

Table des matières

INTRODUCTION	1
I. LES MECANISMES PHYSIQUES GOUVERNANT LES IMPULSIONS ULTRA-INTENSES	8
I.1 FORMALISME UTILISE POUR DECRIRE UNE IMPULSION LASER COURTE	8
I.2 AMPLIFICATION D'UNE IMPULSION COURTE	11
I.3 PROPAGATION D'UNE IMPULSION COURTE ET INTENSE	15
II. CONTEXTE DE L'ETUDE : UN LASER KILOJOULE PETAWATT SUR LA LIL	24
II.1 PRESENTATION DE LA LIL	24
II.2 DIMENSIONNEMENT DU LASER PETAWATT SUR LA LIL	26
II.3 CORRECTIONS DES PHASES SPECTRALE ET TEMPORELLE	30
II.4 METHODES DE CORRECTION ACTIVE DE PHASE	31
III. SYSTEME DE MESURE ABSOLUE DE LA PHASE SPECTRALE : DIMENSIONNEMENT DE L'APPAREIL ET MISE EN ŒUVRE EXPERIMENTALE	34
III.1 METHODES	34
III.2 INTERFEROMETRIE A DECALAGE	37
III.3 MISE EN ŒUVRE EXPERIMENTALE DE LA MESURE	56
IV. ANALOGIE ENTRE L'OPTIQUE TRADITIONNELLE ET L'OPTIQUE « TEMPORELLE »	74
IV.1 PRESENTATION DE L'ANALOGIE	74
IV.2 ANALOGIE ENTRE LA DIFFRACTION DE FRESNEL ET LA DISPERSION QUADRATIQUE	75
IV.3 MODULATION DES PHASES SPATIALE ET TEMPORELLE	80
IV.4 CRITERES DE TOLERANCE SUR LES ABERRATIONS DU FRONT D'ONDE ET LES DISTORSIONS DE LA PHASE SPECTRALE	86
V. MODULATION DE LA PHASE SPECTRALE : JUSTIFICATION THEORIQUE ET DESCRIPTION DES SCHEMAS EXPERIMENTAUX POUR LA VALIDATION EXPERIMENTALE DU CONCEPT ..	96
V.1 LE MODULATEUR DE PHASE	96
V.2 SCHEMAS EXPERIMENTAUX POUR LA DEMONSTRATION EXPERIMENTALE DU CONCEPT	112
VI. MESURES EXPERIMENTALES DE LA PHASE ET DE LA MODULATION, ET CORRECTION	120
VI.1 MESURE ABSOLUE DE LA PHASE SPECTRALE	120
VI.2 VALIDATION EXPERIMENTALE DU MODULATEUR	126
VI.3 CORRECTION DE LA PHASE SPECTRALE	131
VII. CORRECTION DE LA PHASE NON LINEAIRE PAR MODULATION DE LA PHASE TEMPORELLE DANS LA TECHNIQUE CPA	140
VII.1 INFLUENCE DES EFFETS NON LINEAIRES DANS LES DOMAINES SPATIAL ET TEMPOREL	141
VII.2 CORRECTION DE LA PHASE NON LINEAIRE TEMPORELLE	144
CONCLUSION	151

ANNEXES	158
A1. NOTATIONS.....	158
A2. SIGNAL MESURE PAR LE SPECTROMETRE EN SORTIE DE LA MESURE ABSOLUE DE LA PHASE SPECTRALE	164
A3. APPROXIMATION D'UNE DIFFERENCE EN DERIVEE DE PHASE SPECTRALE	170
A4. INFLUENCE DE LA RESOLUTION DU SPECTROMETRE SUR L'ANALYSE DU SYSTEME DE FRANGES OBTENUS	172
A5. ANALOGIE ENTRE LA DIFFRACTION DE FRESNEL ET LA DISPERSION QUADRATIQUE.....	176
A6. ERREUR PHASE STATIONNAIRE.....	181
A7. PHASES SPECTRALE ET TEMPORELLE D'UN ETIREUR PARFAIT	183
BIBLIOGRAPHIE.....	185

Introduction

Dès leur invention, les lasers sont devenus des outils indispensables dans tous les domaines. Ils interviennent, en effet, de la physique fondamentale jusqu'aux applications scientifiques, industrielles, médicales, militaires,... Depuis, la puissance délivrée par les lasers n'a cessé d'augmenter. Ce n'est que vers le milieu des années 80 que la puissance des impulsions ultra brèves a pu être portée à des valeurs considérables par une nouvelle technique d'amplification élargissant du même coup le domaine d'application du laser à la physique relativiste. De plus, la conjugaison de l'ultra bref et des très hautes puissances a permis d'envisager la conception de nouveaux schémas dans le domaine de la fusion par confinement inertiel.

Cadre général de l'étude

Pour engendrer de nouveaux régimes d'interaction laser-matière [1], il est nécessaire de créer des impulsions lasers d'éclairement plus intense. Afin d'atteindre ces éclairements, il faut pouvoir focaliser sur une dimension la plus petite possible le maximum de puissance. L'augmentation de la puissance du laser depuis sa découverte dans les années soixante après une progression fulgurante a connu un palier de plusieurs décennies. En effet, l'augmentation considérable de la puissance est la source de nombreux effets non-linéaires qui conduisent inévitablement à la détérioration des composants optiques subissant l'irradiation de ce type d'impulsions. Ce n'est que vers 1985 [2], que la mise en œuvre d'un nouveau procédé, consistant à manipuler l'impulsion temporellement (la technique d'amplification à dérive de fréquence, CPA, acronyme anglais), issu de la technologie radar [3], a été proposé et démontré. Ce nouveau procédé consiste à étirer temporellement l'impulsion avant son amplification pour diminuer la puissance crête. Puis elle est comprimée temporellement après amplification.

Ces dernières années, le développement d'oscillateurs engendrant des durées d'impulsions de plus en plus courtes, combiné à la technique de l'amplification à dérive de fréquence, a permis d'obtenir des puissances de quelques centaines de térawatts. Ces puissances sont obtenues dans deux régimes différents : impulsions femtosecondes d'un joule ou impulsions picosecondes d'une centaine de joules [4, 5]. C'est dans ce deuxième régime que se situent ces travaux de thèse. La prochaine génération de chaîne de puissance du Commissariat à l'Énergie Atomique devrait produire des impulsions ayant une énergie de plusieurs kilojoules soit un potentiel en puissance de l'ordre de la dizaine de pétawatts. Cette nouvelle technologie pourrait s'implanter sur la Ligne d'Intégration Laser (LIL) au CESTA (Centre d'Études Scientifiques et Techniques d'Aquitaine) à Bordeaux.

En raison des futures applications de cette chaîne de puissance (allumeur rapide pour la fusion inertielle, génération d'un laser X, ...), c'est la recherche d'énergie maximale qui est privilégiée plutôt que celle d'une durée des impulsions plus courtes. Pour obtenir ces énergies (1 kJ), les amplificateurs sont des verres dopés au néodyme. Ces verres pouvant être réalisés en grande dimension pour stocker beaucoup d'énergie, ce sont ceux qui ont été choisis pour

réaliser la LIL et le Laser MégaJoule (LMJ). La longueur d'onde centrale se situe alors autour de $1,053\ \mu\text{m}$ pour des spectres limités en largeur à quelques nanomètres. La plus petite durée des impulsions délivrées est de quelques centaines de femtosecondes. Ces caractéristiques des impulsions sont la source des originalités des travaux effectués et elles engendrent des choix différents.

L'éclairement est par définition une densité de puissance par unité de surface. L'objectif à réaliser est donc de focaliser le maximum d'énergie sur la plus petite surface possible et cela en un minimum de temps. Ainsi, pour une même énergie le profil spatial du faisceau sur cible est régi par sa phase spatiale avant focalisation. De même, la forme temporelle d'une impulsion est gouvernée par la phase spectrale. L'augmentation des performances d'une chaîne de puissance peut donc s'effectuer suivant les trois axes suivants :

- historiquement par l'amélioration des composants optiques, notamment en terme de planéité et de tenue au flux,
- ensuite par l'amélioration du profil spatial du faisceau ; cette mise en forme de profil permet d'adapter le profil du faisceau au profil du gain du matériau amplificateur,
- puis par la correction des aberrations de la phase ; cette correction de la phase spatiale a été rendue possible par la mise au point de systèmes de mesure de phase, puis de systèmes de correction. L'amélioration de la phase spatiale permet de focaliser une plus grande partie de l'énergie dans la tache focale.

Enfin nous montrons qu'une transposition de ces techniques (mesure et correction de la phase spatiale) dans le domaine temporel permettra aussi une amélioration des performances d'une chaîne de puissance. Les contrôles de phase sont rendus possible par la faible durée des impulsions auxquelles correspondent des spectres larges. L'analogie existant entre le domaine spatial et le domaine temporel permet de bénéficier de tout l'acquis du domaine spatial en transposant des techniques bien connues en optique classique vers des applications au domaine temporel, notamment les critères sur les tolérances acceptables sur les aberrations de la phase pour focaliser « au mieux » le faisceau.

Dans le cadre du laser PW, les différences majeures avec les lasers de puissance (TW) existants sont la durée de l'impulsion dans la chaîne et le déphasage apporté par les effets non linéaires.

En effet l'impulsion doit être étirée jusqu'à quelques nanosecondes pour permettre l'amplification jusqu'à la dizaine de kilojoules. Nous avons alors besoin d'une nouvelle génération d'allongeur. Les lois de phase apportées par l'allongeur et le compresseur ne seront alors plus compensées. Pour résoudre ce problème, nous introduisons des corrections de la phase spectrale de types statique et dynamique. Par conséquent la mesure de la phase spectrale de l'impulsion absolue devient essentielle. Cette mesure devra pouvoir se faire en différents points de la chaîne pour des impulsions comprimées.

Par ailleurs, les déphasages apportés par les effets non linéaires sont critiques pour des installations kilojoule/pétawatt. La solution généralement utilisée sur les installations CPA (pour limiter les effets non linéaires) est l'augmentation de la durée étirée. Cette solution nécessite une augmentation de la distance entre les réseaux de compression et une augmentation de la taille des réseaux. Pour la chaîne PW de la LIL, elle ne peut être retenue, car le point de fonctionnement nominal ($1\ \text{kJ}$ et $\phi_B = 1,3\ \text{rad}$), nous donne la plus grande durée de l'impulsion dans la chaîne réalisable compte tenu de l'encombrement disponible

pour le caisson de compression et de la technologie actuelle des réseaux. Les seules solutions qui peuvent nous permettre d'obtenir des puissances plus importantes (la dizaine de pétawatts) sont de pouvoir corriger les effets non linéaires, avant compression de l'impulsion, pour éviter le transfert des modulations de phase en modulation d'amplitude. Une solution est un réglage du compresseur différent pour chaque tir (réglage qui est différent selon l'énergie de sortie de la chaîne). Cette solution est difficile à mettre en œuvre expérimentalement compte tenu de la dimension des réseaux (1 m). Ainsi, les performances sont aujourd'hui limitées par les effets non linéaires. Une technique originale de correction de la phase temporelle devrait permettre de limiter les effets non linéaires et donc d'améliorer les performances de la chaîne laser. Le concept de correction de phase temporelle présenté dans ce mémoire est particulièrement bien adapté à ce type d'installation laser où les impulsions sont fortement étirées temporellement.

Objectifs de la thèse

L'objectif de la thèse est la correction de la phase spectrale en utilisant un modulateur de phase temporelle. Une extension à la correction de la phase temporelle est proposée. Nous présenterons dans ce manuscrit les résultats expérimentaux de mesures de la phase spectrale et de la correction de la phase spectrale ainsi que des simulations numériques de la correction de la phase temporelle.

Le premier chapitre est consacré à la description des phénomènes physiques gouvernant les impulsions ultra-intenses.

Les caractéristiques du laser Pétawatt à installer sur la LIL sont décrites dans le second chapitre. La correction active de la phase spectrale envisagée se fait au moyen d'un modulateur de phase temporelle intégré, élément déjà utilisé sur les installations de la LIL et du LMJ et bien adapté à la grande durée relative des impulsions dans la chaîne et à la relative faible largeur spectrale des impulsions.

Nous avons adapté une méthode de mesure absolue de phase spectrale à nos conditions expérimentales et la mise en œuvre expérimentale de la mesure choisie a été effectuée (chapitre III). Une attention particulière a été portée au dimensionnement de l'instrument afin de procéder à la mesure dans les meilleures conditions.

Le quatrième chapitre formalise l'analogie existant entre le domaine spatial et le domaine temporel, notamment entre la diffraction et la dispersion. Cette analogie permet de bénéficier de tout l'acquis provenant du domaine spatial et particulièrement en ce qui concerne le traitement des aberrations et leurs influences sur la tache focale.

Nous avons procédé au développement du moyen de correction de la phase spectrale (chapitre V). Le principe de la correction de la phase a été étudié : nous avons formalisé la correspondance de la modulation de la phase entre le domaine temporel et le domaine spectral pour des impulsions fortement étirées. Ainsi une modulation de phase temporelle se transforme en une modulation de phase spectrale. La détermination des caractéristiques et les performances du modulateur de phase ont été effectuées.

Toutes les mesures expérimentales de phase, de modulation et de correction de la phase spectrale sont présentées dans le chapitre VI. Tout d'abord nous avons qualifié la mesure absolue de la phase spectrale en terme de calibration. Puis, nous avons validé expérimentalement le principe du modulateur en mesurant la phase spectrale introduite par le modulateur de phase temporelle. Nous avons obtenu un bon accord entre la phase spectrale mesurée expérimentalement et la phase déduite de la modulation temporelle appliquée sur le

modulateur et la loi reliant le temps et les fréquences. Enfin, nous avons couplé les deux objets, le modulateur et la mesure de phase absolue, afin de mettre en œuvre la correction de la phase spectrale. Le dimensionnement de la correction a été effectué en fonction des possibilités du modulateur de phase, puis la correction a été réalisée et démontrée.

Enfin dans le dernier chapitre, une extension à la correction de la phase temporelle est proposée : la correction des effets non linéaires directement dans le domaine temporel. Cette correction devra permettre d'augmenter les performances du laser pétawatt.

Ma contribution dans ces études se situe à la fois sur le plan théorique et sur le plan expérimental. J'ai participé à la mise en place de l'analogie entre les domaines temporel et spatial, notamment l'utilisation du critère de Maréchal et de la zone de Rayleigh pour qualifier l'éclairement maximal et le contraste d'une impulsion.

J'ai contribué à la mise en place du formalisme de la correspondance entre la modulation de phases temporelle et spectrale pour des impulsions fortement étirées en quantifiant les limites d'application de ce modèle. Je me suis consacrée à la démonstration expérimentale de ce concept permettant d'utiliser le modulateur de phase temporelle comme modulateur de phase spectrale.

J'ai également dimensionné l'instrument de la mesure absolue de la phase spectrale afin d'effectuer la mesure dans les meilleures conditions pour nos conditions expérimentales (relativement faible largeur spectrale des impulsions). Cette spécificité a nécessité un travail d'adaptation de la méthode. Je l'ai qualifiée en terme de calibration et effectué la correction de la phase spectrale.

J'ai également participé à la validation numérique de la correction de la phase temporelle.

Intérêt et applications

Avec la production d'impulsions ultra-courtes et ultra-intenses, une nouvelle physique devient accessible avec des conditions extrêmes de champs électromagnétiques lumineux dépassant peut être même ce que l'on trouve en astrophysique. Des théories prédisent même des effets avec les noyaux tels que des réactions de fusion thermonucléaire, par exemple, le concept de l'ignition rapide pour la Fusion par Confinement Inertiel (FCI) [6]. Dans de tels champs électromagnétiques, les électrons acquièrent des vitesses relativistes et émettent des rayonnements cohérents, rayonnements X [7], ou incohérents de courte durée. Nous pouvons aussi envisager l'accélération de particules par onde de sillage [8], ainsi que la mise en évidence d'effets relativistes et quantiques, la génération de champs magnétiques importants. Les caractéristiques des impulsions varient d'une application à l'autre en terme d'énergie, de focalisation.

- Le concept de l'ignition rapide (figure 1) est un schéma, en configuration d'attaque directe, permettant d'obtenir la Fusion par Confinement Inertiel. Il se découpe en trois parties. La première consiste à comprimer le combustible uniformément en utilisant des impulsions délivrées par une chaîne de puissance traditionnelle (nanoseconde). La deuxième étape utilise une première impulsion ultra haute intensité pour creuser un canal dans la couronne de plasma entourant la zone comprimée. Enfin, une seconde impulsion est utilisée pour déposer des particules de forte énergie dans le cœur. La seconde impulsion est focalisée dans le canal. Elle doit s'approcher le plus possible des zones denses du mélange pour produire des électrons suprathermiques qui vont créer le point chaud. Ce point chaud permet l'allumage du combustible. Les caractéristiques des

impulsions pour ce type d'application sont pour l'instant une énergie d'environ 30 kJ pour une puissance de l'ordre de 30 PW.

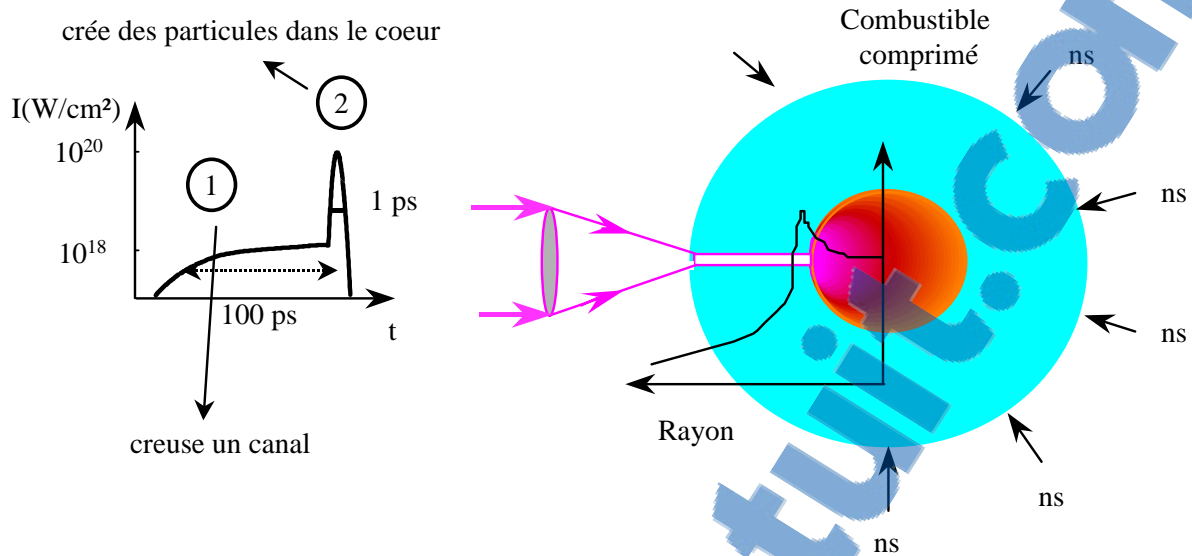


Figure 1 : concept de l'ignition rapide.

- Le rayonnement X cohérent, laser X, est un diagnostic indispensable du plasma, notamment de mesure de sa densité électronique. L'énergie délivrée par le laser doit être de l'ordre de 1 kJ pour une puissance de 1 PW pour pouvoir servir de diagnostic sur la LIL. Dans le cas des accélérateurs d'électrons la durée des impulsions X créées est supérieure à 10 ps et pour les plasmas à décharge, elle est supérieure à 1 ns. L'utilisation d'impulsions ultra-courtes et ultra-intenses permet d'obtenir des rayonnements X de durée qui peuvent être du même ordre de grandeur de celle des impulsions. La structure d'un laser X pompé par laser présente des spécificités vis-à-vis des autres systèmes lasers. Ainsi le milieu à gain est un plasma d'ions multichargés créé par l'interaction entre un laser et une cible solide. De plus la durée de vie de l'état excité est comparable au temps de parcours du rayonnement X dans le milieu à gain. Les impulsions lasers utilisées sont des ondes progressives et doivent alors être focalisées sur une ligne [9], pour que le pompage par dépôt d'énergie laser se fasse au fur et à mesure du passage de l'émission laser X.
- Une autre application de ce laser est la génération de rayonnement X incohérent pour faire de la radiographie X. Un laser ultra-intense et ultra court, tirant sur une cible solide, constitue un générateur de flashes X durs (par rayonnement de Brehmstrahlung). Ce générateur pourrait aboutir à un schéma original de machine de radiographie multi axes et multi impulsions. Les impulsions lasers nécessaires possèdent des durées de l'ordre de la picoseconde et des énergies de plusieurs kilojoules. L'efficacité de la génération des X croît rapidement avec des intensités de l'ordre de 10^{21} W/cm².
- La propagation d'une impulsion ultra courte dans un plasma peut générer derrière elle, par effet de sillage, un champ électrique très intense qui peut être à la base d'un nouveau procédé d'accélérateurs de particules très compact. Ce champ électrique est de l'ordre du GV/m soit près de deux fois la limite technologique des accélérateurs de particules actuels (CERN).

I. Les mécanismes physiques gouvernant les impulsions ultra-intenses

I.1 FORMALISME UTILISE POUR DECRIRE UNE IMPULSION LASER COURTE	8
I.2 AMPLIFICATION D'UNE IMPULSION COURTE	11
I.2.1 Extraction de l'énergie.....	11
I.2.2 Durée des impulsions dans une chaîne de puissance à verre	12
I.2.3 Solution : la technique CPA.....	13
I.3 PROPAGATION D'UNE IMPULSION COURTE ET INTENSE.....	15
I.3.1 Vitesse de phase et vitesse de groupe.....	15
I.3.2 Dispersion de la vitesse de groupe.....	16
I.3.3 Rétrécissement spectral par le gain	18
I.3.4 Effet Kerr.....	19
I.3.4.1 Autofocalisation	19
I.3.4.2 Automodulation de phase	20
I.3.4.3 Intégrale de rupture	21

I. Les mécanismes physiques gouvernant les impulsions ultra-intenses

Ce chapitre sera consacré à la mise en place des phénomènes physiques gouvernant les impulsions ultra-intenses. Nous commencerons notre exposé par la description du formalisme ainsi que les conventions utilisées dans ce document (I.1). Puis, l'amplification d'une impulsion courte (I.2) est étudiée ; débouchant sur la technique à dérive de fréquence (CPA). Nous introduisons alors les paramètres physiques qui régissent l'évolution d'une impulsion lumineuse ultra-courte et ultra-intense (I.3).

I.1 Formalisme utilisé pour décrire une impulsion laser courte

Ce paragraphe est consacré à la mise en place du formalisme et des notations utilisées pour la description d'une impulsion courte. Nous abordons le rôle essentiel de la phase spectrale pour le contrôle de la forme temporelle de l'impulsion laser à spectre large. En effet, un contrôle de la phase spectrale permet d'améliorer le profil temporel.

Dans le cas général, le champ électrique de l'onde doit comporter l'ensemble des variables d'espace (x, y, z), et temporelle t . Nous limiterons notre étude à la propagation paraxiale c'est à dire proche d'un axe, z par exemple. Le champ électrique peut se mettre sous la forme suivante (annexe A1) :

$$\mathcal{E}(x, y, z, t) = \mathcal{A}(x, y, z, t) \exp(i(\omega_0 t - kz))$$

où $\mathcal{A}(x, y, z, t)$ représente l'enveloppe du champ électrique,
 $\exp(i(\omega_0 t - kz))$ la porteuse du champ électrique,
 ω_0 la pulsation centrale de l'onde porteuse,
 k la norme du vecteur d'onde pour l'onde plane porteuse.

Pour une onde plane et polychromatique, l'enveloppe ne dépend plus des variables transverses x et y . L'expression du champ électrique devient :

$$\mathcal{E}(x, y, z, t) = \mathcal{E}(z, t),$$

et son enveloppe :

$$\mathcal{A}(x, y, z, t) = \mathcal{A}(z, t).$$

À ces dépendances temporelles de l'impulsion lumineuse, nous pouvons associer des dépendances spectrales par simple transformation de Fourier :

$$\tilde{\mathcal{E}}(z, \omega) = \text{TF}[\mathcal{E}(z, t)] = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E}(z, t) \exp(-i\omega t) dt \text{ pour le champ,}$$

$$\tilde{\mathcal{A}}(z, \omega) = \text{TF}[\mathcal{A}(z, t)] = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{A}(z, t) \exp(-i\omega t) dt \text{ pour l'enveloppe.}$$

En considérant un plan donné $z = 0$, l'expression du champ électrique devient :

$$\mathcal{E}(z, t) = E(t) = A(t) \exp(i\omega_0 t),$$

et son enveloppe :

$$\mathcal{A}(z, t) = A(t).$$

De manière similaire, nous pouvons associer des dépendances spectrales aux dépendances temporelles :

$$\tilde{E}(\omega) = \text{TF}[E(t)] \text{ pour le champ,}$$

$$\tilde{A}(\omega) = \text{TF}[A(t)] \text{ pour l'enveloppe.}$$

En introduisant la dépendance temporelle du champ électrique, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \tilde{E}(\omega) &= \int_{-\infty}^{+\infty} A(t) \exp(i\omega_0 t) \exp(-i\omega t) dt \\ &= \tilde{A}(\omega - \omega_0) \end{aligned}$$

Le spectre $\tilde{E}(\omega)$ de l'impulsion est donc caractérisé par le spectre de l'enveloppe $\tilde{A}(\omega)$ centré sur la pulsation centrale du spectre ω_0 .

De même, la dépendance temporelle du champ $E(t)$ est reliée à la dépendance spectrale $\tilde{E}(\omega)$ par une transformée de Fourier inverse :

$$\begin{aligned} E(t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}(\omega) \exp(i\omega t) d\omega \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{A}(\omega - \omega_0) \exp(i\omega t) d\omega \end{aligned}$$

Le spectre de l'enveloppe $\tilde{A}(\omega)$ est le produit d'une amplitude réelle $A(\omega)$ par un terme de phase spectrale $\varphi(\omega)$:

$$\tilde{A}(\omega) = A(\omega) \exp(i\varphi(\omega)).$$

De la même façon, l'enveloppe temporelle s'écrit :

$$A(t) = a(t) \exp(i\psi(t)).$$

En utilisant les expressions précédentes, nous obtenons :

$$A(t) = \text{TF}[A(\omega)] \otimes \text{TF}[\exp(i\varphi(\omega))].$$

L'expression de l'enveloppe temporelle est donc le produit de convolution de l'enveloppe temporelle d'une impulsion sans phase spectrale et de la transformée de Fourier du terme de la phase spectrale : pour une même répartition spectrale de l'énergie, la forme temporelle est gouvernée par la phase spectrale.

Pour de faibles excursions spectrales (c'est à dire $\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \ll 1$), la phase spectrale peut se décomposer en série de Taylor au voisinage de la pulsation centrale ω_0 :

$$\varphi(\omega) = \varphi(\omega_0) + \varphi'(\omega_0)(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \varphi''(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \varphi'''(\omega_0)(\omega - \omega_0)^3 + O^4(\omega - \omega_0)$$

avec $\varphi^{(i)}(\omega_0)$ les dérivées successives de la phase spectrale. Dans le cadre de ce travail, cette approximation est largement justifiée : la longueur d'onde centrale se situe dans le domaine d'amplification des lasers néodyme $\lambda_0 \approx 1050$ nm pour une largeur spectrale de $\Delta\lambda_{1/2} = 20$ nm soit $\Delta\lambda_{1/2} / \lambda_0 \approx 2 \cdot 10^{-2}$. Si $\Delta\omega_G$ est la largeur spectrale des impulsions, nous quantifions relativement chacun des termes du développement de la phase en radian par $\varphi_{\text{rad}}^{(i)} = \frac{1}{i!} \varphi^{(i)}(\omega_0) \Delta\omega_G^i$.

Si la phase spectrale est une constante, l'enveloppe temporelle du champ électrique n'est pas modifiée. Dans le cas d'une phase variant linéairement avec les pulsations, l'impulsion n'est pas déformée. Elle est simplement décalée dans le temps. Ce n'est qu'à partir de l'ordre deux que nous observons des transformations de l'enveloppe. Pour une répartition spectrale donnée de l'énergie, l'impulsion qui contient une phase spectrale constante ou linéaire est l'impulsion la plus confinée dans le temps. Elle est dite « limitée par Fourier ».

Dans le cas d'une phase spectrale constante ou linéaire, les amplitudes temporelles et spectrales du champ sont reliées par transformation de Fourier. Les largeurs spectrale $\Delta\omega_G$ et temporelle δt_G vérifient l'égalité suivante :

$$\Delta\omega_G \delta t_G = K,$$

où K est un facteur lié à la forme et à la définition choisie pour les largeurs.

Cette égalité se transforme en inégalité dans le cas d'une phase spectrale d'ordre supérieur à deux. On retrouve dans cette propriété de la transformation de Fourier la relation d'incertitude d'Heisenberg. Elle précise qu'une impulsion courte possède un spectre large.

Une analogie avec le domaine spatial permet une illustration simple de l'influence de la phase spectrale sur l'évolution temporelle du champ électrique (figure 1-1). Les variables choisies pour cette analogie sont la variable d'espace transverse x et la variable temporelle t . Dans le domaine spatial, il est aisé d'illustrer expérimentalement la transformation de Fourier en utilisant une lentille. Ainsi tout changement de la phase d'un faisceau à l'entrée d'une lentille se traduit par une modification de la tache dans le plan focal (c'est à dire de la transformation de Fourier). Une courbure de phase conduit à un défaut de mise au point, et les termes d'ordre supérieur aux aberrations géométriques. Dans le domaine temporel, les distorsions du profil correspondent à ces aberrations. Cette analogie sera détaillée dans le chapitre IV.

Ainsi la phase définie en fonction des fréquences spatiales dans le domaine spatial régit la forme spatiale du faisceau. Dans le domaine temporel, la phase spectrale régit la forme temporelle de l'impulsion. Nous comprenons ici le rôle capital de pouvoir analyser et contrôler la phase spectrale des impulsions. Nous allons montrer ainsi que dès l'étape de l'amplification, la maîtrise de la phase présente un vif intérêt.

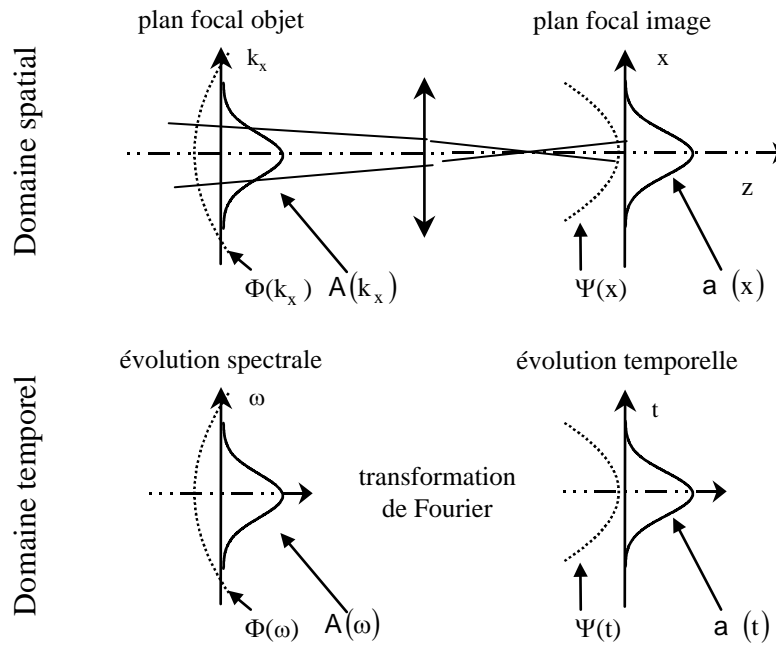


Figure 1-1 : illustration de l'analogie entre les domaines spatial et temporel.

I.2 Amplification d'une impulsion courte

Les énergies délivrées par les oscillateurs sont très faibles, de l'ordre du nanojoule. Il est donc nécessaire de les amplifier pour atteindre une énergie située dans la gamme de quelques kilojoules. Une première partie sera consacrée à l'évolution de l'énergie dans un milieu amplificateur (I.2.1). Puis nous étudierons la durée des impulsions lumineuses dans une chaîne de puissance à verre (I.2.2). Cette étude débouchera sur la technique de l'amplification à dérive de fréquence CPA (I.2.3).

I.2.1 Extraction de l'énergie

Le principe de l'amplification est le suivant : de l'énergie est déposée (stockée) dans un milieu amplificateur et elle est extraite par l'impulsion lumineuse lors de l'interaction avec ce milieu. L'énergie stockée, dans les verres dopés au néodyme, est de l'ordre de trois cents joules par litre. L'obtention d'énergies très élevées se fera donc en utilisant de grands volumes amplificateurs. Par ailleurs, la plus grande partie de l'énergie stockée devra être extraite pour obtenir un bon rendement entre l'énergie déposée et extraite. Le régime d'amplification est alors le régime de saturation décrit dans le modèle de Frantz et Nodvik [1-1]. Il est atteint pour des fluences supérieures à la fluence de saturation du matériau. (La fluence F de l'impulsion est liée à l'éclairement I par la relation suivante : $I = \frac{\partial F}{\partial t}$).

Pour extraire le maximum d'énergie, la fluence de l'impulsion devra être proche de la fluence de saturation du matériau ; et la fluence de saturation du matériau devra être la plus grande possible. Les matériaux possédant une grande fluence de saturation sont les milieux solides tels que les verres dopés au néodyme ou les matériaux cristallins comme le saphir dopé au titane.

Cependant, les chaînes de puissance, utiles pour la mise en œuvre des schémas du type de l'ignition rapide nécessitent des matériaux possédant non seulement une grande fluence de saturation mais aussi réalisables en grandes dimensions. Les matériaux répondant à ces deux critères sont les verres dopés au néodyme, possédant une fluence de saturation de $F_{\text{Sat}} \approx 4-5 \text{ J/cm}^2$ et dont la dimension n'est pas limitée (au moins sur le plan de la production). Nous étudions l'amplification des impulsions dans ce type de matériaux.

I.2.2 Durée des impulsions dans une chaîne de puissance à verre

L'amplification des impulsions dans une chaîne de puissance à verres est donc régie par les paramètres suivants :

- la fluence de l'impulsion F doit être proche de la fluence de saturation du matériau pour extraire le maximum de l'énergie stockée :

$$F \approx F_{\text{Sat}},$$

- l'éclairement I de l'impulsion doit rester inférieur à l'éclairement seuil du matériau $I_{\text{Seuil}} \approx 5 \text{ GW/cm}^2$ au-delà duquel il y a des dommages du matériau amplificateur :

$$I \leq I_{\text{Seuil}}.$$

En effet, une évaluation de l'éclairement seuil se fait en utilisant l'intégrale de rupture (qui sera introduite ultérieurement au I.3.4.3) :

$$\phi_B(t) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \int_0^L n_2 I(z, t) dz.$$

Dans le cas d'un régime hors saturation, l'intégrale de rupture s'écrit :

$$\phi_B = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 \frac{I_0(\exp(gL) - 1)}{g},$$

avec n_2 l'indice non linéaire du matériau,

g le coefficient de gain,

L la longueur du milieu traversé,

I_0 l'éclairement initial.

Ainsi, l'éclairement en sortie du milieu s'écrit, pour de fortes amplifications :

$$I_{\text{Sortie}} = I_0 \exp(gL) = g \frac{\phi_B \lambda_0}{2\pi n_2}$$

Ainsi, l'éclairement seuil :

$$I_{\text{Seuil}} = g \frac{\phi_B^{\text{Seuil}} \lambda_0}{2\pi n_2}.$$

Or, l'intégrale de rupture est limitée à 1,5 rad [1-2], l'indice non linéaire des verres amplificateurs est $n_2 = 3,10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ et le coefficient de gain $g = 6 \text{ m}^{-1}$, ce qui conduit à un éclairement seuil de :

$$I_{\text{Seuil}} \approx 5 \text{ GW/cm}^2.$$

Dans la recherche d'impulsions puissante et énergétique, la durée optimale de l'impulsion lumineuse doit être supérieure au rapport entre la fluence de saturation et l'éclairement seuil. Cette durée est située dans le régime de la nanoseconde. Nous ne pouvons donc pas amplifier des impulsions courtes dans une chaîne à verre à des énergies supérieures au joule. La solution est la technique de l'amplification à dérive de fréquence [1-3] (CPA : Chirped Pulse Amplification).

I.2.3 Solution : la technique CPA

La technique CPA permet l'amplification d'impulsions courtes jusqu'à des énergies élevées (figure 1-2). En agissant sur la phase spectrale, il est possible de modifier le profil temporel et en particulier d'étirer l'impulsion. Elle consiste à allonger temporellement l'impulsion avant amplification. L'allongement temporel est réalisé en répartissant dans le temps les différentes fréquences du spectre de l'impulsion. Nous pouvons alors amplifier l'impulsion jusqu'à saturation tout en maintenant l'éclairement bien en dessous du seuil de dommage des optiques. Le fait d'augmenter la durée des impulsions diminue d'autant l'éclairement lumineux. Puis nous comprimons l'impulsion lumineuse. Cette technique permet de s'affranchir du problème du dommage des optiques. Elle requiert la réalisation de deux lignes dispersives de signe opposé.

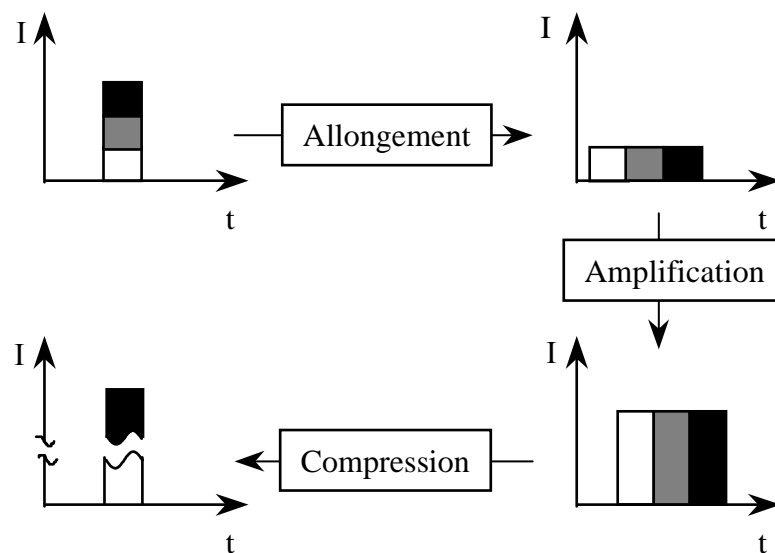


Figure 1-2 : principe de l'amplification à dérive de fréquence.

L'allongement temporel actuel des impulsions repose sur l'utilisation de la dispersion de la vitesse de groupe (voir le paragraphe I.3.2) de systèmes très dispersifs tels que des réseaux de diffraction [1-4]. Un réseau est un système qui disperse angulairement les différentes longueurs d'onde selon l'expression suivante :

$$\sin(\alpha(\lambda)) + \sin(i) = pN\lambda$$

où i est l'angle d'incidence sur le réseau,

$\alpha(\lambda)$ l'angle de diffraction dépendant de la longueur d'onde,

p l'ordre de diffraction,

N la densité de traits du réseau par unité de longueur.

Un premier réseau est utilisé pour disperser angulairement les longueurs d'onde alors qu'un second réseau, placé parallèlement au premier, va compenser la dispersion angulaire apportée par le premier réseau [1-5] (figure 1-3). Le montage en double passage permet de s'affranchir du chromatisme latéral que pourrait induire ce système. On obtient ainsi un faisceau parallèle en sortie.

La dispersion des vitesses de groupe, fixant la nouvelle durée de l'impulsion, est directement fonction de la distance entre les réseaux et de la densité de traits des réseaux. En effet, la longueur optique parcourue va dépendre fortement de la direction des vecteurs d'onde et donc de la fréquence. Ces différences de chemin optique vont se traduire par des variations de phase entre les fréquences et donc par un étirement (ou une compression) dans le domaine temporel.

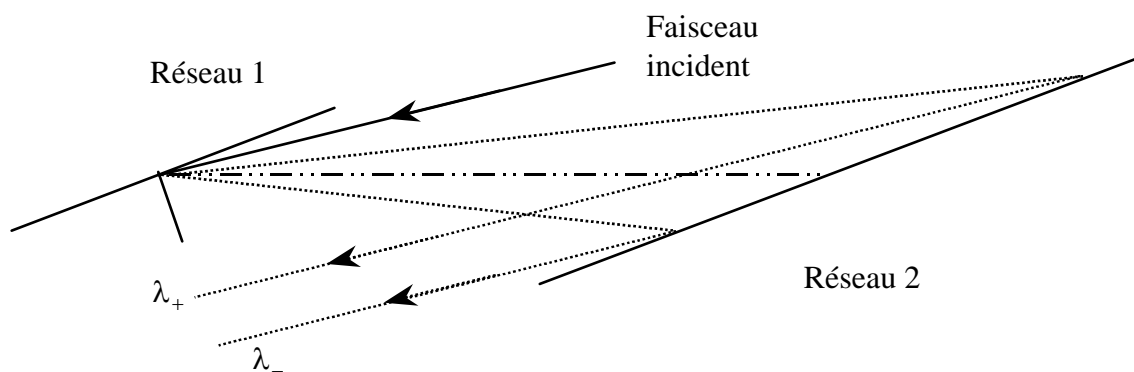


Figure 1-3 : principe d'un étireur

Il apparaît dans ce système à deux réseaux un chromatisme latéral en sortie. Si l'on regarde le faisceau en face, on verra un dégradé de longueurs d'onde d'un bord à l'autre. Celui-ci est annulé si on utilise le principe de retour inverse de la lumière en plaçant un miroir en autocollimation en sortie du deuxième réseau. Nous préférons placer un dièdre pour permettre le décalage en hauteur du faisceau en conservant un plan de propagation parallèle au plan incident.

La réalisation d'un système de signe opposé est obtenue en utilisant un afocal de grandissement -1 permettant d'obtenir une distance algébrique négative entre les deux réseaux (figure 1-4).

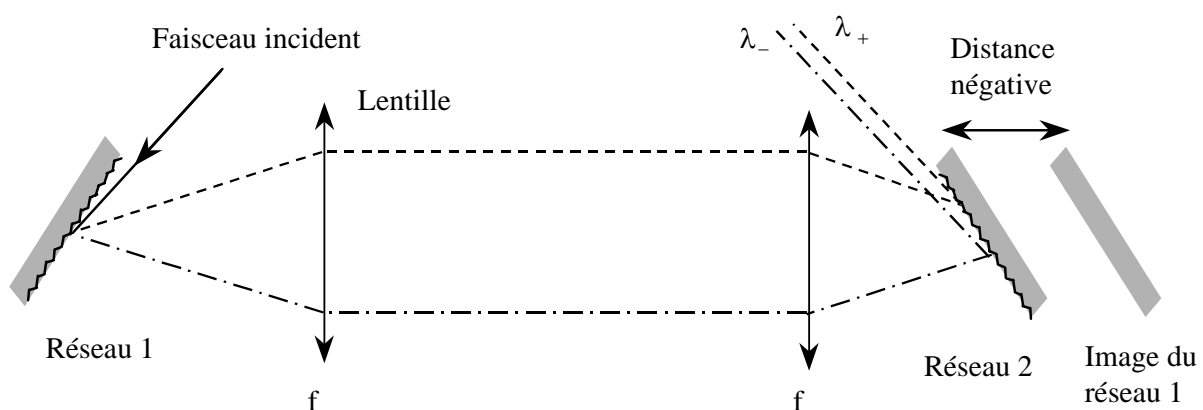


Figure 1-4 : schéma de principe d'un étireur (simple passage).

Les deux systèmes ainsi créés sont en théorie des opérateurs inverses et devraient permettre d'allonger une impulsion jusqu'à la durée minimale pour l'amplification, puis de la recomprimer à sa valeur initiale. Cependant la réalisation pratique nécessite de grandes précisions d'alignement [1-6]. En pratique, c'est le second système (avec un afocal) qui est utilisé pour étirer les impulsions et le premier pour les comprimer. En effet, lors de sa compression, le faisceau doit être placé sous vide et l'encombrement du système composé de deux réseaux est moindre que celui nécessitant un afocal. De plus, le faisceau est de grande dimension et le système constitué de deux réseaux est alors plus simple à mettre en œuvre et moins onéreux.

Nous définissons les paramètres physiques qui régissent l'évolution d'une impulsion lumineuse courte et intense dans un système CPA.

I.3 Propagation d'une impulsion courte et intense

La propagation des impulsions courtes et intenses dans des matériaux solides pose des problèmes dus à leur spectre large et à leur éclaircissement élevé. Il est donc nécessaire d'étudier leur propagation dans ces milieux. Cette étude permettra de décrire les différents mécanismes mis en jeu : dispersion de la vitesse de groupe, rétrécissement spectral par le gain et effet Kerr. Ces mécanismes agissent sur les formes temporelle et spatiale de l'impulsion.

I.3.1 Vitesse de phase et vitesse de groupe

Considérons une impulsion lumineuse se propageant dans la direction de l'axe z . Son champ électrique s'écrit, dans le domaine des pulsations, après propagation dans un milieu homogène, isotrope et non absorbant :

$$\tilde{\mathcal{E}}(z, \omega) = \tilde{\mathcal{E}}(0, \omega) \exp(-ik(\omega)z),$$

où $k(\omega)$ représente le vecteur d'onde des différentes composantes spectrales.

Pour une impulsion dont le spectre est centré en ω_0 et dont l'indice varie lentement avec la pulsation ω , nous pouvons développer le vecteur d'onde en une série de Taylor au voisinage de ω_0 :

$$k(\omega) = k(\omega_0) + k'(\omega_0)\Omega + \frac{1}{2}k''(\omega_0)\Omega^2 + O^3(\Omega),$$

où nous avons utilisé les notations suivantes :

$$k'(\omega_0) = \left(\frac{dk}{d\omega} \right)_{\omega_0}, \quad k''(\omega_0) = \left(\frac{d^2k}{d\omega^2} \right)_{\omega_0} \quad \text{et} \quad \Omega = (\omega - \omega_0).$$

En se limitant à l'ordre deux dans le développement, l'expression du champ électrique devient :

$$\mathcal{E}(z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\mathcal{E}}(0, \omega) \exp \left[-i \left(k(\omega_0) + k'(\omega_0)\Omega + \frac{1}{2}k''(\omega_0)\Omega^2 \right) z \right] \exp(-i\omega t) d\omega.$$

Nous obtenons alors :

$$\mathcal{E}(z, t) = \mathcal{A}(z, t - k'(\omega_0)z) \exp i(\omega_0 t - k(\omega_0)z),$$

avec $\mathcal{A}(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathcal{E}}(0, \omega_0 + \Omega) \exp\left(-i \frac{1}{2} k''(\omega_0) \Omega^2 z\right) \exp(-i\Omega t) d\Omega$ l'enveloppe temporelle du champ.

Ainsi dans le domaine temporel, l'impulsion lumineuse est une onde plane (porteuse) qui se propage avec un vecteur d'onde $k(\omega_0)$ centrée à ω_0 multipliée par une fonction enveloppe $\mathcal{A}(z, t)$. L'enveloppe se déplace globalement à la vitesse $(k'(\omega_0))^{-1}$.

Nous pouvons définir les deux vitesses de propagation :

- celle de l'onde porteuse est la vitesse de phase et s'exprime en fonction de l'indice de phase ou indice de réfraction n_φ :

$$v_\varphi(\omega_0) = \frac{\omega_0}{k(\omega_0)} = \frac{c}{n_\varphi(\omega_0)}$$

- celle de l'amplitude est la vitesse de groupe et dépend de l'indice de groupe n_g :

$$v_g(\omega_0) = \left(\frac{dk}{d\omega} \right)_{\omega_0} = \frac{1}{k'(\omega_0)} = \frac{c_0}{n_g(\omega_0)}.$$

La relation entre les indices de phase et de groupe est la suivante :

$$n_g = n_\varphi + \omega_0 \left. \frac{dn_\varphi}{d\omega} \right|_{\omega_0} = n_\varphi - \lambda_0 \left. \frac{dn_\varphi}{d\lambda} \right|_{\lambda_0}.$$

Ainsi les deux indices sont différents pour tous les milieux dispersifs, pour lesquels l'indice varie avec la pulsation, et plus particulièrement pour les milieux transparents. Ces propriétés dispersives influent sur la propagation de l'impulsion.

I.3.2 Dispersion de la vitesse de groupe

La dispersion de la vitesse de groupe est liée aux termes d'ordre supérieur ou égal à deux dans le développement du vecteur d'onde. Pour simplifier la présentation, on se limitera à l'ordre deux dans le développement du vecteur d'onde. Après propagation, le champ électrique s'écrit :

$$\mathcal{E}(z, t) = \mathcal{A}(z, t - k'(\omega_0)z) \exp i(\omega_0 t - k(\omega_0)z)$$

avec $\mathcal{A}(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathcal{E}}(0, \omega_0 + \Omega) \exp\left(-i \frac{1}{2} k''(\omega_0) \Omega^2 z\right) \exp(-i\Omega t) d\Omega$ l'enveloppe temporelle du champ.

Or $\tilde{\mathcal{E}}(0, \omega_0 + \Omega) = \tilde{\mathcal{E}}(0, \omega) = \tilde{\mathcal{A}}(0, \Omega)$, d'où :

$$\mathcal{A}(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathcal{A}}(0, \Omega) \exp\left(-i \frac{1}{2} k''(\omega_0) \Omega^2 z\right) \exp(-i\Omega t) d\Omega.$$

L'enveloppe spectrale des impulsions s'écrit :

$$\tilde{\mathcal{A}}(z, \omega) = \tilde{\mathcal{A}}(0, \omega) \exp\left(-i \frac{1}{2} k''(\omega_0) \omega^2 z\right).$$

Les enveloppes temporelle et spectrale du champ électrique se déforment au cours de la propagation. La phase du champ électrique peut se décomposer selon les termes suivants. Le terme de phase, $\phi(\omega_0) = k(\omega_0) z$, constant par rapport à la pulsation exprime le déphasage de l'onde. Le terme linéaire, $\phi'(\omega_0) = k'(\omega_0) z$, décrit un décalage temporel de l'impulsion dû à la propagation de la fonction enveloppe à la vitesse de groupe. Le terme quadratique, $\phi''(\omega_0) = k''(\omega_0) z$, décrit une modification de la durée de l'impulsion.

Dans le cas de schéma de type CPA, la dispersion de la vitesse de groupe a trois origines. L'impulsion traverse en effet trois milieux dispersifs différents : l'étireur, le milieu amplificateur et le compresseur. Lors de la propagation de l'impulsion, les phases spectrales s'additionnent. Il apparaît alors des distorsions de phase.

Nous étudions l'influence de cette phase spectrale sur la forme temporelle de l'impulsion. Dans le cas d'une impulsion dont l'enveloppe temporelle initiale de demi durée à $1/e^2$ en intensité δt est de répartition gaussienne :

$$\mathcal{A}_E(t) = \mathcal{A}_0 \exp\left[-\left(\frac{t}{\delta t}\right)^2\right],$$

dans le domaine des pulsations, l'enveloppe :

$$\tilde{\mathcal{A}}_E(\omega) = \tilde{\mathcal{A}}_0 \exp\left[-\left(\frac{\omega}{\Delta\omega}\right)^2\right],$$

avec $\tilde{\mathcal{A}}_0 = \mathcal{A}_0 \delta t \sqrt{\pi}$,

et $\Delta\omega = \frac{2}{\delta t}$ la demi largeur spectrale à $1/e^2$ en intensité.

Supposons que la différence de phase s'écrive :

$$\phi(\omega) = \varphi''_{\text{rad}} \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega} \right)^2,$$

avec $\varphi''_{\text{rad}} = \frac{1}{2} \varphi''(\omega_0) \Delta\omega^2$.

En présence de la phase spectrale, l'enveloppe spectrale devient :

$$\tilde{\mathcal{A}}_S(\omega) = \tilde{\mathcal{A}}_0 \exp\left[-\left(\frac{\omega}{\Delta\omega}\right)^2\right] \exp\left[-i\varphi''_{\text{rad}} \left(\frac{\omega}{\Delta\omega}\right)^2\right],$$

dans le domaine temporel, l'enveloppe s'écrit :

$$\mathcal{A}_S(t) = \mathcal{A}_0 \frac{\delta t}{T(z)} \exp\left[-\frac{t^2}{T^2(z)}\right]$$

avec $T^2(z) = \delta t^2 (1 + i\varphi''_{\text{rad}})$.

La nouvelle durée $\delta t'$ de l'impulsion est donnée par :

$$\delta t' = \delta t \sqrt{1 + \varphi''_{\text{rad}}^2}.$$

La phase spectrale apportée par la propagation d'une impulsion, de longueur d'onde centrale 1 μm , de demi largeur 3 nm à $1/e^2$ en intensité sur 15 m de verre est 3 rad. Dans ces conditions, l'élargissement de la durée de l'impulsion est environ de 3. Pour obtenir la durée la plus courte (à largeur spectrale donnée), il est nécessaire d'apporter une attention particulière à la compensation des phases spectrales acquises lors de la propagation de l'impulsion à spectre large.

C'est la conséquence de la variation du vecteur d'onde en fonction de la pulsation. Il est d'autant plus important dans les systèmes femtosecondes car ils sont caractérisés par de grandes largeurs spectrales. La propagation d'impulsions à spectre large pose non seulement le problème de la dispersion de la vitesse de groupe mais aussi celui du rétrécissement spectral par le gain (pertes de composantes spectrales lors de l'amplification).

I.3.3 Rétrécissement spectral par le gain

Si une impulsion traverse un amplificateur dont le gain dépend de la longueur d'onde, il peut apparaître un rétrécissement de la largeur spectrale de cette impulsion, ce qui tend à augmenter sa durée minimale. La forme spectrale de l'impulsion amplifiée dépend en effet directement de la forme du gain du milieu amplificateur, et plus particulièrement de sa largeur spectrale. Considérons une impulsion gaussienne dont l'éclairement est donné par :

$$I_{\text{in}}(\Omega) = I_0 \exp\left(-4 \ln 2 \frac{\Omega^2}{\Delta \omega_{1/2}^2}\right)$$

où $\Delta \omega_{1/2}$ sa largeur spectrale à mi hauteur en intensité correspondant à une durée comprimée $\delta t_{1/2}$.

Après amplification dans un milieu, dont la forme spectrale est gaussienne, centrée sur le spectre de l'impulsion, de largeur à mi-hauteur $\Delta \omega_{\text{Ampli}}$ et de gain logarithmique G pour la pulsation centrale (le gain logarithmique est le produit du coefficient de gain g par la longueur L de milieu traversé); on peut montrer que l'impulsion devient dans l'approximation parabolique et sans saturation :

$$I_{\text{out}}(\Omega) = I_0 \exp\left(-4 \ln 2 \frac{\Omega^2}{\Delta \omega_{1/2}^2}\right) \exp\left(-4 \ln 2 G \frac{\Omega^2}{\Delta \omega_{\text{Ampli}}^2}\right) \exp(G),$$

ce qui s'écrit également :

$$I_{\text{out}}(\Omega) = I_0 \exp\left(-4 \ln 2 \frac{\Omega^2}{\Delta \omega_{1/2}^2} \left[1 + G \frac{\Delta \omega_{1/2}^2}{\Delta \omega_{\text{Ampli}}^2}\right]\right) \exp(G).$$

La nouvelle largeur spectrale à mi-hauteur en intensité de l'impulsion devient :

$$\Delta \omega'_{1/2} = \frac{\Delta \omega_{1/2}}{\sqrt{1 + G \frac{\Delta \omega_{1/2}^2}{\Delta \omega_{\text{Ampli}}^2}}}.$$

Cette largeur en sortie de l'amplification est plus petite que la largeur initiale. Ce phénomène est appelé rétrécissement spectral par le gain. Il va entraîner une augmentation de la largeur temporelle comprimée $\delta t'$ à mi hauteur de l'impulsion, dans le rapport :

$$\frac{\delta t'}{\delta t} = \sqrt{1 + G \frac{\Delta \omega_{1/2}^2}{\Delta \omega_{\text{Ampli}}^2}}.$$

Ce phénomène doit être minimisé de façon à obtenir une compression temporelle maximale de l'impulsion amplifiée. De plus, ce mécanisme contribue à diminuer la durée de l'impulsion étirée, dans le même rapport que la diminution de la largeur spectrale des impulsions, et favorise alors les effets non linéaires. Pour conserver les mêmes effets non linéaires dans la chaîne amplificatrice, il convient de diminuer l'énergie en sortie de la chaîne du même facteur. L'inverse de ce facteur de rétrécissement spectral intervient donc au carré pour les performances de la chaîne et notamment pour l'éclairement I qui devient I' :

$$\frac{I}{I'} = \left(\sqrt{1 + G \frac{\Delta \omega_{1/2}^2}{\Delta \omega_{\text{Ampli}}^2}} \right)^2$$

Il faut tenir compte de cet effet lors du dimensionnement de la durée étirée pour l'amplification des impulsions et il faut choisir des matériaux amplificateurs à large spectre de gain. Ainsi la propagation d'impulsions courtes et intenses pose non seulement des problèmes dus au spectre large, mais aussi d'autres, liés aux éclaircements élevés des impulsions, tels que l'effet Kerr.

I.3.4 Effet Kerr

Comme les éclaircements mis en jeu dans la chaîne laser sont très forts, il faut prendre en compte les effets non-linéaires. En particulier, les matériaux traversés par l'impulsion laser ont un indice n qui varie avec l'éclairement I , selon la loi de Kerr :

$$n(I) = n_0 + n_2 I$$

avec n_2 l'indice non-linéaire du milieu.

L'indice du milieu dépend de l'éclairement de l'impulsion. Sa propagation sera alors fonction de sa propre structure spatiale et temporelle. Deux phénomènes peuvent découler de la loi de Kerr, selon le domaine choisi : l'autofocalisation pour le domaine spatial (I.3.4.1) et l'automodulation de phase pour le domaine temporel (I.3.4.2). Un indicateur de ces effets sera ensuite introduit (I.3.4.3).

I.3.4.1 Autofocalisation

Le processus d'autofocalisation est brièvement décrit. La prise en compte des inhomogénéités spatiales transverses de l'éclairement fait apparaître des phénomènes d'aberration du front d'onde. En prenant en compte les variations transverses de l'indice en fonction de l'éclairement transverse, nous obtenons :

$$n(I(x, y)) = n_0 + n_2 I(x, y).$$

Dès que l'éclairement lumineux atteint une certaine valeur, l'indice variant spatialement en fonction de l'éclairement, il apparaît des lentilles à gradient d'indice ou lentille de Kerr. L'indice du matériau que le faisceau traverse devient plus élevé aux endroits où l'éclairement est plus grand dans le cas d'un indice non-linéaire positif (c'est le cas des matériaux

transparents dans le visible et le proche infrarouge). À ces endroits, le faisceau subit une autofocalisation.

Nous distinguons deux types d'autofocalisation : à grande et à petite échelle suivant la surface du faisceau concerné [1-7] :

- à grande échelle, c'est l'ensemble du faisceau qui converge. La surface d'onde se déforme et présente un déphasage par rapport à la surface d'onde de référence qui permettrait d'obtenir une tâche focale limitée par la seule diffraction. Si elle est contrôlée, elle peut être bénéfique ;
- à petite échelle, les petites irrégularités que présente le profil du faisceau vont créer de petites lentilles de Kerr. Ces petites irrégularités sont rapidement amplifiées. La théorie de V. Bespalov et V. Talanov [1-2] montre qu'elles croissent exponentiellement avec la phase non linéaire :

$$\phi_{NL}(x, y, z) = \omega_0 n_2 I(x, y) \frac{z}{c}$$

Cet effet se concrétise par la filamentation du faisceau. L'éclairement crête du faisceau atteint alors très rapidement le seuil de dommage du matériau. Pour en limiter l'effet, la valeur maximale de la phase non linéaire est environ de 1,8 rad [1-8].

I.3.4.2 Automodulation de phase

Si nous ne prenons en compte que les effets de phase le long de l'axe de propagation en oubliant les effets spatiaux transverses, le champ électrique de l'impulsion devient, dans le cas d'un milieu non dispersif :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(z, t) &= \mathcal{A}\left(0, t - n_\phi \frac{z}{c}\right) \exp\left[i \omega_0 \left(t - \left(n_\phi + n_2 I(z, t)\right) \frac{z}{c}\right)\right] \\ &= \mathcal{A}\left(0, t - n_\phi \frac{z}{c}\right) \exp\left[i \omega_0 \left(t - n_\phi \frac{z}{c}\right)\right] \exp\left[-i \omega_0 n_2 I(z, t) \frac{z}{c}\right] \end{aligned}$$

Ainsi, l'impulsion subit un déphasage non-linéaire dépendant de l'éclairement. La fréquence instantanée de cette onde est définie par : $\omega = -\frac{d\psi(t)}{dt}$ pour un point z donné avec $\psi(t)$ la

phase de l'onde. Cette grandeur porte le nom de fréquence car nous montrerons (voir le chapitre V) que sous certaines conditions la fréquence instantanée peut se confondre avec la fréquence définie classiquement. Pour un milieu présentant de l'effet Kerr, la fréquence instantanée s'écrit :

$$\omega(t) = \omega_0 - n_2 \frac{\omega_0 z}{c} \frac{dI(t)}{dt}.$$

Cette équation décrit le phénomène appelé automodulation de phase : il est responsable de l'élargissement et de la modulation du spectre de l'impulsion. Le front montant de l'impulsion va subir une variation de pulsation de signe opposé au front descendant. Ainsi, dans le cas d'un indice non-linéaire positif, le front montant va être dévié vers des longueurs d'onde plus grandes, alors que le front descendant va être dévié vers des longueurs d'onde plus petites. De nouvelles fréquences sont ainsi créées et il s'opère un élargissement spectral. Celui-ci peut éventuellement être utilisé pour diminuer la durée d'impulsion du laser après compression, conformément à la relation d'incertitude temps-fréquence sous réserve de pouvoir contrôler la phase introduite.

I.3.4.3 Intégrale de rupture

L'évaluation de l'influence des non linéarités de la variation de l'indice en fonction de l'éclairement I s'obtient au moyen d'une nouvelle grandeur appelée intégrale de rupture :

$$\phi_B(x, y, t) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \int_0^L n_2 I(x, y, z, t) dz$$

avec n_2 l'indice non-linéaire du milieu,

L la longueur du milieu traversé.

Comme nous venons de le voir, cette phase non-linéaire influe sur la propagation de l'impulsion laser. En effet elle apporte des distorsions à la phase temporelle et des aberrations au front d'onde. Dans le domaine spatial, il apparaît des problèmes de filamentation des matériaux dus aux surintensités locales du faisceau et un problème lors de la focalisation du faisceau. Dans le domaine temporel, lors de la propagation d'une impulsion courte, l'intégrale de rupture élargit le spectre des impulsions.

Le dimensionnement des performances d'une chaîne laser de puissance doit prendre en compte la valeur de l'intégrale de rupture afin de contrôler la forme spatiale et temporelle de l'impulsion. Pour s'affranchir des distorsions induites par l'intégrale de rupture, sa valeur totale dans la chaîne ne doit pas dépasser 1,5 rad [1-9]. La phase non linéaire est fonction de l'éclairement de l'impulsion et de la longueur de verre traversé pour un éclairement donné. Deux moyens sont alors à notre disposition pour diminuer l'intégrale de rupture : diminuer l'éclairement en augmentant la taille du faisceau et la durée des impulsions et mettre le plus fort gain en fin de chaîne afin de traverser le moins de verre possible à éclairement élevé.

Dans le domaine spatial, les effets indésirables de l'autofocalisation à petite échelle peuvent être éliminés en utilisant des filtrages spatiaux. Par ailleurs, ces filtrages spatiaux réalisent plusieurs actions : augmentation de la taille du faisceau, réalisation du relais d'image afin de ne pas laisser diverger le faisceau lentement sous l'action de la diffraction et nettoyer le faisceau de ses surintensités locales (figure 1-5).

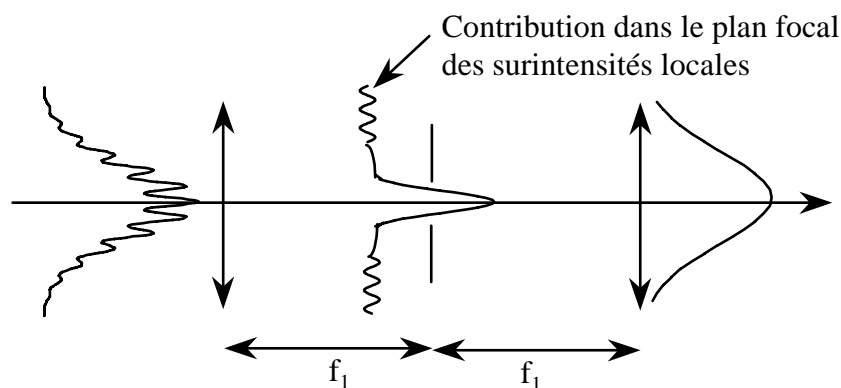


Figure 1-5 : principe du nettoyage du faisceau des surintensités locales.

