frac{d\mathcal{A}_2}{dz} = -\frac{\alpha_2}{2} \mathcal{A}_2 + i\chi \mathcal{A}_1^* \mathcal{A}_3, \\ \frac{d\mathcal{A}_3}{dz} = -\frac{\alpha_3}{2} \mathcal{A}_3 \end{cases} \quad (3)$$

où

$$\chi = d_{\text{eff}} \sqrt{\frac{\omega_1 \omega_2 \omega_3 \hbar}{n_1 n_2 n_3 c^3}}. \quad (4)$$

On obtient immédiatement $\mathcal{A}_3(z) = \mathcal{A}_{30} \exp\left(-\frac{\alpha_3}{2} z\right)$, où $\mathcal{A}_{30} = \mathcal{A}_3(0)$ est supposé réel par choix de l'origine des phases.

Introduisons la grandeur g définie comme $g = 2 \chi \mathcal{A}_{30}$. Cette grandeur représente le gain paramétrique par unité de longueur. Nous obtenons deux équations couplées pour les ondes signal et complémentaire :

$$\begin{cases} \frac{d\mathcal{A}_1}{dz} = -\frac{\alpha_1}{2} \mathcal{A}_1 + i \frac{g}{2} \mathcal{A}_2^* \exp\left(-\frac{\alpha_3}{2} z\right) \\ \frac{d\mathcal{A}_2}{dz} = -\frac{\alpha_2}{2} \mathcal{A}_2 + i \frac{g}{2} \mathcal{A}_1^* \exp\left(-\frac{\alpha_3}{2} z\right) \end{cases} \quad (5)$$

Posons :

$$Z = \frac{g}{\alpha_3} \exp\left(\frac{\alpha_3}{2} z\right), \quad (6.1)$$

$$\mathcal{A}_1 = a_1 \left(\frac{\alpha_3}{g} Z\right)^{\frac{\alpha_1}{\alpha_3}}. \quad (6.2)$$

$$\mathcal{A}_2 = a_2 \left(\frac{\alpha_3}{g} Z\right)^{\frac{\alpha_2}{\alpha_3}}. \quad (6.3)$$

Ce changement de variable permet de simplifier le système d'équations couplées (5) en :

$$\begin{cases} \frac{da_1}{dZ} = i a_2^* \left(\frac{\alpha_3}{g} Z \right)^{\frac{\Delta\alpha}{\alpha_3}} \\ \frac{da_2}{dZ} = i a_1^* \left(\frac{\alpha_3}{g} Z \right)^{-\frac{\Delta\alpha}{\alpha_3}} \end{cases} \quad (7)$$

où $\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1$.

Il est maintenant possible de découpler les équations des deux ondes signal et complémentaire :

$$\frac{d^2 a_1}{dZ^2} - \frac{\Delta\alpha}{\alpha_3} \left(\frac{1}{Z} \frac{da_1}{dZ} \right) - a_1 = 0, \quad (8.1)$$

$$\frac{d^2 a_2}{dZ^2} + \frac{\Delta\alpha}{\alpha_3} \left(\frac{1}{Z} \frac{da_2}{dZ} \right) - a_2 = 0. \quad (8.2)$$

Les solutions générales de ces équations sont :

$$a_1(Z) = Z^\nu \{C_1 I_\nu(Z) + C_2 K_\nu(Z)\} \quad \text{avec} \quad \nu = \left(1 + \frac{\Delta\alpha}{\alpha_3} \right) / 2, \quad (9.1)$$

$$a_2(Z) = Z^\eta \{C_3 I_\eta(Z) + C_4 K_\eta(Z)\} \quad \text{avec} \quad \eta = \left(1 - \frac{\Delta\alpha}{\alpha_3} \right) / 2, \quad (9.2)$$

où les fonctions $I_\nu(Z)$ et $K_\eta(Z)$ sont les fonctions de Bessel d'arguments imaginaires respectivement du premier et troisième type.

Les constantes d'intégration C_1, C_2, C_3 et C_4 sont déterminées en considérant que seule l'onde signal est résonnante (OPO simplement résonnant), de sorte que :

$$A_2(z=0) = a_2(Z=Z_0) = 0 \quad (\text{complémentaire}), \quad (10.1)$$

$$A_1(z=0) = a_1(Z=Z_0) = A_{10} \quad (\text{signal}), \quad (10.2)$$

où

$$Z_0 = \frac{g}{\alpha_3}.$$

Le calcul des constantes C_1 , C_2 , C_3 et C_4 est effectué en utilisant les propriétés relatives aux fonctions de Bessel suivantes :

Formules de dérivation :

$$\frac{dI_\gamma}{dZ} = I_{\gamma-1} - \frac{\gamma}{Z} I_\gamma, \quad (11.1)$$

$$\frac{dK_\gamma}{dZ} = -K_{\gamma-1} - \frac{\gamma}{Z} K_\gamma. \quad (11.2)$$

Identités remarquables :

$$K_{\gamma-1}(Z) I_\gamma(Z) + I_{\gamma-1}(Z) K_\gamma(Z) = Z^{-1}, \quad (12.1)$$

$$K_\gamma(Z) I_{\gamma-1}(Z) + I_\nu(Z) K_{\gamma-1}(Z) = Z^{-1}. \quad (12.2)$$

On aboutit finalement à :

$$\left| \frac{A_1(z)}{A_{10}} \right|^2 = \exp\left(-\frac{\bar{\alpha}}{2} z\right) Z_0^2 \left\{ K_{\nu-1}(Z_0) I_\nu(Z) + I_{\nu-1}(Z_0) K_{\nu-1}(Z) \right\}^2, \quad (13)$$

où

$$\bar{\alpha} = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3.$$

Au voisinage du seuil d'oscillation, lors d'une traversée du cristal non linéaire de longueur L , l'intensité de l'onde signal est multipliée par le facteur $G = \left| \frac{A_1(L)}{A_{10}} \right|^2$. Dans le cas d'un OPO simplement résonnant où la pompe n'est pas recyclée, lors d'un aller et retour dans la cavité, l'intensité de l'onde signal est multipliée par le facteur G . Lorsque la pompe est recyclée, elle est multipliée par G^2 .

Notons R_e et R_s les coefficients de réflexion des miroirs d'entrée et de sortie de la cavité de l'OPO à la longueur d'onde signal. Le seuil est atteint lorsque les pertes subies par l'onde signal, lors d'un aller et retour dans la cavité, sont compensées par son gain. En supposant que les seules pertes (en dehors des absorptions dans le cristal non linéaire) proviennent des transmissions des miroirs, la condition d'oscillation s'écrit :

$$G R_e R_s = 1 \quad (\text{cas où la pompe n'est pas recyclée}) \quad (14.1)$$

ou

$$G^2 R_e R_s = 1 \quad (\text{cas où la pompe est recyclée}). \quad (14.2)$$

Il est très facile de trouver numériquement les valeurs des énergies des impulsions de pompe pour lesquelles les équations (14) sont satisfaites.

Afin de valider ce modèle théorique, nous avons comparé les résultats issus du calcul avec des mesures de seuil de l'OPO à cavité concentrique que nous avons réalisé (voir partie II, chapitre II, paragraphe 2). Nous avons mesuré l'énergie de pompe au seuil d'oscillation de cet OPO, pour différentes valeurs de la longueur du cristal de KTP et du coefficient de réflexion du miroir de sortie à la longueur d'onde signal. En ajustant dans les calculs la valeur du coefficient non linéaire effectif d_{eff} à $2,5 \text{ pm/V}^1$, la concordance avec l'expérience est satisfaisante (voir figures 1 et 2).

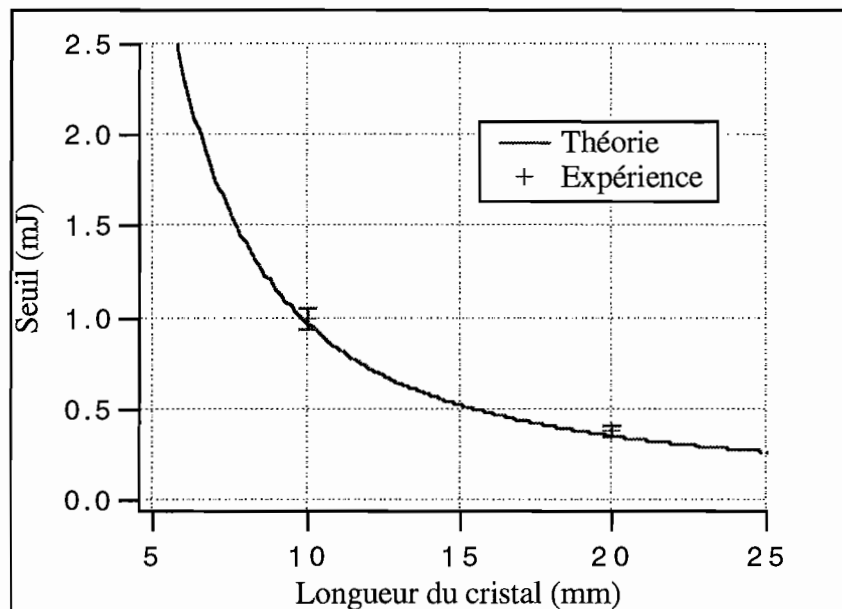


Figure 1 Évolution du seuil d'oscillation de l'OPO en fonction de la longueur du cristal.

¹ Cette valeur est semblable à celles que l'on peut calculer à partir des coefficients non linéaires publiés (voir partie II, chapitre I, paragraphe 2.1.1).

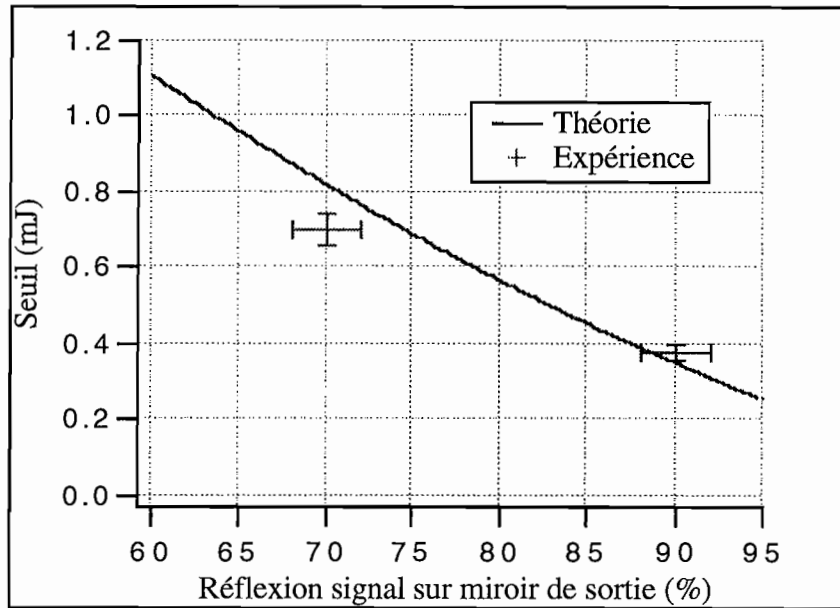


Figure 2 Évolution du seuil d'oscillation de l'OPO en fonction du coefficient de réflexion du miroir de sortie à la longueur d'onde du signal (onde résonnante).

Les valeurs des différents paramètres utilisés dans les calculs sont les suivantes :

$\lambda_1 = 1573 \text{ nm}$ (longueur d'onde signal)

$\lambda_2 = 3288 \text{ nm}$ (longueur d'onde complémentaire)

$\lambda_3 = 1064 \text{ nm}$ (longueur d'onde de pompe)

$\left. \begin{array}{l} \alpha_1 = 2 \text{ m}^{-1} \\ \alpha_2 = 70 \text{ m}^{-1} \\ \alpha_3 = 4 \text{ m}^{-1} \end{array} \right\}$ (coefficients d'absorption en énergie dans le cristal (mesurées))

$\chi_{\text{eff}} = 2 d_{\text{eff}} = 5 \text{ pmV}^{-1}$ (ajusté)

$w_0 = 125 \text{ }\mu\text{m}$ (rayon à $1/e^2$ du faisceau pompe dans le cristal)

FWHM = 100 ns (durée à mi-hauteur des impulsions de pompe).

$R_e = 99 \%$ (réflexion du miroir d'entrée à la longueur d'onde signal)

R_s : variable (réflexion du miroir de sortie à la longueur d'onde signal)

L : variable (longueur du cristal)

ANNEXE 5

Largeur spectrale intrinsèque de l'OPO

Nous établissons dans cette annexe une expression approchée de la largeur spectrale intrinsèque de l'OPO, due à la largeur du gain paramétrique.

La conservation de l'énergie, lors du processus d'amplification paramétrique, impose aux fréquences des trois ondes la relation

$$\omega_p = \omega_s + \omega_c, \quad (1)$$

qui s'écrit avec les longueurs d'ondes

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_c}. \quad (2)$$

Le désaccord de phase colinéaire s'écrit

$$\Delta k = 2\pi \left(\frac{n_p}{\lambda_p} - \frac{n_s}{\lambda_s} - \frac{n_c}{\lambda_c} \right). \quad (3)$$

En supposant la longueur d'onde de pompe fixe, le développement au premier ordre de Δk donne

$$\Delta k = \frac{\partial \Delta k}{\partial \lambda_s} \Delta \lambda_s + \frac{\partial \Delta k}{\partial \lambda_c} \Delta \lambda_c. \quad (4)$$

D'après la relation (2), $\Delta\lambda_s$ et $\Delta\lambda_c$ sont reliés par

$$\frac{\Delta\lambda_s}{\lambda_s^2} = -\frac{\Delta\lambda_c}{\lambda_c^2}, \quad (5)$$

ce qui permet d'écrire

$$\Delta k = \left(\frac{\partial \Delta k}{\partial \lambda_s} - \frac{\lambda_c^2}{\lambda_s^2} \frac{\partial \Delta k}{\partial \lambda_c} \right) \Delta \lambda_s. \quad (6)$$

Le calcul des dérivées partielles $\frac{\partial \Delta k}{\partial \lambda_s}$ et $\frac{\partial \Delta k}{\partial \lambda_c}$ donne

$$\frac{\partial \Delta k}{\partial \lambda_s} = 2\pi \left(\frac{n_s}{\lambda_s^2} - \frac{1}{\lambda_s} \frac{\partial n_s}{\partial \lambda_s} \right), \quad (7)$$

$$\frac{\partial \Delta k}{\partial \lambda_c} = 2\pi \left(\frac{n_c}{\lambda_c^2} - \frac{1}{\lambda_c} \frac{\partial n_c}{\partial \lambda_c} \right). \quad (8)$$

On peut alors relier la largeur spectrale $\Delta\lambda_s$ de l'onde signal au désaccord de phase ¹ :

$$\Delta\lambda_s = \frac{\lambda_s^2}{2\pi} \left[(n_c - n_s) + \lambda_s \left(\frac{\partial n_s}{\partial \lambda_s} \right) - \lambda_c \left(\frac{\partial n_c}{\partial \lambda_c} \right) \right]^{-1} \Delta k. \quad (9)$$

Cette relation peut être utilisée pour calculer la largeur spectrale intrinsèque à mi-hauteur d'un OPO à condition de connaître la valeur de Δk qui entraîne une diminution de l'énergie des impulsions signal de moitié. Ceci peut être fait à l'aide d'un code de simulation d'OPO ².

Afin d'obtenir une expression analytique de la largeur spectrale $\Delta\lambda_s$, on peut faire appel à une expression simple du gain dans un OPO, comme celle donnée par Harris en 1969 [9]. D'après cette expression, le gain paramétrique est réduit de moitié lorsque le désaccord de phase est égal à :

¹ Notons qu'une relation de la même forme serait obtenue pour l'onde complémentaire (les ondes signal et complémentaire jouant des rôles parfaitement symétriques dans ces équations).

