

Université Abou Bekr Belkaid
Tlemcen Algérie



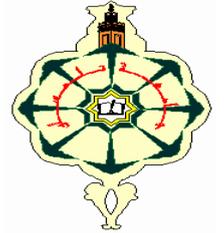
جامعة أبي بكر بلقايد

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



UNIVERSITÉ ABOU BEKR BELKAID TLEMCEN
FACULTÉ DE TECHNOLOGIE
DÉPARTEMENT DE TELECOMMUNICATIONS
LABORATOIRE DE TELECOMMUNICATIONS



Mémoire pour l'obtention du diplôme de

Master en Télécommunications

Option : Photonique et Réseaux Optiques de Télécommunications
(PROTONS)

Thème

Méthodes de caractérisation des impulsions ultra-brèves

Présenté par :

Mr. BOUMEDDINE Ouis Chouaib

Mr. ABDELMOULA Ahmed

Soutenu le 23 Mai 2016 devant le jury composé de :

Président :	Mr. BOUACHA. A	M C A Université de Tlemcen
Examineurs :	Mr. KARIM. F. A	M C A Université de Tlemcen
	Mlle. DJELTI. H	M C A Université de Tlemcen
Encadreur :	Mr. KHELLADI. M	M C A. Université de Tlemcen

Année Universitaire 2015-2016

DEDICACE

Nous dédions ce modeste travail à toutes les personnes qui nous ont aidé de près ou de loin à la réalisation de ce mémoire de master plus

Particulièrement :

- *A nos très chers parents, tout notre respect et affection en témoignage de leur soutien, sacrifice, patience, ainsi que pour leurs conseils et orientations dans notre vie.*
- *A toute nos familles.*
- *A tout nos enseignants.*
- *A tout nos amis.*



REMERCIEMENT

Nous exprimons notre profonde gratitude à notre directeur de thèse, Monsieur KHELLADI Mounir , pour les précieux conseils qu'il a pu nous apporter en encadrant ce travail, pour nous avoir transmis une partie de ses vastes connaissances, pour la patience dont il a fait preuve et pour la confiance qu'il nous a témoignée. Bien sur, il n'est pas question d'oublier dans nos remerciements tous ceux avec qui nous avons partagé des moments de vie.

Nous remercions Mr. BOUACHA. A Maitre de conférence à l'université de Tlemcen, qui nous fait l'honneur d'accepter de présider le jury du mémoire.

Nous remercions vivement Mr. KARIM. F. A et Mlle. DJELTI. H, Maitres de conférences à l'Université Abou-Bekr Belkaid de Tlemcen, pour nous avoir honoré de leurs présences en acceptant d'examiner et de juger ce travail

Ces remerciements vont inévitablement aussi à nos enseignants et nos collègues.

Grand remerciement à nos parents, et à toutes nos familles.

Nous remercions tous ceux qui ont, de près ou de loin, contribué à l'aboutissement de ce travail

KHELLADI, merci pour les heures que tu as passées à nous lire et à nous Corriger. Sans toi, tout cela n'aurait pas été possible.

TABLE DES MATIERES

Dedicace.....	I
Remerciement.....	II
Table des matieres.....	III
List des figures.....	VI
List des tableaux.....	VIII
Introduction générale.....	IX

CHAPITRE 1 : Généralités sur la théorie des lasers

1 Introduction	1
1.1 Lasers: Principe de fonctionnement.....	1
1.1.1 Modes Longitudinaux	3
1.2 Stabilité des cavités laser.....	5
1.2.1 Propriétés de la lumière laser	5
1.2.2 Monochromaticité.....	6
1.2.3 Directivité.....	7
1.2.4 Luminance	7
1.2.5 Granularité.....	7
1.2.6 Polarisation	8
1.2.7 Cohérence.....	8
1.2.7.1 Le temps de cohérence	9
1.2.7.2 Longueur de cohérence.....	9
1.3 Quelque exemple de lasers	10
1.4 Applications des lasers	11

CHAPITRE 2 : Génération des impulsions lasers ultra-courtes

2 Introduction	13
2.1 Principe de fonctionnement des lasers à blocage de modes.....	13
2.2 Analyse de Fourier d'une impulsion ultra-brève.....	14
2.2.1 Champ électrique.....	14
2.2.2 Intensité lumineuse.....	16

2.3	Différents types de blocage de modes	18
2.3.1	Blocage de modes actif.....	18
2.3.1.1	Principe du blocage de modes actif	19
2.3.2	Blocage de modes passif.....	22
2.3.2.1	Blocage de modes passif par un absorbant saturable (AS)	22
2.3.2.2	Blocage de modes passif par effet non-linéaire (lentille de Kerr)	26
2.4	Génération des impulsions femtoseconde	28
2.4.1	Oscillateur.....	28
2.4.2	Amplification.....	30
2.5	Conclusion	31

CHAPITRE 3 : Techniques de caractérisation des impulsions Lasers Brèves

3	Introduction.....	32
3.1	Autocorrélateur interférométrique	34
3.2	Autocorrélateur d'intensité.....	36
3.3	Etat de l'art des techniques d'autocorrélation monocoup.....	37
3.4	Autocorrélation monocoup par génération de seconde harmonique.....	37
3.5	Production d'un retard variable par inclinaison du front d'énergie.....	38
3.6	Production d'un retard variable par inclinaison du front d'onde.....	39
3.7	Autocorrélation monocoup par fluorescence à deux photons.....	40
3.8	Autocorrélateur à fibre optique à cœur liquide fluorescent.....	43
3.9	Architecture de l'autocorrélateur à fibre à cœur liquide.....	43
3.10	Conclusion.....	45

CHAPITRE 4 : Caractérisation des impulsions ultra-brèves

4	Caractérisation par corrélation résolu en fréquence.....	46
4.1	Principe de la technique.....	46
4.1.1	Le système de caractérisation SHG-FROG.....	47
4.2	Algorithme de récupération du champ électrique	49
4.2.1	Méthode de la projection généralisée.....	50
4.2.2	Évaluation de l'erreur.....	51

4.2.3	Reconstruction du champ par l'interférométrie de la phasespectrale (SPIDER).....	52
4.2.4	Principe de base	54
4.2.5	Procédure d'extraction de la phase.....	56
4.3	Comparaison entre les deux techniques de caractérisations SPIDER et FROG.....	59
4.4	Conclusion.....	62
	Conclusion général	63
	Bibliographie.....	65

Liste des figures

Figure1-1 : milieu actif de gain inséré dans une cavité à miroir.....	2
Figure1-2 : Cavité laser Fabry-Pérot de longueur L_c	3
Figure1-3: (a) les modes longitudinaux résonants dans la cavité, (b) spectre de gain du laser, (c) spectre du gain dans la cavité.....	4
Figure1-4 : condition de stabilité pour une cavité linéaire à deux miroirs.....	5
Figure1-5 : La monochromaticité de la lumière laser.....	6
Figure1-6 : Schéma représente le cône d'émission du laser....	7
Figure1-7 : Propagation d'une onde électromagnétique le long du vecteur k	8
Figure1-8 : Schéma représente la différence entre lumière laser cohérente et la lumière blanche.....	9
Figure2-1 : Courbe de l'enveloppe du gain limitant les modes longitudinaux séparer par l'intervalle spectral libre (ISL).....	14
Figure 2-2 : Intensité lumineuse d'un laser à blocage de modes de fréquence 20 GHz en fonction du nombre de modes en phase.....	15
Figure 2-3: Allure du champ électrique	16
Figure 2-4:spectre du champ Gaussienne et le spectre d'intensité	16
Figure 2-5 : (a) modèle d'un laser à blocage de modes actif avec un modulateur et une source Externe, (b) courbe du gain saturé, pertes et impulsion en fonction de temps.....	19
Figure2.6 : Production de bandes latérales par modulation de l'amplitude d'unmode.....	20
Figure2-7 : Verrouillage de la phase des modes par modulation à la fréquence $c/2L$ de leurs amplitudes.....	20
Figure2-8 : Verrouillage de la phase des modes par modulation à la fréquence.....	21
Figure2-8 : Fonction de transfert d'un absorbant saturable.....	23
Figure2-9 : Modèle d'un laser à blocage de modes avec absorption.....	24

Figure 2-10 : Allure de la variation relative de la transmittance d'un absorbant saturable d'épaisseur donnée, en fonction de l'intensité incidente.....	25
Figure 2-11 : Allure de la variation de l'enveloppe en intensité d'une impulsion.....	25
Figure 2-12 : Allure de la variation de l'enveloppe en intensité d'une impulsion Lumineuse à la traversée d'un matériau absorbant saturable lent.....	26
Figure2-13 :Schéma représente le principe du phénomène d'auto focalisation (effet Kerr).....	28
Figure2-14 : Schéma général d'une source femto seconde.....	28
Figure2-15 : Oscillateur d'un laser Saphir : Titane.....	30
Figure 3-1 : Schéma s'un autocorrélateur.....	33
Figure3-2 : Schéma de principe de l'autocorrélation interférométrique.....	34
Figure3-3 : Représentation de l'intensité interférométrique.....	35
Figure3-5(a) : impulsion 1	36
Figure 3-5(b) : impulsion 2.....	36
Figure 3-5 (c) : intensité temporelle de l'impulsion En trait continu.....	37
Figure 3-5 (d) : les courbes d'autocorrélation de deux impulsions.....	37
Figure 3-6 : Schéma de principe de l'autocorrélation monocoup par inclinaison du front d'énergie.....	38
Figure 3-7 : Schéma de principe de l'autocorrélation monocoup par inclinaison du front d'onde.....	39
Figure 3-8 : Schéma de principe de l'autocorrélateur par fluorescence à deux photons développepar Giordmaine.....	40
Figure 3-9 : Principe de l'autocorrélateur développé par Giordmaine.....	41
Figure 3-10 : Allure du signal de fluorescence à deux photons produit par le dispositif proposé par Giordmaine.....	42

Figure 3-11 : Montage expérimental de l'autocorrélateur à fibre à cœur liquide.....	43
Figure 3-12.a. Spectre de fluorescence à deux photons De La coumarine excitée par un rayonnement infrarouge.....	44
3-12.b Photo de la fibre à cœur liquide fluorescence à deux photons observable pendant plusieurs heures.....	44
Figure 4-1 : Schéma décrivant le principe de la méthode de FROG.....	47
Figure 4-2 : Schéma de principe du montage SHG-FROG.....	48
Figure 4-3 : Principe de l'algorithme de récupération par projections généralisées (GP).....	50
Figure4-4 : Schéma de l'algorithme de récupération par projection généralisée.....	50
Figure4-5 : Implémentation optique du SPIDER	53
Figure4-6 : la reconstitution de l'intensité et de la phase spectrale de l'impulsion.....	54
Figure4-7 : schéma de principe de l'interférométrie à décalage.....	54
Figure4-8 : obtention d'un système de franges spectrales.....	55
Figure 4.9: transformée de Fourier d'un interférogramme.....	58
Figure4-10 : Autocorrélation interférométrique calculé à partir de l'impulsion récupérer (ligne solide).....	59
Figure4-11.a : profil d'intensité temporel reconstruit avec SPIDER.....	60
Figure4-11.b: profil d'intensité temporel reconstruit avec FROG.....	60
Figure4.12.a : variations de la phase spectrale avec la méthode SPIDER.....	61
Figure 4.12.b : variations de la phase spectrale avec la méthode FROG.....	61

Liste des tableaux

Tableau 1.1 quelques exemples de lasers	10
Tableau 1.2 applications des lasers.....	12
Tableau2.1 : larguer des impulsions et valeur de produit $\Delta t \cdot \Delta \nu$ pour différentes formes d'impulsions.....	18

Introduction générale

La caractérisation complète du champ électrique des impulsions optiques ultracourtes (c'est-à-dire la connaissance de son amplitude et de sa phase) est un problème toujours d'actualité qui date du développement des lasers à blocage de modes il y a trente ans. La nécessité d'une telle mesure apparaît déterminante avec le développement croissant des applications pour différentes raisons. En premier lieu les concepteurs de lasers veulent vérifier les modèles théoriques des générateurs d'impulsions et comprendre les distorsions qui limitent leur largeur temporelle. D'autre part les expérimentateurs ont besoin de déterminer la résolution temporelle de leur expérience lorsqu'ils se servent du laser comme d'une porte temporelle ou lorsqu'ils désirent connaître précisément la quantité d'énergie qu'ils déposent dans un milieu. De plus dans beaucoup d'expériences, en particulier les études de vibrations moléculaires, des informations supplémentaires sur la forme de l'impulsion jouent un rôle crucial dans le résultat de l'expérience. L'importance par exemple de la variation de fréquence pendant l'impulsion, communément appelée dérive de fréquence (ou « chirp » en anglais), peut en effet exalter la photodissociation moléculaire et modifier l'interprétation physique du phénomène.

Depuis une dizaine d'années des progrès remarquables sont survenus dans le développement des techniques de mesure d'impulsions ultracourtes. Le problème était difficile car leur durée est beaucoup plus petite que la résolution temporelle des détecteurs électroniques actuels et il a fallu contourner cette difficulté en inventant des systèmes optiques originaux dont le principe provenait de la technologie des radars ou de la mesure de la phase spatiale. Les premières techniques consistaient à enregistrer via un processus non linéaire la trace d'autocorrélation de l'impulsion optique afin de déterminer son enveloppe temporelle. Néanmoins ces techniques, encore employées dans les laboratoires et précurseurs de la métrologie femtoseconde, ne permettent pas de caractériser complètement le champ électrique qui s'exprime, sous sa forme complexe, suivant une amplitude et une phase. Depuis les années 1970, des efforts ont été alors entrepris dans la voie de la caractérisation complète de champ, comme en la personne de E. B. Tracy et de C. Froehly, et jusqu'à ce jour on ne compte plus le nombre de propositions de mesures temporelles qui apparaissent dans les revues spécialisées.

Parallèlement à cette thématique, l'intérêt de caractériser le faisceau laser en amplitude et en phase dans le domaine spatial s'est fait de plus en plus pressant, et de vieilles techniques de senseurs de surface ont été revisitées afin de les appliquer à la technologie laser. La mesure du front d'onde est en effet un sujet ancien qui date des premières expériences d'interférométrie d'Young en 1803 et dont le but essentiel était de mesurer les défauts de surface en utilisant une onde de référence faiblement cohérente. Les concepteurs de lasers ont commencé alors à employer ces techniques afin de compenser, à l'aide de miroirs déformables, les distorsions de phase dans les chaînes laser amplificatrices où l'effet du couplage spatio-temporel peut être important. Ce concept est connu sous le nom d'optique adaptative et il est utilisé largement par les astronomes et a démontré son efficacité depuis une dizaine d'années.

Le mémoire se compose de quatre chapitres.

Le premier de ceux-ci permettra de rappeler les concepts fondamentaux du LASER et les caractéristiques générales de la lumière laser.

Le deuxième chapitre s'intéressera aux techniques de générations des impulsions ultra-brèves. Dans celui-ci nous allons voir les différentes techniques de la génération des impulsions ultracourte comme le blocage de modes passif, actif et par la lentille du Kerr.

Le troisième chapitre de ce mémoire présentera la technique employée pour caractériser les impulsions expérimentales. Après avoir décrit les techniques d'autocorrélation interférométrique et l'autocorrélation en intensité, ces techniques ne permettent qu'une estimation qualitative du profil impulsionnel.

Dans le quatrième chapitre nous exposerons le principe de la technique FROG et porterons notre attention sur la configuration utilisant le doublage de fréquence dans un cristal non-linéaire. Aussi nous exposerons le principe de la technique SPIDER et nous terminons par une comparaison entre les deux techniques.

Introduction Générale

Chapitre 1 :

Généralités sur la théorie des lasers

1. Introduction

L'avènement des lasers a renouvelé considérablement le domaine de l'optique, et étendu ses possibilités, en rendant concevables des équipements et des systèmes dits « actifs », qui étaient irréalisables à partir de sources optiques plus traditionnelles, telles que les sources thermiques. Pour de nombreuses applications, les lasers sont en effet les seules sources envisageables, car leur émission peut surpasser de loin celle de leurs concurrentes thermiques par ses caractéristiques spatiale, spectrale, temporelle ou énergétique.

L'un des avantages décisifs des lasers est la possibilité d'obtention de luminances élevées, donc d'émission de rayonnements à la fois très directifs (la divergence du faisceau peut être limitée par la diffraction dans le cas de lasers monomodes) et quasi-monochromatiques : cela permet d'une part d'optimiser un éclairage de cible ou une concentration d'énergie, même sur de longues distances, et d'autre part de simplifier les optiques associées et de filtrer plus efficacement les rayonnements parasites.

L'émission des lasers se prête de plus à des techniques de modulation, et donc de traitement de signal, difficilement envisageables avec des sources thermiques (modulation d'amplitude ou de fréquence, obtention d'impulsions très brèves, accordabilité en longueur d'onde, etc.).

1.1 Lasers: Principe de fonctionnement [1]

Pour comprendre le fonctionnement d'un laser, il est nécessaire d'introduire l'émission stimulée, phénomène à l'origine de l'émission laser. Elle introduite par Einstein en 1917. Un atome dans un état excité à l'état d'énergie E_2 peut se «désexcité» vers le niveau E_1 sous l'effet d'une onde électromagnétique, qui sera alors amplifiée. Ce processus n'est possible que si la fréquence du rayonnement ν est telle que l'énergie du photon $h\nu$ est égale à la différence entre les deux niveaux consécutifs E_2-E_1 . L'émission stimulée impliquant la désexcitation d'un atome nécessite donc que celui-ci soit d'abord excité. Un atome est excité lorsqu'un de ces électrons se situe sur un niveau d'énergie supérieur à son niveau fondamentale. Dans les matériaux massifs, l'émission stimulée

devient prépondérante lorsque l'inversion de population est réalisée (population du premier niveau d'énergie E_2 est supérieure à celle du niveau fondamental E_1). En générale, l'inversion de population est réalisée en « pompant » le matériau donné avec une radiation d'énergie supérieur à celle de l'émission stimulée et adaptée à l'excitation sur un troisième niveau d'énergie.

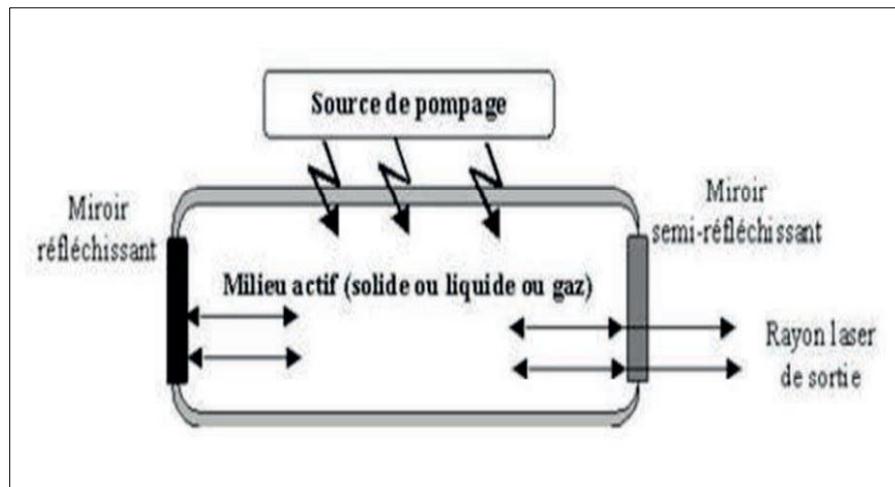


Figure1-1 : milieu actif de gain inséré dans une cavité à miroir

Un laser est réalisé en insérant un milieu actif à gain qui permet le processus de l'émission stimulée dans une cavité optique de type Fabry-Pérot. L'inversion de population est assurée par un pompage externe. L'émission stimulée se manifeste au-delà d'un seuil de pompage. Une partie de l'onde émise se réfléchit sur les miroirs et revient dans le milieu à gain de façon à maintenir l'émission stimulée (Figure 1-1). Un miroir au moins doit être partiellement passant pour permettre l'émission laser de sortir à l'extérieur de la cavité.

On obtient des oscillations laser entretenues uniquement lorsque le gain du matériau est suffisamment élevé pour compenser les pertes de propagation au sein de la cavité.

Ces pertes sont d'origines diverses qui se décomposent en deux termes : les pertes internes et les pertes des miroirs à réflexion partielle. En régime permanent, le gain est saturé et égale aux pertes et toute la puissance d'excitation supplémentaire se retrouve dans la puissance de l'émission laser.

1.1.1 Modes Longitudinaux [1]

Les modes longitudinaux dans un laser sont les longueurs d’ondes qui peuvent se propager et s’amplifier dans la cavité Fabry-Pérot (FP). Une onde de fréquence ν se propageant dans la cavité, peut être amplifiée ou atténuée. La condition d’oscillation laser entretenue est vérifiée si en point de l’échappée cette onde conserve après un aller-retour les mêmes caractéristiques (direction, amplitude, et phase instantanées). Au bout de quelques allers retours, les modes non résonants atteignent une intensité presque nulle et seuls les modes résonants sont maintenus. La Figure 1-2 montre une cavité FP de longueur L_c , les modes résonants sont présentés en rouge et les non résonants en bleu.

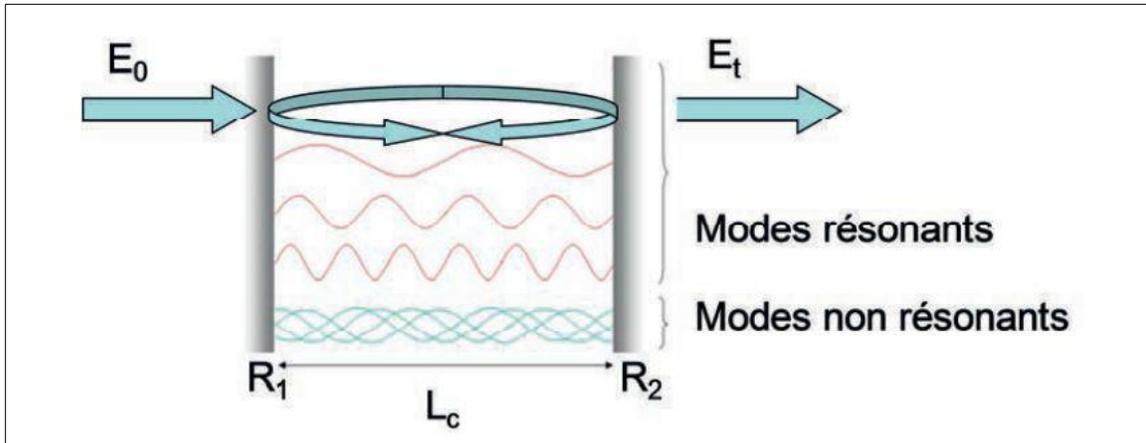


Figure1-2 : Cavité laser Fabry-Pérot de longueur L_c

La cavité FP est caractérisée par sa fonction de Transfert $T(\nu)$ qui relie le champ électrique sortant et au champ électrique entrant E_0 :

$$T(\nu) = \left| \frac{E_t}{E_0} \right|^2 = \frac{(1-R_1)(1-R_2)}{(1-\sqrt{R_1 R_2})^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} \sin^2\left(\frac{2\pi \nu n L_c}{c}\right)} \tag{1-1}$$

Où R_1 et R_2 représentent les réflectivités des miroirs, L_c La longueur de la cavité, n l’indice de réfraction du milieu et c la vitesse de la lumière dans le vide.