Chaque filtre spatial est constitué de deux lentilles convergentes et d'un trou placé au foyer des deux lentilles. Le foyer image de la première est confondu avec le foyer objet de la seconde. Le principe du filtrage repose sur le fait que l'image formée dans le plan focal d'une lentille est la transformée de Fourier du profil spatial avant la lentille. Le principe du trou est

d'épurer le faisceau de toutes les fréquences spatiales élevées, qui correspondent à tous les parasites et points chauds qui modifie la forme spatiale du faisceau. C'est donc une correction de l'autofocalisation à petite échelle. Un diaphragme placé au foyer de la lentille permet de couper les hautes fréquences spatiales du faisceau. Le diaphragme doit cependant être suffisamment large pour que les basses fréquences spatiales responsables de la forme du faisceau passent. Ainsi l'intégrale de rupture ne s'accumule pas, dans le domaine spatial, entre deux filtrages spatiaux et la limitation de sa valeur devra se faire entre deux filtrages.

Nous verrons dans le chapitre VII une correction de la phase non linéaire temporelle. La prochaine génération de chaîne de puissance produira des impulsions ayant une puissance de l'ordre de la dizaine de pétawatts. Nous allons en étudier les spécificités dans le chapitre suivant.

II. Contexte de l'étude : un laser kilojoule pétawatt sur la LIL

II.1 PRESENTATION DE LA LIL	24
II.2 DIMENSIONNEMENT DU LASER PETAWATT SUR LA LIL.....	26
<i>II.2.1 Contraintes technologiques</i>	<i>27</i>
<i>II.2.2 Contraintes liées à l'utilisation de la LIL.....</i>	<i>27</i>
<i>II.2.3 Résultat du dimensionnement</i>	<i>28</i>
<i>II.2.4 Amélioration des performances</i>	<i>28</i>
II.3 CORRECTIONS DES PHASES SPECTRALE ET TEMPORELLE.....	30
II.4 METHODES DE CORRECTION ACTIVE DE PHASE	31
<i>II.4.1 Différentes méthodes de correction active de phase.....</i>	<i>31</i>
<i>II.4.2 Méthode de correction utilisée</i>	<i>31</i>

II. Contexte de l'étude : un laser kilojoule pétawatt sur la LIL

Dans le cadre général des expériences de fusion par confinement inertiel, le Commissariat à l'Énergie Atomique prévoit la construction d'un laser de très grande puissance : le Laser Mégajoule (LMJ) afin de disposer d'un outil de simulation permettant d'étudier en laboratoire la physique des plasmas très denses et chauds. Le LMJ aura une dimension encore inégalée de 240 faisceaux lasers. L'énergie produite sera de $2 \cdot 10^6$ joules. Dans ce cadre, la Ligne d'Intégration Laser (LIL) est une installation prototype du Laser Mégajoule.

Ce chapitre est consacré à la mise en place du contexte de l'étude : un laser kilojoule pétawatt en étude sur la LIL. Dans un premier temps, la présentation de la LIL est effectuée (II.1). Puis le dimensionnement d'un laser pétawatt sur la LIL est donné (II.2). De ce dimensionnement, nous en déduisons la nécessité de correction des phases spectrale et temporelle (II.3) enfin les méthodes de correction actives de la phase seront données (II.4).

II.1 Présentation de la LIL

La Ligne d'Intégration Laser est constituée de huit faisceaux identiques à ceux du LMJ. Chacun des faisceaux élémentaires aura une dimension de 37 cm par 37 cm et délivrera une énergie de 8 kJ à 351 nm dans une impulsion de 3 ns.

Le système laser de la LIL se décompose en trois ensembles (figure 2-1) :

- une source laser désignée sous le vocable pilote,
- une section amplificatrice (SA),
- une fin de chaîne comprenant le transport, la conversion de fréquence et la focalisation (TCF).

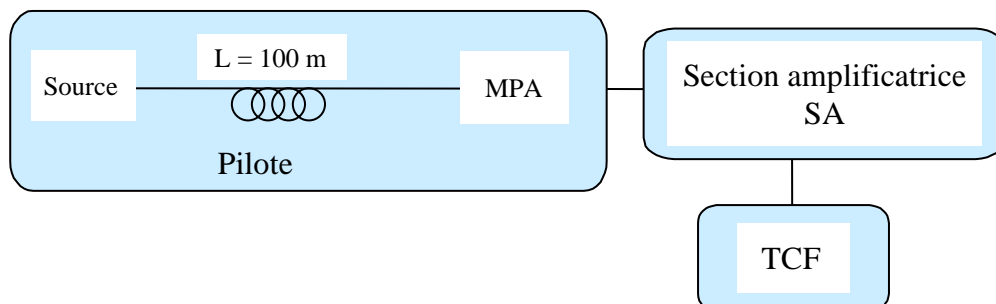


Figure 2-1 : schéma de principe de la LIL.

Le pilote est destiné à créer l'impulsion laser, à la mettre en forme spatialement et temporellement et à la préamplifier jusqu'à un niveau d'énergie de l'ordre du joule. Il est constitué de deux sous ensembles comprenant : une source et un module préamplificateur (MPA).

La source est un système complètement intégrée qui comprend :

- un microlaser qui génère l'impulsion dans l'infrarouge vers $1,05\ \mu\text{m}$,
- une mise en forme temporelle qui ajuste le profil et la durée de l'impulsion laser,
- un modulateur de phase intégré nécessaire pour éviter l'apparition des phénomènes non linéaires tels que la diffusion Brillouin stimulée risquant d'endommager certains éléments optiques en fin de chaîne.

L'énergie délivrée par la source est typiquement de quelques nanojoules pour une durée d'impulsion de l'ordre d'une nanoseconde. Une fibre de transport permet le passage de la source vers le MPA.

Le MPA comprend :

- un ensemble de préamplification intégrant un amplificateur régénératif à verre pompé par diode (1 Hz 10 mJ) et un amplificateur quatre passages à verre pompé par flash permettant d'atteindre le joule, le niveau d'énergie requis à l'entrée de la section amplificatrice (SA),
- une mise en forme spatiale carrée adaptée à la section amplificatrice.

Le deuxième ensemble de la chaîne permettant la montée en énergie est la section amplificatrice (figure 2-2). Elle rassemble un fagot de huit faisceaux (4x2). Ce système constitue la LIL. La section est composée de deux modules amplificateurs (18 plaques amplificatrices par faisceau) et deux filtrages spatiaux. Un système demi-tour permet de passer quatre fois dans les amplificateurs via un multiplexage angulaire. Le milieu amplificateur est aussi du verre phosphate dopé au néodyme. L'énergie disponible en sortie est supérieure 20 kJ par faisceau à la longueur d'onde fondamentale.

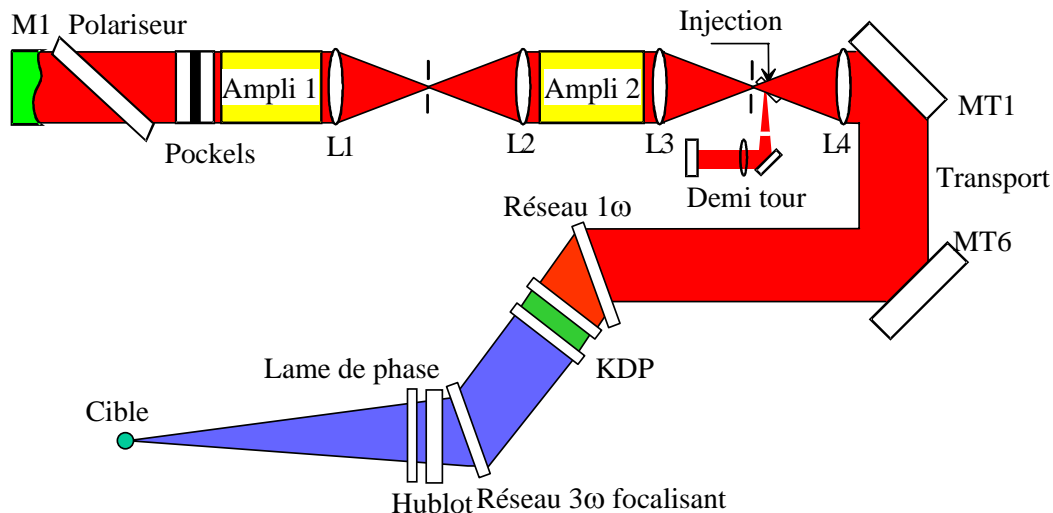


Figure 2-2 : schéma d'un faisceau de la LIL.

La dernière partie est le transport, la conversion de fréquences et la focalisation des faisceaux. Le transport vers le hall d'expériences (HE LIL) est assuré grâce à un jeu de quatre miroirs. Les faisceaux sont ensuite convertis dans l'ultraviolet, en traversant des cristaux de KDP. Puis ils sont focalisés, au moyen d'un réseau, au centre de la chambre d'expériences pour fournir une tache de l'ordre de $500\ \mu\text{m}$.

II.2 Dimensionnement du laser pétawatt sur la LIL

Le concept d'allumage rapide pouvant une alternative pour réaliser l'ignition sur l'installation LMJ, il est intéressant d'envisager l'amplification d'impulsions ultra- courtes sur la LIL pour atteindre des régimes d'éclairement et de puissance très importants : $10^{23} - 10^{24} \text{ W/cm}^2$ et l'exawatt. Les limites technologiques actuelles restreignent aujourd'hui notre ambition au régime pétawatt.

Les applications potentielles d'une telle chaîne laser nécessitent des configurations de mise en forme temporelle et de focalisation très différentes de celles envisagées pour la LIL dans sa configuration de base. Ces configurations ont des conséquences directes sur le choix de l'amplification et de la compression. L'implantation d'un système à impulsions courtes sur la LIL repose sur des transformations limitées de l'installation afin de faciliter l'exploitation de la LIL et d'en réduire le coup. Comme nous l'avons vu au premier chapitre, la technique CPA est nécessaire pour atteindre ces niveaux d'énergie. La figure 2-3 présente un schéma de principe de la chaîne pétawatt de la LIL.

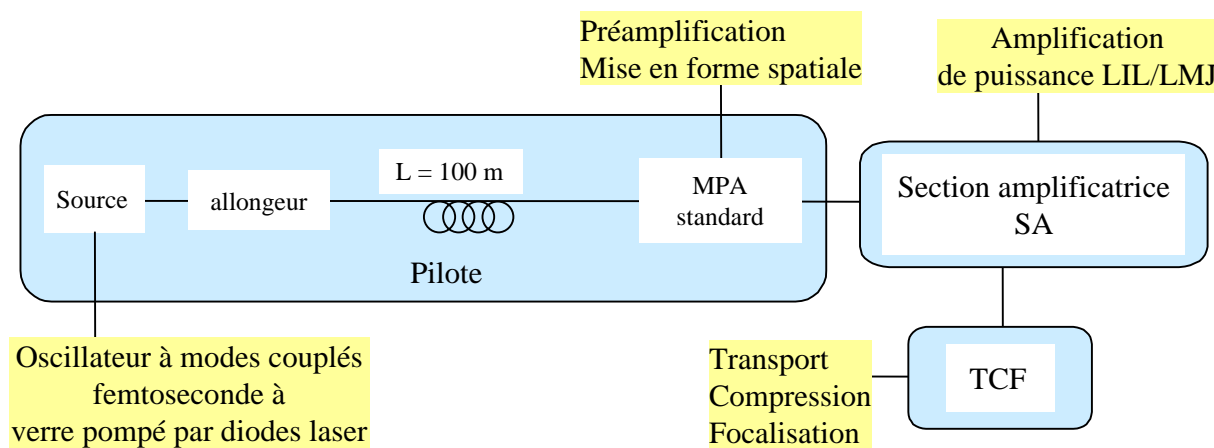


Figure 2-3 : schéma de principe de la chaîne pétawatt de la LIL. Nous retrouvons les différents ensembles de la LIL : le pilote, la section amplificatrice ; et le transport, la compression et la focalisation (TCF). Ils sont différents dans leur composition du fait de l'utilisation d'impulsions brèves et de la technique de l'amplificatrice à dérive de fréquence.

Nous retrouvons les différents ensembles de la LIL : le pilote, la section amplificatrice ; et le transport, la compression et la focalisation (TCF). Ils sont différents dans leur composition du fait de l'utilisation d'impulsions brèves et de la technique de l'amplificatrice à dérive de fréquence. En effet, l'utilisation d'impulsions courtes nécessite la mise en place d'une source délivrant de telles impulsions, un allongeur, un compresseur et un système de focalisation spécifique : une parabole (optique fonctionnant en réflexion). Les deux derniers éléments doivent être placés sous vide pour éviter les effets de filamentation liés à la propagation non linéaire d'impulsions intenses.

Dans un premier temps, le dimensionnement est effectué en tenant compte des contraintes technologiques ; puis des contraintes liées à l'utilisation de la LIL. Nous poursuivons par le résultat du dimensionnement et enfin les solutions envisagées afin d'améliorer les performances du laser pétawatt de la LIL.

II.2.1 Contraintes technologiques

Les contraintes technologiques sont liées à la fabrication des réseaux de compression : leur tenue au flux et leur dimension. La technologie actuelle des réseaux est une tenue au flux inférieure à 1 J/cm^2 pour des impulsions picosecondes en section droite et une dimension inférieure au mètre.

De ces contraintes, nous en déduisons l'énergie maximale qui pourra être comprimée et optimisée la densité de traits des réseaux. En effet la projection du faisceau sortant de la section amplificatrice (40 cm par 40 cm) ne doit pas dépasser la taille des réseaux. Cette optimisation nous conduit à une densité de traits située aux environs de 1500 traits/mm. Pour une densité de traits de 1480 mm^{-1} , valeur déjà utilisée sur des installations équivalentes, l'angle d'incidence est de 55° , valeur la plus proche de l'angle de Littrow (51°) [2-1], compatible au passage d'un faisceau de 40 cm. Sous cette incidence, la dimension du premier réseau est de 40 par 70 cm. Le second réseau sera de plus grande dimension pour accepter la dispersion spectrale apportée par le premier. L'énergie maximale que l'on pourra comprimer sera alors de 1 kJ, et compte tenu de l'efficacité des réseaux de compression, l'énergie disponible après compression sera d'environ 700 J.

II.2.2 Contraintes liées à l'utilisation de la LIL

Les contraintes liées à l'utilisation de la LIL sont de deux types : les milieux amplificateurs utilisés et la place limitée pour le caisson de compression.

Les milieux à gains utilisés sur l'installation laser ne sont pas optimisés pour l'amplification d'impulsions à spectre large d'autant plus qu'un seul type de verre est utilisé : le verre phosphate dopé. Le rétrécissement spectral par le gain sera donc d'autant plus important par rapport aux autres chaînes de puissance utilisant une préamplification dans des cristaux de titane saphir et un mélange de verre dans le reste de la chaîne. L'insertion d'un filtre dans l'amplificateur régénératif permettra de conserver la largeur spectrale des impulsions en sortie de l'étage de préamplification. Une simulation avec le code Miró [2-2] montre que le rétrécissement spectral par le gain entre la sortie de l'allongeur et la sortie de la section amplificatrice est d'un facteur trois.

Concernant le caisson de compression, la distance entre les réseaux de compression est limitée à 6 m pour satisfaire des contraintes d'encombrement dans le hall d'expériences de la LIL. Les autres paramètres des réseaux (densité de traits et angle d'incidence) étant fixés par les contraintes technologiques, nous sommes limités à 0,5 ns pour la durée de l'impulsion que nous pourrions comprimer. Compte tenu du rétrécissement spectral lors de l'amplification, cette durée correspond à une durée étirée de 1,5 ns. La distance entre les réseaux de l'étireur est alors de 10 m environ, pour une géométrie à quatre passages (comprenant deux réseaux et un afocal). Les systèmes allongeur et compresseur doivent être conjugués pour permettre de comprimer au mieux l'impulsion. Cependant leur réalisation pratique est loin d'être simple et nécessite des précisions d'alignement extrêmes [2-1]. C'est pourquoi il sera nécessaire d'insérer un système de correction de phase spectrale pour permettre un contrôle plus précis des impulsions comprimées.

II.2.3 Résultat du dimensionnement

L'impulsion initiale de durée 200 fs (correspondant à une largeur spectrale de 8 nm) est étirée à 1,5 ns. Avec les contraintes actuelles, les performances de la chaîne pétawatt sont une énergie disponible en fin de chaîne de 1 kJ. Cette énergie correspond à 700 J disponible en sortie du compresseur avec une largeur spectrale de 2,7 nm correspondant à une durée comprimée minimale de 600 fs (limitée par Fourier). La puissance théorique associée est 1,2 PW. Dans ces conditions les effets non linéaires restent faibles durant l'amplification ($B = 1,3$ rad). Ce faisceau est ensuite focalisé sur cible en utilisant une parabole hors axe pour atteindre des régimes de 10^{21} W/cm². Ce dernier paramètre est le plus difficile à estimer car il dépendra des aberrations optiques de la chaîne laser.

II.2.4 Amélioration des performances

L'amélioration de ce système, pour exploiter au mieux l'énergie disponible sur la LIL (20 kJ pour des durées d'impulsions de 3,5 ns), passe par plusieurs étapes. Les limitations identifiées proviennent essentiellement du système de compression, à la fois en dimension (distance entre les réseaux et taille des réseaux) et en tenue au flux. L'amélioration d'un facteur trois de la tenue au flux des réseaux de diffraction en petites dimensions a été obtenue par un contrat RTD de la Communauté Européenne [2-3]. Cependant dans la configuration actuelle d'amplification, les performances seront alors limitées par les effets non-linéaires ne permettant pas de bénéficier de tout l'acquis sur la tenue au flux des réseaux.

Pour amplifier des énergies plus importantes et donc atteindre des puissances plus conséquentes, différents points sont à l'étude et devront être validés avant leur implantation sur chaîne. L'objectif principal est de limiter les effets non linéaires avant compression de l'impulsion pour éviter le transfert des modulations de phase en modulations d'amplitude. Différentes solutions sont envisagées : contrôler la durée de l'impulsion étirée, compenser les effets non linéaires.

En effet, le contrôle de la durée de l'impulsion étirée permet de limiter des effets non-linéaires. Celle-ci diminue au cours de l'amplification à cause du phénomène de rétrécissement spectral par le gain dans la section amplificatrice. La compensation de cet effet de rétrécissement par l'utilisation d'un filtre spectral est une des solutions envisagées. L'augmentation de la durée étirée de l'impulsion sera également nécessaire. Un système de mosaïque de réseaux pour la compression d'impulsions (4 passages) ainsi que les développements de nouveaux systèmes d'allongement (réseaux de Bragg fibrés, systèmes hybrides...) sont en cours de développement.

Le réseau de Bragg fibré (figure 2-4) est actuellement une technologie adaptée aux impulsions de longueur d'onde centrale autour de 1,55 μ m [2-4]. Il faudrait donc pouvoir transférer cette technologie à nos longueurs d'onde (1 μ m).

Un réseau de Bragg est constitué d'un ensemble de réflecteurs plans et parallèles engendrés par des variations longitudinales de l'indice d'une fibre. Il présente une densité de traits variable (figure 2-5). La distance séparant deux réflecteurs dépend de la distance de propagation dans la fibre. Les longueurs d'onde sont réfléchies au fur et à mesure de la propagation dans la fibre. Les différentes longueurs d'onde ne parcourent donc pas le même trajet dans la fibre. En sortie, l'impulsion est alors étirée.

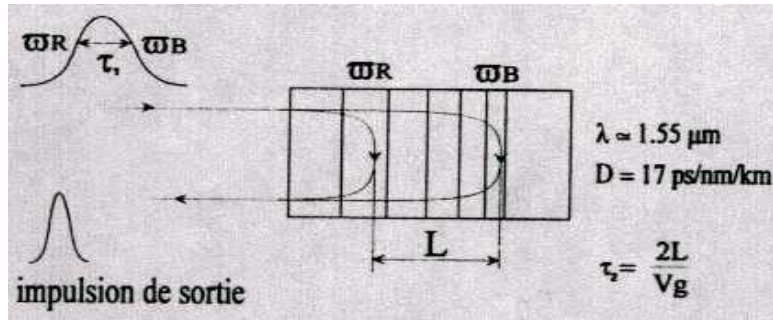


Figure 2-4 : réseau de Bragg fibré.

La bande spectrale du réseau de Bragg fibré est fonction de l'évolution de l'écartement des réflecteurs. Celle-ci est à adapter en fonction de la largeur spectrale de l'impulsion. Le réseau de Bragg Fibré, fabriqué selon la technologie appliqué au marché télécommunication, peut n'apporter qu'une phase quadratique, contrairement à la phase spectrale apportée par un système d'allongement classique à réseaux. La longueur de la fibre L pour impulsions fortement étirées s'écrit :

$$L = \frac{c}{2n} \Delta T,$$

avec n l'indice moyen du cœur de la fibre,
 ΔT la durée de l'impulsion étirer.

Ainsi la longueur de la fibre nécessaire à étirer l'impulsion à 1,5 ns est de 15 cm. De plus, cette valeur doit être multipliée par un facteur de forme du spectre. L'encombrement de l'étireur est considérablement réduit.

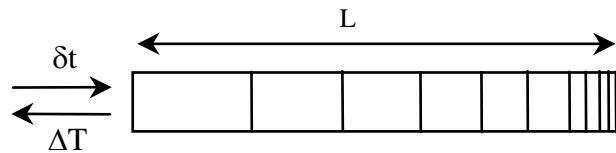


Figure 2-5 : schéma de principe du réseau de Bragg fibré. Les différentes longueurs d'onde sont réfléchies selon la distance de propagation dans le réseau de Bragg fibré (RBF).

L'utilisation d'un nouveau système pour étirer l'impulsion entraîne des lois de phase spectrale apportées par l'allongeur et le compresseur différentes. Ces phases spectrales ne seront alors plus compensées. Il sera nécessaire de mettre en place un système de correction de la phase spectrale.

Une autre solution pour limiter les effets non linéaires est leur compensation. Différentes solutions sont possibles. L'utilisation d'un milieu possédant un indice non linéaire négatif permet cette compensation : un semi-conducteur (AsGa) [2-5]. La phase non linéaire peut être aussi corrigée en utilisant un modulateur de phase.

Enfin une compensation spécifique du front d'onde sera à implanter sur la chaîne pour améliorer le confinement de la puissance et atteindre les éclaircissements annoncés. Un contrat européen RTD (Adaptool) devrait raisonnablement contribuer à apporter des solutions implantables sur la LIL.

Les défauts de phases spectrale et temporelle doivent être corrigés pour l'amélioration des performances de la chaîne pétawatt en étude sur la LIL.

II.3 Corrections des phases spectrale et temporelle

Quelque soit l'origine des défauts de phase, contributions spectrale ou temporelle, le défaut peut être compensé dans l'un ou l'autre des deux domaines. Cependant la limitation en amplitude de correction et l'enchaînement des défauts amènent à considérer plus finement le problème.

En effet, pour des impulsions fortement étirées, il existe une relation bijective entre le temps et les fréquences (cf. chapitre V). Cette relation permet de traiter les phases spectrales comme des phases temporelles et inversement. Pour que la relation entre les phases spectrale et temporelle soit bijective, il est nécessaire de limiter en amplitude les variations de ces phases ; donc la correction.

Dans le cas d'une architecture classique d'une chaîne de puissance (figure 2-6), les effets non linéaires sont négligeables devant les défauts de phase spectrale, comme ceux induits par la dispersion et la différence de phase entre l'allongeur et le compresseur. L'origine des défauts de phase est uniquement spectrale. Dans ce cas, une correction de phase spectrale dynamique est suffisant.

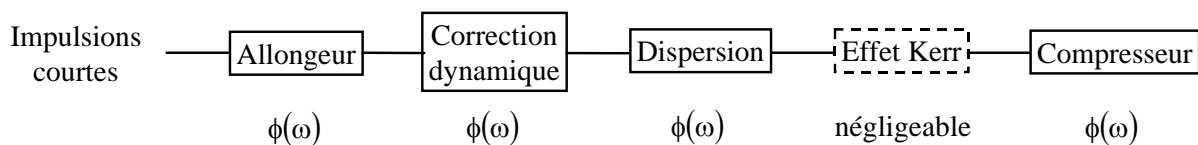


Figure 2-6 : architecture classique d'une chaîne de puissance. Les effets non linéaires sont négligeables devant les défauts de phase spectrale, comme ceux induits par la dispersion et la différence de phase entre l'allongeur et le compresseur.

Dans le cas de l'architecture du pétawatt en étude sur la LIL (figure 2-7), l'essentiel du défaut de phase spectrale provient du désaccord allongeur/compresseur. Sa correction sera à considérer de façon statique. Ces défauts n'évoluent pas d'un tir à l'autre.

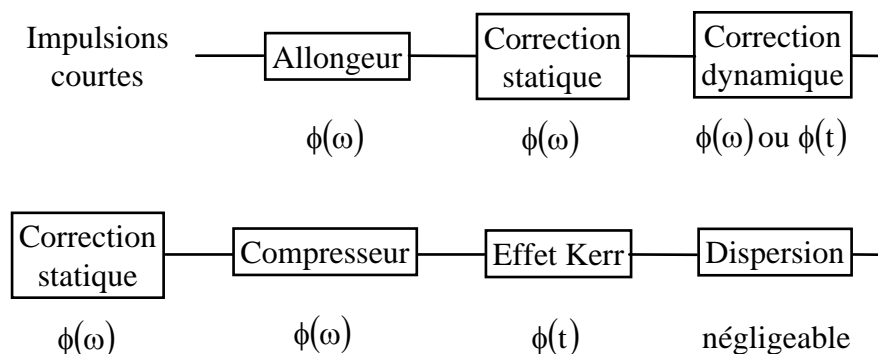


Figure 2-7 : architecture du laser pétawatt en étude sur la LIL.

Par exemple, nous pourrions envisager un dérèglement du compresseur ou l'insertion d'un élément dispersif contrôlé (lame de verre dans l'allongeur, ...). Seule une faible quantité de phase spectrale limitée à une fraction de 2π sera à corriger de façon dynamique ; d'une part

pour parfaire la correction et d'autre part pour ajuster des profils particuliers de l'impulsion (comme par exemple des fronts de montée et des pré impulsions).

En revanche, en ce qui concerne le défaut de phase temporelle, l'amplitude de correction pourrait atteindre des valeurs bien plus importantes (notamment si les effets dans le domaine spatial sont corrigés). Nous envisageons alors sa correction directement dans le domaine temporel (cf. chapitre VII). Ce type de correction ne nécessitera pas de tir de mesure et par conséquent de contre réaction.

II.4 Méthodes de correction active de phase

Les différentes méthodes de correction active de la phase sont données (II.4.1) : puis la méthode de correction utilisée est présentée (II.4.2).

II.4.1 Différentes méthodes de correction active de phase

Les différentes méthodes de correction active de la phase spectrale doivent coupler les pulsations avec une variable extérieure. Dans tous les cas, la modulation de phase spectrale obtenue sera aussi une modulation de phase temporelle pour des impulsions étirées temporellement. Plusieurs choix sont possibles. Soit le couplage se fait par une variable d'espace, de deux types transversale ou longitudinale, soit par le temps. La méthode de correction de la phase spectrale est adaptée en fonction de la variable de couplage choisie. Nous obtenons alors :

- variables d'espace :
 - transverse x : la correction de la phase spectrale s'obtient en utilisant une valve à cristaux optiques [2-6, 7] ou un filtre acousto optique ou encore un miroir déformable[2-8] dans un plan de Fourier d'une ligne à dispersion nulle
 - longitudinale : la correction de la phase spectrale s'obtient en utilisant un filtre acousto-optique [2-9, 10],
- variable temporelle : la correction de la phase spectrale est obtenue en utilisant un modulateur de phase temporelle intégré pour des impulsions fortement étirées temporellement [2-11]. Cette dernière méthode permet de moduler spectralement et directement temporellement la phase des impulsions.

II.4.2 Méthode de correction utilisée

C'est le modulateur de phase temporelle intégré qui a été étudié. Ce type de modulateur permet d'induire une modulation de phase spectrale (pour des impulsions fortement étirées) et directement de phase temporelle. Ce modulateur de phase spectrale fait l'objet du chapitre V. C'est le modulateur de phase le mieux adapté à l'utilisation d'impulsions fortement étirées et des spectres relativement étroits. Le nombre de points accessible à la correction est proportionnel à la durée étirée.

III. Système de mesure absolue de la phase spectrale : dimensionnement de l'appareil et mise en œuvre expérimentale

III.1 METHODES	34
III.1.1 Méthodes de mesures absolues de la phase spectrale de l'impulsion.....	34
III.1.1.1 Mesure de phase itérative avec porte temporelle.....	35
III.1.1.2 Mesure de phase itérative avec porte spectrale.....	36
III.1.1.3 Mesure de la phase par propagation dans un milieu non linéaire	36
III.1.1.4 Mesure de la phase par interférométrie à décalage.....	37
III.1.2 Critères de choix de la méthode de mesure de phase.....	37
III.2 INTERFEROMETRIE A DECALAGE	37
III.2.1 Principe de l'interférométrie spectrale	37
III.2.1.1 Montage	38
III.2.1.2 Algorithme pour retrouver la phase spectrale introduite	39
III.2.2 Principe de la mesure de la phase spectrale	41
III.2.3 Algorithme développé pour retrouver la phase spectrale	43
III.2.3.1 Analyse des franges.....	44
III.2.3.2 Obtention de la phase $\varphi_{\text{diff}}(\omega)$	45
III.2.3.3 Obtention de la phase spectrale de l'impulsion $\varphi(\omega)$	48
III.2.3.4 Détermination expérimentale des paramètres τ et $\delta\omega$	48
III.2.3.4.1 Retard temporel τ entre les deux impulsions courtes	48
III.2.3.4.2 Écart spectral $\delta\omega$ entre les deux spectres convertis	50
III.2.3.5 Décomposition de la phase spectrale de l'impulsion $\varphi(\omega)$	51
III.2.3.5.1 Polynômes de Legendre	51
III.2.3.5.2 Fit polynomial.....	52
III.2.3.5.3 Développement de Taylor	52
III.2.3.6 Numérisation du signal.....	52
III.2.3.6.1 Occupation du signal.....	53
III.2.3.6.2 Nombre de points par franges n.....	54
III.3 MISE EN ŒUVRE EXPERIMENTALE DE LA MESURE.....	56
III.3.1 Choix des paramètres.....	56
III.3.1.1 Rapport entre la durée étirée et l'écart temporel entre les impulsions comprimées.....	57
III.3.1.2 Écart temporel entre les deux impulsions courtes.....	57
III.3.1.3 Choix des paramètres de la mesure de phase.....	58
III.3.2 Analyse de chaque composant élémentaire.....	59
III.3.2.1 Dimensionnement de l'étireur	59
III.3.2.1.1 Principe de l'étireur.....	60
III.3.2.1.2 Limitations de l'étireur.....	61
III.3.2.1.2.1 Influence du terme du troisième ordre de la phase.....	61
III.3.2.1.2.2 Géométrie.....	63
III.3.2.1.3 Solutions.....	64
III.3.2.1.3.1 Mesure en sortie de l'oscillateur	64
III.3.2.1.3.2 Mesure en sortie de la chaîne	65
III.3.2.1.3.3 Résultats.....	65
III.3.2.2 Michelson	65
III.3.2.3 Mélangeur de fréquences.....	66
III.3.2.4 Chaîne d'acquisition spectrale.....	67
III.3.2.4.1 Résolution du spectromètre	67
III.3.2.4.2 Echantillonnage à pas variable	70
III.3.2.4.3 Calibration du spectromètre	71
III.3.3 Schéma expérimental.....	72

III. Système de mesure absolue de la phase spectrale : dimensionnement de l'appareil et mise en œuvre expérimentale

Pour maîtriser la correction de la phase spectrale de l'impulsion optique, nous en recherchons une méthode de mesure qui soit de préférence monocoup et sans référence. Nous commencerons donc ce chapitre par une description des différentes méthodes existantes afin de choisir la méthode la plus appropriée (III.1). Le principe de la méthode conduisant à notre instrument de mesure sera ensuite présenté. Nous en décrivons son fonctionnement (III.2). Le dernier paragraphe sera consacré à la mise en œuvre expérimentale de la mesure (III.3). Ainsi le dimensionnement de l'instrument afin de procéder à la mesure de phase dans les meilleures conditions sera effectué.

III.1 Méthodes

Dans le domaine de l'optique, le temps de réponses des détecteurs est beaucoup plus long que la durée des impulsions à mesurer. Donc, dans le cas de méthodes de mesure linéaire, toute information concernant la phase du champ électrique (isolé) incident est perdue, sauf si l'on dispose d'un champ de référence parfaitement connu. Cette mesure relative donne alors accès à une différence de phase spectrale. L'objectif étant d'obtenir une mesure absolue de la phase spectrale, nous étudions les méthodes de mesure non linéaires permettant d'atteindre la phase de l'impulsion (III.1.1). Puis de cette présentation, nous choisissons la méthode de phase spectrale que nous allons utiliser (III.1.2).

III.1.1 Méthodes de mesures absolues de la phase spectrale de l'impulsion

Par la suite, le spectre dans le domaine spectral $\tilde{A}(\omega)$ de l'impulsion à mesurer est donné par l'expression suivante (annexe A1) :

$$\tilde{E}(\omega) = \tilde{A}(\omega - \omega_0) = A(\omega - \omega_0) \exp(i\varphi(\omega - \omega_0))$$

avec $\tilde{A}(\omega - \omega_0)$ l'enveloppe dans le domaine spectral de l'impulsion,

$A(\omega - \omega_0)$ l'amplitude spectrale de l'impulsion,

$\varphi(\omega - \omega_0)$ la phase spectrale de l'impulsion à mesurer,

et ω_0 la pulsation centrale.

Nous allons étudier les différentes méthodes pour la mesure de la phase spectrale $\varphi(\omega)$ de l'impulsion.

III.1.1.1 Mesure de phase itérative avec porte temporelle

Le principe de la méthode appelée FROG (Frequency-Resolved Optical Gating) [3-1] est de réaliser un filtre temporel sur le signal à caractériser. Le spectre des différentes composantes temporelles du signal est alors obtenu. Le signal expérimental est composé de l'enregistrement de spectres filtrés pour différents retards temporels. L'analyse de ce spectre permet de retrouver la phase de l'impulsion. En général, le filtre temporel est réalisé à partir de l'impulsion à caractériser. L'algorithme développé pour retrouver la phase est complexe et nécessite plusieurs itérations.

Plusieurs géométries possibles pour cette mesure sont possibles. Chaque géométrie nous mène à un spectrogramme différent. Une solution pour retrouver la phase est de reconstruire la carte dans le plan (τ, ω) à l'aide d'un algorithme. Pour chaque type de géométrie, nous aurons un algorithme complexe pour retrouver la phase de l'impulsion.

La géométrie basée sur la formation d'un filtre obtenu par polarisation est décrite. Le champ à caractériser est divisé en deux faisceaux d'énergie différente (figure 3-1) : les faisceaux sonde et pompe. Le faisceau sonde est décalé relativement au faisceau pompe d'un retard temporel variable τ (variant au cours de la mesure). La polarisation du faisceau pompe est tournée de 45° par rapport à celle du faisceau sonde. L'interaction des deux faisceaux s'opère dans le cristal par effet non linéaire d'ordre trois. Le faisceau pompe induit de la biréfringence. Sous son action, le matériau non linéaire joue le rôle d'une lame d'onde qui modifie légèrement la polarisation du faisceau sonde. Le faisceau pompe constitue ainsi un filtre temporel (porte temporelle). Deux mesures sont effectuées simultanément : la première permet d'accéder à l'état de polarisation en fonction du retard temporel (nous mesurons l'énergie du faisceau sonde derrière un polariseur) et la seconde donne une mesure du spectre en fonction du retard temporel. Cette mesure est sensible au cube de la puissance du champ.

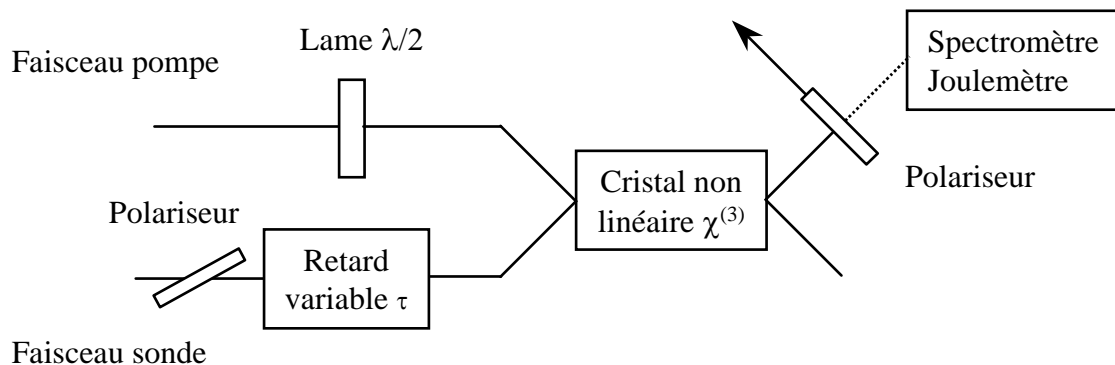


Figure 3-1 : dispositif expérimental basé sur la formation d'un filtre par polarisation.

Certaines de ces mesures peuvent être rendues monocoup, notamment dans le cas d'une géométrie utilisant la génération de seconde harmonique [3-2]. C'est la fonction d'autocorrélation de l'impulsion qui est mesurée pour différents retards temporels. Cette fonction est transférée dans le domaine spatial rendant la mesure de la phase monocoup. Cependant, dans ce cas, il y a ambiguïté sur le signe de la phase spectrale de l'impulsion.

III.1.1.2 Mesure de phase itérative avec porte spectrale

Le principe de cette méthode Frequency Domain Phase Measurement (FDPM) [3-3] repose sur la mesure des temps d'arrivée des différentes composantes spectrales de l'impulsion (figure 3-2). Un filtre spectral est alors utilisé. La mesure permet d'obtenir la dérivée de la phase spectrale donc le retard temporel.

L'impulsion incidente est séparée en deux faisceaux. Un des deux faisceaux est retardé de τ , l'autre est filtré spectralement. Une fente placée dans le plan spectral permet de sélectionner une fréquence centrale ω_1 . Dans le domaine spectral, cette opération peut s'effectuer dans le plan de Fourier d'un allongeur.

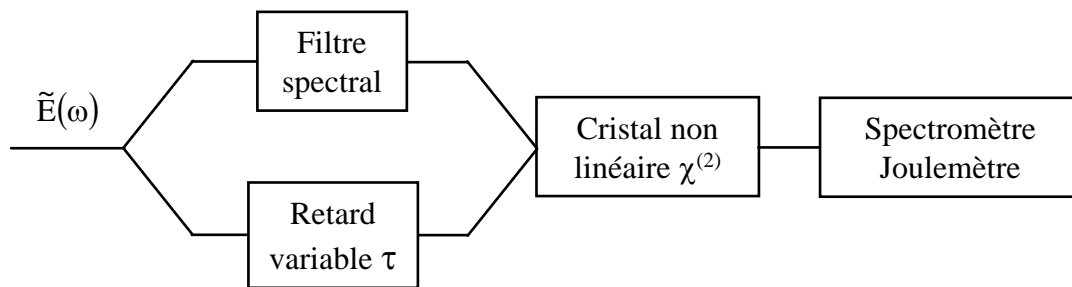


Figure 3-2 : principe de la mesure de phase itérative avec filtre spectral.

Nous pratiquons ensuite une corrélation croisée entre le champ à caractériser et la porte spectrale dans un cristal non linéaire par un effet non linéaire d'ordre deux. À ω_1 fixé, nous balayons le retard τ . Le maximum de signal indiquera le temps d'arrivée de cette fréquence ω_1 . Nous construisons dans l'espace des phases, la carte des temps d'arrivée en fonction de la fréquence ω_1 . Ces temps correspondent à la dérivée de la phase par rapport à la fréquence. Une simple intégration fournit la phase spectrale de l'impulsion. Contrairement à la précédente, elle ne peut pas être rendue monocoup.

III.1.1.3 Mesure de la phase par propagation dans un milieu non linéaire

La phase spectrale peut être déduite de la propagation dans un milieu non linéaire ne subissant que l'effet Kerr (figure 3-3) [3-4]. Nous mesurons le spectre avant et après propagation dans ce milieu. Tout repose sur le fait que l'intensité de l'impulsion va influencer sur le spectre à la sortie du matériau par effet Kerr. Un algorithme itératif permet de retrouver la phase spectrale de l'impulsion. La réponse du milieu doit être uniquement un effet Kerr, la dispersion de la vitesse de groupe doit être négligeable, ainsi que les effets spatiaux (comme la diffraction ou les effets non linéaires). Il est donc nécessaire de connaître les caractéristiques spatiales et l'énergie du faisceau.

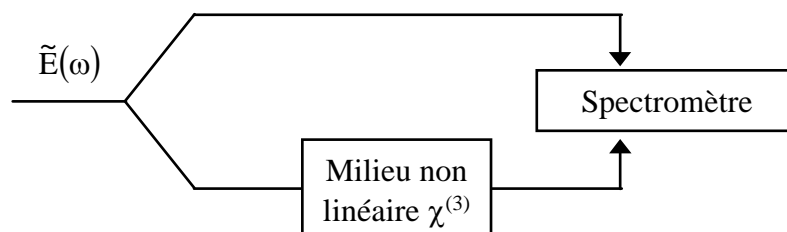


Figure 3-3 : principe de la mesure de phase par propagation dans un milieu non linéaire.

III.1.1.4 Mesure de la phase par interférométrie à décalage

Cette méthode [3-5,6] est une transposition dans le domaine spectral de la méthode par lame de shearing dans le domaine spatial [3-7]. Elle consiste à faire deux répliques de la surface d'onde à caractériser. Ces deux répliques sont décalées spatialement. L'analyse des interférences spatiales permet de reconstruire la surface d'onde. Dans le domaine spectral, il suffit de produire deux répliques décalées en fréquence d'une impulsion (figure 3-4). L'analyse des interférences spectrales permet de reconstruire la phase. L'algorithme pour retrouver cette phase est simple et la méthode est monocoup.

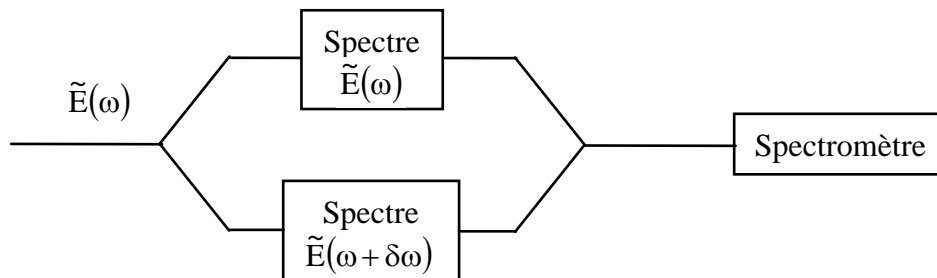


Figure 3-4 : principe de la mesure de phase par interférométrie à décalage.

III.1.2 Critères de choix de la méthode de mesure de phase

Les principes des différentes méthodes de mesure de phase spectrale ont été brièvement présentés et nous allons rechercher la méthode la plus adaptée à notre besoin. Tout d'abord, nous recherchons une méthode donnant une mesure ne nécessitant pas l'utilisation d'une impulsion de référence. De plus, la mesure de la phase devra être monocoup en utilisant un algorithme d'analyse le plus simple possible.

C'est cet ensemble de critères qui nous a amené à choisir l'interférométrie à décalage que nous allons maintenant étudier en détails.

III.2 Interférométrie à décalage

L'interférométrie spectrale à décalage permet de mesurer l'amplitude et la phase spectrale d'une impulsion. Le système de mesure est dimensionné pour mesurer des impulsions courtes, présentant de faibles variations de phase. Dans un premier temps, nous décrivons le principe de l'interférométrie spectrale (III.2.1) puis celui de la mesure : interférométrie spectrale à décalage (III.2.2). Ensuite, nous présentons l'algorithme développé pour retrouver la phase spectrale d'une impulsion (III.2.3).

III.2.1 Principe de l'interférométrie spectrale

Nous étudions le montage utilisé pour l'interférométrie spectrale permettant de mesurer une différence de phase spectrale. Ce montage permettra d'expliquer plus simplement celui de l'interférométrie à décalage. Dans un premier temps, nous analysons le principe de l'interférométrie spectrale. Puis, nous expliquons l'algorithme développé pour retrouver le déphasage spectral $\phi(\omega)$. Ensuite, nous étudions la mise en œuvre expérimentale de la mesure.

III.2.1.1.1 Montage

Nous présentons maintenant le montage réalisé pour obtenir une mesure d'un déphasage spectral [3-8] : l'interférométrie spectrale (figure 3-5). Un montage du type de Mach-Zender permet d'obtenir deux impulsions de durée identique séparée d'un intervalle de temps τ . Nous avons une interférence spectrale entre les deux impulsions ainsi formées.

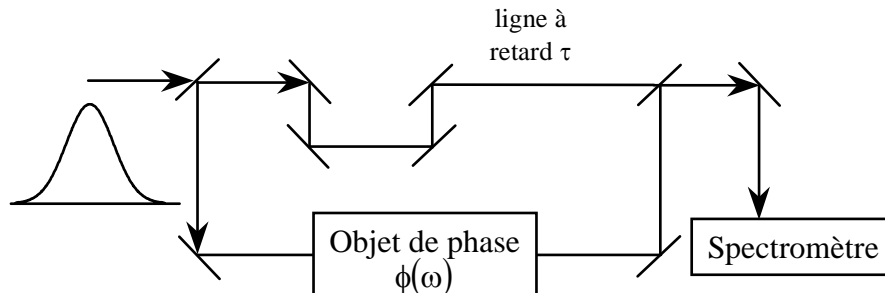


Figure 3-5 : principe de l'interférométrie spectrale

Le signal obtenu sur le spectromètre est le suivant :

$$\tilde{I}(\omega) = |\tilde{A}_1(\omega) + \tilde{A}_2(\omega)|^2$$

avec

$\tilde{A}_i(\omega)$ le spectre de l'enveloppe des impulsions,

Le signal s'écrit aussi :

$$I(\omega) = \text{En}(\omega) (1 + c(\omega) \cos(\varphi_2(\omega) - \varphi_1(\omega) + \phi(\omega) + \omega\tau))$$

avec

$A_i(\omega)$ l'amplitude spectrale des impulsions à la sortie de l'interféromètre,

$\varphi_i(\omega)$ la phase spectrale des impulsions,

τ l'écart temporel entre les deux impulsions,

$\phi(\omega)$ la phase de l'objet de phase,

$\text{En}(\omega)$ l'enveloppe du signal : $\text{En}(\omega) = A_1^2(\omega) + A_2^2(\omega)$, l'enveloppe du signal est en fait la somme des intensités spectrales des impulsions,

et $c(\omega)$ le contraste des franges : $c(\omega) = 2 \frac{A_1(\omega)A_2(\omega)}{A_1^2(\omega) + A_2^2(\omega)}$.

Les deux impulsions sont créées à partir de la même impulsion. Elles possèdent alors la même amplitude et phase spectrale au début de l'interféromètre. Nous supposons que les phases spectrales acquises par les deux impulsions lors de leur propagation dans l'interféromètre sont identiques :

$$\varphi_2(\omega) = \varphi_1(\omega).$$

Ainsi, seule la différence de chemin optique (le temps retard) et l'objet de phase apportent une contribution à la différence de phase spectrale entre les deux impulsions. Ainsi, nous mesurons la somme de la phase spectrale introduite par l'objet de phase et le temps retard entre les deux impulsions [3-9].

$$I(\omega) = \text{En}(\omega) (1 + c(\omega) \cos(\phi(\omega) + \omega\tau)).$$

Nous obtenons un système de franges fonction du temps retard entre les deux impulsions et de la phase spectrale introduite entre les deux impulsions (figure 3-6). Le terme linéaire de la phase totale $\Phi(\omega) = \phi(\omega) + \omega\tau$ définit le pas des franges, c'est le temps retard entre les deux impulsions. La déformation des franges est introduite par les ordres supérieurs de la phase spectrale, qui représentent les termes de phase spectrale modifiant la forme temporelle des impulsions.

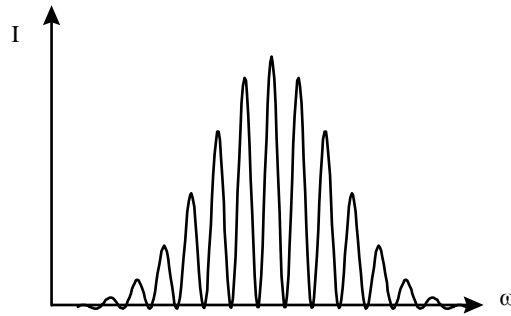


Figure 3-6 : système de franges obtenues.

Ce dispositif nous permet de mesurer la phase spectrale entre les deux impulsions. C'est une méthode pour mesurer la différence de phase. Elle n'est pas une méthode de mesure absolue de la phase spectrale. Nous pouvons ainsi mesurer la phase spectrale $\phi(\omega)$ introduite par tout objet de phase.

III.2.1.1.2 Algorithme pour retrouver la phase spectrale introduite

Nous analysons maintenant les franges obtenues pour pouvoir déterminer la phase spectrale introduite. Le processus est le suivant. Le signal peut être séparé en deux ensembles. Le premier représente l'enveloppe des franges tandis que le second est responsable des franges. C'est dans ce dernier terme que nous avons l'information sur la phase spectrale.

Dans un premier temps, nous faisons la transformation de Fourier inverse du spectrogramme. Nous obtenons trois pics. En effet, si nous développons l'expression du signal obtenu sur le spectromètre, il apparaît deux termes :

$$I(\omega) = I_1(\omega) + I_2(\omega)$$

avec :

$$I_1(\omega) = A_1^2(\omega) + A_2^2(\omega),$$

et

$$I_2(\omega) = A_1(\omega)A_2(\omega) \cos(\phi(\omega) + \omega\tau).$$

La transformation de Fourier inverse du spectrogramme est alors la somme des deux transformations de Fourier inverse des deux parties du signal : un pic central et deux satellites. Toutes les informations de la phase spectrale sont contenues dans un des satellites et la position du satellite par rapport au pic central est reliée à la partie linéaire de la phase totale $\Phi(\omega)$.

La figure 3-7 représente le principe d'extraction du pic central et de l'un des deux satellites. Nous isolons, dans un premier temps, le pic. Les filtres doivent sélectionner la même partie de hautes fréquences dans les deux cas. Ils doivent donc être de même largeur. La largeur du filtre est la distance qui sépare le pic central du satellite. Nous prendrons dans ces conditions

la même partie de hautes fréquences pour les deux signaux. Nous en prenons la transformation de Fourier, nous obtenons alors l'enveloppe des franges. La phase de la transformation de Fourier de l'un des deux satellites représente la phase spectrale du signal $\Phi(\omega)$. Or la relation entre les phases du signal et de l'objet $\phi(\omega)$ est la suivante :

$$\Phi(\omega) = \phi(\omega) + \omega\tau.$$

Ainsi, par simple différence entre la phase spectrale du signal et le retard temporel τ , nous obtenons la phase spectrale de l'objet de phase.

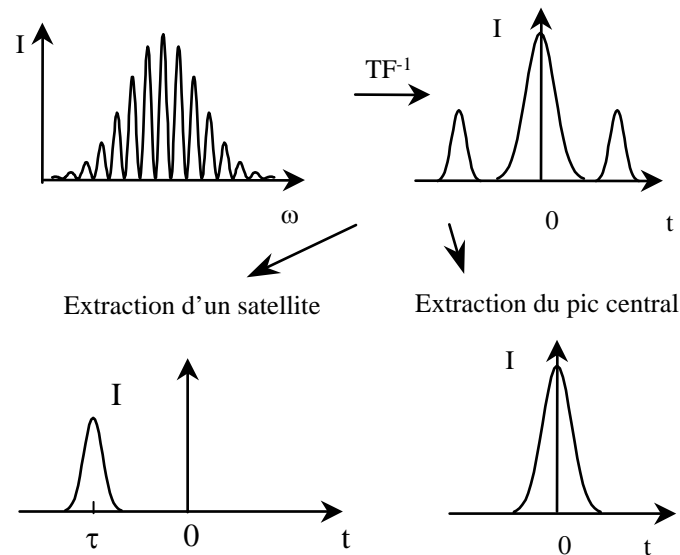


Figure 3-7 : principe de l'extraction du pic central et de l'un des deux satellites. Dans un premier temps, le pic central est isolé. Par un deuxième filtre, l'un des satellites est isolé. Les filtres doivent sélectionner la même partie de hautes fréquences dans les deux cas. Ils doivent donc être de même largeur. La largeur du filtre est la distance qui sépare le pic central du satellite. Nous prendrons dans ces conditions la même partie de hautes fréquences pour les deux signaux.

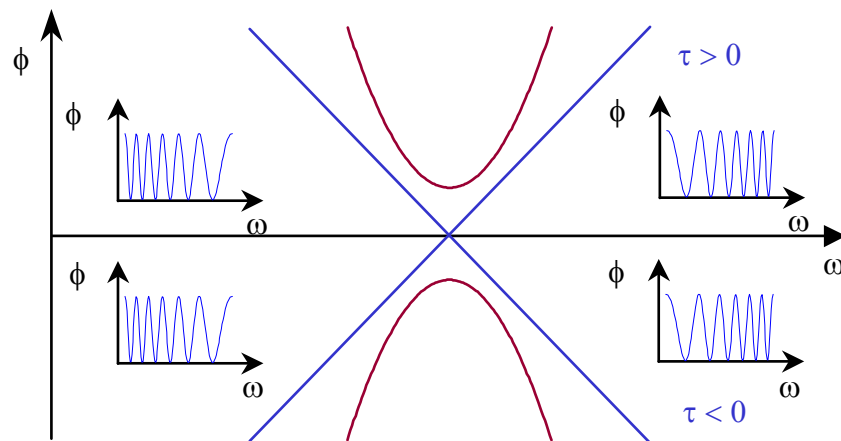


Figure 3-8 : détermination du signe du terme du second ordre de la phase spectrale par le sens de défilement des franges lorsque le temps retard varie. Le sens de défilement est aussi fonction du signe du temps retard. Ainsi pour un temps retard positif et un terme du second ordre positif, lorsque nous augmentons le temps retard, les franges semblent provenir de la droite. C'est le contraire si le signe du terme du second ordre est négatif.

Pour retrouver le signe du terme du second ordre de la phase spectrale introduite, nous observons le sens de défilement des franges lorsque nous faisons varier le temps retard entre les deux impulsions (figure 3-8). Le sens de défilement est aussi fonction du signe du temps retard. Ainsi pour un temps retard positif et un terme du second ordre positif, lorsque nous augmentons le temps retard, les franges semblent provenir de la droite. C'est le contraire si le signe du terme du second ordre est négatif, toujours pour le cas d'un temps retard positif.

L'analyse des franges expérimentales permet de transformer le signal en une mesure de différence de phase. Nous allons appliquer ce principe d'analyse à l'interférométrie à décalage pour mesurer la phase spectrale de l'impulsion.

III.2.2 Principe de la mesure de la phase spectrale

Le montage est du type Mach-Zehnder (figure 3-9). 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 .

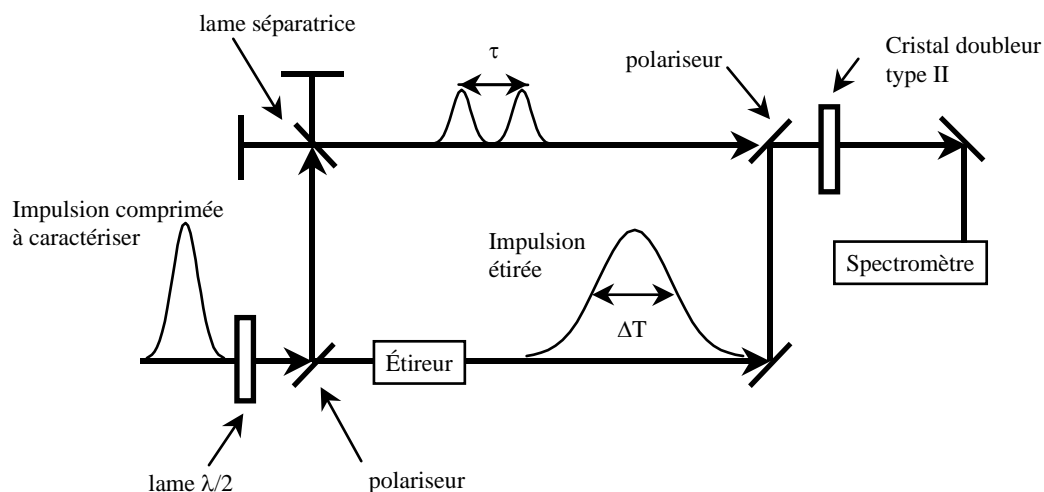


Figure 3-9 : schéma de principe de l'interférométrie à décalage.

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 3-10). 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 :

$$\delta\omega = \frac{\tau}{\Delta T} \Delta\omega$$

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.

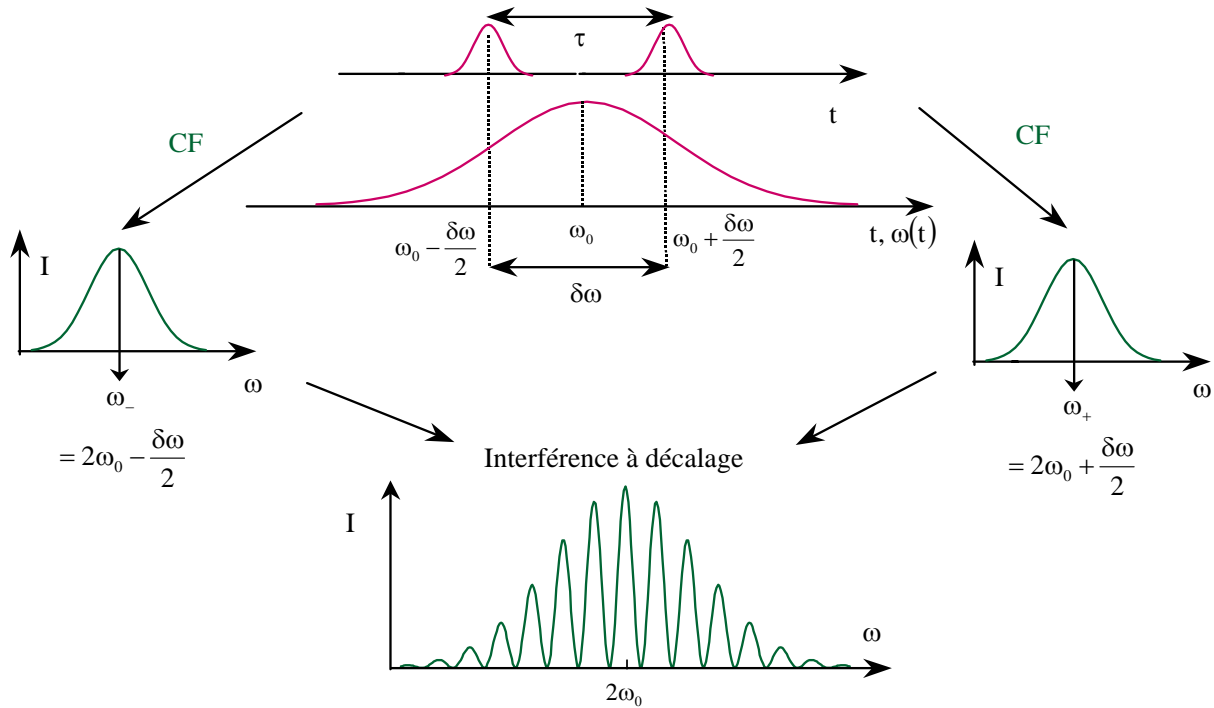


Figure 3-10 : obtention d'un système de franges spectrales.

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 :

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

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 (annexe A2) :

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

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 :

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

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

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 :

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

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. Cette étude va nous permettre de dimensionner les différents paramètres pour la mise en œuvre expérimentale adaptée à notre application.

III.2.3 Algorithme développé pour retrouver la phase spectrale

L'algorithme développé pour la retrouver est étudié, ce principe est identique à celui mis en place pour l'interférométrie spectrale. Dans un premier temps, une analyse du signal est faite (III.2.3.1) afin de déterminer le terme du signal formant les franges. La phase spectrale du signal se décompose alors :

$$\Phi(\omega) = \varphi_{\text{diff}}(\omega) + \omega\tau,$$

avec $\varphi_{\text{diff}}(\omega) = \varphi(\omega - \omega_+) - \varphi(\omega - \omega_-)$.

Nous déterminons ensuite la phase spectrale $\varphi_{\text{diff}}(\omega)$ (III.2.3.2) ; puis enfin la phase spectrale de l'impulsion (III.2.3.3). La recherche de la phase spectrale de l'impulsion nécessite d'une part la détermination de deux paramètres (III.2.3.4) : l'écart temporel entre les deux impulsions courtes τ et l'écart spectral entre les deux spectres convertis $\delta\omega$. Afin de caractériser la phase spectrale obtenue, nous pouvons la décomposer en polynômes. Les différentes possibilités de décomposition pour la phase sont présentés (III.2.3.5). D'autre part la numérisation du signal (III.2.3.6) est indispensable pour la détermination de la phase spectrale.

III.2.3.1 Analyse des franges

Nous cherchons à évaluer le terme prépondérant dans l'expression de la phase spectrale du signal $\Phi(\omega)$ contribuant à former des franges. Nous analysons pour cela l'expression de $\Phi(\omega)$. Les franges proviennent du terme linéaire de la phase spectrale. Nous développons les phases spectrales autour de la longueur d'onde centrale ω_0 :

$$\Phi(\omega) = \Phi_0 + \Phi_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\Phi_2(\omega - \omega_0)^2 + O^3(\omega - \omega_0),$$

et

$$\varphi(\omega) = \varphi_0 + \varphi_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\varphi_2(\omega - \omega_0)^2 + O^3(\omega - \omega_0),$$

avec

φ_i les dérivées successives calculées en ω_0 de la phase spectrale de l'impulsion,

Φ_i les dérivées successives calculées en ω_0 de la phase spectrale du signal.

L'expression du premier terme de la phase spectrale mesurée est donnée par la relation suivante :

$$\Phi_1 = \varphi_2 \delta\omega + \tau$$

ou encore, pour comparer des valeurs adimensionnées,

$$\Phi_1 \Delta\omega = \varphi_2 \delta\omega \Delta\omega + \tau \Delta\omega,$$

avec $\Delta\omega$ la demi largeur spectrale à $1/e^2$ en intensité, dans le cas d'une impulsion dont l'amplitude spectrale est de forme gaussienne.

Nous cherchons les ordres de grandeur de ces deux termes afin de les comparer. Nous pourrions alors déterminer le terme qui formera les franges.

L'expression du terme du second ordre φ_2 de la phase spectrale de l'impulsion, qui conduit à un élargissement temporel de la durée de l'impulsion, est donnée par la relation suivante :

$$\frac{1}{2}\varphi_2 \Delta\omega^2 = \sqrt{\left(\frac{\delta t'}{\delta t}\right)^2 - 1},$$

avec

δt la durée de l'impulsion sans la contribution de φ_2 (comprimée),

$\delta t'$ la durée élargie de l'impulsion.

Ainsi, l'expression du terme linéaire de la phase du signal $\Phi(\omega)$ devient :

$$\Phi_1 \Delta\omega = \tau \Delta\omega \left[1 + \frac{\delta t}{\tau} \frac{\delta\omega}{\Delta\omega} \sqrt{\left(\frac{\delta t'}{\delta t}\right)^2 - 1} \right].$$

Nous analysons les différents termes de cette expression. Le second terme se décompose suivant les trois termes suivants :

- $\frac{\delta t}{\tau}$ le rapport entre la durée de l'impulsion comprimée et l'écart temporel entre les deux impulsions courtes, ce rapport est petit devant l'unité ;

- $\frac{\delta\omega}{\Delta\omega}$ le rapport entre l'écart des pulsations centrales des impulsions doublées et la largeur spectrale des impulsions, ce rapport est faible devant l'unité ;
- $\sqrt{\left(\frac{\delta t'}{\delta t}\right)^2} - 1$ le terme permettant de mesurer l'étirement de l'impulsion. Ce terme est petit devant l'unité car l'impulsion à caractériser est comprimée au mieux.