² C'est ce que nous avons fait, avec notre code, pour évaluer la largeur spectrale de l'OPO réalisé au CEA Saclay (voir le paragraphe 2.2.2 du chapitre II de la partie III, à partir de la page 206).

$$\Delta k = \pm \frac{\pi}{L_{\text{cristal}}}, \quad (10)$$

où L_{cristal} est la longueur géométrique du cristal non linéaire.

On obtient ainsi une expression analytique simple qui permet souvent de calculer l'ordre de grandeur de la largeur spectrale de l'onde signal émise par un OPO :

$$\Delta \lambda_s = \frac{\lambda_s^2}{L_{\text{cristal}}} \left| (n_c - n_s) + \lambda_s \left(\frac{\partial n_s}{\partial \lambda_s} \right) - \lambda_c \left(\frac{\partial n_c}{\partial \lambda_c} \right) \right|^{-1}. \quad (11)$$

La largeur spectrale de l'onde complémentaire peut se déduire de celle de l'onde signal grâce à la relation (5).

Notons qu'il existe d'autres causes d'élargissements des spectres, comme l'utilisation d'une onde de pompe non parfaitement monochromatique, ou non parfaitement plane (c'est toujours le cas en pratique, mais ces causes sont parfois négligeables devant la largeur intrinsèque liée aux caractéristiques du cristal).

ANNEXE 6

Caractérisation spatio-temporelle d'une impulsion lumineuse

1. CARACTÉRISATION SPATIALE

1.1 Rappels d'analyse de Fourier

Considérons une onde optique de longueur d'onde λ , ayant une amplitude complexe dans le plan z notée $A_z(x, y)$. La distribution $A_z(x, y)$ peut s'écrire comme une combinaison linéaire de fonctions harmoniques [3] :

$$A_z(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{A}(v_x, v_y) \exp[-i(2\pi v_x x + 2\pi v_y y)] \exp(-ik_z z) dx dy. \quad (1)$$

Cette expression fait intervenir $\tilde{A}(v_x, v_y)$, transformée de Fourier à deux dimensions de $A_z(x, y)$ dans le plan $z = 0$:

$$\tilde{A}(v_x, v_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A_{z=0}(x, y) \exp[2i\pi(v_x x + v_y y)] dv_x dv_y. \quad (2)$$

Ce résultat signifie que l'onde peut être considérée comme une superposition d'ondes planes d'enveloppes complexes infinitésimales $\tilde{A}(v_x, v_y) dx dy$ et de vecteur d'onde $\underline{k} = (k_x, k_y, k_z)$ où :

$$\begin{cases} k_x = 2\pi v_x \\ k_y = 2\pi v_y \\ k_z = (k^2 - k_x^2 - k_y^2)^{1/2} = 2\pi \left(\frac{1}{\lambda^2} - v_x^2 - v_y^2 \right)^{1/2} \end{cases} \quad (3)$$

à condition que $v_x^2 + v_y^2 \leq \frac{1}{\lambda^2}$.

Les projections du vecteur d'onde \underline{k} sur les plans (x,z) et (y,z) forment avec l'axe z les angles α_x et α_y qui sont reliés aux fréquences spatiales v_x et v_y par :

$$\begin{cases} \sin \alpha_x = \lambda v_x \\ \sin \alpha_y = \lambda v_y \end{cases} \quad (4)$$

Pour une propagation paraxiale ($k_x \ll k$ et $k_y \ll k$) on a :

$$\begin{cases} \alpha_x \approx \lambda v_x \\ \alpha_y \approx \lambda v_y \end{cases} \quad (5)$$

La distribution des fréquences spatiales de l'onde $\tilde{A}(v_x, v_y)$, transformée de Fourier de son amplitude complexe, s'identifie à la distribution angulaire d'amplitude de l'onde, c'est à dire à son amplitude complexe en champ lointain.

La puissance P de l'onde peut s'écrire grâce au théorème de Parseval [10] :

$$P = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |A_z(x, y)|^2 dx dy = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{A}(v_x, v_y)|^2 dv_x dv_y \quad (6)$$

La distribution $|A_z(x, y)|^2$ représente la densité spatiale de puissance de l'onde dans le plan z.

En photométrie, cette grandeur représente un éclaircissement (Wm^{-2}). La distribution $|\tilde{A}(v_x, v_y)|^2$ représente la densité spectrale de puissance de l'onde dans le domaine des fréquences spatiales ; d'après les remarques précédentes, il s'agit aussi de la densité spatiale de puissance en champ lointain (distribution angulaire).

1.2 Paramètres géométriques d'un faisceau

1.2.1 Définition des paramètres

Nous proposons de caractériser la “géométrie” d'un faisceau lumineux à l'aide de quatre paramètres propre au faisceau :

- son centre,
- sa taille,
- sa direction,
- sa divergence.

En s'inspirant des travaux de Siegman [11], nous adoptons une définition générale de ces paramètres, applicable à un faisceau quelconque (non nécessairement gaussien).

Centre d'un faisceau

Nous définissons le centre d'un faisceau dans le plan z comme le centre “de gravité” de la densité spatiale de puissance $|A_z(x, y)|^2$.

Les coordonnées \bar{x} et \bar{y} du centre du faisceau sont donc les valeurs moyennes des variables d'espace x et y pondérées par la distribution $|A_z(x, y)|^2$:

$$\begin{cases} \bar{x}(z) = \frac{1}{P} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x |A_z(x, y)|^2 dx dy \\ \bar{y}(z) = \frac{1}{P} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} y |A_z(x, y)|^2 dx dy \end{cases} \quad (7)$$

où

$$P = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |A_z(x, y)|^2 dx dy \quad (\text{puissance de l'onde}).$$

Cette définition du centre du faisceau est basée sur le calcul des moments d'ordre 1 de la distribution $|A_z(x, y)|^2$.

Taille d'un faisceau

Nous définissons la taille d'un faisceau dans le plan z à partir de la largeur de la densité spatiale de puissance $|A_z(x,y)|^2$. Cette largeur peut être définie en calculant la variance des variables d'espace x et y pondérés par la distribution $|A_z(x,y)|^2$:

$$\begin{cases} \sigma_x^2(z) = \frac{1}{P} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (x - \bar{x})^2 |A_z(x,y)|^2 dx dy \\ \sigma_y^2(z) = \frac{1}{P} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (y - \bar{y})^2 |A_z(x,y)|^2 dx dy \end{cases} \quad (8)$$

où

$$P = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |A_z(x,y)|^2 dx dy \quad (\text{puissance de l'onde}).$$

Cette définition de la taille d'un faisceau est basée sur le calcul des moments d'ordre 2 de la distribution $|A_z(x,y)|^2$. Les tailles du faisceau $W_x(z)$ et $W_y(z)$ dans les directions x et y dans le plan z sont définies comme ¹:

$$\begin{cases} W_x(z) = 2\sigma_x(z) \\ W_y(z) = 2\sigma_y(z) \end{cases} \quad (9)$$

Direction d'un faisceau

La direction moyenne d'un faisceau peut être définie à partir du centre "de gravité" de la densité spectrale de puissance dans le domaine des fréquences spatiales $|\tilde{A}(v_x, v_y)|^2$, dont les coordonnées s'écrivent :

$$\begin{cases} \bar{v}_x = \frac{1}{P} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} v_x |\tilde{A}(v_x, v_y)|^2 dv_x dv_y \\ \bar{v}_y = \frac{1}{P} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} v_y |\tilde{A}(v_x, v_y)|^2 dv_x dv_y \end{cases} \quad (10)$$

où

¹ La présence du facteur 2 permet à notre définition de la taille de correspondre à la demi-largeur à $1/e^2$ dans le cas d'un faisceau gaussien, définition classique du « waist ».

$$P = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{A}(v_x, v_y)|^2 dv_x dv_y \quad (\text{puissance de l'onde}).$$

D'après la relation liant les fréquences spatiales aux directions de propagation des ondes planes de la décomposition de Fourier de l'onde, on définit la direction moyenne du faisceau par les angles $\bar{\alpha}_x$ et $\bar{\alpha}_y$:

$$\begin{cases} \bar{\alpha}_x = \lambda \bar{v}_x \\ \bar{\alpha}_y = \lambda \bar{v}_y \end{cases} \quad (11)$$

Notons que la direction moyenne du faisceau ne dépend pas de la variable z . Cette définition de la direction moyenne d'un faisceau est basée sur le calcul des moments d'ordre 1 de la distribution $|\tilde{A}(v_x, v_y)|^2$.

Divergence d'un faisceau

Nous définissons la divergence d'un faisceau à partir de la largeur de la densité spectrale de puissance dans le domaine des fréquences spatiales $|\tilde{A}(v_x, v_y)|^2$. Cette largeur peut être définie comme la variance des variables spectrales v_x et v_y pondérées par la distribution $|\tilde{A}(v_x, v_y)|^2$:

$$\begin{cases} \sigma_{v_x}^2 = \frac{1}{P} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (v_x - \bar{v}_x) |\tilde{A}(v_x, v_y)|^2 dv_x dv_y \\ \sigma_{v_y}^2 = \frac{1}{P} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (v_y - \bar{v}_y) |\tilde{A}(v_x, v_y)|^2 dv_x dv_y \end{cases} \quad (12)$$

avec

$$P = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{A}(v_x, v_y)|^2 dv_x dv_y \quad (\text{puissance de l'onde}).$$

Les divergences θ_x et θ_y du faisceau dans les plans (x,z) et (y,z) sont définies selon :

$$\begin{cases} \theta_x = 2\lambda\sigma_{v_x} \\ \theta_y = 2\lambda\sigma_{v_y} \end{cases} \quad (13)$$

Notons que la divergence ne dépend pas de la variable z . Cette définition de la divergence d'un faisceau est basée sur le calcul des moments d'ordre 2 de la distribution $|\tilde{A}(v_x, v_y)|^2$.

Paramètres intégrés dans le temps

Les quatre paramètres géométriques du faisceau définis précédemment peuvent varier dans le temps. Dans le cas d'un faisceau impulsionnel, il est commode de définir ces paramètres « intégrés dans le temps ». Nous remplacerons alors les distributions $|A_z(x, y, t)|^2$ et $|\tilde{A}(v_x, v_y, t)|^2$ par $\int_{-\infty}^{+\infty} |A_z(x, y, t)|^2 dt$ et $\int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{A}(v_x, v_y, t)|^2 dt$ respectivement.

En outre, nous normaliserons par l'énergie totale E au lieu de la puissance instantanée $P(t)$:

$$\begin{aligned} E &= \int_{-\infty}^{+\infty} P(t) dt = \iiint |A_z(x, y, t)|^2 dx dy dt \\ &= \iiint |\tilde{A}(v_x, v_y, t)|^2 dv_x dv_y dt \end{aligned} \quad (14)$$

1.2.2 Relations entre les paramètres

Les paramètres « direction » et « divergence » n'évoluent pas au cours de la propagation dans l'espace libre. En revanche, le « centre » et la « taille » varient avec z . À partir du « centre » et de la « taille » dans le plan $z = 0$, on peut calculer le « centre » et la « taille » dans tout plan z .

Propagation du centre d'un faisceau

Il est évident que :

$$\begin{cases} \bar{x}(z) = \bar{x}(0) + z\bar{\alpha}_x \\ \bar{y}(z) = \bar{y}(0) + z\bar{\alpha}_y \end{cases} \quad (15)$$

Évolution de la taille d'un faisceau

La taille d'un faisceau évolue au cours de la propagation selon :

$$\begin{cases} W_x^2(z) = W_x^2(0) - [\Phi_x(0) + 8\bar{x}(0) \bar{\alpha}_x]z + \theta_x^2 z^2 \\ W_y^2(z) = W_y^2(0) - [\Phi_y(0) + 8\bar{y}(0) \bar{\alpha}_y]z + \theta_y^2 z^2 \end{cases} \quad (16)$$

où

$$\begin{cases} \Phi_x(z) = \frac{2\lambda}{\pi P} \iint x \left[\int dt \left(A \frac{\partial A^*}{\partial x} - A^* \frac{\partial A}{\partial x} \right) \right] dx dy \\ \Phi_y(z) = \frac{2\lambda}{\pi P} \iint y \left[\int dt \left(A \frac{\partial A^*}{\partial y} - A^* \frac{\partial A}{\partial y} \right) \right] dx dy \end{cases} \quad (17)$$

On constate que les fonctions $W_x^2(z)$ et $W_y^2(z)$ sont des fonctions polynômes du second degré. Elles prennent des valeurs minimales $W_{x_0}^2$ et $W_{y_0}^2$ pour $z = z_{x_0}$ et $z = z_{y_0}$ respectivement, les valeurs z_{x_0} et z_{y_0} étant solutions de :

$$\begin{cases} \frac{dW_x^2(z)}{dz} = 0 \\ \frac{dW_y^2(z)}{dz} = 0 \end{cases} \quad (18)$$

On peut donc écrire :

$$\begin{cases} W_x^2(z) = W_{x_0}^2 + \theta_x^2 (z - z_{x_0})^2 \\ W_y^2(z) = W_{y_0}^2 + \theta_y^2 (z - z_{y_0})^2 \end{cases} \quad (19)$$

Ainsi, un faisceau quelconque possède une taille minimale selon les directions x et y dans les plans $z = z_{x_0}$ et $z = z_{y_0}$. En outre, $W_x^2(z)$ et $W_y^2(z)$ varient quadratiquement avec la distance de propagation z .

1.3 Facteurs M^2

Grâce à l'inégalité de Schwarz [10], on peut montrer que le produit « taille \times divergence » est toujours supérieur à $\frac{\lambda}{\pi}$:

$$\begin{cases} W_x(z) \theta_x \geq \frac{\lambda}{\pi} \\ W_y(z) \theta_y \geq \frac{\lambda}{\pi} \end{cases} \quad (20)$$

On définit les facteurs M_x^2 et M_y^2 comme :

$$\begin{cases} W_{x_0} \theta_x = \frac{\lambda}{\pi} M_x^2 \\ W_{y_0} \theta_y = \frac{\lambda}{\pi} M_y^2 \end{cases} \quad (21)$$

Par définition, les facteurs M_x^2 et M_y^2 sont supérieurs ou égaux à 1.