La fonction de transfert $T(\nu)$ est périodique et elle est maximale pour les fréquences ν_k avec :

$$\nu_k = k \cdot f_r = k \cdot \frac{c}{2 \cdot n \cdot L_c} \tag{1-2}$$

Ici, f_r est la fréquence de résonance de la cavité Fabry-Pérot et K un entier naturel.

On sait que $v=c/\lambda$, donc les longueurs d'ondes qui peuvent se propager et s'amplifier dans la cavité sont données par la relation suivante :

$$k \cdot \lambda = 2 \cdot n \cdot L_c \quad (1-3)$$

Avec λ : La longueur d'onde, n : l'indice de réfraction du milieu, L_c : longueur de cavité

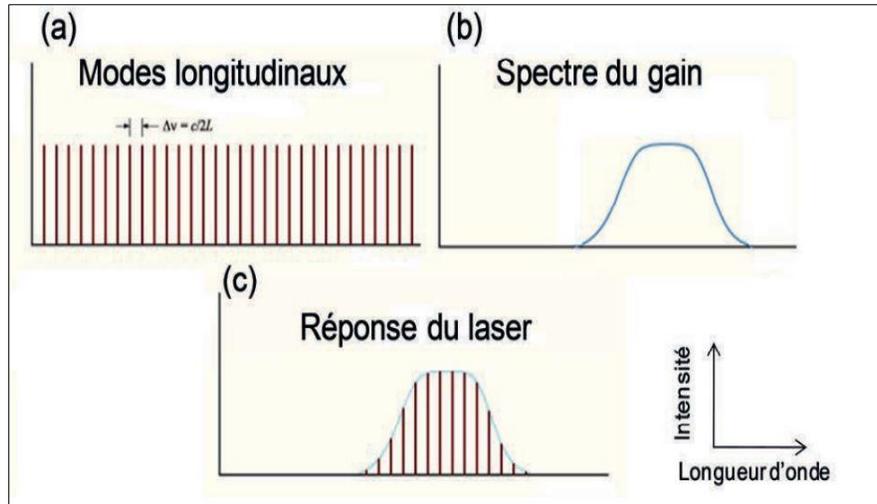


Figure 1-3: (a) les modes longitudinaux résonants dans la cavité, (b) spectre de gain du laser, (c) spectre du gain dans la cavité.

En principe, l'émission laser peut prendre lieu aux maxima de la fonction de transfert $T(\nu)$. Ces maxima constituent les modes longitudinaux qui peuvent être présents sur tout l'intervalle spectral (Figure 1-3 (a)). Lors de l'émission laser, l'énergie va se concentrer dans l'enveloppe définie par la courbe du gain matériel (Figure 1-3 (b)). Cette enveloppe impose les caractéristiques spectrales du laser. Dans le cas idéal d'un élargissement homogène, l'émission laser doit théoriquement être centrée sur un seul mode longitudinal au maximum du gain [2]. Mais dans la réalité, les réponses spectrales des lasers contiennent un nombre de modes longitudinaux supérieurs à 1, à cause de l'élargissement inhomogène qui est très important pour les zones actives à base des nanostructures. La figure 1-3 (c) montre l'enveloppe spectrale qui donne lieu à un nombre fini de modes longitudinaux et annule les autres modes sur le reste de l'intervalle spectral.

1.1.2 Stabilité des cavités laser [3]

Une cavité constituée de deux miroirs ne peut confiner la lumière que dans certaines positions des miroirs. Dans ces cas, on dit que la cavité est stable. Si elle est instable, un rayon présent dans la cavité en sortira après quelques réflexions sur les miroirs, et sera perdu. Il est possible de calculer la condition de stabilité de telles cavités :

$$0 \leq \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \leq 1 \tag{1-4}$$

On visualise classiquement cette condition de stabilité sur un diagramme représentant l'espace g_2 (g_1), c'est à dire en prenant g_2 comme axe des ordonnées et g_1 comme axe des abscisses (figure 1-4).

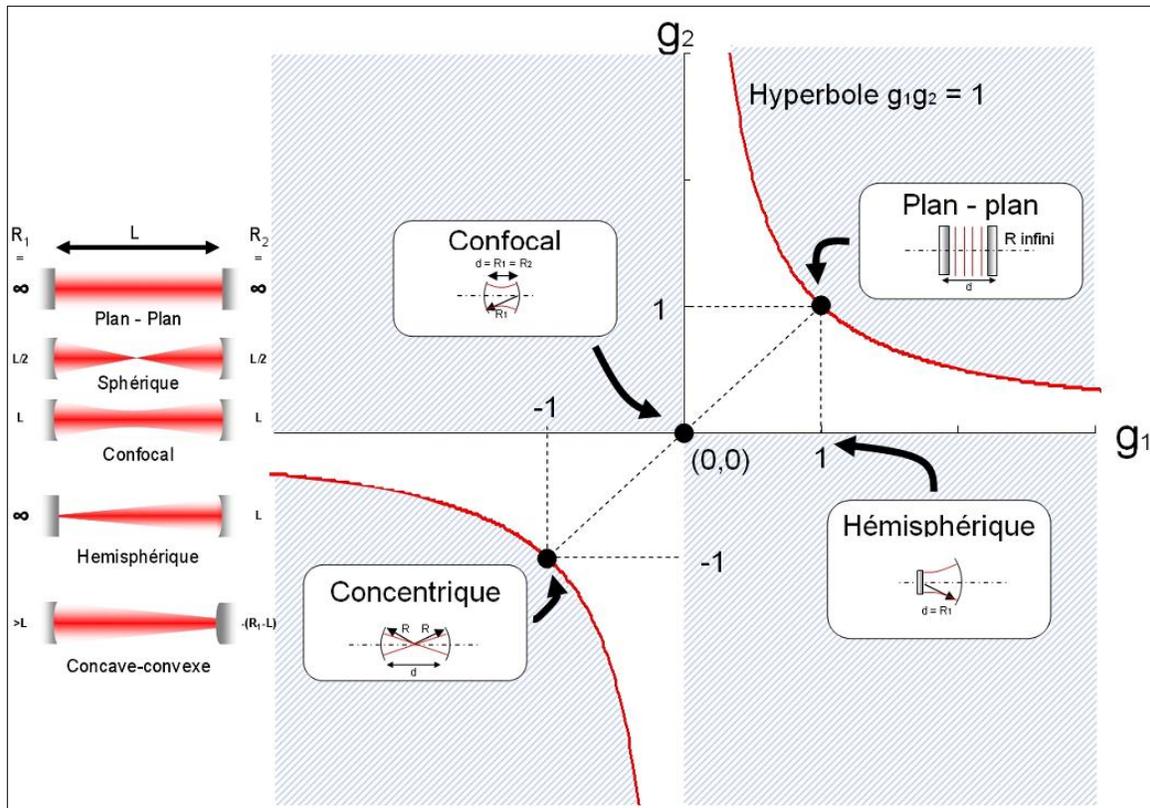


Figure1-4 : condition de stabilité pour une cavité linéaire à deux miroirs et exemple de cavités classiques.

1.2 Propriétés de la lumière laser :[4]

La discussion des propriétés de la lumière s'effectue par l'expression mathématique établie par Maxwell constituant la représentation d'une onde. En effet, cette expression

décrit de la même manière le champ électrique et le champ magnétique de l'onde, le comportement de ces champs étant complémentaire, il suffit d'étudier un seul d'entre eux. L'onde électromagnétique la plus simple que l'on puisse considérer est une onde sinusoïdale, d'extension infinie, se propageant dans une direction positive de l'axe OZ.

Les variations du champ électrique de l'onde, dans le temps et dans l'espace sont décrites par l'expression :

$$E(r, t) = A. \cos(2\pi(\nu t - z/\lambda) + \varphi) \quad (1.5)$$

Où A est l'amplitude de l'onde en volt/mètre, ν sa fréquence en Hertz, λ sa longueur d'onde et φ la constante de phase.

1.2.1 Monochromaticité

Les ondes discutées ci-dessus sont monochromatiques, elles décrivent le champ électrique de la lumière supposée d'une fréquence unique, c'est-à-dire d'une seule couleur. Pour les physiciens, la plus importante propriété de la lumière laser est son extraordinaire monochromaticité. Mais il est impossible, sans l'aide d'instrument sophistiqué, de déterminer à quel degré d'approximation la lumière laser est monochromatique, c'est-à-dire représentée par l'équation ci-dessus.

En général aucune source, y compris le laser, n'est rigoureusement monochromatique, on peut seulement se rapprocher de plus en plus de la radiation monochromatique. Le degré de monochromaticité d'une source ou d'une raie spectrale est caractérisé par son étalement en fréquence $\Delta\nu$ ou par l'étalement correspondant en longueur d'onde $\Delta\lambda$.



Figure1-5 : La monochromaticité de la lumière laser

1.2.2 Directivité

La directivité d'un faisceau laser se caractérise par son angle total de divergence égal à deux fois l'angle que fait la direction d'un rayon marginal du faisceau avec l'axe de ce dernier.

La propagation d'une onde lumineuse est parfaitement rectiligne. Or comme toutes les ondes du laser se propagent dans la même direction, un faisceau laser n'est pas divergent comme la lumière de lampe de poche par exemple, il est parfaitement rectiligne sur de grandes distances.

En général, on désire la plus petite divergence possible. Celle-ci se mesure en milliradian. Rappelons qu'un milliradian représente un écart de 1m à 1km.

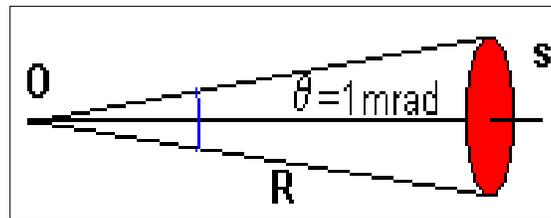


Figure1-6 : Schéma représente le cône d'émission du laser

1.2.3 Luminance

Les lasers sont des sources de lumière brillante et intense, un modeste laser Hélium- Néon de 1mW est plus brillant que le soleil[5].

$$\text{Soleil : } L = 1,3 \cdot 10^7 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$$

$$\text{LASER He-Ne de 1mW : } L = 10^9 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$$

1.2.4 Granularité

Quand la lumière d'un laser est réfléchiée par une surface, la tache lumineuse sur cette surface présente une certaine granularité très particulière qui ne se produit pas avec les autres sources. Cette structure lumineuse paraît se déplacer lorsque l'observateur déplace la tête. La granularité peut s'expliquer par un phénomène d'interférences lumineuses tel que l'expérience de Young.

1.2.5 Polarisation

A chaque instant, en tous points de l'espace, le champ électrique a une direction bien déterminée et est décrit par le vecteur E . Ce vecteur est perpendiculaire au vecteur de propagation K qui définit la direction et le sens de la propagation de l'onde. La direction du vecteur E sera appelée direction de la polarisation de la lumière laser.

Les lasers peuvent être polarisés circulairement ou linéairement. Mais, l'émission de beaucoup de lasers est polarisée linéairement dans une direction bien définie.

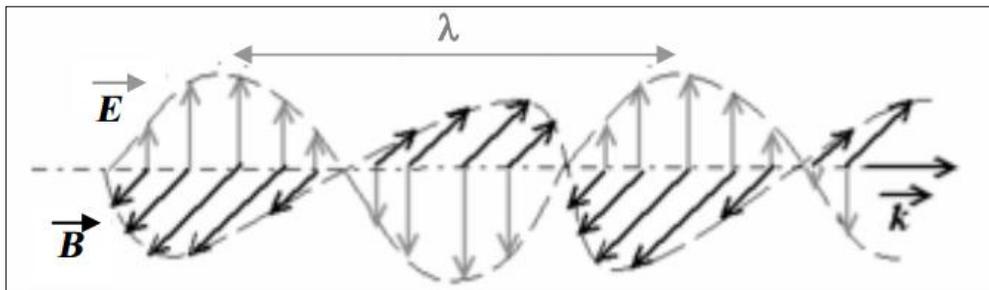


Figure1-7 : Propagation d'une onde électromagnétique le long du vecteur k

1.2.6 Cohérence

Le degré de cohérence très élevé présenté par la lumière laser est en relation avec l'ensemble des propriétés du laser : brillance, directivité, monochromaticité et polarisation. La cohérence est une manifestation de grande régularité dans le temps et dans l'espace. La cohérence est manifestée simultanément par sa monochromaticité (cohérence temporelle) et son front d'onde uni-phase.

En conclusion, la lumière laser offre la possibilité d'être concentrée grâce à ses propriétés de cohérence : cohérence temporelle qui permet une concentration d'énergie dans l'espace des fréquences ou bien dans le temps, cohérence spatiale permettant aussi bien de focaliser très fortement l'énergie que de réaliser des faisceaux extrêmement parallèles.

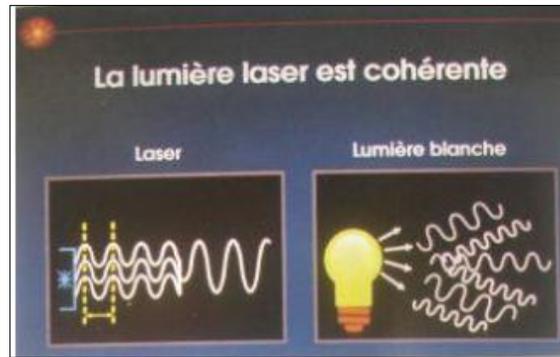


Figure1-8 : Schéma représente la différence entre lumière laser cohérente et la lumière blanche

1.2.6.1 Le temps de cohérence :

On appelle temps de cohérence la quantité:

$$\tau_c = \Delta\tau = \frac{1}{\Delta f} \quad (1-6)$$

Avec τ_c est la durée du train d'onde.

1.2.6.2 Longueur de cohérence

On appelle longueur de cohérence la quantité :

$$L_c = c\tau_c = \frac{c}{\Delta f} = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (1-7)$$

L_c c'est la distance que parcourt l'onde à la vitesse de la lumière pendant le temps τ_c

On a aussi que :

$$\lambda = \frac{c}{f} \Rightarrow \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -\frac{df}{f} \quad (1-8)$$

Il s'ensuit que :

$$L_c = \frac{c\lambda}{f\Delta\lambda} \Rightarrow L_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (1-9)$$

Nous voyons donc au travers de ces relations que la longueur de cohérence temporelle est donc directement liée à la dispersion en longueur d'onde du spectre de la source lumineuse.

1.3 Quelques exemples de lasers [4]

Type de laser	Milieux laser	Particules excitables	Couleur
Diodes laser	Semi-conducteur	Electrons-trous	Rouge-infrarouge
Laser hélium-néon	Gaz hélium-néon	Atomes de néon	Rouge
Laser à rubis	Rubis (solide)	Ions chrome	Rouge
Laser argon	Gaz de krypton	Ion argon	Blue et vert
Laser krypton	Mélange de gaz rare et halogène	Ions kryptons	Rouge
Laser à excimer	Vapeur de cuivre	Groupement de deux atomes excites	Invisible (ultraviolet)
Laser à vapeur de cuivre	Mélange gazeux constitué d'azote d'hélium et de dioxyde de carbone	Atomes de cuivre (deux niveaux d'excitation)	Vert et jaune
Laser CO ₂	Grenat d'aluminium et yttrium (YAG) dopé au néodyme	Molécules de CO ₂	Invisibles (infrarouge)
Laser ND : YAG	Verre dopé au néodyme (solide)	Ions de néodyme	Invisibles (infrarouge)
Laser verre-néodyme	Colorant dans solvant	Ions de néodyme	Invisibles (infrarouges)

Tableau 1.1 quelques exemples de lasers

1.4 Applications des lasers [4]

Utilisation	Puissance	Mode de fonctionnement	Remarque générales
Lecteur de disque compact, lecteur de code-barres dans les supermarchés	Quelque Mw	Continu	Petites diodes laser qui s'intègrent dans les appareils comme des composantes électronique ordinaires
Laser d'alignement pour les travaux public ou les carrossiers.	~ 10 mW	Continu	Petites laser (par exemple le laser hélium-néon)
Laser de transport de télécommunication	Quelque dizaines de mW	Continu ou impulsional	Petites diodes laser.les faisceaux laser sont transportées à travers toute la planète et sur de très longues distances le long de fibre optiques tendues sous terre ou dans la mer
Discothèques, spectacles laser	Quelques Watts	Continu	Laser à argon ou à hélium-néon
Applications médicales, chirurgie interne : opérations sans ouvrir le corps. Chirurgie externe : soins de l'œil.	La puissance est fonction des applications	Continu ou impulsional	Laser YAG ou lasers à CO ₂ .les lasers utilises pour des applications médicales sont assez puissants, ils peuvent bruler une partie endommagée dans le corps, souder la rétine sur l'œil
Nettoyage et préparation	Les puissances,	Impulsional	Lasers YAG. Ce

des surfaces.	crêtes sont de l'ordre de 10^7 à 10^8 W (des puissances de 10 à 20 W pour les lasers YAG.	(très courtes impulsions : quelque dizaine a quelque centaines de nanosecondes)	procédé permet d'éliminer totalement des couche surfacique recouvrant différents matériaux sans les altérer en dessous, en concentrâmes les faisceaux laser sur les zones à décaper.
Procédé d'enrichissement de l'uranium par laser.	Quelques centaines de watts.	Impulsionnel	Lasers à vapeur de cuivre pompant des lasers à colorants (lasers discontinus : 5000impl/seconde).
Soudage des métaux.	Quelques dizaines de watts à 50KW.	Continu ou impulsionnel	Lasers YAG (100 W à 2 KW). Lasers CO ₂ (100 W à 2 KW).
Découpage de matériaux tels que les pois, le plexiglas ou les métaux	1 à 3 KW	Continu ou impulsionnel	/
Lasers de puissance de recherche	Quelques térawatts.	Impulsionnel	/

Tableau 1.2 applications des lasers

Chapitre 2 :

Génération des impulsions lasers ultra- courtes

2. Introduction

Le premier laser délivrant des impulsions a été inventé en 1960. Il a permis à de nombreux chercheurs d'accroître leurs connaissances relatives à de nombreux processus initiés par des impulsions lumineuses. Ces événements ont été étudiés à l'échelle de la nanoseconde puis de la picoseconde. Les chercheurs sont devenus très rapidement insatisfaits car de nombreux mécanismes intervenant dans la nature sont régis par des dynamiques se déroulant à des échelles de temps encore bien plus courtes. Il est donc tout à fait compréhensible que cet état de fait ait poussé les scientifiques à développer des sources laser délivrant des impulsions ultra brèves.

2.1 Principe de fonctionnement des lasers à blocage de modes [1]

Le régime de blocage des modes permet de générer des impulsions courtes de l'ordre de la picoseconde voire la femtoseconde. Dans cette partie, on va décrire le principe de fonctionnement du blocage de modes. Les différentes fréquences permises dans le spectre optique d'un laser sont définies par le milieu amplificateur qui doit avoir un gain supérieur aux pertes pour ces fréquences, c'est l'enveloppe du gain matériau. La cavité constitue un interféromètre qui ne laisse la possibilité qu'à certaines fréquences discrètes d'exister (les modes longitudinaux). Si ces modes longitudinaux oscillent chacun indépendamment des autres, le signal lumineux émis est continu. Par contre si ses modes possèdent une relation de phase fixe entre eux, dans ce cas on parle de blocage de modes ou verrouillage de modes, le laser émet des impulsions lumineuses courtes à une fréquence de répétition correspondant à l'ISL (Intervalle Spectral Libre) figure 2-1 de la cavité Fabry-Pérot qui est défini par :

$$ISL = \frac{c}{2n.L} \quad (\text{GHz}) \quad (2-1)$$

En effet, le champ total de l'onde électromagnétique est la somme des champs de tous les modes longitudinaux. L'expression du champ total de N modes est la suivante :

$$E_T(t) = \sum_{k=0}^{N-1} E_k e^{-i(\omega_k t - \varphi_k)} \quad (2-2)$$

Où E_T et E_k sont respectivement le champ électrique total et celui du mode k. ω_k est la pulsation du mode k avec $\omega_k = \omega_0 + k \frac{c}{2n.L}$ et φ_k la phase.

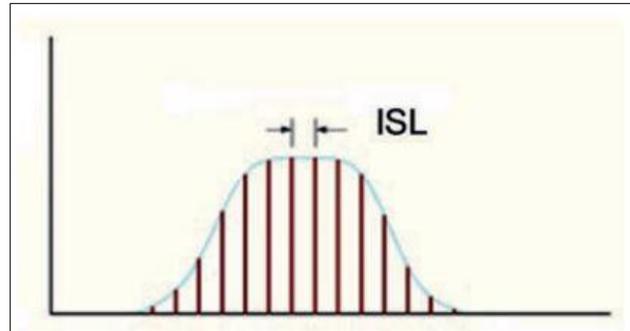


Figure2-1 : Courbe de l'enveloppe du gain limitant les modes longitudinaux séparés par l'intervalle spectral libre (ISL)

Le blocage de modes consiste à mettre en phase un certain nombre de modes longitudinaux. La mise en phase de modes peut se faire par une modulation directe externe, une modulation interne des pertes à l'aide d'un absorbant saturable, ou par des processus non linéaires comme le mélange à quatre ondes et l'effet Kerr. En supposant que les modes sont en accord de phase entre eux ($\varphi_k = \varphi_0$) et ont une même amplitude $E_k = E_0$, on peut simplifier la relation (2-3) sous la forme :

$$E_T(t) = E_0 \cdot e^{i\varphi_0} \cdot e^{i\omega_0 t} \cdot \sum_{k=0}^{N-1} e^{ik \frac{c}{2nL_c} t} \quad (2-3)$$

On peut alors déduire l'expression de l'intensité lumineuse :

$$I(t) = |E_T(t)|^2 = E_0^2 \frac{\sin^2((N-1)\omega t/2)}{\sin^2(\omega t/2)} \quad (2-4)$$

La figure (2-2) représente l'évolution temporelle de l'intensité du laser impulsif de fréquence 20 GHz avec 15, 10 et 5 modes en phase et une amplitude E_0 constant.

Le premier maximum de l'intensité lumineuse est obtenu pour $t=0$. Le temps qui sépare 2 maximum consécutif est égal à $2\pi/\omega = 1/\text{ISL}$. Donc la fréquence de répétition est égale à la ISL, elle inversement proportionnelle à la longueur de la cavité L_c . La largeur de l'impulsion temporelle est inversement proportionnelle au nombre de modes qui interviennent dans le verrouillage de modes (N) : $\Delta T = T/N$, où T est la période du signal.