Ainsi, le produit de ces trois termes reste petit devant l'unité. Le terme $\Delta\omega\tau$ est prépondérant et il formera les franges. La seconde contribution ne modifiera que légèrement le nombre de franges.

Cette étude nous conduit à décomposer la phase spectrale du signal selon la forme suivante :

$$\Phi(\omega) = \varphi_{\text{diff}}(\omega) + \omega\tau,$$

avec $\varphi_{\text{diff}}(\omega) = \varphi(\omega - \omega_+) - \varphi(\omega - \omega_-)$.

Cette décomposition permet de séparer la phase spectrale $\varphi_{\text{diff}}(\omega)$ du terme $\omega\tau$ formant les franges. La prochaine étape est la détermination de la phase spectrale $\varphi_{\text{diff}}(\omega)$.

III.2.3.2 Obtention de la phase $\varphi_{\text{diff}}(\omega)$

Le processus pour retrouver la phase spectrale $\varphi_{\text{diff}}(\omega)$ est le suivant. Dans un premier temps, nous faisons la transformation de Fourier inverse du spectrogramme. Nous obtenons trois pics. En effet, si nous développons l'expression du signal obtenu sur le spectromètre, il apparaît deux termes :

$$I(\omega) = I_1(\omega) + I_2(\omega).$$

avec :

$$I_1(\omega) = A^2(\omega - \omega_+) + A^2(\omega - \omega_-)$$

et

$$I_2(\omega) = 2A(\omega - \omega_+)A(\omega - \omega_-)\cos(\Phi(\omega)) \\ = A(\omega - \omega_+)A(\omega - \omega_-)\exp[i(\varphi_{\text{diff}}(\omega) + \omega\tau)] + A(\omega - \omega_+)A(\omega - \omega_-)\exp[-i(\varphi_{\text{diff}}(\omega) + \omega\tau)]$$

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

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

Le signal est séparé en deux ensembles. Le premier représente l'enveloppe des franges (c'est un terme non interférométrique ne présentant aucune information sur la phase spectrale) tandis que le second est responsable des franges. C'est dans ce dernier terme que nous avons l'information sur la phase spectrale $\varphi_{\text{diff}}(\omega)$. La transformation de Fourier inverse du spectrogramme est alors la somme des deux transformations de Fourier inverse des deux parties du signal. Elle nous fournit trois pics :

$$\text{TF}^{-1}[I_1(\omega)] = \text{TF}^{-1}[A^2(\omega - \omega_+) + A^2(\omega - \omega_-)]$$

et

$$\text{TF}^{-1}[I_2(\omega)] = \text{TF}^{-1}[A(\omega - \omega_+)A(\omega - \omega_-)\exp(i\varphi_{\text{diff}}(\omega))] \otimes \delta(t + \tau) \\ + \text{TF}^{-1}[A(\omega - \omega_+)A(\omega - \omega_-)\exp(-i\varphi_{\text{diff}}(\omega))] \otimes \delta(t - \tau).$$

La position du satellite est directement reliée au terme linéaire de phase spectrale du signal (donc au retard temporel τ et à la partie linéaire de la différence de phase $\varphi_{\text{diff}}(\omega)$). Toutes les informations de la différence de phase spectrale $\varphi_{\text{diff}}(\omega)$ sont contenues dans un des satellites. Les deux satellites contiennent une information similaire pour la valeur absolue de la phase spectrale. Il est ainsi important de noter que le signe de la phase spectrale retrouvée $\varphi_{\text{diff}}(\omega)$ dépend du choix du satellite.

L'influence du contraste des franges se traduit simplement par une variation relative de la hauteur du satellite par rapport au pic central. (figure 3-11). Le contraste des franges n'influence pas sur la largeur du satellite.

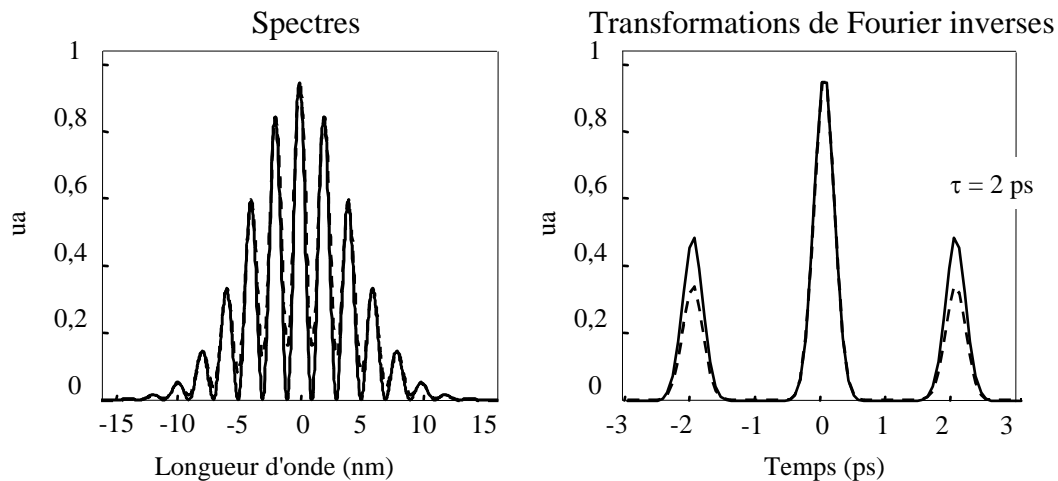


Figure 3-11 : influence du contraste des franges sur la hauteur relative des satellites par rapport au pic central. Dans les cas représentés ici, la phase spectrale de l'impulsion est supposée nulle et l'écart temporel entre les deux impulsions comprimées est de $\tau = 2$ ps. Le contraste de la courbe en traits pleins est de 1 ; celui de la courbe en traits pointillés de 0,7. La hauteur relative des satellites est dans la même proportion.

Le principe d'extraction du pic central et de l'un des deux satellites est le même que celui utilisé pour l'interférométrie spectrale (figure 3-7).

Nous choisissons le satellite qui nous permet de retrouver $+\varphi_{\text{diff}}(\omega)$, donc le satellite centré en $t = -\tau$. Nous formons deux filtres afin de sélectionner le pic central et l'un des satellites. En pratique, lors de la sélection des pics de la transformation de Fourier inverse, nous pouvons ajuster les deux fronts de montées d'un filtre indépendamment l'un de l'autre. Cette sélection permet d'ajuster au mieux la partie du signal sélectionnée.

Une représentation d'un filtre est donnée sur la figure 3-12. La forme mathématique du filtre utilisé est une somme de fonction de Boltzmann dont l'équation est donnée par la relation suivante :

$$F(x) = \frac{1}{\exp\left(\frac{X - dx}{Dx}\right) + 1} + \frac{1}{\exp\left(\frac{-X - dx}{Dx}\right) + 1} - 1,$$

avec $X = x - x_0$ l'axe des abscisses centré sur x_0 ,

Dx la raideur du filtre,

dx la demi largeur du filtre.

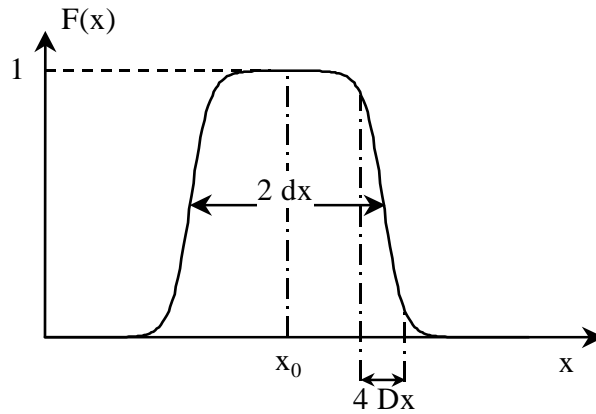


Figure 3-12 : représentation d'un filtre centré sur x_0 de largeur dx et de raideur Dx .

Ce type de filtre permet l'ajustement des fronts de montés indépendamment l'un de l'autre.

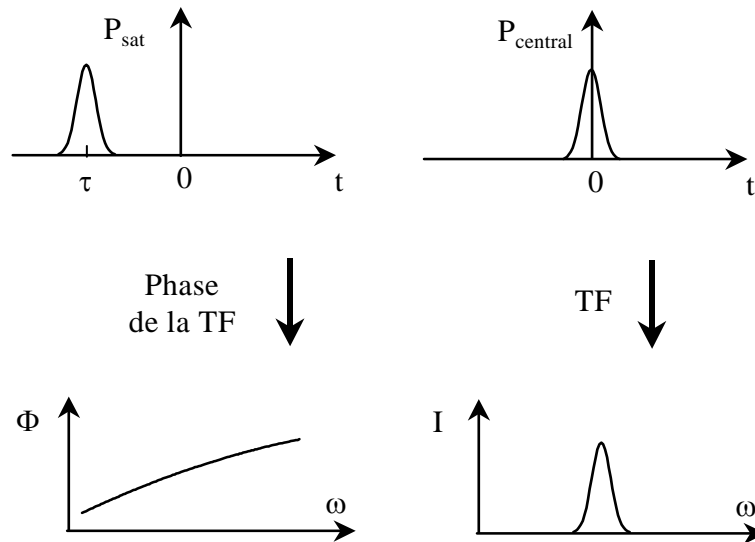


Figure 3-13 : principe de l'obtention de la phase spectrale du signal $\Phi(\omega)$ et de l'enveloppe des franges.

Nous faisons une transformation de Fourier des deux pics isolés précédemment. Dans le cas du pic central, nous obtenons la somme des intensités spectrales c'est l'enveloppe des franges. Pour retrouver la phase spectrale du signal, nous prenons la phase de la transformée de Fourier du satellite.

Ainsi, après filtrage, les deux signaux s'écrivent :

$$P_{\text{Central}}(t) = \text{TF}^{-1} [A^2(\omega - \omega_+) + A^2(\omega - \omega_-)] \text{ pour le pic central,}$$

$$P_{\text{Sat}}(t) = \text{TF}^{-1} [A(\omega - \omega_+)A(\omega - \omega_-) \exp i\varphi_{\text{diff}}(\omega)] \otimes \delta(t + \tau) \text{ pour un satellite.}$$

$$= \text{TF}^{-1} [A(\omega - \omega_+)A(\omega - \omega_-) \exp i\Phi(\omega)]$$

La phase de la transformation de Fourier de l'un des satellites représente la phase spectrale $\Phi(\omega)$ du signal et la transformation de Fourier du pic central l'enveloppe des franges. La figure 3-13 présente ces résultats.

Nous avons obtenu, par transformation de Fourier et par filtrage, les informations sur la phase spectrale du signal $\Phi(\omega)$. La phase $\varphi_{\text{diff}}(\omega)$ est obtenue par la relation suivante :

$$\varphi_{\text{diff}}(\omega) = \Phi(\omega) - \omega\tau.$$

Nous recherchons maintenant la phase spectrale $\varphi(\omega)$ de l'impulsion laser.

III.2.3.3 Obtention de la phase spectrale de l'impulsion $\varphi(\omega)$

La différence de phase $\varphi(\omega - \omega_+) - \varphi(\omega - \omega_-)$ peut se transformer en dérivée de phase $\frac{\partial \varphi(\omega)}{\partial \omega} \delta \omega$ lorsque la durée de l'impulsion étirée est grande devant le retard temporel entre les deux impulsions courtes (annexe A3). Dans ces conditions, la phase spectrale de l'impulsion est donnée par la relation suivante :

$$\varphi(\omega) = \int \frac{\Phi(\omega) - \omega \tau}{\delta \omega} d\omega.$$

La précision sur la phase spectrale retrouvée de l'impulsion est liée à l'écart spectral $\delta \omega$. Le nombre de points accessibles à la mesure de la phase est le rapport entre la largeur spectrale de l'impulsion et l'écart spectral soit nous aurons 10 points pour caractériser la phase spectrale de l'impulsion.

La connaissance du retard temporel τ entre les deux impulsions courtes et du décalage spectral $\delta \omega$ entre les deux spectres convertis nous permet de retrouver la phase $\varphi(\omega)$ de l'impulsion.

III.2.3.4 Détermination expérimentale des paramètres τ et $\delta \omega$

III.2.3.4.1 Retard temporel τ entre les deux impulsions courtes

La connaissance de l'écart temporel entre les deux impulsions s'obtient par l'interférométrie spectrale en cachant le bras de l'impulsion étirée (figure 3-14) dans l'interféromètre de Mach Zehnder.

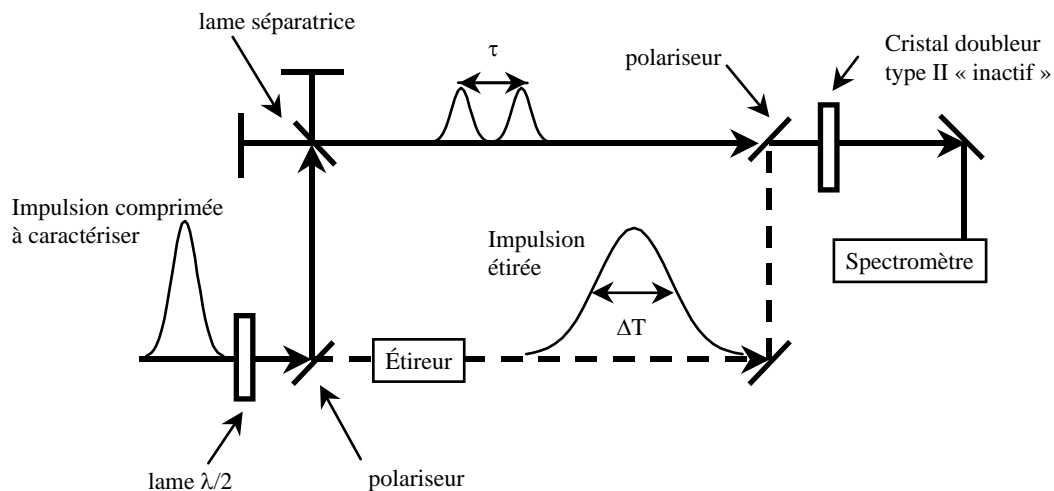


Figure 3-14 : principe de la mesure de l'écart temporel entre les deux impulsions courtes τ .

Le signal obtenu sur le spectromètre est le suivant :

$$\tilde{I}(\omega) = \left(\tilde{A}_1^2(\omega - \omega_0) + \tilde{A}_2^2(\omega - \omega_0) \right) (1 + C \cos(\omega \tau))$$

avec

$\tilde{A}_1(\omega - \omega_0)$, $\tilde{A}_2(\omega - \omega_0)$ représente les amplitudes spectrales des impulsions,

$C = \frac{2 \tilde{A}_1(\omega - \omega_0) \tilde{A}_2(\omega - \omega_0)}{\tilde{A}_1^2(\omega - \omega_0) + \tilde{A}_2^2(\omega - \omega_0)}$ le contraste des franges, lorsque les amplitudes spectrales des

deux impulsions sont égales, le contraste est égale à 1,

et τ l'écart temporel entre les deux impulsions courtes.

L'interférogramme obtenu est centré à la fréquence fondamentale et c'est un système de franges de pas régulier proportionnel à l'écart temporel τ entre les deux impulsions courtes. En effet la transformation de Fourier de cet interférogramme est donnée par l'expression suivante :

$$I(t) = (A_1^2(t) + A_2^2(t)) \otimes \left[\delta(t) + \frac{C}{2} \delta(t - \tau) + \frac{C}{2} \delta(t + \tau) \right].$$

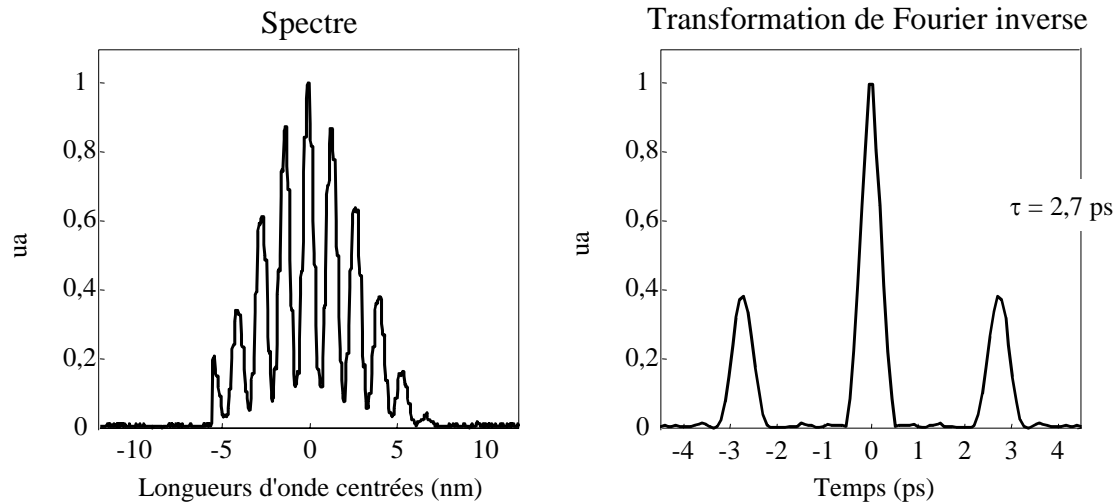


Figure 3-15 : spectre expérimental (à gauche) obtenue en cachant l'impulsion longue et la transformation de Fourier inverse normalisée (à droite) afin de retrouver le retard temporel entre les deux impulsions courtes. Dans l'exemple choisi, ce retard temporel est de 2,7 ps comme on peut le constater par la position du satellite sur la transformation de Fourier inverse. Le contraste des franges est de 0,8, ce qui correspond à une hauteur relative du satellite de 0,4 ; comme on peut le constater sur la courbe représentant la transformation de Fourier inverse du signal.

La hauteur normalisée des satellites dépend entre autres du contraste des franges. Plus le retard temporel sera important, plus les satellites seront éloignés du pic central. C'est la position du satellite qui fournira l'écart temporel entre les deux impulsions courtes (figure 3-15).

Plus les amplitudes spectrales des deux impulsions courtes seront proches, plus la précision sur la mesure de retard temporel sera grande.

III.2.3.4.2 Écart spectral $\delta\omega$ entre les deux spectres convertis

L'écart $\delta\omega$ des deux spectres s'obtient selon le principe suivant. Nous cachons l'un des deux bras du Michelson (figure 3-16), nous enregistrons le spectre doublé (centré sur la fréquence ω_+). Puis nous cachons le second bras, le nouveau spectre enregistré est centré sur la fréquence $\omega_+ = \omega_- + \delta\omega$.

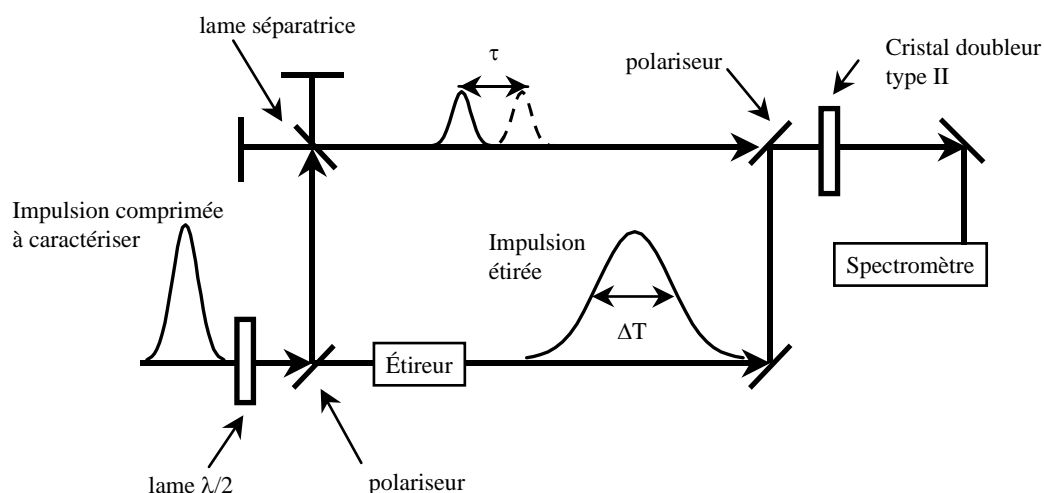


Figure 3-16 : mesure de l'écart spectral $\delta\omega$ entre les deux spectres convertis. Dans un premier temps, l'une des deux impulsions courtes est cachée, nous prenons son spectre. Nous faisons la même opération en cachant la seconde impulsion courte. De ces deux enregistrements, nous déduisons l'écart spectral.

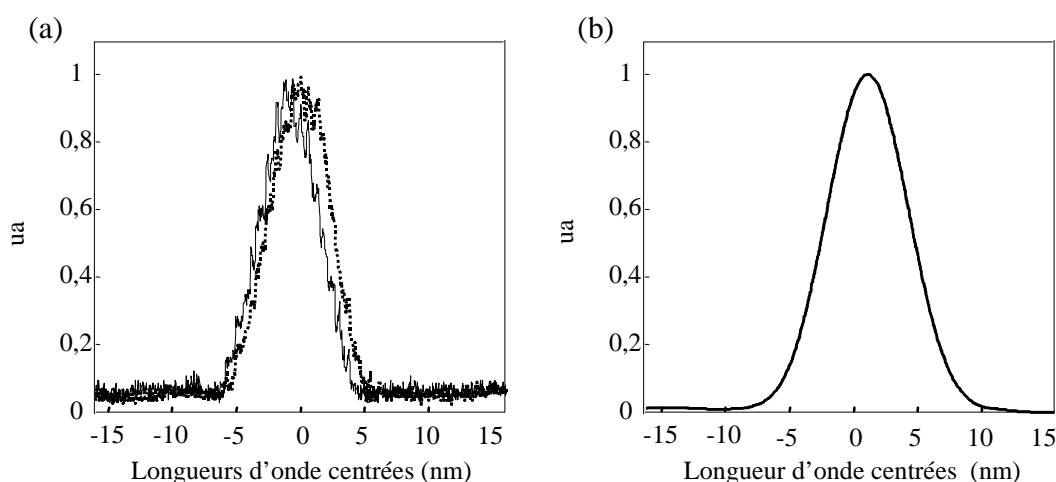


Figure 3-17 : mesure de l'écart spectral entre les spectres convertis. La figure (a) représente les deux spectres convertis en cachant l'un puis l'autre des bras du Michelson. La figure (b) représente la fonction de corrélation des deux spectres. L'écart spectral entre les deux spectres convertis est de 0,9 nm, ce qui correspond à un rapport entre la largeur spectrale (à mi-hauteur en intensité) et cet écart de 0,14.

De ces deux enregistrements, nous pouvons en déduire l'écart $\delta\omega$. Pour augmenter la précision de cette mesure, nous effectuons une corrélation de ces signaux. Cette technique de mesure de l'écart spectral entre les deux spectres convertis n'est possible que lorsque nous pouvons cacher l'un des deux bras de l'interféromètre sans cacher l'autre. C'est à dire qu'il existe un espace libre de propagation sur chacun des bras qui permet l'implantation d'un écran. Un exemple de mesure expérimentale de l'écart spectral est présenté dans la figure 3-17.

Afin de caractériser la phase spectrale obtenue, nous pouvons la décomposer en polynômes.

III.2.3.5 Décomposition de la phase spectrale de l'impulsion $\varphi(\omega)$

La décomposition d'une phase spectrale retrouvée en polynômes est délicate. Tout d'abord l'information obtenue sur la phase n'est valable que pour des valeurs non nulles de l'enveloppe des franges. La décomposition de la phase peut être obtenue en utilisant soit les polynômes de Legendre (III.2.3.5.1), soit un fit polynomial (III.2.3.5.2), soit le développement de Taylor obtenus par la dérivée de la phase (III.2.3.5.3).

III.2.3.5.1 Polynômes de Legendre

Les polynômes de Legendre correspondent aux polynômes de Zernike dans le cas d'une géométrie rectangulaire. Les polynômes de Zernike sont couramment utilisés en optique pour l'analyse d'une surface d'onde de géométrie circulaire. Ils sont reliés aux termes d'aberration tel que le basculement, un défaut de mise au point ou la coma. Ils peuvent donc être reliés aux termes de distorsions en utilisant l'analogie entre le domaine spatial et le domaine temporel étendue aux phases spatiales et temporelles (cf. chapitre IV). La décomposition en polynômes de Legendre $P_n(\omega)$ repose sur la définition d'un intervalle centré $[-1,1]$ et sur un poids constant, donc une amplitude spectrale constante. La phase spectrale se décompose sous la forme :

$$\varphi(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n P_n\left(\frac{\omega}{\Delta\omega_{\text{Lim}}}\right),$$

avec $\Delta\omega_{\text{Lim}}$ la borne de l'intervalle considéré pour calculer les polynômes $(-\Delta\omega_{\text{Lim}} \leq \omega \leq \Delta\omega_{\text{Lim}})$,

$P_n(\omega)$ les polynômes de Legendre définis par la relation suivante :

$$P_n(\omega) = \frac{(-1)^n}{n!} \frac{d^n(\omega^2 - 1)^n}{d\omega^n}.$$

Le polynôme $P_n(\omega)$ est de degré n et contient uniquement des termes de même parité que n . Comme ces coefficients ne sont pas normés, on préférera utiliser les coefficients $L_n(\omega)$ qui sont normés et définis par la relation suivante :

$$L_n(\omega) = \sqrt{2n+1} P_n(\omega).$$

Ces polynômes peuvent être raccordés aux distorsions de la phase spectrale. Le terme constant $L_0(\omega)$ représente la moyenne de la phase, le premier terme $L_1(\omega)$ le basculement.

Par exemple le quatrième terme de cette décomposition contient un terme en ω^4 auquel s'ajoute un terme en ω^2 pour adapter la phase spectrale. Il est bien connu qu'une phase spectrale d'ordre quatre peut se corriger en ajustant la distance entre les réseaux d'un compresseur dans un système CPA, par exemple. Nous reviendrons au cours du chapitre IV sur ce point.

Bien que ces coefficients correspondent aux distorsions de la phase spectrale, ils ne seront pas utilisés car ils supposent une amplitude spectrale constante.

III.2.3.5.2 Fit polynomial

Le second choix est l'utilisation d'un fit polynomial pondéré. Ce fit polynomial doit prendre en considération l'enveloppe des franges pour accorder un poids à chaque point de la phase spectrale (figure 3-18). En effet ce fit prend en considération toutes les composantes spectrales. Il est donc important d'accorder plus de poids là où nous avons le plus d'énergie. Lors du calcul des coefficients, il est nécessaire d'aller jusqu'à l'ordre $n+1$ pour conserver l'ordre n du développement.

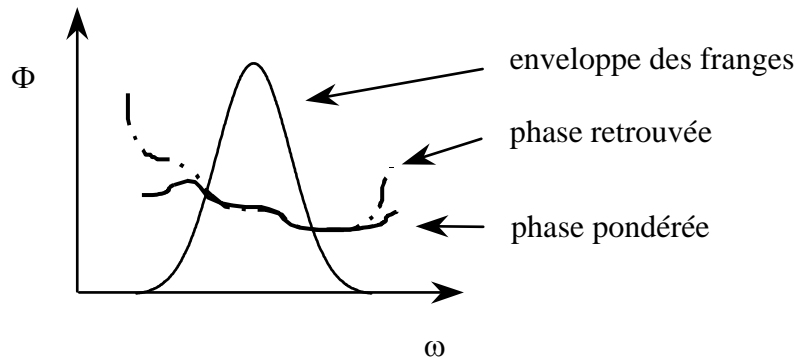


Figure 3-18 : Effet de la pondération par l'enveloppe des franges sur la phase spectrale. Les différences entre ces deux phases se situent sur les bords du spectre.

Les coefficients de cette décomposition ne sont pas raccordés aux distorsions de la phase. C'est une combinaison de ces coefficients qui permet de les relier aux distorsions de la phase spectrale.

III.2.3.5.3 Développement de Taylor

Le troisième choix est le calcul de la dérivée de la phase pour la pulsation centrale. Nous aurons alors accès au développement de Taylor. Ces coefficients sont différents de ceux obtenus par le fit polynomial. En effet le calcul des coefficients par le fit polynomial prend en considération toutes les composantes spectrales alors que la dérivée de la phase est calculé pour une composante spectrale définie du spectre. Ces coefficients pourront être comparés aux calculs analytiques de phase spectrale que l'on fait usuellement.

La décomposition de la phase spectrale sera alors effectuée selon les besoins : un fit polynomial pondéré par le spectre ou le calcul de la dérivée de la phase pour comparer aux coefficients de Taylor. Nous allons aborder maintenant la numérisation du signal et ses conséquences.

III.2.3.6 Numérisation du signal

La détermination de la phase spectrale de l'impulsion contraint à un traitement numérique. Cette numérisation du signal est nécessaire indépendamment de la numérisation effectuée par la chaîne de mesure. En effet, la détermination de la phase de l'impulsion requiert des transformations de Fourier, ce qui dans le cas de signaux numérisés se nomment Transformation de Fourier Discrète (TFD).

Pour le traitement numérique, le signal est échantillonné sur un tableau de N_1 points. Afin d'avoir la même précision sur la définition dans les deux domaines (départ et Fourier), le même échantillonnage sur la transformée de Fourier inverse que sur le signal de départ est recherché (III.2.3.6.1). De plus, la séparation du pic satellite du pic central dépend du retard

temporel entre les impulsions courtes. Il est donc important de bien définir le nombre de franges. En fait, nous montrerons que numériquement, l'écartement entre le pic central et le satellite dépend uniquement du nombre de points par franges et non du nombre de franges (III.2.3.6.2).

III.2.3.6.1 Occupation du signal

Nous recherchons la relation entre l'occupation du signal et sa transformation de Fourier inverse. Les amplitudes spectrale et temporelle sont supposées de formes gaussiennes et les phases sont nulles. Nous étudions les largeurs spectrale et temporelle des enveloppes des impulsions. Elles doivent comporter le même nombre de points. (Ceux sont des demi largeurs à $1/e^2$ en intensité).

Le support dans l'espace des pulsations est $2 \Delta\omega_m$ pour une largeur spectrale $\Delta\omega$. Le taux d'occupation du signal dans cet espace est donné par le rapport de ces deux grandeurs :

$$\text{Occu}_\omega = \frac{\Delta\omega}{2\Delta\omega_m}.$$

Dans l'espace de Fourier, le demi support temporel du signal est : $\Delta t_m = \frac{\pi N_1}{2 \Delta\omega_m}$ pour une durée δt . L'occupation du signal dans cet espace est alors :

$$\text{Occu}_t = \frac{\delta t}{2\Delta t_m},$$

avec $\Delta\omega \delta t = 2$.

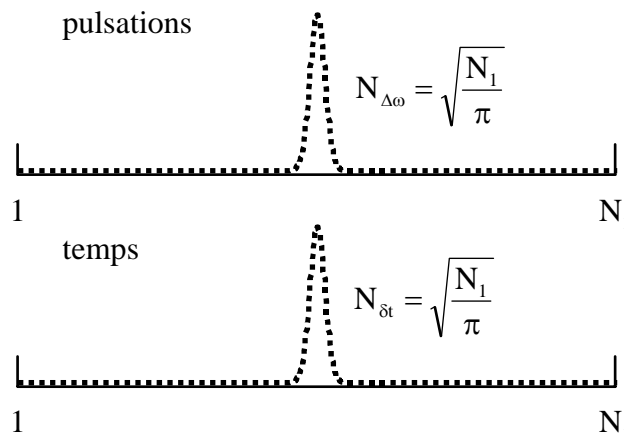


Figure 3-19 : évaluation du nombre de points définissant les largeurs spectrale $N_{\Delta\omega}$ et temporelle $N_{\delta t}$ afin qu'ils soient identiques. Le signal est échantillonné sur N_1 points.

Le nombre de points identiques pour les deux espaces correspond à une même occupation pour le signal dans les deux domaines, soit :

$$\frac{\Delta\omega}{2\Delta\omega_m} = \frac{\delta t}{2\Delta t_m}$$

ou encore :

$$\left(\frac{\Delta\omega}{2\Delta\omega_m} \right)^2 = \frac{1}{\pi N_1}.$$

Or la correspondance le support spectral du signal $2\Delta\omega_m$ est défini par N_1 points ; et à la largeur spectrale $\Delta\omega$, on associe un nombre de points $N_{\Delta\omega}$ ainsi la relation précédente devient (figure 3-19) :

$$N_{\Delta\omega} = \sqrt{\frac{N_1}{\pi}}.$$

Dans ces conditions, les deux signaux sont définis par le même nombre de points.

III.2.3.6.2 Nombre de points par franges n

La transformation de Fourier Discrète est une fonction périodique. Pour éviter le problème de recouvrement des informations ; et donc une perte d'information ; il existe une fréquence limite d'échantillonnage du signal de départ ou fréquence de Shannon. Si ce critère de Shannon n'est pas respecté, le contenu de la transformation de Fourier Discrète n'est pas correct. Le critère de Shannon nous indique un minimum de deux points pour définir une frange. Dans notre cas il est nécessaire d'avoir plus que deux points par franges. Nous débuterons par la détermination du nombre de points par frange pour séparer au mieux les satellites du pic central ; puis nous adapterons ce nombre de points à la détermination d'une phase spectrale. C'est le nombre de points par frange qui détermine la position du satellite et non le nombre de franges.

Le nombre de points par frange est déterminé par la considération suivante : le pic central et les deux satellites divisent l'espace de Fourier en trois parties. Dans ces conditions, le filtrage du satellite et du pic central sera optimal dans le sens où il minimisera la perte d'information des fréquences élevées. L'écart temporel entre les deux impulsions courtes, terme de la phase spectrale du signal qui forme les franges, peut s'écrire en fonction du nombre de franges m dans la largeur spectrale $\Delta\omega$ par :

$$\tau = \frac{2 \pi m}{\Delta\omega}.$$

Le nombre n de points par frange s'écrit :

$$n = \frac{N_{\Delta\omega}}{m}.$$

Soit n_1 la position du satellite dans le domaine de Fourier (qui correspond au retard temporel entre les deux impulsions courtes) :

$$\frac{\tau}{2\Delta t_m} = n_1,$$

et la largeur spectrale $\Delta\omega$ s'écrit aussi :

$$\Delta\omega = 2\Delta\omega_m N_{\Delta\omega} ;$$

$$\text{soit : } n_1 = \frac{N_1}{n}.$$

Ainsi, la position du satellite correspond à l'inverse du nombre de points par frange. C'est le nombre de points par frange qui est le paramètre important et non le nombre de franges ; pour

la position du satellite. Et le nombre de points par franges pour répartir également les pics dans le domaine temporel est de trois (figure 3-20).

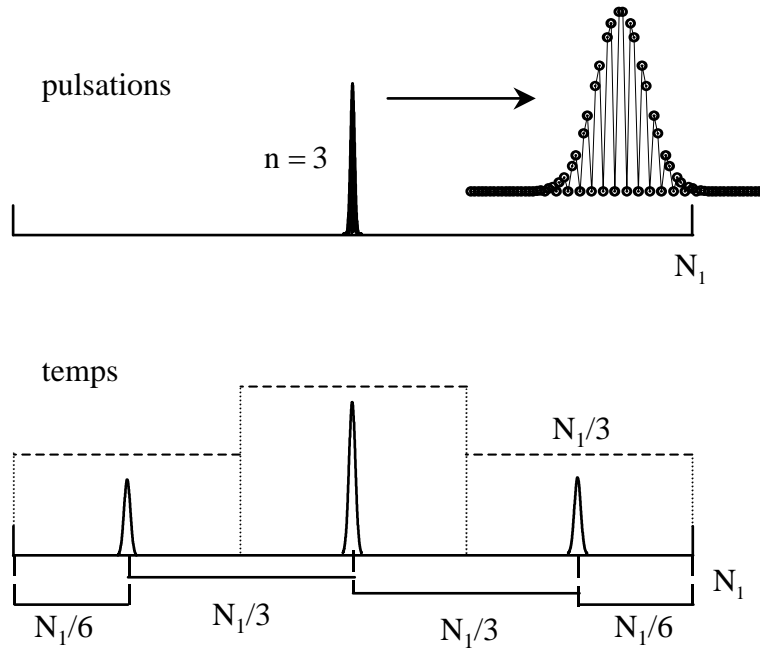


Figure 3-20 : choix du nombre de points par frange pour séparer au mieux les satellites du pic central. En effet, la position du satellite est liée au nombre de points par frange. Un partage de l'espace de Fourier en trois parties égales correspond à 3 points par frange.

Ce nombre de points par frange est indépendant du nombre total de points. Il permet uniquement de séparer dans les meilleures conditions les satellites du pic central. Nous avons adapté le nombre de points par franges à la détermination de la phase spectrale.

L'étude de la numérisation du signal nous conduit à considérer trois points par frange pour séparer au mieux les satellites du pic central. Cependant, plus le nombre de points par frange est important plus nous aurons une meilleure définition des franges dont l'analyse permet de retrouver la phase spectrale de l'impulsion. Dans notre cas, il est ainsi nécessaire de considérer un plus grand nombre de points par frange.

Nous considérons un nombre de points par frange plus important ; tout en continuant à séparer les satellites du pic central. Ces deux conditions conduisent à un minimum de points N_1 . En effet, l'écart entre le pic central et un des satellites doit être plus grand que l'occupation du pic central. Ce qui conduit à la condition suivante :

$$\frac{N_1}{n} \gg \frac{\sqrt{N_1}}{\pi},$$

soit,

$$N_1 \gg \left(\frac{n}{\pi}\right)^2.$$

Le nombre minimum de points évolue comme le carré du nombre de points par frange. Il est nécessaire de conserver un écart entre les satellites et le pic central six fois plus grand que

l'occupation du pic central (l'occupation est définie à $1/e^2$ en éclairnement) pour les deux pics ne se recouvrent pas.

Nous avons ainsi les moyens de définir le nombre de points pour obtenir la même largeur dans les deux espaces et le nombre de points par frange nécessaire pour séparer les satellites du pic central avec une définition suffisante des franges pour déterminer la phase spectrale des impulsions. Ces conditions sont uniquement des conséquences du traitement numérique du signal pour retrouver la phase spectrale de l'impulsion. La mise en œuvre expérimentale de la mesure absolue de la phase spectrale de l'impulsion est étudiée dans le paragraphe suivant.

III.3 Mise en œuvre expérimentale de la mesure

Notre système de mesure peut être considéré comme une succession de composants spécifiques (Michelson, étireur, cristal mélangeur, spectromètre, ...) assurant des opérations élémentaires qui transforment une acquisition initiale en une mesure. Durant le processus d'élaboration de cette mesure, il conviendra d'ajuster chaque fonction élémentaire pour dimensionner les composants. Cette opération nous permettra d'adapter notre instrument à la mesure de la phase spectrale d'une chaîne à dérive de fréquences à verres dopés au néodyme (III.3.1).

Les erreurs intrinsèques liées à chaque composant seront analysées afin d'effectuer notre mesure dans les meilleures conditions (III.3.2). Nous présenterons ainsi : l'étireur et son dimensionnement ; l'interféromètre de Michelson ; le mélangeur de fréquences ; la chaîne d'acquisition spectrale en terme de résolution, de numérisation et d'échantillonnage du signal. Ces études permettent ainsi d'aboutir au système de mesure final dont nous donnons un schéma expérimental (III.3.3).

III.3.1 Choix des paramètres

Lors de l'étude de la numérisation du signal, nous avons établi les moyens de définir le nombre de points pour obtenir la même largeur dans les deux espaces et le nombre de points par frange nécessaire pour séparer au mieux les satellites du pic central et définir le système de franges. Cette détermination nous permet de choisir les paramètres expérimentaux de la mesure de la phase spectrale :

- le rapport entre la durée de l'impulsion étirée et l'écart temporel entre les impulsions comprimées $\Delta T/\tau$ pour transformer une différence de phase en une dérivée de phase,
- l'écart temporel entre les impulsions comprimées pour permettre de séparer le satellite du pic central.

Le choix de ces paramètres conduit à dimensionner l'ensemble de la mesure. Cependant, le nombre de points sur lequel est échantillonné la mesure dépend aussi du détecteur utilisé. En sortie du détecteur le signal est échantillonné sur un tableau de N points. Cependant, nous ne pouvons pas traiter numériquement les données issues de ce détecteur. Nous avons alors récupéré le signal sur un support différent qui nous fournit $N_2 = 2000$ points.

Le fait de récupérer le signal sur un nombre de points différents représente une contrainte expérimentale. Nous aurons alors une adaptation des conditions précédentes (occupation du

spectre dans la fenêtre et du nombre de points par frange) pour adapter l'analyse du système de franges aux conditions expérimentales.

III.3.1.1 Rapport entre la durée étirée et l'écart temporel entre les impulsions comprimées

Le rapport entre la durée étirée et l'écart temporel entre les impulsions comprimées permet de passer d'une différence à une dérivée dans l'expression de la phase spectrale mesurée. La différence de phase $\varphi_{\text{diff}}(\omega) = \varphi(\omega - \omega_+) - \varphi(\omega - \omega_-)$ peut s'assimiler à une dérivée de phase

$\frac{\partial \varphi(\omega)}{\partial \omega} \delta \omega$ sous réserve que la durée de l'impulsion étirée soit grande devant l'écart temporel

entre les impulsions courtes :

$$\frac{\Delta T}{\tau} \gg 1.$$

Cela revient à réaliser un décalage spectral entre les deux impulsions courtes faible par rapport à leur largeur spectrale de l'impulsion. Cette approximation est vérifiée pour un rapport de dix entre ces deux quantités (annexe A3). Ce rapport est indépendant du nombre de points sur lequel le signal est échantillonné. Ainsi l'optimisation de l'écart temporel τ entre les deux impulsions courtes permet d'obtenir la durée de l'impulsion étirée.

III.3.1.2 Écart temporel entre les deux impulsions courtes

C'est le paramètre qui forme les franges. La détermination du nombre de points par frange, puis du nombre de franges permet la détermination de l'écart temporel entre les deux impulsions τ par la relation suivante :

$$\tau = \frac{2 \pi m}{\Delta \omega},$$

avec $\Delta \omega$ la largeur spectrale l'impulsion,

et m le nombre de franges dans la largeur de l'impulsion.

Lors de l'étude de la numérisation du signal, nous avons déterminé dans un premier temps le nombre de points par frange permettant de séparer au mieux les satellites du pic central : $n = 6$. Ce nombre ne permet pas d'une part de définir suffisamment les franges et d'autre part le terme linéaire de la phase spectrale du signal est défini par :

$$\Phi_1 = \varphi_2 \delta \omega + \tau.$$

L'écart temporel entre les impulsions courtes est inversement proportionnel au nombre de points par frange. Ainsi, un nombre de six points par frange, si l'on souhaite conserver la même largeur pour l'occupation, conduit à un écart temporel entre les impulsions courtes important devant le terme d'ordre deux de la phase spectrale de l'impulsion.

Nous adaptons maintenant les paramètres expérimentaux aux caractéristiques des impulsions (largeur spectrale) et au détecteur utilisé, notamment en prenant en compte la spécificité de la récupération du signal : la double numérisation.

III.3.1.3 Choix des paramètres de la mesure de phase

La plage spectrale utilisée du détecteur est de $2 \Delta\lambda_m = 23 \text{ nm}$ à l'ordre 1 du réseau pour la pulsation fondamentale ω_0 . Le nombre de points sur cette plage est de $N = 230$. Le détecteur utilisé est une barrette de 1024 photodiodes dont une partie seulement est utilisée environ 20%. La résolution du spectromètre à l'ordre 1 est $d\lambda_{1/2} = \frac{2 \Delta\lambda_m}{N} = 0,1 \text{ nm}$.

Le nombre de points disponible pour le traitement numérique est fonction du logiciel utilisé pour récupérer le signal en sortie de la barrette de photodiodes. Dans notre cas, nous utilisons un oscilloscope. Le nombre initial de points pour le traitement des franges est alors $N_2 = 2000$. Il représente une contrainte dans la détermination des paramètres de la mesure de la phase spectrale et nécessite une adaptation de ces paramètres.

La mesure de phase spectrale est effectuée en sortie de l'amplificateur régénératif, la largeur spectrale $\Delta\lambda_{1/2}$ de l'impulsion à mi hauteur en intensité est 9 nm. La durée comprimée, à mi hauteur en intensité est 180 fs. La demi largeur spectrale à $1/e^2$ en intensité $\Delta\lambda$ est alors de 7,6 nm. Le nombre de points accessibles $N_{\Delta\lambda}$ dans la demi largeur spectrale à $1/e^2$ en intensité $\Delta\lambda$ est de 660 points. Dans le cas d'une mesure en sortie de l'oscillateur, la largeur spectrale à mi hauteur en intensité des impulsions est de 15 nm ce qui conduit à un nombre de points accessibles $N_{\Delta\lambda}$ dans la demi largeur spectrale à $1/e^2$ en intensité de 1110 points.

Pour obtenir le même nombre de points dans les deux domaines, le nombre total de points nécessaires est de $N_2 = \pi N_{\Delta\lambda}^2$, lorsque la largeur est une demi largeur à $1/e^2$ en intensité ; soit environ 140000 points pour une mesure sur impulsion amplifiée et 3800000 points pour une mesure en sortie de l'oscillateur. Afin de se placer dans ces conditions, nous ajoutons alors artificiellement des points sans modifier le signal. Ces points sont rajoutés de façon à ce que le système de franges initial se situe au milieu de ce nouveau signal.

L'écart temporel entre les deux impulsions courtes se déduit du choix du nombre de points par franges :

$$\tau = \frac{\lambda_0^2}{c d\lambda_{1/2} n},$$

avec n le nombre de points par frange,
et $d\lambda_{1/2}$ la résolution du spectromètre.

Cet écart temporel ne dépend pas de la largeur spectrale de l'impulsion si l'on souhaite conserver le nombre de points par franges (qui est le paramètre permettant de connaître directement la position du satellite) et non le nombre de franges.

Le rapport entre les deux nombres de points d'échantillonnage (celui de la barrette et celui récupéré) conduit à une série de pics dans le domaine de Fourier situé périodiquement à $N_2/9$ (représentant le rapport entre N et N_2). Il sera donc nécessaire de considérer un nombre de points par franges supérieur à 9. Pour répartir équitablement les satellites et le pic central, le nombre de points par frange sera 18 (figure 3-21).

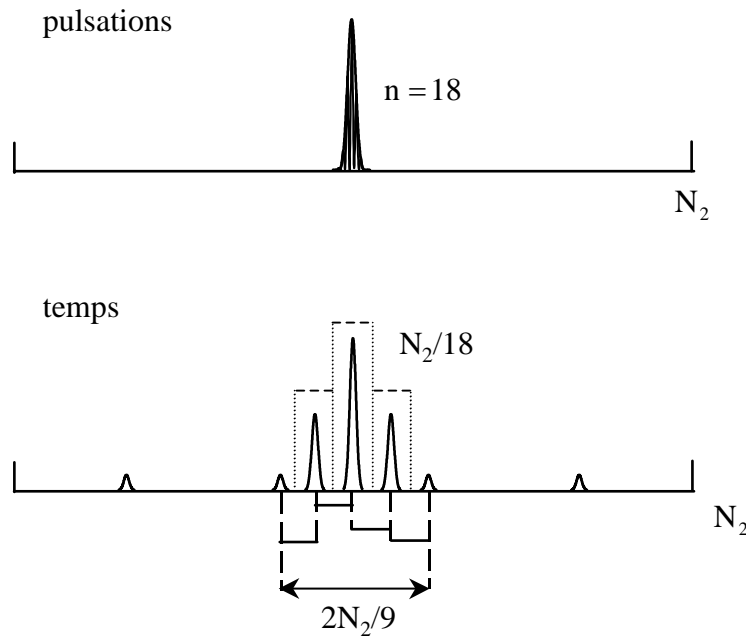


Figure 3-21 : choix du nombre de points par frange pour séparer l'espace de $2N_2/9$ en quatre partie. Le nombre de points par frange est alors de 18. Dans le domaine de Fourier, nous n'avons pas ajouté le phénomène de repliement dû au nouvel échantillonnage du signal.

Dans le cas d'un nombre de 18 points par franges, l'écart temporel est de 2 ps entre les deux impulsions courtes. La durée de l'impulsion étirée est de 20 ps. La prochaine étape est l'analyse et le dimensionnement de chaque composant élémentaire de la mesure afin de minimiser les erreurs intrinsèques.

III.3.2 Analyse de chaque composant élémentaire

Les erreurs intrinsèques liées à chaque composant sont analysées afin d'effectuer notre mesure dans les meilleures conditions. Nous présentons ainsi : l'étireur et son dimensionnement ; l'interféromètre de Michelson ; le mélangeur de fréquences ; la chaîne d'acquisition spectrale en terme de résolution, de numérisation et d'échantillonnage du signal.

III.3.2.1 Dimensionnement de l'étireur

Nous cherchons à dimensionner l'étireur nécessaire pour la mesure de phase. Le dispositif expérimental peut servir à mesurer la phase en deux positions différentes de la chaîne de puissance : soit en sortie de l'oscillateur, soit en sortie de chaîne. Nous avons alors deux conditions initiales différentes pour la mesure de la phase. Il est nécessaire de concevoir deux étireurs différents.

La durée de l'impulsion étirée, dans l'interféromètre, est de 20 ps. En sortie de l'oscillateur, la largeur spectrale à mi-hauteur est de 15 nm ; tandis qu'en sortie de chaîne elle est réduite à 9 nm dû au rétrécissement spectral par le gain. Les durées ultimes des impulsions sont donc de 150 fs pour l'oscillateur et 300 fs pour la fin de chaîne.

Pour concevoir ces étireurs, nous avons à notre disposition les réseaux en réflexion suivants dont les densités de traits par unité de longueur sont respectivement de 1740, 1700 et 1200 mm^{-1} .

Dans un premier temps, le principe d'un étireur est rappelé ; ensuite, une application au calcul de la distance entre les réseaux est donnée. Puis les distorsions apportées par ce système sont présentées (influence du terme du troisième ordre et géométrie). Enfin, des solutions sont proposées pour construire les étireurs.

III.3.2.1.1 Principe de l'étireur

Les étireurs utilisent la dispersion de la vitesse de groupe produite par des composants très dispersifs. On se reportera à la figure 3-22 pour le schéma complet d'un compresseur fonctionnant en double passage.

La fonction de ce système est habituellement de comprimer une impulsion lumineuse. Le système pour étirer une impulsion est constitué de deux réseaux et d'un afocal. Mais ce second système possède un encombrement plus important que le système décrit plus haut. C'est pour cette raison que nous utiliserons le premier système pour étirer notre impulsion.

Nous utilisons les réseaux à l'ordre 1. Nous étirons une impulsion de la durée initiale δt à la durée finale ΔT . Cet allongement est lié au nombre de traits couverts sur le second réseau. La distance $L_{\text{éti}}$, nécessaire pour étirer l'impulsion, est la distance parcourue entre les réseaux par un rayon à la longueur d'onde moyenne :

$$L_{\text{éti}} = \frac{1}{2} \frac{c \Delta T \cos^2(\alpha_0)}{N^2 \lambda_0 \Delta \lambda}$$

avec

$\Delta \lambda$ largeur spectrale, elle est reliée à la durée initiale de l'impulsion,

N densité de traits du réseau par unité de longueur,

i angle d'incidence,

λ_0 longueur d'onde moyenne,

α_0 angle de diffraction pour la longueur d'onde moyenne.

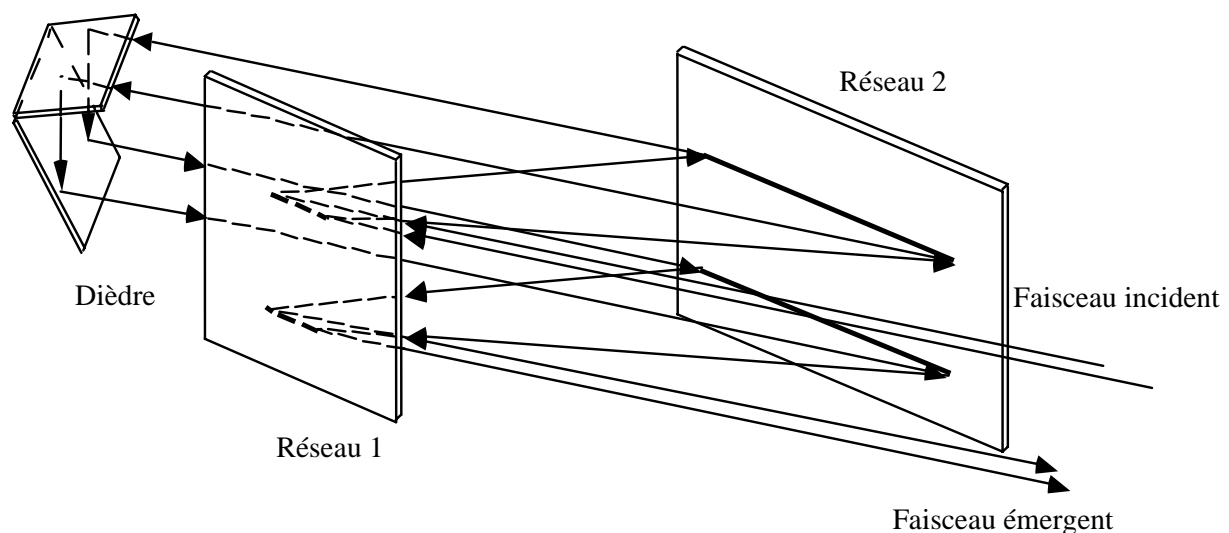


Figure 3-22 : schéma d'un compresseur en double passage.

La distance $L_{\text{éti}}$ a été calculée dans l'hypothèse d'un double passage dans l'étireur. L'encombrement de l'étireur est inversement proportionnel au carré de la densité de traits et à la largeur spectrale des impulsions.

Le diamètre du second réseau R_2 dû à la dispersion doit être plus grand que le premier R_1 .

Nous avons la relation suivante :

$$R_2 = R_1 + \Delta R$$

où ΔR est l'élargissement du diamètre du second réseau donné par :

$$\Delta R = \frac{c\Delta T}{2N\lambda_0}.$$

Le facteur deux provient du double passage. Cet élargissement est indépendant de la distance entre les réseaux et de la largeur spectrale de l'impulsion. Il dépend de la durée de l'impulsion étirée et de la densité de traits par unité de longueur. Nous étudions maintenant les limitations de l'étireur.

III.3.2.1.2 Limitations de l'étireur

Nous avons évalué la distance $L_{\text{éti}}$ nécessaire pour étirer l'impulsion entre les réseaux parcourue pour un rayon à la longueur d'onde moyenne, ainsi que l'élargissement du diamètre du second réseau. Cependant, il est indispensable de prendre en compte les limitations du système. Dans un premier temps, nous regarderons l'influence du terme du troisième ordre de la phase introduite par l'étireur sur la mesure de la phase spectrale de l'impulsion. Puis nous étudierons la faisabilité de l'étireur en terme de réalisation et d'encombrement.

III.3.2.1.2.1 Influence du terme du troisième ordre de la phase

Pour la mesure de la phase spectrale de l'impulsion, nous avons besoin de connaître parfaitement le retard temporel apporté sur chaque composante spectrale. Pour des impulsions fortement étirées, à chaque temps correspond une fréquence (chapitre V). Ainsi, à un écart temporel τ correspond un écart spectral $\delta\omega$:

$$\tau = T_{\text{retard}}(\delta\omega).$$

L'écart spectral créé dépend de la relation existant entre les fréquences et le temps. En effet, l'obtention de la relation linéaire pour la définition de l'écart en fréquences est liée à la linéarité du retard temporel :

$$\delta\omega = \frac{\tau}{\Delta T} \Delta\omega.$$

Le rapport entre la largeur spectrale de l'impulsion $\Delta\omega$ et l'écart spectral $\delta\omega$ est figé pour pouvoir transformer la différence de phase spectrale en dérivée de phase spectrale et ainsi obtenir une mesure de la phase spectrale de l'impulsion. Il est donc nécessaire que l'influence du terme de la phase spectrale de l'étireur soit négligeable. Le retard temporel est défini par la relation (chapitre V) :

$$T_{\text{retard}}(\omega - \omega_0) = \frac{d\Phi_E(\omega - \omega_0)}{d\omega}$$

avec $\Phi_E(\omega - \omega_0)$ la phase introduite par l'étireur,

La phase spectrale introduite par l'étireur s'exprime par la relation suivante :

$$\Phi_E(\omega) = \Phi_E^{(0)}(\omega_0) + \Phi_E'(\omega_0)(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\Phi_E''(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\Phi_E'''(\omega_0)(\omega - \omega_0)^3 + O^4(\omega - \omega_0)$$

où $\Phi_E^{(i)}(\omega_0)$ représente le terme d'ordre i de la phase introduite par un étireur. Nous avons les expressions suivantes :

$$\Phi''_E(\omega_0) = 2L_{\text{éti}} \frac{N^2 \lambda_0^3}{2\pi c^2} \frac{1}{\cos(\alpha_0)^2},$$

et

$$\Phi'''_E(\omega_0) = 6L_{\text{éti}} \frac{N^2 \lambda_0^4}{4\pi^2 c^3} \frac{1 + \sin(i)\sin(\alpha_0)}{\cos(\alpha_0)^4},$$

Ces deux termes de phase s'écrivent aussi en introduisant la durée de l'impulsion étirée et la distance entre les réseaux :

$$\Phi''_E(\omega_0) = \frac{\Delta T \lambda_0^2}{2\pi c \Delta \lambda} = \frac{\Delta T}{\Delta \omega},$$

et

$$\Phi'''_E(\omega_0) = 3 \frac{\Delta T \lambda_0^3}{4\pi^2 c^2 \Delta \lambda} \frac{1 + \sin(i)\sin(\alpha_0)}{\cos(\alpha_0)^2}.$$

Le retard temporel s'exprime donc par la relation suivante :

$$T_{\text{retard}}(\omega - \omega_0) = \Phi''_E(\omega_0)(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\Phi'''_E(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2.$$

L'influence du terme du troisième ordre de la phase de l'étireur sur la linéarité du retard temporel est étudiée. Ainsi, à un écart temporel τ correspond un écart spectral $\delta\omega$. L'expression du retard temporel, pour l'écart en fréquence $\delta\omega$, devient :

$$\tau = \Phi''_E(\omega_0) \delta\omega (1 + \varepsilon) = \frac{\Delta T}{\Delta \omega} \delta\omega (1 + \varepsilon).$$

avec

$$\varepsilon = \frac{3}{2} \frac{1 + \sin(i)\sin(\alpha_0)}{\cos(\alpha_0)^2} \frac{\delta\omega}{\omega_0}.$$

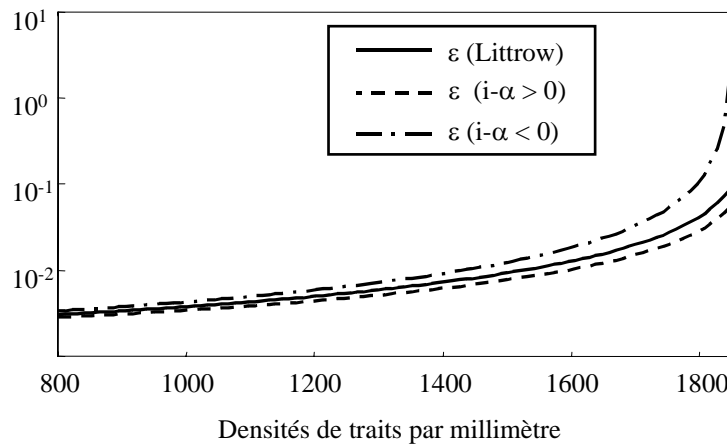


Figure 3-23 : influence du terme du troisième ordre de la phase introduite par l'étireur sur la linéarité du retard temporel pour différentes densités de traits dans le cas d'une impulsion de largeur spectrale 15 nm avec i l'angle d'incidence et α_0 l'angle de diffraction pour un rayon à la longueur d'onde moyenne λ_0 .

Dans le cas de $i - \alpha_0 < 0$, l'angle d'incidence est égal à $i_{\text{Littrow}} + 4^\circ$ et inversement dans le second cas.

Pour que l'influence du terme du troisième ordre sur la linéarité du retard temporel soit négligeable, il est nécessaire que le rapport ε soit petit devant l'unité. Ce rapport ne dépend pas de la durée de l'impulsion étirée. Il est proportionnel à la largeur spectrale de l'impulsion

par l'intermédiaire de l'écart spectral $\delta\omega$. Nous avons supposé un rapport $\Delta\omega/\delta\omega = 10$. Quel que soit l'angle d'incidence, ce rapport augmente lorsque la densité de traits des réseaux augmente (figure 3-23). Il est donc préférable de considérer de faibles densités de traits. Cependant, il n'est pas nécessaire de choisir de très faibles densités de traits (variations très faibles de ε pour des faibles densités de traits).

Comme l'indique la figure 3-23, pour une densité de traits donnée, le cas le plus favorable est celui où l'angle d'incidence i est plus grand que l'angle de diffraction α_0 pour un rayon de longueur d'onde centrale. Tous les calculs suivants sont présentés pour des angles d'incidence i égaux à ces trois valeurs : $i = i_{\text{Littrow}}$, $i = i_{\text{Littrow}} + 4^\circ$, $i = i_{\text{Littrow}} - 4^\circ$.

Parmi les trois valeurs disponibles pour la densité de traits, notre choix se portera donc de préférence sur la densité de 1200 traits par millimètre ($\varepsilon < 0,1$).

Cependant l'influence du terme du troisième ordre de la phase introduite par l'étireur n'est pas le seul critère limitatif dans le choix des réseaux pour l'étireur. En effet, il faut tenir compte des deux autres critères liés à la géométrie de l'étireur.

III.3.2.1.2.2 Géométrie

Le premier critère géométrique est l'encombrement de l'étireur. Nous cherchons en effet à construire un étireur le plus compact possible. Nous considérons le cas d'un étireur double passage, c'est à dire en présence d'un dièdre pour éviter le chromatisme latéral. Nous avons calculé la distance $L_{\text{éti}}$ nécessaire pour étirer l'impulsion. C'est cette distance qu'il est nécessaire de minimiser.

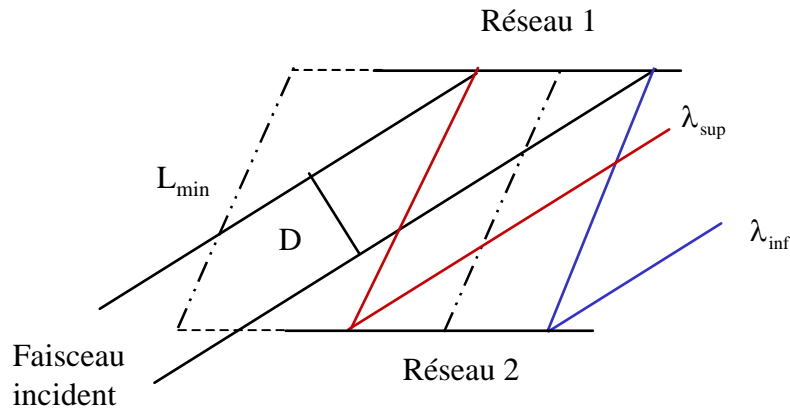


Figure 3-24 : limitation géométrique pour l'étireur. Le faisceaux doit pouvoir ressortir du système.

Cette distance entre les réseaux doit néanmoins permettre le passage du faisceau (figure 3-24). C'est ce second critère géométrique qui impose une distance minimale L_{min} donnée par :

$$L_{\text{min}} = \frac{D_{\text{fa}}}{\cos(\alpha_0)} \frac{1}{\tan(i) - \tan(\alpha_{\text{inf}})}$$

avec

$D_{fa} = \frac{D}{\cos(i)}$, où D_{fa} représente le diamètre du faisceau apparent sur le premier réseau et D le diamètre du faisceau en section droite,
 $\sin(\alpha_{inf}) = N\lambda_{inf} - \sin(i)$, où α_{inf} représente l'angle de diffraction pour un rayon de longueur d'onde λ_{inf} , donnée par la relation $\lambda_{inf} = \lambda_0 - \frac{\Delta\lambda}{2}$.