À partir des relations

$$\begin{cases} \theta_x = 2\lambda\sigma_{v_x} \\ \theta_y = 2\lambda\sigma_{v_y} \end{cases} \quad (22)$$

et

$$\begin{cases} W_{x_0} = 2\sigma_{x_0} \\ W_{y_0} = 2\sigma_{y_0} \end{cases} \quad (23)$$

on peut écrire :

$$\begin{cases} \sigma_{x_0} \sigma_{v_x} = \frac{M_x^2}{4\pi} \\ \sigma_{y_0} \sigma_{v_y} = \frac{M_y^2}{4\pi} \end{cases} \quad (24)$$

Les facteurs M_x^2 et M_y^2 , produits de deux écarts types, sont des moments d'ordre 2 (d'où la notation « M^2 »). On peut écrire les équations (19) avec les facteurs M_x^2 et M_y^2 :

$$\begin{cases} W_x^2(z) = W_{x_0}^2 + \left[M_x^2 \frac{\lambda}{\pi W_{x_0}} (z - z_0) \right]^2 \\ W_y^2(z) = W_{y_0}^2 + \left[M_y^2 \frac{\lambda}{\pi W_{y_0}} (z - z_0) \right]^2 \end{cases} \quad (25)$$

1.4 Application à un faisceau gaussien.

Rappels

Un faisceau gaussien possède une densité spatiale de puissance dans tout plan z représentée par une fonction gaussienne :

$$|A_z(x, y)|^2 = \text{cste} \times \exp\left[-2 \frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right]. \quad (26)$$

$w(z)$ est la demi-largeur à $\frac{1}{e^2}$ du faisceau ; son évolution avec z s'écrit :

$$w^2(z) = w_0^2 + \frac{\lambda^2}{\pi^2 w_0^2} (z - z_0)^2. \quad (27)$$

- La valeur minimale w_0 de $w(z)$, obtenue pour $z = z_0$, est appelée « waist » du faisceau.
- Pour $z \gg z_0$: $w(z) \approx \frac{\lambda z}{\pi w_0}$; la divergence du faisceau s'écrit $\theta = \frac{w(z)}{z} = \frac{\lambda}{\pi w_0}$. La

densité de puissance, dans le domaine des fréquences spatiales, est également représentée par une fonction gaussienne :

$$|\tilde{A}(v_x, v_y)|^2 = \text{cste} \times \exp\left[-2\pi w_0^2 (v_x^2 + v_y^2)\right]. \quad (28)$$

Calculons, pour un faisceau gaussien, les expressions des quatre paramètres géométriques :

Taille :

$$\begin{aligned} W_x(z) = W_y(z) = w(z) \\ W_{x_0} = W_{y_0} = w_0 \end{aligned} \quad (29)$$

Pour un faisceau gaussien, la taille correspond à la demi-largeur à $\frac{1}{e^2}$ de la distribution spatiale de puissance. Ainsi, la taille minimale du faisceau s'identifie au « waist ».

$$\text{Divergence} : \theta_x = \theta_y = \frac{\lambda}{\pi w_0} = \theta. \quad (30)$$

On retrouve la définition classique de la divergence d'un faisceau gaussien.

Facteur M^2

On montre que le produit « taille \times divergence » est minimal dans le cas d'un faisceau gaussien :

$$W_{x_0} \theta_x = W_{y_0} \theta_y = \frac{\lambda}{\pi} \quad (31)$$

d'où :

$$M_x^2 = M_y^2 = 1. \quad (32)$$

Les facteurs M_x^2 et M_y^2 prennent les valeurs minimales égales à 1 (on peut montrer l'équivalence : faisceau gaussien $\Leftrightarrow M_x^2 = M_y^2 = 1$).

Les équations de propagation de la taille (25) s'écrivent dans le cas d'un faisceau gaussien :

$$W^2(z) = W_0^2 + \frac{\lambda^2}{\pi^2 W_{x_0}^2} (z - z_0)^2. \quad (33)$$

1.5 Cas d'un faisceau quelconque

La taille d'un faisceau quelconque se propage de façon analogue à celle d'un faisceau gaussien à condition de « corriger » par les facteurs M_x^2 et M_y^2 .

$$\begin{cases} W_x^2(z) = W_0^2 + \frac{M_y^2 \lambda^2}{\pi^2 W_{x_0}^2} (z - z_0)^2 \\ W_y^2(z) = W_0^2 + \frac{M_x^2 \lambda^2}{\pi^2 W_{y_0}^2} (z - z_0)^2 \end{cases} \quad (34)$$

Or pour un faisceau gaussien

$$(W_0 \theta)_{\text{gauss.}} = \frac{\lambda}{\pi} \quad (35)$$

donc :

$$\frac{W_{x_0} \theta_x}{(W_0 \theta)_{\text{gauss.}}} = M_x^2 \quad \text{et} \quad \frac{W_{y_0} \theta_y}{(W_0 \theta)_{\text{gauss.}}} = M_y^2. \quad (36)$$

Si : $W_{x_0} = W_{0\text{gauss.}}$ ou $W_{y_0} = W_{0\text{gauss.}}$

$$\text{alors : } \frac{\theta_x}{\theta_{\text{gauss.}}} = M_x^2 \quad \text{ou} \quad \frac{\theta_y}{\theta_{\text{gauss.}}} = M_y^2 \quad (37)$$

La divergence du faisceau quelconque est égale à celle du faisceau gaussien ayant même taille multipliée par les facteurs M_x^2 et M_y^2 .

Les facteurs M_x^2 et M_y^2 traduisent ainsi l'écart à la diffraction d'un faisceau quelconque.

Le facteur de qualité M^2 est égal à 1 pour un faisceau gaussien. Il devient supérieur à 1 dès que le faisceau n'est plus gaussien (par sa phase et (ou) son amplitude). Il est d'autant plus grand que l'on s'écarte de la limite du faisceau gaussien parfait. On montre [11] qu'il est égal à $2n + 1$ et $2p + 1$ pour les modes TEM_{np} (voir figure 1).

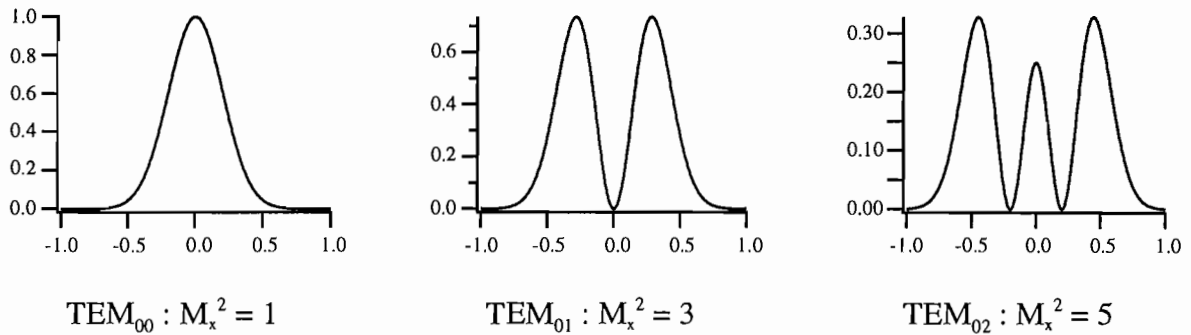


Figure 1 Facteur de qualité de faisceau pour différents modes TEM.

2. Caractérisation temporelle

La **durée** d'une impulsion est très souvent définie comme la largeur à mi-hauteur de la distribution temporelle de puissance $P(t)$. Cette définition n'est pas pourtant pas toujours valable (voir figure 2).

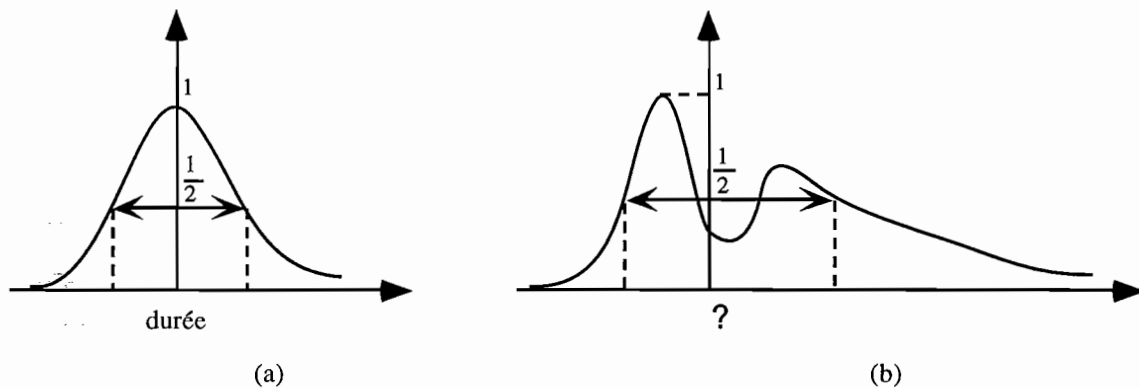


Figure 2 Problème de la définition de la durée d'une impulsion. La largeur à mi-hauteur convient dans le cas (a) mais pas dans le cas (b).

Les impulsions produites par l'OPO pouvant avoir des formes quelconques, nous adoptons une définition générale de la durée d'impulsion, valable quelle que soit la forme de l'impulsion, basée sur le calcul de l'écart type de la variable temporelle t pondérée par la distribution $P(t)$:

$$\sigma_t^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (t - \bar{t})^2 P(t) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} P(t) dt}, \quad (38)$$

où \bar{t} est le centre de la distribution $P(t)$, défini selon :

$$\bar{t} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} t P(t) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} P(t) dt}. \quad (39)$$

La durée τ d'impulsion est définie comme :

$$\tau = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma_t. \quad (40)$$

Dans le cas d'une impulsion gaussienne, on peut vérifier que τ est égal à la largeur à mi-hauteur.

Notons que cette définition générale de la durée d'une impulsion fait appel aux calculs des moments d'ordre 1 et 2 de la distribution temporelle de puissance $P(t)$.

Les **spectres** temporels $S(v)$ des impulsions sont obtenus en sommant les transformées de Fourier des distributions temporelles d'amplitudes complexes en chaque point du plan transverse. La fréquence moyenne des impulsions et leur largeur spectrale sont calculées, avec la même méthode générale que celle utilisée pour estimer la durée des impulsions, à partir du centre \bar{v} de la distribution $S(v)$ et de l'écart type de la variable de fréquence v pondérée par la distribution $S(v)$:

$$\sigma_v^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (v - \bar{v})^2 S(v) dv}{\int_{-\infty}^{+\infty} S(v) dv}, \quad (41)$$

où \bar{v} est le centre de la distribution $S(v)$ défini selon :

$$\bar{v} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} v S(v) dv}{\int_{-\infty}^{+\infty} S(v) dv}. \quad (42)$$

La largeur spectrale $\Delta\nu$ est définie comme :

$$\Delta\nu = 2\sqrt{2\ln 2} \sigma_\nu. \quad (43)$$

ANNEXE 7

Liste du code de simulation

Version parallèle (partielle)

Nous donnons dans cette annexe une liste partielle du code parallèle de simulation d'OPO à cavité linéaire. Ce code comporte plus de 3000 lignes d'instructions (environ 50 pages). Il est constitué d'un programme principal et de 38 sous-programmes indépendants. Pour alléger le contenu du mémoire, nous ne donnons que la liste du programme principal et les titres des différents sous-programmes. Le programme principal se compose d'une suite d'appels de sous-programmes qui, eux-mêmes, appellent souvent plusieurs autres sous-programmes. Le code est écrit en langage **Fortran 90** et fait appel à des instructions propres au calcul parallèle issues de la bibliothèque **MPI** (« Message Passing Interface »). Il est exécuté sur l'ordinateur parallèle IBM SP2 du centre de ressources informatiques de l'Université d'Orsay.

Les résultats fournis par le code sont écrits dans différents fichiers dont la lecture et le traitement sont réalisés à l'aide de logiciels du commerce. Les performances de l'OPO et le rappel des paramètres de la simulation sont écrits dans un fichier que l'on peut lire à l'aide d'un éditeur de texte (Vi ou Word par exemple). Les fichiers de points représentant les profils transverses (tableaux à deux dimensions), les profils temporels et les spectres (tableaux à une dimension) sont lus à l'aide des logiciels MatLab et Igor Pro pour présenter les résultats sous formes graphiques.

Liste (partielle) du code parallèle de simulation d'OPO à cavité linéaire :

@PROCESS DIRECTIVE(CONVERT*)

Program principal

```
!*****
!      SIMULATION OPO NANOSECONDE
!*****
```

implicit none

include '/u222/iota/iodubois/parallele.h'

integer :: ok

```
!*****
!      Définition des parametres, constantes et variables
```

```
integer, parameter :: nbxy = 128      ! Nombre de points dans les 2 directions du découpage transverse (puissance de 2)
integer, parameter :: tr = 30         ! Nombre de tranches du découpage longitudinal du cristal
```

```
real, parameter :: energie = 1d-3    ! Énergie des impulsions de pompe
real, parameter :: Lcavite = 3d-2    ! Longueur totale de la cavite OPO linéaire
real, parameter :: Lcristal = 20d-3  ! Longueur du cristal
real, parameter :: d1 = 0.5d-2       ! Distance miroir entrée - face entrée du cristal
real, parameter :: d3 = 0            ! Distance miroirs sortie - miroir de recyclage
real, parameter :: deff = 3d-12      ! Coefficient non linéaire (pm/V)
real, parameter :: waistx = 150d-6   ! Rayon du waist de pompe selon x dans cristal
real, parameter :: waisty = 150d-6   ! Rayon du waist de pompe selon y dans cristal
real, parameter :: fwhm = 10e-9      ! Largeur temporelle des impulsions de pompe à mi-hauteur
real, parameter :: Rcourb = 100      ! Rayon de courbure du front d'onde de la pompe dans cristal
real, parameter :: deltak = 0        ! Désaccord de phase
real, parameter :: anglewo = 0       ! Angle de walk-off
real, parameter :: waistinj = 1600d-6 ! Rayon du waist injecteur dans cristal
real, parameter :: puissanceinj = 100d-3 ! Puissance injectée (injection continue)
real, parameter :: distance = 0.1    ! Distance d'observation derrière le miroir de sortie
```

```
!      Miroirs classiques
```

```
real :: RRes = 1          ! Coeff de réflexion en énergie signal entree
real :: RRec = 0         ! Coeff de réflexion en énergie compl. entree
real :: RRep = 0.0       ! Coeff de réflexion en énergie pompe entree
real :: TTentrep = 1     ! Transmission en énergie pompe entree

real :: RRss = 0.30     ! Coeff de réflexion en énergie signal sortie
real :: RRsc = 0.0      ! Coeff de réflexion en énergie compl. sortie
real :: RRsp = 0.0      ! Coeff de réflexion en énergie pompe sortie
```

```
!      Miroirs gaussiens
```

```
real :: Rinfinisignal = 0.0 ! Miroir gaussien signal (sortie)
real :: Rcentresignal = 0.7 ! Miroir gaussien signal (sortie)
real :: wosignal = 500d-6   ! Miroir gaussien signal (sortie)

real :: Rinfinicompl = 0.7  ! Miroir gaussien compl (sortie)
real :: Rcentrecompl = 0.7  ! Miroir gaussien compl (sortie)
real :: wocompl = 500d-6    ! Miroir gaussien compl (sortie)
```

```
!      Courbure des miroirs (classiques et gaussiens)
```

```
real :: rayonentree = 0.06  ! Rayon courbure miroir entree
real :: rayonsortie = 0.06  ! Rayon courbure miroir sortie
real :: rayonsortiepompe = 0.06 ! Rayon courbure miroir recyclage
```



```

real, parameter :: ns = 1.736      ! Indice du cristal signal
real, parameter :: nc = 1.772      ! Indice du cristal compl.
real, parameter :: np = 1.748      ! Indice du cristal pompe

real, parameter :: ls = 1.573d-6   ! Longueur d'onde signal
real, parameter :: lc = 3.288d-6   ! Longueur d'onde compl.
real, parameter :: lp = 1.064d-6   ! Longueur d'onde pompe

real, parameter :: as = 1          ! Absorption en amplitude du cristal signal
real, parameter :: ac = 30         ! Absorption en amplitude du cristal compl.
real, parameter :: ap = 2          ! Absorption en amplitude du cristal pompe

real, parameter :: Largeurtempo = 4*fwhm ! Fenêtre temporelle

!      Constantes universelles
real :: pi = 3.141592654
real, parameter :: cl = 2.99792458d8 ! Vitesses de la lumière dans le vide
real, parameter :: eps0 = 8.84194d-12 ! Permittivité du vide
real, parameter :: hbar = 1.0536057d-34 ! Constante de Planck normalisée

!      Variables de calculs
integer :: ii, i, j, n, nn
integer :: nbt, nbtbis
integer :: a
real :: ks, kc, kp
real :: ws, wc, wp
real :: dz, l
real :: Res, Rec, Rep
real :: Tentreep
real :: Rss, Rsc, Rsp
real :: dretour, dpropa, d2
real :: nmoyen
real :: largeur
real :: pastmps, pasxy
real :: energiesignal, energiecompl, energiepompe
real :: const
real :: waistmax
real :: tfs, tfc, tfp
complex :: xi, xis, xic, xip
real :: duree_signal, duree_compl
real :: larg_spect_signal, larg_spect_compl
real :: M2sx, M2sy
real :: M2cx, M2cy
real :: M2px, M2py
real :: variancex01, variancesy01
real :: variancecx01, variancecy01
real :: variancepx01, variancepy01
real :: variance_s_phys_x
real :: variance_s_phys_y
real :: variance_c_phys_x
real :: variance_c_phys_y
real :: variance_s_spect_x
real :: variance_s_spect_y
real :: variance_c_spect_x
real :: variance_c_spect_y
real :: variance_p_spect_x
real :: variance_p_spect_y
complex, dimension (:,:), allocatable :: miroires, miroirec, miroirep
complex, dimension (:,:), allocatable :: miroirss, miroirsc, miroirsp
real, dimension (:,:), allocatable :: transs, transc, transp
real, dimension (:,:), allocatable :: sr, cr, pr, pri
real, dimension (:,:), allocatable :: sps, spc
real, dimension (:,:), allocatable :: svide, cvide, pvide
real, dimension (:), allocatable :: stp, ctp, ptp, ptpi
complex, dimension (:,:), allocatable :: s,c,p