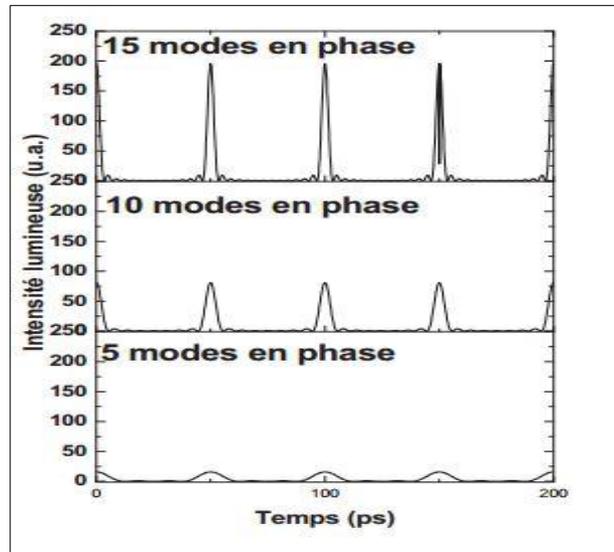


Figure 2-2 : Intensité lumineuse d'un laser à blocage de modes de fréquence 20 GHz en fonction du nombre de modes en phase

La réponse spectrale et la réponse temporelle d'un laser sont liées par la transformation de Fourier. En effet, si tous les modes sont en phase, il existe, pour une largeur de spectre de gain donnée, une largeur minimale temporelle qu'on peut atteindre, c'est la limite de Fourier. Le produit $\Delta\tau \cdot \Delta\nu$ ($\Delta\tau$ est la largeur de l'impulsion et $\Delta\nu$ est la largeur du spectre optique) détermine la qualité du blocage de modes. La valeur de ce produit dépend de la forme des impulsions.

2.2 Analyse de Fourier d'une impulsion ultra-brève [7]

2.2.1 Champ électrique

Notons $E(t)$ le champ électrique associé à une impulsion brève. Par exemple, dans le cas d'une impulsion d'enveloppe gaussienne et de porteuse ω_0 , ce champ s'écrira :

$$E(t) = E_0 \cdot \exp\left[-\frac{t^2}{2\tau^2}\right] \cos(\omega_0 t) \quad (2-5)$$

Pour un faisceau de longueur d'onde centrale $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$, la période d'oscillation du champ électrique est $2\pi/\omega_0 = \lambda/c = 2\text{fs}$. Cela signifie que les impulsions les plus brèves que l'on sache réaliser actuellement, dont les durées sont inférieures à 10 fs, ne contiennent que très peu d'oscillations du champ électrique, comme le montre la figure (2-3). On se trouve donc dans un

régime radicalement différent de celui des sources lasers monochromatiques, pour lesquelles un train d'ondes comprend au contraire un très grand nombre d'oscillations. Pour une impulsion brève, la fréquence est assez mal définie et il faut parler d'une distribution de fréquences, d'où l'utilité de l'analyse de Fourier. Le champ dans le domaine des fréquences, transformée de Fourier de $E(t)$, s'écrit :

$$E(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) \cdot \exp(j\omega t) dt \tag{2-6}$$

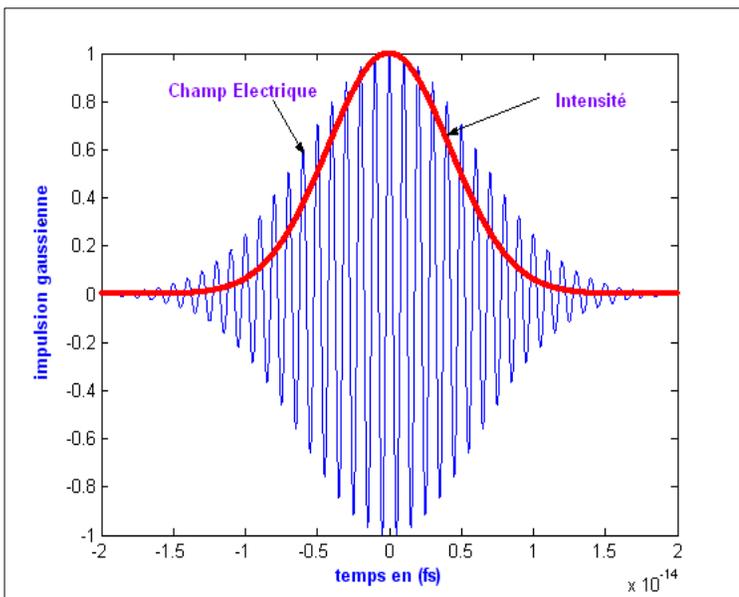


Figure 2-3: Allure du champ électrique pour une impulsion courbe en trait continu et en trait discontinu. Le trait continu représente l'intensité du champ électrique.

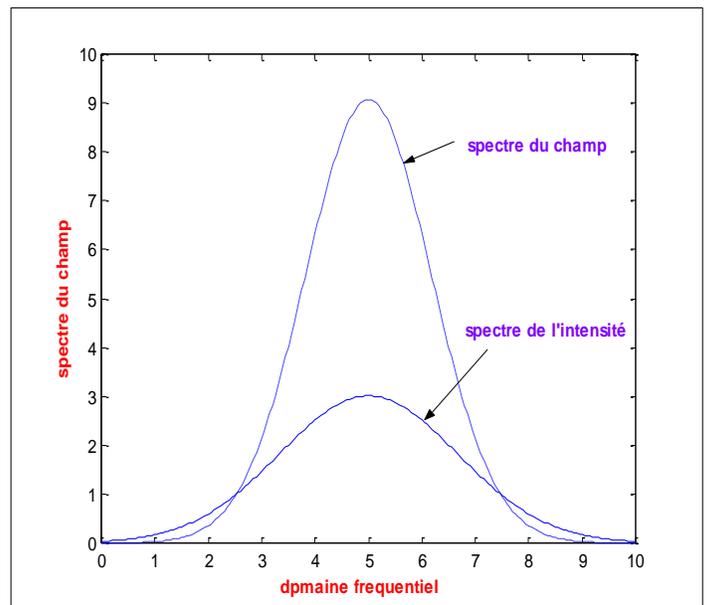


Figure 2-4: spectre du champ Gaussien en trait continu et le spectre d'intensité en trait discontinu.

2.2.2 Intensité lumineuse

L'intensité temporelle correspondante, s'écrit alors :

$$I(t) = E(t) \otimes E^*(t) \tag{2-7}$$

$$I(t) = E_0^2 \exp[-\Gamma t^2] \tag{2-8}$$

On définit la largeur temporelle à mi-hauteur :

$$\Delta\tau_i = \sqrt{\frac{2 \log 2}{\Gamma}} \tag{2-9}$$

Le spectre en fréquence s'obtient en calculant la transformée de Fourier de $E(t)$.

$$E(\omega) = TF\{e(t)\} = \int_{-\infty}^{+\infty} E_0 \exp[-\Gamma t^2 + j\omega_0 t] \exp(-j\omega t) dt \quad (2-10)$$

On obtient :

$$E(\omega) = E_0 \sqrt{\frac{\pi}{\Gamma}} \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{4\Gamma}\right] \quad (2-11)$$

On peut montrer que :

$$E(t) = TF^{-1}\{E(\omega)\}$$

De la même manière, on définit l'intensité spectrale :

$$I(\omega) = |E(\omega)|^2$$

$$I(\omega) = E_0^2 \frac{\pi}{\Gamma} \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\Gamma}\right] \quad (2-12)$$

Si nous calculons la largeur à mi-hauteur de l'intensité spectrale associée ; on obtient :

$$\Delta\omega_i = 2\sqrt{2\Gamma \log 2} \text{ ou } \Delta\nu_i = \frac{1}{\pi} \sqrt{2\Gamma \log 2} \quad (2-13)$$

Des relations (2-9) et (2-13), nous pouvons en déduire :

$$\Delta\tau_i \Delta\nu_i \frac{1}{\pi} 2 \log 2 \approx 0.441 \quad (2-14)$$

La relation (2-14) montre que la durée temporelle d'une impulsion laser est inversement proportionnelle à sa largeur spectrale. Ce résultat reste valable uniquement dans le cas d'une impulsion transformée limite, c-à-d une impulsion laser ou toutes les composantes fréquentielles sont en phase.

La relation (2-14) permet de déterminer la plus courte durée temporelle d'une impulsion gaussienne à partir d'un spectre en fréquence donnée.

Le tableau 2.1 représente les limites de Fourier pour des impulsions de formes gaussienne, lorentzienne et hyperbolique [7]. Si les modes longitudinaux du laser ne sont pas tous en phase,

les impulsions issues du régime de blocage de modes ne vérifient plus la limite de Fourier, elles présentent un élargissement temporel. Dans ce cas ses impulsions sont dites « chirpées ».

Profil temporel de l'impulsion	Largeur de l'impulsion $\Delta\tau$	Produit $\Delta\tau.\Delta\nu$
Gaussienne	$2\sqrt{\ln(2)}\Delta\tau$	0,441
Lorentzienne	$2\Delta\tau$	0,22
Hyperbolique	$1,67\Delta\tau$	0,318

Tableau2.1 : largeur des impulsions et valeur de produit $\Delta t.\Delta\nu$ pour différentes formes d'impulsions

2.2 Différents types de blocage de modes :

Dans un laser les modes longitudinaux ne sont pas en phase naturellement. Nous allons voir dans cette partie les techniques pour mettre en phase les différents modes.

2.3.1 Blocage de modes actif

Le blocage de modes actif, est basé sur l'utilisation d'un modulateur intra-cavité qui module les pertes à la fréquence fondamentale de la cavité. Les principaux modulateurs utilisés sont les modulateurs acousto-optiques qui produisent une modulation d'amplitude des pertes et les modulateurs électro-optiques (EOM) pour la modulation de phase. Des études théorique et expérimentales ont été réalisées pour ce type de fonctionnement. [1]

La première méthode mise en œuvre avec succès pour le blocage de modes actif, est d'utiliser une cellule acousto-optique au sein de la cavité laser. Cette technique consiste à insérer une lame en quartz dans la cavité, dans laquelle on fait propager un signal acoustique pour créer une onde stationnaire de forme contrainte. L'indice étant dépendant des contraintes mécaniques, une telle onde génère une modulation d'indice qui se comporte comme un réseau de diffraction dont le pas est égal à la longueur d'onde. La diffraction du faisceau laser, va créer une perte de signal suivant l'axe de la cavité ce qui peut empêcher l'émission laser. La modulation de cette vibration à l'aide d'une source externe de façon adéquate permet alors d'obtenir le blocage de mode actif.

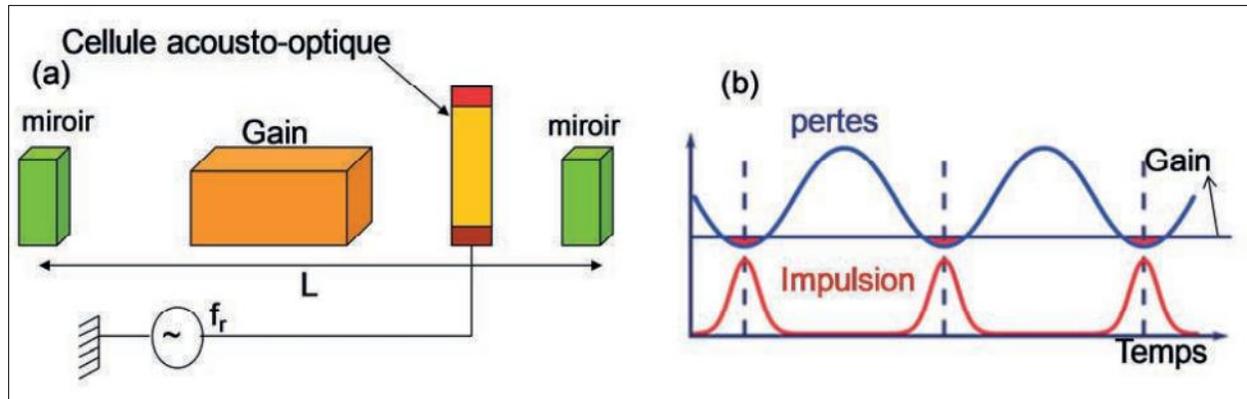


Figure 2-5 : (a) modèle d'un laser à blocage de modes actif avec un modulateur et une source externe, (b) courbe du gain saturé, pertes et impulsion en fonction de temps.

La Figure 2-5 (a) montre le modèle d'un laser à blocage de modes actif à modulateur acousto-optique inséré dans la cavité. Une source externe de fréquence f_r (fréquence de résonance de la cavité) va moduler l'amplitude de l'onde acousto-optique et donc les pertes. La partie (b) de la Figure 2-5 montre la courbe du gain saturé (en noir) qui est constante en fonction du temps et la courbe des pertes (en bleu) qui est modulée à la fréquence f_r . Ces pertes sont supérieures à la valeur du gain saturé sauf quand elles atteignent leurs valeurs minimales, le gain devient alors plus important et par suite on a une émission laser pendant ce temps (courbe rouge).

2.3.1.1 Principe du blocage de modes actif : [12]

Le principe du verrouillage de modes actif est le suivant: on module de façon externe, soit le gain, soit les pertes d'une cavité. Considérons un mode du laser à la fréquence ν_k dont l'amplitude est modulée à la fréquence f . Son spectre présente deux bandes latérales à $\nu_{k\pm f}$ (figure 2-6). Le couplage avec le mode voisin de fréquence $\nu_{k+c/2L}$ devient d'autant plus fort que la fréquence ν_{k+f} est voisine de ν_{k+1} donc que $c/2L$ est voisin de f . Les deux modes tendent à osciller ensemble.

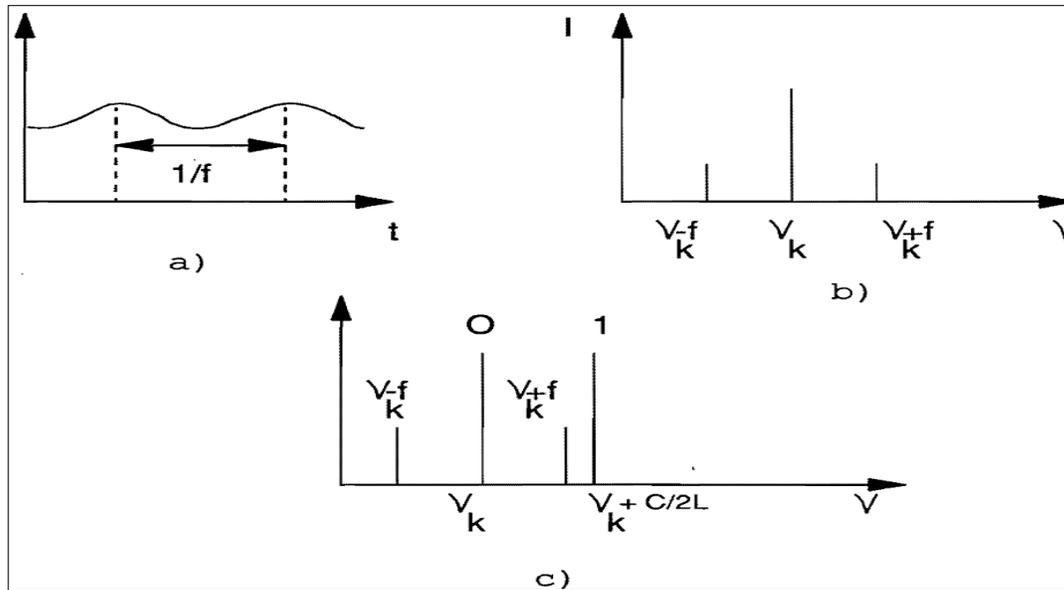


Figure 2.6 : Production de bandes latérales par modulation de l'amplitude d'un mode. a) Modulation de l'amplitude d'un mode du laser. b) Spectre de cette émission stimulée. c) Superposition de ce spectre et de celui du mode voisin.

Si l'on module l'ensemble des modes, chacun se trouve verrouillé en phase et en fréquence par une bande latérale de son voisin. Les phases de tous ces modes qui oscillaient librement se fixent les unes par rapport aux autres et l'on tend vers une distribution d'intensité correspondant, dans la cavité, à une impulsion dont la durée est de l'ordre de $1/\Delta\nu$ avec $\Delta\nu$ largeur de bande de gain (figure 2-7).

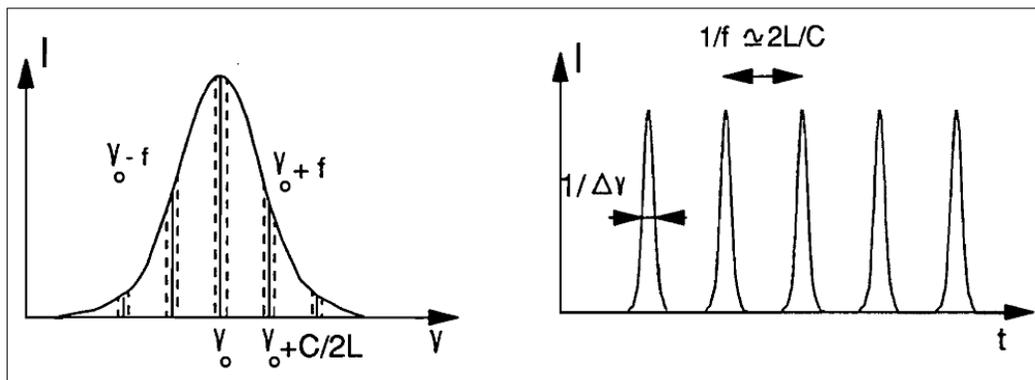


Figure 2-7 : Verrouillage de la phase des modes par modulation à la fréquence $c/2L$ de leurs amplitudes

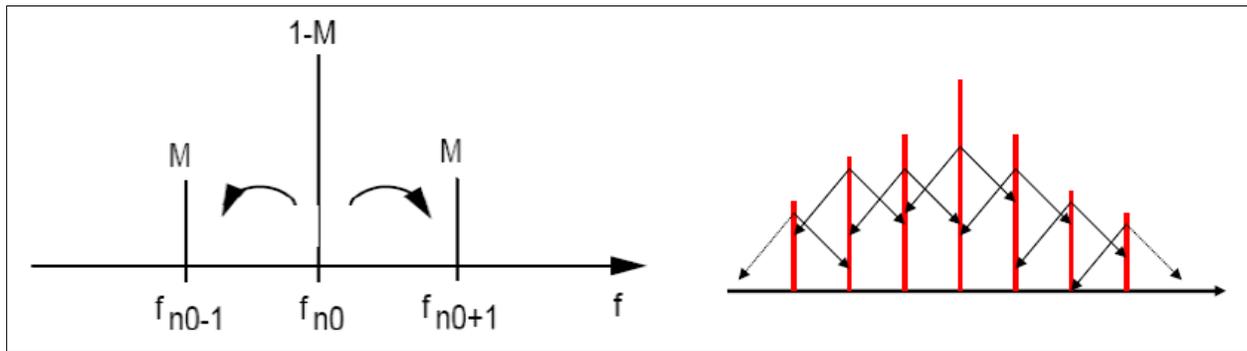


Figure2-8 : Verrouillage de la phase des modes par modulation à la fréquence.

Le mot blocage de modes est d'origine de l'étude du processus de la formation de l'impulsion dans le domaine fréquentiel. Noter le terme

$$-M[1 - \cos(\omega_M t)]A \quad (2.15)$$

Cela génère des bandes latérales dans chaque mode présent dans la cavité selon

$$\begin{aligned} & -M[1 - \cos(\omega_M t)]\exp(j\omega_k t) \\ &= -M[\exp(j\omega_k t) - \frac{1}{2}\exp(j(\omega_k t) - (\omega_M t)) - \frac{1}{2}\exp(j(\omega_k t) + (\omega_M t))] \\ &= M[-\exp(j\omega_k t) - \frac{1}{2}\exp(j(\omega_{k-1}t)) - \frac{1}{2}\exp(j(\omega_{k+1}t))] \end{aligned} \quad (2.16)$$

Avec M=indice de modulation

Si la fréquence de modulation est la même que la fréquence d'un aller-retour de la cavité.

Les bandes latérales générées de chaque mode sont injectées dans les modes au voisinage et donc la synchronisation et le verrouillage des modes (Figure2-8).

Les avantages du blocage de modes actif sont la possibilité de régler la durée des impulsions en variant le signal du modulateur et la possibilité d'obtenir un contraste d'intensité dans l'axe de la cavité supérieur à 50% entre les deux états. Les inconvénients non négligeables de cette technique sont le coût des sources de modulation externe très élevé, ce qui se répercute sur le coût d'un laser à blocage de modes actif, et le fort encombrement du dispositif. De plus, la limite

en fréquence des appareils électroniques va limiter les fréquences maximales qu'on peut atteindre pour ces lasers. Pour résoudre le problème de la limitation en fréquence et de l'encombrement, une approche consiste à collecter le signal du laser et à le transformer à l'aide d'une photodiode en un signal électrique pour moduler ses pertes. C'est le blocage de modes régénératif.

2.3.2 Blocage de modes passif

Contrairement au blocage de modes actif, le blocage de modes passif ne nécessite pas d'excitation externe et permet d'atteindre des durées d'impulsions beaucoup plus courtes. Le blocage de mode passif peut se faire grâce à l'intervention de processus optiques non-linéaires. Parmi les effets impliqués, on fait référence au mélange à quatre ondes ou à l'effet Kerr optique ou à l'utilisation d'un absorbant saturable.

2.3.2.1 Blocage de modes passif par un absorbant saturable (AS) [1][7]

Pour produire un blocage de modes passif, on a besoin d'un effet non-linéaire qui atténue les faibles intensités dans la cavité et favorise les pics à forte intensité. L'AS peut jouer le rôle de cet effet non-linéaire. Le mécanisme qui donne lieu à des impulsions sous ces conditions a été décrit par Haus.

Les absorbants saturables (AS) sont des éléments résonants non-linéaires dont le coefficient peut varier de façon réversible sous l'effet d'une intensité lumineuse suffisante à une fréquence déterminée. Le fonctionnement d'un AS repose sur l'effet optique non-linéaire de transparence induite par voie optique : un milieu opaque à l'état initial devient transparent lorsque le rayonnement auquel il est soumis devient suffisamment intense. La figure 2-4 présente la fonction de transfert d'un AS. α_0 est l'absorption maximale de l'AS quand l'intensité lumineuse à l'entrée est faible. I_s l'intensité de saturation, est l'intensité lumineuse nécessaire pour diviser par un facteur de 2 le coefficient d'absorption. L'équation de transfert de l'AS est la suivante :

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + I/I_s} \quad (2-17)$$

Avec α l'absorption et I l'intensité lumineuse.

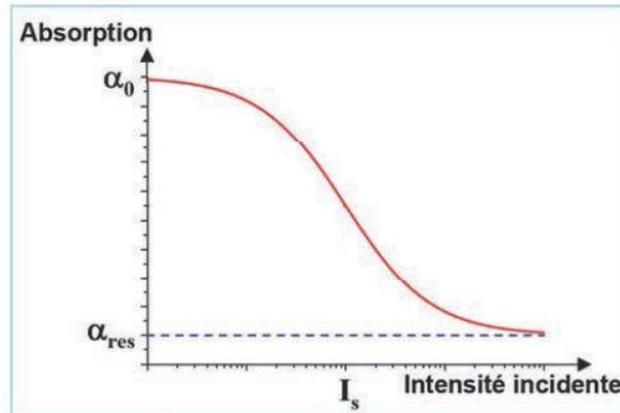


Figure2-8 : Fonction de transfert d'un absorbant saturable

La figure 2-9 (a) présente la modulation d'un laser à blocage de mode avec un AS, le milieu de gain et le milieu absorbant sont insérés dans une cavité à miroir.