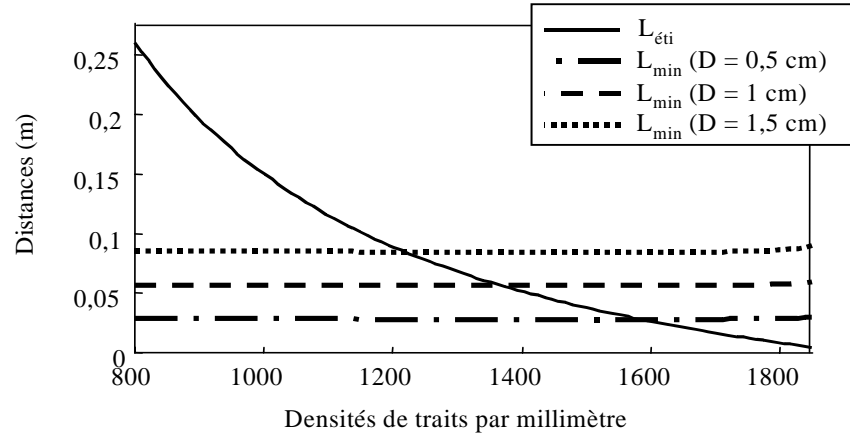


Figure 3-25 : évolution de la distance pour étirer l'impulsion $L_{éti}$ et évolution de la distance minimale L_{min} entre les deux réseaux en fonction de la densité de traits par unité de longueur. L'impulsion étirée est à 20 ps pour une largeur spectrale 15 nm pour différentes densités de traits dans le cas de $i = i_{Littrow} + 4^\circ$.

La distance minimale L_{min} (figure 3-25) est différente pour un dispositif de mesure de phase spectrale en sortie de l'oscillateur ou en sortie de la chaîne. Dans notre configuration où nous avons choisi $i - \alpha_0 = 9^\circ$, la figure 3-25 montre clairement que la densité de traits optimale est située autour de 1200 mm^{-1} pour une durée d'impulsion étirée de 20 ps.

Ainsi les deux critères limitant le choix des paramètres de l'étireur conduisent à une densité de traits de $1200 \text{ par millimètre}$. Ayant fixé la densité de traits, l'élargissement du diamètre du second réseau est de 2,4 mm. L'étude suivante nous permet de choisir précisément l'angle d'incidence sur le premier réseau pour déterminer la distance entre les deux réseaux.

III.3.2.1.3 Solutions

III.3.2.1.3.1 Mesure en sortie de l'oscillateur

Dans un premier temps, nous considérons l'impulsion en sortie de l'oscillateur. La largeur spectrale est alors de 15 nm. La différence entre les distances nécessaire et minimale augmentent avec l'angle d'incidence. Cependant plus l'angle d'incidence est élevé plus l'encombrement sera important.

Dès que l'angle d'incidence $i > i_{Littrow} + 7^\circ$, la distance minimale entre les réseaux est plus petite que la distance nécessaire pour obtenir une durée étirée de 20 ps pour des faisceaux de sections droites $D < 1,5 \text{ cm}$. Cependant comme les montures des réseaux sont encombrantes, il convient de choisir un angle d'incidence plus grand que le minimum requis pour que le faisceau puisse ressortir du système.

Nous choisissons un angle d'incidence de 58° . La distance entre les deux réseaux est alors de 10,8 cm. La différence entre la distance nécessaire pour étirer l'impulsion et la distance minimum est de 0,9 cm pour un faisceau faisant 10 mm de diamètre. Dans ces conditions l'angle de diffraction est $24,9^\circ$ pour un rayon de longueur d'onde moyenne. La différence entre l'angle incident et l'angle de diffraction est de $33,1^\circ$.

III.3.2.1.3.2 Mesure en sortie de la chaîne

Dans un second temps, nous considérons l'impulsion en sortie de la chaîne. La largeur spectrale est alors de 9 nm. Les mêmes constatations sont faites pour une mesure en sortie de la chaîne.

Nous choisissons également un angle d'incidence de 58° , ce qui nous conduit à considérer le même étireur que dans le cas de la mesure en sortie de l'oscillateur. Il suffira d'ajuster la distance entre les réseaux à 18 cm pour obtenir une durée étirée de 20 ps.

III.3.2.1.3.3 Résultats

Ainsi nous avons dimensionné les étireurs nécessaires pour la mesure de phase spectrale d'une impulsion courte en sortie de l'oscillateur ou en fin de chaîne. La densité de traits choisie est de 1200 mm^{-1} (tableau 3-1).

Dans les deux cas l'erreur linéaire de la dérive de fréquence ne modifie pas la mesure de la phase spectrale. En effet, cette erreur ne changera pas le rapport entre la largeur spectrale des impulsions et l'écart spectral.

Sortie	oscillateur	chaîne
Largeur spectrale (nm)	15	9
Angle d'incidence ($^\circ$)	58	58
Angle de diffraction ($^\circ$)		
$\alpha(\lambda_0)$	24,8	24,8
$\alpha(\lambda_{\text{inf}})$	24,2	24,4
$\alpha(\lambda_{\text{sup}})$	25,3	25,1
$i - \alpha(\lambda_0)$ ($^\circ$)	33,2	33,2
Distance L (cm)	10,8	18,0
Erreur linéaire de la dérive de fréquence ε	$3,5 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$

Tableau 3-1 : dimensionnement des étireurs où λ_0 , λ_{inf} , λ_{sup} , la longueur d'onde centrale, la plus petite, la plus grande, i l'angle d'incidence et α l'angle de réfraction et $L_{\text{éti}}$ représente la distance entre les deux réseaux pour étirer l'impulsion.

III.3.2.2 Michelson

Nous étudions les phases spectrales des deux impulsions courtes. La différence de phase entre les deux impulsions provient de la différence de trajet optique et de la propagation dans les matériaux. Dans un premier temps, nous supposons que la différence de phases spectrales dues à la différence de trajet optique est nulle (trajet identique). Nous nous attachons à ce que les deux impulsions traversent le même nombre de composants optiques. La seule différence provient du Michelson, représenté sur le schéma (a) de la figure 3-26, permettant de former les deux impulsions optiques.

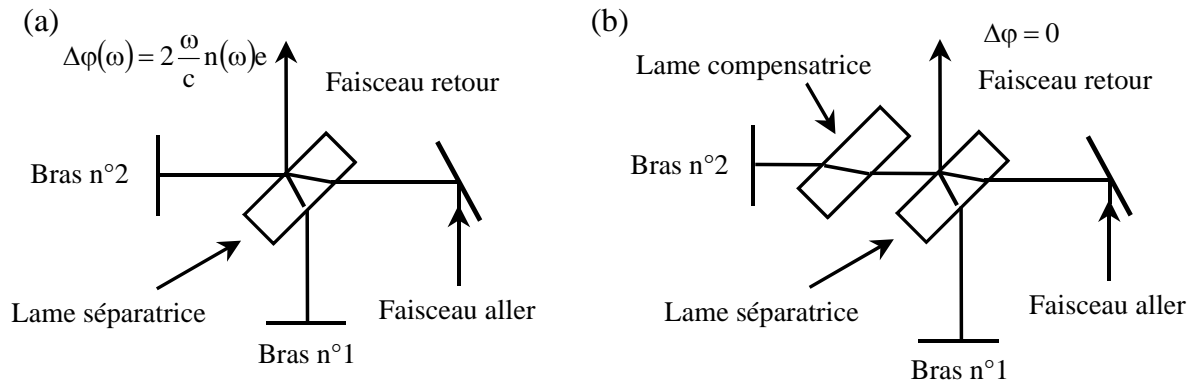


Figure 3-26 : Michelson. Le schéma (a) représente un Michelson non compensé. La différence de phase spectrale entre les deux impulsions est $k z \omega/c * n(\omega) e$, avec e l'épaisseur et n l'indice de la lame séparatrice. Le second schéma (b) représente un Michelson compensé. Les deux impulsions traversent la même épaisseur de verre. Les phases acquises par ces deux impulsions sont alors égales.

Pour conserver les phases spectrales égales, nous construisons un Michelson compensé, représenté sur le schéma (b) de la figure 3-26. Dans ces conditions, la propagation dans les composants optiques est la même pour les deux impulsions optiques. Les deux phases spectrales de ces deux impulsions sont donc égales. Après avoir assuré l'égalité entre les phases spectrales des deux impulsions, nous réalisons le décalage temporel du bras n°2, qui nous permet de créer les franges.

III.3.2.3 Mélangeur de fréquences

Le choix du cristal repose sur sa capacité à additionner deux longueurs d'onde légèrement différentes tout en conservant la largeur spectrale incidente. Il faut également s'assurer que la différence de vitesse de groupe entre les deux impulsions courtes lors de leur propagation dans le cristal est négligeable. Le cristal choisi est le KDP.

Nous avons choisi de travailler en configuration type II. Dans cette configuration, une impulsion polarisée selon l'axe extraordinaire du cristal et la seconde selon l'axe ordinaire seront converties pour créer une impulsion polarisée selon l'axe ordinaire. Si les deux impulsions courtes sont polarisées selon l'un des axes du cristal, elles ne peuvent pas être converties en fréquence. Lors de la conversion seules les impulsions recherchées seront obtenues. Nous choisissons une configuration colinéaire pour ce cristal. En effet, dans cette configuration les faisceaux restent parallèles. Les franges spectrales mesurées sont celles que nous introduisons. Nous évitons le « basculement » des franges dans le domaine spatial avant la mesure par le spectromètre, pour ne pas modifier les franges créées spectralement. De plus, l'alignement peut s'effectuer sur une distance plus grande, le contraste des franges étant ainsi amélioré.

Dans une configuration de type II, l'acceptance spectrale est plus grande selon l'un des axes du cristal : l'axe ordinaire. Ainsi, Il suffit d'orienter le cristal pour que les impulsions courtes soient polarisées selon l'axe ordinaire. En effet, l'addition de fréquence ne se fait que sur une faible partie de l'impulsion étirée, donc de façon monochromatique.

Nous avons fait de plus un compromis sur l'épaisseur du cristal. En effet le rendement augmente avec l'épaisseur du cristal mais la différence entre les vitesses de groupes des deux

impulsions dans le cas d'une configuration type II et la phase spectrale ajoutée lors du doublage aussi. La différence de vitesse de groupe modifie l'écartement spectral $\delta\omega$ par une modification relative de la position des deux impulsions courtes dans l'impulsion longue. Il est nécessaire que cette modification soit négligeable devant l'écart spectral initialement prévu. C'est l'écart temporel $\delta\tau_{\text{cristal}}$ engendré par la propagation à des vitesses différentes sur les deux axes du cristal à l'écart temporel τ entre les deux impulsions courtes (2 ps) qu'il faudra regarder. Et, la phase apportée par le doublage doit être faible pour ne pas perturber la mesure de la phase spectrale. Pour cette contribution, notre relative faible largeur spectrale des impulsions, nous permet de prendre un cristal plus épais que le cas de spectre plus large.

Nous avons choisi une épaisseur de 500 μm pour ce cristal. le rapport $\frac{\delta\tau_{\text{cristal}}}{\tau}$ est égal à 10^{-3} .

La phase spectrale ajoutée par la propagation dans le cristal est ainsi négligeable (0,2 mrad pour l'épaisseur de cristal) sur la bande spectrale utilisée (7 nm pour la largeur spectrale à mi hauteur en intensité). Nous pouvons de plus compenser la phase spectrale introduite (soit par simulation soit par mesure).

III.3.2.4 Chaîne d'acquisition spectrale

Le dernier composant élémentaire de notre système de mesure est la chaîne d'acquisition spectrale. Il comporte les éléments suivants : un spectromètre avec une résolution de 0,1 nm, une barrette de photodiodes, et un oscilloscope qui nous permet de récupérer les données pour leur traitement numérique. Plusieurs points sont à étudier afin de pouvoir mesurer la phase spectrale de l'impulsion. Tout d'abord rappelons que le problème de la double numérisation a été abordé lors du choix des paramètres. La première étape est l'étude de l'influence de la résolution du spectromètre sur la phase spectrale (III.3.2.4.1). Ensuite, il est important de constater que l'échantillonnage de l'axe des pulsations en sortie du spectromètre n'est pas linéaire (III.3.2.4.2). Enfin, l'interférométrie spectrale est très sensible à la calibration du spectromètre (III.3.2.4.3).

III.3.2.4.1 Résolution du spectromètre

L'influence de la résolution du spectromètre sur la phase spectrale retrouvée est étudiée (figure 3-27). Nous considérons un système de franges défini par une phase spectrale et une enveloppe. La transformation de Fourier inverse de ce système de franges est caractéristique de l'enveloppe des franges et de la phase spectrale introduite. Considérons maintenant que nous mesurons expérimentalement ce même système de franges.

Le spectromètre utilisé possède une résolution définie par $d\lambda$ dans l'espace des longueurs d'onde ou $d\omega$ dans l'espace des pulsations. La mesure obtenue $\tilde{S}_2(\omega)$ est la convolution du système de franges $\tilde{S}_1(\omega)$ par la résolution du spectromètre $\tilde{R}(\omega)$:

$$\tilde{S}_2(\omega) = \tilde{S}_1(\omega) \otimes \tilde{R}(\omega).$$

Dans le domaine temporel (après une transformation de Fourier), ce produit de convolution se transforme en produit simple. Ainsi la transformation de Fourier inverse de ce système expérimental est la multiplication de la transformation de Fourier inverse des franges caractéristiques du signal par la transformation de Fourier inverse de la résolution du spectromètre :

$$S_2(t) = S_1(t) R(t).$$

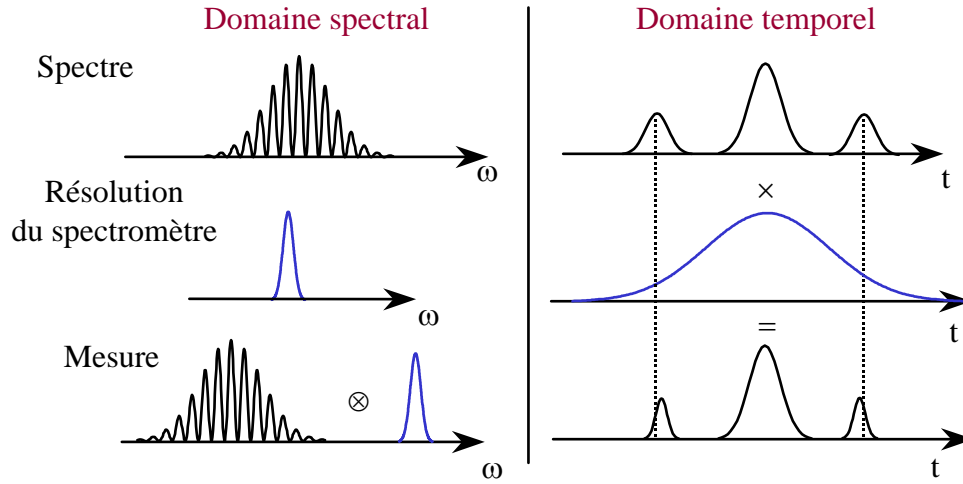


Figure 3-27 : Influence de la résolution du spectromètre sur la phase spectrale retrouvée. La convolution de la résolution du spectromètre sur les franges modifie la forme et la position du satellite. L'information contenue dans les satellites est déformée, la phase spectrale également.

Cette multiplication introduit un déplacement des satellites et une modification de leur amplitude et forme que nous allons quantifier dans cette étude. Pour simplifier, l'amplitude de l'impulsion dans le domaine spectral est supposée de forme gaussienne définie par une largeur $\Delta\omega$ dans le domaine des pulsations ou $\Delta\lambda$ dans le domaine des longueurs d'onde :

$$\tilde{A}(\omega - 2\omega_0) = \tilde{A}_0 \exp\left[-\left(\frac{\omega - 2\omega_0}{\Delta\omega}\right)^2\right].$$

Dans un premier temps, la phase spectrale de l'impulsion (à mesurer) est supposée nulle. Dans ces conditions, la phase spectrale du signal est donnée par : $\Phi(\omega) = \omega\tau$. Le signal en sortie du spectromètre est donné par, (annexe A4) :

$$S_2(t) = S \exp\left[-\frac{(t - \tau_R)^2}{\delta t^2} \left(1 + \left(\frac{d\lambda}{\Delta\lambda}\right)^2\right)\right] \exp(i \omega_0(t - \tau_R))$$

avec

$$\tau_R = \tau \frac{1}{1 + \left(\frac{d\lambda}{\Delta\lambda}\right)^2},$$

et

$$S = \exp\left[-\frac{(\tau \Delta\omega)^2}{8} \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta\lambda}{d\lambda}\right)^2}\right].$$

L'écart temporel est modifié par la résolution du spectromètre. La nouvelle position du satellite est τ_R . Le satellite se rapproche du pic central. Le rapport entre la résolution du spectromètre et la largeur spectrale de l'impulsion $\frac{d\lambda}{\Delta\lambda}$ est l'inverse du nombre de points dans la largeur spectrale de l'impulsion. L'amplitude du satellite est également modifiée. Elle

dépend de l'écart temporel introduit entre les deux impulsions courtes. Plus le satellite s'éloigne du pic central ; plus l'amplitude du satellite diminue. Il deviendra difficilement détectable.

Si la largeur spectrale est définie par 90 points (dans le cas de la largeur spectrale de 9 nm), alors le rapport entre les deux écarts temporels est de 0,99. L'erreur commise sur l'écart temporel entre les deux impulsions courtes sera de l'ordre du pour-cent dans ces conditions (pour une amplitude du satellite suffisante 0,47 en hauteur normalisée).

Dans un deuxième temps, la phase spectrale de l'impulsion (à mesurer) est supposée d'ordre trois et donnée par l'expression suivante :

$$\varphi(\omega - \omega_0) = \varphi_{\text{rad}}^{(3)} \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega} \right)^3.$$

Sous ces conditions, la phase spectrale du signal est donnée par :

$$\Phi(\omega - \omega_0) = (\omega - \omega_0)\tau + 3 \varphi_{\text{rad}}^{(3)} \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega} \right)^2 \frac{\delta\omega}{\Delta\omega},$$

La nouvelle largeur temporelle du satellite est donnée par :

$$\Delta t = \delta t \sqrt{1 + \left(3 \varphi_{\text{rad}}^{(3)} \frac{\delta\omega}{\Delta\omega} \right)^2};$$

et l'expression du satellite par :

$$\text{TF}^{-1}[\text{I}_{2A}(\omega - \omega_0)] = A_0 \exp \left[- \left(\frac{t - \tau}{\delta t \sqrt{1 + \left(3 \varphi_{\text{rad}}^{(3)} \frac{\delta\omega}{\Delta\omega} \right)^2}} \right)^2 \left(1 + 3 \varphi_{\text{rad}}^{(3)} \frac{\delta\omega}{\Delta\omega} \right) \right] \exp(i \omega_0 (t - \tau)).$$

La nouvelle position du satellite τ_R ainsi que sa nouvelle amplitude S sont données par les relations suivantes (annexe A4) :

$$\tau_R = \tau \frac{1}{1 + \left(\frac{d\lambda}{\Delta\lambda} \right)^2 \left(1 + \left(3 \varphi_{\text{rad}}^{(3)} \frac{\delta\omega}{\Delta\omega} \right)^2 \right)},$$

et

$$S = \exp \left[- \frac{(\tau \Delta\omega)^2}{8} \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta\lambda}{d\lambda} \right)^2 \left(1 + \left(3 \varphi_{\text{rad}}^{(3)} \frac{\delta\omega}{\Delta\omega} \right)^2 \right)^{-1}} \right].$$

Dans le cas d'une phase spectrale de l'impulsion du troisième ordre, la position du satellite va dépendre de cette phase. Ce n'était pas le cas lorsque nous supposons une résolution infinie

dans l'espace des longueurs d'onde. L'amplitude en présence de ce terme est d'autant plus modifiée.

La figure 3-28 présente l'ensemble des résultats relatifs à l'influence de la résolution du spectromètre sur la position et l'amplitude du satellite pour deux cas : une phase spectrale d'impulsion à mesurer nulle et un terme du troisième ordre. Les calculs ont été effectués pour un écart temporel $\tau = 3$ ps et pour 20 points dans la largeur spectrale. La phase introduite est $\phi_{\text{rad}}^{(3)} = 75$ rad. La position du satellite est modifiée par la présence de la phase et de la résolution finie du spectromètre.

Plus la résolution sera importante, c'est à dire la largeur spectrale de résolution est petite devant la largeur spectrale de l'impulsion, plus sa largeur par transformation de Fourier inverse sera grande. L'influence de la résolution du spectromètre sur la phase spectrale retrouvée se trouvera ainsi limitée.

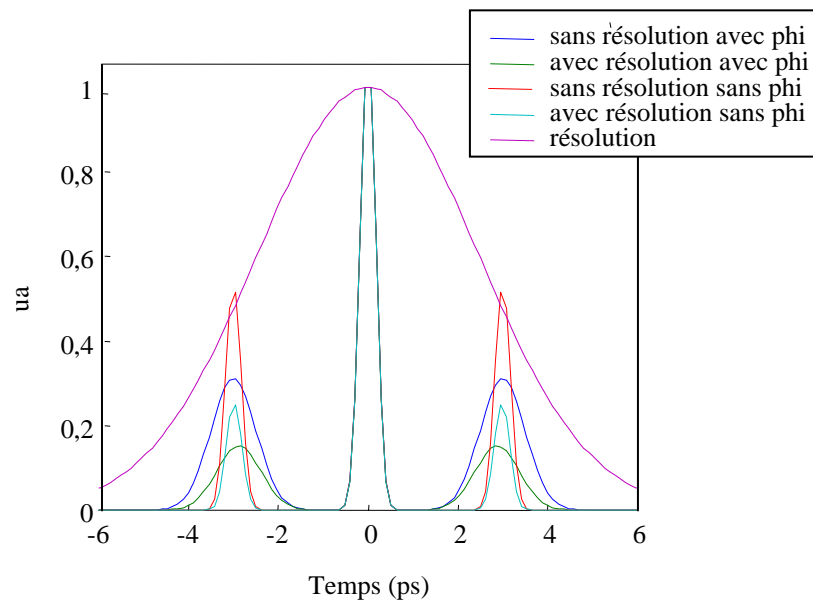


Figure 3-28 : influence de la résolution du spectromètre sur la position et l'amplitude du satellite. Le nombre de points dans le spectre est de 20, l'écart temporel est de $\tau = 3$ ps et la phase introduite $\phi = 75$ rad.

Nous pouvons aussi nous affranchir de la résolution du spectromètre en la mesurant. Nous faisons ensuite la transformation de Fourier inverse de la mesure de la résolution. Nous divisons en amplitude la mesure par cette fonction. Nous retrouvons alors la position et la forme des satellites avec une résolution infinie.

III.3.2.4.2 Echantillonnage à pas variable

Dans le plan de Fourier du spectromètre, les pulsations ne sont pas espacées linéairement sur le détecteur. En fait, la loi liant les pulsations et la position sur le détecteur est déterminée à partir de la loi des réseaux. Il n'y a alors aucune raison pour que la répartition des pulsations dans le plan de Fourier du spectromètre soit une fonction linéaire de la position. Une interpolation de l'interférogramme pour rendre l'axe linéaire peut introduire une erreur sur la phase spectrale du signal qui peut complètement masquer cette phase spectrale.

Cependant il est important de noter que l'échantillonnage est effectué à pas régulier sur l'axe du détecteur. Il est alors possible d'utiliser l'algorithme de transformation de Fourier Discrète ; en notant que l'axe des variables de Fourier ne représentera pas exactement le temps. Il est donc important lors de tout dépouillement d'interférogramme de ne pas travailler dans le plan de Fourier en considérant l'axe de Fourier comme axe temporel. De retour dans l'espace initial, une interpolation de l'axe des pulsations sera effectuée. Pour diminuer l'effet de la non linéarité de l'axe, l'angle du réseau du spectromètre est adapté pour positionner le spectre au milieu du réseau et donc du détecteur.

Dans le cas du spectromètre utilisé, la non linéarité est faible. En bord de plage spectrale du spectromètre, le rapport entre la différence entre un axe linéaire et l'axe réel et l'axe réel est 0,1%. La dernière partie est consacrée à l'étude de la calibration du spectromètre.

III.3.2.4.3 Calibration du spectromètre

L'interférométrie spectrale est très sensible à la calibration du spectromètre. L'erreur commise sur la phase $\varphi_{\text{diff}}(\omega)$ est en général négligeable, masquée par l'échantillonnage du spectromètre. Une erreur sur la calibration entraîne une erreur systématique dépendant de l'écart temporel entre les deux impulsions courtes [3-10]. Ainsi une erreur faible sur la calibration est multipliée par l'écart temporel entre les deux impulsions courtes, en produisant donc une erreur notable sur la différence de phase $\varphi_{\text{diff}}(\omega)$. Une erreur sur la position de la longueur d'onde d'un point engendre pour un écart de 2 ps une erreur de 0,3 rad. C'est donc loin d'être négligeable.

Pour la mesure de la phase spectrale de l'impulsion, il existe deux techniques pour résoudre ce problème :

- la première : l'écart temporel entre les impulsions courtes est mesuré à $2\omega_0$. Il suffit de tourner légèrement le cristal de type II en masquant la voie étirée pour doubler chacune des deux impulsions courtes du Michelson avec elle même. Nous obtenons la phase $\varphi_{2\tau}(\omega)$, qui contient l'écart temporel et l'erreur de calibration.

La différence de phase $\varphi_{\text{diff}}(\omega)$ est donnée par la relation suivante :

$$\varphi_{\text{diff}}(\omega) = \Phi(\omega) - \varphi_{2\tau}(\omega).$$

Dans ces conditions, l'erreur due à la calibration est éliminée. Les spectres obtenus sont plus larges que le spectre du signal de phase $\Phi(\omega)$. La correction sera alors effective pour toutes les valeurs non nulles de l'enveloppe du signal.

Mais pour cette technique de correction, l'écart temporel entre les impulsions courtes est supposé identique pour les deux longueurs d'onde, alors qu'ils sont obtenus après la traversé dans un matériau dont l'indice dépend de la longueur d'onde ;

- la seconde : l'écart temporel entre les impulsions courtes est mesuré à ω_0 en utilisant l'ordre 1 du réseau (phase $\varphi_{1\tau}\left(\frac{\omega}{2}\right)$) et le signal de phase $\Phi(\omega)$ à l'ordre 2 du réseau. La phase $\varphi_{\text{diff}}(\omega)$ est donnée par la relation suivante :

$$\varphi_{\text{diff}}(\omega) = \Phi(\omega) - 2 \varphi_{1\tau}\left(\frac{\omega}{2}\right).$$

Dans ces conditions, l'erreur due à la calibration est éliminée. Cette correction n'est valable que si l'on ne tourne pas les réseaux entre les deux mesures.

Nous avons ainsi analysé chaque composant élémentaire du système de mesure de la phase spectrale de l'impulsion.

III.3.3 Schéma expérimental

Le schéma expérimental est présenté sur la figure 3-29. L'oscillateur délivre des impulsions d'énergie 1 nJ de longueur d'onde centrale 1,053 nm et de durée environ 100 fs, correspondant à une largeur spectrale de 15 nm. Ces impulsions sont allongées temporellement jusqu'à la nanoseconde dans un étireur classique à réseaux. Les caractéristiques sont les suivantes : une densité de traits est 1740 par millimètre, une distance équivalente entre les réseaux de 70 cm, un angle d'incidence de 63° . Les impulsions optiques traversent ensuite le système anti-retour ; puis l'amplificateur régénératif ; leur énergie de sortie est de l'ordre de 2 mJ pour une largeur spectrale de 7-8 nm. Elles sont alors comprimées à 250 fs. La phase spectrale de l'impulsion est mesurée en sortie de l'amplificateur régénératif.

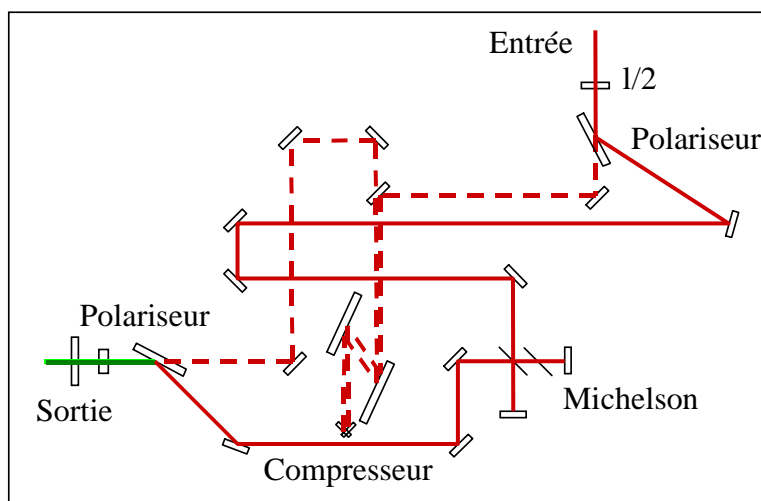


Figure 3-29 : schéma expérimental de la mesure de la phase spectrale de l'impulsion

Ainsi le Michelson est composé d'une lame séparatrice et compensatrice pour équilibrer les phases spectrales des deux impulsions courtes. Le compresseur est composé de deux réseaux de 1200 traits par millimètre travaillant à 58° en incidence et à 18 cm de distance. Une ligne à retard a été introduite dans le bras comprenant le Michelson permettant d'ajuster le retard temporel entre les impulsions courtes et l'impulsion longue.

En conclusion, après avoir choisi la méthode de mesure absolue de phase spectrale, nous avons étudié le principe. Puis nous avons adapté cette méthode à nos conditions expérimentales afin de réaliser la mesure dans les meilleures conditions.

IV. Analogie entre l'optique traditionnelle et l'optique « temporelle »

IV.1 PRESENTATION DE L'ANALOGIE	74
IV.2 ANALOGIE ENTRE LA DIFFRACTION DE FRESNEL ET LA DISPERSION QUADRATIQUE	75
IV.2.1 Notation des champs mis en jeu	75
IV.2.2 Principe des calculs	76
IV.2.2.1 Diffraction d'une onde monochromatique	76
IV.2.2.2 Dispersion d'une onde plane et polychromatique	77
IV.2.3 Illustration de l'analogie : faisceau gaussien et impulsion gaussienne	78
IV.2.3.1 Diffraction d'un faisceau gaussien	78
IV.2.3.2 Dispersion d'une impulsion gaussienne	78
IV.3 MODULATION DES PHASES SPATIALE ET TEMPORELLE	80
IV.3.1 Lentille parfaite et modulateur de phase temporelle quadratique	80
IV.3.2 Miroir déformable et modulateur de phase temporelle	81
IV.3.2.1 Miroir déformable	81
IV.3.2.1.1 Focalisation d'un faisceau	81
IV.3.2.1.2 Principe de la correction des aberrations du front d'onde	83
IV.3.2.2 Modulateur de phase temporelle	84
IV.3.2.2.1 Compression d'une impulsion	84
IV.3.2.2.2 Principe de la correction des distorsions de la phase temporelle	85
IV.4 CRITERES DE TOLERANCE SUR LES ABERRATIONS DU FRONT D'ONDE ET LES DISTORSIONS DE LA PHASE SPECTRALE	86
IV.4.1 Éclairement crête et critère de Maréchal	86
IV.4.1.1 Domaine spatial	86
IV.4.1.2 Domaine temporel	88
IV.4.2 Contraste et zone de Rayleigh	90
IV.4.2.1 Domaine spatial	90
IV.4.2.2 Domaine temporel	92

IV. Analogie entre l'optique traditionnelle et l'optique « temporelle »

L'étude de l'analogie existant entre le domaine spatial et le domaine temporel et notamment entre la diffraction paraxiale et la dispersion quadratique est décrite [4-1, 2, 3, 4]. Les variables choisies pour l'analogie sont les variables d'espace transverses (x, y) dans le domaine spatial et le temps t dans le domaine temporel. Nous montrerons ainsi que l'amplification laser nécessite des transformations spatiales et temporelles de même nature. Cela provient du fait que les équations de la diffraction et de la dispersion sont formellement analogues. Nous l'illustrerons en comparant la diffraction par propagation d'un faisceau gaussien et la dispersion par propagation d'une impulsion gaussienne dans un milieu dispersif. Cette analogie permet de bénéficier de tout l'acquis du domaine spatial en transposant des techniques bien connues en optique classique vers des applications au domaine temporel, notamment les critères sur les tolérances acceptables sur les aberrations de la phase pour focaliser « au mieux » le faisceau.

IV.1 Présentation de l'analogie

L'amplification de faisceaux et d'impulsions est étudiée pour comprendre le rapprochement entre le domaine spatial et le domaine temporel.

Dans le domaine spatial, pour limiter l'éclairement afin de ne pas endommager les composants, il est nécessaire d'étaler spatialement les faisceaux. Cet agrandissement est obtenu soit par diffraction naturelle, soit de façon plus efficace à l'aide de systèmes afocaux. L'imperfection des composants constituant la chaîne d'amplification apporte des défauts, en particulier une déformation de la surface d'onde, les aberrations géométriques. Ces défauts se traduisent dans le plan focal d'une lentille par des défauts d'amplitude (baisse de l'éclairement crête et apparition d'un piédestal). Pour obtenir un faisceau limité par la diffraction, il est nécessaire d'utiliser des techniques de correction de phase spatiale.

Dans le domaine temporel, nous retrouvons la même démarche. Pour limiter la puissance crête des impulsions brèves, il convient d'étirer temporellement ces impulsions avant de les amplifier. Cet étirement est obtenu par la propagation dans un milieu dispersif. L'amplification amène aussi des défauts de phase spectrale qui se traduisent par des défauts d'amplitude après compression temporelle (focalisation). Il est donc important de mettre au point des systèmes de correction de phase agissant dans le domaine temporel.

En théorie, à chaque opérateur dans le domaine spatial, il existe son équivalent dans le domaine temporel. En pratique, certaines de ces transformations sont extrêmement simples dans un domaine et irréalisables dans l'autre. Par exemple, la technologie actuelle ne permet pas de disposer de « lentilles temporelles » aussi performantes que les lentilles classiques. Mais il est extrêmement simple de stopper les effets de la dispersion alors qu'il est délicat d'arrêter les effets de la diffraction sans modifier la phase. Notre propos est illustré dans la figure 4-1. Considérons un faisceau agrandi par diffraction. Sa phase spatiale présente une courbure. Pour figer la taille du faisceau, nous insérons une lentille. En sortie, le faisceau

possède une phase plane. Sa phase a donc été modifiée pour en stopper sa divergence. Dans le domaine temporel, une impulsion est étirée temporellement par dispersion entre deux réseaux parallèles. Le second réseau permet de figer la nouvelle durée de l'impulsion tout en ne modifiant pas la phase temporelle de l'impulsion étirée. Ainsi un faisceau de grande taille fixée possède une phase plane et une impulsion de grande durée fixée possède une phase présentant une courbure. Les paragraphes suivants formalisent cette analogie.

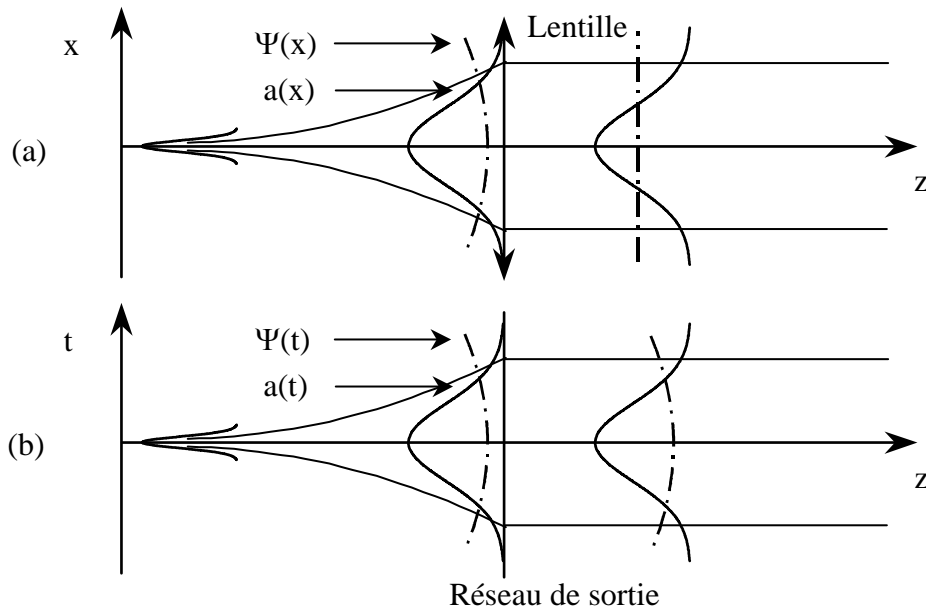


Figure 4-1 : étalement spatial d'un faisceau (a) et étirement d'une impulsion (b) en vue d'une amplification. (a) : le faisceau de petite dimension s'étalement spatialement par diffraction et une lentille permet de figer la dimension spatiale en modifiant la phase du faisceau
(b) : l'impulsion brève est étirée temporellement par dispersion entre deux réseaux ; le réseau de sortie permet de figer la durée en stoppant la dispersion mais en ne modifiant pas la phase.

IV.2 Analogie entre la diffraction de Fresnel et la dispersion quadratique

L'analogie entre la diffraction de Fresnel d'un faisceau et la dispersion quadratique spectrale d'une impulsion se propageant sur une distance z peut se montrer à partir de la correspondance des variables d'espace transverses x et y avec la variable temporelle t . Dans un premier temps, les ondes mises en jeu sont introduites : une onde monochromatique possédant une variation spatiale de son champ et une onde plane possédant un spectre large. Puis, les principes et les résultats des calculs pour obtenir les équations de la diffraction et de la dispersion sont présentés. Nous illustrerons cette analogie par la diffraction d'un faisceau gaussien et la dispersion d'une impulsion gaussienne.

IV.2.1 Notation des champs mis en jeu

Dans le cas général, le champ électrique de l'onde doit comporter l'ensemble des variables x , y , z , t . La propagation du champ se fait selon l'axe z (annexe A1). De plus nous aurons besoin de deux transformations de Fourier : une pour le temps associé à la fréquence temporelle (ou pulsation ω) et une pour les variables transverses du champ associés aux fréquences spatiales (ou vecteurs d'onde).

Dans le domaine optique qui nous intéresse le champ électrique peut s'exprimer par :

$$\mathcal{E}(x, y, z, t) = \mathcal{A}(x, y, z, t) \exp(i(\omega_0 t - kz))$$

avec : $\mathcal{A}(x, y, z, t)$ l'enveloppe du champ électrique,

$\exp(i(\omega_0 t - kz))$ la porteuse du champ électrique,

ω_0 la pulsation centrale de l'onde porteuse,

k la norme du vecteur d'onde de l'onde plane porteuse qui se propage selon l'axe z .

Les ondes mises en jeu sont les suivantes : une onde monochromatique possédant une variation spatiale de son champ et une onde plane possédant un spectre large. Dans ces deux cas la porteuse est identique. Ces deux types d'ondes sont décrits par les équations suivantes :

- onde plane et polychromatique :

Dans ce cas, l'enveloppe du champ électrique est constante pour les variables transverses (x, y) . L'expression du champ électrique devient :

$$\mathcal{E}(x, y, z, t) = \mathcal{E}(z, t),$$

et son enveloppe :

$$\mathcal{A}(x, y, z, t) = \mathcal{A}(z, t).$$

- onde non plane et monochromatique :

Dans ce cas, l'enveloppe du champ électrique ne comporte pas de variations au cours du temps et la pulsation centrale devient la pulsation du champ. La norme du vecteur d'onde s'écrit alors k_0 . L'expression du champ électrique devient :

$$\mathcal{E}(x, y, z, t) = \mathcal{E}(x, y, z, t),$$

et son enveloppe :

$$\mathcal{A}(x, y, z, t) = \mathcal{A}(x, y, z).$$

IV.2.2 Principe des calculs

Deux calculs sont menés pour obtenir les équations de diffraction et de dispersion (annexe A5) :

- formulation locale : les équations de Maxwell sont dérivées pour chacun des deux champs mis en jeu.
- formulation intégrale : des fonctions (opérateurs) de transfert sont utilisées pour définir les éléments et les phénomènes physiques mis en jeu. Pour la diffraction, l'écriture de Kirchhoff, puis celle de Fresnel sont reprises.

IV.2.2.1 Diffraction d'une onde monochromatique

Dans la formulation locale, dans l'approximation paraxiale, l'équation pour l'enveloppe s'écrit :

$$\Delta_{\perp} \mathcal{A} = 2ik_0 \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial z} \quad \text{Équation 1}$$

Dans l'approximation paraxiale, les variations de l'enveloppe sont considérées comme petites pour la variable longitudinale par rapport aux variations apportées par les variables transverses.

Pour simplifier la présentation, nous choisissons de travailler avec une seule dimension transverse. Pour la formulation intégrale, la diffraction de Fresnel est utilisée [4-5]. La fonction de transfert est donnée par la relation suivante :

$$H_F(x) = \sqrt{\frac{i}{\lambda z}} \exp\left(-2i\pi v_0 \frac{z}{v_\phi}\right) \exp\left(-i\pi \frac{x^2}{\lambda z}\right) \quad \text{Équation 2}$$

avec z la distance de propagation,
 v_0 la fréquence de l'onde,
 v_ϕ la vitesse de phase.

L'enveloppe spatiale du champ $\mathcal{A}_s(x)$ après une propagation sur une distance z se détermine à partir de l'enveloppe initiale du champ $\mathcal{A}(x)$ par la relation suivante :

$$\mathcal{A}_s(x) = \mathcal{A}(x) * H_F(x).$$

IV.2.2.2 Dispersion d'une onde plane et polychromatique

Dans la formulation locale, l'équation de la dispersion, dans un milieu purement quadratique, est donnée par : (dans le repère mouvant de l'onde et dans le cas de l'approximation de l'enveloppe lentement variable)

$$\frac{\partial^2 \mathcal{A}}{\partial t^2} = \frac{-i 2}{k''(\omega_0)} \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial z} \quad \text{Équation 3}$$

avec $k''(\omega_0)$ la dérivée seconde du vecteur d'onde. Nous avons supposé un développement à l'ordre deux en pulsation du vecteur d'onde. L'inverse de la dérivée première du vecteur d'onde représente la vitesse de groupe et la dérivée seconde la dispersion de la vitesse de groupe.

Dans la formulation intégrale, nous obtenons la fonction de transfert suivante :

$$H_D(t) = \sqrt{\frac{i}{2\pi k''(\omega_0) z}} \exp(-ik'(\omega_0) z) \exp\left(-i \frac{t^2}{2k''(\omega_0) z}\right) \quad \text{Équation 4}$$

avec $k''(\omega_0)$ la dérivée seconde du vecteur d'onde,
 $k'(\omega_0)$ sa dérivée première,
 z la distance de propagation dans le milieu dispersif.

L'enveloppe temporelle du champ $\mathcal{A}_s(t)$ après une propagation sur une distance z se détermine à partir de l'enveloppe initiale du champ $\mathcal{A}(t)$ par la relation suivante :

$$\mathcal{A}_s(t) = \mathcal{A}(t) * H_F(t).$$

Pour la formulation locale, les deux équations obtenues sont identiques. La diffraction est l'analogue de la dispersion. Nous pouvons associer la dispersion de la vitesse de groupe dans le cas du domaine temporel au vecteur d'onde dans le domaine spatial. Dans les deux cas, les fonctions de transfert sont analogues. Nous avons formalisé l'analogie entre la diffraction et la dispersion. Une illustration de cette analogie est maintenant présentée.

IV.2.3 Illustration de l'analogie : faisceau gaussien et impulsion gaussienne

L'illustration repose sur la comparaison des deux phénomènes suivants : propagation d'un faisceau gaussien et dispersion d'une impulsion gaussienne.

IV.2.3.1 Diffraction d'un faisceau gaussien

Nous considérons le cas de faisceaux gaussiens (figure 4-2). Le champ s'écrit alors :

$$\mathcal{E}(x, z) = E_0 \left(\frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda_0}{2\pi w^2(z)} \right) \exp \left[-\frac{x^2}{w^2(z)} \right] \exp[-i\psi(x) - ik_0 z] \quad \text{Équation 5}$$

avec $w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2}$ l'évolution de la taille du faisceau,

w_0 le waist du faisceau,

$z_R = \pi w_0^2 / \lambda$ la distance de Rayleigh,

$\psi(x) = k_0 \frac{x^2}{2R(z)}$ la phase,

$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z} \right)^2 \right]$ le rayon de courbure.

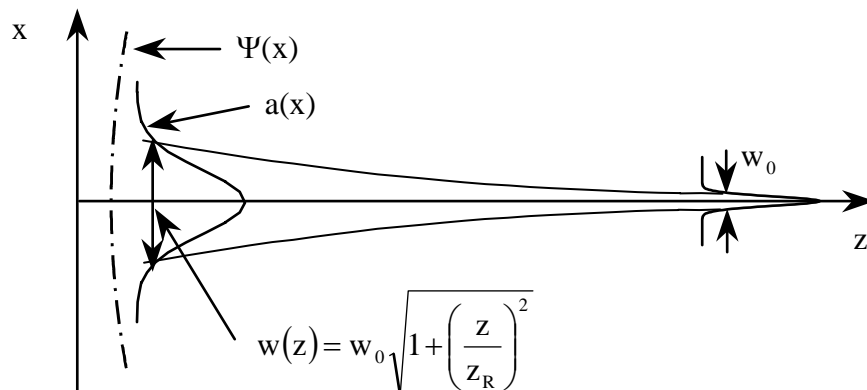


Figure 4-2 : propagation d'un faisceau gaussien.

IV.2.3.2 Dispersion d'une impulsion gaussienne

Dans le domaine spectral, nous considérons également des variations gaussiennes pour les champs électriques (figure 4-3). Soit une amplitude gaussienne en spectre :

$$\tilde{\mathcal{A}}(\omega - \omega_0) = \tilde{\mathcal{A}}_0 \exp \left[-\left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega} \right)^2 \right]$$

avec $\Delta\omega$ la demi largeur spectrale à $1/e^2$ en intensité.

La dispersion de l'impulsion est caractérisée par une phase spectrale quadratique :

$$\phi(\omega, z) = \frac{1}{2} k''(\omega_0) z (\omega - \omega_0)^2$$

avec z la distance de propagation dans le milieu dispersif.

L'enveloppe spectrale au cours de la propagation dans le milieu dispersif est alors donnée par l'expression :

$$\tilde{\mathcal{A}}(\omega - \omega_0, z) = \tilde{\mathcal{A}}_0 \exp \left[- \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega} \right)^2 \right] \exp(-i\phi(\omega, z)).$$

Par transformation de Fourier inverse, nous calculons l'évolution temporelle du champ électrique :

$$\mathcal{E}(z, t) = \frac{\tilde{\mathcal{A}}_0}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{T(z)} \exp \left[- \frac{t^2}{\Delta t(z)} \right] \exp[-i\psi(t) + i\omega_0 t]$$

$$\text{avec } T^2(z) = \delta t^2 \left(1 + i \frac{k''(\omega_0) z \Delta\omega^2}{2} \right)$$

$\delta t = \frac{2}{\Delta\omega}$ la demi largeur temporelle de l'impulsion comprimée à $1/e^2$ en intensité,

$$\Delta t(z)^2 = \delta t^2 \left(1 + \left(\frac{k''(\omega_0) z \Delta\omega^2}{2} \right)^2 \right) \text{ la nouvelle durée } \Delta t(z) \text{ de l'impulsion après propagation}$$

dans un milieu dispersif sur une distance z ,

$$\text{et } \psi(t, z) = \frac{k''(\omega_0) z \Delta\omega^2}{2 \Delta t(z)} t^2 \text{ la phase temporelle de l'impulsion.}$$

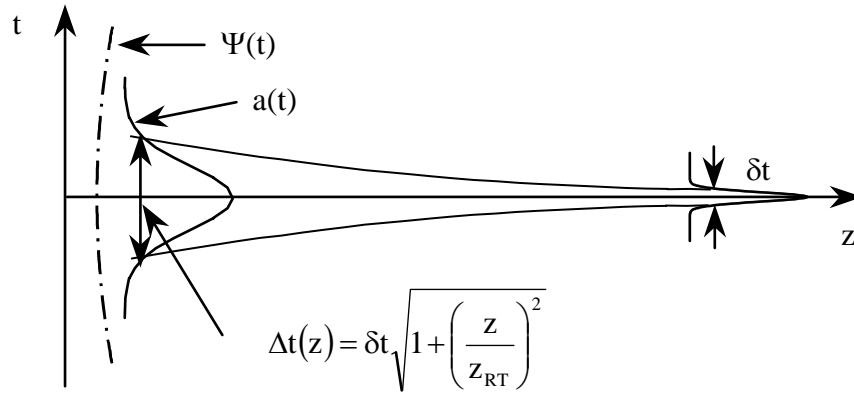


Figure 4-3 : dispersion d'une impulsion gaussienne.

Par analogie avec l'évolution spatiale d'un faisceau gaussien, nous pouvons définir une durée de Rayleigh, la durée initiale δt de l'impulsion et une distance de Rayleigh (dans le domaine temporel) z_{RT} donnée par :

$$z_{RT} = \frac{2}{k''(\omega_0) \Delta\omega^2} = \frac{2\delta t^2}{k''(\omega_0)}.$$

La nouvelle durée de l'impulsion s'écrit :

$$\Delta t(z) = \delta t \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_{RT}} \right)^2},$$

et la phase temporelle :

$$\psi(t, z) = \frac{2}{k''(\omega_0) R_T(z)} t^2,$$

avec $R_T(z) = z \left(1 + \frac{z_{RT}}{z} \right)$ le rayon de courbure temporel.

L'analogie existant entre la dispersion et la propagation permet de définir la dispersion des impulsions gaussiennes comme la diffraction des faisceaux gaussiens. Nous étendons cette analogie aux phases spatiales (le front d'onde) et phases temporelles.

IV.3 Modulation des phases spatiale et temporelle

IV.3.1 Lentille parfaite et modulateur de phase temporelle quadratique

Les fonctions de transfert de la lentille spatiale parfaite puis d'une lentille temporelle quadratique sont introduites.

Dans le domaine spatial, la lentille se comporte au premier ordre comme un transformateur quadratique de phase. Dans le cas d'une lentille mince, la fonction de transfert est donnée par la relation suivante :

$$T_x = \exp \left(i\pi \frac{x^2}{\lambda_0 f} \right) \quad \text{Équation 6}$$

où f est la distance focale de la lentille.

La lentille permet la focalisation d'un faisceau. En effet un faisceau de diamètre initial D possède au point de focalisation de la lentille un diamètre $d \approx \frac{\lambda_0 f}{D}$.

Dans le domaine temporel, une lentille temporelle possède une fonction de transfert donnée par :

$$T_t = \exp \left(i \frac{\pi t^2}{T_0 f_T} \right) \quad \text{Équation 7}$$

avec f_T la focale temporelle, c'est un temps,

et $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$ la période temporelle.

De façon analogue, la lentille temporelle permet la compression d'une impulsion monochromatique en créant du spectre. En effet, une impulsion de durée initiale Δt possède au point de compression de la lentille une durée $\delta t \approx \frac{T_0 f_T}{\Delta t}$.

Dans le cas d'un modulateur de phase temporelle sinusoïdale, la transmission se définit par :

$$T_t = \exp(i m \cos(\omega_m t)).$$

avec m la profondeur de modulation,

ω_m la pulsation du modulateur.

Nous obtenons au premier ordre et au voisinage de $t = 0$ la fonction de transfert :

$$T_t = \exp\left(i \frac{m}{2} \omega_m^2 t^2\right).$$

Le modulateur de phase temporelle peut être assimilé à une lentille de focale temporelle :

$$f_t = \frac{1}{m \omega_m^2}.$$

Les fréquences de modulation des modulateurs actuels se situent autour du gigahertz, les focales temporelles correspondantes sont situées autour de la microseconde. Considérons le cas d'une impulsion d'une durée 1 ns, la durée ultime que l'on puisse obtenir est 2 ps. Cette lentille temporelle ne possède pas une focale suffisante pour pouvoir mieux comprimer l'impulsion. Une méthode tout optique permet de comprimer une impulsion monochromatique. Elle repose sur le transfert de l'énergie d'une impulsion monochromatique (amplifiée) vers une impulsion courte à dérive de fréquence par amplification paramétrique [4-6, 7].

Le modulateur de phase peut être utilisé comme correcteur de distorsions temporelles de la phase. Il apporte dans ces conditions des petites variations de phases temporelles.

IV.3.2 Miroir déformable et modulateur de phase temporelle

Afin de corriger les aberrations optiques, des modulateurs de phases spatiales sont insérés dans les chaînes lasers de puissance. Ces modulateurs peuvent être soit des miroirs déformables soit des valves optiques à cristaux liquides. Nous décrivons le principe de correction par un miroir déformable et sa meilleure position dans la chaîne. Nous montrerons ensuite que ce principe est identique dans le domaine temporel en utilisant un modulateur de phase comme correcteur de distorsions temporelles [4-8].

IV.3.2.1 Miroir déformable

La première partie de ce paragraphe sera consacrée à l'étude de la focalisation d'un faisceau et à l'influence des aberrations du front d'onde lors de la focalisation. Nous introduirons ainsi la notion d'écart aberrant en nous appuyant sur le théorème de la phase stationnaire. De ces définitions, l'étude du principe de la correction des aberrations du front d'onde sera envisagée.

IV.3.2.1.1 Focalisation d'un faisceau

Considérons la focalisation d'un faisceau se propageant dans un milieu diffractif (figure 4-4). L'éclairement initial du faisceau est représenté par la courbe en petits pointillés. Deux phases spatiales sont représentées : une phase parfaitement quadratique en traits pleins et une phase présentant de faibles aberrations par rapport à la phase quadratique en traits pointillés. Lors de la focalisation du faisceau, c'est l'éclairement spatial du faisceau qui sera représenté. La tache focale du faisceau est observée en différents plans sur l'axe z de propagation du faisceau.

En l'absence d'aberrations (traits pleins) ; la phase spatiale est parfaitement quadratique ; tous les rayons lumineux (qui sont normaux aux plans équiphasés) viennent se concentrer en un point : le foyer paraxial. Dans cette approche, à chaque point M de coordonnée spatiale transverse x de la surface d'onde est associé un vecteur directeur (normal). Si les variations de la phase spatiale plus rapides que celles de l'enveloppe, la direction de ce vecteur se confond

avec celle du vecteur d'onde d'une localement plane au point M. Nous sommes dans les conditions de l'application du théorème de la phase stationnaire valable lorsque le faisceau est loin de son point de focalisation. Il existe alors une correspondance entre la coordonnée x et le vecteur d'onde k_x ou, plus précisément, une correspondance entre la grandeur x et sa variable conjuguée k_x . L'application du théorème de la phase stationnaire permet de justifier rigoureusement de cette approche.

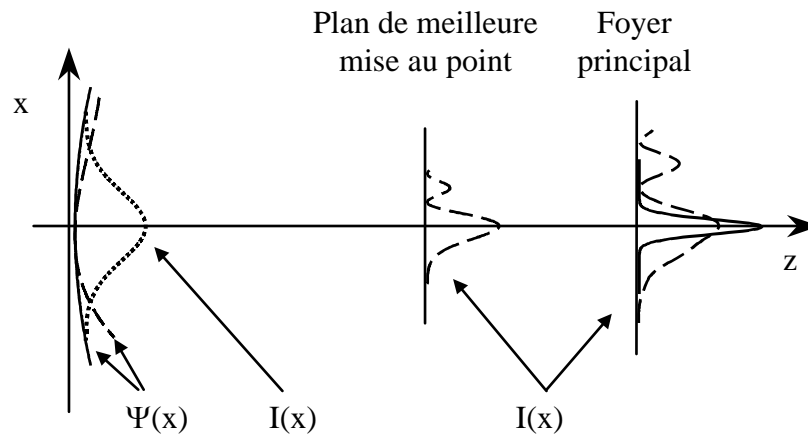


Figure 4-4 : évolution de la tache focale du faisceau.

En présence de faibles aberrations (traits pointillés), nous pouvons reprendre la notion d'onde plane locale. Si les variations de l'enveloppe sont faibles, il existe en chaque point M un plan tangent à la surface d'onde et localement nous avons une onde plane qui se propage avec son vecteur d'onde orthogonal à ce plan. Nous sommes dans les conditions de l'optique géométrique. Le faisceau n'est plus focalisé ponctuellement. Les rayons lumineux, orthogonaux à la surface d'onde, se concentrent dans un plan dont l'abscisse z est différente de celle du foyer paraxial (figure 4-5). C'est le plan de meilleure mise au point ou de moindre diffusion. L'impact dans un plan $z=z_0$ des rayons lumineux permet de retrouver la répartition spatiale du faisceau si l'on affecte à chaque rayon l'amplitude de l'enveloppe au point M. En tout plan z , la forme spatiale du faisceau peut être ainsi reconstituée dans le cadre de l'approximation de l'optique géométrique.

Pour un champ électrique s'écrivant sous la forme :

$$\mathcal{E}(x, y, z) = \mathcal{A}(x, y, z) \exp(ik_0 \mathcal{S}(x, y, z)),$$

l'équation des ondes se ramène à l'équation eikonale donnant l'évolution du chemin optique pour de petites longueurs d'onde (ou grande valeur du vecteur d'onde). Les surfaces $\mathcal{S}(x, y, z) = \text{cst}$ représentent les surfaces d'onde et les trajectoires orthogonales à ces surfaces les rayons lumineux. Sans aberrations, ces surfaces $\mathcal{S}(x, y, z) = \text{cst}$ sont des sphères centrées sur le foyer paraxial. Avec de faibles aberrations, il est commode d'étudier l'écart entre la surface d'onde réelle et une sphère centrée sur une image quelconque : c'est l'écart aberrant $\Delta(x)$ (mesuré soit en radians, soit en fraction de longueur d'onde). C'est le domaine d'approximation privilégiée des opticiens pour l'étude des systèmes optiques.

Les effets de la diffraction sont pris en compte en considérant l'onde se propageant globalement comme une onde plane le long de l'axe z . La phase étant incluse dans l'enveloppe lentement variable. Nous obtenons ainsi l'équation paraxiale (équation locale) ou la diffraction de Fresnel (équation intégrale).

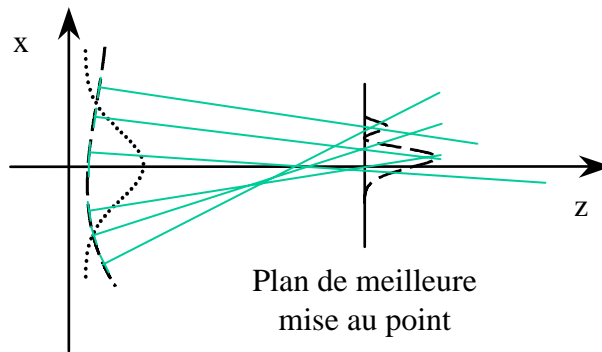


Figure 4-5 : tracé des rayons lumineux.

IV.3.2.1.2 Principe de la correction des aberrations du front d'onde

Reprenons la notion d'écart aberrant et de sphère de référence en se plaçant dans le cadre de l'approximation de la phase stationnaire. Considérons une lentille dont la distance focale est égale au rayon de la sphère de référence (figure 4-6). Il existe de part et d'autre de la lentille deux plans qui sont conjugués par transformation de Fourier. Dans le plan focal objet, le champ est défini par son amplitude et sa phase. L'approximation de la phase stationnaire nous permet de définir k_x en chaque point de ce plan. La répartition du champ dans le plan focal image est alors obtenue en prenant la transformation de Fourier du champ dans le plan focal objet.

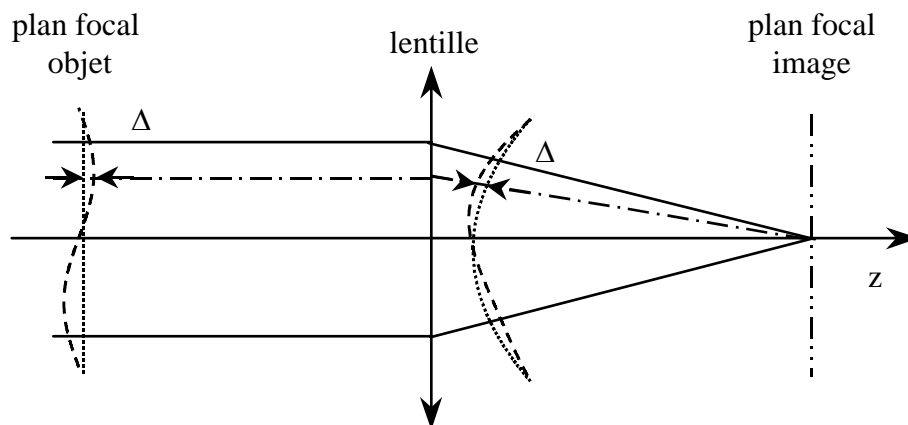


Figure 4-6 : définition des plans conjugués et des phases et dans le domaine des fréquences.

Pour une amplitude constante dans le plan focal objet, la répartition de l'éclairement au point de focalisation est complètement déterminée par la phase ou par l'écart aberrant. La correction de ce défaut de phase dans ce plan permet alors d'atteindre la limite ultime de focalisation. Cependant le théorème de Gouy précise que l'écart aberrant est invariant le long d'un rayon lumineux. C'est de plus une quantité additive : l'écart aberrant total d'un système est la somme des écarts aberrants apportés par les différents éléments du système. L'utilisation de ce théorème nous autorise à placer un système de correction n'importe où pourvu d'être loin du plan de focalisation, c'est à dire juste avant ou juste après la lentille de focalisation. Ce principe de correction des aberrations du front d'onde va maintenant être appliqué pour la correction des distorsions de la phase spectrale.

IV.3.2.2 Modulateur de phase temporelle

La première partie de ce paragraphe sera consacrée à l'étude de la compression d'une impulsion et à l'influence des distorsions de la phase temporelle lors de la compression. Puis, l'étude du principe de la correction des distorsions de la phase temporelle sera présentée. Nous montrerons notamment le parallèle entre la correction des aberrations du front d'onde et des distorsions de la phase temporelle.

IV.3.2.2.1 Compression d'une impulsion

Nous étudions la compression d'une impulsion donc sa propagation dans un milieu dispersif (figure 4-7). L'intensité initiale (temporelle) de l'impulsion est représentée par la courbe en petits pointillés. Deux phases temporelles sont représentées : une phase parfaitement quadratique (en traits pleins) et une phase présentant de faibles distorsions par rapport à la phase quadratique (en traits pointillés). Lors de la compression de l'impulsion, c'est l'éclairement temporel qui sera représentée. La forme temporelle est observée en utilisant un autocorrélateur monocoup. Son évolution est étudiée pour diverses longueurs de propagation dans le milieu dispersif ; par exemple pour des distances différentes entre les réseaux d'un compresseur. Chaque position z de l'écran est associée à la distance de propagation dans le milieu dispersif (l'analogie d'un milieu diffractif dans le domaine spatial).

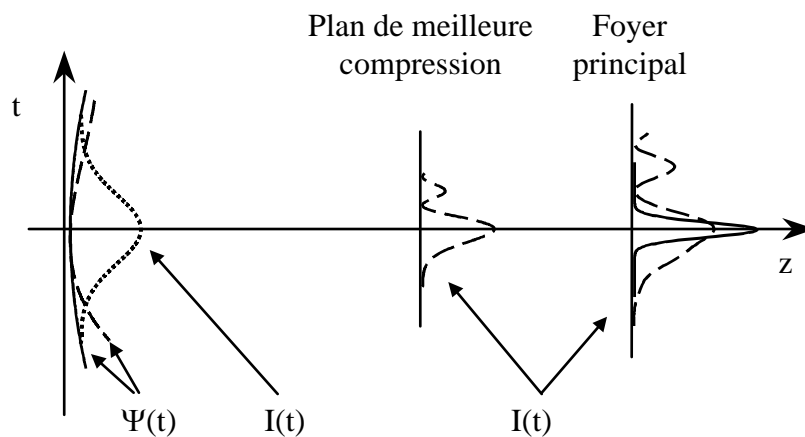


Figure 4-7 : évolution de la forme temporelle de l'impulsion.

De façon identique à la focalisation dans le domaine spatial, en l'absence d'aberrations (traits pleins) ; la phase temporelle est parfaitement quadratique ; tous les rayons temporels (qui sont normaux aux plans équiphasés) viennent se concentrer en un point : le foyer. Dans cette approche, chaque point M de coordonnée temporelle t de la phase est associé à un vecteur directeur. À chaque point de la phase temporelle est associé un rayon temporel. Si les variations de la phase temporelle sont plus rapides que celles de l'enveloppe, une des composantes de ce vecteur se confond avec la pulsation, qui est par définition la fréquence instantanée. Nous sommes dans les conditions de l'application du théorème de la phase stationnaire. Dans cette approximation, l'impulsion est loin de son point de compression. La relation existante entre la coordonnée temporelle t et la pulsation ω (variable conjuguée de la variable temporelle) peut se définir plus rigoureusement en utilisant ce théorème. Cette relation dépend de la phase temporelle initiale du faisceau.