```

```

complex, dimension (:,:), allocatable :: ppin
complex, dimension (:,:), allocatable :: injec
complex, dimension (:,:,), allocatable :: signal, compl, pompe
complex, dimension (:,:,), allocatable :: tfsignalspace
complex, dimension (:,:,), allocatable :: tfcompspace
complex, dimension (:,:,), allocatable :: tfpompspace
complex, dimension (:,:,), allocatable :: tfpompetempo
complex, dimension (:,:,), allocatable :: tfsignaltempo

!*****
!      Initialisation MPI (« Message Passing Interface »)

call MPI_INIT(code)

call MPI_COMM_RANK(MPI_COMM_WORLD, rang, code)
call MPI_COMM_SIZE(MPI_COMM_WORLD, nb_processus, code)

if (nb_processus > nb_processus_max) stop 'Demandez moins de processus !'

!*****
!      Définition du découpage sur les 8 processeurs
...
...
...

!*****
!      Calculs préliminaires

d2 = Lcavite - Lcristal - d1           ! Distance face de sortie du cristal - miroir de sortie

waistmax = max(waistx, waisty)

largeur = 8*waistmax                 ! Fenêtre spatiale (largeur totale)

dz = Lcristal/tr                     ! Pas intégration longitudinale (suivant z)

nmoyen = (ns+nc+np)/3                ! Indice moyen

pasxy = largeur/nbxy                 ! Pas spatial

pastmps = 2*(Lcavite+(nmoyen-1)*Lcristal)/cl   ! Pas temporel

nbt = int(Largeurtempo/pastmps)       ! Nombre de points temporel

a = nint(log(nbt*1.)/log(2.))
nbtbis = 2**a                        ! Nombre de points temporel en puissance de 2 (pour FFT)

const = sqrt(4*sqrt(log(2.))*energie/((pi**1.5)*fwhm*waistx*waisty)) ! Constante de normalisation

!      Allocation de mémoire aux tableaux

allocate (miroires(nbxy,nbxy), stat = ok)
allocate (miroirec(nbxy,nbxy), stat = ok)
allocate (miroirep(nbxy,nbxy), stat = ok)
allocate (miroirss(nbxy,nbxy), stat = ok)
allocate (miroirsc(nbxy,nbxy), stat = ok)
allocate (miroirsp(nbxy,nbxy), stat = ok)

allocate (transs(nbxy,nbxy), stat = ok)
allocate (transc(nbxy,nbxy), stat = ok)
allocate (transp(nbxy,nbxy), stat = ok)

```

```

allocate (sr(nbxy,nbxy), stat = ok)
allocate (cr(nbxy,nbxy), stat = ok)
allocate (pr(nbxy,nbxy), stat = ok)

allocate (svide(nbxy,nbxy), stat = ok)
allocate (cvide(nbxy,nbxy), stat = ok)
allocate (pvide(nbxy,nbxy), stat = ok)

allocate (pri(nbxy,nbxy), stat = ok)

allocate (s(nbxy,nbxy), stat = ok)
allocate (c(nbxy,nbxy), stat = ok)
allocate (p(nbxy,nbxy), stat = ok)

allocate (ppin(nbxy,nbxy), stat = ok)

allocate (injec(nbxy,nbxy), stat = ok)

allocate (stp(nbt), stat = ok)
allocate (sps(nbtbis), stat = ok)
allocate (spc(nbtbis), stat = ok)

allocate (ctp(nbt), stat = ok)
allocate (ptp(nbt), stat = ok)
allocate (ptpi(nbt), stat = ok)

allocate (signal(nbxy,nbxy,nbt), stat = ok)
allocate (compl(nbxy,nbxy,nbt), stat = ok)
allocate (pompe(nbxy,nbxy,nbt), stat = ok)

allocate (tfsignaltempo(nbxy,nbxy,nbtbis), stat = ok)
allocate (tfpompetempo(nbxy,nbxy,nbtbis), stat = ok)

allocate (tfsignalspace(nbxy,nbxy,nbt), stat = ok)
allocate (tfcomplspace(nbxy,nbxy,nbt), stat = ok)
allocate (tfpompspace(nbxy,nbxy,nbt), stat = ok)

kp = 2*pi/lp
ks = 2*pi/lc          !      Vecteurs ondes
kc = 2*pi/lc

wp = kp*cl
ws = ks*cl          !      Pulsations
wc = kc*cl

xi = 2*sqrt(2.)*pi*deff/(sqrt(np*nc*ns*eps0*cl))
xis = (0,1)*xi/lc
xic = (0,1)*xi/lc   !      Coefficients non linéaires imaginaires
xip = (0,1)*xi/lp

Res = sqrt(RRes)
Rec = sqrt(RRec)    !      Reflexions et transmissions en amplitude
Rep = sqrt(RRep)
Tentreep = sqrt(TTentreep)

Rss = sqrt(RRss)
Rsc = sqrt(RRsc)    !      Réflections en amplitude
Rsp = sqrt(RRsp)

!tfs = sqrt(1-(ns-1)*(ns-1)/(ns+1)/(ns+1))
!tfc = sqrt(1-(nc-1)*(nc-1)/(nc+1)/(nc+1))   !      Transmissions aux interfaces du cristal non traité
!tfp = sqrt(1-(np-1)*(np-1)/(np+1)/(np+1))

tfs = 0.99
tfc = 0.98          !      Transmissions si traitements anti-reflet sur cristal
tfp = 0.92

```

```

!      Construction des miroirs courbes classiques
!call miroirs (rayonentree,miroires,Res,ls,pasxy,nbxy)      !      miroir entree signal
!call miroirs (rayonentree,miroirec,Rec,lc,pasxy,nbxy)     !      miroir entree compl.
!call miroirs (rayonentree,miroirep,Rep,lp,pasxy,nbxy)     !      miroir entree pompe

!call miroirs (rayonsortie,miroirss,Rss,ls,pasxy,nbxy)     !      miroir sortie signal
!call miroirs (rayonsortie,miroirsc,Rsc,lc,pasxy,nbxy)     !      miroir sortie compl.
!call miroirs (rayonsortiepompe,miroirsp,Rsp,lp,pasxy,nbxy) !      miroir recyclage pompe

!      Construction des miroirs gaussiens
!call miroirs_gaussiens&
!      (rayonsortie, miroirss, Rinfinisignal, &
!      Rcentresignal, wosignal, ls, pasxy, nbxy)      !      miroir sortie signal
!call miroirs_gaussiens&
!      (rayonsortie, miroirsc, Rinfinicompl, &
!      Rcentrecompl, wocompl, lc, pasxy, nbxy)      !      miroir sortie compl.
!call transmission &
!      (transs, Rinfinisignal, Rcentresignal, wosignal, pasxy, nbxy) !      transmission signal
!call transmission &
!      (transc, Rinfinicompl, Rcentrecompl, wocompl, pasxy, nbxy) !      transmission compl.

!      Construction des miroirs plans
miroires = Res      !      entree signal
miroirec = Rec      !      entree compl.
miroirep = Rep      !      entree pompe
miroirss = Rss      !      sortie signal
miroirsc = Rsc      !      sortie compl.
miroirsp = Rsp      !      recyclage pompe

!      Transmission des miroirs classiques
transs = sqrt(1 - RRss) !      transmission sortie signal
transc = sqrt(1 - RRsc) !      transmission sortie compl.
transp = sqrt(1 - RRsp) !      transmission recyclage pompe

!*****
!      Execution du programme principal

s = 0.
c = 0.
p = 0.

call injection (injec, puissanceinj, waistinj, pasxy, nbxy)

call decalage &
      (injec, largeur, Lcristal/2, -anglewo, ls, nbxy)

do nn = 1, nbt
      s = s + injec
      call pumping &
            (ppin, waistx, waisty, fwhm, Rcourb, pastmps, pasxy, nn, nbxy, nbt, const)
      call pompe_incidente (p, ppin, Tentreep, nbxy)
      call transmission_du_cristal (s, c, p, tfs, tfc, tfp, nbxy)
      call propagation_dans_cristal &

```

```

        (s, c, p, dz, xis, xic, xip, as, ac, &
        ap, deltak, tr, largeur, anglewo, &
        ls, lc, lp, nbxy)

call transmission_du_cristal (s, c, p, tfs, tfc, tfp, nbxy)

call propagation_libre (s, largeur, d2, ls, nbxy)
call propagation_libre (c, largeur, d2, lc, nbxy)
call propagation_libre (p, largeur, d2+d3, lp, nbxy)

call champs_en_sortie (s, c, p, signal, compl, pompe, nbxy, nbt, transs, transc, transp, nn)

call reflexions_sortie (s, c, p, miroirss, miroirsc, miroirsp, nbxy)

call propagation_libre (s, largeur, d2, ls, nbxy)
call propagation_libre (c, largeur, d2, lc, nbxy)
call propagation_libre (p, largeur, d2+d3, lp, nbxy)

call transmission_du_cristal (s, c, p, tfs, tfc, tfp, nbxy)

call propagation_dans_cristal &
        (s, c, p, dz, xis, xic, xip, as, ac, &
        ap, deltak, tr, largeur, -anglewo, &
        ls, lc, lp, nbxy)

call transmission_du_cristal (s, c, p, tfs, tfc, tfp, nbxy)

call propagation_libre (s, largeur, d1, ls, nbxy)
call propagation_libre (c, largeur, d1, lc, nbxy)
call propagation_libre (p, largeur, d1, lp, nbxy)

call reflexions_entree (s, c, p, miroires, miroirec, miroirep, nbxy)

call propagation_libre (s, largeur, d1, ls, nbxy)
call propagation_libre (c, largeur, d1, lc, nbxy)
call propagation_libre (p, largeur, d1, lp, nbxy)

end do

call propa_apres_OPO (signal, compl, pompe, largeur, distance, ls, lc, lp, nbxy, nbt)
call profils_spatiaux (sr, cr, pr, signal, compl, pompe, pasxy, pastmps, nbxy, nbt)
call profils_temporels (stp, ctp, ptp, signal, compl, pompe, pasxy, nbxy, nbt)
call duree_impulsions (stp, ctp, duree_signal, duree_compl, pastmps, nbt)
call spectres (signal, pompe, tfsignaltempo, tfpompetempo, nbxy, nbt, nbtbis)
call largeur_spectrale (sps, spc, larg_spect_signal, larg_spect_compl, pastmps, nbtbis)
call phase_heterodyne (signal, compl, pompe, nbxy, nbt)
call profil_de_pompe (energie, fwhm, pastmps, nbt)
call energies (stp, ctp, ptp, nbt, energiesignal, energiecompl, energiepompe, pastmps)

call Mdeux &
        (M2sx, M2sy, M2cx, M2cy, M2px, M2py, &
        signal, compl, pompe, &
        tfsignalspace, tfcomplspace, tfpompespace, &
        energiesignal, energiecompl, energiecompl, &
        pasxy, pastmps, largeur, &
        variance_s_phys_x, variance_s_phys_y, &

```

```

variance_c_phys_x, variance_c_phys_y, &
variancesx01, variancesy01, &
variancecx01, variancecy01, &
variancepx01, variancepy01, &
variance_s_spect_x, variance_s_spect_y, &
variance_c_spect_x, variance_c_spect_y, &
variance_p_spect_x, variance_p_spect_y, &
nbox, nbt, ls, lc, lp)

call profils_spatiaux_infinis (signal, compl, pompe, pasxy, pastmps, nbox, nbt)

!*****
!      Impression des résultats dans le fichier « Résultats »

open (1, file = 'Résultats', status = 'unknown')

write (1,*) ''
write (1,*) '*****'
write (1,*) 'SIMULATION OPO NANOSECONE'
write (1,*) 'Cavité linéaire'
write (1,*) 'Profils temporel et spatial de pompe GAUSSIENS'
write (1,*) '*****'
write (1,*) ''
write (1,*) 'Energie de la pompe en entrée (mJ) = ', 1000*energie
write (1,*) 'Densité de puissance de pompe en entrée (MW/cm2) = ', (1e-10)*energie/(fwhm*pi*waistx*waisty/2)
write (1,*) '      Energie du signal (mJ) = ', 1000*energiesignal
write (1,*) '      Energie du complémentaire (mJ) = ', 1000*energiecompl
write (1,*) '      Energie de la pompe en sortie (mJ) = ', 1000*energiepompe

write (1,*) ''
write (1,*) 'Rendement signal (%) = ', 100*energiesignal/energie
write (1,*) 'Rendement complémentaire (%) = ', 100*energiecompl/energie

write (1,*) ''
write (1,*) 'durée pompe (ns) à 1/e2 = ', fwhm*1e9/log(2.)
write (1,*) 'durée signal (ns) à 1/e2 = ', duree_signal*1e9
write (1,*) 'durée complémentaire (ns) à 1/e2 = ', duree_compl*1e9

write (1,*) ''
write (1,*) 'durée pompe (ns) fwhm = ', fwhm*1e9
write (1,*) 'durée signal (ns) fwhm = ', duree_signal*1e9*log(2.)
write (1,*) 'durée complémentaire (ns) fwhm = ', duree_compl*1e9*log(2.)

write (1,*) ''
write (1,*) 'puissance crête signal (kW) = ', energiesignal/ (duree_signal*log(2.)*1000)
write (1,*) 'puissance crête complémentaire (kW) = ', energiecompl/ (duree_compl*log(2.)*1000)

write (1,*) ''
write (1,*) 'M2 signal x = ', M2sx
write (1,*) 'M2 signal y = ', M2sy
write (1,*) 'M2 compl. x = ', M2cx
write (1,*) 'M2 compl. y = ', M2cy
write (1,*) 'M2 pompe x = ', M2px
write (1,*) 'M2 pompe y = ', M2py

write (1,*) ''
write (1,*) 'Taille sortie x signal (mm) = ', 2000.*sqrt(variance_s_phys_x)
write (1,*) 'Taille sortie y signal (mm) = ', 2000.*sqrt(variance_s_phys_y)
write (1,*) 'Taille sortie x compl (mm) = ', 2000.*sqrt(variance_c_phys_x)
write (1,*) 'Taille sortie y compl (mm) = ', 2000.*sqrt(variance_c_phys_x)

write (1,*) ''
write (1,*) 'Taille mini x signal (mm) = ', 2000.*sqrt(variancesx01)
write (1,*) 'Taille mini y signal (mm) = ', 2000.*sqrt(variancesy01)