La plupart des AS utilisés pour le blocage de modes passif sont « lents ». On les appelle lents car leurs temps de recouvrement est beaucoup plus longs que les durées des impulsions obtenues. Le temps de recouvrement est le temps nécessaire pour retourner à l'état d'équilibre. Ce paramètre est très important pour le régime de blocage de modes passif. Pour obtenir de courtes impulsions le recouvrement du gain doit être plus lent que celui de l'absorption, cela peut se contrôler par l'ajustement de la tension inverse sur l'AS.

Au démarrage, le gain augmente avec le niveau du pompage. Les modes longitudinaux commencent à se propager dans la cavité, la différence de phase entre ces modes est au début aléatoire en l'absence de tout effet non-linéaire dans la cavité. L'AS absorbe les modes qui ont une intensité faible, et les empêche de s'amplifier dans la cavité. Si un nombre suffisant de modes oscillent en phase entre eux, une onde (relativement intense) peut se produire sur un intervalle temporel de période T qui correspond au temps d'un aller-retour dans la cavité.

Cette onde sature l'absorption et le gain. Ces modes peuvent s'amplifier dans la cavité et donner lieu à la génération d'impulsions. Les pertes se saturent plus vite que le gain, ce qui va créer une fenêtre du gain net positif, c'est dans cette fenêtre là que l'impulsion a lieu. Dans ce cas, les pertes sont modulées à la fréquence fondamentale de la cavité à l'aide de l'AS (Figure 2-9 (b)).

Il existe aussi l'AS rapide où le temps de recouvrement de l'absorption est très rapide devant la durée de l'impulsion. Ce type d'AS est utilisé avec les lasers solides dopés par des ions. Dans ce cas le temps de recouvrement du gain est très élevé devant celui de l'AS, on considère le gain constant.

On ne peut pas obtenir des impulsions ultra-courtes en utilisant un AS rapide, car le temps de recouvrement devrait se situer à des valeurs beaucoup plus faibles que la durée des impulsions. Or, les plus rapides se situent autour de 100 fs. Le blocage de modes avec un absorbant saturable rapide, permet d'obtenir des durées d'impulsions de l'ordre de quelques picosecondes.

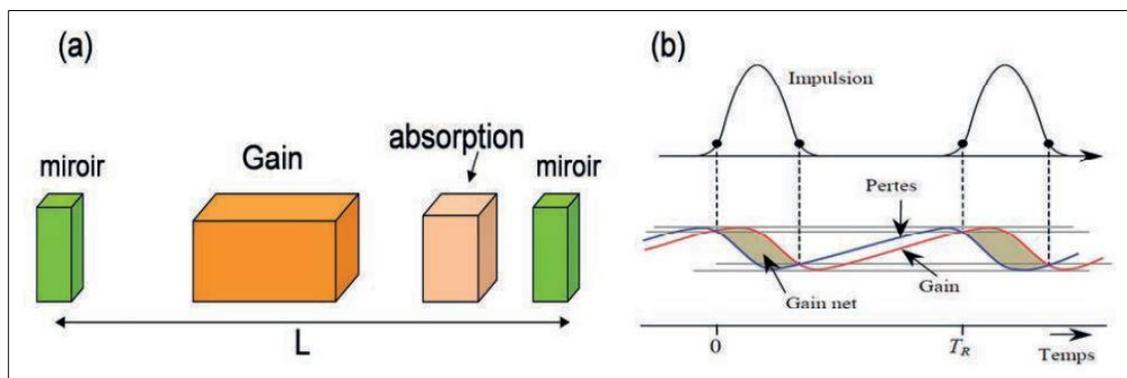


Figure2-9 : (a) Modèle d'un laser à blocage de modes avec absorption, (b) courbe de gain saturé, pertes et impulsion en fonction de temps. Partie (b) de la figure adaptée à partir de [1]

Les premiers lasers à blocage de modes passifs ont été réalisés avec les AS liquides à colorants. La technologie des semi-conducteurs permet de réaliser des absorbants saturables à multi-puits quantiques, avec un contrôle plus ou moins fin des propriétés de ces composants, tels que la longueur d'onde d'absorption, l'énergie de saturation, le contraste d'absorption, le temps de recouvrement. Dans certains lasers, la modulation des pertes se fait parfois par l'intervention des effets non-linéaires sans avoir besoin d'un absorbant-saturable.

L'absorption diminue lorsque l'intensité lumineuse incidente croît. La transmittance T augmente, au contraire, pour des intensités lumineuses croissantes :

$$T(I_i) = \frac{I_t}{I_i} = \exp\left[\frac{-\alpha_0 L}{1 + \frac{I_i}{I_{\text{sat}}}}\right] \quad (2-18)$$

I_i intensité incidente, I_t intensité transmise par le milieu d'épaisseur L .

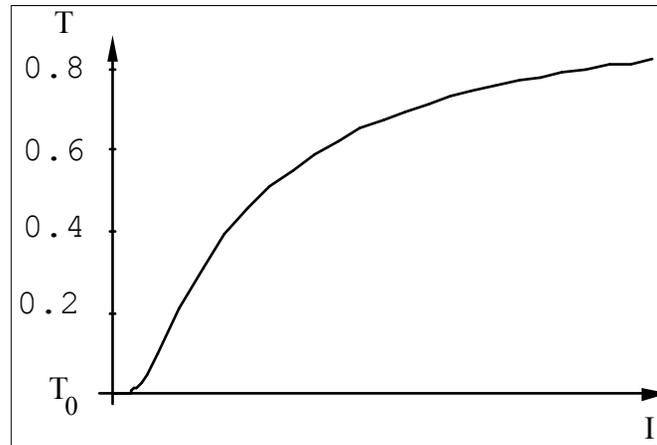


Figure 2-10 : Allure de la variation relative de la transmittance d'un absorbant saturable d'épaisseur donnée, en fonction de l'intensité incidente.

Pour simplifier, on classe les absorbants saturables, par la rapidité du changement de leur transmittance, en absorbants saturables rapides et lents.

Un absorbant saturable rapide répond à l'intensité instantanée. La figure ci-dessous représente le résultat d'une simulation numérique de la transmittance pour une impulsion de type gaussien, en prenant pour modèle de transmission l'équation (2-20).

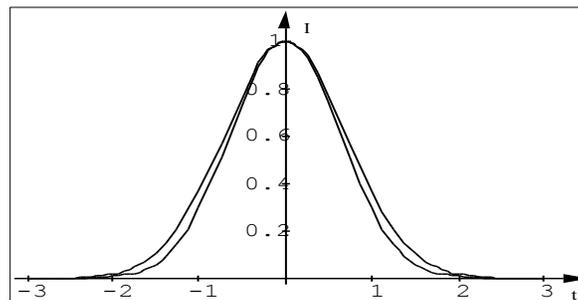


Figure 2-11 : Allure de la variation de l'enveloppe en intensité d'une impulsion lumineuse à la traversée d'un matériau absorbant saturable rapide.

A mesure que croît l'intensité, la transmittance augmente. Le maximum de l'impulsion passe à peu près inchangé, tandis que les ailes sont absorbées. Pour mettre en évidence, sur la figure, l'effet de rétrécissement temporel, l'impulsion transmise a été rénormalisée.

Le mécanisme de rétrécissement temporel produit par un absorbant saturable lent est un peu différent : la somme des photons présents dans le front avant de l'impulsion lumineuse est nécessaire à l'obtention de la saturation et non plus seulement l'intensité instantanée. De plus, une fois que la saturation est atteinte elle se maintient et la fin de l'impulsion passe inchangée. Dans ce cas le processus de rétrécissement temporel est asymétrique.

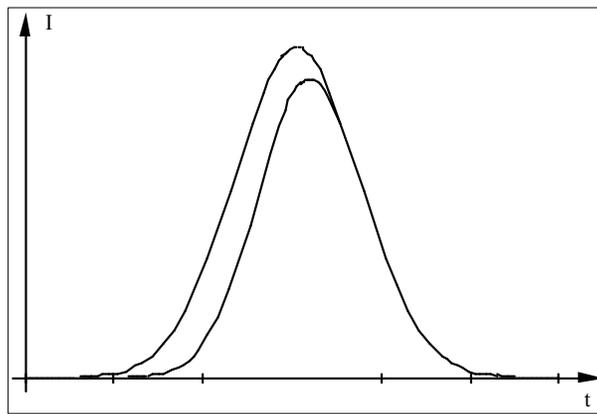


Figure2-12 :Allure de la variation de l'enveloppe en intensité d'une impulsion lumineuse à la traversée d'un matériau absorbant saturable lent

Il est entendu que les mots rapides et lents n'ont de sens que comparés à la durée des impulsions et en particulier pour les impulsions les plus brèves, moins de quelques picosecondes, tous les absorbants saturables peuvent être considérés comme lents.

2.3.2.2 Blocage de modes passif par effet non-linéaire (lentille de Kerr) [1]

Comme on a vu dans la partie précédente, le blocage de modes passif est classiquement obtenu par la présence d'une section absorbante pour moduler les pertes dans la cavité et ensuite

obtenir des impulsions stables. Cependant, il existe des lasers à blocages de modes en mono-sections (sans section absorbante).

Quelle que soit la méthode de blocage de modes, active ou passive, les effets non-linéaires dans la cavité jouent un rôle très important. Dans certains types de laser, ces effets peuvent causer une mise en phase partielle ou complète des modes, sans que l'on ait besoin d'utiliser une modulation externe (blocage de modes actif) ou un absorbant saturable (blocage de mode passif à double section). Ce type de blocage de modes se produit pour un laser à une seule section. Pour arriver à cette situation, il faut que le milieu amplificateur permette à chaque aller-retour dans la cavité, un rétrécissement de l'impulsion. La dynamique décrite pour le blocage de modes passif à double section montre que la simple saturation de son gain n'est pas suffisante pour observer ce phénomène car il faut lui associer un effet qui favorise les pics d'intensité, au détriment des faibles intensités, effet fourni par l'absorbant saturable dans le blocage de modes passif à double section. C'est une situation particulière d'auto blocage de modes dans laquelle le milieu amplificateur diminue les pertes des pics à plus fortes intensités dans la cavité. C'est la situation rencontrée dans le laser titane-saphir qui a relancé depuis peu de temps l'intérêt de l'auto blocage de modes. La non-linéarité du milieu amplificateur implique, comme nous l'avons déjà indiqué, que son indice est une fonction de l'intensité qui le traverse (effet Kerr) : $n = n_0 + n_2 I$.

En présence d'un signal laser avec une onde gaussienne, l'indice du milieu actif n'est pas un indice homogène. Si le coefficient non-linéaire de l'indice n_2 est positif, l'indice est plus important sur l'axe du faisceau que sur les bords. Dans ce cas, la zone active se comporte comme une lentille convergente dont la seule caractéristique importante est justement d'avoir un indice plus important sur son axe que sur les bords. Le faisceau est focalisé comme dans une lentille de Kerr. C'est le phénomène d'auto focalisation connu depuis très longtemps en optique non-linéaire (figure2-13). Ce phénomène est d'autant plus important que l'intensité devient plus grande. Ceci signifie que les pics de grande intensité dans la cavité laser, qui représentent une onde où les modes sont partiellement ou complètement en phase, seront plus focalisés que celles de faibles intensités (où les modes ne sont pas en phase) pour lesquelles l'effet sera négligeable. Le mode transverse des pics d'intensité est confiné au centre du guide et possède un rayon plus petit que celui des modes de faible intensité, ce qui implique qu'il subit moins de pertes dans la cavité puisqu'il occupe un volume plus petit. Les pics d'intensité sont donc favorisés. Cet effet d'auto

focalisation en intensité, joue un rôle identique à celui de l'absorbant saturable en blocage passif en double section.

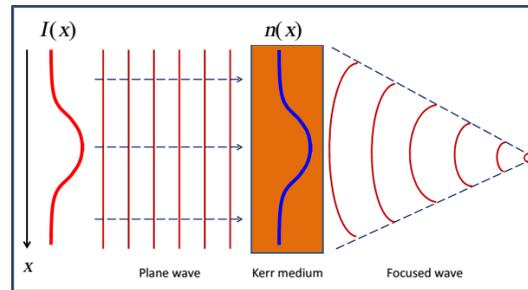


Figure2-13 : Schéma représente le principe du phénomène d'auto focalisation (effet Kerr).

2.4 Génération des impulsions femtoseconde [7]

Comme le montre le schéma représenté Figure 2-14 , une source femtoseconde est généralement constituée d'un oscillateur produisant un train d'impulsions ultracourtes, d'un étage d'amplification augmentant l'énergie des impulsions de plusieurs ordres de grandeur, et enfin d'un étage de génération d'impulsions de longueurs d'onde appropriées obtenues par des processus d'optique non-linéaire.

2.4.1 Oscillateur

Un oscillateur femtoseconde est un dispositif produisant un train d'impulsions dont chacune a une durée extrêmement courte, de l'ordre de cinq femtosecondes pour les systèmes les plus performants.

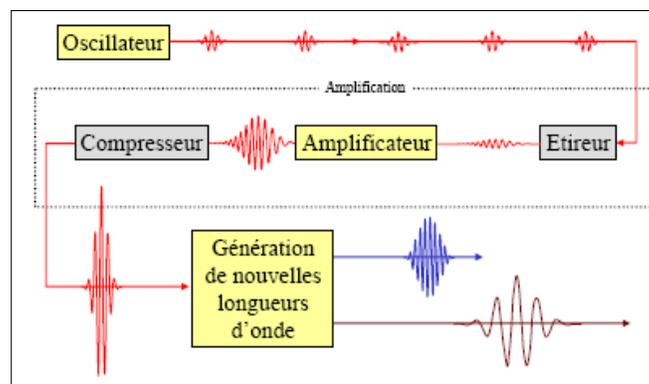


Figure2-14 : Schéma général d'une source femtoseconde

Il s'agit avant tout d'un laser, constitué d'une cavité et d'un milieu amplificateur, avec bien entendu des caractéristiques particulières. Tout d'abord, nous savons d'après les propriétés générales de la transformée de Fourier que pour produire une impulsion de "durée" Δt il faudra disposer d'un spectre dont la "largeur" spectrale $\Delta \nu$ soit telle que $\Delta t \Delta \nu \geq 1/2$. La première condition pour pouvoir obtenir des impulsions femtosecondes est donc de disposer d'un milieu amplificateur dont la courbe de gain présente une très grande largeur spectrale. Le matériau le plus couramment utilisé à cette fin est le saphir dopé au titane, qui présente une bande de gain s'étendant de 700 nm à plus de 1 μm .

L'émission laser se faisant sur une grande largeur spectrale, un grand nombre de modes longitudinaux contribueront à cette émission. Dans le cas d'une cavité laser dont la longueur est de l'ordre de 1.5 cm, l'intervalle spectral libre $c/2L$ vaut 100 MHz. $\Delta \nu$ pouvant atteindre une centaine de THz, on aura donc jusqu'à un million de modes longitudinaux intervenant dans la production d'impulsions. Le laser produit donc un train d'impulsions, le temps entre deux impulsions étant simplement le temps qu'il faut à la lumière pour parcourir la cavité. Comme tout laser, un laser femtoseconde doit satisfaire aux conditions de bouclage du champ.

Il faut donc que l'impulsion se reproduise identique à elle-même après chaque tour de cavité. L'impulsion va nécessairement s'étaler temporellement en raison de la dispersion de vitesse de groupe dans le saphir. La seconde condition pour générer des impulsions est donc d'introduire dans la cavité un mécanisme de compensation de la dispersion de vitesse de groupe (Figure 2-15). Une technique consiste à utiliser un ensemble de deux prismes permettant de séparer les différentes composantes spectrales de l'impulsion et de retarder les plus grandes longueurs d'onde qui sont précisément les plus rapides lors de la propagation dans le saphir. En ajustant correctement la distance entre les prismes on peut compenser l'étalement de l'impulsion intervenant lors de la propagation dans le saphir.

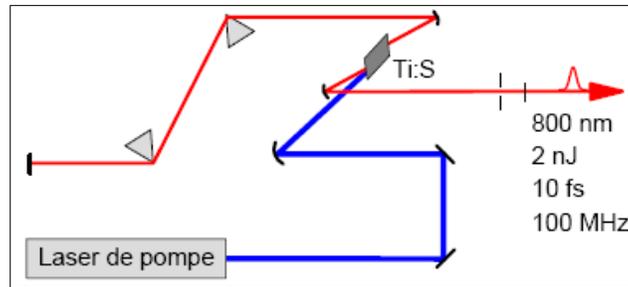


Figure2-15 : Oscillateur d'un laser Saphir : Titane

Les deux premières conditions mentionnées plus haut sont nécessaires à l'obtention d'un train d'impulsions brèves mais elles ne sont pas suffisantes. En effet, le laser peut a priori osciller sur ses différents modes longitudinaux sans qu'il y ait une relation de phase particulière entre les modes.

La troisième condition consiste à assurer le blocage des modes. En d'autres termes, il s'agit de s'assurer que le laser fonctionne en régime impulsionnel en favorisant ce régime par rapport aux autres.

2.4.2 Amplification

Un oscillateur femtoseconde produit typiquement un faisceau laser dont la puissance moyenne est de l'ordre du Watt. Le taux de répétition de la cavité étant de l'ordre de 100 MHz, on dispose ainsi d'une énergie de l'ordre de 10 nJ par impulsion. Une telle énergie est suffisante pour certaines applications, mais dans de nombreux cas il est nécessaire d'avoir recours à une amplification optique du faisceau pour obtenir des énergies par impulsion plus importantes. Le processus utilisé pour assurer cette amplification est le plus souvent l'émission stimulée dans un matériau à large bande spectrale similaire à celui utilisé dans l'oscillateur, par exemple le Saphir dopé au Titane. Le spectre de l'impulsion amplifiée est souvent légèrement plus étroit que celui de l'impulsion incidente en raison du phénomène dit de rétrécissement par le gain lié à la légère dépendance spectrale du gain. Quant à la phase spectrale, on sait qu'elle est conservée puisque

l'émission stimulée a pour caractéristique de produire un faisceau amplifié dont la phase est égale à celle du faisceau incident.

Cette propriété permet d'amplifier des impulsions courtes dont la durée sera approximativement conservée à la dispersion linéaire près qui pourra être aisément compensée. Il existe cependant une limitation technique à l'énergie des impulsions qui pourront être produites par une application directe de cette méthode : au cours de sa propagation dans le milieu amplificateur, l'impulsion amplifiée atteindra en effet des puissances crêtes considérables qui seront suffisantes pour induire des effets non-linéaires importants, comme l'effet Kerr optique. On verra alors apparaître des phénomènes comme l'auto-focalisation ou la filamentation menant finalement à un endommagement du matériau amplificateur soumis à des puissances crêtes trop élevées. La méthode utilisée pour contourner ce problème, dite amplification à dérive de fréquence (chirped pulse amplification ou CPA), consiste à étirer l'impulsion préalablement à son amplification, puis à la recomprimer en sortie de l'amplificateur.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre on a bien décrit les méthodes de blocage des modes actifs et passifs. Cependant, Dans le cas du verrouillage de modes actif, il faut que la longueur de la cavité corresponde à la fréquence f de modulation ou à la longueur de cavité du laser de pompe (pour un laser à colorant). Pour obtenir des impulsions stables et courtes, il faut pouvoir ajuster la longueur des cavités à $1\mu\text{m}$ près, ce qui oblige à utiliser des dispositifs d'asservissement. Dans le cas du verrouillage de modes passif, les impulsions sont créées dans la cavité elle-même, sans dispositif extérieur. Celle-ci détermine uniquement le taux de répétition des impulsions et n'influe pas sur les performances du laser.

Chapitre 3 :

Techniques de caractérisation des impulsions Lasers Brèves

3 Introduction

L'apparition des sources lasers impulsionnelles délivrant des impulsions courtes et ultracourtes (10^{-12} - 10^{-15} s) a rendu nécessaire le développement de techniques spécifiques de caractérisation temporelle à ces échelles de temps. En effet, lorsque la durée de l'impulsion à caractériser est égale ou inférieure à une picoseconde, la détection directe du signal par un photodétecteur rapide est impossible. Les temps de réponse des capteurs optoélectroniques les plus rapides sont en effet au mieux égaux voire plutôt supérieurs à la durée du signal à analyser.

Il s'est alors avéré nécessaire de développer des techniques indirectes, pour lesquelles le temps de réponse du détecteur n'est plus un paramètre limitant. Le signal optique à caractériser va alors subir des transformations plus ou moins complexes suivant la méthode utilisée. La mesure finale ne porte pas directement sur le profil temporel de l'impulsion mais sur une autre grandeur physique reliée plus ou moins directement à ce profil. Le profil temporel recherché n'est finalement obtenu qu'après une dernière étape qui est dans la plupart des cas une étape numérique [8].

Ces techniques font appel à l'optique non linéaire et la méthode la plus utilisée consiste à mettre en œuvre un autocorrélateur optique dont le principe est basé sur la génération du second harmonique dans un cristal non linéaire.

Le schéma de principe de l'autocorrélateur est représenté sur la figure 3.1. L'impulsion lumineuse est divisée en deux par une lame séparatrice. Un des deux faisceaux suit un trajet fixe. Le second faisceau est retardé temporellement par son passage dans un coin de cube monté sur un vibreur dont le déplacement est commandé par un générateur sinusoïdal de basse fréquence, typiquement 30 Hz. Si l'on appelle $I(t)$ le profil temporel en intensité de l'impulsion parcourant le bras fixe, celui de l'impulsion ayant parcouru le bras mobile sera notée $I(t - \tau)$, où τ est le retard défini par le décalage du coin de cube mobile.

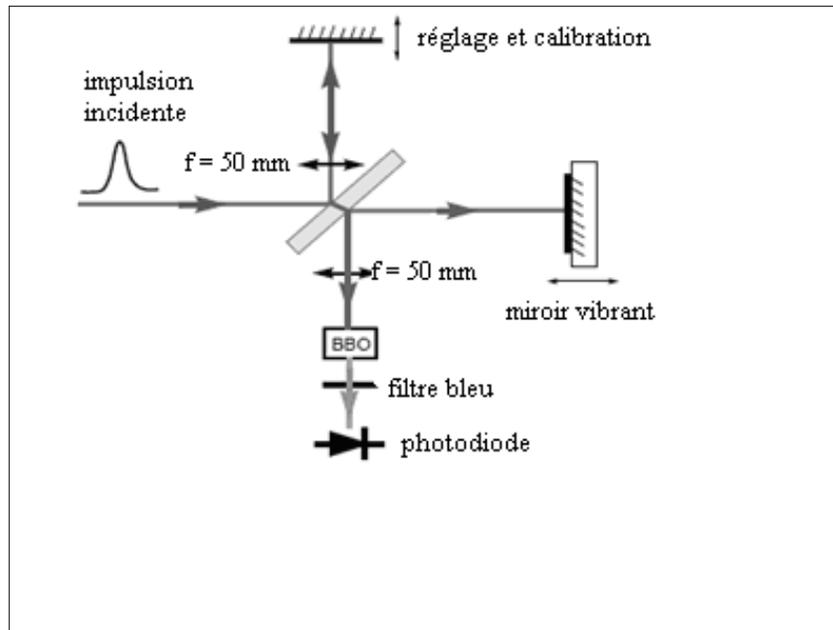


Figure 3-1 : Schéma s'un autocorrélateur

Les deux faisceaux sont ensuite focalisés sur un cristal non linéaire de KDP, qui engendre un signal à la fréquence double dans l'U.V., proportionnel au produit des intensités des deux impulsions : $I(t).I(t - \tau)$.