En présence de faibles distorsions de la phase temporelle (traits pointillés), l'impulsion est comprimée au mieux à une distance différente de la précédente. C'est le plan de meilleure compression. Les rayons ne convergent plus en un point unique (pic de Dirac dans

l'approximation de l'optique géométrique) (figure 4-8). La trace des rayons temporels dans un plan $z = z_0$ donne la répartition temporelle de l'impulsion si l'on affecte à chaque rayon une amplitude. La visualisation de cette trace permet d'évaluer rapidement l'allure de la forme temporelle de l'impulsion en tout plan z .

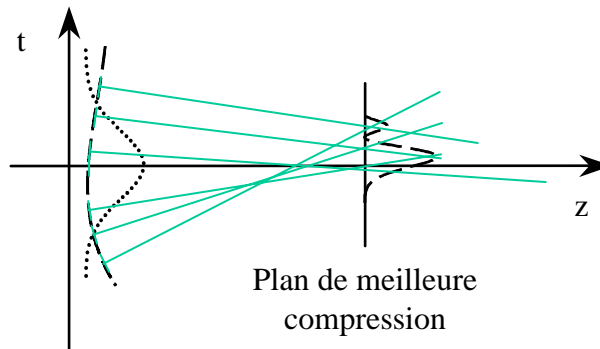


Figure 4-8 : tracé des rayons temporels.

Il est commode d'étudier les faibles distorsions en calculant l'écart entre la phase temporelle réelle et un cercle centré sur un plan de compression quelconque : c'est l'écart aberrant $\Delta(t)$. Le cercle ainsi choisi est un cercle de référence, par analogie avec la sphère de référence dans le domaine spatial. Plusieurs solutions sont envisageables pour le calcul de cet écart. Si la sphère choisie est centrée sur l'image dans le plan de meilleure compression, cet écart sera minimum. C'est le plan où il se forme la meilleure compression de l'impulsion.

Tout ce qui a été introduit pour le domaine spatial se transpose donc directement au domaine temporel, en particulier les principes de correction.

IV.3.2.2.2 Principe de la correction des distorsions de la phase temporelle

Le modulateur de phase temporelle doit ramener la phase temporelle à la phase de référence conduisant à la compression ultime (limite de Fourier). C'est à dire qu'il doit corriger l'écart aberrant (figure 4-9). Au cours de la propagation dans le milieu dispersif, le plan de compression de l'impulsion dépend du choix de la sphère de référence. La correction de l'écart aberrant associé à ce choix conduira à la compression ultime. Il est donc judicieux de prendre comme plan de compression celui de moindre diffusion, c'est à dire celui qui minimise en moyenne l'écart aberrant. Expérimentalement, c'est la démarche qui est utilisée. On modifie la distance entre les réseaux jusqu'à l'obtention de la durée minimum de l'impulsion et on procède ensuite à la correction par modulateur de phase.

Il est à noter que la phase temporelle à corriger correspond à la phase spectrale mesurée dans le plan de compression, compte tenu de l'approximation de la phase stationnaire. Ce qui en facilite la mesure et donc la correction. Comme nous l'avons déjà mentionné dans le domaine spatial, la position du modulateur sur la chaîne laser n'est pas critique (théorème de Gouy) en optique linéaire. En présence d'effet non linéaire, tel que l'effet Kerr, la mesure de la phase temporelle devient plus pertinente pour corriger ces effets. Une étude spécifique de ce point fait l'objet du chapitre VII.

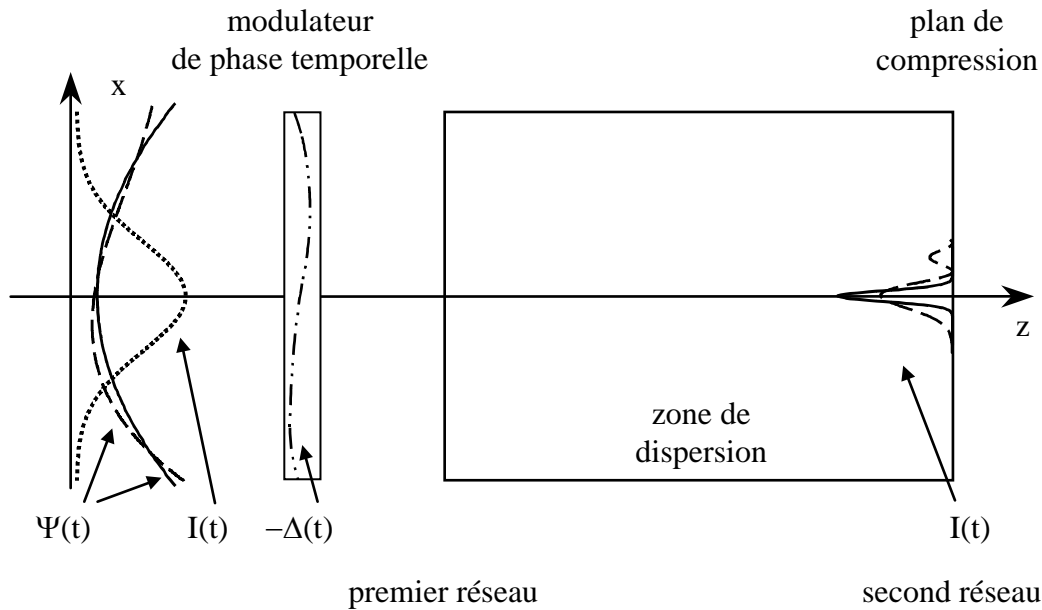


Figure 4-9 : insertion d'un modulateur de phase temporelle pour corriger les distorsions de la phase temporelle.

Dans le cas de faibles distorsions, l'étude de l'écart aberrant fournit des informations très utiles pour la distribution de l'éclairement spatial du faisceau focalisé.

IV.4 Critères de tolérance sur les aberrations du front d'onde et les distorsions de la phase spectrale

Ainsi une analyse de l'écart aberrant permet d'évaluer les tolérances acceptables sur les aberrations pour focaliser « au mieux » le faisceau. Le critère de Maréchal (IV.4.1), appliqué au domaine temporel, relie l'écart aberrant à la puissance crête de l'impulsion comprimée. De même, la qualité de la compression temporelle fournit par un compresseur présentant des distorsions de phase peut s'estimer simplement à partir d'une zone, dite zone de Rayleigh (IV.4.2), définie sur l'amplitude de la phase. Il est, en particulier très utile, pour estimer le contraste des impulsions qui seront comprimées.

IV.4.1 Éclairement crête et critère de Maréchal

Ce premier critère permet d'évaluer simplement les tolérances sur les aberrations du front d'onde en fonction du pic d'éclairement du faisceau focalisé (IV.4.1.1). La transposition de ce critère dans le domaine temporel permet de connaître également le maximum de l'éclairement après compression de l'impulsion (IV.4.1.2).

IV.4.1.1 Domaine spatial

Le critère de Maréchal [4-9] fournit une relation simple entre l'éclairement dans le plan focal (centre de la sphère de référence) et l'écart quadratique moyen σ de la phase par rapport à cette sphère. Quand les aberrations sont suffisamment faibles, l'éclairement maximum dans le plan focal peut s'exprimer par :

$$\frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}_{\text{Max}}} = 1 - \sigma^2 \quad \text{Équation 8}$$

avec $\sigma = \sqrt{\overline{\varphi^2} - \overline{\varphi}^2}$ l'écart quadratique moyen de la surface d'onde,

où $\overline{\varphi^2} = \frac{\iint a(x, y) \varphi^2(x, y) \partial x \partial y}{\iint a(x, y) \partial x \partial y}$ est la variance,

$\overline{\varphi} = \left(\frac{\iint a(x, y) \varphi(x, y) \partial x \partial y}{\iint a(x, y) \partial x \partial y} \right)^2$ le carré de la valeur moyenne,

$a(x, y)$ l'amplitude du champ,

$\varphi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta(x, y)$ phase associée à l'écart aberrant $\Delta(x, y)$.

Avec ce critère, on retrouve les tolérances trouvées par Lord Rayleigh [4-10] : il a déduit de l'observation et d'études qu'une aberration sphérique de l'ordre de $\pi/2$ (mesurée en radians) au bord de la pupille donnait une baisse de l'éclairement maximal de 20%.

En effet, calculons l'écart quadratique moyen à la surface d'onde dans le cas d'une aberration sphérique. Considérons une pupille circulaire définie par les coordonnées r le rayon normalisé et θ l'angle et d'amplitude constante. Une aberration sphérique du troisième ordre, de coefficient s_1 , s'écrit :

$$\Delta(r, \theta) = s_1 r^4.$$

Cette aberration sphérique du troisième ordre modifie le plan de moindre diffusion du faisceau. Dans le calcul de tolérance des aberrations, il devient nécessaire d'ajouter un défaut de mise au point (ou courbure), de coefficient d , afin de minimiser l'écart quadratique moyen à la surface d'onde. Le nouvel écart aberrant s'écrit :

$$\Delta(r, \theta) = s_1 r^4 + d r^2.$$

La valeur moyenne est donnée par :

$$\overline{\varphi} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^1 \varphi(r, \theta) r \partial \theta \partial r}{\int_0^{2\pi} \int_0^1 r \partial \theta \partial r} = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \right) \left(\frac{d}{2} + \frac{s_1}{3} \right),$$

la variance par :

$$\overline{\varphi^2} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^1 \varphi^2(r, \theta) r \partial \theta \partial r}{\int_0^{2\pi} \int_0^1 r \partial \theta \partial r} = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \right)^2 \left(\frac{d^2}{3} + \frac{d s_1}{2} + \frac{s_1^2}{5} \right).$$

Le carré de l'écart quadratique moyen à la surface d'onde s'écrit :

$$\sigma^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \right)^2 \left(\frac{d^2}{12} + \frac{d s_1}{6} + \frac{4 s_1^2}{45} \right).$$

Dans un premier temps, nous cherchons à minimiser cet écart quadratique en fonction du défaut de mise au point. Nous ajustons en fait le plan de focalisation au plan de moindre

diffusion pour obtenir l'éclairement crête maximal pour une aberration sphérique d'ordre trois donnée. Nous obtenons :

$$d = -s_1,$$

Dans ces conditions, le carré de l'écart quadratique moyen est donné par :

$$\sigma^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \right)^2 \frac{s_1^2}{180}.$$

Ainsi une amplitude maximale de l'écart aberrant de

$$\Delta_{\max} = \frac{\lambda_0}{4}$$

Une baisse de l'éclairement maximal de 20% conduit à un coefficient :

$$s_1 \approx \lambda_0,$$

et à une amplitude maximale de l'écart aberrant total de :

$$\Delta_{\max} = \frac{\lambda_0}{4} \quad \text{Équation 9}$$

ce qui correspond à la règle de Lord Rayleigh soit à une phase de :

$$\varphi_{\max} = \frac{\pi}{2}.$$

Ainsi la mesure de l'écart aberrant permet de connaître simplement le maximum de l'éclairement disponible sur cible. L'écart aberrant représente aussi la phase mesurée dans le domaine des fréquences du faisceau focalisé.

IV.4.1.2 Domaine temporel

La transposition de ce critère dans le domaine temporel permet de connaître également le maximum de l'éclairement après compression de l'impulsion. La mesure de la phase spectrale de l'impulsion comprimée nous apporte la connaissance de l'écart aberrant. La valeur maximale de l'éclairement de l'impulsion après compression est donnée par la relation suivante :

$$\frac{I}{I_{\max}} = 1 - \sigma^2 \quad \text{Équation 10}$$

avec $\sigma = \sqrt{\overline{\varphi^2} - \overline{\varphi}^2}$ l'écart quadratique moyen de la phase spectrale,

où $\overline{\varphi^2} = \frac{\int A(\omega) \varphi^2(\omega) d\omega}{\int A(\omega) d\omega}$ est la variance,

$\overline{\varphi}^2 = \left(\frac{\int A(\omega) \varphi(\omega) d\omega}{\int A(\omega) d\omega} \right)^2$ le carré de la valeur moyenne,

$A(\omega)$ l'amplitude réelle du champ,

$\varphi(\omega) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta(\omega)$ la phase spectrale liée à l'écart aberrant $\Delta(\omega)$.

Pour simplifier les calculs, nous supposons une amplitude spectrale gaussienne de demi largeur $\Delta\omega$ à $1/e^2$ en intensité :

$$\tilde{A}(\omega) = \tilde{A}_0 \exp\left[-\left(\frac{\omega}{\Delta\omega}\right)^2\right].$$

L'équivalent de l'aberration sphérique d'ordre trois est une phase spectrale d'ordre quatre φ_{rad}^4 à laquelle nous ajoutons un terme d'ordre deux φ_{rad}^2 pour adapter le plan de compression au plan de moindre diffusion. La phase spectrale est alors donnée par l'expression :

$$\varphi(\omega) = \varphi_{\text{rad}}^2 \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega}\right)^2 + \varphi_{\text{rad}}^4 \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega}\right)^4.$$

La valeur moyenne est :

$$\bar{\varphi} = \frac{\varphi_{\text{rad}}^2}{2} + \frac{3 \varphi_{\text{rad}}^4}{4},$$

et la variance :

$$\overline{\varphi^2} = \frac{3 \varphi_{\text{rad}}^2{}^2}{4} + \frac{15 \varphi_{\text{rad}}^2 \varphi_{\text{rad}}^4}{4} + \frac{105 \varphi_{\text{rad}}^4{}^2}{16}.$$

Le carré de l'écart quadratique moyen à la surface d'onde s'écrit :

$$\sigma^2 = \frac{\varphi_{\text{rad}}^2{}^2}{2} + 3 \varphi_{\text{rad}}^2 \varphi_{\text{rad}}^4 + 6 \varphi_{\text{rad}}^4{}^2.$$

Dans un premier temps, nous cherchons à minimiser cet écart quadratique en fonction du défaut de mise au point (terme d'ordre deux). Nous ajustons en fait le plan de compression au plan de moindre diffusion pour obtenir l'éclairement crête maximal pour une phase spectrale d'ordre quatre donnée. Nous obtenons :

$$\varphi_{\text{rad}}^2 = -3 \varphi_{\text{rad}}^4,$$

La relation liant les termes d'ordre deux et quatre de la phase est différente de celle obtenue dans le domaine spatial. Dans ces conditions, le carré de l'écart quadratique moyen est donné par :

$$\sigma^2 = \frac{3 \varphi_{\text{rad}}^4{}^2}{2}.$$

Une baisse de l'éclairement maximal de 20% conduit à un coefficient :

$$\varphi_{\text{rad}}^4 = 0,37,$$

et à une amplitude de la phase spectrale totale, calculée en $\Omega = \Delta\omega$, de :

$$\varphi(\Delta\omega) = -0,73 \text{ rad}$$

Équation 11

et calculée en bord du spectre donc pour $\Omega = 2 \Delta\omega$ de :

$$\varphi(2 \Delta\omega) = 1,46 \text{ rad} \approx \frac{\pi}{2} \text{ rad}.$$

Au bord du spectre (c'est à dire au bord de la pupille pour le domaine spatial), on retrouve le critère de Lord Rayleigh.

Une illustration de ce critère est représentée sur la figure 4-10. Les phases spectrales idéales, en trait plein, et réelle, en pointillés, juste avant la compression sont représentées dans la partie gauche de la figure. La différence entre ces deux phases est l'écart aberrant. C'est la phase spectrale mesurée en sortie du compresseur. L'éclairement des impulsions comprimées est représenté sur la partie droite de la figure.

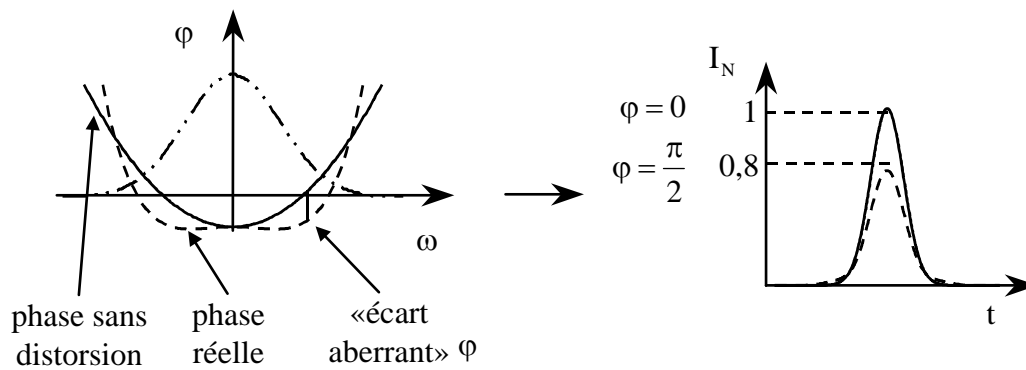


Figure 4-10 : tolérances sur les distorsions de la phase spectrale pour la compression des impulsions.

La mesure de la phase spectrale permet de connaître simplement le maximum de l'éclairement disponible sur cible en utilisant le critère de Maréchal, sans faire appel à un calcul de transformation de Fourier. Une autre information sur la phase peut être utilisée pour évaluer le contraste : la zone de Rayleigh.

IV.4.2 Contraste et zone de Rayleigh

Dans le domaine spatial, l'estimation approximative de la qualité d'une tache délivrée par une lentille fortement aberrante peut se déduire d'une analyse de l'amplitude de la phase (IV.4.2.1.). La transposition de ce critère dans le domaine temporel permet aussi d'estimer la qualité de la compression (IV.4.2.2).

IV.4.2.1 Domaine spatial

Au siècle dernier Lord Rayleigh a montré que dans un système optique, la partie efficace de la pupille, appelée zone de Rayleigh, est limitée à une amplitude de phase inférieure à $\pi/2$. Le reste de la pupille ne contribue pas à la formation du pic central. Tout se passe comme si nous avions un instrument parfaitement stigmatique sous réserve de limiter l'ouverture à la zone de Rayleigh. Ainsi le centre de la pupille (zone de Rayleigh) donne une image stigmatique à laquelle vient se superposer un halo parasite dû au reste de la pupille. Si nous diaphragmons le faisceau à la zone de Rayleigh, la focalisation sera meilleure en terme de contraste (figure 4-11). Il est bien connu des opticiens qu'il est préférable d'utiliser en photographie un bon objectif ouvert à $f/4$ qu'un moins bon ouvert à $f/3,5$. Il est à noter que la zone de la pupille où l'amplitude de la phase est inférieure à $\pi/2$ n'est pas nécessairement située au centre de la pupille et constituée d'une seule partie de la pupille. Il apparaît un décentrement de la phase lorsque celle-ci n'est ni paire, ni impaire.

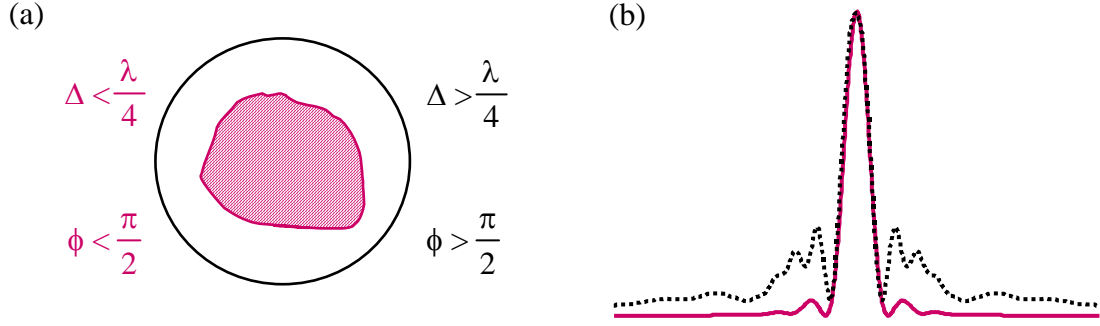


Figure 4-11 : illustration du critère de Rayleigh. Considérons un faisceau de forme circulaire. La pupille se décompose en deux parties selon l'amplitude de la phase spatiale. La zone hachurée en rouge présente un écart aberrant inférieur à $\lambda/4$ donc une phase spatiale inférieure à $\pi/2$. C'est la définition de la zone de Rayleigh. Dans le reste de la pupille l'écart aberrant est supérieur à $\lambda/4$ donc une phase spatiale supérieure à $\pi/2$. L'intensité spatiale correspondant à l'ensemble de la pupille est représentée par la courbe en trait pointillé noir. Si nous diaphragmons la pupille à la zone hachurée dite la zone de Rayleigh, l'intensité spatiale correspondante présente un meilleur contraste courbe en rouge. En effet tout se passe comme si la zone de Rayleigh donnait une image stigmatique à laquelle viendrait se superposer un halo parasite incohérent dû au reste de la pupille.

Nous présentons maintenant le principe de détermination de la zone de Rayleigh. Nous cherchons à obtenir (conserver) le maximum d'énergie possible. Dans le cas d'une pupille d'amplitude constante, cela revient à conserver la plus grande zone de la pupille possible, sans nous préoccuper du décentrement éventuel de la zone conservée par rapport à la pupille de départ. La valeur absolue de la phase liée à l'écart aberrant est arbitrairement limitée à $\pi/2$. Nous ajustons alors les termes de basculement et de mise au point pour conserver une amplitude de phase inférieure à $\pi/2$ et pour obtenir la plus grande zone possible. Dans le cas d'aberrations sphérique ou de coma, la zone conservée devient un cercle et nous maximiserons alors son rayon r .

Appliquons ce principe au cas d'une aberration sphérique d'ordre trois liée à un défaut de mise au point. L'écart aberrant s'écrit :

$$\Delta(r, \theta) = s_1 r^4 + dr^2.$$

Dans ce cas, le centre de la pupille à conserver (puisque c'est un cercle) est situé au centre de la pupille initiale. Le coefficient de mise au point est cherché pour satisfaire les deux conditions suivantes :

- r maximum,
- $\left| \frac{2\pi}{\lambda_0} (s_1 r^4 + dr^2) \right| \leq \frac{\pi}{2}.$

Pour une aberration sphérique d'amplitude $|s_1| \leq 2\pi$ et une mise au point $d = -s_1$, toute la pupille peut être conservée. Pour une aberration sphérique d'amplitude $|s_1| \geq 2\pi$, le défaut de mise au point correspondant à la plus grande pupille (que nous cherchons à conserver) est $d = -\text{sign}(s_1) 2\pi$, et le rayon normalisé de la pupille conservée s'écrit :

$$r = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{2\pi}{|s_1|} + \sqrt{\frac{2\pi}{|s_1|} \left(\frac{2\pi}{|s_1|} + 1 \right)}}.$$

Nous constatons, logiquement, que le rayon de la pupille est inversement proportionnel à l'aberration sphérique. Pour une aberration sphérique d'amplitude 5π , nous obtenons $r = 0,75$; nous conservons les trois quarts de la pupille.

IV.4.2.2 Domaine temporel

L'application de ce critère dans le domaine temporel permet de définir la partie efficace du spectre. Une illustration de ce critère est donnée par la figure 4-12. Considérons une impulsion dont le spectre est de forme gaussienne. Le spectre se décompose en deux parties selon l'amplitude de la phase spectrale. La zone hachurée en rouge présente une phase spectrale inférieure à $\pi/2$. C'est la définition de la zone de Rayleigh. Dans le reste du spectre une phase spectrale est supérieure à $\pi/2$. L'intensité temporelle correspondant à l'ensemble du spectre est représentée par la courbe en trait pointillé noir. Si nous diaphragmons le spectre à la zone hachurée dite la zone de Rayleigh, l'intensité temporelle correspondante présente un meilleur contraste courbe en rouge. En effet tout se passe comme si la zone de Rayleigh donnait une compression stigmatique à laquelle viendrait se superposer un halo parasite incohérent dû au reste du spectre.

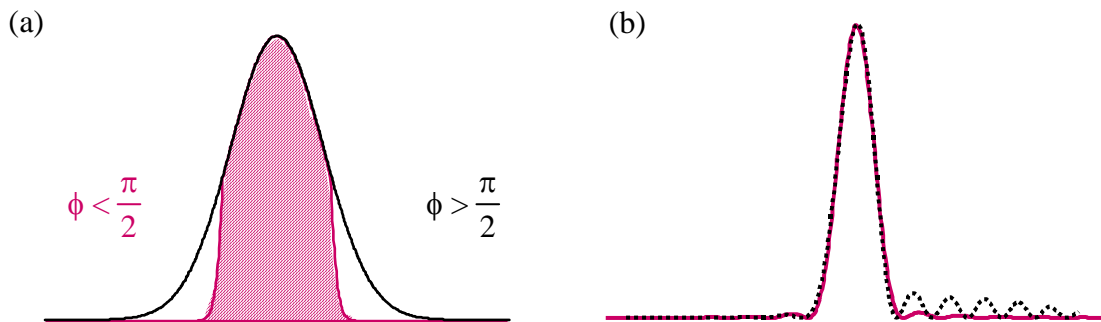


Figure 4-12 : illustration du critère de Rayleigh. Considérons une impulsion dont le spectre est de forme gaussienne. Le spectre se décompose en deux parties selon l'amplitude de la phase spectrale. La zone hachurée en rouge présente une phase spectrale inférieure à $\pi/2$. C'est la définition de la zone de Rayleigh. Dans le reste du spectre une phase spectrale est supérieure à $\pi/2$. L'intensité temporelle correspondant à l'ensemble du spectre est représentée par la courbe en trait pointillé noir. Si nous diaphragmons le spectre à la zone hachurée dite la zone de Rayleigh, l'intensité temporelle correspondante présente un meilleur contraste courbe en rouge. En effet tout se passe comme si la zone de Rayleigh donnait une compression stigmatique à laquelle viendrait se superposer un halo parasite incohérent dû au reste du spectre.

Nous cherchons à obtenir (conserver) le maximum d'énergie possible. Dans le cas d'une impulsion d'amplitude gaussienne, il faut se préoccuper du décentrement éventuel de la zone conservée par rapport au spectre de départ. La valeur absolue de la phase liée à l'écart aberrant est arbitrairement limitée à $\pi/2$. Nous ajustons alors les termes de basculement et de mise au point pour conserver une amplitude de phase inférieure à $\pi/2$ et pour obtenir la plus grande zone possible.

Nous avons appliqué ce critère dans le cas d'une distorsion de la phase spectrale d'ordre quatre d'amplitude $\varphi_{\text{rad}}^4 = 12\pi$ rad (figure 4-13). Dans ce cas, c'est la partie centrale du spectre qui sera conservée. Il n'y a pas de décentrement de la phase par rapport au spectre de l'impulsion. Le maximum d'énergie est obtenu pour la plus grande partie de spectre conservé. Le terme de courbure est ajusté : $\varphi_{\text{rad}}^2 = -2\pi$ rad. La zone de Rayleigh coïncide avec des amplitudes normalisées supérieures à 0,7 ; ce qui correspond à 80% de l'énergie.

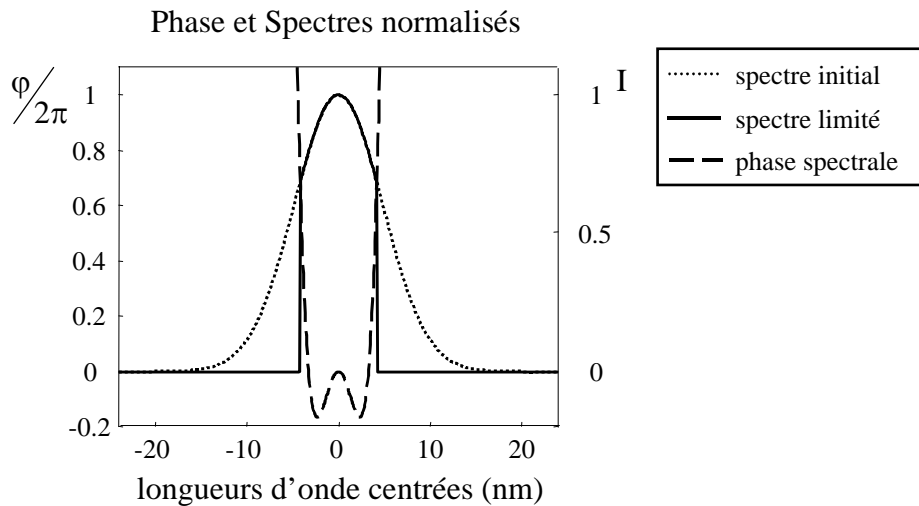


Figure 4-13 : zone de Rayleigh dans le cas d'une distorsion de phase spectrale d'ordre quatre d'amplitude 12 rad.

Les éclaircissements comprimés de l'ensemble du spectre, traits pointillés, et de la partie limitée à la zone de Rayleigh sont représentés sur la figure 4-14. L'éclairement relatif est multiplié par 1,1 et la hauteur des rebonds par 0,4. Le contraste de l'impulsion pour laquelle le spectre est limité est alors multiplié par 2,7 par rapport au contraste en considérant tout le spectre.

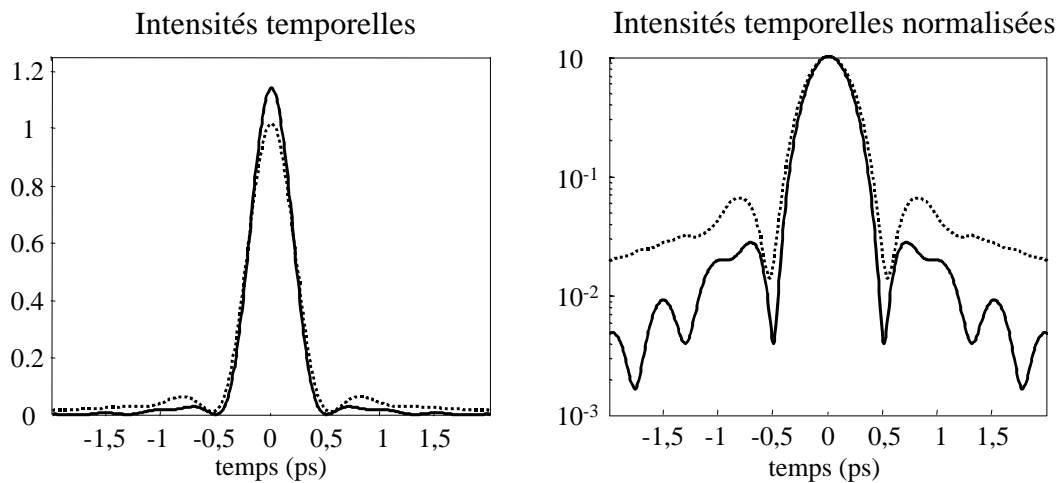


Figure 4-14 : intensités temporelles lorsque le spectre n'est pas coupé, traits pointillés et lorsqu'il est limité à la zone de Rayleigh, trait plein.

Les résultats sont similaires aux précédents : la compression de l'impulsion limitée à la zone de Rayleigh est de meilleure qualité que celle où nous considérons tout le spectre (elle présente un meilleur contraste).

Ainsi, l'éclairement crête de l'impulsion comprimée peut être évalué en utilisant le critère de Maréchal et en se limitant à la zone de Rayleigh le contraste des impulsions comprimées est amélioré.

En conclusion, l'étude de l'analogie entre le domaine spatial et le domaine temporel nous permet

- d'envisager la correction de la phase spectrale en utilisant un modulateur de phase temporelle (c'est l'objet du chapitre suivant),
- de fournir des principes de correction :
 - l'amplitude de la phase doit être inférieure à $\pi/2$ après correction,
 - il vaut mieux couper le spectre que de laisser passer des parties dont l'amplitude de la phase est supérieure à $\pi/2$.

V. Modulation de la phase spectrale : justification théorique et description des schémas expérimentaux pour la validation expérimentale du concept

V.1 LE MODULATEUR DE PHASE.....	96
V.1.1 <i>Obtention d'une phase temporelle</i>	96
V.1.1.1 Principe de fonctionnement	96
V.1.1.2 Réalisation expérimentale d'un modulateur de phase intégré	97
V.1.1.3 Paramètres de modulateur de phase	98
V.1.1.4 Mesure de l'ensemble des paramètres du modulateur de phase	99
V.1.1.4.1 Transmission optique S_{22}	99
V.1.1.4.2 Pertes de la tension électrique S_{11}	99
V.1.1.4.3 Tension demi-onde V_{π} ou S_{21}	100
V.1.1.4.3.1 Elargissement spectral consécutif à l'application d'une modulation de phase	100
V.1.1.4.3.2 Mesure de la tension demi-onde	101
V.1.2 <i>Obtention d'une phase spectrale</i>	103
V.1.2.1 Théorème de la phase stationnaire	103
V.1.2.2 Recherche du point stationnaire	105
V.1.2.3 Relation entre les phases spectrale et temporelle en sortie d'un étireur	107
V.1.2.4 Limites de la relation entre le temps et les fréquences	108
V.1.2.5 Relation entre les phases spectrale et temporelle pour de faibles aberrations de phase	110
V.2 SCHEMAS EXPERIMENTAUX POUR LA DEMONSTRATION EXPERIMENTALE DU CONCEPT	112
V.2.1 <i>Premier montage : mesure d'une différence de phase spectrale</i>	112
V.2.1.1 Interférométrie spectrale	112
V.2.1.1.1 Choix des paramètres	113
V.2.1.1.2 Mise en œuvre expérimentale de la mesure	114
V.2.1.1.2.1 Contraste des franges	114
V.2.1.1.2.2 Analyse de la chaîne d'acquisition spectrale	115
V.2.1.2 Tension électrique	115
V.2.1.3 Implantation du système	116
V.2.2 <i>Second montage : mesure absolue d'une phase spectrale</i>	116
V.2.2.1 Modulateur de phase	117
V.2.2.2 Tension électrique	117
V.2.2.3 Synchronisation	117
V.2.2.4 Schéma expérimental	117

V. Modulation de la phase spectrale : justification théorique et description des schémas expérimentaux pour la validation expérimentale du concept

Pour interpréter l'action du modulateur de phase, nous utilisons l'analogie développée au chapitre IV entre les variables d'espace transverses x et y et la variable temporelle t . Dans notre application, le modulateur de phase agit dans le domaine temporel et l'équivalent dans le domaine spatial de ce système est un miroir adaptatif corrigeant de faibles aberrations. Le modulateur utilisé est un modulateur de phase intégré. Il conviendra de le décrire (V.1) plus précisément pour comprendre le principe de fonctionnement et étudier les conditions de validité d'une relation bijective et prédictive entre la modulation de phase temporelle et la modulation de phase spectrale pour des impulsions fortement étirées. Puis, muni de cette relation, nous décrirons les schémas expérimentaux pour la validation expérimentale de ce concept de modulation de la phase spectrale (V.2) en utilisant un modulateur de phase temporelle.

V.1 Le modulateur de phase

L'analogie a permis de montrer simplement l'utilisation d'un modulateur de phase temporelle comme correcteur des distorsions de la phase spectrale. Il conviendra tout d'abord d'étudier l'obtention d'une telle modulation de phase temporelle (V.1.1) ; puis les conditions de validité pour le passage d'une modulation de phase temporelle vers une modulation de phase spectrale (V.1.2) en utilisant le théorème de la phase stationnaire.

V.1.1 Obtention d'une phase temporelle

Dans ce paragraphe, le principe physique utilisé pour obtenir une modulation de phase temporelle sera décrit (V.1.1.1), puis la réalisation expérimentale du modulateur de phase (V.1.1.2). Le modulateur de phase est caractérisé par un ensemble de paramètres qu'il conviendra de mesurer (V.1.1.3), notamment la tension demi-onde qui caractérise l'amplitude accessible à la correction du modulateur de phase.

V.1.1.1 Principe de fonctionnement

Il existe des milieux qui, sous l'action de champs extérieurs, modifient leurs propriétés optiques. Par exemple certains milieux, initialement isotropes, peuvent devenir biréfringents. Les champs extérieurs sont essentiellement des champs de nature électriques, magnétiques ou acoustiques. Dans le cas d'une anisotropie linéairement induite, cela se traduit, pour les propriétés optiques des matériaux, par une modification de l'ellipsoïde des indices. En d'autres termes, les coefficients de l'ellipsoïde des indices deviennent des fonctions des champs appliqués. Les propriétés optiques de la propagation, comme la biréfringence, peuvent être ainsi commandées de façon externe [5-1].

Dans le cas d'application de champs électriques, on parlera d'effets électro-optiques. Deux types de réponses peuvent être induits selon la structure du milieu : une réponse linéaire (effet

Pockels) et une réponse quadratique (effet Kerr). Ces réponses sont des fonctions de l'amplitude du champ appliqué. Une des applications de l'effet Pockels est la réalisation de déphaseurs variables. En effet, l'application d'un champ électrique sur un cristal permet de faire varier les indices de réfraction de celui-ci. Ceci produit une modification de la constante de propagation du mode guidé dans le cristal. Cette variation se traduit par une modification de la phase. La réponse du milieu est une réponse linéaire en fonction de la tension appliquée. La tension nécessaire pour créer un déphasage de π est la tension demi-onde V_π . Ainsi, la modulation temporelle est obtenue en appliquant une tension électrique aux bornes du milieu. Nous allons maintenant étudier la réalisation expérimentale d'un modulateur de phase temporelle intégré.

V.1.1.2 Réalisation expérimentale d'un modulateur de phase intégré

Comme nous venons de le voir, l'obtention d'une phase temporelle est liée aux modifications engendrées sur les propriétés optiques d'un milieu lorsque nous lui appliquons un champ électrique. Le choix du matériau repose alors sur la capacité à répondre à un champ électrique excitateur. Le cristal retenu est le niobate de lithium LiNbO_3 .

La première étape est la formation d'un canal pour permettre la propagation du mode guidé dans le cristal. Il existe deux technologies pour réaliser ces guides : la diffusion de titane [5-2] et l'échange protonique [5-3,4]. La technologie la plus prometteuse est actuellement l'échange protonique. La dimension du guide obtenu est compatible avec la propagation guidée d'un faisceau monomode.

La seconde étape est la réalisation de la modulation de phase temporelle. Il existe deux configurations possibles pour la réaliser : une configuration longitudinale et une autre transversale. Tout d'abord, considérons une impulsion optique se propageant dans la direction de l'axe optique du cristal Oz. Si l'on dépose des électrodes transparentes sur les plans d'entrée et de sortie du cristal, l'application d'une différence de potentiel entre ces dernières induit un champ électrique parallèle à l'axe Oz. C'est la configuration longitudinale. Les deux inconvénients majeurs de celle-ci sont la grande tension demi-onde qui peut atteindre plusieurs kilovolts et la traversée des électrodes par l'impulsion laser à moduler. De plus cette configuration nécessite la réalisation d'un modulateur de phase massif. Pour ces raisons, la configuration retenue est la configuration transverse. Dans ce cas, le champ électrique appliqué est perpendiculaire à la direction de propagation de l'impulsion qui est selon l'axe optique Oz. La figure 5-1 représente alors un schéma du modulateur de phase.

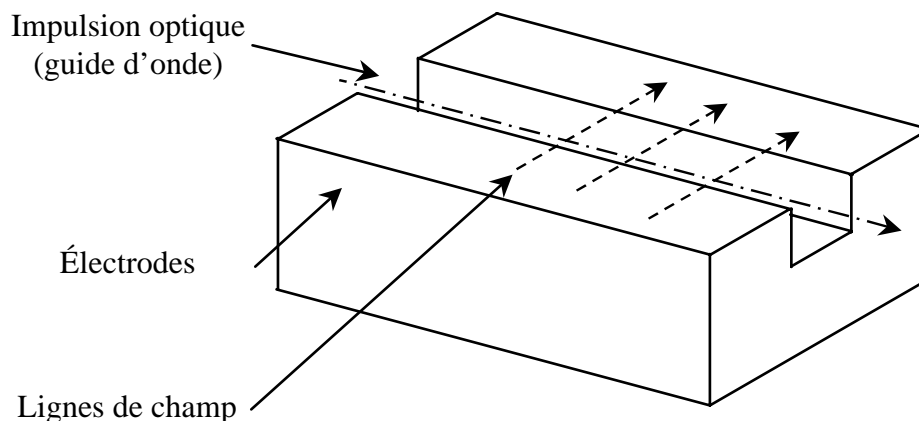


Figure 5-1 : schéma d'un modulateur de phase temporelle.

Le modulateur de phase que nous utilisons est un modulateur de phase intégré de la société Alénia, identiques à ceux utilisés pour la LIL et le LMJ (figure 5-2). L'entrée et la sortie de l'impulsion optique se font par fibres optiques. Ces fibres sont à maintien de polarisation (la polarisation de l'onde est inchangée lors de la propagation de l'impulsion optique dans la fibre). De plus, une seule polarisation peut se propager dans le modulateur de phase (le cristal est taillé à l'angle de Brewster) : il est donc nécessaire d'adapter la polarisation de l'onde à l'entrée de la fibre. Le cœur des fibres est elliptique. La grande largeur du cœur des fibres est de 8 μm .

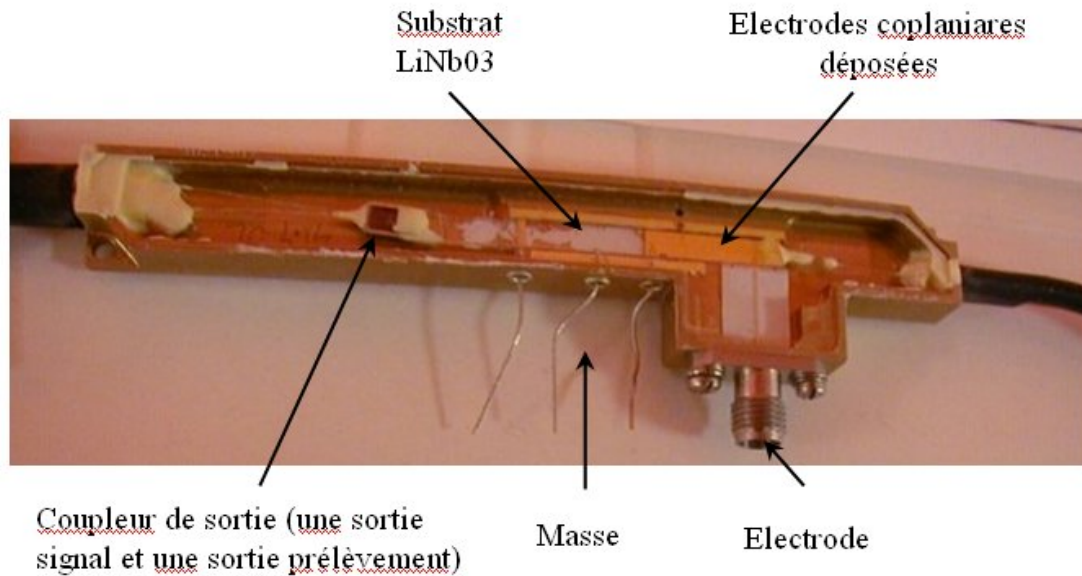


Figure 5-2 : photo d'un modulateur ouvert de phase temporelle.

V.1.1.3 Paramètres de modulateur de phase

Le modulateur de phase est caractérisé, notamment sa réponse spectrale, par une étude des coefficients S_{ij} de la matrice de diffusion définie par :

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix},$$

L'indice 1 se rapporte au champ électrique et le 2 à l'impulsion optique, la lettre a aux champs incidents et b aux champs émergents définis dans la figure 5-3.

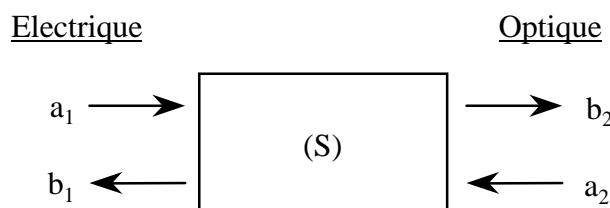


Figure 5-3 : définition de la matrice de diffusion. L'indice 1 se rapporte au champ électrique et l'indice 2 à l'impulsion optique. La lettre a se rapporte aux champs incidents et la lettre b aux champs émergents.

Chacun de ces coefficients représente un paramètre :

- $S_{11} = \left(\frac{b_1}{a_1} \right)_{a_2=0}$ le bon transfert de la tension électrique appliquée aux bornes du modulateur, c'est à dire ce coefficient représente les pertes de la tension électrique lors de son application aux bornes du modulateur,
- $S_{22} = \left(\frac{b_2}{a_2} \right)_{a_1=0}$ la transmission optique,
- $S_{21} = \left(\frac{b_2}{a_1} \right)_{a_2=0}$ le transfert de la tension électrique vers l'impulsion optique, c'est ce qui définit la tension demi-onde V_π ,
- $S_{12} = \left(\frac{b_1}{a_2} \right)_{a_1=0}$ le transfert de l'impulsion optique vers la tension électrique (dans notre cas, ce coefficient ne correspond pas à un paramètre « physique »).

Il est nécessaire d'étudier ces paramètres pour caractériser le modulateur de phase.

V.1.1.4 Mesure de l'ensemble des paramètres du modulateur de phase

Les caractéristiques générales du modulateur de phase sont les suivantes. La puissance optique admissible aux bornes du modulateur est limitée. Elle doit rester inférieure à 1 W crête et à 50 mW moyen. De plus, sa puissance électrique moyenne est restreinte à 50 V. L'impédance d'entrée est de 37 Ω . Nous abordons maintenant la mesure des coefficients de la matrice de diffusion.

V.1.1.4.1 Transmission optique S_{22}

Nous plaçons une lentille à l'entrée de la fibre optique afin d'adapter la taille du faisceau à la taille du cœur de la fibre. De plus, l'ouverture de la lentille doit correspondre à celle de la fibre optique. Nous insérons une lame $\lambda/2$ pour adapter la polarisation des impulsions optiques à celle qui peut se propager dans la fibre. Nous obtenons 11% de l'énergie disponible à l'entrée de la première lentille au niveau la lentille de sortie.

La transmission optique, 11 %, est faible. En effet l'ouverture de la lentille ne correspond pas exactement à celle de la fibre optique. De plus, le diamètre du faisceau est beaucoup plus grand que le diamètre de la lentille. L'énergie incidente n'est pas totalement transmise par la lentille. L'utilisation d'une source laser fibré permet d'obtenir une transmission optique de 33%.

V.1.1.4.2 Pertes de la tension électrique S_{11}

Ce coefficient mesure le bon transfert de la tension électrique. Il doit être alors étudié en fonction de la fréquence de la tension électrique. Cette étude permettra de savoir si la forme de la tension électrique est bien transmise par le modulateur de phase. La figure 5-4 représente le logarithme de la tension réfléchi en fonction de la fréquence de modulation.

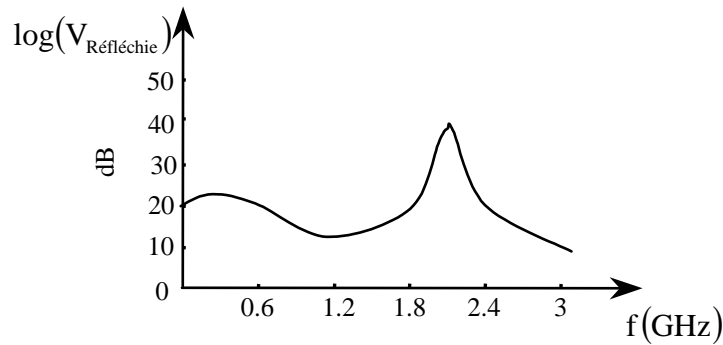


Figure 5-4 : pertes pour la tension électrique en fonction de la fréquence de la tension. Cette courbe représente le logarithme de la tension réfléchie en fonction de la fréquence de modulation.

La réflexion, pour des fréquences allant de 0.3 MHz jusqu'à 3 GHz, varie de 10^{-3} à $1/30$. Donc la transmission varie de 0,96 à 0,99. Elle est pratiquement constante sur la bande de fréquence considérée. La fréquence haute de 3 GHz correspond à un temps de montée de 110 ps et la fréquence basse 0,3 MHz à 1 μ s. Le modulateur de phase possède une bande passante de 10 GHz.

V.1.1.4.3 Tension demi-onde V_π ou S_{21}

Ce dernier paramètre V_π définit l'amplitude de la modulation obtenue en fonction de l'amplitude de la tension électrique appliquée. Il est mesuré en évaluant l'élargissement spectral engendré par une modulation de phase sinusoïdale. Ce paramètre possède une réponse constante sur une bande de fréquences allant de 1,5 à 2,5 GHz. Sa mesure ne sera alors effectuée pour une seule fréquence de modulation. Nous étudierons donc l'élargissement spectral consécutif à une modulation de phase (V.1.1.4.3.1). Le principe de détermination de la tension demi-onde découle de la comparaison entre les mesures expérimentales et les simulations numériques correspondantes (V.1.1.4.3.2).

V.1.1.4.3.1 Elargissement spectral consécutif à l'application d'une modulation de phase

Les principes théoriques concernant l'élargissement spectral consécutif à une modulation sont rappelés. Nous considérons une impulsion optique monochromatique incidente sur le modulateur de phase. Le champ dans le domaine temporel s'exprime par :

$$E(t) = a_0 \exp(i\omega_0 t),$$

avec ω_0 la pulsation du champ.

L'impulsion électrique appliquée sur le modulateur de phase est de forme sinusoïdale et de fréquence de modulation f_{mod} liée à la pulsation ω_{mod} :

$$V(t) = V \sin(\omega_{\text{mod}} t),$$

avec V l'amplitude de la tension électrique appliquée.

La profondeur de modulation m est définie par : $m = \pi \frac{V}{V_\pi}$,

avec V_π la tension demi-onde.

La forme temporelle du champ en sortie du modulateur de phase prend la forme :

$$E(t) = a_0 \exp(i(\omega_0 t + m \sin(\omega_{\text{mod}} t))).$$

L'enveloppe temporelle peut se décomposer en utilisant les fonctions de Bessel :

$$E(t) = a_0 \left[J_0 + \sum_{p=1}^{+\infty} J_p(m) \exp(ip\omega_{\text{mod}} t) + \sum_{p=1}^{+\infty} (-1)^p J_{-p}(m) \exp(-ip\omega_{\text{mod}} t) \right] \exp(i\omega_0 t).$$

Dans le domaine des fréquences, après une transformation de Fourier, nous obtenons :

$$\tilde{A}(\Omega) = \tilde{A}_0 \left[J_0 \delta(\Omega) + \sum_{p=1}^{+\infty} J_p(m) \delta(\Omega - p\omega_{\text{mod}}) + \sum_{p=1}^{+\infty} (-1)^p J_{-p}(m) \delta(\Omega + p\omega_{\text{mod}}) \right],$$

avec $\Omega = \omega - \omega_0$.

L'intensité spectrale s'écrit alors :

$$I(\Omega) = |\tilde{A}(\Omega)|^2 = \tilde{A}_0^2 \left[J_0^2 \delta(\Omega) + \sum_{p=1}^{+\infty} J_p^2(m) \delta(\Omega - p\omega_{\text{mod}}) + \sum_{p=1}^{+\infty} J_{-p}^2(m) \delta(\Omega + p\omega_{\text{mod}}) \right].$$

Nous obtenons un spectre de raies caractéristique de la profondeur et de la fréquence de modulation (figure 5-5). De ce spectre, nous pouvons estimer la tension demi-onde.

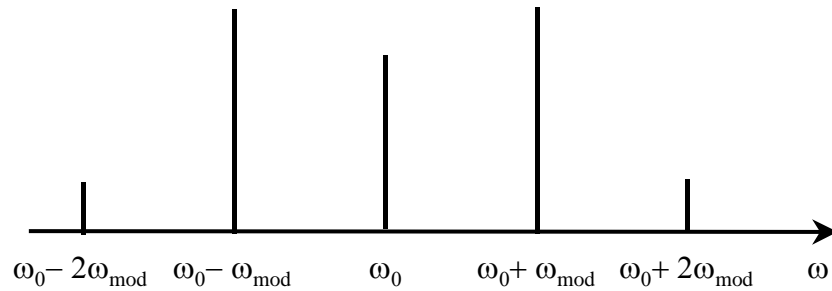


Figure 5-5 : spectre de raies caractéristique pour une profondeur de 1,5. Ce spectre est un cas idéal car chaque raie est représentée par un pic de Dirac.

V.1.1.4.3.2 Mesure de la tension demi-onde

Le principe de mesure de la tension repose sur la comparaison entre les spectres mesurés et simulés. Le paramètre variant pour faire coïncider le spectre mesuré et simulé est la tension demi-onde. La tension appliquée sur le modulateur de phase est une tension de forme sinusoïdale d'amplitude crête à crête de 20 V et de fréquence 1,74 GHz. Du fait de la limite de la puissance électrique moyenne admissible par le modulateur, son application est restreinte sur une plage temporelle de 40 ms (correspondant à la durée de la mesure).

Le schéma expérimental utilisé est représenté sur la figure 5-6. Nous utilisons un laser monochromatique, de longueur d'onde 1,064 μm. Une lame demi-onde permet d'adapter la polarisation du laser à celle qui peut se propager dans la fibre du modulateur de phase. Le spectre est obtenu en utilisant un interféromètre de Fabry Péroť d'épaisseur 2 mm, ce qui correspond à un intervalle spectral libre de 2,5 Å. La finesse du Fabry Péroť étant de 100, sa résolution est de $\delta\lambda = 0,025 \text{ Å} = 2,5 \text{ pm}$. Une caméra placée au foyer d'une lentille permet de visualiser le spectre obtenu.

Un exemple des deux types de spectres obtenus sur la caméra est représenté dans la figure 5-7. La figure du haut est celle d'un spectre obtenu sans l'application de la tension électrique aux bornes du modulateur de phase. Il est caractéristique du Fabry Péroť utilisé. Le spectre du bas consécutif à l'application d'une tension sinusoïdale est caractérisé par les fonctions de Bessel.

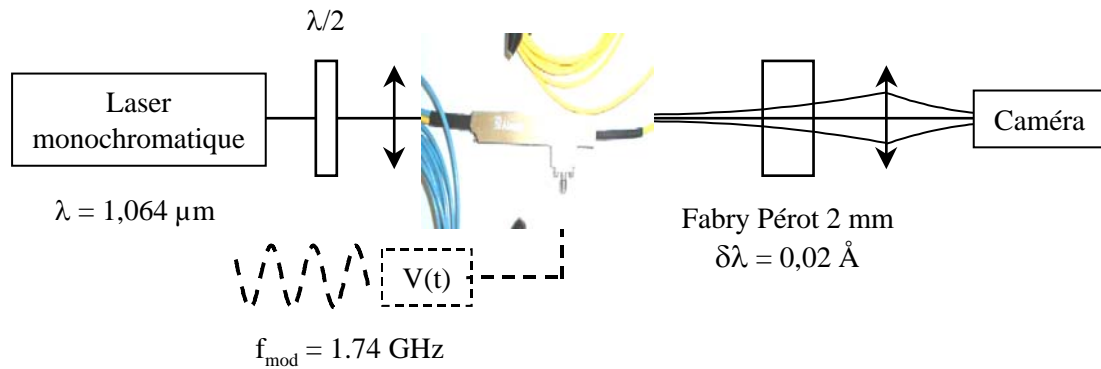


Figure 5-6 : schéma expérimental pour mesurer la tension demi-onde du modulateur de phase.

Nous présentons les résultats obtenus sur la figure 5-8. La figure de gauche correspond à une acquisition de spectre. La figure de droite représente la simulation, qui permet de faire correspondre le spectre mesuré et le spectre simulé, avec une profondeur de modulation $m = 4$. Le caractère non parfaitement monochromatique de la source laser ou la résolution spectrale limitée du Fabry Péro (pertes internes, état de surface) contribuent à l'élargissement des raies spectrales composant le spectre mesuré. Le spectre de raies de résolution infinie a été convolué par une intensité de forme gaussienne de largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_{1/2} = 3 \text{ pm}$. Compte tenu de l'amplitude de la tension appliquée aux bornes du modulateur de phase, 20 V crête à crête, la tension demi-onde est de $V_{\pi} = \frac{\pi V}{m} = 8,0 \text{ V}$. La précision de la mesure de la tension demi-onde correspond à celle de l'amplitude de la tension électrique. En effet l'incertitude sur la mesure de la profondeur est faible vis-à-vis de celle de l'amplitude de la tension électrique. La précision de l'amplitude de la tension est de l'ordre de 0,25 V. Ainsi le modulateur de phase utilisé possède une tension demi-onde de 8,0 V à 0,25 V.

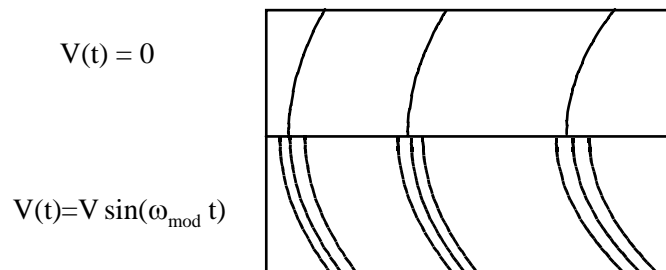


Figure 5-7 : spectres mesurés sans (figure du haut) et avec (figure du bas) tension électrique appliquée aux bornes du modulateur de phase. La figure du haut est caractéristique de la réponse du Fabry Péro (fonction d'Airy) et celle du bas de l'élargissement spectral consécutif à l'application d'une tension sinusoïdale (fonction de Bessel).

La tension maximale que l'on puisse appliquer est 50 V ; la phase maximale introduite dans ces conditions est de 20 rad, c'est à dire 6π environ. Une amplitude en correction plus importante peut être obtenue en employant plusieurs modulateurs de phase en série.

Ainsi, la forme temporelle de la phase introduite correspond à la forme temporelle de la tension appliquée aux bornes du modulateur. En effet, la réponse du milieu est linéaire en fonction de la tension appliquée et les caractéristiques de ce milieu ne varient pas en fonction des fréquences composant la tension électrique (la tension demi-onde et le transfert de la tension électrique vers l'impulsion optique).

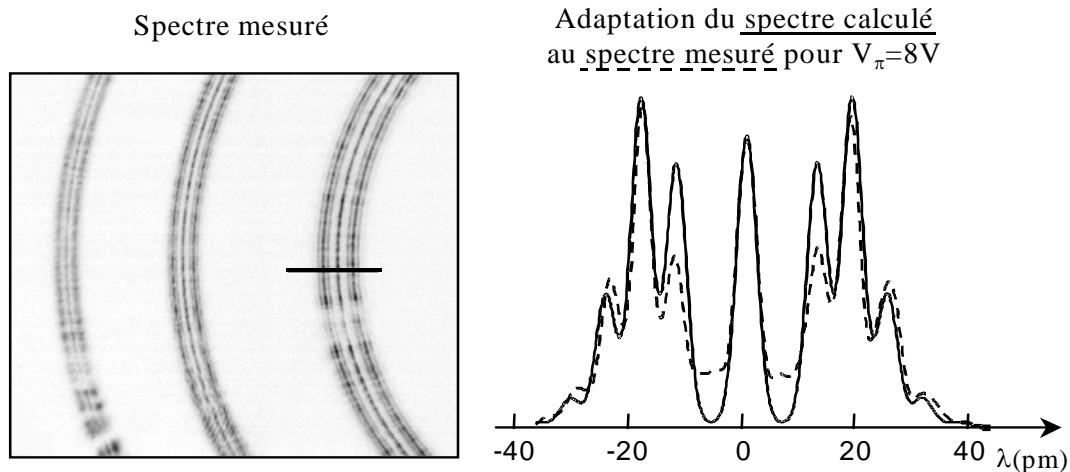


Figure 5-8 : détermination expérimentale de la tension demi-onde. La figure de gauche représente une acquisition du spectre. La figure de droite représente la simulation avec une tension demi-onde de 8 V qui permet de faire correspondre le spectre mesuré et le spectre simulé. Le spectre de raies de résolution infinie a été convolué avec une intensité de forme gaussienne de largeur à mi-hauteur 3 pm.

Nous allons maintenant étudier les conditions de validité d'une relation bijective et prédictive entre la modulation de phase temporelle et la modulation de phase spectrale pour des impulsions fortement étirées. La relation bijective et prédictive entre les deux phases permet de contrôler la phase spectrale introduite par le modulateur de phase temporelle et inversement : connaissant la phase spectrale qu'il faut appliquer savoir calculer la phase temporelle donc la tension électrique à appliquer aux bornes du modulateur de phase.

V.1.2 Obtention d'une phase spectrale

Les enveloppes spectrale et temporelle sont reliées par transformation de Fourier. Il est donc possible de calculer la modulation de phase spectrale introduite connaissant la tension électrique appliquée aux bornes du modulateur de phase. Or ce calcul de la phase n'est analytique que dans le cas d'impulsions d'amplitude gaussienne ; pour les autres cas, les résultats obtenus sont numériques. Un calcul approché de la phase est possible en utilisant le théorème de la phase stationnaire. Dans un premier temps, nous énonçons ce théorème et ses conditions de validité (V.1.2.1). Dans les conditions d'application du théorème, la relation entre les phases spectrale et temporelle est bijective. Nous introduirons ensuite la notion de point stationnaire (V.1.2.2). Ce point permet de définir un codage entre le temps et les pulsations dans le cas d'impulsions fortement étirées. Puis nous calculons la relation entre les phases spectrale et temporelle en sortie d'un étireur (V.1.2.3). Nous en définirons les limites (V.1.2.4). Nous calculons cette relation dans le cas de faibles modulations de phase en sortie d'un étireur (V.1.2.5).

V.1.2.1 Théorème de la phase stationnaire

Le principe du calcul de la phase temporelle repose sur l'intégration de signaux d'amplitude $f(x)$ et oscillants (caractérisés par une phase $g(x)$) :

$$M = \int f(x) \cos(g(x)) dx.$$

Deux cas peuvent se présenter (figure 5-9). Le premier est un signal purement oscillant (Les oscillations de la fonction $g_1(x)$ sont plus rapides que les variations de l'enveloppe $f(x)$), l'intégrale est alors nulle : les parties positives et négatives de l'intégrale se compensent.

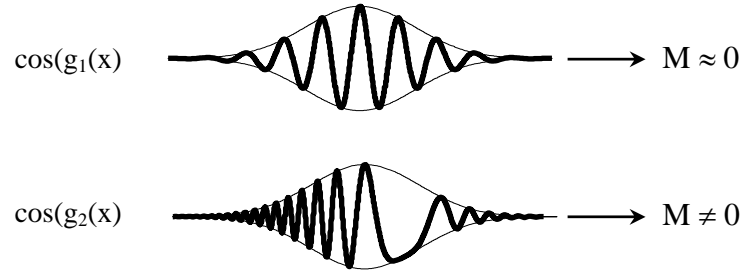


Figure 5-9 : principe de la phase stationnaire.

Pour le second cas, la phase présente un point stationnaire et l'intégrale est non nulle. Ce point stationnaire se traduit par un manque d'oscillations et mathématiquement par une dérivée nulle de la phase $g_2(x)$ en ce point.

L'énoncé du théorème de la phase stationnaire est le suivant [5-5] :

Soit $J = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \exp\left[\frac{i\Phi(x)}{\varepsilon}\right] dx$ une intégrale que nous cherchons à calculer,

avec $f(x) = f(x) \exp(i\phi(x))$ l'enveloppe ($f(x)$ l'amplitude et $\phi(x)$ la phase),
et $\frac{\Phi(x)}{\varepsilon}$ la phase ;

moyennant quelques hypothèses détaillées après, l'intégrale peut se mettre sous la forme :

$$J = \exp\left(i \operatorname{sign}(\Phi''_{x_0}) \frac{\pi}{4}\right) \sqrt{\frac{\varepsilon}{|\Phi''_{x_0}|}} f(x_0) \exp\left[\frac{i\Phi(x_0)}{\varepsilon}\right] + O(\varepsilon).$$

Si l'enveloppe est réelle (donc la phase $\phi(x)=0$), les conditions de validité sont les suivantes :

- $\varepsilon \ll 1$ c'est à dire que l'étendue de $\Phi(x)/\varepsilon$ sur le domaine de $f(x)$ est grand devant π (la phase varie beaucoup sur l'intervalle où $f(x)$ est non nulle),
- $\Phi(x)$ est extrémale en un point x_0 , nommé point stationnaire, tel que :

1. $\left(\frac{d\Phi(x)}{dx}\right)_{x_0} = 0,$
2. $\left(\frac{d^2\Phi(x)}{dx^2}\right)_{x_0} \neq 0,$
3. $f(x_0) \neq 0,$

La différence entre le calcul exact de l'intégrale et le calcul approché en appliquant le théorème de la phase stationnaire sera appelé reste du théorème de la phase stationnaire. Ce reste est en ε . C'est donc ce facteur qui permet de valider l'application de ce théorème. Plus il est petit, plus le calcul approché est proche du calcul exact. Le choix de ce facteur est donc important.