```

```

write (1,*) 'Taille mini x compl (mm) = ', 2000.*sqrt(variancecx01)
write (1,*) 'Taille mini y compl (mm) = ', 2000.*sqrt(variancecy01)

write (1,*) ''
write (1,*) 'Divergence x signal (mrad) = ', 1000*sqrt(variance_s_spect_x)*2*1s
write (1,*) 'Divergence y signal (mrad) = ', 1000*sqrt(variance_s_spect_y)*2*1s
write (1,*) 'Divergence x compl (mrad) = ', 1000*sqrt(variance_c_spect_x)*2*1c
write (1,*) 'Divergence y compl (mrad) = ', 1000*sqrt(variance_c_spect_y)*2*1c

write (1,*) ''
write (1,*) 'Luminance crête signal (GW/cm2/sr) = ', &
    energiesignal/(1e13*duree_signal*log(2.)*1s*1s*M2sx*M2sy)
write (1,*) 'Luminance crête compl. (GW/cm2/sr) = ', &
    energiecompl/(1e13*duree_compl*log(2.)*1c*1c*M2cx*M2cy)

write (1,*) ''
write (1,*) 'Luminance relative signal (%) = 100 Luminance crête signal/Luminance crête pompe = ', &
    (100*energiesignal/(duree_signal*log(2.)*1s*1s*M2sx*M2sy))/&
    (energie/fwhm/lp/lp)
write (1,*) 'Luminance relative compl. (%) = 100 Luminance crête compl./Luminance crête pompe = ', &
    (100*energiecompl/(duree_compl*log(2.)*1c*1c*M2cx*M2cy))/&
    (energie/fwhm/lp/lp)

write (1,*) ''
write (1,*) 'Luminance énergétique signal (kJ/cm2/sr) = ', &
    energiesignal/(1e7*1s*1s*M2sx*M2sy)
write (1,*) 'Luminance énergétique compl. (kJ/cm2/sr) = ', &
    energiecompl/(1e7*1c*1c*M2cx*M2cy)

write (1,*) 'Luminance énergétique relative signal (%) = 100 L énerg. signal/L énerg. pompe = ', &
    (100*energiesignal/(1s*1s*M2sx*M2sy))/&
    (energie/lp/lp)
write (1,*) 'Luminance énergétique relative compl. (%) = 100 L énerg. compl./L énerg. pompe = ', &
    (100*energiecompl/(1c*1c*M2cx*M2cy))/&
    (energie/lp/lp)

write (1,*) ''
write (1,*) 'Largeur spectrale signal à 1/e2 = ', larg_spect_signal*1e-6
write (1,*) 'Largeur spectrale compl. à 1/e2 = ', larg_spect_compl*1e-6

write (1,*) ''
write (1,*) '*****'
write (1,*) ''
write (1,*) 'Rappel des parametres'
write (1,*) ''
write (1,*) 'Nombre points découpage spatial = ',nbxy
write (1,*) 'Nombre tranches découpage du cristal = ', tr
write (1,*) 'Longueur totale de la cavité OPO (cm) = ', 100*Lcavite
write (1,*) 'Distance miroirs entrée-cristal (cm) = ', d1*100
write (1,*) 'Distance miroirs sortie-recyclage (cm) = ', d3*100
write (1,*) 'Distance observation derrière miroir de sortie (cm) = ', distance*100
write (1,*) 'Longueur du cristal (mm) = ', Lcristal*1000
write (1,*) 'Coefficient non linéaire (pm/V) = ', deff
write (1,*) 'Rayon du waist pompe selon x dans cristal (mm) = ', waistx*1000
write (1,*) 'Rayon du waist pompe selon y dans cristal (mm) = ', waisty*1000
write (1,*) 'Desaccord de phase = ', deltak
write (1,*) 'Angle de walk-off (mrad) = ', 1000*anglewo
write (1,*) 'Rayon du waist injecteur (mm) = ',waistinj*1000
write (1,*) 'Puissance injectée (mW) = ',puissanceinj*1000
write (1,*) 'Coeff de reflexion en énergie signal entrée = ', RRes
write (1,*) 'Coeff de reflexion en énergie compl. entrée = ', RRec
write (1,*) 'Coeff de reflexion en énergie pompe entrée = ', RRep
write (1,*) 'Coeff de reflexion en énergie signal sortie = ', RRss
write (1,*) 'Coeff de reflexion en énergie compl. sortie = ', RRsc
write (1,*) 'Coeff de reflexion en énergie pompe sortie = ', Rrsp
write (1,*) 'Rinfini signal (miroir gaussien) = ', Rinfinisignal
write (1,*) 'Rcentre signal (miroir gaussien) = ', Rcentresignal

```

```

write (1,*) 'Waist miroir signal (miroir gaussien) = ', wosignal
write (1,*) 'Rinfini compl (miroir gaussien) = ', Rinfinicompl
write (1,*) 'Rcentre compl (miroir gaussien) = ', Rcentrecompl
write (1,*) 'Waist miroir compl (miroir gaussien) = ', wocompl
write (1,*) 'Indice du cristal signal = ', ns
write (1,*) 'Indice du cristal compl. = ', nc
write (1,*) 'Indice du cristal pompe = ', np
write (1,*) 'Longueur onde signal (micron) = ', ls*1e6
write (1,*) 'Longueur onde complémentaire (micron) = ', lc*1e6
write (1,*) 'Longueur onde pompe (micron) = ', lp*1e6
write (1,*) 'Rayon de courbure miroir entrée (cm) = ', rayonentree*100
write (1,*) 'Rayon de courbure miroir sortie (cm) = ', rayonsortie*100
write (1,*) 'Rayon de courbure miroir recyclage (cm) = ', rayonsortiepompe*100
write (1,*) 'Absorption en amplitude du cristal signal = ', as
write (1,*) 'Absorption en amplitude du cristal compl. = ', ac
write (1,*) 'Absorption en amplitude du cristal pompe = ', ap
write (1,*) 'pasxy (mm) = ', pasxy*1000
write (1,*) 'pas angulaire signal (mrad) = ', 1000*ls/largeur
write (1,*) 'pas angulaire compl. (mrad) = ', 1000*lc/largeur
write (1,*) 'pas angulaire pompe (mrad) = ', 1000*lp/largeur
write (1,*) 'pastemporel (ns) = ', pastmps*1e9
write (1,*) 'pasfréquentiel (MHz) = ', 1/(pastmps*nbtbis*1e6)
write (1,*) 'Fenetre temporelle (ns) = ', Largeurtempo*1e9
write (1,*) '      soit : ', -(Largeurtempo*1e9)/2, ' à ', (Largeurtempo*1e9)/2
write (1,*) 'Fenetre frequences tempo. (MHz) = ', 1/(pastmps*1e6)
write (1,*) '      soit : ', -0.5/(pastmps*1e6), ' à ', 0.5/(pastmps*1e6)
write (1,*) 'Fenetre spatiale (mm) = ', nbxy*pasxy
write (1,*) '      soit : ', -nbxy*pasxy*1000/2, ' à ', nbxy*pasxy*1000/2
write (1,*) '      soit : ', largeur/waistmax, ' * waist de pompe'
write (1,*) 'Fenetre angulaire signal (mrad) = ', 1000*nbxy*ls/largeur
write (1,*) '      soit : ', -500*nbxy*ls/largeur, ' à ', 500*nbxy*ls/largeur
write (1,*) 'Fenetre angulaire compl. (mrad) = ', nbxy*lc/largeur
write (1,*) '      soit : ', -500*nbxy*lc/largeur, ' à ', 500*nbxy*lc/largeur
write (1,*) 'Fenetre angulaire pompe (mrad) = ', nbxy*lp/largeur
write (1,*) '      soit : ', -500*nbxy*lp/largeur, ' à ', 500*nbxy*lp/largeur

```

```
close (1)
```

```
call MPI_FINALIZE (code)
```

```
end program principal
```

```

!*****
!      Sous-programmes
!*****

```

```

SUBROUTINE equations_non_lineaires &
      (z, y, dydz, as, ac, ap, xis, xic, xip, deltak)

```

```

-----
SUBROUTINE transmission_du_cristal &
      (s, c, p, tfs, tfc, tfp, nbxy)

```

```

-----
SUBROUTINE reflexions_entree &
      (s, c, p, miroires, miroirec, miroirep, nbxy)

```


SUBROUTINE reflexions_sortie &
(s, c, p, miroirss, miroirsc, miroirsp, nbxy)

SUBROUTINE champs_en_sortie &
(s, c, p, signal, compl, pomp, nbxy, nbt, transs, transc, transp, nn)

SUBROUTINE propagation_libre &
(z, largeur, distance, l, nbxy)

SUBROUTINE assemblage (s, nb)

SUBROUTINE integration &
(s, c, p, z1, z2, as, ac, ap, xis, xic, xip, deltak, nb)

SUBROUTINE propagation_dans_cristal &
(s, c, p, dz, xis, xic, xip, as, ac, &
ap, deltak, tr, largeur, anglewo, ls, lc, lp, nb)

SUBROUTINE pompe_incidente &
(p, ppin, Tentreep, nbxy)

SUBROUTINE pumping &
(ppin, waistx, waisty, fwhm, Rcourb, pastmps, pasxy, nn, nbxy, nbt, const)

SUBROUTINE profils_spatiaux &
(sr, cr, pr, signal, compl, pomp, pasxy, pastmps, nbxy, nbt)

SUBROUTINE profils_temporels &
(stp, ctp, ptp, signal, compl, &
pomp, pasxy, nbxy, nbt)

SUBROUTINE energies &
(stp, ctp, ptp, nbt, energiesignal, &
energiecompl, energiepompe, pastmps)

SUBROUTINE miroirs &
(rayon, miroir, Refl, l, pasxy, nbxy)

SUBROUTINE RUNGE_KUTTA4 &
(y, dydx, x, h, yout, as, ac, ap, xis, xic, xip, deltak)

SUBROUTINE RUNGE_KUTTA5_ADAPTATIF &
 (y, dydx, x, htry, eps, yscal, hdid, &
 hnext, as, ac, ap, xis, xic, xip, deltak)

 SUBROUTINE ODEINT &
 (ystart, x1, x2, h1, hmin, nok, nbad, &
 as, ac, ap, xis, xic, xip, deltak)

 SUBROUTINE RKDUMB &
 (vstart, x1, x2, as, ac, ap, xis, xic, xip, deltak)

 SUBROUTINE injection &
 (injec, puissanceinj, waistinj, pasxy, nbxy)

 SUBROUTINE profil_de_pompe &
 (energie, fwhm, pastmps, nbt)

 SUBROUTINE FFT2D (DATA, NN, NDIM, ISIGN)

 SUBROUTINE decalage &
 (z, largeur, distance, anglewo, l, nbxy)

 SUBROUTINE propagation_avec_walkoff &
 (z, largeur, distance, anglewo, l, nbxy)

 SUBROUTINE fft (x, n, invrs)

 SUBROUTINE propa_apres_OPO &
 (signal, compl, pomp, &
 largeur, distance, ls, lc, lp, nbxy, nbt)

 SUBROUTINE inversion (z, nbxy)

 SUBROUTINE phase_heterodyne &
 (signal, compl, pomp, nbxy, nbt)

 SUBROUTINE Mdeux &
 (M2sx, M2sy, M2cx, M2cy, M2px, M2py, &
 signal, compl, pompe, tfsignalspace, tfcompspace, tfpompespace, &
 energies, energiec, energiep, pasxy, pastmps, largeur, &
 variance_s_phys_x, variance_s_phys_y, &
 variance_c_phys_x, variance_c_phys_y, &
 variancex01, variancesy01, &

```
variancecx01, variancecy01, &  
variancepx01, variancepy01, &  
variance_s_spect_x, variance_s_spect_y, &  
variance_c_spect_x, variance_c_spect_y, &  
variance_p_spect_x, variance_p_spect_y, &  
nbxy, nbt, ls, lc, lp)
```

```
-----  
SUBROUTINE TF_temporelles&  
  (onde, tfondetempo, nbxy, nbt, nbtbis)
```

```
-----  
SUBROUTINE TF_spatiales&  
  (onde, tfondespace, x, nbxy, nbt)
```

```
-----  
SUBROUTINE spectres &  
  (signal, compl, tfsignaltempo, tfcompltempo, nbxy, nbt, nbtbis)
```

```
-----  
SUBROUTINE largeur_spectrale &  
  (sps, spc, larg_spect_signal, larg_spect_compl, pastmps, nbtbis)
```

```
-----  
SUBROUTINE profils_spatiaux_infinis &  
  (signal, compl, pomp, pasxy, pastmps, nbxy, nbt)
```

```
-----  
SUBROUTINE miroirs_gaussiens&  
  (rayon, miroir, Rinfini, Rcentre, wo, l, pasxy, nbxy)
```

```
-----  
SUBROUTINE transmission (trans, Rinfini, Rcentre, wo, pasxy, nbxy)
```

```
-----  
SUBROUTINE phases_intensites &  
  (signal, compl, pomp, nb, nbt, i, j)
```

```
-----  
SUBROUTINE duree_impulsions &  
  (stp, ctp, duree_signal, duree_compl, pastmps, nbt)
```


ANNEXE 8

Démarrage de l'OPO non injecté

L'oscillation d'un OPO non injecté est déclenchée par les fluctuations du champ électrique dans le vide. La valeur moyenne de ce champ est nulle, mais sa amplitude fluctue. Sa moyenne quadratique n'est donc pas nulle et équivaut à la présence d'un demi photon par mode du champ. La densité d'énergie U correspondant vaut :

$$U = \frac{\hbar\omega}{2V}, \quad (1)$$

où $\frac{\hbar\omega}{2}$ est l'énergie dans le mode ω (un demi photon) et V est le volume du mode.

Les faisceaux étant supposés gaussiens de taille w_0 (demi-largeur à $1/e^2$ du profil spatial gaussien), le volume V du mode dans la cavité de longueur L se calcule selon :

$$V = L \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) 2\pi r dr = \frac{\pi w_0^2 L}{2}. \quad (3)$$

Le volume V s'identifie à celui d'un cylindre de rayon égal à la taille w_0 des faisceaux et de hauteur égale à la longueur L de la cavité (voir figure 1).

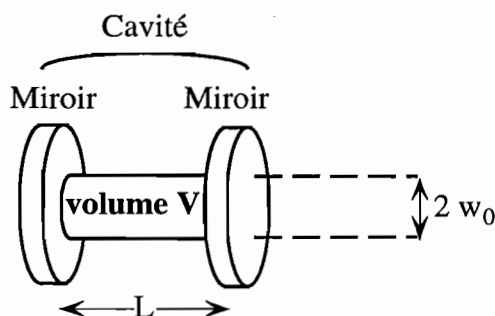


Figure 1 Le volume du mode s'identifie à celui d'un cylindre de rayon w_0 et de hauteur L .

De manière générale, l'intensité I est reliée à la densité d'énergie U par :

$$I = n c U, \quad (3)$$

où n est l'indice de réfraction dans le cristal et c la vitesse de la lumière dans le vide.

L'intensité correspondant aux fluctuations du champ électrique dans le vide a donc pour expression :

$$I = \frac{n c \hbar \omega}{\pi w_0^2 L} \quad (4)$$

Considérons par exemple l'OPO réalisé au CEA Saclay décrit dans la partie III au chapitre 2.2. Les valeurs des paramètres qui interviennent dans le calcul de l'expression (4) pour l'onde signal sont :

$$n = 1,74$$

$$\lambda = 1,57 \text{ } \mu\text{m}$$

$$w_0 = 0,8 \text{ mm}$$

$$L = 0,5 \text{ cm}$$

On calcule $I \approx 10^{-4} \text{ mW/cm}^2$.