Il n'y aura production d'ultra-violet (310 nm) que si les deux impulsions arrivent de façon synchrone sur le KDP. L'intensité du signal ultra-violet dépendra du retard τ introduit par le coin de cube mobile se déplaçant lentement. Le flux ultra-violet mesure à l'aide d'un photomultiplicateur ou par une photodiode dont le temps de réponse est très lent par rapport à la largeur de l'impulsion, permet d'obtenir un signal électrique qui est donné l'intégrale de ce qu'il reçoit au cours du temps :

$$G_2(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t).I(t - \tau) dt \quad (3.1)$$

Les variations de $G_2(\tau)$ avec le retard τ donnent la fonction d'autocorrélation du profil, temporel de l'impulsion.

3.1 Autocorrélateur interférométrique [7]

La mesure directe de la durée d'impulsion inférieure à la picoseconde est impossible avec les méthodes d'électronique rapide. Nous utilisons donc un instrument dont le principe est basé sur des méthodes optiques indirectes d'autocorrélation à 2ν . Le signal d'autocorrélation est obtenu en utilisant un interféromètre de Michelson qui fournit deux impulsions décalées d'un délai τ variable. Les impulsions à t et $t - \tau$ sont focalisées dans un cristal doubleur de fréquence. Le signal à 2τ est isolé avec un filtre et intégré dans le temps par un photomultiplicateur ou une photodiode. Lorsque les deux impulsions sont colinéaires, c'est leur signal d'interférence qui est doublé et détecté : on parle d'autocorrélation interférométrique $g_2(\tau)$. Pour un champ $E(t)$ complexe et son éclairement $I(t) / E(t).E^*(t)$ réel :

$$g_2(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} |(E(t) + E(t - \tau))|^2 dt \quad (3.2)$$

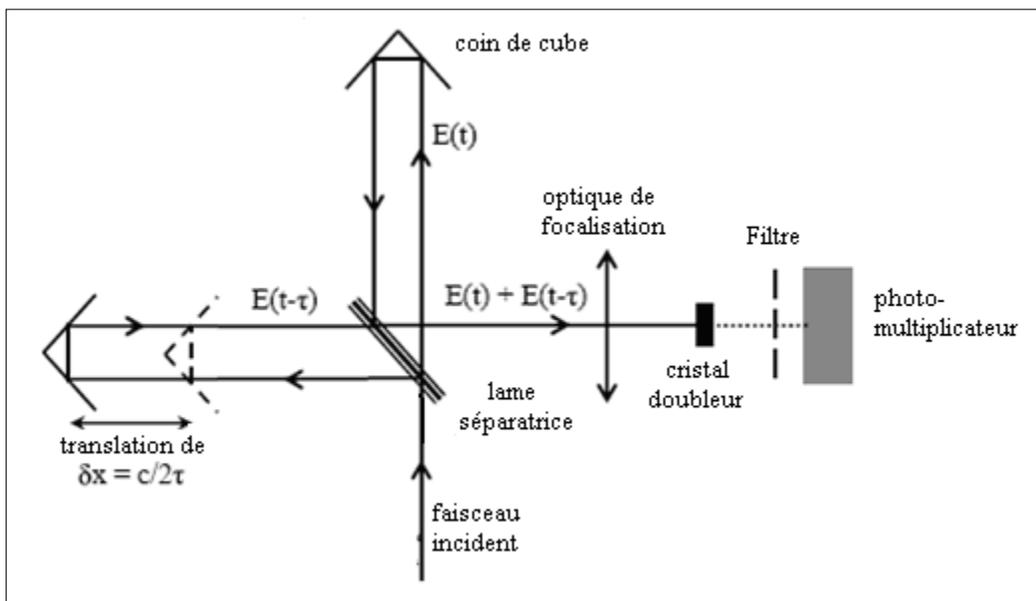


Figure3-2 : Schéma de principe de l'autocorrélation interférométrique

Seule une hypothèse sur la fonction mathématique décrivant le profil temporel de l'impulsion permet d'évaluer la durée des impulsions. Les profils les plus fréquemment utilisés sont les profils gaussien et sécante hyperbolique élevée au carré. Les caractéristiques d'une trace d'autocorrélation interférométrique sont accessibles en développant l'expression (3.2) avec un champ.

$$E(t) = A(t) \cdot \exp(-w_0 t + \varphi(t)). \quad (3.3)$$

Alors, quatre termes apparaissent:

$$g_2(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} 2 \cdot A^4(t) + 4 \cdot A^2(t) \cdot A^2(t - \tau) + 4 \cdot A(t) \cdot A(t - \tau) [A^2(t) + A^2(t - \tau)] \cdot \cos[\omega_0 \cdot \tau + \varphi(t) - \varphi(t - \tau)] + 2 \cdot A^2(t) \cdot A^2(t - \tau) \cdot \cos 2 [\omega_0 \cdot \tau + \varphi(t) - \varphi(t - \tau)] dt \quad (3.4)$$

Le premier terme correspond au fond continu dû aux deux impulsions qui ne se recouvrent pas. Le deuxième terme est proportionnel à l'autocorrélation intensimétrique. Les troisième et quatrième termes font apparaître les termes d'interférences aux fréquences ν et 2ν , issue du doublage de fréquence.

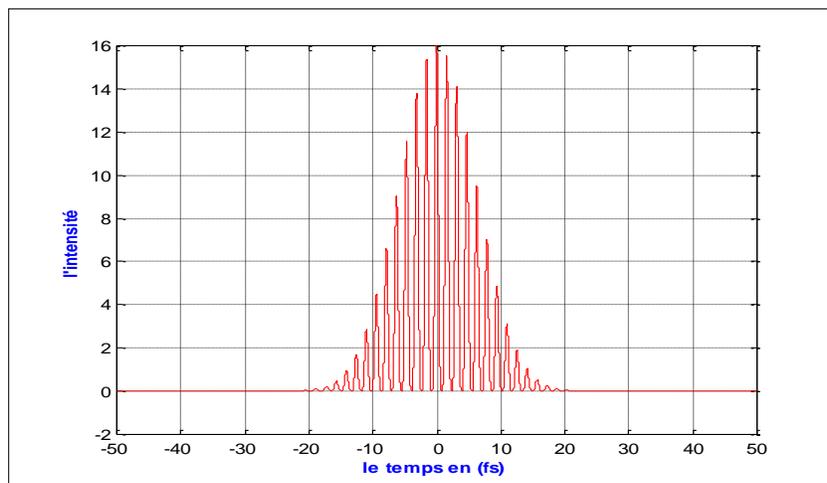


Figure3-3 : Représentation de l'intensité interférométrique

3.2 Autocorrélateur d'intensité [8]

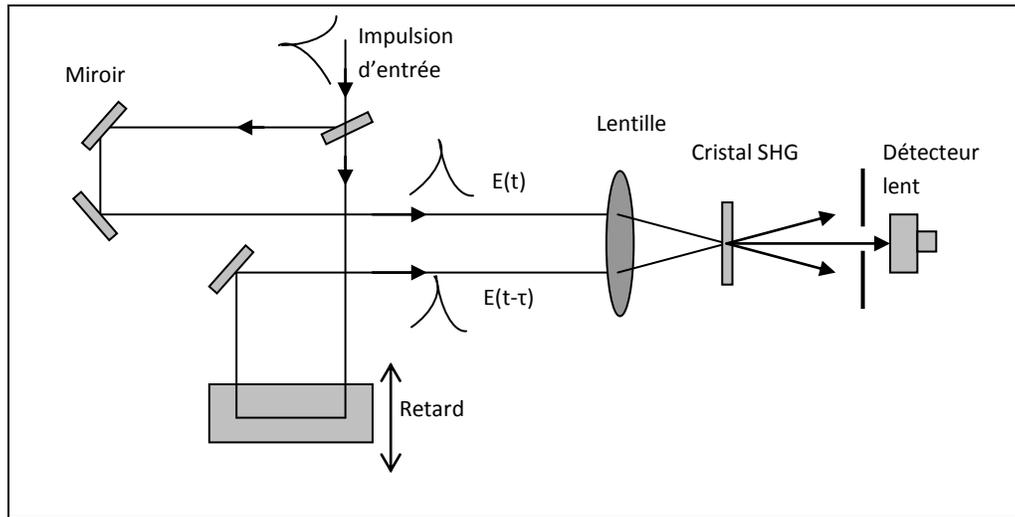


Figure3-4 : Schéma du principe d'un Autocorrélateur d'intensité

$$V_{det} \propto A^{(t)}(\tau)$$

$$E_{det}(t, \tau) \propto E(t).E(t - \tau)$$

$$I_{SH}(t, \tau) \propto I(t).I(t - \tau)$$

$$\text{Autocorrélation d'intensité : } A^2(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t).I(t - \tau)dt \quad (3.5)$$

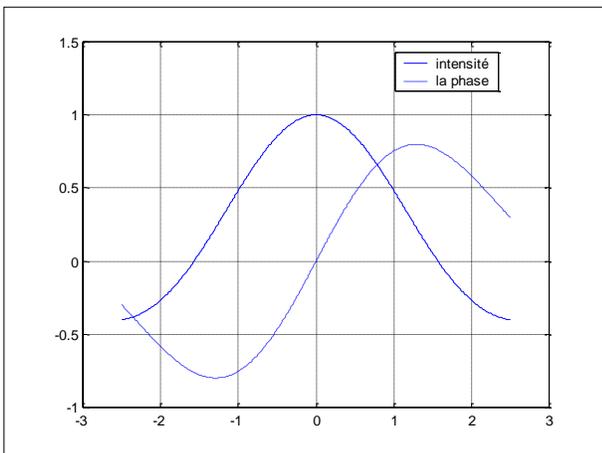


Figure3-5(a) : impulsion 1

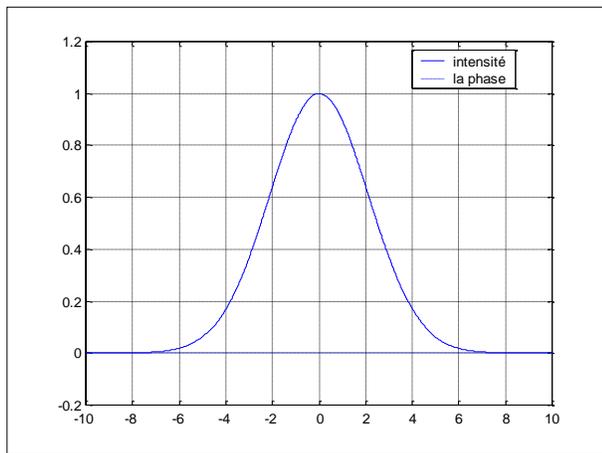


Figure 3-5(b) : impulsion 2

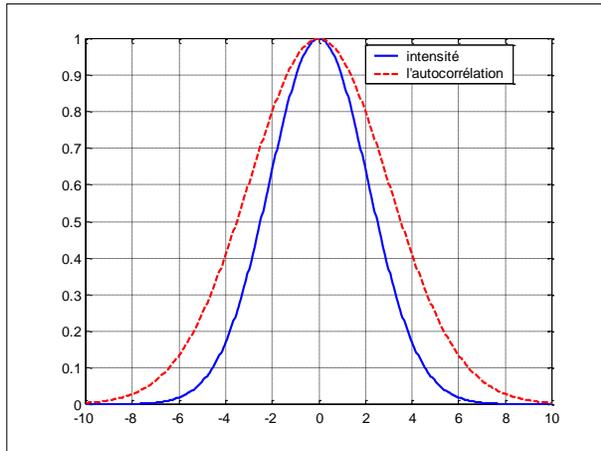


Figure 3-5 (c) : intensité temporelle de l'impulsion
En trait continu

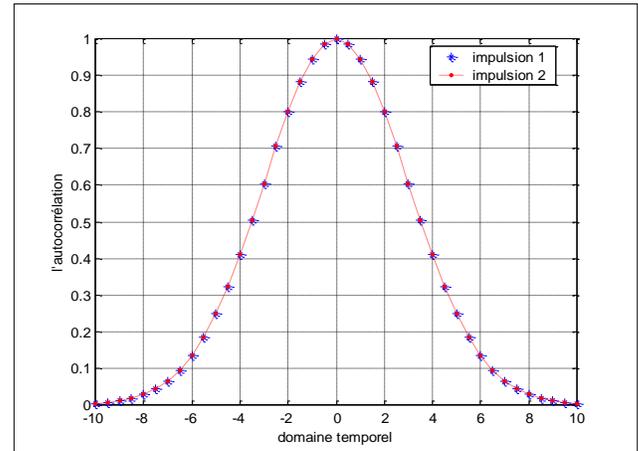


Figure 3-5 (d) : les courbes
d'autocorrélation de deux impulsions

Pour la figure 3-5 (a) et la figure 3-5 (b) nous avons représenté l'intensité et la phase de deux impulsions qui ont des phases différentes. Mais la fonction d'autocorrélation des deux signaux sont identiques voir la figure 3-5 (d). [7]

3.3 Etat de l'art des techniques d'autocorrélation mono-coup

Un très grand nombre de techniques de caractérisation temporelle d'impulsions brèves a été proposé à ce jour à tel point qu'il semble extrêmement difficile de toutes les présenter dans le cadre de notre projet. Par conséquent on a choisi de restreindre le présent état de l'art des techniques de caractérisation d'impulsions brèves par interférométrie spectrale aux techniques dites "mono-coup" applicables à une impulsion unique.

3.4 Autocorrélation mono-coup par génération de seconde harmonique

La mesure de la trace d'autocorrélation d'ordre deux d'impulsions récurrentes haute cadence ne pose pas de problème. Elle est obtenue le plus souvent à l'aide d'un autocorrélateur basé sur une architecture de type Michelson comprenant un cristal doubleur de fréquence et un réflecteur mobile [8]. Ce balayage mécanique impose un retard lentement variable entre les deux bras de l'interféromètre, ce qui conduit à l'affichage au cours du temps de la trace d'autocorrélation à haute cadence.

La mesure de la trace d'autocorrélation sur tir unique est une tâche plus difficile. On ne peut alors plus procéder à l'affichage de la trace d'autocorrélation par balayage mécanique. La disponibilité d'un retard variable nécessaire à la production de la fonction d'autocorrélation passe alors par un dispositif plus complexe. Ce retard est alors codé dans une dimension spatiale supplémentaire rendue disponible par une modification de l'architecture de l'appareil.

3.5 Production d'un retard variable par inclinaison du front d'énergie

Dans ce but, K. Oba et al. [8] ont repris l'architecture de type Michelson d'un autocorrélateur intensimétrique standard fonctionnant par génération de seconde harmonique. Un réseau de diffraction est alors positionné dans un des bras du Michelson à la place du réflecteur mobile, l'autre bras étant muni de façon traditionnelle d'un réflecteur fixe. Ceci produit une inclinaison du front d'énergie de l'impulsion voyageant dans le bras du Michelson où se trouve le réseau de diffraction. Ceci permet de créer un retard τ fonction de la variable d'espace transverse x perpendiculairement à l'axe optique z .

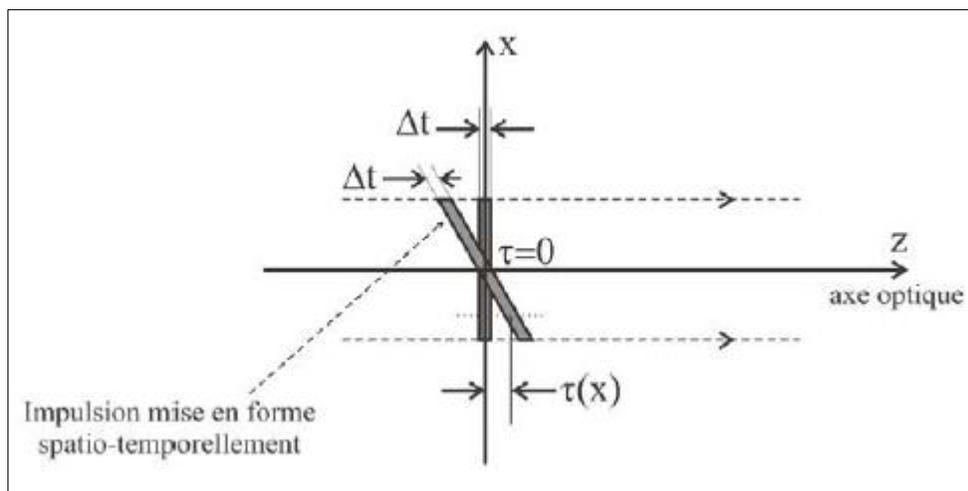


Figure 3-6 : Schéma de principe de l'autocorrélation mono-coup par inclinaison du front d'énergie

Les deux impulsions qui émergent du Michelson sont focalisées dans un cristal non-linéaire doubleur de fréquence. L'impulsion dont le front d'énergie est incliné va alors échantillonner l'impulsion jumelle non mise en forme spatio-temporellement à des instants différents, fonctions de la position transverse x . Les faisceaux sont préalablement élargis afin de profiter au mieux de cette coordonnée transverse.

La trace d'autocorrélation qui apparaît à la fréquence harmonique est alors détectée transversalement, après filtrage, par imagerie sur une simple caméra CCD ou sur une barrette linéaire.

3.6 Production d'un retard variable par inclinaison du front d'onde

Une autre solution plus simple consiste à incliner fortement les deux faisceaux qui émergent du Michelson sans mise en forme spatio-temporelle préalable. Les faisceaux sont élargis afin de profiter de la coordonnée transverse. L'inclinaison des faisceaux produit là aussi une inclinaison relative des fronts d'énergie. Le principe de mesure de la trace d'autocorrélation est alors identique à celui du paragraphe précédent.

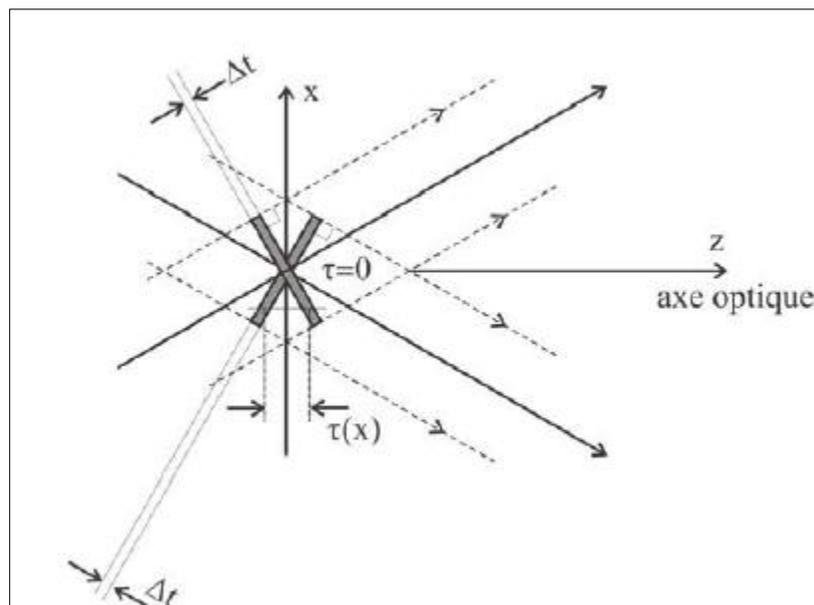


Figure 3-7 : Schéma de principe de l'autocorrélation mono-coup par inclinaison du front d'onde

Cette technique est plus simple à mettre en œuvre que la technique de K. Oba car elle nécessite simplement un élargissement spatial du faisceau incident avant dédoublement. Cependant, il est nécessaire d'avoir des faisceaux de profil transverse régulier (idéalement plat) et de connaître parfaitement l'angle entre les deux faisceaux incidents en interaction.

3.7 Autocorrélation monocoup par fluorescence à deux photons

Dès 1967, Giordmaine a développé un autocorrélateur mono-coup mettant en œuvre l'absorption bi-photonique [8]. Cette technique a longtemps été la seule qui permette de mesurer des impulsions picosecondes. Le principe et la mise en œuvre de cette méthode sont plus simples que ceux des autocorrélateurs mono-coups présentés au paragraphe précédent.

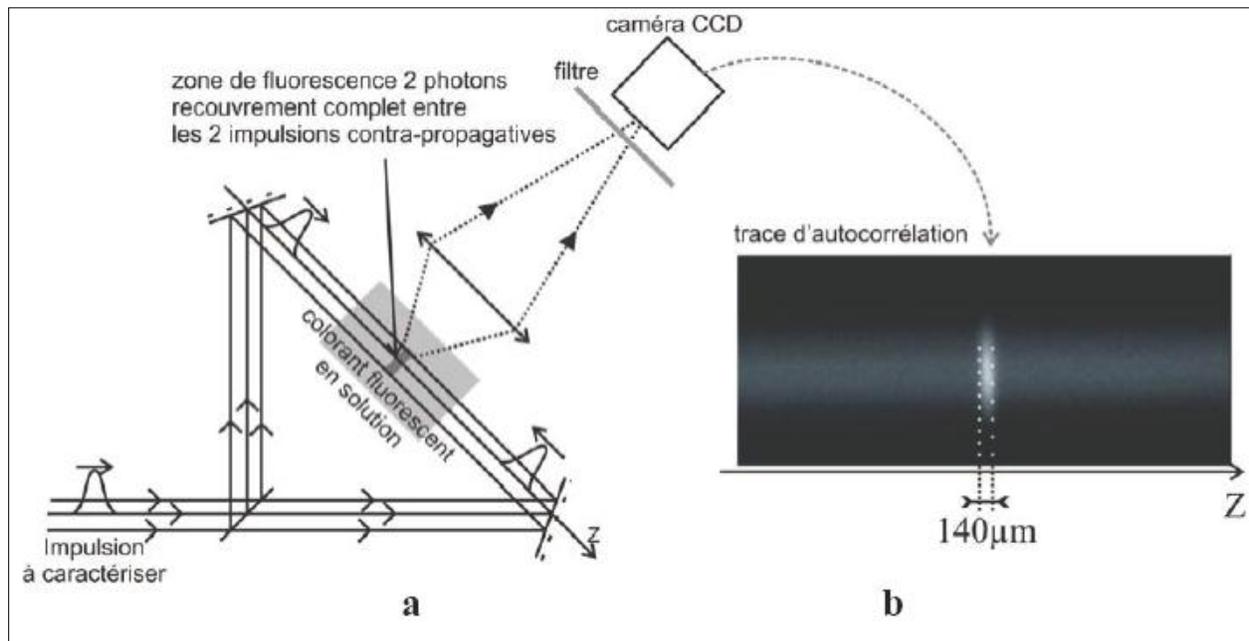


Figure 3-8 : a. Schéma de principe de l'autocorrélateur par fluorescence à deux photons développé par Giordmaine. b. Surintensité de fluorescence caractéristique de la trace d'autocorrélation.