Si la phase $\phi(x)$ est non nulle et s'écrit comme $\phi(x) = \phi_1(x) / \varepsilon^{1-d}$, l'erreur (annexe A6) commise sur la phase retrouvée en considérant $\phi(x)$ dans l'expression de la phase stationnaire $\Phi(x)/\varepsilon$, correspondant au point stationnaire x_1 ou comme une perturbation de cette expression correspondant au point stationnaire x_0 est :

$$\rho = \left(\phi + \frac{\Phi}{\varepsilon} \right)(x_1) - \left(\phi + \frac{\Phi}{\varepsilon} \right)(x_0)$$

soit :

$$\rho = \frac{-(\phi'(x_0))^2}{2 \left(\frac{\Phi}{\varepsilon} \right)''(x_0)} + O(\varepsilon^d).$$

Pour que l'on puisse considérer la phase $\phi(x)$ comme une perturbation de la phase $\Phi(x)/\varepsilon$, il est nécessaire que le reste de l'erreur précédente, qui est en ε^{d+1} , soit plus petit que le reste du théorème de la phase stationnaire, qui est en ε . Dans ces conditions, il est donc nécessaire d'avoir $d > 0$. La phase $\phi(x)$ peut être alors considérée comme une perturbation de la phase $\Phi(x)/\varepsilon$ et le point stationnaire x_0 est conservé.

Il est important de noter que tous les résultats (phase stationnaire et erreur) sont donnés au point stationnaire. La prochaine étape est alors le calcul du point stationnaire.

V.1.2.2 Recherche du point stationnaire

Ce point permet de définir un codage entre le temps et les pulsations dans le cas d'impulsions fortement étirées. Nous supposons, pour ce calcul, que la seule phase est celle introduite par l'étireur. En sortie de l'étireur, le spectre de l'enveloppe est donné par la relation suivante :

$$\tilde{A}(\omega) = A(\omega) \exp[i\Phi_E(\omega)]$$

avec

$A(\omega)$ l'amplitude spectrale,

$\Phi_E(\omega)$ la phase spectrale introduite par l'étireur.

Rappelons que le spectre de l'impulsion $\tilde{E}(\omega)$ s'écrit comme :

$$\tilde{E}(\omega) = \tilde{A}(\omega),$$

donc le spectre de l'enveloppe sera utilisé pour des pulsations centrées.

Dans le domaine temporel, l'enveloppe du champ s'écrit comme la transformation de Fourier inverse du spectre de l'enveloppe dans le domaine spectral :

$$A(t) = \text{TF}^{-1}[\tilde{A}(\omega)].$$

Ainsi l'enveloppe temporelle s'écrit :

$$A(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\omega) \exp[i\Phi_E(\omega) + i\omega t] d\omega.$$

Nous appliquons le théorème de la phase stationnaire au calcul de l'enveloppe temporelle du champ de l'onde. Nous posons alors :

$$\frac{\Phi(\omega)}{\varepsilon} = \Phi_E(\omega) + \omega t.$$

Nous recherchons le facteur ε . L'étendue de la phase spectrale doit être grande devant π sur le domaine où l'amplitude spectrale est non nulle. C'est à dire que la phase doit varier beaucoup plus rapidement que l'enveloppe sur ce domaine.

Nous considérons le cas d'une impulsion d'amplitude spectrale de forme gaussienne, définie par la relation suivante :

$$A(\omega) = \exp\left[-\left(\frac{\omega}{\Delta\omega}\right)^2\right]$$

avec $\Delta\omega$ la demi largeur spectrale à $1/e^2$ en intensité.

Dans le cas d'un étireur parfait, la phase spectrale introduite est donnée par :

$$\Phi_E(\omega) = \frac{1}{2} \Phi_E''(\omega_0) \Delta\omega^2 \left(\frac{\omega}{\Delta\omega}\right)^2$$

avec

$\Phi_E''(\omega_0)$ le terme d'ordre deux de la phase spectrale de l'étireur,
et ω_0 la pulsation centrale du spectre de l'impulsion lumineuse.

La phase devient :

$$\frac{\Phi(\omega)}{\varepsilon} = \frac{1}{2} \Phi_E''(\omega_0) \Delta\omega^2 \left(\frac{\omega}{\Delta\omega}\right)^2 + \Delta\omega \Delta t \frac{\omega}{\Delta\omega} \frac{t}{\Delta t}.$$

Nous introduisons le facteur d'étirement F , défini par le rapport des durées étirée Δt et comprimée δt (annexe A7) :

$$\frac{\Phi(\omega)}{\varepsilon} = \sqrt{F^2 - 1} \left(\frac{\omega}{\Delta\omega}\right)^2 + 2F \frac{\omega}{\Delta\omega} \frac{t}{\Delta t}.$$

La phase spectrale variera beaucoup plus rapidement que l'amplitude de l'onde si $F \gg 2\pi$. Nous devons alors considérer des impulsions fortement étirées pour que nous puissions appliquer le théorème de la phase stationnaire. Le facteur d'étirement F représente alors le facteur $1/\varepsilon$.

Nous recherchons alors le point stationnaire Ω_0 tel que :

$$\left(\frac{d\Phi(\omega)}{d\omega}\right)_{\Omega_0} = 0.$$

Nous obtenons une définition du temps en fonction des pulsations :

$$t = \left(\frac{d\Phi_E(\omega)}{d\omega}\right)_{\Omega_0} = t(\Omega_0)$$

t représente le retard temporel pour chacune des longueurs d'onde du spectre de l'impulsion lumineuse. Nous avons ainsi un codage des différentes longueurs d'onde du spectre en fonction du temps. A chaque longueur d'onde, il correspond un temps (figure 5-10). Ce temps exprime le fait que nous avons une impulsion à dérive de fréquence.

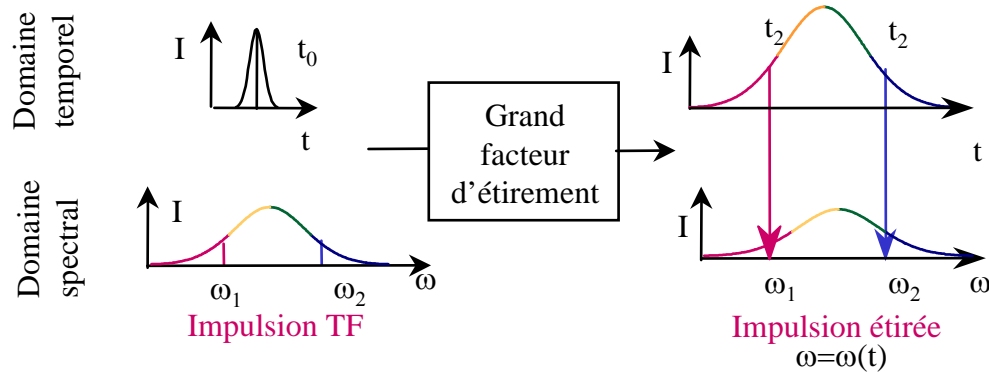


Figure 5-10 : codage des longueurs d'onde du spectre de l'impulsion lumineuse en fonction du temps pour des impulsions fortement étirées.

En inversant l'expression du temps en fonction des fréquences, nous définissons la fréquence $\Omega_0(t)$ au point stationnaire en fonction du temps. Dans le cas d'impulsions fortement étirées, c'est la fréquence instantanée.

Dans le cas précédent d'une phase spectrale quadratique (pour l'étireur), l'expression du retard temporel devient :

$$t = t(\Omega_0) = -\frac{2F}{\Delta\omega} \frac{\Omega_0}{\Delta\omega},$$

ou encore

$$\frac{t(\Omega_0)}{\Delta t} = -\frac{\Omega_0}{\Delta\omega}.$$

Le retard temporel est une fonction linéaire de la pulsation. En inversant l'équation précédente, nous obtenons la fréquence instantanée :

$$\frac{\Omega_0(t)}{\Delta\omega} = -\frac{t}{\Delta t}.$$

Nous appliquons ce théorème au calcul de la phase temporelle en sortie d'un étireur.

V.1.2.3 Relation entre les phases spectrale et temporelle en sortie d'un étireur

L'enveloppe spectrale en sortie de l'étireur s'écrit :

$$\tilde{A}(\omega) = A(\omega) \exp[i\Phi_E(\omega)]$$

En appliquant le théorème de la phase stationnaire, nous obtenons :

$$A(t) = \sqrt{\frac{1}{\Phi_E''(\Omega_0(t))}} A(\Omega_0(t)) \exp i \left[\Phi_E(\Omega_0(t)) + \Omega_0(t)t + \frac{\pi}{4} \right]$$

Or l'enveloppe dans le domaine temporel s'écrit :

$$A(t) = a(t) \exp i \Psi_E(t)$$

soit la phase temporelle introduite par l'étireur s'écrit :

$$\Psi_E(t) = \Phi_E(\Omega_0(t)) + \Omega_0(t)t.$$

Ainsi nous avons obtenu la relation entre les phases spectrale et temporelle en sortie d'un étireur pour des impulsions fortement étirées. Cette relation est obtenue sans hypothèse sur la forme des amplitudes spectrale ou temporelle des impulsions. De plus, elle est bijective. Nous pouvons tout aussi bien passer du domaine spectral vers le domaine temporel qu'inversement.

Dans le cas d'impulsions d'amplitude spectrale de forme gaussienne, d'un étireur parfait et d'impulsions fortement étirées, la phase introduite par l'étireur s'écrit :

$$\Phi_E(\omega) = F \left(\frac{\omega}{\Delta\omega} \right)^2,$$

et la phase temporelle apportée par l'étireur, en utilisant la fréquence instantanée, s'écrit :

$$\Psi_E(t) = -F \left(\frac{t}{\Delta t} \right)^2.$$

Ce résultat est aussi celui obtenu lorsque nous utilisons la transformation de Fourier (annexe A7).

Ainsi nous avons défini une relation entre le temps et les fréquences. Nous allons maintenant définir les limites de cette correspondance.

V.1.2.4 Limites de la relation entre le temps et les fréquences

Nous avons défini une fréquence instantanée. C'est à dire qu'à chaque temps, nous avons défini une fréquence. Cette correspondance est représentée sur la figure 5-11 a. Mais en fait ; la loi imposée par la dispersion possède une certaine « largeur » (figure 5-11 b).

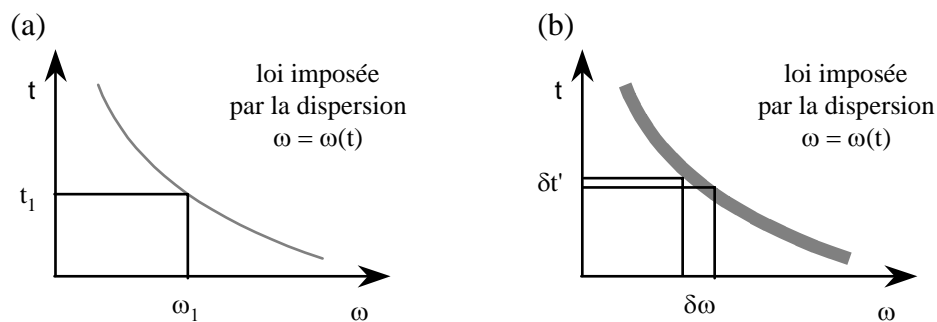


Figure 5-11 : représentation de la correspondance entre le temps et les fréquences. La courbe (a) représente le cas idéal de cette correspondance ; tandis que la courbe (b) représente la réalité de cette correspondance. A une largeur temporelle $\delta t'$ nous faisons correspondre une largeur spectrale $\delta \omega$.

Ainsi faut noter qu'à chaque largeur temporelle δt , il correspond en fait une largeur spectrale $\delta\omega$. Nous ne pouvons pas associer un temps à une fréquence. Nous allons calculer la relation liant ces deux largeurs permettant ainsi de qualifier la correspondance entre le temps et les fréquences.

Considérons deux impulsions : la première fortement étirée temporellement dont l'enveloppe dans le domaine temporel est donnée par la relation suivante :

$$A(t) = a_0 \exp\left[-\left(\frac{t}{\Delta t}\right)^2\right] \exp(i\Psi_E(t)),$$

avec Δt la demi largeur temporelle à $1/e^2$ en intensité (avec $F = \frac{\Delta t}{\delta t} = \frac{1}{2} \Delta t \Delta\omega$ le facteur d'étirement) ;

et la seconde courte :

$$A(t) = a_1 \exp\left[-\left(\frac{t}{\delta t}\right)^2\right]$$

avec δt la demi largeur temporelle à $1/e^2$ en intensité.

La transformée de Fourier du produit temporel de ces deux impulsions nous permet de calculer la largeur spectrale $\delta\omega$. Pour le cas d'impulsions fortement étirées, nous avons la relation suivante :

$$\delta\omega = \frac{2}{\delta t} \sqrt{1 + \left(\frac{1}{2} \Psi_E'' \delta t^2\right)^2}$$

Cette largeur est minimale pour :

$$\delta t = \sqrt{\frac{2}{|\Psi_E''|}},$$

en introduisant le facteur d'étirement :

$$\delta t = \frac{2}{\Delta\omega} \sqrt{F} ;$$

ce qui correspond à :

$$\delta\omega = \sqrt{2} \frac{\Delta\omega}{\sqrt{F}}.$$

Ainsi l'observation de la fréquence instantanée ne pourra pas se faire à mieux qu'un intervalle spectral caractérisé par l'inverse de la racine carrée du facteur d'étirement.

Nous appliquons maintenant le théorème de la phase stationnaire au calcul de la phase temporelle dans le cas de faibles aberrations de phases spectrales.

V.1.2.5 Relation entre les phases spectrale et temporelle pour de faibles aberrations de phase

Nous sommes dans le cas d'une fonction $f(x)$ possédant une phase non nulle. Supposons que le spectre de l'enveloppe à l'entrée de l'étireur soit de la forme suivante :

$$\tilde{A}(\omega) = A(\omega) \exp[i\Delta\phi(\omega)]$$

avec

$\Delta\phi(\omega)$ la modulation de la phase spectrale.

Après l'étireur, le spectre de l'enveloppe devient :

$$\tilde{A}(\omega) = A(\omega) \exp[i(\Phi_E(\omega) + \Delta\phi(\omega))].$$

La forme temporelle s'écrit :

$$A(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} A(\omega) \exp[i\Delta\phi(\omega)] \exp[i\Phi_E(\omega) + i\omega t] d\omega.$$

La forme temporelle de l'impulsion, donc l'amplitude et la phase, dépend de l'amplitude de la modulation de phase spectrale par rapport à celle de la phase spectrale de l'étireur. En effet, l'erreur commise sur la phase retrouvée en considérant $\Delta\phi(\omega)$, s'écrivant comme

$\Delta\phi(\omega) = \frac{\Delta\phi_1(\omega)}{\varepsilon^{1-d}}$, dans l'expression de la phase stationnaire $\Phi(\omega)/\varepsilon$ ou comme une

perturbation de cette expression est donnée par :

$$\rho = \frac{-(\Delta\phi'_1(\Omega_0))^2}{2\left(\frac{\Phi}{\varepsilon}\right)''(\Omega_0)} + o(\varepsilon^d).$$

Dans le cas d'un étireur parfait, c'est à dire n'apportant qu'un terme de phase d'ordre deux et de modulation de phase spectrale quadratique :

$$\Phi_E(\omega) = F \left(\frac{\omega}{\Delta\omega} \right)^2,$$

$$\text{et } \phi(\omega) = f \left(\frac{\omega}{\Delta\omega} \right)^2.$$

L'expression de l'erreur s'écrit alors, pour $t = \Delta t$:

$$\rho = \frac{-f^2}{F} + O\left(\left(\frac{f}{F}\right)^2\right).$$

Pour que nous puissions prendre les modulations de la phase spectrale comme perturbation de la phase stationnaire, il faut que $\rho \ll 2\pi$. Ainsi nous avons $f^2 \ll F$, ceci dans le cas de phases spectrales quadratiques (pour l'étireur et pour les modulations apportées). Cela signifie que les modulations de phase spectrale ne perturbent pas le codage entre les pulsations et le temps obtenu après l'étireur.

Dans le cas général, nous appliquons le théorème de la phase stationnaire lorsque les modulations apportées sont considérées comme une perturbation de l'expression de la phase stationnaire ; nous obtenons :

$$J = \exp(i \operatorname{sign}(\Phi''_{E\Omega_0}) \frac{\pi}{4}) \sqrt{\frac{\varepsilon}{|\Phi''_{\Omega_0}|}} [a(\Omega_0(t)) \exp(i\Delta\phi(\Omega_0))] \exp[i\Phi_E(\Omega_0) + i\Omega_0 t] + O(\varepsilon^d).$$

Dans ces conditions, l'amplitude temporelle du champ n'est pas modifiée par la phase spectrale introduite. Si nous regardons uniquement les termes de phase, nous avons :

$$\psi(t) = \Delta\phi(\Omega_0(t)) + [\Phi_E(\Omega_0(t)) + \Omega_0(t) t].$$

En identifiant la phase temporelle introduite par l'étireur, nous obtenons :

$$\Delta\psi(t) = \Delta\phi(\Omega_0(t)).$$

Nous avons ainsi la relation simple entre les phases spectrale et temporelle pour des impulsions fortement étirées et dans le cas de faibles modulations de phase spectrale ne perturbant pas le codage existant entre les pulsations et le temps en sortie d'un étireur (figure 5-12). Cette relation est bijective. D'une simple mesure de la phase spectrale, nous connaissons la phase temporelle introduite sur le modulateur de phase et inversement. Ainsi, lors de l'étape de correction de la phase spectrale, de la simple mesure absolue de la phase spectrale résiduelle nous aurons la forme temporelle à appliquer aux bornes du modulateur de phase.

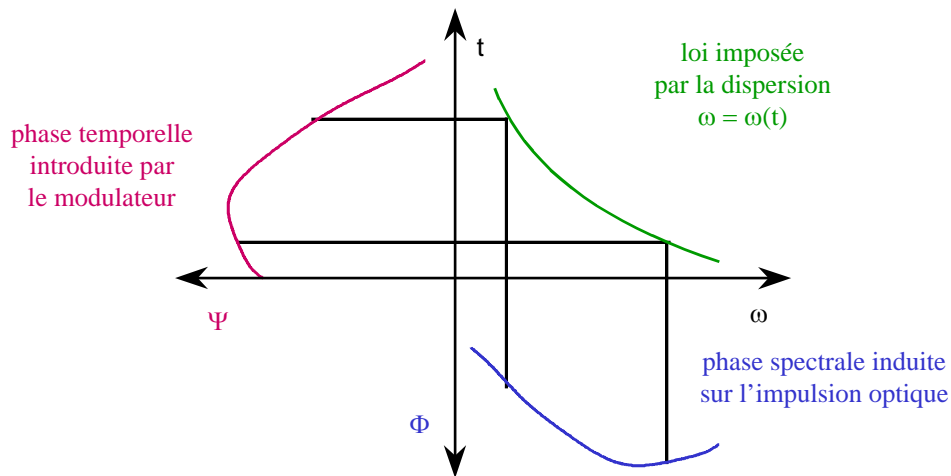


Figure 5-12 : équivalence entre une modulation de phase temporelle et spectrale pour des impulsions fortement étirées. La phase temporelle appliquée sur le modulateur de phase est représentée en rouge. Nous avons le codage entre le temps et les pulsations en vert. De ces deux courbes, nous calculons la phase spectrale introduite par le modulateur de phase en bleue.

La relation bijective entre les modulations des phases spectrale et temporelle permet de connaître parfaitement la phase spectrale introduite connaissant la phase temporelle, donc la tension électrique appliquée aux bornes du modulateur de phase. Nous validons maintenant expérimentalement le concept de relation simple entre les phases temporelle et spectrale introduite sur le modulateur de phase.

V.2 Schémas expérimentaux pour la démonstration expérimentale du concept

Pour la validation expérimentale, nous cherchons à mesurer la phase spectrale introduite par le modulateur et à la comparer à la phase spectrale théorique. L'étude portera sur la forme de la phase spectrale retrouvée et sur la linéarité de la réponse du modulateur en fonction de l'amplitude de la tension électrique appliquée aux bornes du modulateur. Nous décrivons les schémas expérimentaux et les résultats expérimentaux sont présentés dans le chapitre VI.

Nous avons été amenés à utiliser deux tensions électriques différentes selon l'étude effectuée. Concernant la seconde étude, elle nécessite une tension électrique d'amplitude suffisante (plusieurs fois la tension demi onde) pour pouvoir la faire diminuer tout en restant détectable par le système de mesure. La tension électrique disponible n'est pas synchronisable avec les impulsions optiques. La mesure de phase ne devra se faire que sur une seule impulsion optique donc une impulsion amplifiée. Concernant la seconde étude, la tension électrique est de faible amplitude (environ la tension demi onde) ; la tension électrique disponible est synchronisable avec les impulsions optiques et de forme variable. La phase appliquée sera la même pour un ensemble d'impulsions optiques ; une mesure de phase pourra se faire sur plusieurs impulsions.

Du fait de la tenue au flux actuelle du modulateur, sa seule position possible dans une chaîne de puissance est juste derrière l'étireur. Pour cette validation expérimentale, il est intéressant d'avoir une mesure de phase spectrale d'un objet de phase. Nous pourrions alors mesurer la phase spectrale introduite par le modulateur de phase. Or ce dispositif de mesure ne permet pas une mesure de phase d'impulsion amplifiée. Nous sommes donc amené à utiliser deux schémas expérimentaux selon l'étude effectuée.

Ainsi, la première expérience repose sur une tension électrique synchronisable et une mesure de différence de phase spectrale peut être utilisée (V.2.1). La seconde expérience repose sur une tension électrique de forte amplitude et la mesure absolue de phase spectrale doit être utilisée (V.2.2).

V.2.1 Premier montage : mesure d'une différence de phase spectrale

Pour ce premier montage, une mesure de différence de phase spectrale peut être utilisée : c'est l'interférométrie spectrale (chapitre III.2.1) (V.2.1.1). Ensuite, la tension électrique synchrone de l'impulsion optique sera étudiée (V.2.1.2). Enfin, l'implantation d'un tel système sera présentée (V.2.1.3).

V.2.1.1 Interférométrie spectrale

De façon analogue à la mesure absolue de la phase spectrale, la transformation d'un système de franges en une mesure effective de la différence de phase nécessite une analyse de la mesure. Il conviendra d'ajuster les paramètres (V.2.1.1.1) et d'étudier la mise en œuvre expérimentale (V.2.1.1.2).

V.2.1.1.1 Choix des paramètres

L'étude de la numérisation du signal nous permet de choisir les paramètres expérimentaux de la mesure de la phase spectrale : l'écart temporel τ entre les impulsions. C'est l'analogie de ce qui a été fait pour la mesure absolue de la phase spectrale.

Cependant, le nombre de points sur lequel est échantillonné la mesure dépend aussi du détecteur utilisé. En sortie du détecteur le signal est échantillonné sur un tableau de N points. Pour permettre le traitement numérique, le signal est récupéré sur un support différent qui nous fournit $N_2 = 2000$ points. Le fait de récupérer le signal sur un nombre de points différents représente une contrainte expérimentale. De façon identique à la mesure absolue de la phase spectrale de l'impulsion, nous aurons alors une adaptation des conditions précédentes (occupation du spectre dans la fenêtre et du nombre de points par frange) pour adapter l'analyse du système de franges aux conditions expérimentales. Le rapport entre les deux nombres de points d'échantillonnage (celui de la barrette et celui récupéré) conduit à une série de pics dans le domaine de Fourier situé périodiquement à $N_2 / 9$. Il sera donc nécessaire de considérer un nombre de points par franges supérieur à 9. Pour répartir équitablement les satellites et le pic central, le nombre de points par frange n sera 18.

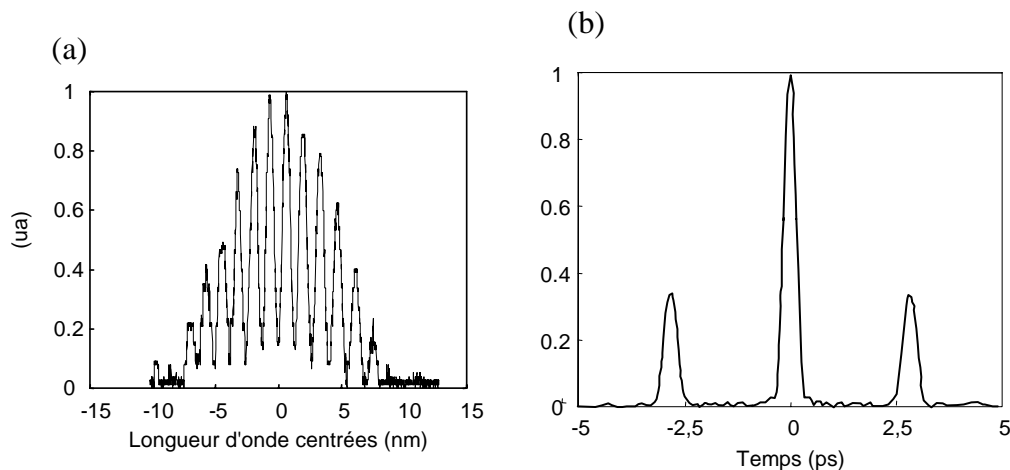


Figure 5-13 : Franges expérimentales (a) et transformation de Fourier du spectrogramme (b). Nous avons choisi 6 franges à mi-hauteur du spectre. Sur la courbe (b), nous notons que la position du satellite est directement reliée au temps retard qui existe entre les deux impulsions soit 2,8 ps.

Le temps retard est lié au nombre de points par frange n par la relation suivante :

$$\tau = \frac{\lambda_0^2}{c \, d\lambda_{1/2} \, n},$$

avec $d\lambda_{1/2}$ la résolution spectrale du spectromètre.

Le spectromètre utilisé est constitué de réseaux de 600 traits par millimètre et sa résolution est 0,07 nm. Le nombre de points par franges est choisi à 18, ce qui correspond à un temps retard de 3 ps à la longueur d'onde centrale de 1,056 μm . Dans le cas d'une largeur spectrale de 8 nm, nous obtenons 6 franges dans la largeur du spectre. Les franges obtenues ainsi que la transformation de Fourier inverse du signal sont représentées sur la figure 5-13. Le pic central est ainsi séparé du satellite.

Afin d'occuper le même nombre de points dans les deux espaces, le nombre total de points nécessaires est de $N_2 = \pi N_{\Delta\lambda}^2$, où $N_{\Delta\lambda}$ représente le nombre de points accessibles dans la demi largeur spectrale à $1/e^2$ en intensité.

La plage spectrale utilisée du détecteur est de $2\Delta\lambda_m = 30$ nm à l'ordre 1 du réseau pour la pulsation fondamentale ω_0 . Le nombre de points sur cette plage est de $N = 430$. Pour une largeur spectrale de 9 nm, nous utilisons 100 points soit environ 31500 points pour obtenir la même occupation dans les deux espaces. De la même façon, nous ajoutons des points afin de se placer dans ces conditions.

Afin d'effectuer la mesure de phase dans les meilleures conditions, il est aussi nécessaire d'étudier sa mise en œuvre expérimentale.

V.2.1.1.2 Mise en œuvre expérimentale de la mesure

Il conviendra d'étudier le contraste des franges (V.2.1.1.2.1) et aussi d'analyser la chaîne d'acquisition spectrale (V.2.1.1.2.2).

V.2.1.1.2.1 Contraste des franges

Le contraste des franges dépend de plusieurs paramètres : le rapport d'énergie entre les deux bras de l'interféromètre ; la différence de polarisation ; la direction, la dimension et la divergence des faisceaux ainsi que la résolution du spectromètre.

Pour les paramètres spatiaux des deux impulsions, c'est à dire la direction, la dimension et la divergence, nous regardons les interférences spatiales entre les deux faisceaux. Nous nous plaçons à la teinte plate en temporelle (aucun retard entre les deux impulsions optiques) pour construire la teinte plate en spatiale. Dans ces conditions, nous avons ajusté les paramètres spatiaux des impulsions optiques. Puis, nous formons les franges recherchées en augmentant le retard entre les deux impulsions optiques. Nous obtenons alors les franges expérimentales de la figure 5-14-a.

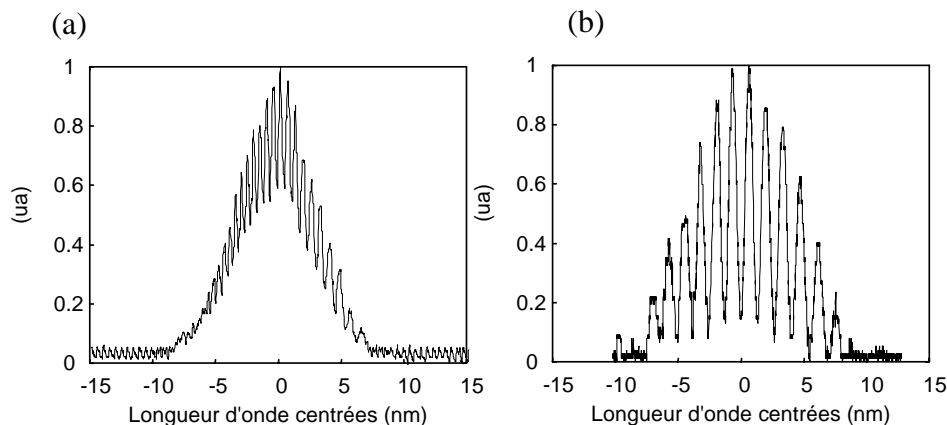


Figure 5-14 : Franges expérimentales. La courbe a représente les franges expérimentales en présence d'un seul modulateur et la courbe b en présence de deux modulateurs. Nous constatons une amélioration dans le contraste des franges.

Nous ajoutons un second modulateur pour améliorer le contraste des franges. En effet, ce second modulateur permet d'obtenir des franges entre les deux mêmes impulsions optiques et

de compenser la dispersion spectrale dans la fibre du modulateur de phase. Nous obtenons les franges représentées sur la figure 5-14-b.

Nous constatons une amélioration du contraste des franges et une meilleure mesure de la différence de phase spectrale.

V.2.1.1.2.2 Analyse de la chaîne d'acquisition spectrale

La chaîne d'acquisition spectrale est dans son principe la même que celle utilisée pour la mesure absolue de la phase spectrale (cf. III.3.2.4) (seul le spectromètre utilisé est différent). Son analyse repose alors sur la précédente.

Après l'étude de la mesure de la différence de phase spectrale, nous abordons la réalisation de la tension électrique.

V.2.1.2 Tension électrique

La tension électrique recherchée est synchrone des impulsions optiques et d'amplitude environ la tension demi-onde 8 V. De plus la tension électrique doit être synchronisable avec le système d'acquisition. Nous utilisons alors un prélèvement sur le train de l'impulsion optique (figure 5-15). Ce prélèvement est à la même fréquence que le train d'impulsions optiques. Il est envoyé sur une photodiode pour le transformer en signal électrique. Le signal de sortie de la photodiode possède une durée d'environ 1 ns du fait du temps de réponse de la photodiode. Nous avons ainsi créé un signal électrique de même fréquence et de même durée que le train d'impulsions optiques passant dans le modulateur de phase. La mise en forme de la tension électrique est, compte tenu des moyens que nous avons, limitée à quelques formes simples. La tension électrique est alors amplifiée tout en conservant ces caractéristiques. Nous utilisons pour cela des amplificateurs qui possèdent une grande bande passante (10 GHz).

Cependant pour pouvoir l'appliquer sur le modulateur de phase, nous devons diminuer la durée du train, la puissance moyenne électrique du modulateur étant limitée. Ainsi afin de ne pas dépasser la limite de la puissance électrique moyenne, il est nécessaire de limiter les temps d'application de la tension à 4 ms. Nous créons un obturateur mécanique à cet effet, placé devant la photodiode. Cependant, le temps d'ouverture de cet obturateur est de 8 ms. La durée de la porte est augmentée à 40 ms et elle est plus grande que le temps d'acquisition.

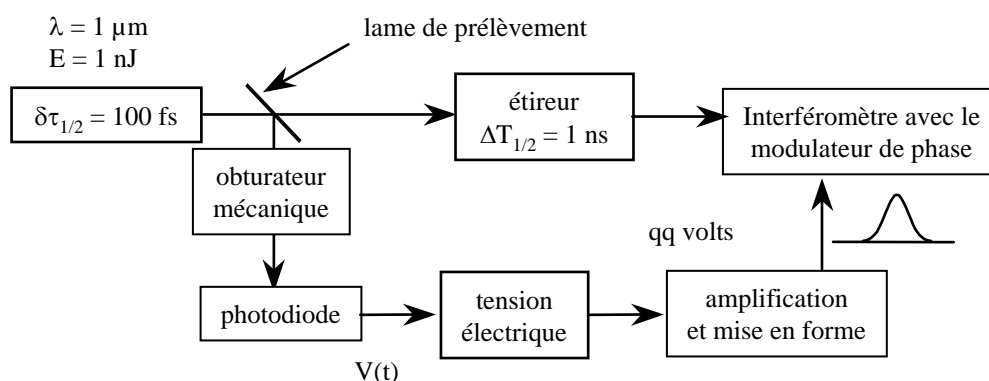


Figure 5-15 : réalisation de l'impulsion électrique synchrone du train des impulsions optiques et d'une amplitude de 8 V. La forme de la tension électrique représentée sur ce schéma est l'une des formes que nous avons pour l'instant à notre disposition.

Nous introduisons de plus une ligne à retard (variable) pour modifier la phase spectrale introduite par le modulateur. En effet, la phase spectrale introduite est fonction de la forme de l'impulsion électrique appliquée sur le modulateur donc dépend du temps retard entre la tension électrique et l'impulsion optique. De plus, la forme de la tension électrique ainsi créée est modifiable.

Nous devons maintenant synchroniser le système d'acquisition avec la modulation de la phase, donc avec le passage de l'impulsion électrique dans le modulateur. Nous utilisons à cet effet un obturateur qui commande l'acquisition et le passage de la tension électrique.

V.2.1.3 Implantation du système

Nous donnons le schéma expérimental utilisé (figure 5-16). Nous retrouvons la mise en forme de l'impulsion électrique ainsi que la mesure de la phase spectrale.

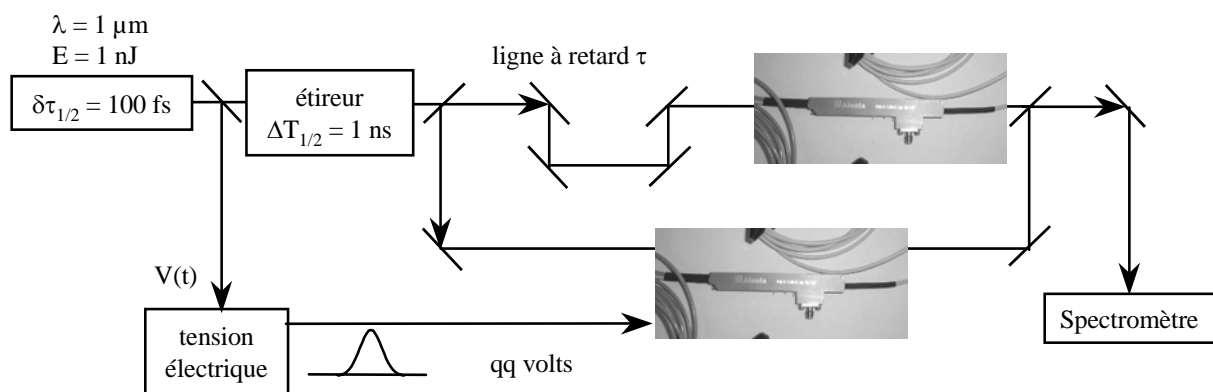


Figure 5-16 : schéma expérimental utilisé.

Nous étudions maintenant le second montage expérimental pour l'étude de la linéarité de la réponse du modulateur en fonction de l'amplitude de la tension électrique.

V.2.2 Second montage : mesure absolue d'une phase spectrale

Pour ce second montage, la mesure de phase spectrale est la mesure absolue, effectuée sur une impulsion amplifiée. Le modulateur de phase intégré est placé avant l'amplificateur régénératif, sa puissance optique admissible étant limitée. De plus, sa puissance électrique moyenne étant restreinte, il ne sera activé que sur une plage temporelle de 40 ms. Le taux de récurrence des impulsions est différent dans le modulateur de phase et au niveau de la mesure de phase. Ainsi, l'expérience se sépare en deux parties qui diffèrent par leurs énergies et par leurs taux de récurrence :

- la première : basse énergie et deux taux de récurrence 76 MHz ou 40 ms. Cette partie est constituée de l'oscillateur, de l'étireur et du modulateur de phase,
- la seconde : haute énergie et deux taux de récurrence possibles 10 Hz ou monocoup ; cette partie contient l'amplification, la compression et la mesure de phase.

Dans un premier temps, l'implantation du modulateur de phase est étudiée (V.2.3.1). Ensuite, la tension électrique sera présentée (V.2.3.2) ; puis la synchronisation (V.2.3.3).

V.2.2.1 Modulateur de phase

Le modulateur de phase est donc implanté en sortie de l'étireur. Un système anti-retour est inséré pour protéger le modulateur de phase des retours de l'amplificateur régénératif. La protection devra annuler au moins le gain acquis dans l'amplification soit un facteur d'atténuation de 10^6 . Le système anti-retour choisi est un ensemble de deux rotateurs de Faraday.

V.2.2.2 Tension électrique

La tension électrique dans ce cas est celle utilisée pour la mesure de la tension demi onde. Elle est issue d'un générateur délivrant une tension de forme sinusoïdale de fréquence 1,74 GHz et une amplitude de crête à crête de 20 V. La durée temporelle de la tension a été limitée à 40 ms pour ne pas endommager le modulateur.

La forme appliquée sera différente d'une impulsion à l'autre. En effet la fréquence de modulation n'est pas un multiple de la fréquence des impulsions lasers utilisées. Nous devons alors utiliser une mesure de phase monocoup, c'est à dire qui ne nécessite pas d'accumulation de tirs pour la mesure de la phase spectrale. C'est la mesure absolue de phase spectrale qui est retenue. Le générateur peut être déclenché en utilisant un signal d'amplitude 5 V.

V.2.2.3 Synchronisation

La mesure de la phase spectrale doit se faire sur l'impulsion optique qui a été modulée. Ainsi l'impulsion modulée en phase doit être celle qui va être amplifiée. Le taux de récurrence en sortie de l'amplificateur régénératif est de 10 Hz ; ce qui correspond à une impulsion optique toutes les cents millisecondes. Le signal de synchronisation choisi est celui en sortie de l'amplificateur à 10 Hz. Ce signal est synchrone de l'impulsion optique amplifiée. Cependant le système d'acquisition de la mesure de phase et le modulateur de phase ne peuvent pas suivre le taux de récurrence de l'amplificateur régénératif. Nous avons alors utilisé un autre signal synchrone des impulsions optiques amplifiées mais dont le taux de récurrence est inférieur.

Nous avons utilisé un signal de synchronisation existant possédant un taux de récurrence de cinq secondes. Ce signal, avancé de 80 ms, va déclencher le générateur permettant la modulation des impulsions et permettre l'acquisition du signal de mesure de phase spectrale. Ce temps de décalage correspond à l'écart temporel entre deux impulsions amplifiées auquel nous retirons la moitié du temps d'action du générateur. Ainsi, l'impulsion optique qui doit être amplifiée correspond à la moitié du temps d'action du générateur.

V.2.2.4 Schéma expérimental

Nous donnons le schéma expérimental utilisé (figure 5-17). Nous retrouvons la synchronisation ainsi que la mesure de la phase spectrale.

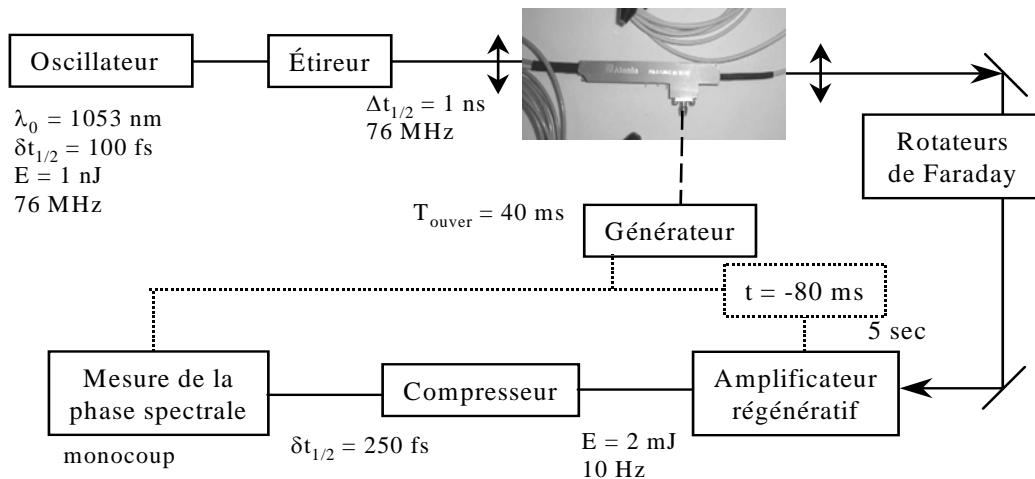


Figure 5-17 : schéma expérimental comprenant les composants optiques (trait plein), la tension électrique (traits pointillés) et le signal de synchronisation (petits pointillés).

En conclusion, résumons l'ensemble des performances du modulateur de phase :

- nous avons deux limites sur l'amplitude de la modulation de phase accessible :
 - une d'ordre technologique : la tension maximale que l'on puisse appliquer est 50 V ; la phase maximale introduite dans ces conditions est de 20 rad, c'est à dire 6π environ. Une amplitude en correction plus importante peut être obtenue en employant plusieurs modulateurs de phase en série ;
 - la seconde nécessaire si la modulation doit être prédictive : l'amplitude de modulation doit être inférieure à la racine carré du facteur d'étirement pour conserver une relation bijective et donc prédictive entre les variations temporelles et les variations spectrales,
- le nombre de points accessibles à la modulation est par exemple de 10 pour une impulsion étirée à 1 ns (si l'on considère un synchronisation à 100 ps, ce qui sera le cas sur le LIL) ; de plus ce nombre de points croît comme la durée de l'impulsion étirée,
- nous pouvons introduire deux types de modulations de phase : temporelle ou spectrale,
- il n'y a pas de couplage entre le domaine spatial et le domaine temporel dans le modulateur de phase,
- de la même façon, la modulation de phase introduite ne modifie pas l'amplitude de l'impulsion optique,

Nous présentons maintenant l'ensemble des résultats expérimentaux de la mesure, la modulation et la correction de la phase spectrale.

VI. Mesures expérimentales de la phase et de la modulation, et correction

VI.1 MESURE ABSOLUE DE LA PHASE SPECTRALE	120
VI.1.1 Schéma expérimental.....	120
VI.1.2 Mesure des paramètres τ et $\delta\omega$	121
VI.1.2.1 Retard temporel τ entre les deux impulsions courtes	121
VI.1.2.2 Écart spectral $\delta\omega$ entre les deux spectres convertis	122
VI.1.3 Calibration de la mesure	123
VI.1.4 Mesure et analyse de la phase spectrale de l'impulsion	124
VI.2 VALIDATION EXPERIMENTALE DU MODULATEUR	126
VI.2.1 Démonstration du principe du modulateur.....	126
VI.2.2 Variation de la forme appliquée.....	128
VI.2.3 Linéarité du modulateur	129
VI.3 CORRECTION DE LA PHASE SPECTRALE	131
VI.3.1 Étude de la correction de la phase	131
VI.3.1.1 Dimensionnement de la correction.....	131
VI.3.1.2 Introduction du défaut de phase	132
VI.3.2 Schéma expérimental.....	132
VI.3.2.1 La synchronisation	133
VI.3.2.2 Schéma expérimental	133
VI.3.3 Résultats expérimentaux.....	134
VI.3.3.1 Contexte	134
VI.3.3.2 Phase initiale	134
VI.3.3.3 Introduction du défaut de phase	135
VI.3.3.4 Correction du défaut de phase.....	136

VI. Mesures expérimentales de la phase et de la modulation, et correction

Pour maîtriser la phase spectrale, nous avons mis au point un système de mesure couplé à un système de correction de cette phase. Nous commencerons ce chapitre par les résultats de la mesure absolue de la phase spectrale (VI.1). Nous retrouvons ici la même approche bien connue en astronomie pour corriger les surfaces d'onde déformées par les perturbations d'indice de l'atmosphère. C'est pourquoi l'analyse des mesures de la phase reposera sur l'analogie avec le domaine spatial (définie au chapitre IV). Puis nous continuerons par la mise en place expérimentale de la modulation de la phase spectrale (VI.2). La démonstration expérimentale du concept de modulation de la phase spectrale en utilisant le modulateur de phase temporelle pour des impulsions fortement étirées sera effectuée. Enfin, nous terminerons en effectuant la correction de la phase spectrale (VI.3) en couplant les deux objets (mesure et modulation de la phase).

VI.1 Mesure absolue de la phase spectrale

La phase spectrale est obtenue par l'interférométrie spectrale à décalage (chapitre III). Dans un premier temps nous rappelons le schéma expérimental utilisé (VI.1.1). Puis les deux paramètres nécessaires à la mesure de la phase spectrale seront déterminés (VI.1.2). Ces deux paramètres sont le retard temporel τ entre les impulsions courtes et l'écart spectral $\delta\omega$ entre les deux spectres convertis. La calibration de l'appareil de mesure est alors effectuée (VI.1.3). Enfin, nous procédons à la mesure de la phase spectrale de notre laser (VI.1.4). Ces mesures de la phase seront suivies d'analyse en appliquant les critères de Maréchal et la zone de Rayleigh (définis au cours du chapitre IV).

VI.1.1 Schéma expérimental

Le schéma expérimental de la mesure de phase est présenté sur la figure 6-1. L'oscillateur délivre des impulsions d'énergie 1 nJ de longueur d'onde centrale 1,053 nm et de durée environ 100 fs correspondant à une largeur spectrale de 16 nm. Ces impulsions sont allongées temporellement jusqu'à 1a nanoseconde dans un étireur classique à réseaux. Les caractéristiques de l'allongeur sont les suivantes : une densité de traits de 1740 par millimètre, une distance équivalente entre les réseaux de 70 cm, un angle d'incidence de 63°. Les impulsions optiques traversent ensuite un système anti-retour ; puis l'amplificateur régénératif ; leur énergie de sortie est de l'ordre de 2 mJ pour une largeur spectrale d'environ 7 nm. Elles sont alors comprimées à 250 fs. Le rétrécissement spectral par le gain diminue dans un rapport de 0,4 la largeur spectrale des impulsions. La phase spectrale de l'impulsion est mesurée en sortie du compresseur.

Le montage de la mesure de la phase spectrale est du type Mach-Zehnder. L'impulsion optique est dédoublée au moyen d'un polariseur et d'une lame $\lambda/2$ pour ajuster l'énergie. Le premier bras (trait continu) est constitué d'une ligne à retard, permettant d'ajuster le retard temporel entre les impulsions courtes et l'impulsion longue, et d'un Michelson compensé créant les deux impulsions courtes. Ce Michelson est composé d'une lame séparatrice et

compensatrice pour équilibrer les phases spectrales des deux impulsions courtes. Le second bras (trait pointillé) est constitué d'un étireur comprenant deux réseaux de 1200 traits par millimètre travaillant en double passage à 58° en incidence et à 18 cm de distance.

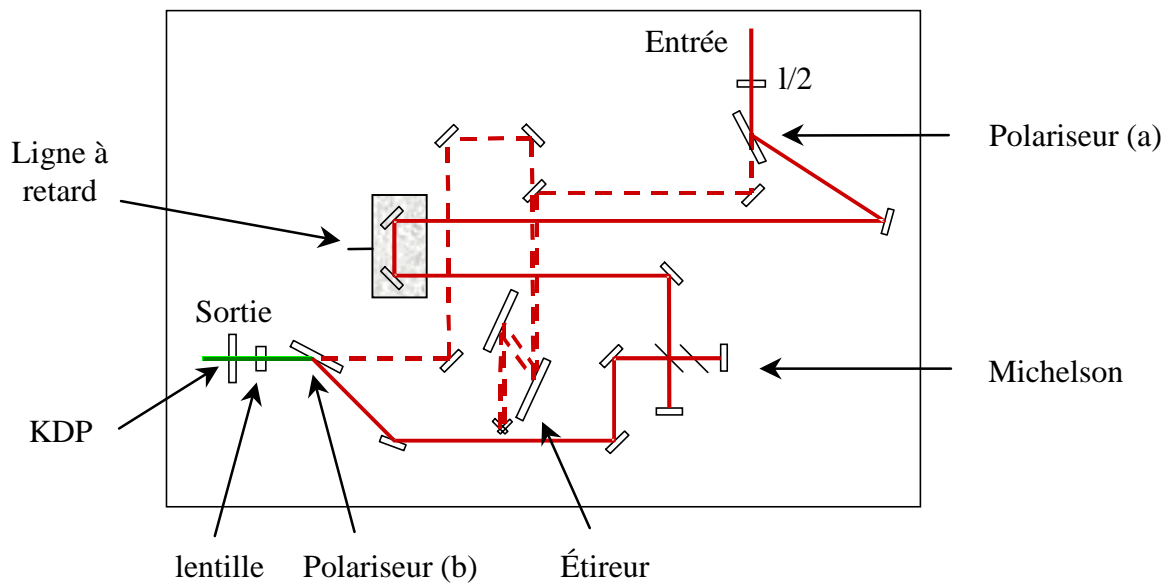


Figure 6-1 : schéma expérimental de la mesure de la phase spectrale de l'impulsion

Rappelons que la phase spectrale de l'impulsion $\varphi(\omega)$ est donnée par la relation suivante :

$$\varphi(\omega) = \int \frac{\Phi(\omega) - \omega\tau}{\delta\omega} d\omega,$$

avec $\Phi(\omega)$ la phase spectrale du signal en sortie de l'interféromètre,

$\delta\omega$ l'écart spectral entre les deux spectres convertis,

τ l'écart temporel entre les deux impulsions courtes.

La connaissance du retard temporel τ entre les deux impulsions courtes et du décalage spectral $\delta\omega$ entre les deux spectres convertis nous permet de retrouver la phase $\varphi(\omega)$ de l'impulsion.

VI.1.2 Mesure des paramètres τ et $\delta\omega$

VI.1.2.1 Retard temporel τ entre les deux impulsions courtes

La mesure du retard temporel s'effectue en analysant les franges d'interférences entre les deux impulsions courtes. La figure 6-2 présente les résultats obtenus. Les courbes (a) représentent les franges expérimentales (en trait plein) et le spectre retrouvé (en trait pointillé). La courbe (b) représente la transformation de Fourier des franges. L'axe des abscisses est le temps et la position du maximum du satellite se situe vers 2,7 ps, qui est le retard temporel entre les deux impulsions. La précision sur cette mesure est inférieure au pour-cent. Cette précision est nécessaire si l'on souhaite mesurer la phase spectrale avec une bonne précision.

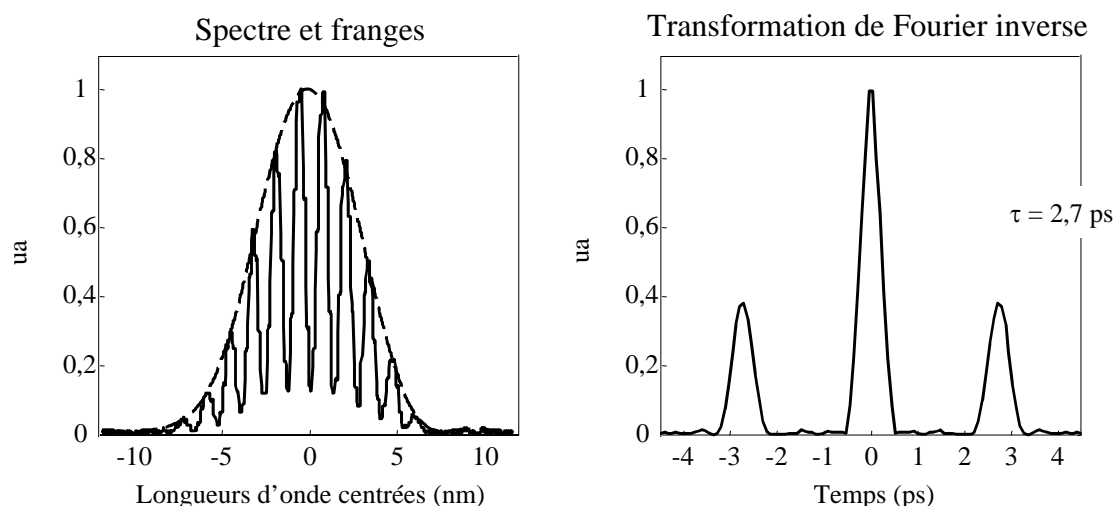


Figure 6-2 : spectre expérimental (à gauche) obtenue en cachant l'impulsion longue, et la transformation de Fourier inverse normalisée (à droite) afin de retrouver le retard temporel entre les deux impulsions courtes. Dans l'exemple choisi, ce retard temporel est de 2,7 ps comme on peut le constater par la position du satellite sur la transformation de Fourier inverse. Le contraste des franges est de 0,8, ce qui correspond à une hauteur relative du satellite de 0,4. C'est la hauteur relative du satellite calculé.

VI.1.2.2 Écart spectral $\delta\omega$ entre les deux spectres convertis

Nous cherchons maintenant à mesurer le rapport $\delta\omega/\Delta\omega$. Pour cela nous mesurons la pulsation centrale des deux impulsions converties. Nous trouvons deux valeurs ; la différence entre ces deux valeurs nous fournit $\delta\omega$ (figure 6-3). Pour augmenter la précision de cette mesure, nous effectuons une corrélation de ces signaux. Nous trouvons $\delta\omega/\Delta\omega = 0,14$. Ce rapport est conforme à ce que nous attendons puisque la durée de l'impulsion étirée est de 20 ps.

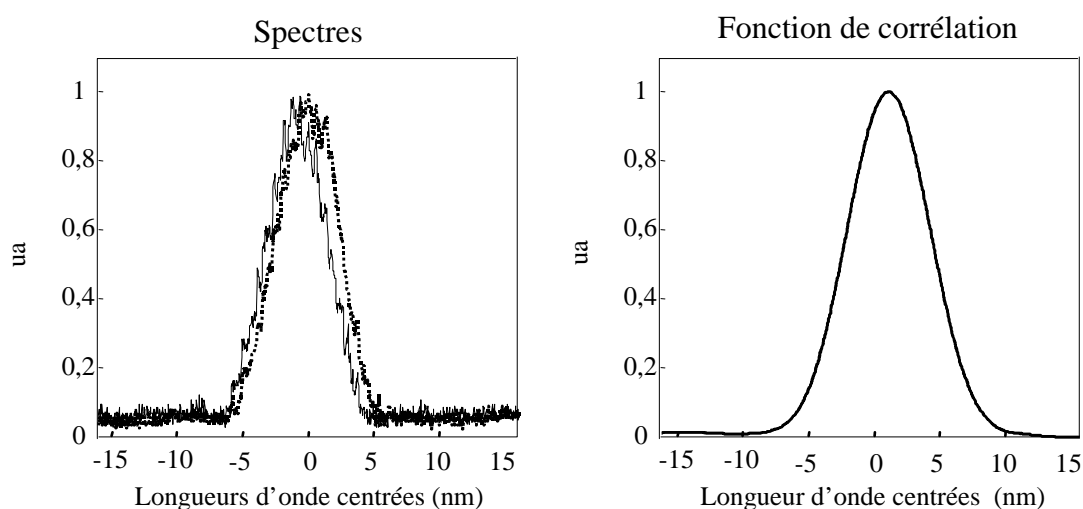


Figure 6-3 : mesure de l'écart spectral entre les spectres convertis. La figure de gauche représente les deux spectres convertis en cachant l'un puis l'autre des bras du Michelson. La figure de droite représente la fonction de corrélation des deux spectres. L'écart spectral entre les deux spectres convertis est de 0,9 nm, ce qui correspond à un rapport entre la largeur spectrale (à mi-hauteur en intensité spectrale) et cet écart de 0,14.

Munis de ces deux paramètres, nous pouvons mesurer la phase spectrale d'une impulsion.

VI.1.3 Calibration de la mesure

La mesure de phase spectrale a été dimensionnée et les erreurs intrinsèques de chaque composant élémentaire analysées afin d'effectuer la mesure dans les meilleures conditions (chapitre III.3.). L'étalonnage de la mesure peut maintenant être effectué. Le principe de la méthode de l'étalonnage de la mesure est tout d'abord présenté, puis les résultats obtenus.

Le principe de la méthode de l'étalonnage de la mesure est le suivant : nous cherchons à retrouver la phase spectrale introduite par un calibre. Ainsi, dans un premier temps, nous mesurons la phase spectrale de l'impulsion lumineuse. Puis nous insérons le calibre, nous refaisons une mesure de phase spectrale. La différence de phase entre ces deux mesures nous permet d'obtenir la phase spectrale du calibre. C'est une mesure différentielle. Le calibre est une lame de verre de 3,5 cm d'épaisseur, correspondant à une phase spectrale de $\frac{1}{2}\phi''(\omega_0)\Delta\omega_{1/2}^2 = 5 \text{ mrad}$ pour une largeur spectrale de $\Delta\lambda_{1/2} = 7,5 \text{ nm}$. Cette phase spectrale est calculée à partir du développement de Taylor. Pour le dépouillement des mesures de la phase, cette donnée correspond à un calcul des termes du développement de Taylor et non de fit polynomial pondérée par le spectre (chapitre III.2.3.5).

Du fait d'instabilités de la phase spectrale de l'impulsion, nous faisons des moyennes des mesures de la phase spectrale de l'impulsion. Les résultats sont présentés sur la figure 6-4. La courbe (a) représente les franges expérimentales. Le contraste des franges est de plus de 0,8. Les courbes (b) représentent les phases spectrales mesurées (trait pointillé) et calculée (en trait plein). C'est une différence de moyenne entre une mesure en présence et sans le calibre. Nous avons un bon accord entre ces deux phases spectrales. La mesure absolue de la phase spectrale permet de mesurer des phases inférieures à 5 mrad. Cette précision est largement suffisante pour nos applications.

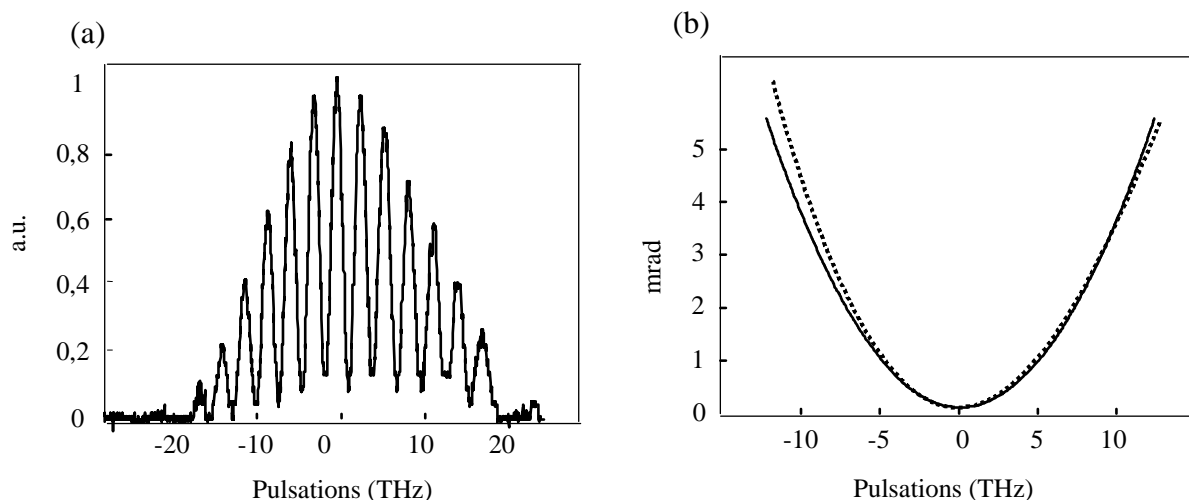


Figure 6-4 : calibration de la mesure de la phase spectrale de l'impulsion. La courbe (a) représente les franges expérimentales. Les courbes (b) représentent les phases spectrales mesurée et calculée. La courbe en trait pointillé est la mesure. C'est une différence de moyenne entre une mesure en présence et sans le calibre. La courbe en plein est la phase spectrale introduite par le calibre. Nous avons un bon accord entre ces deux phases spectrales.

Cependant cette calibration est une calibration faite en relatif provenant d'une différence entre deux mesures de phase spectrale. Pour une calibration en absolue, nous avons comparé la

trace d'autocorrélation calculée à partir de la mesure de la phase spectrale avec la trace d'autocorrélation mesurée en utilisant un autocorrélateur monocoup. Nous avons un bon accord entre la phase et la trace obtenue.

Différentes mesures de la phase spectrale d'impulsions sont ensuite effectuées.

VI.1.4 Mesure et analyse de la phase spectrale de l'impulsion

Ces mesures ont été effectuées sur une chaîne laser dont l'étirement se fait classiquement par réseaux et dont l'amplification est limitée à l'amplificateur régénératif (ce qui sera différent lorsque nous utiliserons la LIL). Nous présentons un exemple de mesure (figure 6-5) de phase spectrale de l'impulsion laser en sortie du compresseur. Pour le graphique (a), la courbe en trait continu représente le spectre retrouvé, la largeur spectrale des impulsions est 6,6 nm et les deux courbes en traits pointillés représentent deux exemples de mesure de phase spectrale de l'impulsion.

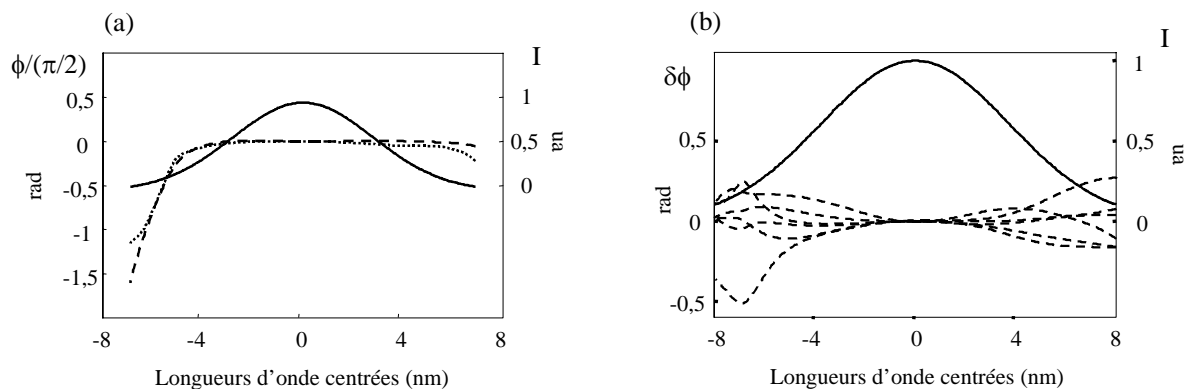


Figure 6-5 : mesure de la phase spectrale de l'impulsion laser. Pour le graphique (a), la courbe en trait continu représente le spectre retrouvé et les deux courbes en trait pointillé représentent deux exemples de mesure de phase spectrale de l'impulsion. Nous constatons une dispersion des phases spectrales mesurées. L'ensemble des courbes du graphique (b) représente les différences de phases spectrales par rapport à la moyenne de la phase spectrale. L'amplitude de ces différences est inférieure à 0,5 rad.

La décomposition de la phase spectrale est obtenue sur les coefficients de fit polynomial en pondérant la phase par le spectre. Les phases spectrales représentées sont les phases spectrales précédentes auxquels nous retirons la partie constante et linéaire. Nous constatons une dispersion des phases spectrales mesurées. L'ensemble des courbes du graphique (b) représente les différences de phases spectrales par rapport à la moyenne de la phase spectrale. L'amplitude de ces différences est inférieure à 0,5 rad (soit $2\pi/12$ équivalent à $\lambda/12$).

Nous abordons maintenant l'analyse de la mesure de la phase spectrale. Nous avons deux choix possibles pour faire cette analyse :

- calculer les profils temporels relatifs en utilisant les transformations de Fourier,
- utiliser le critère de Maréchal en calculant le rapport de Strehl.

En effet, dans le cas de faibles distorsions, montrons que l'étude de l'écart aberrant fournit des informations très utiles pour la distribution de l'éclairement temporel de l'impulsion comprimée. Le critère de Maréchal appliqué au domaine temporel, relie l'écart aberrant à la puissance crête de l'impulsion comprimée. De même, la qualité de la compression temporelle

fournie par un compresseur présentant des distorsions de phase peut s'estimer simplement à partir d'une zone, dite zone de Rayleigh, définie sur l'amplitude de la phase.