Une intensité continue uniforme ayant pour valeur 10^{-4} mW/cm^2 correspond à l'ordre de grandeur de la valeur qu'il faut injecter dans le code de simulation pour obtenir un bon accord avec les résultats expérimentaux (voir figure 2).

L'expression (4) semble donc fournir un ordre de grandeur correct de la moyenne quadratique des fluctuations du champ électrique dans le vide qui permettent de déclencher l'oscillation de l'OPO.

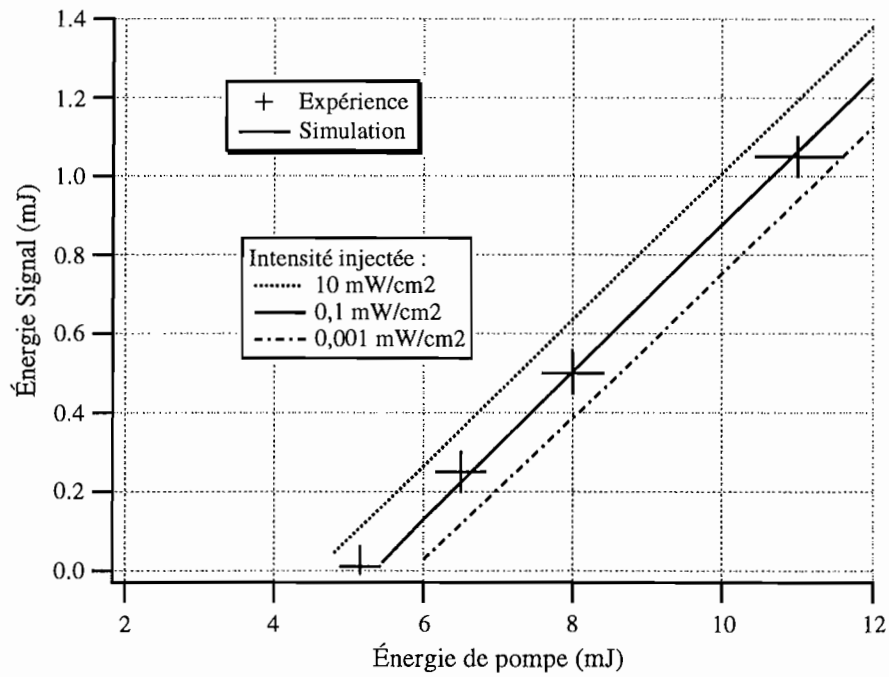


Figure 2 Énergie des impulsions signal en fonction de l'énergie des impulsions de pompe pour l'OPO non injecté réalisé au CEA Saclay.

ANNEXE 9

Représentation mathématique des impulsions de pompe

Le code de simulation OPO prend en compte les profils temporel et spatial des impulsions de pompe. Ces profils sont représentés dans le code par des fonctions mathématiques dont nous proposons de détailler les expressions.

Le profil spatial des impulsions est supposé gaussien. Le profil temporel, en revanche, peut être représenté par différentes fonctions :

- fonction **gaussienne**,
- fonction **sécante hyperbolique**,
- fonction **sécante hyperbolique asymétrique**.

Les amplitudes $A(r, t)$ des impulsions s'écrivent donc en module :

$$|A(t, r)| = K f(t) \exp\left\{-\left(\frac{r}{w_0}\right)^2\right\}, \quad (1)$$

où t et r sont respectivement la variable temporelle et la coordonnée radiale. w_0 est la taille du faisceau gaussien. K est une constante de normalisation. La fonction $f(t)$ décrit l'enveloppe temporelle des impulsions. Nous envisageons pour $f(t)$ les expressions suivantes :

$$\square \text{ Profil temporel gaussien : } f(t) = \exp\left\{-a\left(\frac{t}{T}\right)^2\right\} \quad (2)$$

$$\text{avec : } \begin{cases} a = 2 \frac{\ln 2}{T^2} \\ K^2 = \frac{2\sqrt{2a} \text{Énergie}}{\pi^{3/2} T w_0^2} \end{cases} \quad (3)$$

□ Profil temporel en sécante hyperbolique : $f(t) = \frac{1}{\text{ch}\left(a\frac{t}{T}\right)} = \text{sech}\left(a\frac{t}{T}\right)$ (4)

avec :
$$\begin{cases} a = 2 \ln(1 + \sqrt{2}) \\ K^2 = \frac{a \text{Énergie}}{\pi T w_0^2} \end{cases} .$$
 (5)

□ Profil temporel en sécante hyperbolique asymétrique :

$$f(t) = \frac{2}{\exp\left(\frac{t}{T_1}\right) + \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right)}$$
 (6)

avec :
$$\begin{cases} T_1 \text{ et } T_2 \text{ déterminées numériquement} \\ \text{de sorte que la fonction } f(t) \text{ s'approche au mieux du profil} \\ \text{temporel expérimental de l'impulsion,} \\ K^2 = \frac{2 \text{Énergie}}{\pi w_0^2 \int_{-\infty}^{+\infty} f^2(t) dt} \quad \left(\int_{-\infty}^{+\infty} f^2(t) dt \text{ étant calculée numériquement} \right). \end{cases}$$
 (7)

Les différentes expressions des fonctions $f(t)$ font intervenir des paramètres dont les définitions sont les suivantes :

- Énergie : énergie des impulsions,
- T : durée à mi-hauteur des impulsions,
- w_0 : rayon à $\frac{1}{e^2}$ des faisceaux (ou taille des faisceaux).

Calcul des constantes a et K

Les expressions de l'amplitude $A(t, r)$ des impulsions font intervenir les constantes a et K dont nous proposons d'expliciter le calcul.

1. Calcul de a

La constante a est telle que T soit égale à la durée à mi-hauteur de l'impulsion :

$$\left| A\left(t = \pm \frac{T}{2}, r\right) \right|^2 = \frac{1}{2} |A(t = 0, r)|^2. \quad (8)$$

Cette équation conduit à :

Profil temporel gaussien : $\exp\left(-\frac{a}{2}\right) = \frac{1}{2}$ soit $a = 2 \ln 2.$ (9)

Profil temporel en sécante hyperbolique : $\frac{1}{\operatorname{ch}^2\left(\frac{a}{2}\right)} = \frac{1}{2}$ soit $a = 2 \ln(1 + \sqrt{2}).$ (10)

2. Calcul de K

La valeur de la constante K découle du calcul de l'énergie des impulsions, qui s'obtient par intégrations temporelle et spatiale du carré du module de l'amplitude :

$$\text{Énergie} = \int_0^{\infty} 2\pi r \int_{-\infty}^{+\infty} |A(t, r)|^2 dt dr \quad (11)$$

Les variables r et t étant séparables, on peut calculer les deux intégrales séparément :

2.1 Intégration spatiale

$$\int_0^{\infty} 2\pi r \exp\left\{-2\left(\frac{r}{w_0}\right)^2\right\} dr = \frac{\pi w_0^2}{2} = S_{\text{gauss}}. \quad (12)$$

La quantité S_{gauss} représente la surface "moyenne" des impulsions de profil spatial gaussien.

2.2 Intégration temporelle

Profil gaussien

En utilisant l'égalité

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\alpha x^2) dx = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}}, \quad (13)$$

on obtient

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left\{-2a\left(\frac{t}{T}\right)^2\right\} dt = \frac{T}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} = D_{\text{gauss}}. \quad (14)$$

La quantité D_{gauss} représente la durée "moyenne" des impulsions du profil temporel gaussien.

Profil en sécante hyperbolique

On cherche à calculer :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dt}{\text{ch}^2\left(a\frac{t}{T}\right)} = D_{\text{hyper}}. \quad (15)$$

Sachant que

$$\text{ch}^2 x = \frac{1 + \text{ch}(2x)}{2}, \quad (16)$$

on obtient

$$D_{\text{hyper}} = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dt}{1 + \text{ch}\left(\frac{2at}{T}\right)} = 4 \int_0^{+\infty} \frac{dt}{1 + \text{ch}\left(\frac{2at}{T}\right)}. \quad (17)$$

Rappelons les relations suivantes :

$$\int_0^{\infty} \frac{dx}{\alpha + \beta \text{ch} x} = \frac{2}{\sqrt{\beta^2 - \alpha^2}} \arctan\left\{\frac{\sqrt{\beta^2 - \alpha^2}}{\beta + \alpha}\right\}, \quad \text{si } \beta^2 > \alpha^2$$

$$= \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 - \beta^2}} \ln\left\{\frac{\alpha + \beta + \sqrt{\alpha^2 - \beta^2}}{\alpha + \beta - \sqrt{\alpha^2 - \beta^2}}\right\}, \quad \text{si } \beta^2 < \alpha^2. \quad (18)$$

On en déduit facilement :

$$\int_0^{\infty} \frac{dx}{1 + \text{ch} x} = 1 \quad (\alpha = \beta = 1). \quad (19)$$

$$\text{On obtient ainsi : } D_{\text{hyper}} = \frac{2T}{a}. \quad (20)$$

La quantité D_{hyper} représente la durée "moyenne" des impulsions de profil temporel en sécante hyperbolique.

Profil en sécante hyperbolique asymétrique

Il nous faut calculer la quantité

$$D_{\text{sech asym}} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{4 dt}{\left\{ \exp\left(\frac{t}{T_1}\right) + \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \right\}^2}. \quad (21)$$

Cette intégrale n'a pas de solution analytique. Nous calculons une valeur approchée numériquement.

En conclusion, l'énergie des impulsions, obtenues par intégrations temporelle et spatiale du carré du module de l'amplitude $A(r, t)$, peut s'écrire :

$$\text{Énergie} = K^2 \times \text{Surface} \times \text{Durée} \quad (22)$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Surface} = S_{\text{gauss}} = \frac{\pi w_0^2}{2} \quad (\text{profil spatial gaussien}) \\ \text{Durée} = D_{\text{gauss}} = \frac{T}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\ln^2}} \quad (\text{profil temporel gaussien}) \\ \text{Durée} = D_{\text{sech}} = \frac{2T}{a} \quad (\text{profil temporel hyperbolique}) \\ \text{Durée} = D_{\text{sech asym}} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{4 dt}{\left\{ \exp\left(\frac{t}{T_1}\right) + \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \right\}^2} \quad (\text{profil temporel hyperbolique asymétrique}). \end{array} \right.$$

**RÉFÉRENCES
BIBLIOGRAPHIQUES**

INTRODUCTION

- [1] J.A. Giordmaine et R.C. Miller
"Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO₃ at optical frequencies"
Phys. Rev. Lett., **14**, 973 (1965).

PARTIE I

- [1] N. Bloembergen
"Nonlinear Optics"
Benjamin, New-York (1965).
- [2] C.G.B. Garrett and F.N.H. Robinson
IEEE, J. Quantum Electron. **2**, 328 (1966).
- [3] Y.R. Shen
"The principles of Nonlinear Optics"
Wiley, New-York (1984).
- [4] P.N. Butcher et D. Cotter
"The elements of Nonlinear Optics"
Cambridge University Press (1990).
- [5] R.W. Boyd
"Nonlinear Optics"
Academic Press (1992).
- [6] E.T.J. Nibbering, M.A. Franco, B.S. Prade, G. Grillon, C. Le Blanc and A. Mysyrowicz
"Measurement of the nonlinear refractive index by spectral analysis after nonlinear propagation"
Opt. Com. **119**, 479-484 (1995).
- [7] E.T.J. Nibbering, P. Curley, G. Grillon, B.S. Prade, M.A. Franco, F. Salin and A. Mysyrowicz
"Conical emission self-guided femtosecond pulses in air"
Optics Letters 1, vol. **21**, 62-64 (1996).
- [8] C. Kittel
"Physique de l'état solide"
Dunod Université.
- [9] J. Ducuing and C. Flytzanis
"Second Optical processes in solids"
Ed. Abeles North Holland-Optical Properties of solids, Chap. 11, 863-990 (1972).
- [10] J.A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing and P.S. Pershan
"Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric"
Phys. Rev. **127**, 1918-1939 (1962).
- [11] D.A. Kleinman
"Theory of second harmonic generation of light"
Phys. Rev. **128**, 1761 (1962).
- [12] D.A. Kleinman
"Nonlinear dielectric polarization in optical media"
Phys. Rev. **126**, 1977 (1962).

- [13] V. Krylov, A. Kalintsev, A. Rebane, D. Erni and U.P. Wild
"Noncollinear parametric generation in LiIO_3 and β -barium borate by frequency-doubled femtosecond Ti: sapphire laser pulses"
Optics Letters, vol. **20**, n°2, 151 (1995).
- [14] Lawrence A.W. Gloster, Z. Xing Jiang and T.A. King
"Characterization of an Nd:YAG-Pumped β -BaB₂O₄ Optical Parametric Oscillator in Collinear and Noncollinear Phase-Matched Configurations"
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. **30**, n°12, 2961 (1994).
- [15] P. Di Trapani, A. Andreoni, C. Solcia, P. Foggi, R. Danielius, A. Dubietis and A. Piskarskas
"Matching of group velocities in three-wave parametric interaction with femtosecond pulses and application to traveling-wave generators"
J.Opt. Soc. Am. B, vol. **12**, n°11 (1995).
- [16] M.P. de Micheli
"Oscillateur paramétrique optique en configuration de quasi-accord de phase"
Ann. Phys. Fr., vol. **20**, 517-526 (1995).
- [17] L.E. Myers, R.C. Eckardt, M.M. Fejer, R.L. Byer, W.R. Bosenberg and J.W. Pierce
"Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO_3 "
J.Opt. Soc. Am. B, vol. **12**, n°11 (1995).
- [18] W.R. Bosenberg, A. Drobshoff, J.I. Alexander, L.E. Myers and R.L. Byer
"93% pump depletion, 3.5 W continuous-wave, singly resonant optical parametric oscillator"
Optics Letters, vol. **21**, n°17, (1996).
- [19] G. Bruhat
"Cours de Physique Générale : Optique"
Masson, Paris, Chap. XX (1965).
- [20] J.F. Nye
"The Physical Properties of Crystals"
Clarendon Press, Oxford (1985).
- [21] A. Yariv and P. Yeh
"Optical Waves in Crystals : Propagation and Control of Laser Radiation"
John Wiley & Sons, New-York (1984).
- [22] J.Ph. Pérez
"Optique géométrique, ondulatoire et polarisation"
Masson, chapitre 31 (1991)
- [23] J.E Midwinter and J. Warner
Brit. J. Appl. Phys., vol. **16**, 1135 (1965).
- [24] D.A. Roberts
"Simplified Characterization of Uniaxial and Biaxial Nonlinear Optical Crystals : A Plea for Standardization of Nomenclature and Conventions"
IEEE J. Quant. Electron. **28**, 2057 (1992).
- [25] F. Zermike and J.E. Midwinter
"Applied Nonlinear Optics"
Wiley, New York (1973).
- [26] J. F. Trevor wwang and K. Daneshvar
"Numerical Calculation of the Effective Second-Order Nonlinear Coefficient Along Collinear Phase-Matching Directions Inside Nonlinear Crystals in Three-Wave Interaction"
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. **32**, n°2, 183 (1996).