Cette technique consiste tout d'abord à dédoubler l'impulsion à analyser à l'aide d'un interféromètre de type Sagnac. Une cuve contenant une solution alcoolique fluorescente est placée au centre de cet interféromètre. Cette solution fluoresce par absorption à deux photons (une variante de ce dispositif utilise un milieu non-linéaire gazeux à la place d'un liquide fluorescent [réf]). Les deux impulsions contra-propagatives produites par l'interféromètre se croisent dans la cuve. Dans la zone de recouvrement des impulsions (au voisinage de $z=0$ et $t=0$ sur la figure 3-9), la trace d'autocorrélation de l'impulsion s'affiche alors spatialement le long de l'axe de propagation. Il suffit alors d'enregistrer transversalement l'image de la zone fluorescente. On obtient un maximum de signal de fluorescence à deux photons au centre de la cuve, là où les deux impulsions se recouvrent totalement. La figure 3-9 schématise la formation

de la trace d'autocorrélation en fonction du taux de recouvrement des impulsions contra-propagatives.

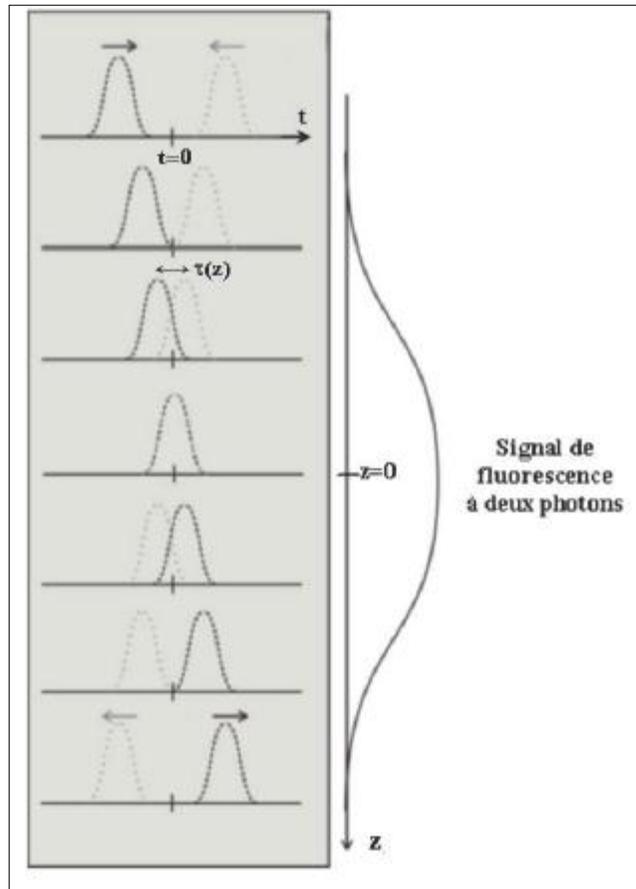


Figure 3-9: Principe de l'autocorrélateur développé par Giordmaine. τ représente le retard temporel entre les deux impulsions jumelles. τ est fonction de la position z le long de l'axe optique : $\tau(z)$. Ce retard est nul lorsque les deux impulsions se recouvrent complètement, c'est à dire au centre de la cuve en $z=0$

Le retard entre les impulsions est alors fonction de la variable spatiale longitudinale z :

$$\tau(Z) = \frac{2n}{c} \cdot Z \quad (3.6)$$

n étant l'indice de groupe de la solution, c la célérité de la lumière dans le vide et z l'abscisse le long de l'axe optique repérée par rapport au point de croisement des impulsions ($z=0$). Chaque impulsion crée sa propre fluorescence à deux photons même si les impulsions sont éloignées l'une de l'autre. Ceci produit alors un fond continu qui s'ajoute à la trace d'autocorrélation. On montre que le signal mesuré est proportionnel à :

$$S(\tau) \propto 1 + 2 \cdot G^{(2)}(\tau) \quad (3.7)$$

$G^{(2)}(\tau)$ représente la fonction d'autocorrélation recherchée.

Dans cette expression, le chiffre 1 est associé au fond continu créé par chaque impulsion.

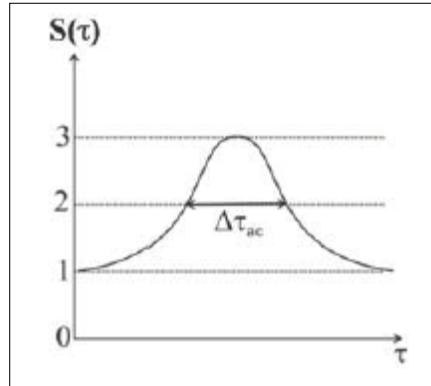


Figure 3-10 : Allure du signal de fluorescence à deux photons produit par le dispositif proposé par Giordmaine.

Ce dispositif qui ne comprend pas d'élément mobile est applicable pour la mesure d'impulsions récurrentes haute cadence ou en régime mono-coup. La principale difficulté liée à l'utilisation de cette technique est de disposer de deux faisceaux contra-propagatifs parfaitement alignés et confondus au centre de la cuve. Pour faciliter cet alignement, les faisceaux peuvent être spatialement élargis ce qui a tendance à réduire fortement la sensibilité du dispositif. Ceci est d'autant plus pénalisant que les fluorophores bi-photoniques disponibles possèdent des sections efficaces d'absorption à deux photons très faibles (typiquement de l'ordre de 10^{-48} à 10^{-50} $\text{cm}^4 \cdot \text{s}/\text{photon}$). Pour ces raisons, ce dispositif n'est plus utilisé de nos jours.

Pour contourner les limitations précédentes, partant de l'architecture proposée par Giordmaine, la cuve contenant la solution non-linéaire peut alors être remplacée par une fibre microstructurée dont le cœur central creux a été rempli avec la même solution non-linéaire. Nous allons voir qu'elle permet effectivement de supprimer le problème de l'alignement et d'accroître fortement la sensibilité du dispositif tout en conservant la simplicité intrinsèque de l'architecture originelle.

3.8 Autocorrélateur à fibre optique à cœur liquide fluorescent

Dans ce paragraphe, on présente un autocorrélateur intensimétrique d'ordre 2 original dont l'élément non-linéaire est une fibre microstructurée à cœur creux rempli d'une solution colorée par un fluorophore bi-photonique. Le principe de l'appareil est identique à celui proposé par Giordmaine en 1967 [8]. La cuve à colorant initialement utilisée est ici remplacée par une fibre optique à cœur liquide de nouvelle génération.

L'utilisation de cette fibre permet alors de résoudre les problèmes d'alignement. Le fait de confiner la lumière dans le cœur de la fibre optique permet aussi d'accroître fortement la sensibilité du dispositif.

3.9 Architecture de l'autocorrélateur à fibre à cœur liquide [8]

Conformément à l'architecture préconisée par Giordmaine, l'impulsion à caractériser est envoyée dans un interféromètre de type Sagnac qui permet de créer deux impulsions jumelles contra-propagatives :

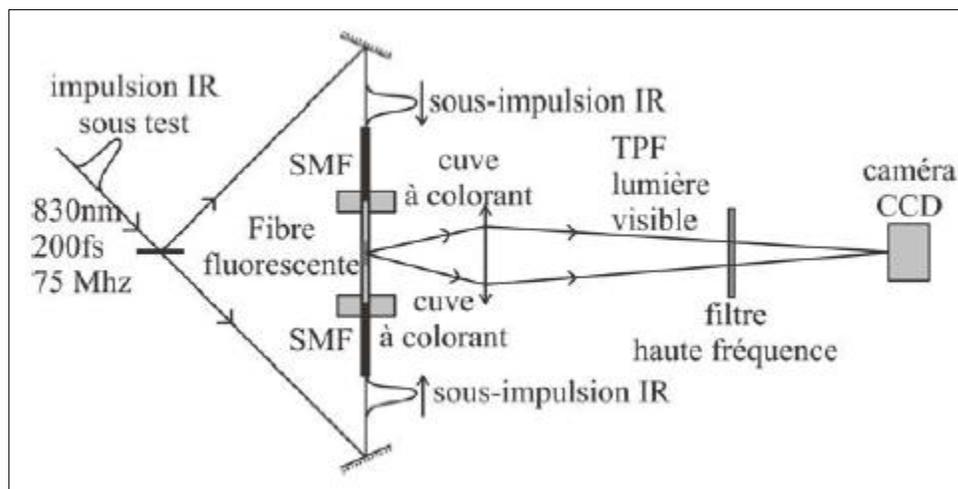


Figure 3-11: Montage expérimental de l'autocorrélateur à fibre à cœur liquide. SMF : fibre monomode standard ; TPF : fluorescence à deux photons

Ces impulsions jumelles voyageant dans chacun des bras de l'interféromètre sont couplées dans la fibre à cœur liquide via les fibres standard. La puissance lumineuse sur chacun des bras de l'interféromètre avant injection dans les fibres standard est de 313 mW. La puissance couplée dans cette fibre standard est de 145 mW et la puissance couplée dans 20 cm de fibre à cœur liquide est de seulement 500 μ W. La forte perte d'énergie lors du couplage de l'énergie entre la

fibre standard et la fibre à cœur liquide peut s'expliquer par le fait que l'intégrale de recouvrement entre le mode LP_{01} de la fibre standard et le mode LP_{11} de la fibre à cœur liquide est pratiquement nulle.

Lorsque le couplage des impulsions dans la fibre à cœur liquide est réalisé, la solution alcoolique qui compose le cœur se met à fluorescer par absorption à deux photons. Cette fluorescence reste parfaitement stable même après plusieurs heures d'utilisation. Le spectre de fluorescence à deux photons de la coumarine est représenté sur la figure 3-12.a. La fibre à cœur liquide s'illumine d'une couleur verte centrée sur la longueur d'onde de 500 nm, comme il est montré sur la figure 3-12.b :

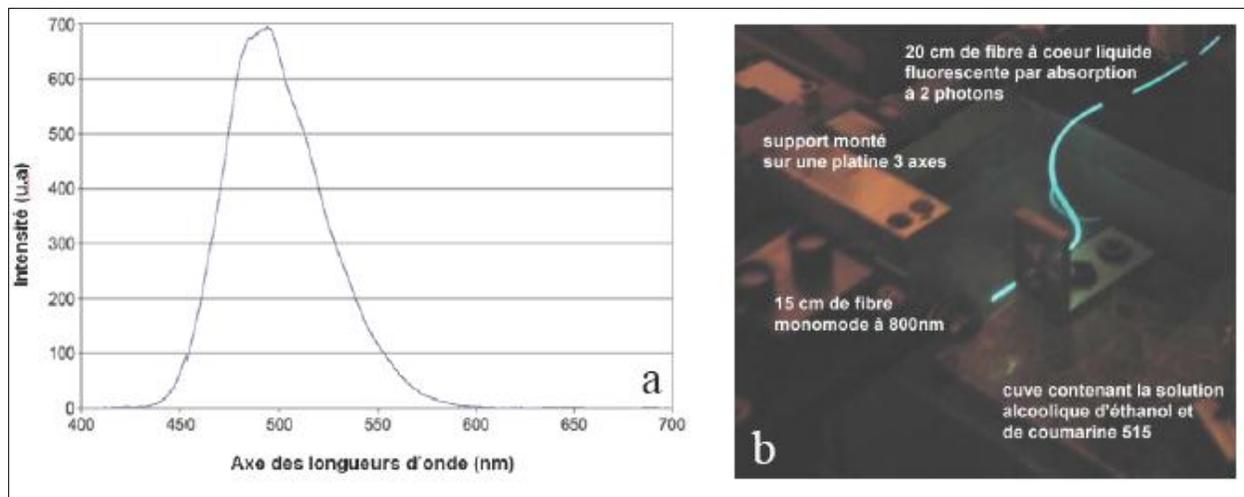


Figure 3-12.a. Spectre de fluorescence à deux photons de la coumarine excitée par un rayonnement infrarouge. Figure 3-12.b Photo de la fibre à cœur coumarine excitée par un rayonnement infrarouge. La fluorescence à deux photons observable pendant plusieurs heures

On constate que la durée de l'impulsion mesurée par l'autocorrélateur fibré est différente de la durée de l'impulsion initiale mesurée en sortie de l'oscillateur ($\Delta t \approx 200$ fs). Cet écart est dû à la dispersion chromatique et à la non-linéarité des fibres présentes dans le montage.

Les impulsions incidentes de durée proche de 200 fs vont tout d'abord être sujettes aux effets non-linéaires d'auto-modulation de phase, puis à la dispersion de vitesse de groupe lors de la propagation dans les 15 centimètres de la première fibre monomode à 800 nm ($D=120$ ps/nm.km, $n_2=3,2 \cdot 10^{-20}$ m²/W). Les impulsions vont s'élargir spectralement puis temporellement, pour atteindre une durée d'impulsion mesurée expérimentalement en sortie de fibre standard égale à 700 fs. Avant la formation de la trace d'autocorrélation, les impulsions voyagent dans 10

centimètres de fibre à cœur liquide de dispersion supposée voisine de celle de l'éthanol ($D_{\text{éthanol}} \approx 110 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$).

Dans cette partie, les impulsions ne sont plus soumises aux effets non-linéaires puisque la puissance moyenne dans ce tronçon de fibre est beaucoup plus faible ($500 \mu\text{W}$) ; de plus les impulsions sont temporellement plus longues. Sous l'effet de la dispersion chromatique de l'éthanol, les impulsions vont encore s'élargir temporellement, pour atteindre la durée finale égale à 1 ps à l'endroit de la formation de la trace d'autocorrélation.

3.10 Conclusion

Les méthodes d'autocorrélation ne sont pas fiables. Il ne donne rien au sujet de la phase. L'autocorrélateur d'intensité et l'autocorrélateur interférométrique sont des méthodes insuffisantes pour déterminer les caractéristiques de l'impulsion (la phase de l'impulsion, la variation du champ électrique,...).

Malgré ces inconvénients l'Autocorrélateur à Second Harmonique est plus communément utilisé pour mesurer la durée des impulsions laser dû à son schéma simple et stable. Autres techniques pour compléter la caractérisation temporelle et spectrale des impulsions sont beaucoup complexe et donc exigent un temps élevé et habiliter de l'opérer. L'autocorrélateur du second ordre est très facile de mettre en œuvre et offrir des moyens de contrôler la stabilité du laser.

Chapitre 4 :

**Caractérisation des
impulsions ultra-brèves
par les deux techniques
FROG et SPIDER**

4 Caractérisation par corrélation résolu en fréquence

Les recherches de dispositifs permettant de résoudre les problèmes liés à l'indétermination de la phase, à l'unicité du champ retrouvé et assurant une caractérisation du champ électrique pour toute impulsion femtoseconde ou picoseconde, ont amené à l'élaboration des techniques de corrélations résolues en fréquence. Parmi celles-ci, nous détaillerons particulièrement l'autocorrélation par doublage de fréquence qui par sa grande sensibilité fait d'elle la référence des systèmes FROG actuels.

4.1 Principe de la technique

La technique FROG développée en 1993 [9] marque sa différence par le fait qu'elle est basée sur l'étude simultanée dans les deux espaces de représentation de l'impulsion. Son principe, détaillé dans la figure 4-1, consiste à découper en "tranche" une impulsion temporelle à l'aide d'une fonction porte $G(t)$. Cette fonction est de retard variable et doit permettre de sélectionner tout ou partie de l'impulsion à caractériser. L'interaction temporelle entre l'impulsion et la fonction porte est alors décomposée sous forme d'un spectre déterminant l'information pour la tranche temporelle définie. En faisant varier le retard temporel de la fonction $G(t)$, il est alors possible, à partir des spectres acquis successivement, de construire un spectrogramme de l'interaction. Cette représentation temps-fréquence des caractéristiques de l'impulsion est appelée trace FROG, et est définie par la relation :

$$\tilde{I}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} P(t)G(t - \tau)e^{-i\omega t} dt \right|^2 \quad (4.1)$$

Dans laquelle $P(t)$ est le champ de l'impulsion à caractériser et τ le retard temporel généré par le déplacement d'un bras du corrélateur. Cette technique nécessite cependant, pour fonctionner correctement, que la fonction porte soit synchronisée en déclenchement ainsi qu'en taux de répétition avec la source impulsionnelle à analyser. Une configuration habituellement choisie consiste alors à utiliser l'impulsion elle-même comme fonction porte, pour procéder à son autocorrélation résolue en fréquence.

La technique FROG reste cependant une méthode indirecte de caractérisation de l'amplitude et de la phase de l'impulsion ; elle nécessite donc une étape de retraitement numérique qui consiste à rechercher par processus itératifs un champ $P_{\text{alg}}(t)$ générant un spectrogramme

le plus fidèle possible à celui ayant été obtenu expérimentalement. Bien que nécessitant plusieurs minutes pour effectuer les acquisitions successives des différents spectres, cette technique offre l'avantage, de part cette caractéristique d'accumulation des données, de pouvoir restituer un champ solution dont l'unicité est quasi-assurée [9].

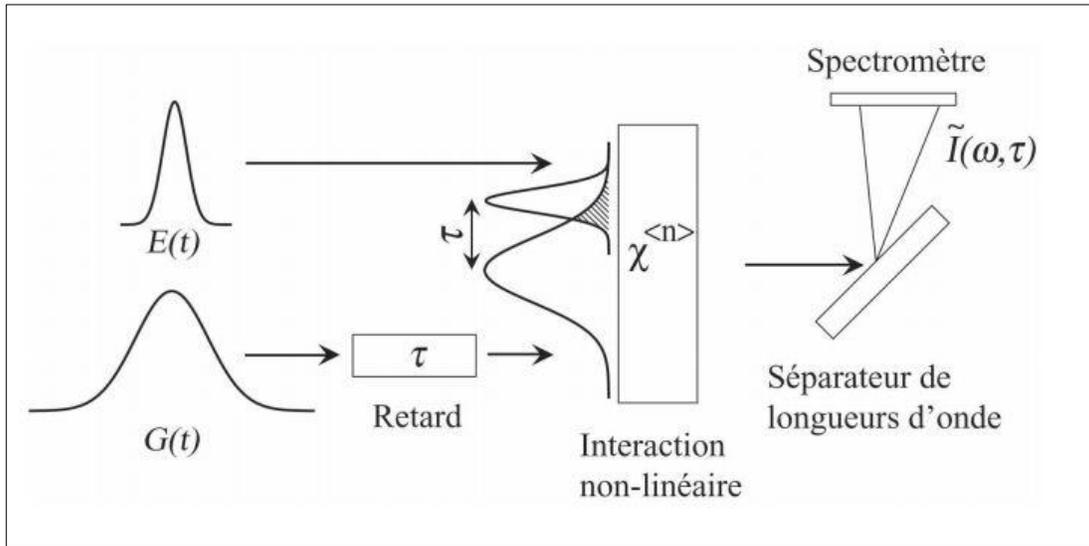


Figure 4-1 : Schéma décrivant le principe de la méthode de FROG

4.1.1 Le système de caractérisation SHG-FROG

Afin d'effectuer la corrélation entre la fonction porte et l'impulsion, de nombreuses configurations ont été proposées utilisant divers effets non-linéaires. Parmi ceux-ci nous pouvons citer succinctement la génération de second harmonique en système colinéaire et non colinéaire, la cascade non-linéaire, le mélange quatre ondes, la génération de troisième harmonique et la modulation de phase croisée. Parmi ces différents processus de corrélation, une configuration basée sur le doublage de fréquence offre par l'utilisation d'un processus $\chi^{<2>}$, dans le cas de l'utilisation de cristaux non-linéaires de faible épaisseur, une plus grande sensibilité que des processus d'ordre trois et requière des puissances crêtes plus faibles. Si on utilise celui-ci pour effectuer une autocorrélation résolue en fréquence de l'impulsion, la trace FROG construite par analyse spectrale du signal de second harmonique est définie par la relation :

$$\tilde{I}_{\text{SHG}}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} P(t)G(t - \tau)e^{-i\omega t} dt \right|^2 \quad (4.2)$$

Cette configuration possède toutefois un défaut : le champ $P(t)$ et sa réplique par retournement temporel $P(-t)$ conduisent à la génération d'une trace FROG identique ; il est donc impossible de connaître a priori le sens de l'axe des temps du champ impulsionnel obtenu après retraitement du spectrogramme. Cette indétermination peut toutefois être levée par une connaissance des processus physiques intervenant dans la structuration de l'impulsion caractérisée, ou par l'insertion à l'entrée du montage d'une lame à faces parallèles générant une impulsion secondaire de faible puissance succédant à l'impulsion principale, ou enfin par modélisation numérique [9].

Le schéma du montage de l'autocorrélateur optique SHG-FROG pour un cristal de second harmonique en configuration de type I est représenté sur la figure 4-2. De manière identique à l'autocorrélateur d'intensité dont nous avons décrit le montage ainsi que le fonctionnement, le dispositif SHG-FROG utilise une lame séparatrice 50/50 ainsi qu'un miroir afin d'obtenir, après passage des faisceaux dans les rétroreflecteurs, deux faisceaux parallèles de même polarisation ; condition nécessaire à la génération d'un signal de second harmonique pour cette configuration de cristal. Un montage simplifié faisant passer par deux fois les faisceaux dans la lame séparatrice peut être envisagé dans le cas de fortes puissances impulsionnelles. Cependant un tel dispositif implique une atténuation d'un facteur deux de la puissance provenant de chaque bras du corrélateur par rapport à la configuration adoptant un miroir, soit une atténuation d'un facteur quatre de la puissance de second harmonique relevée par le spectromètre.

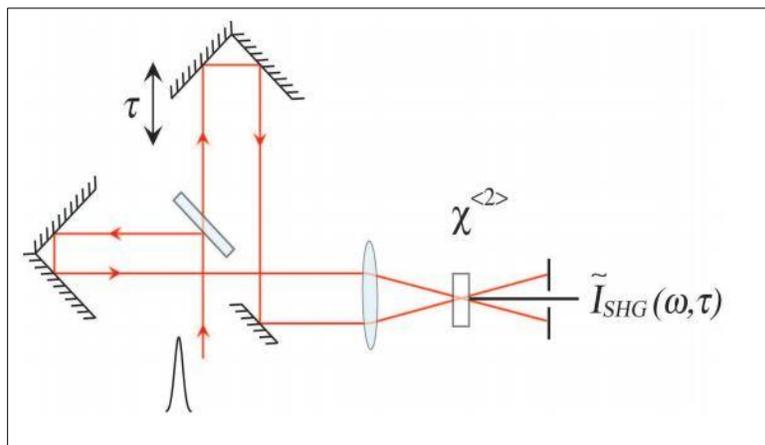


Figure 4-2 : Schéma de principe du montage SHG-FROG

4.2 Algorithme de récupération du champ électrique

Un spectrogramme obtenu expérimentalement ne permet pas de connaître directement l'amplitude ni la phase de l'impulsion ayant servi à sa génération ; pour cela, il est nécessaire de faire appel à un programme de déconvolution. Parmi les différents algorithmes capables de retrouver le champ électrique à partir de la trace FROG, ceux dont le principe repose sur des projections généralisées (GP) se distinguent par leur fiabilité. Cette méthode assure la convergence de l'algorithme par deux contraintes inhérentes à la technique de caractérisation des impulsions (figure 4-3). La première consiste dans la méthode de génération par effets non-linéaires du champ expérimental $E(t,\tau)$, tandis que la seconde est imposée par la correspondance de l'intensité $\tilde{I}_{alg}^k(\omega,\tau)$ au spectrogramme expérimental $\tilde{I}(\omega,\tau)$. Dans l'ensemble des représentations des champs électriques, nous pouvons donc définir deux sous-ensembles dont chacun vérifie une des deux contraintes, et dont le point d'intersection correspond théoriquement au champ générateur du spectrogramme expérimental. Le champ solution est alors trouvé à partir d'un champ initial $P_{alg}(t)$ qui est projeté successivement sur l'une puis sur l'autre des contraintes ; l'algorithme corrigeant à chaque projection le champ itéré pour qu'il convienne le mieux possible à celles-ci.