La décomposition de la phase spectrale est alors effectuée en utilisant les coefficients de Taylor. C'est à dire que les dérivées successives de la phase spectrale sont calculées pour la pulsation centrale du spectre. Ensuite, nous cherchons les coefficients correspondants aux distorsions connues de phase spectrale. Pour cela nous ajustons le terme linéaire de la phase spectrale en tenant compte du terme du troisième ordre du développement de Taylor. En effet, il existe une relation entre les termes d'ordre trois et un de la phase spectrale. Cette relation permet de minimiser l'écart quadratique moyen à la phase spectrale (cf. chapitre IV). Nous représenterons alors la phase spectrale correspondante, notamment pour l'étude de la correction de la phase spectrale (figure 6-6).

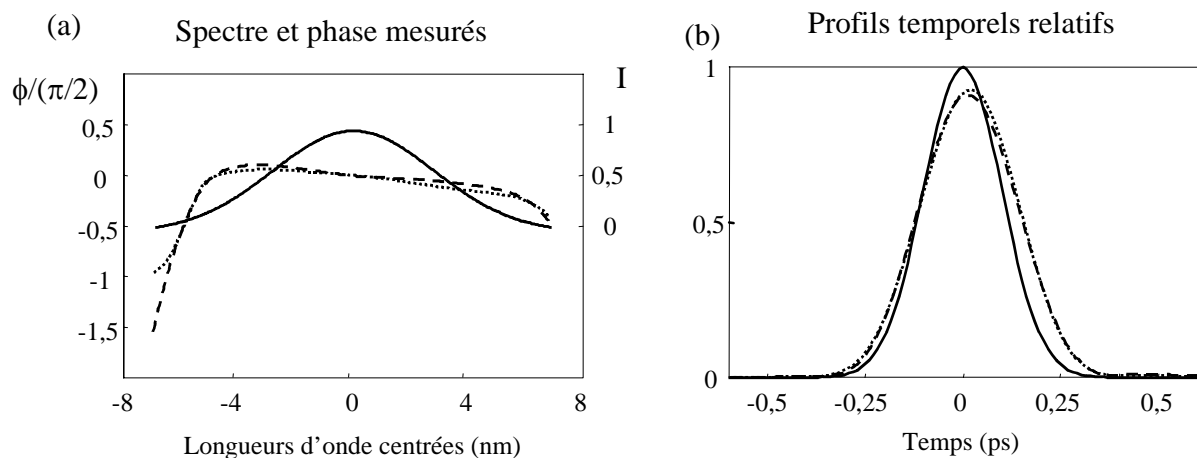


Figure 6-6 : nouvelle représentation des phases spectrales mesurés et formes temporelles correspondantes.

Le graphique (a) présente le spectre (trait continu) et les phases spectrales mesurées comparées par rapport à $\pi/2$ (trait pointillé). La graphique (b) présente les profils temporels correspondants à une phase nulle (trait continu) et aux phases spectrales mesurées (trait pointillé) en utilisant les transformations de Fourier.

Le carré de l'écart quadratique moyen de la phase spectrale à la phase spectrale nulle est de 0,08 ; ce qui correspondrait à un éclairement maximum de 92% par rapport au cas d'une phase spectrale nulle. C'est le coefficient de Strehl. Nous retrouvons un rapport entre ces deux maxima de 0,9 en utilisant les transformations de Fourier. Les durées des impulsions sont de l'ordre de 310 fs (dans le cas d'une phase spectrale nulle, nous obtenons 250 fs). L'amplitude de la phase spectrale (1,6 rad) est proche du critère de Rayleigh, $\pi/2$ équivalent à $\lambda/4$ (cf. chapitre IV). L'ensemble du spectre ne participera pas à la formation d'un pic d'éclairement et un peu d'énergie formera un halo parasite ; ce que nous constatons en observant la forme temporelle des impulsions très peu déformée.

Ainsi dans le cas de faibles distorsions, la qualification de la compression de l'impulsion peut être avantageusement être effectuée en utilisant le coefficient de Strehl.

Cette étude de la phase spectrale de l'impulsion permet de montrer la relative qualité de notre impulsion.

VI.2 Validation expérimentale du modulateur

Pour cette validation expérimentale, nous cherchons à mesurer la phase spectrale introduite par le modulateur et à la comparer à la phase spectrale théorique. Nous nous placerons dans les conditions d'application du théorème de la phase stationnaire permettant d'avoir une relation prédictive et bijective entre les modulations de phases temporelle et spectrale. L'étude portera sur la forme de la phase spectrale retrouvée et sur la linéarité de la réponse du modulateur en fonction de l'amplitude de la tension électrique appliquée aux bornes du modulateur.

Cette seconde étude nécessite une tension électrique d'amplitude suffisante (plusieurs fois la tension demi-onde) pour pouvoir la faire diminuer tout en restant détectable par le système de mesure. Les dispositifs expérimentaux utilisés sont décrits au chapitre V.2. Rappelons simplement que le modulateur de phase temporelle est placé juste après l'étireur (où il existe une relation entre le temps et les pulsations).

Dans un premier temps, nous mesurons simplement la phase spectrale introduite par le modulateur (VI.2.1). Puis, nous faisons varier le retard temporel entre les impulsions optique et électrique, la forme de la tension appliquée aux bornes du modulateur varie (VI.2.2). Enfin, nous étudions la linéarité de la réponse du modulateur (VI.2.3). Pour les deux premières études, nous mesurons une différence de phase spectrale d'une impulsion non amplifiées par interférométrie spectrale. Pour la dernière, nous mesurons la phase spectrale d'une impulsion amplifiée.

VI.2.1 Démonstration du principe du modulateur

La démonstration expérimentale du principe du modulateur s'effectue en trois temps. Dans un premier temps, nous calculons la phase spectrale introduite connaissant la forme temporelle de la tension électrique appliquée aux bornes du modulateur de phase. Puis, nous mesurons la phase spectrale introduite. Enfin, nous comparons la phase spectrale mesurée à la phase spectrale calculée.

La première étape est le calcul de la phase spectrale introduite. Tout d'abord nous mesurons la forme temporelle $V(t)$ de la tension électrique appliquée aux bornes du modulateur à l'aide d'un oscilloscope à échantillonnage rapide. Nous connaissons alors la phase temporelle introduite :

$$\Delta\psi(t) = \frac{\pi}{V_{\pi}} V(t),$$

avec V_{π} la tension demi-onde mesurée au préalable (cf. chapitre V.1.1.4).

L'amplitude de la phase appliquée permet de se placer dans les conditions de l'application du théorème de la phase stationnaire (cf. Chapitre V.1.2). Il existe, en effet, une relation bijective entre la phase temporelle et la phase spectrale pour des impulsions fortement étirées :

$$\Delta\phi(\omega) = \Delta\Psi(t(\omega)),$$

avec $t(\omega)$ le retard temporel défini par $t = -\left(\frac{d\Phi_E(\omega)}{d\omega}\right)_{\omega} = t(\omega)$

où $\Phi_E(\omega)$ est la phase spectrale introduite par l'étireur. Nous limitons le développement de la phase spectrale apportée par l'étireur en série de Taylor à l'ordre trois.

L'expression de la phase spectrale introduite s'exprime par la relation suivante :

$$\Delta\phi(\omega) = \frac{\pi}{V_{\pi}} V \left(- \left(\frac{d\Phi_E(\omega)}{d\omega} \right)_{\omega} \right).$$

La seconde étape est la mesure de la phase spectrale introduite par le modulateur de phase par interférométrie spectrale. Nous mesurons alors une différence de phases spectrales entre les deux bras de l'interféromètre. Cette mesure s'effectue en deux temps. Dans un premier temps, nous mesurons la différence de phases spectrales sans impulsion électrique ; puis nous appliquons une impulsion électrique aux bornes du modulateur. Nous calculons ensuite la différence de phases spectrales. Nous obtenons la phase spectrale introduite par le modulateur.

Le fait de faire deux mesures différentes pour retrouver la phase spectrale introduite par le modulateur de phase permet de s'affranchir de la phase spectrale introduite par l'erreur sur la calibration du spectromètre. En effet, cette phase spectrale dépend du retard temporel entre les deux impulsions optiques. Or entre deux mesures, nous ne changeons pas de retard temporel. En calculant cette différence, nous ôtons la phase venant de l'échantillonnage à pas variables de l'axe des pulsations. Cette différence de phase spectrale revient à faire une mesure de phase spectrale à retard constant (cf. chapitre III.3.2.4.3). La figure 6-7 présente les résultats obtenus.

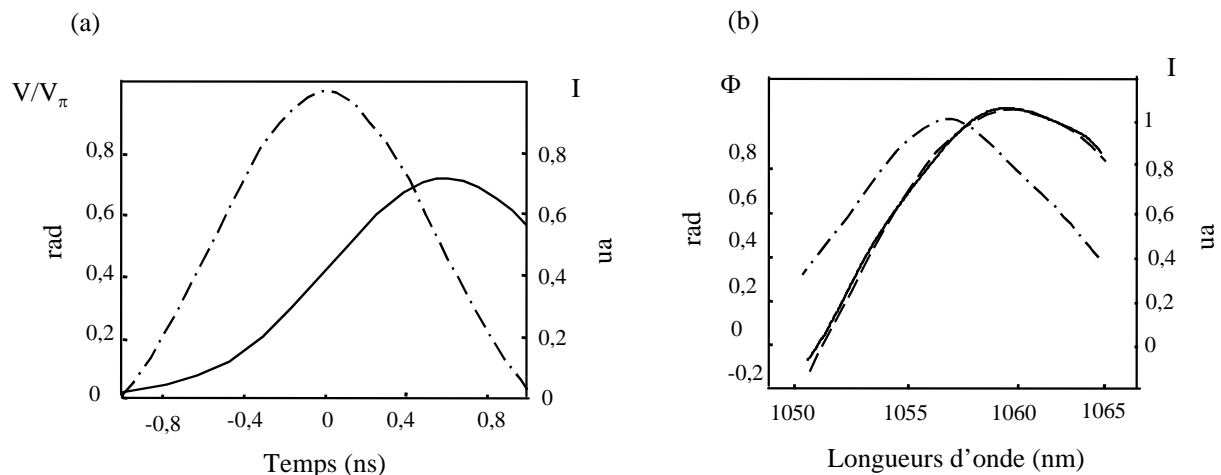


Figure 6-7 : mesure de la phase spectrale introduite du modulateur de phase. Pour l'ensemble des courbes (a), l'axe des abscisses est le temps exprimé en nanoseconde. La courbe en trait pointillé représente la forme temporelle de l'impulsion (axe à droite). La courbe en trait plein est la forme temporelle appliquée sur le modulateur de phase. Cette forme est définie selon un axe V/V_{π} . Ainsi nous avons une lecture directement en radian pour la forme temporelle appliquée. Pour l'ensemble des courbes (b), l'axe des abscisses est les longueurs d'onde exprimées en nanomètre. La courbe en trait mixte est le spectre retrouvé (axe à droite). La courbe en trait pointillé est la phase spectrale calculée tandis que celle en trait plein est la phase spectrale mesurée. Nous obtenons un bon accord entre ces deux phases. Nous connaissons la forme temporelle que nous appliquons et la relation entre les phases spectrale et temporelle ; nous pouvons calculer la phase spectrale que nous introduisons sur le modulateur.

Le graphique (a) représente à la forme temporelle de l'impulsion (en trait pointillé et axe à droite) et la forme temporelle appliquée sur le modulateur de phase (en trait plein). Cette forme est définie selon un axe V/V_{π} . Ainsi nous avons une lecture directement en radian pour la forme temporelle appliquée. Le graphique (b) représente le spectre retrouvé (trait mixte et axe à droite) et représente la phase spectrale mesurée (trait plein) ainsi que la phase spectrale mesurée (trait pointillé). Nous obtenons un bon accord entre ces deux phases [6-1]. Nous

pouvons ainsi déterminer la phase spectrale que nous apportons à l'impulsion optique connaissant la forme temporelle de la tension électrique connaissant la relation entre le temps et les impulsions (pour des impulsions fortement étirées).

Pour chaque mesure, nous avons une accumulation d'impulsions (due à la mesure de phase spectrale utilisée). Les franges ne sont pas brouillées par cette accumulation de signal ; nous en déduisons que la gigue du signal électrique par rapport au signal optique est suffisamment faible pour ne pas perturber le signal. Le retard entre l'impulsion électrique et l'impulsion optique est suffisamment stable pour ne pas modifier la phase apportée par le modulateur de phase.

Nous faisons varier la forme temporelle appliquée sur le modulateur de phase.

VI.2.2 Variation de la forme appliquée

Cette variation de phase spectrale repose sur une modification du retard temporel entre les impulsions optiques et la tension électrique. Nous utilisons pour cela une ligne à retard électrique permettant d'obtenir un retard de 70 ps pour une variation de 2 cm de la ligne à retard. Nous faisons varier le délai entre l'impulsion électrique et optique sur une plage de 200 ps. Le pas de temps choisi est de l'ordre de 40-50 ps.

Nous mesurons pour chaque retard temporel la phase spectrale introduite par le modulateur de phase (figure 6-8). L'axe des abscisses est la pulsation centrée. La courbe en noir représente le spectre retrouvé de l'impulsion, son axe est à droite. L'ensemble des courbes en couleur représente les différentes phases spectrales pour différents retards temporels. Nous voyons l'évolution de la phase spectrale introduite en fonction du retard temporel.

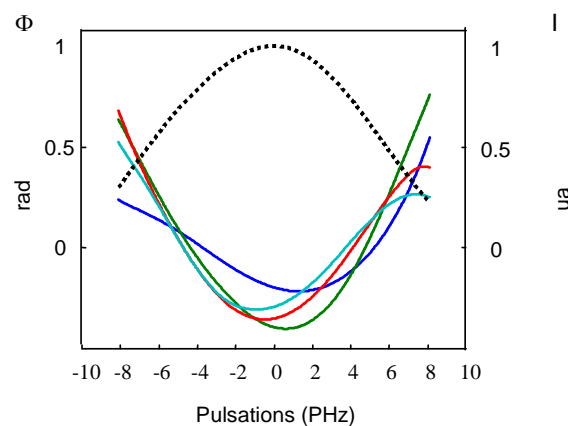


Figure 6-8 : Evolution de la phase spectrale en fonction du retard temporel entre les impulsions électrique et optique. L'axe des abscisses est la pulsation centrée. La courbe en noir représente le spectre retrouvé de l'impulsion, son axe est à droite. L'ensemble des courbes en couleur représente les différentes phases spectrales pour différents retards temporels. Nous voyons l'évolution de la phase spectrale introduite en fonction du retard temporel.

En faisant un grossissement autour des minimums de phases spectrales retrouvées, nous obtenons une mesure du délai entre deux mesures de phase spectrale (figure 6-9). La première phase spectrale mesurée est représentée en bleue (la plus à droite). Nous augmentons ensuite le retard de 50 ps. Nous mesurons une deuxième phase spectrale (la courbe en vert). Nous mesurons alors le retard entre ces deux phases spectrales. Nous choisissons de la mesurer au niveau du minimum des phases spectrales mesurées. Nous obtenons un délai de 50 ps entre

ces deux minimum. Nous retrouvons le délai introduit. Il manque une mesure de phase spectrale entre les mesures deux et trois ; le retard mesuré entre ces deux courbes est de 90 ps ; ce qui correspond au double du pas choisi. Nous obtenons un bon accord entre le délai introduit et le délai mesuré.

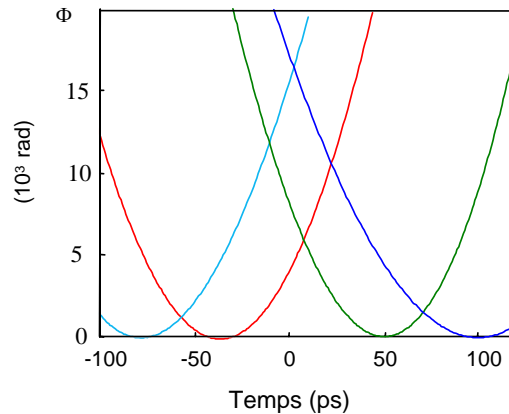


Figure 6-9 : Evolution du retard temporel entre les impulsions. Le pas de temps est de l'ordre 45 ps. Il manque une mesure de phase spectrale entre les mesures deux et trois ; le retard mesuré entre ces deux courbes est de 90 ps ; ce qui correspond au double du pas choisi.

Nous atteignons une synchronisation entre la tension électrique et l'impulsion optique d'au moins 50 ps. De plus la gigue entre ces deux signaux est suffisamment faible pour ne pas perturber le signal.

VI.2.3 Linéarité du modulateur

Nous étudions maintenant la linéarité de la réponse du modulateur en fonction de la tension appliquée aux bornes du modulateur de phase. Nous étudions pour cela l'évolution de l'amplitude de la phase spectrale mesurée en fonction de la tension appliquée sur le modulateur de phase. Nous utilisons un atténuateur que nous appliquons sur l'impulsion électrique ; nous étudions l'amplitude de la phase spectrale retrouvée en fonction de l'atténuation apportée. Pour cette étude, nous utilisons un montage expérimental différent du précédent. La mesure de phase utilisée est la mesure absolue de phase spectrale. Nous faisons une mesure différentielle (nous appliquons la même technique que lors de la calibration de la mesure absolue de la phase spectrale). Nous effectuons une première mesure en présence de la tension électrique appliquée aux bornes du modulateur et une seconde sans tension électrique. Puis, nous faisons la différence entre ces deux mesures. Il est à noter que la forme de la tension électrique est différente d'une impulsion à l'autre puisque ce générateur n'est pas synchronisable avec le train d'impulsions optiques.

Nous utilisons un générateur de forme sinusoïdale et de fréquence 1,74 GHz. La tension de sortie de ce générateur est de 10 V, ce qui correspond à une amplitude de phase spectrale de 3,9 rad compte tenu de la tension demi-onde de 8 V. Cette tension rend possible son atténuation tout en restant suffisante pour être détectée.

La première mesure de phase spectrale a été effectuée sans atténuation. Les résultats sont présentés sur la figure 6-10.

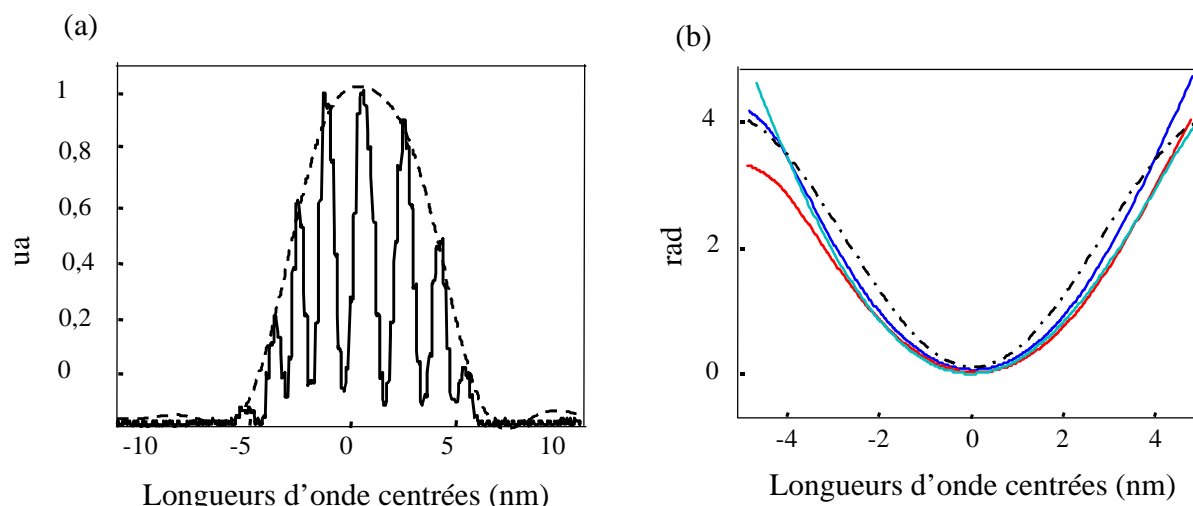


Figure 6-10 : mesure de la phase spectrale introduite par le modulateur de phase. La courbe (a) représente les franges expérimentales (trait plein) et le spectre retrouvé (trait pointillé). Notons le bon contraste des franges. courbe (b) représente un ensemble de phases spectrales mesurées (trait plein) et la phase calculée (trait pointillé). L'amplitude et la forme des phases spectrales mesurées correspondent à celle de la phase spectrale introduite.

Nous faisons une nouvelle mesure de phase spectrale en ajoutant un atténuateur sur la tension électrique. Nous diminuons par deux l'amplitude de la tension électrique. L'amplitude de la phase spectrale mesurée est aussi divisée par un facteur deux (figure 6-11). Pour l'indice 1, la tension électrique n'est pas atténuée tandis que l'indice 2, elle est divisée par deux. Les courbes (a) représentent les transformations de Fourier normalisées des franges. Les courbes (b) représentent les phases spectrales mesurées (trait continu) et calculée (trait pointillé). Il y a un bon accord entre les phases spectrales calculées et mesurées.

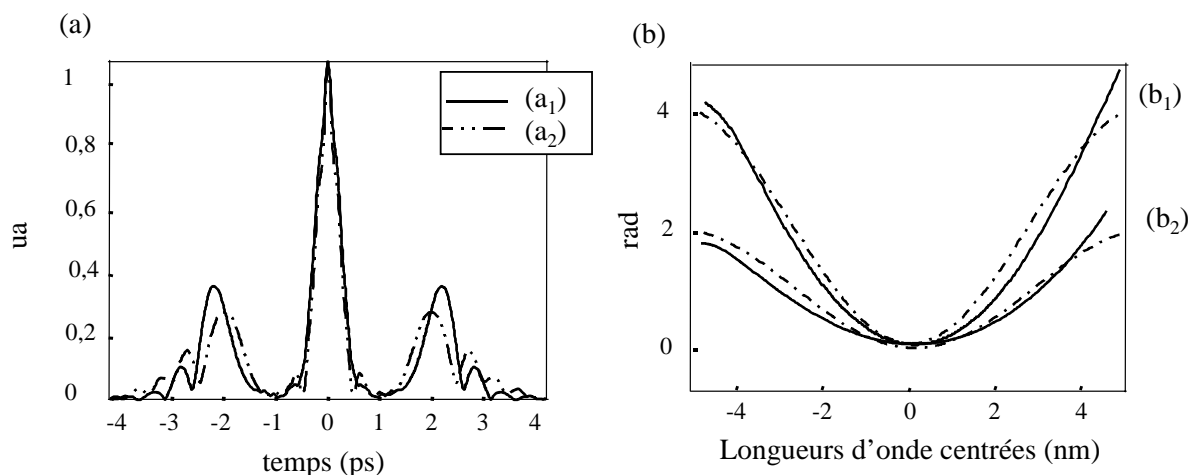


Figure 6-11 : évolution de l'amplitude de la phase spectrale retrouvée en fonction de l'amplitude de la tension électrique appliquée. Pour l'indice 1, la tension électrique n'est pas atténuée tandis que l'indice 2, elle est divisée par deux. Les courbes (a) représentent les transformations de Fourier normalisées des franges. Les courbes (b) représentent les phases spectrales mesurées (trait continu) et calculées (trait pointillé). Il y a un bon accord entre les phases spectrales calculées et mesurées.

La réponse du modulateur de phase est linéaire en fonction de la tension électrique.

VI.3 Correction de la phase spectrale

L'étude réalisée consiste à montrer la capacité du modulateur de phase temporelle à corriger des défauts de phase spectrale. Le concept de la correction de la phase est basé sur l'utilisation d'une modulation et d'une mesure absolue de phase spectrale. Nous venons d'analyser les résultats de la mesure de la phase. La démonstration de la maîtrise de la modulation de la phase spectrale en utilisant un modulateur de phase temporel vient d'être effectuée. La prochaine étape est la mise en place de la correction de cette phase. La maîtrise de la correction de la phase repose sur le contrôle de la synchronisation entre l'impulsion optique, la modulation de la phase et la mesure. La tension électrique appliquée aux bornes du modulateur sera donc celle utilisant une photodiode (voir chapitre V.2.). Elle est synchronisable avec les impulsions optiques. Dans un premier temps, la possibilité de la correction de la phase de notre laser est étudiée (VI.2.1.). Puis le schéma expérimental est décrit (VI.2.2.). Enfin, les résultats expérimentaux sont présentés (VI.2.3.).

VI.3.1 Étude de la correction de la phase

Le principe de validation de la correction de la phase spectrale de notre impulsion laser se décompose en trois étapes. Dans un premier temps, nous comprimons « au mieux » l'impulsion. Nous mesurons alors la phase spectrale correspondante. Nous nous apercevons qu'elle n'est pas entachée de défaut. Il faudra alors l'entacher d'aberration pour la démonstration expérimentale de la correction de la phase spectrale. Il est important de noter que la chaîne laser utilisée ne possède pas les mêmes éléments que la chaîne laser pétawatt en étude sur la LIL. Nous introduisons un défaut calibré adapté aux possibilités de correction et caractéristique d'un défaut à corriger sur une chaîne de puissance. La dernière étape est la correction de la phase spectrale.

VI.3.1.1 Dimensionnement de la correction

L'amplitude maximum de la tension électrique que nous pouvons appliquer aux bornes du modulateur de phase fixe les limites de la correction de la phase spectrale. La tension électrique retenue est celle provenant de la photodiode pour des raisons de synchronisation (voir chapitre V.2). Son amplitude sera alors limitée à quelques volts, ce qui nous permet d'accéder, à une amplitude de phase maximale de quelques radians, la tension demi-onde étant de 7 V. Rappelons que la mise en forme de la tension électrique est, compte tenu des moyens que nous avons, limitée à quelques formes simples.

L'amplification de la tension électrique est obtenue par trois amplificateurs électriques à large bande permettant de conserver la forme du signal en sortie de la photodiode. Les deux premiers amplificateurs sont montés en parallèle et le dernier est en série avec les deux autres. Les deux premiers amplificateurs servent d'une part à modifier la forme de la tension et d'autre part à l'amplifier jusqu'à près de 1 V. Le dernier amplificateur possède un gain de dix. La forme de la tension retenue est de forme cubique, permettant la correction d'ordre trois d'amplitude 2 rad en phase spectrale caractéristique d'un défaut de désalignement de l'incidence du faisceau sur le compresseur. La prochaine étape est l'introduction de ce défaut de phase. La forme cubique est obtenue en faisant la différence entre les tensions sortant des deux premiers amplificateurs (figure 6-12).

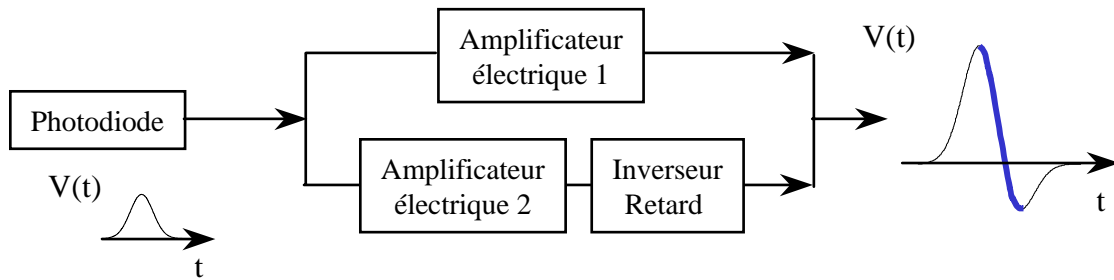


Figure 6-12 : formation de la forme de la tension électrique.

VI.3.1.2 Introduction du défaut de phase

Différents choix sont possibles pour l'introduction de ce défaut : une lame de verre, un dérèglement du compresseur. Dans le cas d'une lame de verre, la phase spectrale introduite est $\frac{1}{6}\phi'''(\omega_0)\Delta\omega_{1/2}^3 = 0,5 \text{ rad}$ pour un mètre de verre et une largeur spectrale à mi-hauteur en

intensité spectrale de $\Delta\lambda_{1/2} = 7,5 \text{ nm}$. L'ordre trois de la dispersion du verre est donc beaucoup trop faible pour permettre l'introduction du défaut de phase. De plus, elle s'accompagne d'un ordre deux très important 1,4 rad dans les mêmes conditions. Il faudrait alors ajuster la distance entre les réseaux pour la compenser.

C'est la seconde solution qui a été retenue. Les paramètres choisis sont la distance entre les réseaux ainsi que l'angle d'incidence sur les réseaux (tout en les conservant parallèles pour produire une onde homogène) [6-2]. Les paramètres initiaux des réseaux du compresseur sont les suivants : une densité de 1740 traits par millimètre, un angle d'incidence de 63° et une distance entre les deux réseaux $L = 70 \text{ cm}$ (géométrie double passage). Afin d'introduire la phase spectrale recherchée, les nouveaux paramètres sont un angle d'incidence de $63^\circ 01' 48''$ et une augmentation de la distance de 3 mm. La différence entre les angles d'incidence est faible et nécessitera un réglage soigneux. Nous étudions le schéma expérimental.

VI.3.2 Schéma expérimental

La mesure de phase spectrale est la mesure absolue, effectuée sur une impulsion amplifiée. Le modulateur de phase intégré est placé avant l'amplificateur régénératif, sa puissance optique admissible étant limitée. De plus, sa puissance électrique moyenne étant restreinte, il ne sera activé que sur une plage temporelle de 40 ms. Le taux de récurrence des impulsions est différent dans le modulateur de phase et au niveau de la mesure de phase. Ainsi, l'expérience se sépare en deux parties qui diffèrent par leur énergie et par leurs taux de récurrence :

- la première : basse énergie et deux taux de récurrence 76 MHz ou 40 ms. Cette partie est constituée de l'oscillateur, de l'étireur et du modulateur de phase.
- la seconde : haute énergie et deux taux de récurrence possibles 10 Hz ou monocoup ; cette partie contient l'amplification, la compression et la mesure de phase.

Dans un premier temps, la synchronisation de l'impulsion électrique ; puis le schéma expérimental complet est présenté.

VI.3.2.1 La synchronisation

La synchronisation (figure 6-13) consiste à mesurer la phase spectrale de l'impulsion optique qui a été modulée. Le taux de récurrence en sortie de l'amplificateur régénératif est de 10 Hz ; ce qui correspond à une impulsion optique toutes les cents millisecondes.

Le signal de synchronisation choisi est le même que celui utilisé pour la synchronisation du générateur de tension électrique (cf. chapitre V.2.2.3). Ce signal est synchrone de l'impulsion optique amplifiée. Son taux de récurrence est de cinq secondes. Ce signal, avancé de 80 ms, va déclencher l'ouverture de l'obturateur permettant la modulation des impulsions et permettre l'acquisition du signal de mesure de phase spectrale. Ce temps de décalage correspond à l'écart temporel entre deux impulsions amplifiées auquel nous retirons la moitié du temps d'ouverture de l'obturateur. Ainsi, l'impulsion optique qui doit être amplifiée correspond à la moitié du temps d'ouverture de l'obturateur.

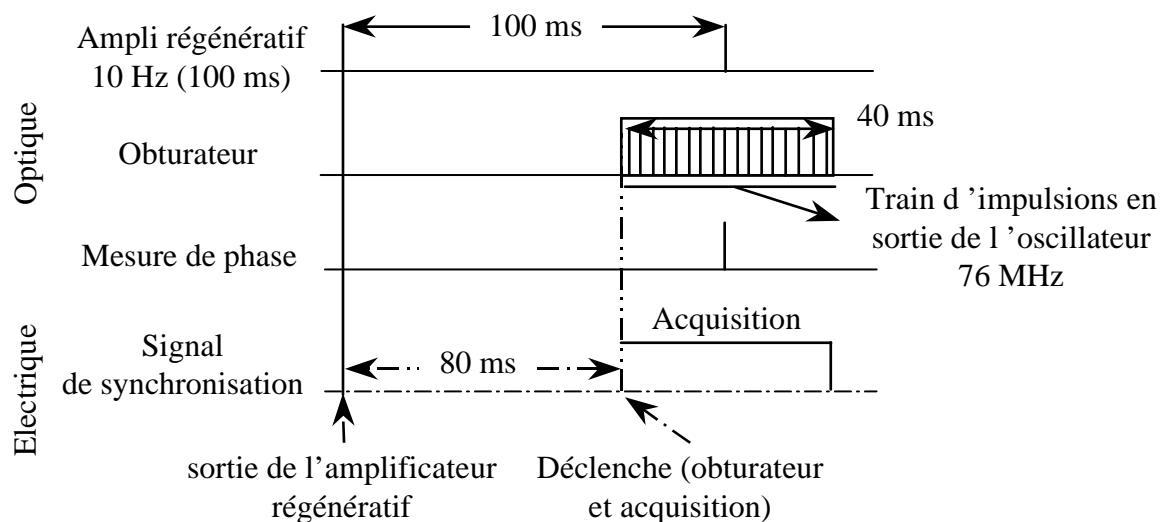


Figure 6-13 : chronogramme. Toutes les cinq secondes l'amplificateur régénératif délivre un signal de synchronisation, qui avancé de 80 ms, active l'obturateur et l'acquisition de la mesure (synchronisation lente) sur l'impulsion suivante.

Le signal de synchronisation en sortie de l'amplificateur permet de moduler (respectivement de mesurer) la prochaine impulsion qui entrera (respectivement sortira) de l'amplificateur.

VI.3.2.2 Schéma expérimental

Un schéma expérimental de l'expérience est représenté sur la figure 6-14.

L'oscillateur délivre des impulsions d'énergie 1 nJ de longueur d'onde centrale 1,053 nm et de durée environ 100 fs. Ces impulsions sont allongées temporellement jusqu'à 1 nanoseconde dans un étireur classique à réseaux. Les impulsions optiques traversent ensuite le système anti-retour (protégeant le modulateur de phase) ; puis l'amplificateur régénératif ; leur énergie de sortie est de l'ordre de 2 mJ. Elles sont alors comprimées à 250 fs. Nous opérons enfin à la mesure de la phase spectrale des impulsions.

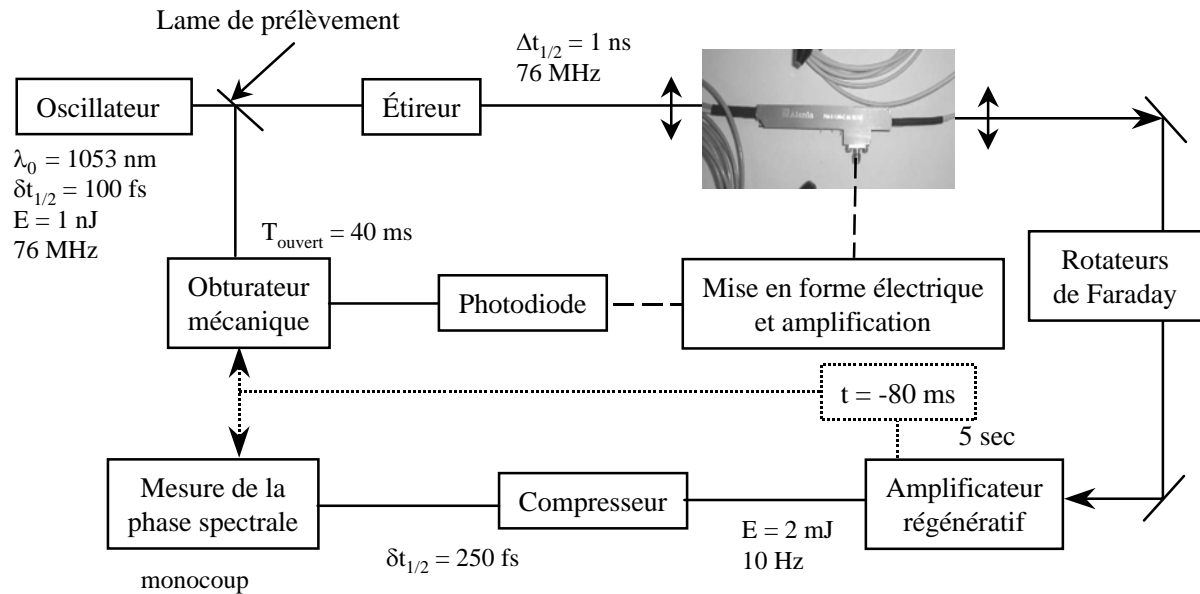


Figure 6-14 : schéma expérimental comprenant les composants optiques (trait plein), la tension électrique (trait pointillé) et le signal de synchronisation (trait mixte).

VI.3.3 Résultats expérimentaux

L'étude réalisée consiste à montrer la capacité du modulateur à corriger les défauts de phase spectrale introduits. Elles se découpent suivant les trois phases exposées précédemment :

- mesure de la phase initiale (VI.3.3.2),
- introduction du défaut de phase (VI.3.3.3),
- correction de la phase (VI.3.3.4).

VI.3.3.1 Contexte

Cette étude expérimentale a dû se dérouler en un laps de temps inférieur au mois (fermeture du laboratoire de Limeil et déménagement des installations à Bordeaux). L'analyse des résultats s'est effectuée a posteriori plusieurs mois après les expériences sans possibilité de réaction. Nous avons donc analysé scrupuleusement les résultats expérimentaux pour en extraire l'interprétation et ainsi pu démontrer la validité du concept de correction de la phase spectrale en utilisant un modulateur de phase temporelle.

VI.3.3.2 Phase initiale

La première étape de correction est la mesure de la phase spectrale initiale de l'impulsion. Pour cette mesure, nous ajustons la distance entre les réseaux afin d'obtenir la durée la plus courte possible. Les résultats sont présentés sur la figure 6-15. La représentation choisie pour la phase spectrale est celle utilisée pour la mesure et l'analyse de la phase spectrale de l'impulsion (VI.1.4).

L'amplitude de la phase spectrale est de 1,3 rad pour l'ensemble du spectre ; elle est inférieure au critère de Rayleigh, $\pi/2$ équivalent à $\lambda/4$ (cf. chapitre IV). L'ensemble du spectre participera à la formation d'un pic de puissance et peu d'énergie formera un halo parasite (cf. chapitre IV.4.2.) ; ce que nous constatons en observant la forme temporelle des impulsions.

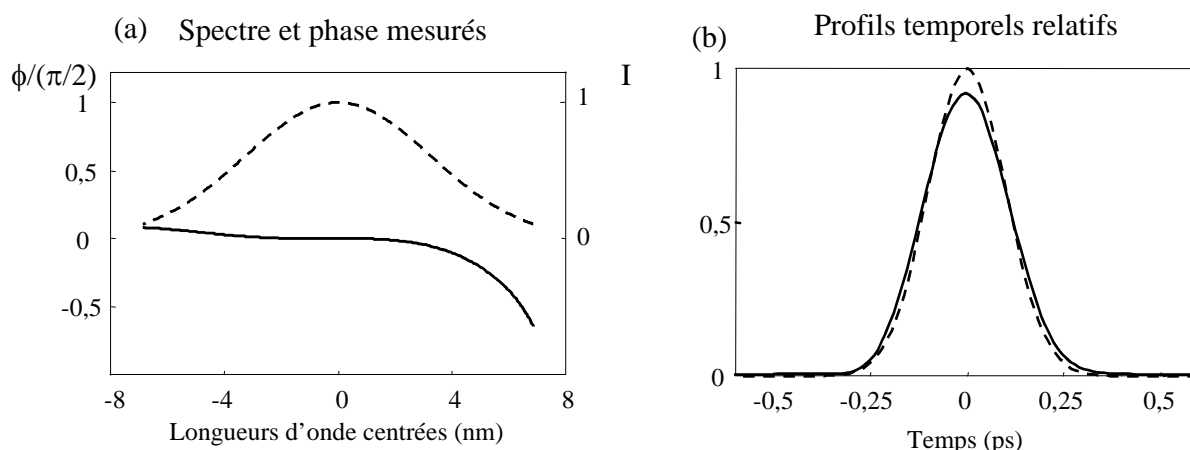


Figure 6-15 : résultats de mesure de la phase spectrale initiale de l'impulsion. Le graphique (a) représente le spectre (trait pointillé) et la phase mesurée (trait plein). Le graphique (b) représente les profils temporels correspondants à une phase nulle (trait pointillé) et à la phase spectrale mesurée (trait plein).

Le carré de l'écart quadratique moyen de la phase spectrale à la phase spectrale nulle est 0,01. Nous devrions alors obtenir 99% pour la puissance maximale par rapport à la puissance avec une phase spectrale initiale nulle. Expérimentalement, le rapport entre ces deux maxima est 0,92. Le rapport entre les deux maxima des traces d'autocorrélation reconstruites est 0,86. La largeur spectrale des impulsions est de 7,5 nm à mi-hauteur en intensité spectrale. La durée théorique des impulsions est de 220 fs et nous obtenons 250 fs.

La phase spectrale de l'impulsion n'est pas entachée de défaut suffisant pour entrevoir sa correction sans introduire de défaut de phase spectrale.

VI.3.3.3 Introduction du défaut de phase

Nous appliquons le dimensionnement effectué sur les réseaux du compresseur. La mesure de la phase spectrale après ces modifications est présentée sur la figure 6-16.

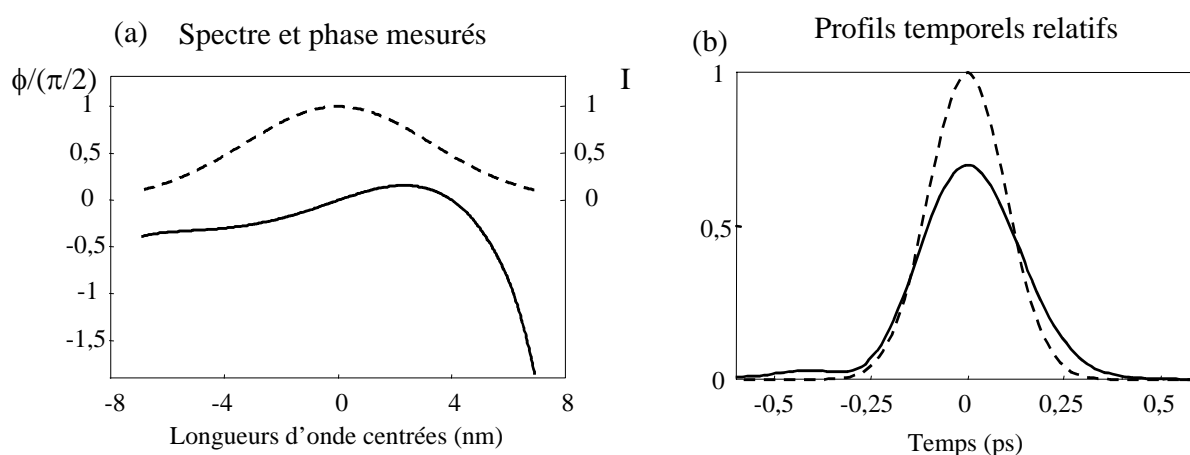


Figure 6-16 : résultat de l'introduction du défaut de phase. Le graphique (a) représente le spectre (trait pointillé) et la phase mesurée (trait plein). Le graphique (b) représente les profils temporels correspondants à une phase nulle (trait pointillé) et à la phase spectrale mesurée (trait plein).

L'amplitude de la phase spectrale est de 2,8 rad pour l'ensemble du spectre. Cette amplitude est supérieure au critère de Rayleigh. Le profil temporel correspondant présente des rebonds (ou halo parasite) dû au terme du troisième ordre de la phase spectrale. Le carré de l'écart quadratique moyen de la phase spectrale à une phase spectrale nulle est 0,22. Nous devrions alors obtenir 78% pour la puissance maximale par rapport à la puissance avec une phase spectrale initiale nulle. Expérimentalement, le rapport entre ces deux maxima est 0,70.

Le rapport entre les deux maxima des traces d'autocorrélation reconstruites est 0,53. La largeur spectrale des impulsions est de 7,5 nm à mi-hauteur en intensité spectrale. La durée des impulsions est 290 fs.

Nous abordons maintenant la dernière étape de correction de la phase spectrale : l'application de la tension de correction aux bornes du modulateur de phase.

VI.3.3.4 Correction du défaut de phase

Nous venons de montrer que nous sommes capables d'introduire un défaut de phase spectrale comparable à celui rencontré sur chaîne et compatible avec la modulation que nous sommes en mesure d'introduire pour compenser ce défaut. Nous avons alors effectué des tirs avec et sans correction. Les premières acquisitions ont montré une répartition inattendue des résultats. Certaines mesures montraient une absence de correction. Nous avons attribué le défaut de correction à la spécificité du mode de fonctionnement de l'amplificateur régénératif. En effet, l'extraction de l'énergie peut se faire dans le type de cavité de l'amplificateur régénératif soit à énergie fixe soit à nombre d'aller-retour fixe de l'impulsion. Le premier mode (à énergie fixe) permet de garantir une stabilité en énergie dans une chaîne de puissance. Le second (à temps fixe) autorise la synchronisation de plusieurs chaînes de puissance. Nous avons donc deux choix possibles : soit une gigue en temps, soit une gigue en énergie. La phase acquise par l'impulsion dépend du nombre d'aller-retour via la dispersion de l'indice (il est important de noter que la phase spectrale liée à la dispersion de l'indice est négligeable dans notre cas : relative faible largeur spectrale des impulsions) et par ailleurs de l'énergie extraite via les effets non-linéaires. Cependant, comme nous n'étions pas couplés à une autre chaîne de puissance, notre choix s'était porté sur le mode de fonctionnement à énergie fixe (le mode de fonctionnement existant de l'amplificateur régénératif).

Nous sommes donc passés au second mode de fonctionnement (temps fixe), pour nous affranchir de la variation tir à tir de la dispersion chromatique apportée par l'amplificateur régénératif. Cependant pour limiter la fluctuation éventuellement due aux effets non linéaires, nous n'avons sélectionné que les tirs présentant le même niveau d'énergie. Les résultats, qui ont suivi ce changement, n'ont montré aucune corrélation entre la modulation appliquée et la mesure effectuée. Ce n'est qu'après la campagne expérimentale que nous nous sommes rendus compte qu'un défaut de synchronisation entre le système d'acquisition et le système de mesure avait été introduit lors du changement du mode de fonctionnement de l'amplificateur régénératif rendant inexploitable cette dernière campagne.

Nous avons alors repris les résultats de la première étape et procédé à une analyse statistique. Nous avons effectué des moyennes sur les tirs sans et avec modulations. Nous avons vérifié que la différence entre deux mesures correspond à la phase introduite (figure 6-17). En fait, elle correspond à la forme de la tension appliquée au modulateur de phase avec un défaut de synchronisation entre la tension électrique et l'impulsion optique expliquant que la correction

n'est pas parfaite. Nous avons introduit un retard trop important entre ces deux grandeurs d'environ 250 ps.

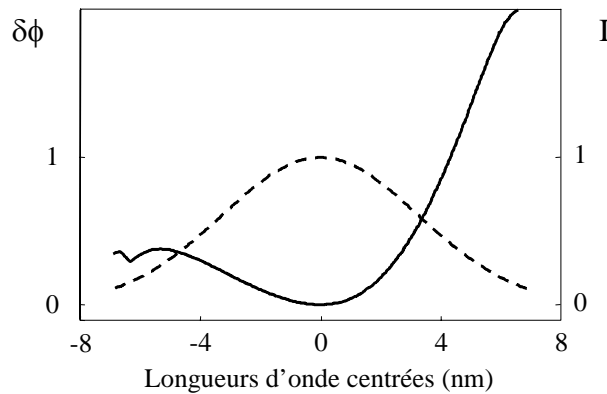


Figure 6-17 : différence de phases spectrales pour des impulsions corrigées et non corrigées (trait plein). Cette différence de phase correspond à la forme de la tension mesurée aux bornes du modulateur.

La nouvelle amplitude de la phase spectrale corrigée est $\pi/2$ pour l'ensemble du spectre (figure 6-18). Cette amplitude correspond au critère de Rayleigh. Nous avons diminué l'amplitude de la phase résiduelle et l'amplitude des rebonds présents sur la forme temporelle des impulsions. Le carré de l'écart quadratique moyen de la phase spectrale à la phase spectrale nulle est 0,05. Nous devrions alors obtenir 95% pour la puissance maximale par rapport à la puissance avec une phase spectrale initiale nulle. Expérimentalement, le rapport entre ces deux maxima est 0,85. Le rapport entre les maxima des traces d'autocorrélation est 0,73.

L'application de la correction sur l'impulsion a eu plusieurs effets sur le profil temporel et la trace d'autocorrélation (figure 6-19).

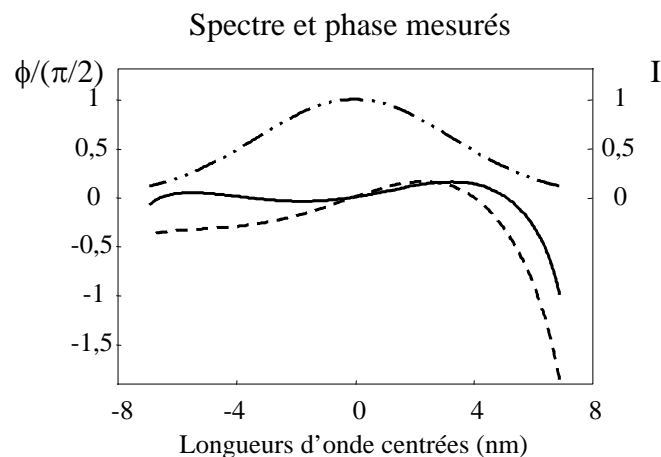


Figure 6-18 : résultats de la correction de la phase en appliquant une tension aux bornes du modulateur. La courbe en trait mixte représente le spectre des impulsions. L'amplitude de la phase spectrale avant correction (trait pointillé) est supérieure au critère de Rayleigh tandis qu'après correction (trait plein), elle est inférieure au critère de Rayleigh.

Nous comparons maintenant les cas d'une phase spectrale avec et sans l'application de la tension électrique aux bornes du modulateur de phase :

- la durée des impulsions a diminué de près de 10%,
- le rapport entre les valeurs maximales des traces d'autocorrélation est de 1,4 ;
- celui des profils temporels est de 1,2, en utilisant les écarts quadratiques moyens à la phase spectrale calculée ce rapport est aussi de 1,2 ;
- et le rapport des rebonds présents dans les formes temporelles de 3,6 ; leur hauteur relative passe de 0,0043 sans correction à 0,0012 avec correction (calculé avec des formes temporelles normalisées).

Nous avons ainsi obtenu une amélioration du contraste dans le rapport 4,3.

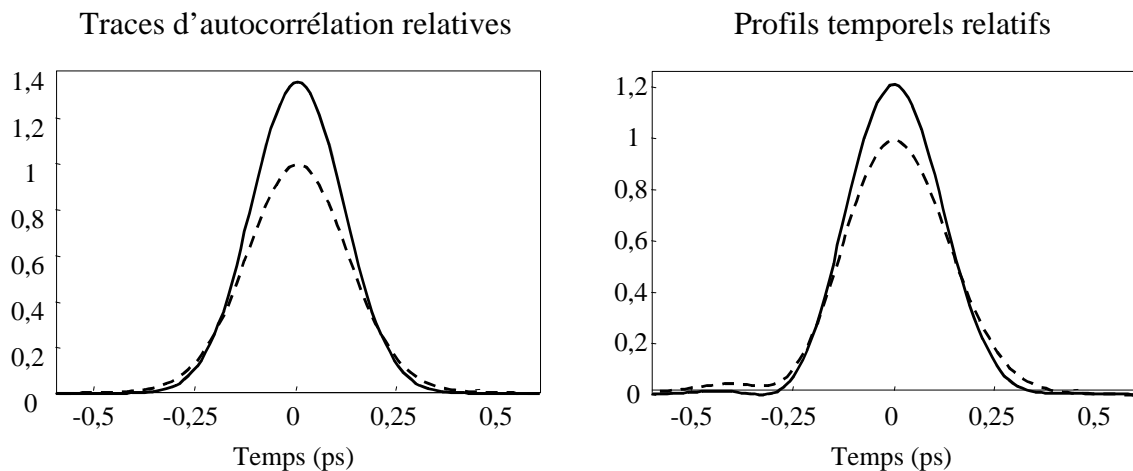


Figure 6-19 : évolution de la trace d'autocorrélation reconstruite et du profil temporel. Les courbes en trait pointillé représentent les grandeurs sans correction et celles en trait continu avec correction.

Les résultats de correction obtenus sont encourageants car il sont en adéquation avec les résultats théoriques mais ils ne sont pas optimisés car nous avons travaillé en aveugle pour les raisons précédemment évoquées. La prochaine étape expérimentale de la correction de la phase spectrale est sa stabilisation pour une démonstration plus spectaculaire.

En conclusion, nous avons montré :

- la relative qualité de notre impulsion laser,
- dans le cas de faibles distorsions, la qualification de la compression de l'impulsion peut être avantageusement effectuée en utilisant le coefficient de Strehl (lié au critère de Maréchal),
- la démonstration expérimentale de la relation bijective et prédictive entre les modulations de phases spectrale et temporelle pour des impulsions fortement étirées (dans les conditions d'application du théorème de la phase stationnaire),
- la linéarité de la réponse du modulateur de phase en fonction de l'amplitude de la tension électrique appliquée,
- la validité du principe de correction de la phase spectrale en utilisant un modulateur de phase temporelle pour des impulsions fortement étirées.

VII. Correction de la phase non linéaire par modulation de la phase temporelle dans la technique CPA

VII.1 INFLUENCE DES EFFETS NON LINEAIRES DANS LES DOMAINES SPATIAL ET TEMPOREL	141
VII.1.1 <i>Domaine spatial</i>	141
VII.1.2 <i>Domaine temporel</i>	143
VII.2 CORRECTION DE LA PHASE NON LINEAIRE TEMPORELLE	144
VII.2.1 <i>Principe de correction des phases</i>	144
VII.2.2 <i>Forme temporelle de l'intégrale de rupture</i>	145
VII.2.3 <i>Correction effective</i>	146
VII.2.3.1 Conditions initiales	146
VII.2.3.2 Correction de la phase statique	147
VII.2.3.3 Correction de l'intégrale de rupture	147

VII. Correction de la phase non linéaire par modulation de la phase temporelle dans la technique CPA

Les lasers ultra-intenses représentent une voie de recherche extrêmement prometteuse pour explorer la physique de l'interaction laser-matière. La prochaine génération de chaîne de puissance devrait produire des impulsions ayant une puissance de l'ordre de la dizaine de pétawatt correspondant à des énergies supérieures au kilojoule pour une durée dans le domaine picoseconde. La focalisation de ces impulsions devrait permettre de générer de très hautes intensités (10^{22} W/cm²) en monocoup. Afin d'atteindre de telles intensités, les principaux mécanismes physiques à maîtriser sont :

- la phase spectrale correspondant à la dispersion des matériaux et à la différence de phase introduite entre l'étireur et le compresseur,
- le rétrécissement spectral par le gain,
- l'effet Kerr correspondant à une phase non linéaire encore appelée « intégrale de rupture » :

$$\phi_B(x, y, t) = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 \int_0^L I(x, y, z, t) dz$$

avec $I(x, y, z, t)$ l'éclairement,
 n_2 l'indice non linéaire du milieu,
 L la longueur du milieu traversé.

Les conséquences de cette phase non linéaire sont en général traitées séparément dans les domaines spatial et temporel : $\phi_B(x, y)$ et $\phi_B(t)$. Ce terme $\phi_B(t)$ devient spécifique dans le cas d'une technique CPA (Chirped Amplified Amplification). En effet, lorsque l'impulsion est étirée (nous avons une correspondance entre les pulsations ω et le temps t), la phase temporelle $\phi_B(t)$ devient une phase spectrale $\phi_B(\omega)$. Elle va donc modifier la compression (élargissement) de l'impulsion et diminuer la puissance du faisceau.

L'objectif retenu est d'atteindre une plage d'énergie de 1 à 10 kJ. Dans cette gamme de variation, le rétrécissement spectral par le gain influe très peu [7-1] ou est compensé par des filtres spectraux. Pour des problèmes d'exploitation, l'ensemble des plaques amplificatrices est traversé par le faisceau même à bas flux. Les distorsions de la phase spectrale sont alors, elles, indépendantes de l'énergie. Il apparaît que seul l'effet Kerr va dépendre de façon directe de l'éclairement de l'impulsion. Ce point devient alors critique pour des installations kilojoule/pétawatt. En effet la solution généralement utilisée sur les installations CPA (pour limiter les effets non linéaires) est l'augmentation de la durée étirée. Ces solutions nécessitent une augmentation de la distance entre les réseaux de compression et une augmentation de la dimension transverse des réseaux. Pour la chaîne PW de la LIL, cette solution ne peut être retenue, car le point de fonctionnement nominal (1 kJ et $\phi_B = 1,3$ rad (cf. chapitre II)), nous

donne un compresseur de 6 m de long et des réseaux de 800 mm (dimension technologique maximale). Une des solutions qui peuvent nous permettre d'obtenir des puissances plus importantes (5 PW) est de pouvoir corriger les effets non linéaires, avant compression de l'impulsion, pour éviter le transfert des modulations de phase en modulation d'amplitude.

Nous proposons dans ce chapitre une technique qui permet de corriger sur le tir lui-même la phase non linéaire temporelle sans augmenter la durée étirée donc sans modifier la compression de l'impulsion. Le premier paragraphe sera consacré à l'influence des intégrales de rupture dans les domaines spatial et temporel afin de trouver ce qui limite, en dehors de la tenue au flux des réseaux, l'énergie en sortie de la chaîne amplificatrice (VII.1). Nous envisagerons alors les corrections adaptées pour l'intégrale de rupture. Ainsi, en ce qui concerne la correction dans le domaine spatial, les effets indésirables de l'autofocalisation à petite échelle peuvent être éliminés en utilisant des filtrages spatiaux et les effets à grande échelle par un ajustement de la distance de focalisation. Pour le domaine temporel, nous montrerons qu'une modulation de phase temporelle permet de corriger la phase non linéaire accumulée. Cette modulation devrait non seulement permettre de mieux comprimer l'impulsion mais aussi d'amplifier plus, c'est à dire d'augmenter l'énergie disponible en fin de chaîne (VII.2).

VII.1 Influence des effets non linéaires dans les domaines spatial et temporel

Nous débutons par une description de l'intégrale de rupture dans le domaine spatial (VII.1.1) ; puis nous poursuivrons par celle dans le domaine temporel (VII.1.2). Ces descriptions nous permettent de comprendre ce qui limite les performances de la chaîne amplificatrice.

VII.1.1 Domaine spatial

L'effet Kerr induit l'autofocalisation du faisceau. Une des grandeurs caractéristiques de cet effet est l'intégrale de rupture. Pour analyser cet effet, nous distinguons deux types d'autofocalisation : à grande et à petite échelle selon que l'on s'intéresse à la forme globale du faisceau ou à ses modulations.

À grande échelle, c'est l'ensemble du faisceau qui converge (figure 7-1). Il y a donc compétition entre la diffraction qui tend à faire diverger le faisceau et l'effet Kerr qui tend à le faire converger. La puissance pour laquelle l'autofocalisation compense exactement la diffraction est la puissance critique de Talanov donnée par la relation :

$$P_c = \frac{\lambda_0^2}{8\pi n_2 n_0}.$$

La puissance critique est ainsi inversement proportionnelle à l'indice de réfraction qui caractérise la diffraction. C'est la propagation, ou plus exactement la diffraction, du faisceau qui rend possible l'autofocalisation. En effet lors de la diffraction du faisceau, il y a un transfert des modulations de la phase en modulations de l'amplitude.

La surface d'onde se déforme proportionnellement à l'éclairement et présente un déphasage par rapport à la surface d'onde de référence qui permettrait d'obtenir une tâche focale limitée par la seule diffraction. Ainsi, l'autofocalisation à grande échelle modifie la focalisation du faisceau. Pour augmenter le rendement de la chaîne et le rendement de conversion de fréquences, le profil du faisceau de la LIL et du LMJ sont uniformes. Comme la phase

apportée est proportionnelle au profil, elle ne modifie que légèrement la focalisation du faisceau.

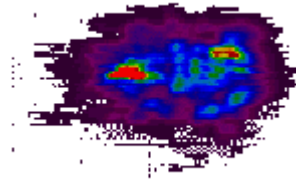


Figure 7-1 : l'observation du champ lointain c'est à dire au point de focalisation permet de voir les effets dits à grande échelle : la dégradation de la tache focale.

L'autofocalisation à grande échelle peut être corrigée soit de façon passive, soit de façon active (avec un miroir déformable par exemple). De façon passive, elle peut être corrigée en bougeant la position de la lentille de focalisation en fonction de l'énergie de sortie de la chaîne. Elle peut aussi être corrigée en insérant une lame présentant l'inverse de la phase apportée par l'effet Kerr [7-2]. Cependant cette lame devra être fonction de l'énergie de sortie de la chaîne adaptant la phase appliquée à la phase apportée.

À petite échelle, les irrégularités que présente le profil du faisceau vont créer de micro lentilles de Kerr (courbure locale du faisceau) qui vont focaliser plus ou moins vite (figure 7-2). Comme l'autofocalisation à petite échelle repose sur des irrégularités du profil spatial, l'effet est présent tout au long de la chaîne de puissance. Ces petites irrégularités sont rapidement amplifiées. La théorie de V. Bespalov et V. Talanov montre qu'elles croissent exponentiellement avec la phase non linéaire [7-3] :

$$g = \exp(\phi_B).$$

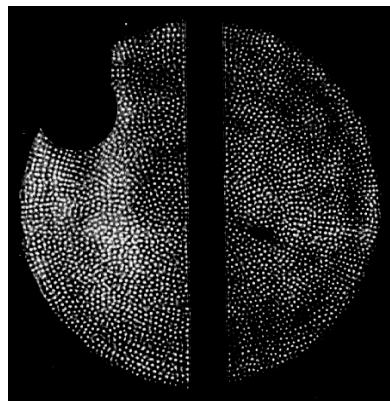


Figure 7-2 : l'observation du champ proche c'est à dire avant focalisation permet de voir les effets dits à petite échelle : la filamentation du faisceau.

Il faudra alors limiter l'intégrale de rupture à une valeur proche de l'unité pour que les effets ne deviennent pas préjudiciables. Le faisceau présenterait alors des surintensités ou points chauds. Cet effet se concrétiserait par la filamentation du faisceau. L'éclairement crête du faisceau atteindrait alors très rapidement le seuil de dommage des matériaux (amplificateurs, lentilles, ...). De plus ces surintensités limiteraient la qualité de la focalisation. En effet, les différents points chauds représentent une énergie qui n'est pas focalisable.

Cependant, les effets indésirables de l'autofocalisation à petite échelle peuvent être éliminés en utilisant des filtrages spatiaux. Les hautes fréquences spatiales (points chauds) sont filtrées

par un diaphragme placé au foyer d'un système afocal. L'intégrale de rupture ne s'accumule pas entre deux filtrages spatiaux. La limitation de sa valeur devra s'évaluer entre deux filtrages spatiaux. Ainsi, dans le domaine spatial, seule la partie de l'intégrale de rupture acquise entre le dernier filtrage spatial et l'entrée du compresseur perturbera la focalisation du faisceau. De plus le nombre de points chauds pouvant être amplifiés est proportionnel au rapport entre la puissance du faisceau et la puissance critique de Talanov.

C'est la propagation, ou plus exactement la diffraction, du faisceau qui rend possible l'amplification des irrégularités. En effet lors de la diffraction du faisceau, il y a un transfert des modulations de la phase en modulations de l'amplitude.

En résumé, dans le domaine spatial, l'autofocalisation à grande échelle peut être corrigée par des techniques passives ou actives. L'autofocalisation à petite échelle peut être annulée entre deux filtrages spatiaux. Sa valeur maximale doit cependant être limitée à 1,8 rad entre deux filtrages ; c'est la valeur retenue sur la LIL et le LMJ. Cette limite provient de la filamentation et de la tenue au flux des matériaux. C'est la première limite pour l'énergie en sortie de la chaîne amplificatrice. Nous étudions maintenant l'intégrale de rupture dans le domaine temporel pour en connaître la valeur limite.

VII.1.2 Domaine temporel

Dans le domaine temporel, on pourrait s'attendre aussi à deux types d'automodulation de phase : à petite et à grande échelle.

Dans ce domaine, contrairement au domaine spatial, pour lequel la diffraction entraine en compétition avec l'effet Kerr pour des valeurs de n_2 positives, il n'y a pas de compétition entre l'effet Kerr et la dispersion dans les matériaux. Dans le cas de l'automodulation à petite échelle, les petites irrégularités du profil temporel ne sont pas amplifiées. Au contraire, elles ont tendance à diminuer l'éclairement crête (en contribuant à augmenter la durée des impulsions).