- [27] V.G. Dmitriev, G.G. Gurzadyan et D.N. Nikogosyan
"Handbook of Nonlinear Optical Crystals"
Springer Series in Optical Sciences **64**,
A.E. Siegman, ed., Springer-Verlag, Paris (1991).
- [28] J.W. Goodman
"Introduction to Fourier Optics"
McGraw-Hill, Chapter 3 (1968).
- [29] A. Siegman
"Lasers",
University Science Books, Mill Valley CA, Chapter 16 (1986).
- [30] J. Ducuing and C. Flytzanis
"Optical properties of solids"
Chap. 11, Second optical processes in solids, pp. 863-990
Abeles North. Holland (1972).
- [31] W.H. Louisell
"Coupled mode and parametric electronics"
Chap. 4, John Wiley and sons, New-York (1960).
- [32] J. Falk
"Instabilities in the doubly resonant parametric oscillator : a theoretical analysis"
IEEE, J. Quantum Electron. **QE-7**, 230-235 (1971).
- [33] S.T. Yang, R.C. Eckardt and R.L. Byer
"Power and spectral characteristics of continuous-wave parametric oscillators : the doubly to singly resonant transition"
J. Opt. Soc. Am. B, **10**, n°9 (1993).
- [34] A. Dubois, T. Lépine, P. Georges et A. Brun
"Oscillateur paramétrique optique infrarouge à haute cadence"
Coloq 4, École Polytechnique, 6-9 novembre 1995.
- [35] A. Dubois, T. Lépine, P. Georges and A. Brun
"Non critically phase matched KTP optical parametric oscillator with near diffraction limited signal beam"
Conference on Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO/Europe'96), Hambourg,
8-13 septembre 1996.
- [36] A.C.L. Boscheron
"Etude de nouvelles configurations de conversion de fréquence pour l'optimisation des lasers de hautes puissances"
Thèse de Doctorat, Université Paris XI, Orsay (1996).
- [37] R. De Salvo, M. Scheik-Bahae, A.A. Said, D.J. Hagan and E.W. Van Stryland
Opt. Lett. **18**, 194 (1993).
- [38] R. Adair, L.L. Chase and S.A. Payne
Phys. Rev. B, **39**, 3337 (1989).
- [39] D.T. Reid, M. Ebrahimzadeh and W. Sibbett
"Design criteria and comparison of femtosecond optical parametric oscillators based on $KTiOPO_4$ and $RbTiOAsO_4$ "
J. Opt. Soc. Am. B, **12**, n° 11, 2168-2179 (1995).
- [40] A.V. Smith, W.J. Alford, T.D. Raymond et M.S. Bowers
"Comparison of a numerical model with measured performance of a seeded, nanosecond KTP optical parametric oscillator"
J. Opt. Soc. Am. B, **12**, n° 11, 2253-2267 (1995).

- [41] B.J. Orr, M.J. Johnson and J.G. Haub
"Spectroscopic applications of tunable optical parametric oscillators"
In Tunable Laser Applications, F.J. Duarte, ed. (Dekker, New-York), Chap. 2, 11-83 (1995).
- [42] S.E. Harris
"Tunable optical parametric oscillators"
Proc. IEEE, **57**, 2096-2113 (1969).
- [43] R.L. Byer
"Parametric oscillators"
In Laser Spectroscopy, R.G. Brewer and A. Mooradian eds. (Plenum, New-York) 77-101 (1993).
- [44] R.L. Byer and R.L. Herbst
"Parametric oscillation and mixing"
In Nonlinear Infrared Generation, Y.R. Shen, ed. (Springer-Verlag, Berlin) 81-137 (1977).
- [45] M. Ebrahimzadeh, A.J. Henderson and M.H. Dunn
"An excimer-pumped β -Ba₂BO₄ optical parametric oscillator tunable from 354 nm to 2.370 μ m"
IEEE, J. Quantum Electron. **26**, 1241-1252 (1990).
- [46] R.C. Eckardt, C.D. Nabors, W.J. Kozlovsky and R.L. Byer
"Optical parametric oscillator frequency tuning and control"
J. Opt. Soc. Am. B **8**, 646-667 (1991).
- [47] C.D. Nabors, R.C. Eckardt, W.J. Kozlovsky and R.L. Byer
"Efficient single-axial-mode operation of a monolithic MgO: LiNbO₃ optical parametric oscillator"
Opt. Lett., vol. **14**, 1134- 1136, (1989).
- [48] F.G. Colville, M. Ebrahimzadeh, W. Sibbett and M.H. Dunn
"Continuous-wave LiB₃O₅ optical parametric oscillator pumped by a tunable Ti:sapphire laser"
Appl. Phys. Lett. **64**, (1994).
- [49] F.G. Colville, M.J. Padgett and M.H. Dunn
"Smooth frequency tuning from optical parametric oscillators: the transition from single-to dual-cavity oscillators"
OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers, vol. **20**, (1994), Tso Yee Fan and Bruce H.T Chai (eds).
- [50] A. Yariv
"Quantum Electronics"
J. Wiley & Sons, New York (1989).
- [51] A. Fix and R. Wallenstein
"Spectral properties of pulsed nanosecond optical parametric oscillators : experimental investigation and numerical analysis"
J. Opt. Soc. Am. B, vol. **13**, n°11 (1996).
- [52] J.E. Bjorkholm et H.G. Danielmeyer
Appl. Phys. Lett. **15**, 171-173 (1969).
- [53] J.G. Haub, R.M. Hentschel, M.J. Johnson and B.J. Orr
"Controlling the performances of a pulsed optical parametric oscillator : a survey of techniques and spectroscopic applications"
J. Opt. Soc. Am. B, **12**, n° 11, 2128-2141 (1995).

PARTIE II

- [1] Glen A. Rines, David M. Rines and Peter F. Moulton
"Efficient, High-Energy, KTP Optical Parametric Oscillators Pumped with 1 Micron Nd-Lasers"
OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers, vol. **20**, (1994), Tso Yee Fan and Bruce H.T Chai (eds).
- [2] V.G. Dimitriev, G.G. Gurzadyan and D.N. Nikogosyan
"Handbook of Nonlinear Optical Crystals"
Springer-Verlag Eds.
- [3] Documentation Crystal Associates, inc. sur KTP, KTA, RTA et CTA.
- [4] R.C. Eckardt, H. Masuda, Y.X. Fan and R.L. Byer
*"Absolute and relative nonlinear optical coefficient of KDP, KD*P, BaB₂O₄, LiIO₃, MgO : LiNbO₃ and KTP measured by phase-matched second harmonic generation"*
IEEE J. Quantum Electron., vol. **26**, 922-933 (1990).
- [5] D.A. Roberts
"Simplified characterization of uniaxial and biaxial nonlinear optical crystals : a plea for standardization of nomenclature and conventions"
IEEE J. Quantum Electron., vol. **28**, 2057-2072 (1992).
- [6] J.D. Bierlein, H. Vanherzeele and A.A. Ballman
"Linear and nonlinear optical properties of flux-grown KTiOAsO₄"
Appl. Phys. Lett., vol. **54**, 783-785 (1989).
- [7] J. Han, Y. Liu, M. Wang and D. Nie
"Flux growth and properties of RbTiOAsO₄ (RTA) crystals"
J. Cryst. Growth, vol. **128**, 864-866 (1993).
- [8] L.K. Cheng, L.T. Cheng, J. Galperin, P.A. Morris Hotsenpiller and J.D. Bierlein
"Crystal growth and characterization of KTiOPO₄ isomorphs from the self-fluxes"
J. Cryst. Growth, vol. **137**, 107-115 (1994).
- [9] L.K. Cheng, L.T. Cheng and J.D. Bierlein
"Linear and nonlinear optical properties of the arsenate isomorphs of KTP"
in Growth, Characterization and Applications of Laser Host and Nonlinear Crystals II, B.H. Chai, ed. ,
Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., vol. **1863**, 43-53 (1993).
- [10] Herman Vanherzeele, J.D. Bierlein and F.C. Zumsteg
"Index of refraction measurements and parametric generation in hydrothermally grown KTiOPO₄"
Applied Optics, vol. **27**, n°16, 3314-3316 (1988).
- [11] F.C. Zumsteg, J.D. Bierlein and T.E. Gier
"K_xRb_{1-x}TiOPO₄ : a new non linear optical material"
J. Appl. Phys., vol. **47**, 4980-4985 (1976).
- [12] G.M. Loiacono, D.N. Loiacono, J.J. Zola, R.A. Stolzenberger, T. Mc. Gee and R.G. Norwood
"Optical properties and ionic conductivity of KTiOAsO₄ crystals"
Appl. Phys. Lett., vol. **61**, 895-897 (1992).
- [13] G.M. Loiacono, D.N. Loiacono and R.A. Stolzenberger
"Crystal growth and characterization of ferroelectric CsTiOAsO₄"
J. Cryst. Growth, vol. **131**, 323-330 (1993).

- [14] J.D. Bierlein and H. Vanherzeele
"Potassium titanyl phosphate : properties and new applications"
J. Opt. Soc. Am. B, vol. **6**, 622-633 (1989).
- [15] P.E. Powers, S. Ramakrishna, C.L. Tang and L.K. Cheng
"Optical parametric oscillation with $KTiOAsO_4$ "
Optics Letters, vol. **18**, n° 14, 1171-1173 (1993).
- [16] P.E. Powers, C.L. Tang and L.K. Cheng
"High-repetition-rate femtosecond optical parametric oscillator based on $CsTiOAsO_4$ "
Optics Letters, vol. **19**, n° 1, 37-39 (1994).
- [17] P.E. Powers, C.L. Tang and L.K. Cheng
"High-repetition-rate femtosecond optical parametric oscillator based on $RbTiOAsO_4$ "
Optics Letters, vol. **19**, n° 18, 1439-1441 (1994).
- [18] T Chuang, J. kasinski and H.R. Verdun
"A KTA OPO pumped by a Q-Switched, injection-seeded Nd:YAG laser"
OSA Trends in Optics and Photonics on Advanced Solid-State Lasers, 150-154, ed. S.A. Payne and C.R. Pollock (Washington, DC : Optical Society of America) (1996).
- [19] Y. Isyanova, G.A. Rines, D. Welford and P.F. Moulton
"Tandem OPO Source Generating 1,5-10 μm wavelengths"
OSA Trends in Optics and Photonics on Advanced Solid-State Lasers, 174-178, ed. S.A. Payne and C.R. Pollock (Washington, DC : Optical Society of America) (1996).
- [20] L.R. Marshall, J. Earl, A. Johnson, T. Pollak and P. Schunemann
"Efficient 2-5 μm KTP, KTA and $ZnGeP_2$ OPOs"
OSA Trends in Optics and Photonics on Advanced Solid-State Lasers, 171-173, ed. S.A. Payne and C.R. Pollock (Washington, DC : Optical Society of America) (1996).
- [21] B. Boulanger, J.P. Fève, G. Marnier, B. Ménaert, X. Cabirol, P. Villeval and C. Bonnin
"Relative sign and absolute magnitude of $d^{(2)}$ nonlinear coefficients of KTP from second-harmonic-generation measurements"
J. Opt. Soc. Am. B, vol. **11**, n° 5, 750-757 (1994).
- [22] R.L. Byer
"Optical parametric oscillators"
in Quantum Electronics, H. Rabin and C. L. Tang, eds.
Academic, New York, vol. **1**, chapitre 9, 587-702 (1975).
- [23] Douglas W. Anthon and C.D. Crowder
"Wavelength dependent phase matching in KTP"
Applied Optics, vol. **27**, n°13, 2650-2652 (1988).
- [24] V.A. Dyakov, V.V. Krasnikov, V.I. Pryalkin, M.S. Pshenichnikov, T.B. Razumikhina, V.S. Solomatina and A.I. Kholodnykh
"Sellmeier equation and tuning characteristics of KTP crystal frequency converters in 0,4- 4,0 μm range"
Sov. J. Quantum Electron, vol. **18** (9), 1059-1060 (1988).
- [25] K. Kato
"Parametric Oscillation at 3,2 μm in KTP pumped at 1,064 μm "
IEEE, J. Quantum Electron., vol. **QE-27**, 1137-1140 (1991).
- [26] Tso Yee Fan, C.E. Huang, B.Q. Hu, R.C. Eckardt, Y.X. Fan, R.L. Byer and R.S. Feigelson
"Second harmonic generation and accurate index of refraction measurements in flux-grown $KTiOPO_4$ "
Applied Optics, vol. **26**, n°12, 2392-2394 (1987).
- [27] K. Kato and M. Masutani
"Widely tunable 90° phase-matched KTP parametric oscillator"
Optics Letters, vol. **17**, n°3, 178-179 (1992).

- [28] M. Scheidt, K.J. Boller and R. Wallenstein
"Tunable noncritically phase-matched cw optical parametric oscillators of KTP"
in Conference Proceedings of the Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro- Optics Society, Institute of Electrical and Electronics Engineers, New York, 334 (1994).
- [29] A. Kaz, R. Burnham, L.R. Marshall and A. Pinto
"Non-critically phase-matched, degenerate 4 μm Optical Parametric Oscillator"
OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers, vol. **20**, (1994), Tso Yee Fan and Bruce H.T Chai (eds).
- [30] S.D. Butterworth, M.J. Mc. Carthy and D.C. Hanna
"Efficient operation of an all-solid-state synchronously-pumped Lithium Triborate optical parametric oscillator"
OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers, vol. **20**, (1994), Tso Yee Fan and Bruce H.T Chai (eds).
- [31] K. Kato
"Temperature- tuned 90° phase-matching properties of LiB_3O_5 "
IEEE, J. Quantum Electron., vol. **30**, n° 12, 2950-2952 (1994).
- [32] W. Wiechmann, S. Kubota, T. Fukui and H. Masuda
"Refractive index temperature derivatives of KTP"
Opt. Lett., vol. **18**, 1208-1210 (1993).
- [33] R.D. Stultz and M.E. Ehhritz
"Temperature (-32° to +90° c) performance of a 20 Hz Potassium Titanyl Phosphate Optical Parametric Oscillator"
OSA Trends in Optics and Photonics on Advanced Solid-State Lasers, 147-149, ed. S.A. Payne and C.R. Pollock (Washington, DC : Optical Society of America) (1996).
- [34] G. Marmier
Communication privée.
- [35] K. Kato
"Parametric Oscillation at 3,2 μm in KTP pumped at 1,064 μm "
IEEE, J. Quantum Electron., vol. **QE-27**, 1137-1140 (1991).
- [36] A. Kaz, L.R. Marshall, A. Pinto and R. Utano
"Scaling optical parametric oscillators in power, energy and beam quality"
OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers, vol. **20**, (1994), Tso Yee Fan and Bruce H.T Chai (eds).
- [37] C.A. Ebberts and S.P. Velsko
"Optical and thermo-optical characterization of KTP and its isomorphs for 1.06 μm pumped OPO's"
SPIE, vol. **2700**, 227 (1995).
- [38] L.R. Marshall and A. Kaz
"Eye-safe output from noncritically phase-matched parametric oscillators"
J. Opt. Soc. Am. B, vol. **10**, n° 9, (1993).
- [39] G. Marmier
Communication privée.
- [40] J.A. Giordmaine and R.C. Miller
"Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO_3 at optical frequencies"
Phys. Rev. Lett., vol. **14**, 973-976 (1965).
- [41] R.L. Byer, R.L. Herbst, R.S. Feigelson and W.L. Kway
"Growth and application of (01.4) LiNbO_3 "
Opt. Commun., vol. **12**, 520-522 (1974).