Une variante de cette technique appelée méthode généralisée de projections des composantes principales (PCGP) est aujourd'hui couramment employée dans le cas de fonctions portes complexes [10]. Basé sur l'idée que la trace FROG est construite à partir de deux tenseurs représentant l'impulsion et la fonction porte, l'algorithme utilise alors des propriétés d'algèbre linéaire pour générer les champs électriques solutions. Enfin, du fait que lors de l'acquisition, les spectres expérimentaux sont bruités, l'évolution de l'algorithme sur les surfaces des contraintes peut être perturbée et provoquer une stagnation du champ itéré sur une solution intermédiaire plus ou moins éloignée du champ optimal. Habituellement, la technique consiste à effectuer des filtrages numériques du spectrogramme expérimental et à modifier le champ initial $P_{alg}(t)$ (figure 4-3). On peut toutefois citer une méthode provoquant des “ mutations ” locales et des brassages “ génétiques ” dans les champs solutions offrant les meilleures convergences [9].

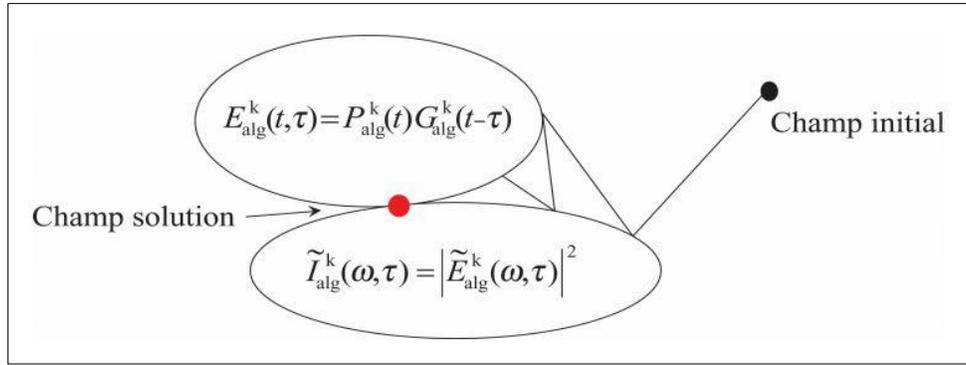


Figure 4-3 : Principe de l’algorithme de récupération par projections généralisées (GP)

4.2.1 Méthode de la projection généralisée

La trace FROG expérimentale étant enregistrée de manière discrète suivant le retard et la fréquence (classiquement 128x128 points ou 256x256 points) les quantités complexes manipulées sont définies pour des valeurs discrètes de temps et de fréquence : t_i, τ_i, f_i avec

$i, j = 1.. N$. Afin de décrire la procédure de projections généralisées, l’enveloppe de l’impulsion sera donc écrite $E^{(k)}(t_i)$, celle du signal de corrélation obtenu par processus non linéaire $E^{(k)}_{sig}(t_i, \tau_j)$ et sa transformation de Fourier suivant le temps $\tilde{E}^{(k)}_{sig}(f_i, \tau_j)$ l’exposant (k) signifie que ces différentes quantités sont obtenues après la kième itération de l’algorithme. Le principe de cet algorithme est schématisé sur la figure 4-4 suivante :

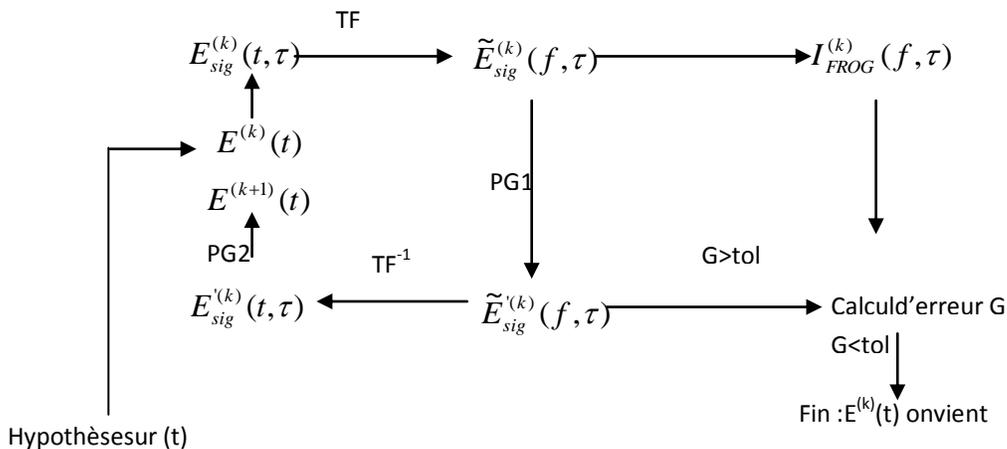


Figure4-4 : Schéma de l’algorithme de récupération par projection généralisée

Partant d'une hypothèse initiale $E(t)$ sur le champ de l'impulsion, le programme calcule le signal de corrélation correspondant au processus non linéaire choisi ($E(t)E(t-\tau)$ si SHG-FROG). La transformée de Fourier de ce signal de corrélation est ensuite calculée. La première projection PG1 sur l'ensemble symbolisant les contraintes expérimentales est alors effectuée. Cette projection est simplement réalisée en remplaçant l'amplitude de $\tilde{E}_{sig}^{(k)}(f_i, \tau_j)$ par la racine carrée de la trace FROG $I_{FROG}^{EXP}(f_i, \tau_j)$ enregistrée expérimentalement de sorte que :

$$\tilde{E}'_{sig}{}^{(k)}(f_i, \tau_j) = \sqrt{I_{FROG}^{EXP}(f_i, \tau_j)} \frac{\tilde{E}_{sig}^{(k)}(f_i, \tau_j)}{|\tilde{E}_{sig}^{(k)}(f_i, \tau_j)|} \quad (4.3)$$

Les quantités $\tilde{E}'_{sig}{}^{(k)}(f_i, \tau_j)$ ainsi obtenues respectent la contrainte des données expérimentales et conservent la phase que l'algorithme leur a trouvée. L'itération courante se termine alors par une transformée de Fourier inverse de $\tilde{E}'_{sig}{}^{(k)}(f_i, \tau_j)$ et par la projection PG2 du signal obtenu $\tilde{E}'_{sig}{}^{(k)}(t_i, \tau_j)$ sur l'ensemble des fonctions correspondantes au processus non linéaire. Le signal cherché $E_{sig}^{(k+1)}(t_i, \tau_j)$ doit correspondre au signal le plus proche de $\tilde{E}'_{sig}{}^{(k)}(t_i, \tau_j)$ satisfaisant la forme mathématique de la corrélation donnée par les équations (4.7). Les quantités $\tilde{E}'_{sig}{}^{(k)}(t_i, \tau_j)$ étant données, cette projection revient à trouver $E_{sig}^{(k+1)}(t_i, \tau_j)$ minimisant la distance Z par :

$$Z = \sum_{i,j=1}^N |E'^{(k)}_{sig}(t_i, \tau_j) - E^{(k+1)}_{sig}(t_i, \tau_j)|^2 \quad (4.4)$$

En supposant le choix du processus non linéaire comme étant la génération de second harmonique, cela conduit à chercher les N quantités complexes $E^{(k+1)}(t_i)$ minimisant la fonction :

$$Z = \sum_{i,j=1}^N |E'^{(k)}_{sig}(t_i, \tau_j) - E^{(k+1)}(t_i)E^{(k+1)}(t_i - \tau_j)|^2 \quad (4.5)$$

4.2.2 Évaluation de l'erreur

Une fois l'enveloppe du champ $E^{(k+1)}(t_i)$ trouvée, une estimation d'erreur permet de déterminer la pertinence de cette récupération. Cette erreur FROG : « G », est calculée en prenant l'écart quadratique moyen entre la trace FROG expérimentale I_{FROG}^{EXP} et celle construite à partir de l'onde $E^{(k+1)}(t_i)$, $I_{FROG}^{(k+1)}$, d'où :

$$G = \sqrt{\frac{1}{N^2} \sum_{i,j=1}^N |I^{\text{EXP}}_{\text{FROG}}(\omega_i, \tau_j) - \alpha I^{(k+1)}_{\text{FROG}}(\omega_i, \tau_j)|^2} \quad (4.6)$$

La solution est alors trouvée par des projections successives : Partant d'un point arbitraire de cet espace, il est projeté sur l'une des contraintes en déterminant le point de cet ensemble le plus proche. Cette première itération effectuée, le nouveau point est ensuite projeté sur l'ensemble correspondant à la deuxième contrainte.

L'erreur de récupération est calculée à chaque itération par l'écart quadratique moyen entre la trace FROG expérimentale et celle associée à l'onde extraite de l'itération. Cette erreur permet alors de contrôler la convergence de l'algorithme lors des itérations successives. Le processus se répète jusqu'à obtention de la solution $E_{\text{sig}}(t, \tau)$.

$$E_{\text{sig}}(t, \tau) \begin{cases} E(t)E(t - \tau) & \text{SHG} \\ E(t)|E(t - \tau)|^2 & \text{Polarization gate} \\ E(t)^2E(t - \tau)^* & \text{Self diffraction} \\ E(t)^2E(t - \tau) & \text{THG} \end{cases} \quad (4.7)$$

4.3 Reconstruction du champ par l'interférométrie de la phase spectrale(SPIDER)

L'interférométrie spectrale a été démontrée comme étant une excellente technique permettant également la caractérisation d'impulsions dans le domaine de Fourier.

Suite aux travaux théoriques de Wong et de ses collaborateurs en 1994 et expérimentaux de Chilla et al. en 1991 et de Chu et al. en 1995, c'est en 1998 et 1999 que Iaconis et ses collaborateurs proposèrent une technique permettant de mesurer la phase spectrale des impulsions. Cette technique nommée SPIDER (Reconstruction du champ par interférométrie de phase spectrale) est schématisée sur la figure 4-5. La technique SPIDER est basée sur les interférences produites par deux répliques retardées de l'impulsion à caractériser mais décalées en fréquence.

La reconstruction du champ par l'interférométrie de la phase spectrale pour SPIDER, est l'une des techniques récentes pour la caractérisation de l'amplitude et la phase de l'impulsion ultra-courte. SPIDER produit une mesure directe de la phase spectrale de l'impulsion d'entrée. Avec une mesure indépendante du spectre de l'impulsion on obtient la structure temporelle de l'impulsion par une transformée de Fourier. SPIDER exige seulement une simple procédure algébrique pour reconstruire la phase spectrale de l'impulsion d'entrée [7].

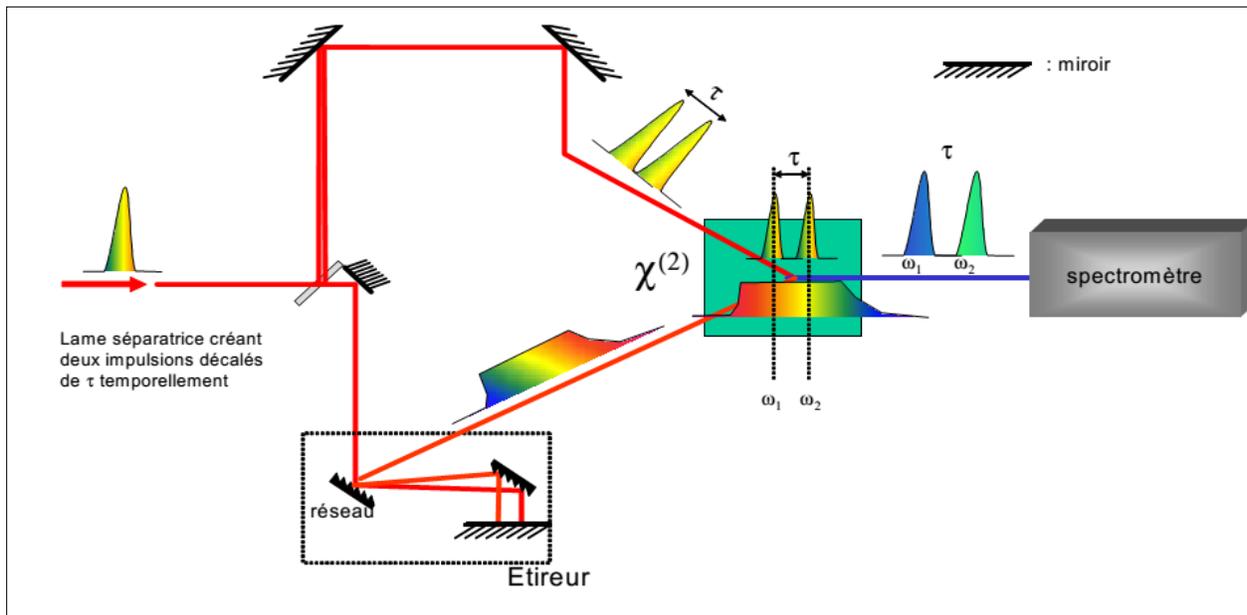


Figure 4-5 : Implémentation optique du SPIDER (« Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction »)

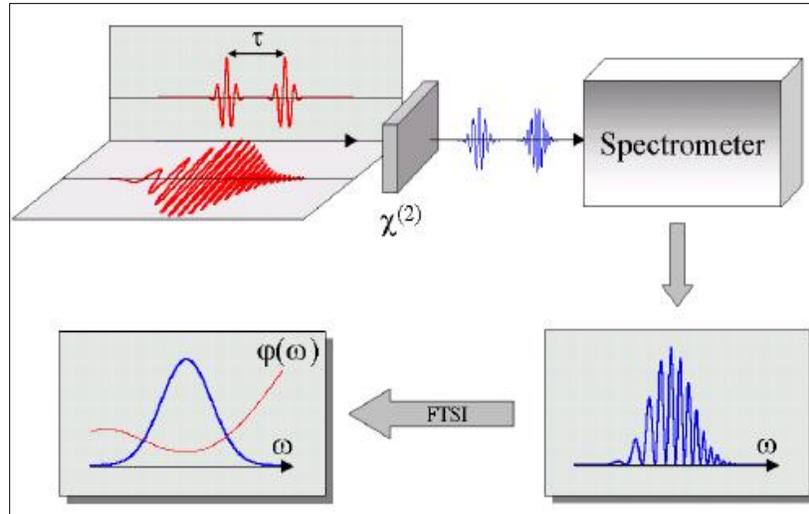


Figure4-6 : la reconstitution de l'intensité et de la phase spectrale de l'impulsion.

4.3.1 Principe de base : [10]

Le montage est du type Mach-Zehnder (figure 4-7). L'impulsion est dédoublée au moyen d'une lame demi-onde et d'un polariseur. Ce système permet aussi d'ajuster de l'énergie sur chacun des bras, dans la mesure où l'énergie incidente est polarisée. En effet l'efficacité de diffraction des réseaux utilisés est optimisée pour une polarisation contenue dans le plan d'incidence. Sur le premier bras de l'interféromètre, un montage de type de Michelson permet d'obtenir deux impulsions de durée identique séparées d'un intervalle de temps τ . Le second bras comprend un étireur qui introduit une dérive de fréquence. L'impulsion est étirée à une durée ΔT .

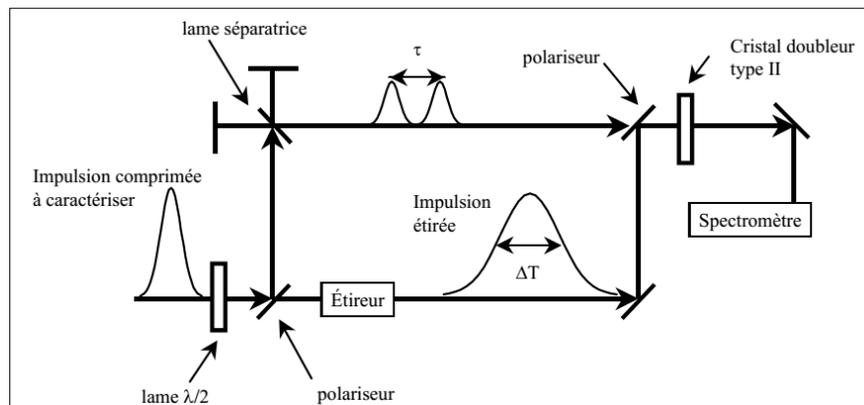


Figure4-7 : schéma de principe de l'interférométrie à décalage.

À la sortie de l'interféromètre, un cristal doubleur de type II permet d'effectuer l'addition de fréquences entre les impulsions provenant des deux bras. L'addition de fréquences est obtenue sur deux parties de spectre différentes (figure 4-8). En effet, les deux impulsions courtes sont séparées dans le temps, donc elles voient deux fréquences différentes dans l'impulsion étirée. Cet écart en fréquence est relié à l'écart temporel. L'écart entre les deux fréquences centrales $\delta\omega$ est donné par la relation suivante :

$$\delta\omega = \frac{\tau}{\Delta T} \Delta\omega \quad (4.7)$$

Avec $\Delta\omega$ la largeur spectrale de l'impulsion initiale, τ l'écart temporel entre les deux impulsions issues de l'interféromètre de Michelson, ΔT la durée de l'impulsion étirée.

Cette relation n'est valable que dans le cas où la phase introduite par l'étireur est quadratique et suffisante. C'est à dire que la durée étirée doit être grande devant la durée initiale de l'impulsion (comprimée). Dans cette configuration, la fréquence ajoutée à l'impulsion courte est la même pour tout le spectre de l'impulsion courte ; le spectre de l'impulsion doublée est le même que le spectre initial à l'acceptance du cristal doubleur près. Dans notre cas, l'acceptance spectrale du cristal doubleur est grande devant la largeur du spectre de l'impulsion. Ainsi, les largeurs temporelle et spectrale des nouvelles impulsions restent inchangées.

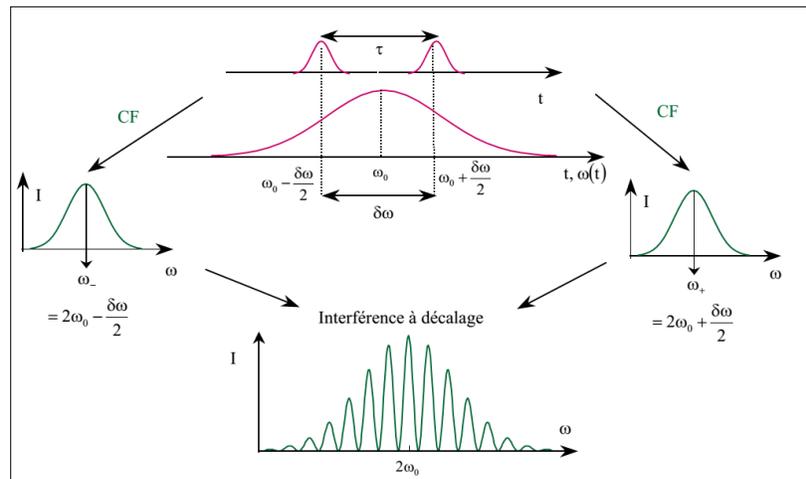


Figure4-8 : obtention d'un système de franges spectrales.

Dans le domaine spectral, les deux impulsions converties sont séparées de $\delta\omega$, qui est petit devant la largeur spectrale de l'impulsion. Ainsi leurs phases spectrales sont identiques au décalage spectral $\delta\omega$ près. Le spectre de l'ensemble de ces deux impulsions fournit un système de franges. Le principe de la mesure repose sur l'analyse de ces franges.

L'enveloppe dans le domaine spectral $\tilde{A}(\Omega)$ de l'impulsion courte à caractériser est donnée par l'expression suivante :

$$\tilde{A}(\Omega) = A(\Omega)\exp(i\varphi(\Omega)) \quad (4.8)$$

Avec $\Omega = \omega - \omega_0$ les pulsations centrées, $A(\Omega)$ l'amplitude spectrale, et $\varphi(\Omega)$ phase spectrale à mesurer. Le signal mesuré par le spectromètre est de la forme suivante:

$$I(\omega) = A^2(\omega - \omega_+) + A^2(\omega - \omega_-) + 2A(\omega - \omega_+)(\omega - \omega_-)\cos(\Phi(\omega)) \quad (4.9)$$

Où A représente l'amplitude spectrale de l'impulsion,

et les deux fréquences centrales des deux répliques doublées en fréquences sont données par les relations suivantes :

$$\omega_+ = 2\omega_0 + \frac{\delta\omega}{2}$$

Et

$$\omega_- = 2\omega_0 - \frac{\delta\omega}{2}$$

et la phase spectrale $\Phi(\omega) = \varphi(\omega - \omega_+) - \varphi(\omega - \omega_-) + \omega\tau$,

où $\varphi(\omega)$ représente la phase spectrale de l'impulsion à mesurer.

La phase spectrale mesurée est centrée à $2\omega_0$, c'est aussi la phase spectrale centrée à ω_0 puisqu'elle a été simplement décalée en fréquence lors de sa mesure. Nous mesurons alors la phase $\varphi(\omega)$ centrée à ω_0 .

Le signal en sortie du spectromètre s'écrit aussi :

$$I(\omega) = [A^2(\omega - \omega_+) + A^2(\omega - \omega_-)][1 + C\cos(\Phi(\omega))] \quad (4.10)$$

Où $C = 2 \frac{A(\omega - \omega_+) + A(\omega - \omega_-)}{A^2(\omega - \omega_+) + A^2(\omega - \omega_-)}$ est le contraste des franges.

Le principe de la mesure est simple en revanche la mesure risque d'être entachée d'erreurs systématiques dues aux conditions expérimentales de la réalisation. Nous allons maintenant étudier l'algorithme nécessaire pour retrouver la phase spectrale de l'impulsion.