- [42] R.L Herbst, R.N. Fleming and R.L. Byer
"A 1,4-4,0 μm high energy angle tuned LiNbO_3 parametric oscillator"
Appl. Phys. Lett., vol. **25**, 520-522 (1974).
- [43] R.L. Byer, R.L Herbst, R.N. Fleming
"A broadly tunable IR source"
in Proc. Second Int. Conf. on laser Spectroscopy, Megève, France, 1975.
Berlin: Springer, 206-226 (1975).
- [44] T. Henningsen, M. Garbung and R.L. byer
"Remote detection of CO by parametric tunable laser"
Appl. Phys. Lett. , vol. **24**, 242-244 (1974).
- [45] R.A. Baumgartner and R.L. Byer
"Remote SO_2 measurements at 4 μm with a continuously tunable source"
Opt. Lett. , vol. **2**, 163-165 (1978).
- [46] J. Raffy, T. Debuisschert, J.P. Pocholle and M. Papuchon
"AgGaSe₂ OPO pumped by a LiNbO_3 OPO"
OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers, vol. **15**, 127-130 (1993).
- [47] L.E. Myers, R.C. Eckardt, M.M. Fejer, R.L. Byer, W.R. Bosenberg and J.W. Pierce
"Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO_3 "
J.Opt. Soc. Am. B, vol. **12**, n°11 (1995).
- [48] W.R. Bosenberg, A. Drobshoff, J.I. Alexander, L.E. Myers and R.L. Byer
"93% pump depletion, 3,5 W continuous-wave, singly resonant optical parametric oscillator"
Optics Letters, vol. **21**, n°17 (1996).
- [49] G.D. Boyd, R.C. Miller, K. Nassau, W.L. Bond and A. Savage
" LiNbO_3 : An efficient phase-matchable nonlinear optical material"
Appl. Phys. Lett., vol. **5**, 234-236 (1964).
- [50] M.M. Choy and R.L. Byer
"Accurate second order susceptibility measurements of visible and infrared nonlinear crystals"
Phys. Rev. B, vol. **14**, 1693-1706 (1976).
- [51] D.S. Smith, H.D. Riccius and R.P. Edwin
"Refractive indices of lithium niobate"
Opt. Commun., vol. **17**, 332-335 (1976).
- [52] B. Zysset, I. Biaggio and P. Günter
"Refractive indices of orthorhombic KNbO_3 .
I. Dispersion and temperature dependence"
J. Opt. Soc. Am. B, vol. **9**, n° 3, 380-386 (1992).
- [53] I. Biaggio, P. Kerkoc, L.S. Wu, P. Günter and B. Zysset,
"Refractive indices of orthorhombic KNbO_3 .
II. Phase matching configurations for nonlinear-optical interactions"
J. Opt. Soc. Am. B, vol. **9**, n° 4, 507-517 (1992).
- [54] A. Englander, R. Lavi and R. Lallouz
"Efficient tunable intra-cavity OPO in the mid-IR "
Advanced Solid- State Lasers, 123-125 (1995).
- [55] A. Fix, G. Goeritz, R. Urschel, D. Wildt, A. Borsutzky and R. Wallenstein
"Single-mode optical parametric oscillator system of BBO and KNbO_3 tunable from visible (0,42 μm)
to the infrared (4 μm)"
OSA Proceedings on Advanced Solid- State Lasers, vol. **20**, (1994), Tso Yee Fan and Bruce H.T Chai
(eds).

- [56] A. Kaz, L.R. Marshall, A. Pinto and R. Utano
"Scaling optical parametric oscillators in power, energy and beam quality"
OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers, vol. **20**, (1994), Tso Yee Fan and Bruce H.T Chai (eds).
- [57] S.J. Brosnan and R.L. Byer
"Optical parametric oscillator threshold and linewidth studies"
IEEE, J. Quantum Electron., vol. **QE-15**, n°6 (1979).
- [58] S.E. Harris
"Tunable optical parametric oscillators"
Proc. IEEE, vol. **57**, 2096-2113 (1969).
- [59] J.A.C. Terry, Y. Cui, Y. Yang, W. Sibbet and M.H. Dunn
"Low-threshold operation of an all-solid-state KTP optical parametric oscillator"
J. Opt. Soc. Am. B, vol. **11**, 758-769 (1994).
- [60] J. Falk, J. M. Yarborough and E. O. Ammann
IEEE J. Quantum Electron., **QE-7**, 359-369 (1971).
- [61] L.R. Marshall, A.D. Hays, J. Kasinski and R. Burnham
in Eye-safe Lasers : Components, Systems and Applications, Proc. SPIE **1419**, 141-152 (1991).
- [62] A. Kaz and L.R. Marshall
CLEO Technical Digest, vol. **11**, 244-245 (1993).
- [63] L.R. Marshall, A. Kaz and R. Burnham
CLEO Technical Digest, vol. **11**, 436-437 (1993).
- [64] A. Englander, R. Lavi and R Lallouz
"Efficient tunable intra-cavity OPO in the mid-IR"
OSA TOPS on Advanced Solid- State Lasers, vol. **1** (1996)
Stephen A. Payne and Clifford Pollock (eds.)
- [65] T. Debuisschert, J. Raffy, J.P. Pocholle and M. Papuchon
"Intracavity optical parametric oscillator : study of the dynamics in pulsed regime"
J. Opt. Soc. Am. B, vol. **13**, n°7, 1569 (1996).
- [66] A. Dubois, S. Victori, T. Lépine, P. Georges and A. Brun
"High-repetition-rate eyesafe intracavity optical parametric oscillator"
Soumis à Applied Physics B.
- [67] A. Dubois, S. Victori, T. Lépine, P. Georges et A. Brun
"Oscillateur paramétrique optique intracavité"
En cours de publication dans le volume spécial de Colloq 5 aux Éditions de Physique.
- [68] P. Glorieux
"Dynamique des lasers"
Les lasers et leurs applications scientifiques et médicales, collection de la Société Française d'Optique, les Editions de la Physique (1994).

Arnaud DUBOIS

Étude expérimentale et simulations numériques d'oscillateurs paramétriques optiques en régime nanoseconde

Résumé

Les travaux effectués durant cette thèse apportent une contribution à la fois expérimentale et théorique au développement des oscillateurs paramétriques optiques (OPO) fonctionnant en régime temporel nanoseconde.

Nous avons réalisé un OPO basé sur le cristal non linéaire de KTiOPO_4 pompé en accord de phase non critique en angle à la longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$ par un laser Nd:YAG déclenché à la cadence de 1 kHz. Cet OPO émet des impulsions nanosecondes aux longueurs d'ondes de $1,57 \mu\text{m}$ (signal) et $3,29 \mu\text{m}$ (complémentaire). Les puissances moyennes maximales produites sont d'environ 0,5 W pour le signal et 0,2 W pour le complémentaire, soit un rendement énergétique total de conversion proche de 50%. Ce résultat est remarquable pour un OPO nanoseconde émettant un faisceau signal gaussien. Le développement d'un OPO « intracavité », placé à l'intérieur de la cavité du laser de pompe, a permis de réduire l'encombrement du système tout en conservant les performances.

Un code parallèle de simulation d'OPO nanosecondes a été réalisé en prenant en compte les phénomènes physiques de diffraction, de double réfraction, d'absorption et de polarisation non linéaire du deuxième ordre. Après avoir été validé à partir de différents résultats expérimentaux, ce code a été utilisé pour étudier l'influence de divers paramètres sur le fonctionnement des OPO nanosecondes et pour rechercher les possibilités d'optimisation de leurs performances. Nous avons prévu notamment que l'utilisation de cavités OPO spécifiques, géométriquement stables ou instables avec des miroirs gaussiens, devrait permettre une amélioration significative des rendements énergétiques de conversion et de la qualité des faisceaux émis.

Mot clés : optique non linéaire, oscillateur paramétrique optique, cavités lasers, cristaux non linéaires, simulations numériques, calcul parallèle.

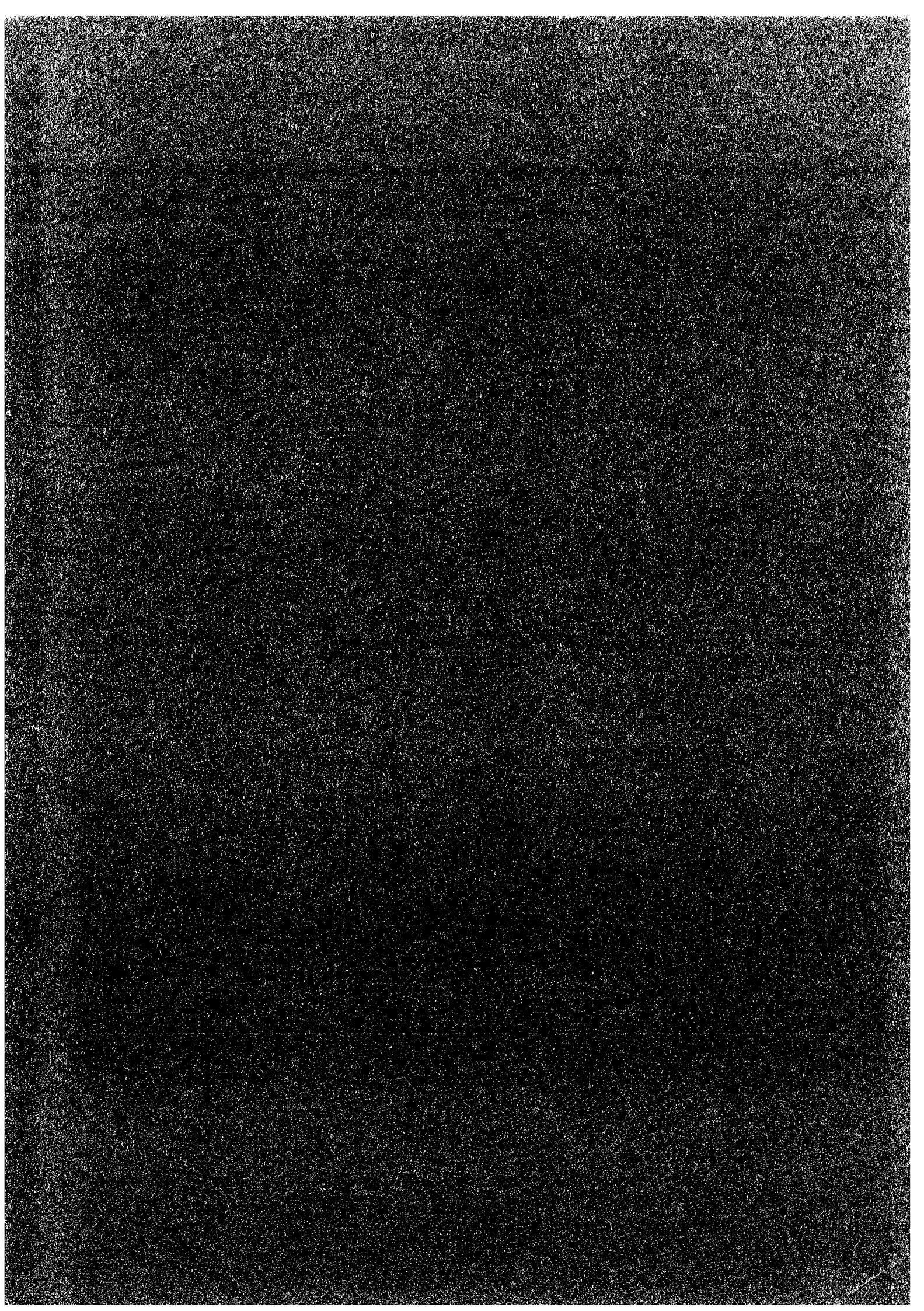
Abstract

This thesis is concerned with experiments and theory on optical parametric oscillators (OPO's) operating in nanosecond regime.

We have demonstrated an OPO based on the non linear KTiOPO_4 crystal pumped in non critical phase matching at $1.06 \mu\text{m}$ with a 1 kHz Q-switched Nd:YAG laser. This OPO produces nanosecond pulses at $1.57 \mu\text{m}$ (signal) and $3.29 \mu\text{m}$ (idler). With average output powers of about 0.5 W for the signal and 0.2 W for the idler, the energetic conversion efficiency is close to 50%. The signal beam emitted by the OPO is gaussian. The "intracavity" configuration, when the OPO is placed inside the laser cavity, has yield to a more compact device with similar performances.

We have developped a parallel numerical model of nanosecond OPO's that takes into account all the relevant physics including diffraction, absorption, walkoff, and second order non linear polarisation. The validity of the model was verified with various experiments. The model was used as a tool to study the influence of different parameters on OPO's behavior and to optimize their performances. We have predicted that geometrically stable or unstable OPO cavities with gaussian reflectivity mirrors should make possible significant improvements of energetic efficiencies and output beams qualities.

Key words : non linear optics, optical parametric oscillator, laser cavities, non linear crystals, numerical simulations, parallel computing.



Etude expérimentale et simulations numériques d'oscillateurs paramétriques optiques en régime nanoseconde

Résumé

Les travaux effectués durant cette thèse apportent une contribution à la fois expérimentale et théorique au développement des oscillateurs paramétriques optiques (OPO) fonctionnant en régime temporel nanoseconde.

Nous avons réalisé un OPO basé sur le cristal non linéaire de KTiOPO_2 pompé en accord de phase non critique en angle à la longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$ par un laser Nd:YAG déclenché à la cadence de 1 kHz . Cet OPO émet des impulsions nanosecondes aux longueurs d'ondes de $1,57 \mu\text{m}$ (signal) et $3,29 \mu\text{m}$ (complémentaire). Les puissances moyennes maximales produites sont d'environ $0,5 \text{ W}$ pour le signal et $0,2 \text{ W}$ pour le complémentaire, soit un rendement énergétique total de conversion proche de 50% . Ce résultat est remarquable pour un OPO nanoseconde émettant un faisceau signal gaussien. Le développement d'un OPO « intracavité », placé à l'intérieur de la cavité du laser de pompe, a permis de réduire l'encombrement du système tout en conservant les performances.

Un code parallèle de simulation d'OPO nanosecondes a été réalisé en prenant en compte les phénomènes physiques de diffraction, de double réfraction, d'absorption et de polarisation non linéaire du deuxième ordre. Après avoir été validé à partir de différents résultats expérimentaux, ce code a été utilisé pour étudier l'influence de divers paramètres sur le fonctionnement des OPO nanosecondes et pour rechercher les possibilités d'optimisation de leurs performances. Nous avons prévu notamment que l'utilisation de cavités OPO spécifiques, géométriquement stables ou instables avec des miroirs gaussiens, devrait permettre une amélioration significative des rendements énergétiques de conversion et de la qualité des faisceaux émis.

Mots clés : optique non linéaire, oscillateur paramétrique optique, cavités lasers, cristaux non linéaires, simulations numériques, calcul parallèle.

Abstract

This thesis is concerned with experiments and theory on optical parametric oscillators (OPO's) operating in nanosecond regime.

We have demonstrated an OPO based on the non linear KTiOPO_2 crystal pumped in non critical phase matching at $1,06 \mu\text{m}$ with a 1 kHz Q-switched Nd:YAG laser. This OPO produces nanosecond pulses at $1,57 \mu\text{m}$ (signal) and $3,29 \mu\text{m}$ (idler). With average output powers of about $0,5 \text{ W}$ for the signal and $0,2 \text{ W}$ for the idler, the energetic conversion efficiency is close to 50% . The signal beam emitted by the OPO is gaussian. The "intracavity" configuration, when the OPO is placed inside the laser cavity, has yield to a more compact device with similar performances.

We have developped a parallel numerical model of nanosecond OPO's that takes into account all the relevant physics including diffraction, absorption, walkoff, and second order non linear polarisation. The validity of the model was verified with various experiments. The model was used as a tool to study the influence of different parameters on OPO's behavior and to optimize their performances. We have predicted that geometrically stable or unstable OPO cavities with gaussian reflectivity mirrors should make possible significant improvements of energetic efficiencies and output beams qualities.

Key words : non linear optics, optical parametric oscillator, laser cavities, non linear crystals, numerical simulations, parallel computing.