4.3.2 Procédure d'extraction de la phase:

La première étape est d'extraire la différence de phase spectrale $[\varphi(\omega + \delta\omega) - \varphi(\omega)]$ du spectre $I(\omega)$ défini par l'équation (4.9). Pour plus de clarté, réécrivons l'interférogramme comme,

$$S(\omega) = S^{(dc)}(\omega) + \exp(-i\omega\tau) S^{(-ac)}(\omega) + \exp(i\omega\tau) S^{(+ac)}(\omega) \quad (4.11)$$

Où $S^{(dc)}(\omega) = I(\omega) + I(\omega + \delta\omega)$

$$S^{(-ac)}(\omega) = |E(\omega)| |E + (\omega + \Omega)\exp[i(\varphi(\omega + \delta\omega) - \varphi(\omega))] \quad (4.12)$$

$$S^{(+ac)}(\omega) = |E(\omega)| |E + (\omega + \Omega)\exp[-i(\varphi(\omega + \delta\omega) - \varphi(\omega))]$$

La portion « continue » $S^{(dc)}(\omega)$ de l'interférogramme ne contient aucun renseignement sur la phase spectrale. Chaque terme « alternatif » $S^{(\pm ac)}(\omega)$ contient toute l'information sur la phase. Il s'agit maintenant d'isoler un des termes alternatifs pour remonter à la différence de phase spectrale. Pour cela, on utilise un algorithme robuste consistant en trois étapes simples :

- Une transformée de Fourier de $S(\omega)$
- Un filtrage dans le domaine de Fourier
- Une transformée de Fourier inverse du signal temporel filtré

La transformée de Fourier de l'interférogramme $S(\omega)$ s'écrit :

$$S(t) = \text{TF}[S(\omega)] = \text{TF}[S^{(dc)}(\omega) + \text{TF}[S^{(-ac)}(\omega)] \otimes \delta(t + \tau) + \text{TF}[S^{(+ac)}(\omega)] \otimes \delta(t - \tau)] \quad (4.12)$$

La relation précédente met en évidence le fait que les signaux temporels associés aux termes spectraux de l'interférogramme $S^{(dc)}(\omega)$, $S^{(-ac)}(\omega)$ et $S^{(+ac)}$ soient bien localisés temporellement respectivement autour de $t = 0$, $t = -\tau$ et $t = +\tau$ (voir figure 4.9).

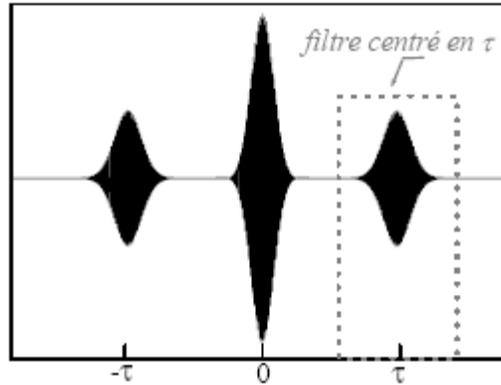


Figure 4.9: transformée de Fourier d'un interférogramme. La transformée de Fourier est complexe, seule la partie réelle est représentée. L'information sur la phase spectrale est contenue dans la composante temporelle centrée autour de $t = +\tau$. Cette composante est isolée en multipliant la transformée de Fourier par une fonction porte centrée sur $t = +\tau$.

Pour τ suffisamment grand, on peut sélectionner à l'aide d'un filtre la composante temporelle centrée autour de $t = \pm\tau$. Le filtre choisi est simplement une fonction porte $H(t)$, centré en $t = +\tau$. Le signal filtré correspond alors simplement au troisième terme de l'équation 4.12 :

$$S(t)H(t - \tau) = \text{TF}[S(+ac)(\omega)] \otimes \delta(t - \tau) \quad (4.13)$$

En prenant l'argument de la transformée de Fourier inverse du signal filtré, on obtient finalement,

$$\varphi(\omega) - \varphi(\omega + \delta\omega) + \omega\tau = \arg[\text{TF}^{-1}(S(t)H(t-\tau))] \quad (4.14)$$

Il reste maintenant à éliminer la phase linéaire $\omega\tau$. La méthode la plus simple est de mesurer τ expérimentalement puis de soustraire numériquement. La dernière étape consiste à reconstruire la phase spectrale à partir des différences de phase. Définissons la différence de phase comme :

$$\Theta(\omega) = \varphi(\omega + \delta\omega) - \varphi(\omega) \quad (4.15)$$

La phase spectrale peut être reconstruite par une simple intégration :

$$\varphi(\omega) = \frac{1}{\delta\omega} \int_{\omega-\delta\omega}^{\omega} \Theta(\omega) d\omega \quad (4.15)$$

4.4 Comparaison entre les deux techniques de caractérisations SPIDER et FROG :

Ces expériences sont faites par d'autres expérimentateurs [11]

1- conditions de l'expérience :

Pour une bonne comparaison expérimental entre la technique colinéaire SHG-FROG et la technique SPIDER, le laser à Ti : saphir aligné pour une stabilité optimum long terme de garder les fluctuations à un minimum absolue. Pour l'expérience le laser génère une impulsion transformée limitée de 7.4 fs.

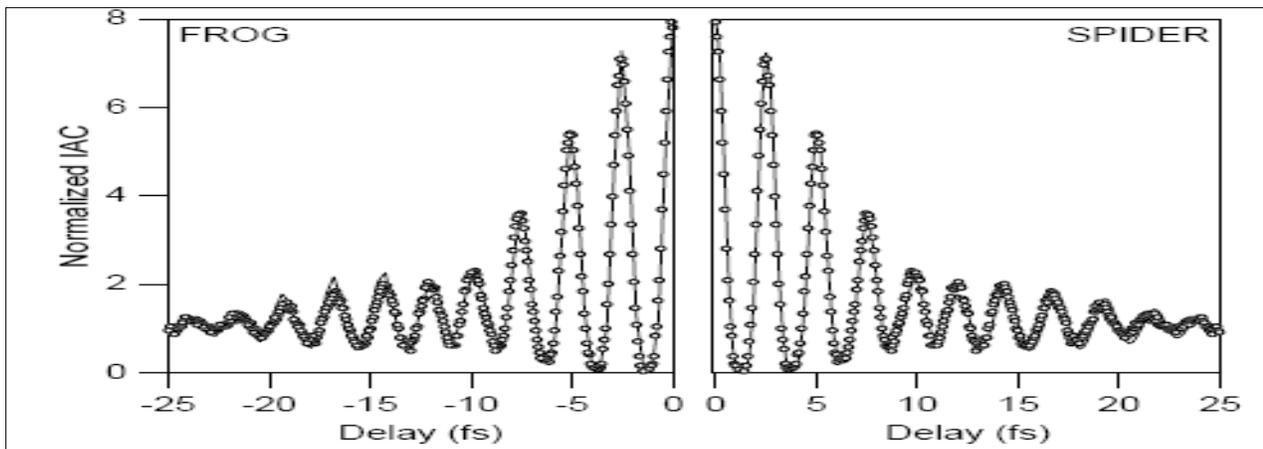


Figure4-10 : Autocorrélation interférométrique calculé à partir de l'impulsion récupéré (ligne solide) et mesuré les informations indépendamment (par des cercles).

La figure 4.10 montre les courbes de l'autocorrélation interférométrique normalisée en utilisant les deux techniques. On remarque que les deux méthodes donnent le même résultat. C'est-à-dire que les deux techniques sont sensibles au calcul de l'autocorrélation.

2-Statistiques des paramètres temporels de l'impulsion:

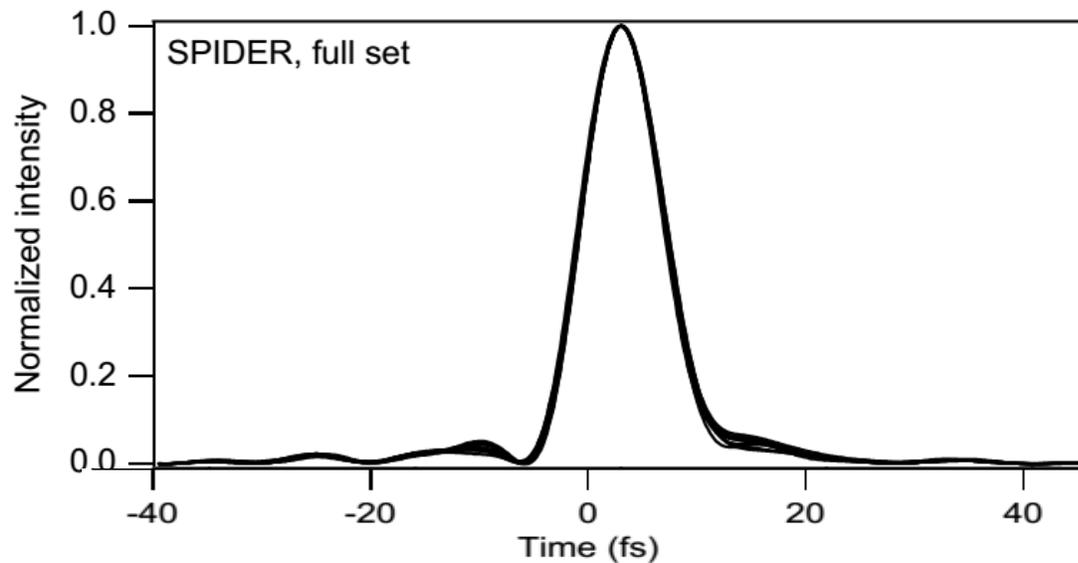


Figure4-11.a : profil d'intensité temporel reconstruit avec SPIDER.

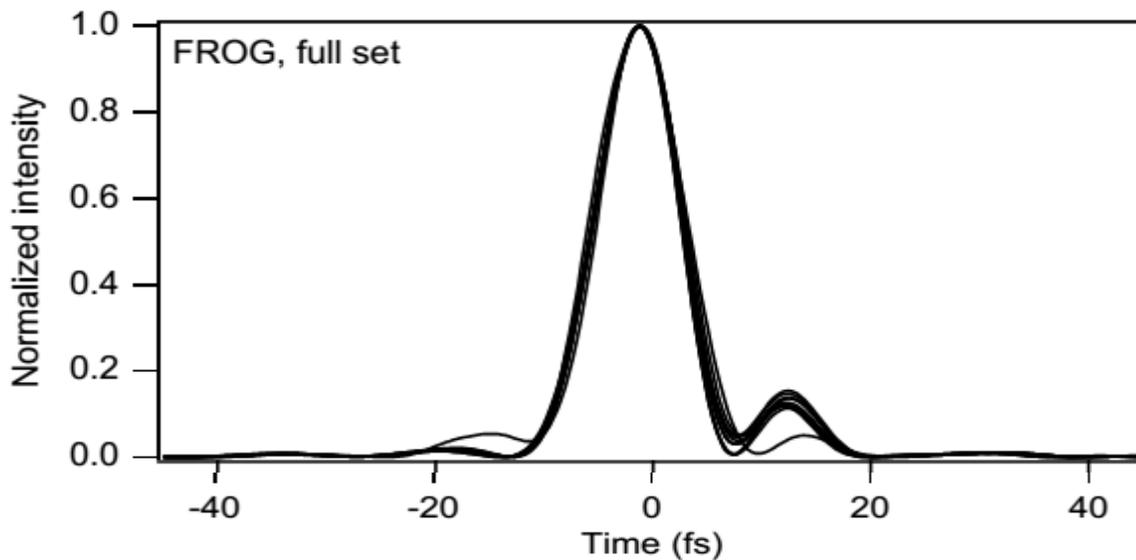


Figure4-11.b: profil d'intensité temporel reconstruit avec FROG.

La figure 4.11.a et Figure 4.11.b contiennent le profil temporel d'intensité reconstruit avec les deux techniques SPIDER et FROG. Pour la trace FROG il présente des lobes secondaires qui expliquent que la trace FROG est moins avantageuse que la trace SPIDER.

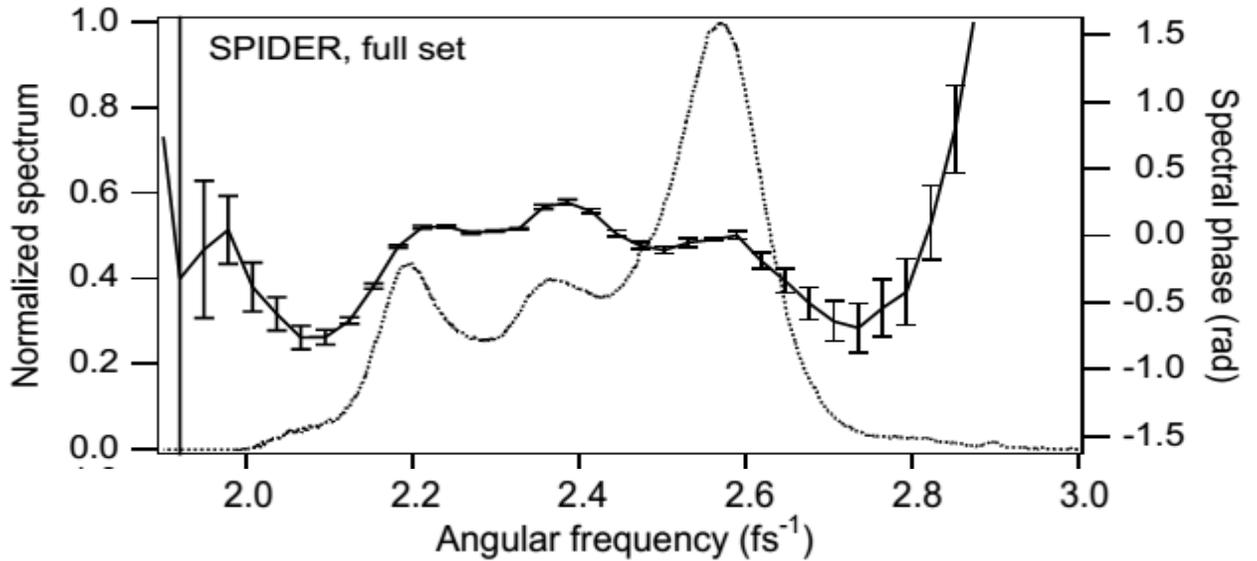


figure4.12.a : variations de la phase spectrale avec la méthode SPIDER.

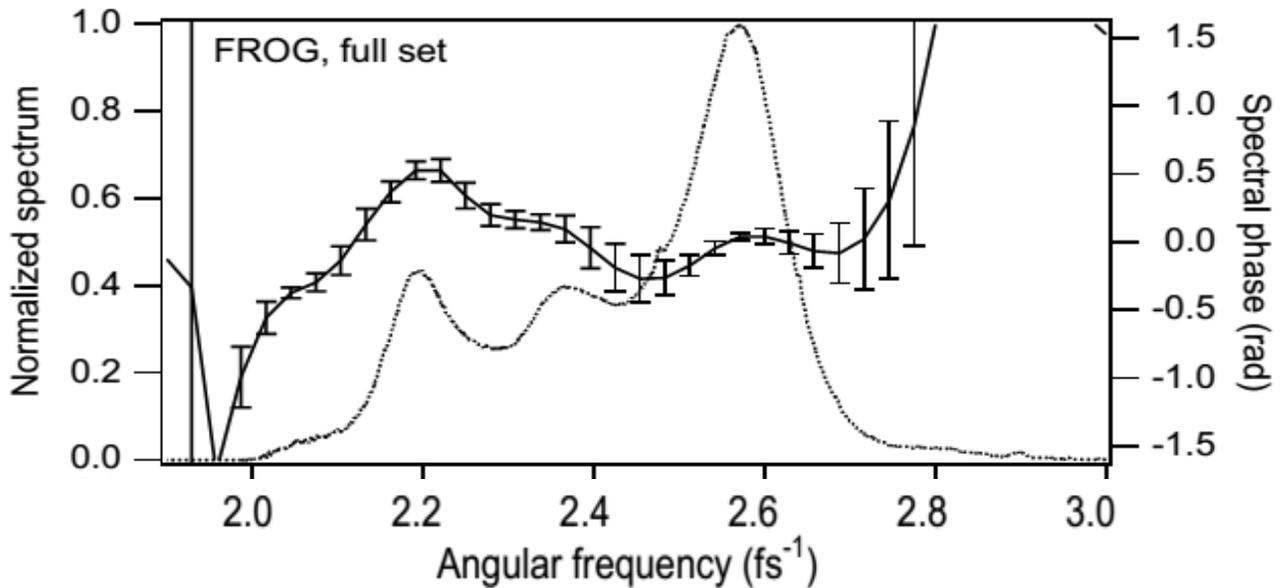


Figure 4.12.b : variations de la phase spectrale avec la méthode FROG.

La Figure 4.12.a et la Figure 4.12.b présentent le spectre de l'intensité et la phase spectrale pour les deux techniques. Le spectre de l'intensité est identique pour les deux techniques, mais l'erreur montrée par des barres sur la phase spectrale de la technique FROG est de 0.122 rd et l'erreur montrée sur la phase spectrale de la trace SPIDER est de 0.044 rd. La trace de SPIDER est mieux que la trace FROG d'un facteur de 3.

4.5 Conclusion:

La caractérisation complète d'une impulsion ultra courte requiert la mesure du champ électrique en une fonction du temps, ou, de manière équivalent, en fonction de la fréquence. De nombreuses techniques ont été développées dans ce but. Celles-ci peuvent être classées en deux catégories, selon qu'une impulsion de référence de spectre approprié est disponible ou non. Dans le premier cas, des méthodes linéaires comme interférométrie dans le domaine temporel ou spectral peuvent être utilisées, ce qui procure l'avantage d'une grande sensibilité. Dans le second cas, des filtres non stationnaires peuvent être mis en place à l'aide de non linéarités optiques, comme par exemple dans le cas du **FROG** (*Frequency Resolved Optical Gating*) ou du **SPIDER** (*Spectral Phase for Direct Electric-field Reconstruction*).

Conclusion Générale

Conclusion générale

Notre travail du projet de fin d'études était relatif au domaine des impulsions laser ultra-brèves, et portée sur leur mise en forme, sur leur caractérisation par différentes méthodes comme la méthode FROG et la méthode SPIDER.

Durant, ce travail, on est arrivé à bien décrire comment générer des impulsions laser ultra-brèves par des méthodes passives et actives. La méthode dite passive est basée sur l'utilisation d'un absorbant saturable à l'intérieur de la cavité, il permet de générer des impulsions de l'ordre de quelque femtosecondes. Cette méthode s'avérait compliquée et simple en même temps. Compliquer par ce qu'ils n'existent pas des modèles mathématiques exacts et clairs pour expliquer comment cela se passe vraiment la génération de ces impulsions, et facile parce que la mise en marche est simple à mettre en œuvre. La méthode dite active et moins lourde puisqu'il utilise le principe de modulation d'amplitude ou de phase. Autre méthode utilisée actuellement pour les lasers solides comme le laser à titane : saphir est fondé sur l'effet Kerr optique (la lentille de Kerr).

Sur le thème de la caractérisation d'impulsions courtes objet de notre travail, nous avons analysé les techniques d'autocorrélation interférométrique et l'autocorrélation en intensité. Nous avons constaté que ces méthodes sont des méthodes insuffisantes pour déterminer les caractéristiques de l'impulsion (la phase de l'impulsion, la variation du champ électrique,...). Les utilisateurs de systèmes lasers femtosecondes sont cependant aujourd'hui plus exigeants et souhaitent connaître le profil réel des impulsions qu'ils utilisent ou qu'ils recueillent dans leurs expériences.

Dans ce contexte, nous avons étudié deux méthodes FROG et SPIDER. Celles-ci permettent de reconstruire précisément la phase et l'amplitude des impulsions complexes avec une précision et un rapport signal sur bruit amélioré. Il existe plusieurs dérivées de la technique FROG, on trouve : **PG-FROG**, **SD-FROG** et **THG-FROG**, **IFROG**, **XFROG**, et **GRENOUILLE** (La différence entre ces techniques c'est la configuration du dispositif expérimentale ou bien le type de cristal non-linéaire. C'est le cas aussi avec la méthode SPIDER où on trouve plusieurs configurations, par exemple la configuration **ZAP-SPIDER** (ZeroAdditional Phase for SPIDER), **SEA SPIDER** (Spatially Encoded Arrangement for SPIDER) et **HOT SPIDER** (Homodyne Optical Technique for SPIDER), **TEA SPIDER** (Time Encoded Arrangement for SPIDER).

Nous souhaiterions que les prochains projets qui vont porter par nos futures collègues continuent sur ces méthodes de caractérisation voire les impulsions Attosecond avec d'autres techniques, comme les méthodes **RABBIT** (Reconstruction of Attosecond Beating By Interference of Two photon Transition), **ARAIGNEE** (Another Ridiculous Acronym for Interferometric Geometrically Simplified Non iterative Electrical-field Extraction), **SPIRIT** (Spectral Interferometry Resolved In Time).

Bibliographie

- [1] Kamil Klaime. Laser à blocage de modes à base de boites quantiques InAs/InP pour les télécommunications optiques. INSA de Rennes, 2013.
- [2] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, “Fundamentals of photonics”, Wiley, New York.
- [3] Sébastien Forget, “Cours Optique des Laser & faisceaux gaussiens”, Laboratoire de Physique des Lasers Université Paris Nord/13
- [4] R.FABBRO, Traitement des matériaux par laser : processus physiques et exemples d’application, Ecole des lasers et leurs applications, 15-19 Décembre, Tanger, Maroc
- [5] Association Française de Normalisation (AFNOR), NF EN 60825-1/A2 « Sécurité des appareils à laser, classification des matériels, prescription et guide de l'utilisateur ».
- [6] P. Vasil’ev, Ultrafast Diode Lasers: Fundamentals and Applications, Artech House Publishers 1995
- [7] Khelladi.M, caractérisation d’une impulsion laser ultra-breves: application à leur propagation dans la matière ,memoire de Magister, Novembre 2005, Université de Tlemcen.
- [8] Mickaël LELEK. Caractérisation d’impulsions brèves: mise en forme temporelle et spectrale pour une application à l’endomicroscopie bi-photonique. UNIVERSITE DE LIMOGES, Thèse N° 63-2006.
- [9] C. Billet. Génération de similaritons optiques dans des amplificateurs à fibres dopés erbium. Sciences de l’ingénieur [physics]. Université de Franche-Comté, 2006. Français. <tel00373730 >
- [10] Estelle Salmon. Correction des phases spectrale et temporelle pour les lasers ultra-intenses. Ecole Polytechnique X, 2000.
- [11] Lukas Paul GALLMANN. Generation and characterization of few-femtosecond optical pulse, Swiss Federal Institute Of Technology Zurich, 2001. (Thèse doctorat)
- [12] Patrick Georges. Etude de réalisation d’un laser à colorant femtoseconde fonctionnant à différentes longueurs d’onde. Compression et amplification d’impulsions ultrabreves. Université Paris Sud - Paris XI, 1989.

Résumé : La caractérisation complète d'une impulsion ultra courte requiert la mesure du champ électrique en fonction du temps, ou de manière équivalente, en fonction de la fréquence.

De nombreuses techniques ont été développées dans ce but. Celles-ci peuvent être classées en deux catégories, selon qu'une impulsion de référence de spectre approprié est disponible ou non.

Dans le premier cas, des méthodes linéaires comme l'interférométrie dans le domaine temporel ou spectral peuvent être utilisées, ce qui procure l'avantage d'une grande sensibilité.

Dans le second cas, des filtres non stationnaires peuvent être mis en place à l'aide de non linéarités optique, comme par exemple dans le cas du FROG ou SPIDER.

Mots clés : impulsion ultra courte, caractérisation, mesure de phase, interférométrie spectral, FROG, SPIDER, transformée de Fourier.

Abstract: The complete characterization of an ultra-short pulse lasers requires the measurement of the electric field with time, or equivalently, as a function of frequency.

Many techniques have been developed for this purpose. These can be classified into two categories, depending on whether a suitable spectrum of reference pulse is provided or not.

In the first case, linear methods, such as interferometry in the temporal or spectral range can be used, which provides the advantage of high sensitivity.

In the second case, of non-stationary filters can be implemented using optical non-linearities, for example in the case of FROG or SPIDER.

Keywords: Ultrashort pulse, characterization, phase measurement, spectral interferometry, Fourier transform, FROG, and SPIDER.