De plus, l'effet de la diffraction est beaucoup plus important que celui de la dispersion. Il faudrait traverser beaucoup plus de matériaux dispersifs que de milieux diffractifs (comme l'air) pour transformer les mêmes modulations de phase en modulation d'amplitude. En effet, en considérant le même rapport entre les points chauds et la dimension du faisceau dans les deux domaines, le rapport entre les distances de Rayleigh (temporelle et spatiale) est de 10^{-2} . Il faudrait traverser une distance de matériaux 100 fois plus grande que celle parcourue par le faisceau dans la chaîne. Il n'y aura donc pas de transfert de modulation de phase en modulation d'amplitude pour les longueurs de matériaux traversés.

L'automodulation de phase à petite échelle n'apparaît donc pas comme une limitation des performances de la chaîne dans le domaine temporel.

Ainsi, seule est importante l'automodulation de phase à grande échelle. Elle va modifier la compression de l'impulsion (figure 7-3). Mais contrairement au domaine spatial, le profil temporel de l'impulsion n'est pas uniforme lors de l'amplification. La phase apportée par l'effet Kerr modifie alors beaucoup plus la compression qu'elle ne modifiait la focalisation. Ainsi, la limitation due à l'intégrale de rupture dans le domaine temporel sera plus forte que celle qui existe dans le domaine spatial. C'est cette contribution de l'intégrale de rupture qui limitera les performances de la chaîne amplificatrice (il est à noter que cette limite devient

une contrainte plus forte que la tenue au flux des réseaux). La correction de cette intégrale de rupture est donc nécessaire pour augmenter les performances de la chaîne. En effet la valeur de cette intégrale, qui est une valeur cumulée sur toute la chaîne, ne doit pas dépasser 1,5 rad [7-4] pour ne pas diminuer les performances de la chaîne et modifier la compression de l'impulsion. Il devient essentiel de pouvoir la corriger.

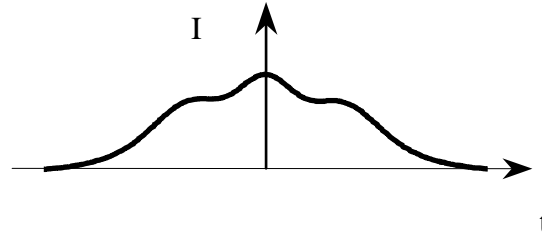


Figure 7-3 : l'observation du champ lointain c'est à dire après compression permet de voir les effets dits à grande échelle : la dégradation de la compression de l'impulsion.

L'intégrale de rupture est fonction de l'énergie de sortie, qui est différente d'un tir à l'autre. Sa correction doit être alors une correction active sur le tir qui a lieu sans avoir eu besoin de faire une mesure sur le tir précédent. Une solution pour la corriger est de bouger les réseaux du compresseur (en orientation et en distance) en fonction de l'énergie de sortie (correction active). Cette énergie étant différente à chaque tir, cela nécessite un réglage du compresseur entre chaque tir. Cette solution est difficile à mettre en œuvre expérimentalement compte tenu de la dimension des réseaux (1 m) et de leur implantation sous vide. Nous pourrions de façon équivalente bouger les réseaux de l'étireur ; mais la sensibilité de réglage ne permet pas de les bouger sans contrôle de la phase introduite. Ceci suppose donc une parfaite connaissance de la relation existante entre les pulsations et le temps pour faire correspondre la phase temporelle à introduire à une phase spectrale.

Une solution active pour la correction de l'intégrale de rupture temporelle est l'application d'une modulation de phase temporelle sur l'impulsion étirée, c'est à dire de venir corriger directement dans le domaine temporel la phase non linéaire temporelle.

VII.2 Correction de la phase non linéaire temporelle

Dans un premier temps, le principe et les étapes de la correction de l'intégrale de rupture sont détaillés (VII.2.1). Puis le profil temporel de l'intégrale de rupture est étudié pour permettre la correction (VII.2.2). Nous terminons par une démonstration numérique de la correction de l'intégrale de rupture permettant d'augmenter les performances de la chaîne (VII.2.3).

VII.2.1 Principe de correction des phases

La première étape dans l'optimisation d'une chaîne CPA est la correction des distorsions de phase dite statiques (indépendantes de l'énergie), en particulier les distorsions de phase spectrale. Elles correspondent à la dispersion dans les matériaux et des défauts d'alignement des systèmes allongeur et compresseur. En effet, ces corrections sont optimisées avec un fonctionnement de l'installation à bas flux et haute cadence par un ajustement des paramètres du compresseur. C'est une correction passive indépendante de l'amplification.

La seconde étape est l'optimisation de la chaîne à forte énergie. Dans notre étude, nous proposons de corriger par l'intermédiaire d'un modulateur de phase les défauts non linéaires

apportés lors de l'amplification tout en conservant les réglages passifs obtenus à basse énergie. Le principe de correction de l'intégrale de rupture est l'application aux bornes du modulateur de phase d'une tension correspondant au profil temporel de l'intégrale de rupture dont l'amplitude dépendra directement de l'énergie de sortie de la chaîne amplificatrice. Il est alors nécessaire d'étudier la forme temporelle de l'intégrale de rupture.

VII.2.2 Forme temporelle de l'intégrale de rupture

L'intégrale de rupture est principalement acquise pour de fort éclairement de l'impulsion. Ainsi, c'est en fin de chaîne amplificatrice que l'impulsion acquiert pour la plus grande part cette phase temporelle. Le profil temporel de l'impulsion en sortie de la chaîne amplificatrice sera donc le profil le plus proche de la forme temporelle de la phase non linéaire à corriger.

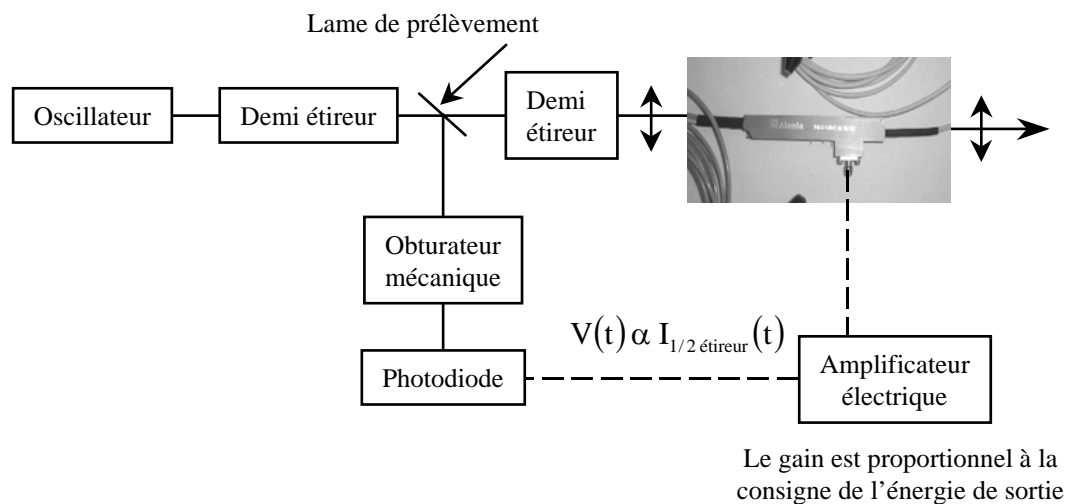


Figure 7-4 : schéma de principe de correction de la phase non linéaire temporelle, dans le cas d'une amplification non saturée et avec rétrécissement spectral par le gain.

La forme temporelle des impulsions en sortie de la chaîne est fonction de l'étirement, de la dispersion dans les matériaux et de l'amplification. Le facteur d'étirement est fixé (F de l'ordre de 5000) et la dispersion des vitesses de groupe lors de l'amplification est suffisamment faible devant la phase introduite par l'étirement pour ne pas modifier la forme temporelle des impulsions. Ainsi seule l'amplification modifie la forme temporelle des impulsions. L'énergie extraite de la chaîne amplificatrice est inférieure à l'énergie maximale que peut délivrer la chaîne ; l'amplification se fait alors sans saturation du gain, c'est à dire sans modification temporelle importante. Par contre, nous sommes en présence du rétrécissement spectral par le gain et la forme temporelle en sortie de la chaîne amplificatrice est modifiée par ce mécanisme. Dans la gamme d'amplification utilisée, le rapport des largeurs spectrales entre la sortie et l'entrée de la chaîne amplificatrice est environ de 0,4. Pour une variation d'un facteur 10 de l'amplification, ce rapport reste pratiquement constant. Ainsi, la forme temporelle des impulsions en sortie de la chaîne amplificatrice restera la même quelle que soit l'énergie disponible en fin de chaîne. On peut admettre que la forme temporelle de la phase non linéaire suit celle des impulsions en sortie de chaîne amplificatrice. Le rapport des durées des impulsions entre la sortie et l'entrée de la chaîne amplificatrice est dans le même rapport que les largeurs spectrales (0,4).

La forme temporelle des impulsions en sortie de la chaîne amplificatrice est pratiquement celle des impulsions à la moitié de l'étireur. Ainsi, la forme temporelle de la tension électrique à appliquer aux bornes du modulateur pourra être créée par une impulsion à demi

étirement (figure 7-4) par l'intermédiaire d'une photodiode et d'un amplificateur électrique. La correction de la phase non linéaire se fera alors simplement en ajustant l'amplitude de cette tension électrique en fonction de l'énergie désirée en sortie de la chaîne amplificatrice.

VII.2.3 Correction effective

Nous démontrons l'efficacité de la correction de l'intégrale temporelle de rupture pour augmenter les performances de la chaîne. Dans un premier temps, les paramètres initiaux de la chaîne sont définis (VII.2.3.1). Puis la correction statique de la phase spectrale est introduite (VII.2.3.2). Enfin, la correction de l'intégrale de rupture est effectuée (VII.2.3.3). Les résultats présentés sont obtenus par simulations numériques. Les simulations numériques prennent en compte les effets de rétrécissement spectral par le gain, de la dispersion dans la chaîne. Cette dispersion pourrait modifier la modulation apportée pour la correction de la modulation et ainsi ne pas corriger la phase apportée par l'effet Kerr. Les simulations numériques tiennent aussi compte du fait que la tension que nous appliquons aux bornes du modulateur de phase ne correspond pas exactement au profil temporel de l'intégrale de rupture en sortie de la chaîne amplificatrice. En effet le rapport entre la durée temporelle des impulsions entre la sortie et l'entrée de la chaîne est 0,4 et nous nous plaçons à 0,5 (mi-étireur) pour la correction. Cette simulation permet de se replacer au mieux dans les conditions expérimentales.

VII.2.3.1 Conditions initiales

La figure 7-5 présente la modélisation de la chaîne pétawatt. L'impulsion initiale possède un spectre de 8 nm à mi-hauteur en éclaircissement centré à $1,053 \mu\text{m}$; ce qui correspond à une durée initiale de 200 fs. Cette impulsion est étirée jusqu'à 1 ns dans un étireur classique à réseaux de 1740 traits par millimètre. Le facteur d'étirement est de $5 \cdot 10^3$. L'étape suivante est la modulation temporelle de la phase (la correction des effets non linéaires).

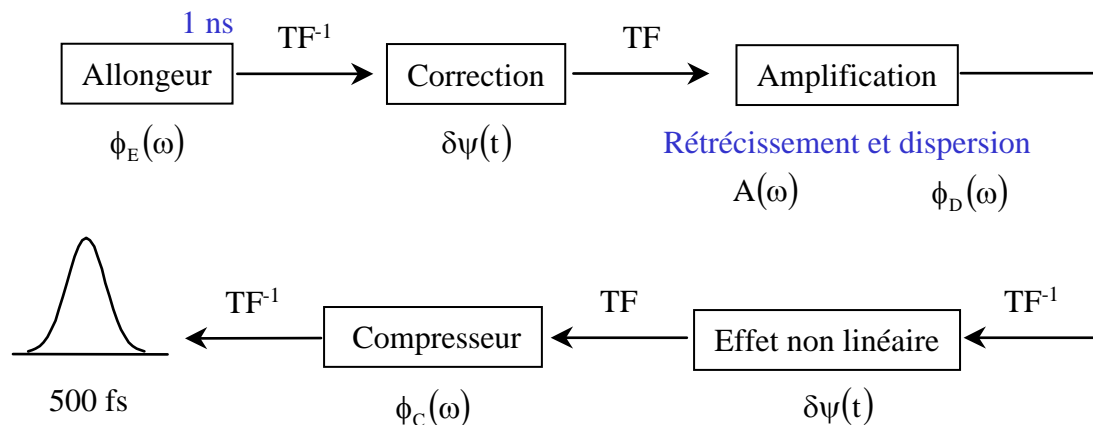


Figure 7-5 : modélisation de la chaîne pétawatt

Nous abordons ensuite l'amplification et la propagation des impulsions. Les modifications prises en compte, lors de la simulation numérique, se découpent selon les deux domaines : spectral pour l'amplification et la dispersion ; et temporel pour la phase non linéaire. Comme la phase non linéaire est principalement acquise pour une impulsion amplifiée, ce sont alors les modifications spectrales qui seront prises en compte en premier. L'amplification est supposée sans saturation et en présence de rétrécissement spectral par le gain. Puis, nous ajoutons la phase non linéaire. Enfin, l'impulsion est comprimée.

Notons que les points importants des simulations numériques sont :

- la chaîne est constituée d'une succession de contributions spectrale et temporelle. Entre ces deux domaines nous avons procédé par transformation de Fourier,
- l'impulsion est étiré jusqu'à la nanoseconde avec un pas de l'ordre de 50 fs,
- nous avons intégré deux contributions de l'amplification :
 - le rétrécissement correspondant à $A(\omega)$,
 - la dispersion correspondant à $\phi_D(\omega)$.

VII.2.3.2 Correction de la phase statique

Dans un premier temps, nous corrigeons la partie statique de la phase. C'est la phase spectrale acquise lors de la propagation dans les matériaux à bas flux (sans l'amplification et sans les effets non linéaires). La distance ainsi que l'angle d'incidence entre les réseaux du compresseur sont ajustés afin de corriger le terme du second ordre et du troisième ordre dans le développement de la phase spectrale. Ces réglages se feront sur chaîne avec un mode de fonctionnement à bas flux (pour lequel le pilote est le seul actif) et donc récurrent (1 Hz). L'utilisation de réseaux de densités de traits différents ou de géométries différentes peut également contribuer à la correction de cette phase statique [7-5].

VII.2.3.3 Correction de l'intégrale de rupture

Les résultats obtenus pour la correction de la phase non linéaire sur la forme temporelle de l'impulsion en sortie du compresseur sont maintenant présentés. Nous procédons en plusieurs étapes. Tout d'abord considérons le cas idéal d'une amplification sans effet non linéaire en tenant compte simplement du rétrécissement spectral par le gain. C'est cette forme temporelle que nous cherchons à obtenir dans le cas d'une prise en compte des effets non linéaires avec l'application de la correction. Dans le cas du rétrécissement spectral par le gain, la durée de l'impulsion en sortie du compresseur est augmentée dans le rapport inverse des pertes spectrales. Cette nouvelle forme temporelle sera celle prise pour référence (cas 1). Les résultats seront comparés à ceux obtenus pour ce cas. Notamment, les puissances maximales seront des rapports entre la puissance maximale du cas considéré par rapport à ce cas de référence.

Nous prenons maintenant en compte les effets non linéaires (cas 2). Dans notre cas, le maximum de l'intégrale de rupture B_{pic} est de 1,8 rad. Cette limite est supérieure à la limite classiquement prise pour l'intégrale de rupture ($B = 1,5$ rad). Le rapport des maxima de puissance est 0,66 et le rapport du contraste à 1 ps est environ de 1000. De plus, la durée de l'impulsion est légèrement plus grande (facteur 1,1).

Nous appliquons ensuite la correction sur le modulateur de phase : la forme temporelle appliquée est celle des impulsions à mi-étirement (cas 3). Nous retrouvons la durée idéale des impulsions. Le rapport des maxima de puissance est 0,93 et le rapport du contraste à 1 ps est environ de 100. Nous avons une amélioration de la compression de l'impulsion et de la puissance disponible après compression. La correction permet de se retrouver dans le cas où il n'y aurait pas d'effet non linéaire et la puissance est multipliée par 1,5.

Lorsque la correction appliquée aux bornes du modulateur de phase a pour forme la forme temporelle celle des impulsions en sortie de l'étireur (cas 4), elle ne permet pas de retrouver la durée initiale des impulsions et le rapport entre les puissances maximales n'est que de 0,8.

L'ensemble de ces résultats est présenté dans le tableau 7-1 et les profils temporels étant tracés sur la figure 7-6.

Puissance en sortie du compresseur	Sans effets non linéaires (cas 1 référence)	Avec effets non linéaires		
		Sans correction (cas 2)	Correction sortie étireur (cas 4)	Correction à demi-étireur (cas 3)
P_{\max}	1	0,66	0,80	0,93
Contraste à 1 ps	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$3,0 \cdot 10^{-2}$	$3,0 \cdot 10^{-2}$
Durée (fs)	570	640	680	570

Tableau 7-1 : présentation de l'ensemble des résultats de correction de la phase non linéaire de valeur maximum $B_{\text{pic}} = 1,8$ rad en tenant compte du rétrécissement spectral par le gain. La puissance est adimensionnée par rapport à celle obtenue en l'absence d'effet non linéaire.

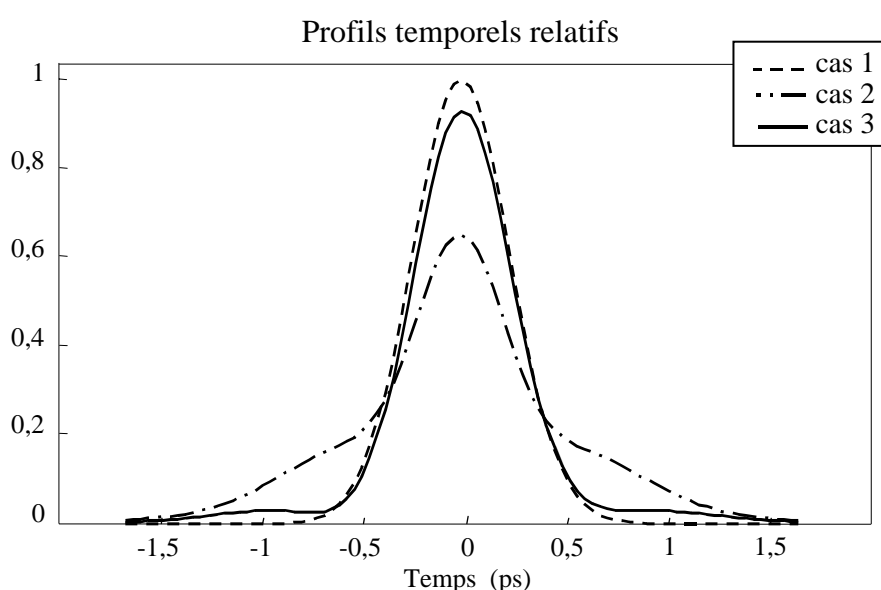


Figure 7-6 : présentation des profils temporels relatifs. Pour le premier cas, les effets non linéaires ne sont pris en compte, dans le second cas, on ajoute les effets non linéaires. Le dernier cas, on applique la correction aux bornes du modulateur de phase (cas 3).

La différence entre le cas de référence et le troisième cas (prise en compte des effets non linéaires et application de la correction à demi étireur) provient du fait que la forme temporelle appliquée aux bornes du modulateur ne suit pas celle de la phase non linéaire. Si la forme temporelle de la tension électrique appliquée aux bornes du modulateur de phase est celle de la phase non linéaire, la correction du contraste est améliorée. En fait la maîtrise du contraste repose sur la maîtrise du profil temporel sur l'ensemble de la tension électrique à appliquer aux bornes du modulateur de phase. Le contraste est un paramètre qui permet d'évaluer la quantité d'énergie dans les pieds de l'impulsion. Il est donc nécessaire, pour le contrôler, de maîtriser aussi le profil de la tension électrique au niveau des pieds de l'impulsion. Or c'est au niveau des pieds que l'information sur le profil est la plus difficilement mesurable. Il apparaît comme une conséquence que la maîtrise du contraste est la moins aisée par rapport à la durée ou les fronts de montés par exemple. Il en est de même pour la correction de la phase spectrale et la correction de la surface d'onde.

Cependant, nous avons obtenu une amélioration des performances de la chaîne en utilisant la correction de l'intégrale de rupture temporelle. Cette correction ne nécessite ni de mesure sur le tir précédent, ni la mise en place d'un algorithme. Elle est donc active sur le tir qui a lieu quelque soit le tir précédent. Cette correction est simple à mettre en œuvre. Nous avons ainsi corrigé une intégrale de rupture de valeur maximale 1,8 rad. Avec cette correction la durée de l'impulsion en fin de chaîne a été multipliée par 0,9 ; et la puissance par 1,5. La forme temporelle de l'impulsion a été améliorée, notamment les fronts de montées.

Regardons le potentiel de cette technique de correction pour le laser PW en étude sur la LIL. La valeur maximale de l'intégrale de rupture de 1,3 rad (correspondant à une énergie de 1 kJ) n'apparaît plus comme une limite pour les performances de la chaîne. On peut donc envisager une limite supérieure pour l'intégrale de rupture. Cette valeur est fonction de la valeur maximale que la chaîne puisse supporter lors de l'amplification : c'est celle correspondant à l'autofocalisation à petite échelle.

Dans ce cas, la valeur maximale de l'intégrale de rupture est limitée à 1,8 rad entre deux filtrages spatiaux [7-6]. Cela correspond à une valeur maximale cumulée de l'intégrale de rupture de 3 rad pour l'ensemble de l'amplification. Cette valeur correspond à une multiplication de l'énergie disponible en fin de chaîne par un facteur trois. Le rétrécissement spectral par le gain est alors constant. La correction de l'intégrale de rupture peut se faire dans les mêmes conditions.

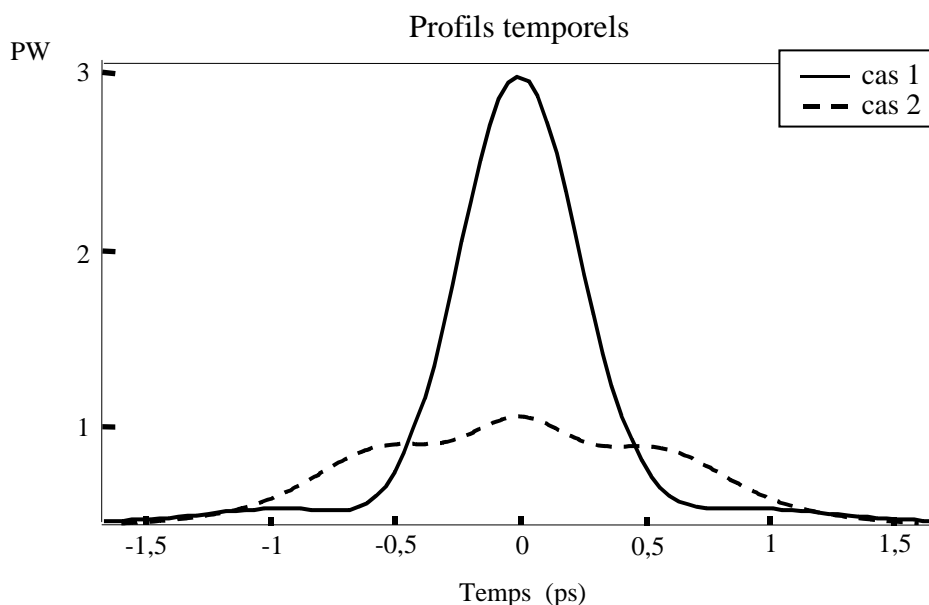


Figure 7-7 : profils temporels. Pour le cas 1, les effets non linéaires sont de 3 rad et non corrigés. Pour la cas 2, les effets non linéaires sont de 3 rad et mais corrigés. Nous obtenons une puissance trois fois plus grande. Nous bénéficions de tout l'énergie disponible.

La figure 7-7 présente les éclairissements temporels simulés pour les deux cas suivants :

- cas 1 : pas de correction active donc les effets non linéaires sont limitatifs,
- cas 2 : la correction est activée permettant des effets non linéaires de 3 rad.

Nous constatons que cette correction permet d'obtenir trois fois plus d'énergie en sortie (1,5 à 3 rad) mais surtout permet un gain de trois en éclairissement sans modification des réglages du compresseur. Nous bénéficions de toute l'énergie disponible.

En conclusion, la spécificité de ce laser pétawatt est la limitation de la durée (quelques nanosecondes) des impulsions en sortie de l'allongeur. Cette limite est due à la place disponible pour le compresseur. Les effets non linéaires limiteront d'autant plus les performances de cette chaîne. Leur correction permet d'augmenter les performances d'une chaîne laser, dès que la nouvelle technologie pour les réseaux sera mise en place. Les nouvelles performances de la chaîne sont une puissance multipliée par trois et une amélioration des fronts de montée de l'impulsion. De plus cette correction est simple à mettre en œuvre. Elle ne nécessite plus un ajustement des paramètres du compresseur (distance et angle) en fonction de l'énergie désirée en fin de chaîne. Nous obtenons ainsi une simplification de l'exploitation d'une telle chaîne de puissance.

Conclusion et perspectives

Les travaux menés au cours de cette thèse ont porté sur l'étude de la correction de la phase spectrale pour des impulsions de relativement faible largeur spectrale (quelques nanomètres) centrées autour de $1,053\ \mu\text{m}$. La spécificité des impulsions a nécessité un travail particulier d'adaptation des méthodes de mesure absolue et de modulation de phase spectrale. La maîtrise de la phase spectrale des impulsions permet en effet non seulement la correction des défauts de phase pour comprimer les impulsions à dérive de fréquence mais aussi la mise en forme temporelle de ces impulsions.

Concernant la mesure de phase, nous avons adapté une technique de mesure existante : SPIDER (cf. chapitre III). Une attention particulière a été portée au calcul des paramètres de cet instrument pour effectuer la mesure de la phase spectrale d'une impulsion issue d'une chaîne utilisant la technique de l'amplificatrice à dérive de fréquence dérive de fréquences à verres dopés au néodyme dans les meilleures conditions. Nous avons analysé les erreurs intrinsèques liées à chaque composant élémentaire de l'instrument. Nous avons ensuite calibré notre instrument de mesure. Le calibre utilisé apporte une phase spectrale de 5 mrad.

L'analogie existant entre le domaine spatial et le domaine temporel et notamment entre la diffraction paraxiale et la dispersion quadratique permet de bénéficier de tout l'acquis du domaine spatial. En transposant des techniques bien connues en optique classique vers des applications au domaine temporel, nous retrouvons notamment les critères sur les tolérances acceptables sur les aberrations de la phase pour focaliser « au mieux » le faisceau (cf. chapitre IV). Ainsi, l'analyse de l'écart aberrant permet d'évaluer les tolérances acceptables sur les distorsions pour comprimer « au mieux » l'impulsion. Le critère de Maréchal, appliqué au domaine temporel, relie l'écart aberrant à la puissance crête de l'impulsion comprimée. De même, la qualité de la compression temporelle fournie par un compresseur présentant des distorsions de phase peut s'estimer simplement à partir d'une zone, dite zone de Rayleigh définie sur l'amplitude de la phase. Il est, en particulier très utile, pour estimer le contraste des impulsions qui seront comprimées. Ces critères permettent d'analyser la phase spectrale mesurée et d'évaluer simplement la qualité de la compression de l'impulsion en terme de contraste et de puissance crête disponible. Une étude de la phase spectrale de l'impulsion en utilisant les critères précédents permet de montrer la relative bonne qualité de l'impulsion (cf. chapitre VI). Il a donc fallu l'entacher d'aberration pour la démonstration expérimentale de la correction de la phase spectrale.

Pour la modulation de phase, nous avons validé théoriquement et expérimentalement le concept de modulation d'une phase spectrale en utilisant un modulateur de phase temporelle intégré pour des impulsions fortement étirées. Nous avons notamment formalisé la correspondance de modulation de phase entre le domaine temporel et le domaine spectral pour des impulsions fortement étirées. Nous avons défini les limites d'une correspondance bijective entre ces deux modulations de phase. Dans le principe, la dynamique de correction est ainsi de 100 rad et limitée technologiquement à l'heure actuelle à 11 rad par modulateur.

Le modulateur de phase utilisé est le système de modulation de phase le mieux adapté aux impulsions fortement étirées possédant un spectre relativement étroit. Le nombre de points accessibles à la modulation est proportionnel à la durée des impulsions dans la chaîne de puissance avant compression. De plus ce type de modulateur ne couple pas les variables spatiales lors de la modulation de phase. L'utilisation de la même technologie permet d'obtenir une modulation d'amplitude. Par ailleurs, ce type de modulateurs sera utilisé sur la LIL et le LMJ pour d'autres applications.

Le concept de la correction de la phase est basé sur l'utilisation d'une modulation et d'une mesure absolue de phase spectrale. La synchronisation électronique des impulsions lasers des grandes installations telles que la LIL ou le LMJ permettra aussi de synchroniser la modulation, la mesure et l'impulsion à corriger, assurant ainsi la maîtrise de la correction. L'étude réalisée sur cette correction a permis de montrer la capacité du modulateur de phase temporelle à corriger des défauts de phase spectrale. Ce défaut calibré de phase introduit est adapté aux possibilités de correction et caractéristique d'un défaut à corriger sur une chaîne de puissance. Lors de cette étude, la correction maximum était une phase spectrale d'amplitude 2 rad et de forme cubique (caractéristique d'un défaut d'alignement de l'incidence du faisceau sur le compresseur). La synchronisation entre la tension électrique et l'impulsion optique à moduler peut s'effectuer au moins à 50 ps. Les résultats de correction obtenus sont encourageants car ils sont en adéquation avec les résultats théoriques mais ils ne sont pas optimisés (cf. chapitre VI). La prochaine étape expérimentale de la correction de la phase spectrale est sa stabilisation pour une démonstration plus spectaculaire.

Enfin, une extension du modulateur de phase temporelle à la correction de la phase temporelle a été proposée : la correction des effets non linéaires directement dans le domaine temporel (cf. chapitre VII). En effet, les déphasages apportés par les effets non linéaires dépendent directement de l'énergie désirée en fin de chaîne. Ces déphasages deviennent critiques pour des installations kilojoules/pétawatts. La solution généralement utilisée sur les installations CPA est l'augmentation de la durée étirée. Or la spécificité du laser pétawatt en étude sur la LIL est la limitation de la durée des impulsions à quelques nanosecondes dans la chaîne. Pour des raisons de place disponible pour le caisson de compression et des problèmes technologiques liés à la fabrication des réseaux, nous sommes limités pour la durée que nous pouvons comprimer (cf. chapitre II). Les effets non linéaires limiteront donc d'autant plus les performances de cette chaîne. Les seules solutions qui peuvent nous permettre d'obtenir des puissances plus importantes sont la correction des effets non linéaires avant la compression, pour éviter le transfert des modulations de phase en modulation d'amplitude. Une solution est un réglage des paramètres (angle d'incidence et distance entre les réseaux) du compresseur en fonction de l'énergie désirée en fin de chaîne. Cette solution est difficile à mettre en œuvre expérimentalement compte tenu de la dimension des réseaux (1 m).

Cette technique originale de correction permet l'augmentation des performances d'une chaîne de puissance utilisant la technique de l'amplification à dérive de fréquence. Les résultats des simulations numériques de la correction de la phase temporelle ont été présentés. Les simulations prennent en compte les effets de rétrécissement spectral par le gain et la dispersion dans la chaîne. Cette simulation a permis de se replacer au mieux dans les conditions expérimentales. Les nouvelles performances attendues de la chaîne sont une puissance multipliée par trois et une amélioration des fronts de montées de l'impulsion. De plus cette correction est simple à mettre en œuvre. Elle ne nécessite plus un ajustement des paramètres du compresseur en fonction de l'énergie désirée en fin de chaîne. Elle ne requiert

ni de mesure sur le tir précédent, ni de contre réaction, ni la mise en place d'un algorithme. Nous obtenons ainsi une simplification de l'exploitation d'une telle chaîne de puissance.

En résumé, les études initiales ont porté sur un système de correction de la phase spectrale de l'impulsion, d'où la nécessité de mettre en place une mesure absolue et une modulation de la phase spectrale de l'impulsion. La mise en place de l'analogie entre les domaines temporel et spatial a permis de bénéficier de tout l'acquis du domaine spatial pour analyser la phase spectrale de l'impulsion. De plus, nous avons démontré le concept de modulation de phase spectrale en utilisant un modulateur de phase temporelle pour des impulsions fortement étirées. Enfin, l'utilisation de cette modulation couplée à la mesure a permis de corriger la phase spectrale d'une impulsion. Cependant, le point dur du laser pétawatt de la LIL ne sont pas les phases spectrales mais les effets non linéaires qui limitent les performances de la chaîne et la montée en puissance (la durée étirée est limitée). Ces effets non linéaires peuvent être corrigés directement dans le domaine temporel par une utilisation particulière du modulateur de phase, pour des installations utilisant l'amplification à dérive de fréquence. La première étape a été la vérification numérique et la prochaine étape sera la démonstration expérimentale de cette technique originale de correction.

Bien que toutes ces études soient orientées vers l'amélioration des performances d'une installation kilojoule pétawatt et plus généralement de l'ensemble des chaînes femtosecondes amplifiées, elles ont des répercussions dans d'autres domaines scientifiques. L'aspect arbitraire de la modulation de phase obtenue autorise non seulement des corrections mais aussi des mises en formes temporelles quelconques. Plus particulièrement, le concept développé dans cette thèse peut ainsi être appliqué dans le domaine très porteur des télécommunications. La modulation de phase d'une impulsion ultra brève que nous avons proposée permet en effet un traitement électro optique du signal avec des technologies déjà commercialisées.

Annexes

A1. NOTATIONS.....	158
A1.1 CHAMP ELECTRIQUE	158
A1.2 VARIATIONS TEMPORELLES ET SPECTRALES	159
A2. SIGNAL MESURE PAR LE SPECTROMETRE EN SORTIE DE LA MESURE ABSOLUE DE LA PHASE SPECTRALE	164
A2.1 CHAMPS ELECTRIQUES MIS EN JEU	164
A2.2 CALCUL	165
A3. APPROXIMATION D'UNE DIFFERENCE EN DERIVEE DE PHASE SPECTRALE.....	170
A4. INFLUENCE DE LA RESOLUTION DU SPECTROMETRE SUR L'ANALYSE DU SYSTEME DE FRANGES OBTENUS	172
A5. ANALOGIE ENTRE LA DIFFRACTION DE FRESNEL ET LA DISPERSION QUADRATIQUE	176
A5.1 EQUATIONS DE MAXWELL LINEAIRES.....	176
A5.2 DIFFRACTION DE FRESNEL	177
A5.3 DISPERSION QUADRATIQUE	178
A5.4 COMPARAISON DES EQUATIONS OBTENUES	180
A6. ERREUR PHASE STATIONNAIRE.....	181
A7. PHASES SPECTRALE ET TEMPORELLE D'UN ETIREUR PARFAIT	183

A1. Notations

A1.1 Champ électrique

Le champ électrique de l'onde doit comporter l'ensemble des variables x, y, z, t . La propagation du champ se fait selon l'axe z . De plus nous aurons besoin de deux transformations de Fourier : une pour le temps (qui donne les fréquences temporelles que nous transformons en pulsation ω) et une pour les variables transverses du champ (x, y qui donnent les fréquences spatiales).

Le champ électrique en notation complexe s'écrit alors :

$$\mathcal{E}(x, y, z, t) = \mathcal{A}(x, y, z, t) \exp(i(\omega_0 t - kz))$$

avec : $\mathcal{A}(x, y, z, t)$ l'enveloppe du champ électrique,

$\exp(i(\omega_0 t - kz))$ la porteuse du champ électrique,

ω_0 la pulsation centrale de l'onde porteuse,

k le module du vecteur d'onde moyen pour la direction de propagation z .

Nous distinguons deux types d'onde : (dans ces deux cas la porteuse est identique)

- onde plane et polychromatique :

Dans ce cas, l'enveloppe du champ électrique est constante pour les variables transverses (x, y). L'expression du champ électrique devient :

$$\mathcal{E}(x, y, z, t) = \mathcal{E}(z, t)$$

et son enveloppe :

$$\mathcal{A}(x, y, z, t) = \mathcal{A}(z, t).$$

La transformation de Fourier selon le temps se notera :

$$\tilde{\mathcal{E}}(z, \omega) = \text{TF}[\mathcal{E}(z, t)] \text{ pour le champ}$$

$$\tilde{\mathcal{A}}(z, \omega) = \text{TF}[\mathcal{A}(z, t)] \text{ pour l'enveloppe.}$$

- onde non plane et monochromatique :

Dans ce cas, l'enveloppe du champ électrique ne comporte pas de variations au cours du temps et la pulsation centrale devient la pulsation du champ. La seule variation temporelle est celle de la porteuse. L'expression du champ électrique devient :

$$\mathcal{E}(x, y, z, t) = \mathcal{E}(x, y, z)$$

et son enveloppe :

$$\mathcal{A}(x, y, z, t) = \mathcal{A}(x, y, z).$$

La transformation de Fourier selon les variables transverses se notera :

$$\tilde{\mathcal{E}}(k_x, k_y, z) = \text{TF}[\mathcal{E}(x, y, z, t)] \text{ pour le champ,}$$

$$\tilde{\mathcal{A}}(k_x, k_y, z) = \text{TF}[\mathcal{A}(x, y, z, t)] \text{ pour l'enveloppe.}$$

A1.2 Variations temporelles et spectrales

Nous considérons une onde plane (x,y n'interviennent pas). Elle ne se propage pas à travers un milieu dispersif (pas de variable z). Les milieux dispersifs sont considérés comme des objets de phase spectrale. On connaît la phase qu'ils apportent.

A1.2.1 Transformations de Fourier

Transformation de Fourier

$$\text{TF}[E(t)] = \tilde{E}(\omega) \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) \exp(-i\omega t) dt ,$$

Transformation de Fourier inverse

$$\text{TF}^{-1}[\tilde{E}(\omega)] = E(t) \equiv \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}(\omega) \exp(i\omega t) d\omega$$

A1.2.2 Pulsations

ω_0 centrale

$\Omega = \omega - \omega_0$ centrée

A1.2.3 Champ électrique

A1.2.3.1 Domaine temporel

$$E(t) = A(t) \exp(i\omega_0 t)$$

$$A(t) = a(t) \exp(i\Psi(t))$$

$$E(t) = a(t) \exp(i\Psi(t)) \exp(i\omega_0 t),$$

avec $E(t)$ le champ dans le domaine temporel

$A(t)$ l'enveloppe temporelle du champ

$a(t)$ l'amplitude temporelle

$\omega_0 t + \Psi(t)$ la phase temporelle, par abus de langage on notera $\Psi(t)$ la phase temporelle

A1.2.3.2 Domaine spectral

$$\tilde{E}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) \exp(-i\omega t) dt$$

$$E(t) = \text{TF}^{-1}[A(\Omega) \exp(i\Phi(\Omega))] = \text{TF}^{-1}[\tilde{A}(\Omega)]$$

$$\tilde{E}(\omega) = \tilde{A}(\Omega)$$

$$A(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{A}(\omega) \exp(i\omega t) d\omega = \text{TF}^{-1}[\tilde{A}(\omega)]$$

$$\tilde{A}(\Omega) = A(\Omega) \exp(i\Phi(\Omega))$$

avec $\tilde{E}(\omega)$ le spectre de l'impulsion ,

$\tilde{A}(\Omega)$ l'enveloppe dans le domaine spectral,

$A(\Omega)$ l'amplitude spectrale,

$\Phi(\Omega)$ phase spectrale.

A1.2.4 Gaussienne

Dans un premier temps, nous supposons que les enveloppes des champs peuvent s'exprimer par une gaussienne. Pour connaître la relation entre les largeurs spectrales et temporelles, nous supposons la phase spectrale nulle. C'est à partir de l'expression de l'enveloppe dans le domaine spectral qu'est calculée l'enveloppe temporelle du champ. Deux définitions pour les largeurs seront prises en compte :

- pour les calculs :

$$\tilde{A}(\omega) = \tilde{A}_0 \exp \left[- \left(\frac{\omega}{\Delta\omega} \right)^2 \right]$$

et

$$a(t) = a_0 \exp \left[- \left(\frac{t}{\delta t} \right)^2 \right]$$

avec $\Delta\omega$ la demi largeur spectrale à $1/e^2$ en intensité pour laquelle $I(\Delta\omega) = \frac{1}{\exp(1)^2} = 0,13$,

δt la demi largeur temporelle à $1/e^2$ en intensité (durée)

$$\delta t = \frac{2}{\Delta\omega} ;$$

- pour la partie expérimentale :

$$\tilde{A}(\omega) = \tilde{A}_0 \exp \left[- 2 \ln 2 \left(\frac{\omega}{\Delta\omega_{1/2}} \right)^2 \right]$$

et

$$a(t) = a_0 \exp \left[- 2 \ln 2 \left(\frac{t}{\delta t_{1/2}} \right)^2 \right]$$

avec $\Delta\omega_{1/2}$ la largeur à mi-hauteur en intensité pour laquelle $I\left(\frac{\Delta\omega_{1/2}}{2}\right) = \frac{1}{2}$,

$\delta t_{1/2}$ la largeur à mi-hauteur en intensité (durée)

$$\delta t_{1/2} = \frac{4 \ln 2}{\Delta\omega_{1/2}} .$$

Soit entre ces deux définitions de largeurs spectrales et temporelles dans le cas de champ gaussiens, nous avons la relation suivante :

$$\Delta\omega_{1/2} = \sqrt{2 \ln 2} \Delta\omega \text{ pour les largeurs spectrales}$$

et

$$\delta t_{1/2} = \sqrt{2 \ln 2} \delta t \text{ pour les largeurs temporelles.}$$

Remarque : $\delta t_G \Delta\omega_G = K$

$\Delta\omega_G$ la largeur spectrale sans préciser la forme de l'impulsion

δt_G la largeur temporelle sans préciser la forme de l'impulsion.

A1.2.5 Phases

$\Delta(\omega)$ l'écart aberrant (valable dans le domaine des fréquences spatiales et dans le domaine spectral)

A1.2.5.1 Spectrales

$\Phi(\omega)$, $\varphi(\omega)$, $\phi(\omega)$ les phases spectrales

$\varphi(\omega)$ la phase spectrale de l'impulsion (celle que nous mesurons)

$$\varphi(\omega) = \varphi_0(\omega_0) + \varphi'(\omega_0)(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\varphi''(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\varphi'''(\omega_0)(\omega - \omega_0)^3 + O^4(\omega - \omega_0) \quad \text{la}$$

décomposition de la phase spectrale en série de Taylor au voisinage de la pulsation centrale ω_0

$$\varphi_{\text{rad}}^{(i)} = \frac{1}{i!} \varphi^{(i)}(\omega_0) \Delta\omega^i \quad \text{la phase exprimée en radians (de façon générale valable pour toutes les}$$

phases spectrales

$$\varphi^{(i)}(\omega_0) = \varphi_i \quad \text{les dérivées successives de la phase spectrale}$$

$\Phi(\omega)$ la phase spectrale du signal en sortie du spectromètre pour les mesures de phase (absolue ou différence)

$\Phi_E(\omega)$ la phase spectrale introduite par l'étireur

$\phi(\omega)$ la phase spectrale d'un objet de phase

$$\phi(\omega) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta(\omega) \quad \text{la phase spectrale lié à l'écart aberrant (même notation que objet de phase)}$$

$\Delta\Phi(\Omega)$ la modulation de phase spectrale

A1.2.5.2 Temporelles

$\Psi(t)$, $\psi(t)$ les phases temporelles

$\Psi_E(t)$ la phase temporelle de l'étireur

$\Delta\Psi(t)$ la modulation de phase temporelle

A1.2.6 Divers

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} \quad \text{la période temporelle}$$

λ_0 la période spatiale

A1.2.6.1.1 Facteur d'étirement

$$F = \frac{\Delta t}{\delta t} \quad \text{le rapport des durées (étirée/comprimée)}$$

Δt la durée étirée

$$F = \sqrt{1 + \left(\frac{1}{2} \Phi_E''(\omega_0) \Delta\omega^2 \right)^2} \quad \text{pour gaussienne calcul}$$

$$F = \sqrt{1 + \left(\frac{1}{2} \Phi_E''(\omega_0) \frac{\Delta\omega_{1/2}^2}{2 \ln 2} \right)^2} \text{ pour mi-hauteur en intensité}$$

$$F = \frac{1}{2} \Phi_E''(\omega_0) \Delta\omega^2 \text{ pour des impulsions fortement étirées}$$

$$F = \frac{1}{2} \Phi_E''(\omega_0) \frac{\Delta\omega_{1/2}^2}{2 \ln 2} \text{ pour mi-hauteur en intensité fortement étirées}$$

A1.2.6.1.2 Fluence, Eclairement

F la fluence de l'impulsion

F_{Sat} la fluence de saturation

I l'éclairement : $I = \frac{\partial F}{\partial t}$ et $I = |E|^2$

I_{Seuil} l'éclairement seuil (dommage des optiques)

A1.2.6.1.3 Indices et vitesses

n_φ l'indice de phase ou l'indice de réfraction

v_φ(ω₀) la vitesse de phase

n_g l'indice de groupe

v_g(ω₀) la vitesse de groupe

n₂ l'indice non linéaire

A1.2.6.1.4 Effet Kerr

φ_{NL}(x, y, z) la phase non linéaire dans le domaine spatial

φ_B(x, y, t) = $\frac{2\pi}{\lambda_0} \int_0^L n_2 I(x, y, z, t) dz$ l'intégrale de rupture (les deux domaines)

A1.2.6.1.5 Spectromètre

dλ_{1/2} ou dλ la résolution du spectromètre

$\tilde{S}_1(\omega)$ et S₁(t) le premier système de franges (théorique)

$\tilde{S}_2(\omega)$ et S₂(t) la mesure obtenue

$\tilde{R}(\omega)$ et R(t) la résolution du spectromètre

τ_R la nouvelle position du satellite (en présence de la résolution dλ du spectromètre)

A1.2.6.1.6 Mesure de phase spectrale

τ l'écart temporel entre deux impulsions

δω l'écart spectral entre les deux spectres convertis

ω₊ = 2ω₀ + $\frac{\delta\omega}{2}$ et ω₋ = 2ω₀ - $\frac{\delta\omega}{2}$ les deux fréquences centrales des deux répliques doublées en fréquences

A1.2.6.1.7 Filtre

X = x - x₀ l'axe des abscisses centré sur x₀

Dx la raideur du filtre
dx la demi largeur du filtre

A1.2.6.1.8 Numérisation du signal

$N_{\Delta\lambda}$ le nombre de points accessibles dans la largeur spectrale de l'impulsion ou le nombre de points définissant la largeur spectrale

$\Delta\omega_m$ le support dans l'espace des pulsations

$\Delta t_m = \frac{\pi N}{2 \Delta\omega_m}$ le support temporel correspondant

N le nombre de points

m le nombre de franges

n le nombre de points par franges

A1.2.6.1.9 Etireur

i l'angle d'incidence sur le réseau

i_{Littrow} l'angle de Littrow

$\alpha(\lambda)$ l'angle de diffraction dépendant de la longueur d'onde

α_0 angle de diffraction pour la longueur d'onde moyenne

α_{inf} l'angle de diffraction pour un rayon de longueur d'onde λ_{inf} , donnée par la relation

$$\lambda_{\text{inf}} = \lambda_0 - \frac{\Delta\lambda}{2}$$

p l'ordre de diffraction

N la densité de traits du réseau par unité de longueur

$L_{\text{éti}}$ la distance, nécessaire pour étirer l'impulsion (ou L dans le chapitre IV)

R_1 le diamètre du premier réseau

R_2 le diamètre du second réseau

ΔR l'élargissement du diamètre du second réseau : $R_2 = R_1 + \Delta R$

T_{retard} le retard temporel

ε linéarité du retard temporel

L_{min} distance minimale (encombrement géométrique de l'étireur)

D_{fa} le diamètre du faisceau apparent sur le premier réseau

D le diamètre du faisceau en section droite

A2. Signal mesuré par le spectromètre en sortie de la mesure absolue de la phase spectrale

Le signal mesuré par le spectromètre est obtenu par addition de fréquences sur des impulsions venant de deux bras différents. Le premier bras de l'interféromètre crée deux impulsions séparées de τ . Le second bras se compose d'un allongeur, qui étire l'impulsion à une durée Δt . L'addition de fréquences se fait alors sur des parties de spectres différents. En sortie du cristal, les deux impulsions sont séparées de $\delta\omega$ en centrage de spectre.

Dans un premier temps, nous allons écrire les champs électriques mis en jeu. Puis, nous présenterons le calcul ; en faisant les principales étapes de ce calcul.

A2.1 Champs électriques mis en jeu

Afin de simplifier les calculs, nous supposons que les amplitudes des champs sont de forme gaussiennes. Pour les deux impulsions courtes, les spectres des impulsions courtes s'écrivent :

$$\tilde{E}_1(\omega) = \tilde{A}_1 \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega}\right)^2\right] \exp i\left[\varphi(\omega - \omega_0) - (\omega - \omega_0)\frac{\tau}{2}\right],$$

et

$$\tilde{E}_2(\omega) = \tilde{A}_2 \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega}\right)^2\right] \exp i\left[\varphi(\omega - \omega_0) + (\omega - \omega_0)\frac{\tau}{2}\right];$$

tandis que pour l'impulsion longue, nous avons :

$$\tilde{E}_0(\omega) = \tilde{A}_0 \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega}\right)^2\right] \exp i[\varphi(\omega - \omega_0) + \Phi_E(\omega - \omega_0)],$$

avec

τ l'écart temporel entre les deux impulsions courtes,

$\varphi(\omega - \omega_0)$ la phase spectrale à mesurer,

$\Phi_E(\omega - \omega_0)$ la phase apportée par l'étireur,

$\Delta\omega$ la demi largeur spectrale à $1/e^2$ en éclairément,

Pour pouvoir mener analytiquement l'ensemble des calculs, nous supposons que les phases spectrales sont quadratiques. Ainsi, les phases spectrales s'écrivent :

$$\Phi_E(\omega) = \Phi_{E \text{ rad}}^{(2)} \left(\frac{\omega}{\Delta\omega}\right)^2 \text{ la phase spectrale apportée par l'étireur,}$$

et

$$\varphi(\omega) = \varphi_{\text{rad}}^{(2)} \left(\frac{\omega}{\Delta\omega}\right)^2 \text{ la phase spectrale de l'impulsion.}$$

nous avons

$$\Phi_{\text{E rad}}^{(2)} \gg \varphi_{\text{rad}}^{(2)} .$$

Les champs électriques correspondants sont donnés par :

$$E_1(t) = A_1 \exp \left[- \left(\frac{t - \frac{\tau}{2}}{\delta t'} \right)^2 \right] \exp i \left[\varphi_{\text{rad}}^{(2)} \left(\frac{t - \frac{\tau}{2}}{\delta t'} \right)^2 \right] \exp(i\omega_0 t),$$

et

$$E_2(t) = A_2 \exp \left[- \left(\frac{t + \frac{\tau}{2}}{\delta t'} \right)^2 \right] \exp i \left[\varphi_{\text{rad}}^{(2)} \left(\frac{t + \frac{\tau}{2}}{\delta t'} \right)^2 \right] \exp(i\omega_0 t),$$

et l'impulsion longue :

$$E_0(t) = A_0 \exp \left[- \left(\frac{t}{\Delta t} \right)^2 \right] \exp i \left[\Phi_{\text{E rad}}^{(2)} \left(\frac{t}{\Delta t} \right)^2 \right] \exp(i\omega_0 t),$$

avec

$$\delta t' = \delta t \sqrt{1 + \varphi_{\text{rad}}^{(2)2}} ,$$

$$\Delta t = \delta t \sqrt{1 + (\varphi_{\text{rad}}^{(2)} + \Phi_{\text{E rad}}^{(2)})^2} ,$$

et

$$A_j = \frac{\tilde{A}_j \Delta \omega}{2\sqrt{\pi} \sqrt{1 - i\varphi_{\text{rad}}^{(2)}}} \text{ pour } j = 1, 2 ,$$

$$A_0 = \frac{\tilde{A}_0 \Delta \omega}{2\sqrt{\pi} \sqrt{1 - i(\varphi_{\text{rad}}^{(2)} + \Phi_{\text{E rad}}^{(2)})}} .$$

A2.2 Calcul

L'addition de fréquences, en non déplétion des ondes, se traduit par le produit temporel des champs. Ainsi, en sortie du cristal doubleur les deux champs s'écrivent :

$$E_{10}(t) = E_1(t)E_0(t),$$

et

$$E_{20}(t) = E_2(t)E_0(t).$$

En sortie du spectromètre, le signal est donné par :

$$S(\omega) = | \text{TF}[E_{10}(t) + E_{20}(t)] |^2 .$$

Nous allons maintenant détailler les principales étapes du calcul.

A2.2.1 En sortie du cristal doubleur

A2.2.1.1 $E_{10}(t)$

Nous avons :

$$E_{10}(t) = E_1(t)E_0(t)$$

$$= A_{10} \exp \left[- \left(\frac{t - \frac{\tau}{2}}{\delta t'} \right)^2 \right] \exp \left[- \left(\frac{t}{\Delta t} \right)^2 \right] \exp i \left[\varphi_{\text{rad}}^{(2)} \left(\frac{t - \frac{\tau}{2}}{\delta t'} \right)^2 \right] \exp i \left[\Phi_{\text{E rad}}^{(2)} \left(\frac{t}{\Delta t} \right)^2 + 2\omega_0 t \right].$$

$$= a_{10}(t) \exp(i\Psi(t)) \exp(2i\omega_0 t)$$

Nous calculons dans un premier temps l'amplitude :

$$a_{10}(t) = A_{10} \exp \left[- \left(\frac{t - \frac{\tau}{2}}{\delta t'} \right)^2 \right] \exp \left[- \left(\frac{t}{\Delta t} \right)^2 \right].$$

Pour cela nous formons un carré :

$$a_{10}(t) = A_{10} \exp \left[- \left(\frac{t - \frac{\tau}{2} \left(\frac{\Delta}{\delta t'} \right)^2}{\Delta} \right)^2 \right] \exp \left[\frac{\tau^2}{4\delta t'^2} \left(1 - \left(\frac{\Delta}{\delta t'} \right)^2 \right) \right]$$

avec

$$\frac{1}{\Delta^2} = \frac{1}{\delta t'^2} + \frac{1}{\Delta t^2}.$$

Tenant compte que la valeur relative des phases spectrales, nous avons :
 $\Delta t \gg \delta t'$,

ce qui conduit à :

$$\frac{1}{\Delta^2} \approx \frac{1}{\delta t'^2}.$$

L'amplitude précédente s'écrit alors :

$$a_{10}(t) = A_{10} \exp \left[- \left(\frac{t - \frac{\tau}{2}}{\delta t'} \right)^2 \right].$$

La phase temporelle du champ s'écrit :

$$\Psi_{10}(t) = b \left(t - \frac{\tau}{2} \right)^2 + B t^2,$$

en posant :

$$b = \frac{\Phi_{\text{rad}}^{(2)}}{\delta t'^2},$$

$$\text{et } B = \frac{\Phi_{\text{E rad}}^{(2)}}{\Delta t^2}.$$

Il nous faut former le même carré que pour l'amplitude.

$$\Psi_{10}(t) = (b + B) \left(t - \frac{\tau}{2} \right)^2 + B\tau \left(t - \frac{\tau}{2} \right) + \text{cst}.$$

A2.2.1.2 $E_{20}(t)$

De la même façon, nous avons l'amplitude :

$$a_{20}(t) = A_{20} \exp \left[- \left(\frac{t + \frac{\tau}{2}}{\delta t'} \right)^2 \right],$$

et la phase temporelle :

$$\Psi_{20}(t) = (b + B) \left(t - \frac{\tau}{2} \right)^2 + B\tau \left(t - \frac{\tau}{2} \right) + \text{cst}.$$

A2.2.2 En sortie du spectromètre

En sortie du spectromètre, le signal est donné par :

$$S(\omega) = \left| \text{TF}[E_{10}(t) + E_{20}(t)] \right|^2.$$

A2.2.2.1 Passage au domaine spectral

A2.2.2.1.1 $\tilde{E}_{10}(\omega)$

$$\tilde{E}_{10}(\omega) = \text{TF}[E_{10}(t)].$$

Soit :

$$\tilde{E}_{10}(\omega) = A'_{10} \exp \left[- \frac{(\omega - B\tau - 2\omega_0)^2}{4 \left(\frac{1}{\delta t'^2} + i(b + B) \right)} \right] \exp \left(i \frac{(\omega - B\tau - 2\omega_0)\tau}{2} \right).$$

Or :

$$B\tau = \frac{\Phi_{\text{E rad}}^{(2)}}{\Delta t^2} \tau.$$

Dans le cas d'impulsions fortement étirées ; nous avons :

$$\Delta t = \delta t \Phi_{\text{E rad}}^{(2)} ;$$

soit

$$B\tau = \frac{\tau}{\Delta t} \frac{1}{\delta t} = \frac{\tau}{\Delta t} \frac{\Delta \omega}{2} ;$$

$$\text{donc } B\tau = \frac{\delta \omega}{2}.$$

Concernant le dénominateur de l'exponentielle, on sépare la partie réelle de la partie imaginaire. La partie réelle s'écrit :

$$R_{10} = \frac{4}{\delta t'^2} \left(1 + (b + B)^2 \delta t'^4 \right),$$

nous introduisons b et B, nous avons :

$$R_{10} = \frac{4}{\delta t'^2} \left(1 + \left(\varphi_{\text{rad}}^{(2)} + \Phi_{\text{E rad}}^{(2)} \left(\frac{\delta t'}{\Delta t} \right)^2 \right)^2 \right),$$

or en remplaçant $\Delta t = \delta t \Phi_{\text{E rad}}^{(2)}$ et $\delta t' = \delta t \sqrt{1 + \varphi_{\text{rad}}^{(2)2}}$, nous obtenons :

$$R_{10} = \frac{4}{\delta t'^2} \left(1 + \left(\varphi_{\text{rad}}^{(2)} + \frac{1 + \varphi_{\text{rad}}^{(2)2}}{\Phi_{\text{E rad}}^{(2)}} \right)^2 \right).$$

Nous regroupons :

$$R_{10} = \frac{4}{\delta t'^4} \left(1 + \left(\varphi_{\text{rad}}^{(2)} \left(1 + \frac{\varphi_{\text{rad}}^{(2)}}{\Phi_{\text{E rad}}^{(2)}} \right) + \frac{1}{\Phi_{\text{E rad}}^{(2)}} \right)^2 \right),$$

comme $\Phi_{\text{E rad}}^{(2)} \gg \varphi_{\text{rad}}^{(2)}$,

$$R_{10} = \frac{4}{\delta t'^2} \left(1 + \varphi_{\text{rad}}^{(2)2} \right) = \frac{4}{\delta t^2},$$

soit : $R_{10} = \Delta \omega^2$. Nous retrouvons la largeur spectrale des impulsions (la seule hypothèse est de considérer que la phase spectrale de l'impulsion à mesurer est beaucoup plus petite que la phase spectrale introduite pour l'étirer).

La partie imaginaire du dénominateur s'écrit :

$$\frac{1}{I_{10}} = \frac{1}{\Delta \omega^2} (b + B) \delta t',$$

compte tenu du calcul précédent, nous obtenons :

$$\frac{1}{I_{10}} = \frac{1}{\Delta \omega^2} \varphi_{\text{rad}}^{(2)} = \frac{1}{2} \varphi''(\omega_0).$$

Soit :

$$\tilde{E}_{10}(\omega) = A'_{10} \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega_+}{\Delta\omega}\right)^2\right] \exp[-i\varphi_{\text{rad}}^{(2)}\left(\frac{\omega - \omega_+}{\Delta\omega}\right)^2] \exp\left(i\frac{(\omega - \omega_+)\tau}{2}\right),$$

où nous avons posé $\omega_+ = 2\omega_0 + \frac{\delta\omega}{2}$.

Le spectre s'écrit aussi :

$$\tilde{E}_{10}(\omega) = A(\omega - \omega_+) \exp[-i\varphi(\omega - \omega_+)] \exp\left(i\frac{(\omega - \omega_+)\tau}{2}\right)$$

A2.2.2.1.2 $\tilde{E}_{20}(\omega)$

De la même façon, nous avons :

$$\tilde{E}_{20}(\omega) = A'_{20} \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega_-}{\Delta\omega}\right)^2\right] \exp[-i\varphi_{\text{rad}}^{(2)}\left(\frac{\omega - \omega_-}{\Delta\omega}\right)^2] \exp\left(-i\frac{(\omega - \omega_-)\tau}{2}\right),$$

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

$$\text{et } \tilde{E}_{20}(\omega) = A(\omega - \omega_-) \exp[-i\varphi(\omega - \omega_-)] \exp\left(i\frac{(\omega - \omega_-)\tau}{2}\right).$$

A2.2.2.2 Spectromètre

En sortie du spectromètre, le signal est donné par :

$$S(\omega) = \left| \tilde{E}_{10}(\omega) + \tilde{E}_{20}(\omega) \right|^2$$

Soit :

$$S(\omega) = A^2(\omega - \omega_+) + A^2(\omega - \omega_-) + 2A(\omega - \omega_+)A(\omega - \omega_-)\cos(\Phi(\omega)),$$

avec

$$\Phi(\omega) = \varphi(\omega - \omega_+) - \varphi(\omega - \omega_-) + (\omega - 2\omega_0)\tau.$$

A3. Approximation d'une différence en dérivée de phase spectrale

Le dispositif expérimental de mesure de la phase nous donne accès à la différence phase :

$$\Delta\varphi(\omega) = \varphi(\omega - \omega_+) - \varphi(\omega - \omega_-),$$

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

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

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

Bien que la phase spectrale que nous mesurons soit centrée à $2\omega_0$, c'est aussi la phase spectrale centrée à ω_0 que nous mesurons puisqu'elle a été simplement décalée en fréquence lors de sa mesure. Nous mesurons alors la phase $\varphi(\omega)$ centrée à ω_0 . La différence de phase obtenue s'écrit aussi :

$$\Delta\varphi(\Omega) = \varphi\left(\Omega + \frac{\delta\omega}{2}\right) - \varphi\left(\Omega - \frac{\delta\omega}{2}\right).$$

avec $\Omega = \omega - \omega_0$ les fréquences centrées sur la fréquence centrale ω_0 ,

Cette différence de phase peut se transformer en dérivée de phase spectrale $\frac{\partial\varphi(\Omega)}{\partial\Omega}\delta\omega$ lorsque

la largeur spectrale $\Delta\omega$ de l'impulsion est grande devant le décalage spectral $\delta\omega$. Une comparaison entre la différence et la dérivée de la phase spectrale nous permet de quantifier la valeur du rapport entre le décalage et la largeur spectrale de l'impulsion nécessaire pour valider l'approximation.

Le développement de Taylor nous permet d'écrire [A3-1] :

$$f(x + x_0) = \sum_n \frac{1}{j!} f(x_0)^{(j)} x^j + R_{n+1}$$

$$\text{avec } R_{n+1} < \frac{(x - x_0)^{n+1}}{(n+1)!} \sup(f(y)^{(n+1)}) \text{ pour } x_0 < y < x \text{ le reste.}$$

Soit en supposant que le terme du troisième ordre de la phase spectrale majore tous les autres termes d'ordres plus élevés, le reste s'écrit aussi,

$$R_3 \leq \frac{1}{3!} \sup(\varphi'''(\omega)) \text{ pour } |\omega - \omega_0| < \Delta\omega.$$

En introduisant la phase exprimée en radians :

$$\varphi_{\text{rad}}''' = \frac{1}{3!} \varphi'''(\omega_0) \Delta\omega^3,$$

nous obtenons :

$$R_{n+1} \leq \frac{\varphi_{\text{rad}}'''}{4} \left(\frac{\delta\omega}{\Delta\omega} \right)^3.$$

Ainsi un rapport de dix entre le décalage spectral et la largeur spectrale des impulsions conduit à un écart type de 10^{-3} . L'approximation est alors vérifiée.

A4. Influence de la résolution du spectromètre sur l'analyse du système de franges obtenus

Nous étudions l'influence de la résolution de spectromètre sur l'analyse du système de franges obtenu. Le spectromètre utilisé possède une résolution définie par $d\lambda$ dans l'espace des longueurs d'onde ou $d\omega$ dans l'espace des pulsations.

L'influence de la résolution du spectromètre ne sera étudiée que sur la partie contribuant à former les franges. Nous nous limiterons alors à l'étude d'un satellite. La mesure obtenue $\tilde{S}_2(\omega)$ est la convolution du système de franges $\tilde{S}_1(\omega)$ par la résolution du spectromètre $\tilde{R}(\omega)$:

$$\tilde{S}_2(\omega) = \tilde{S}_1(\omega) \otimes \tilde{R}(\omega),$$

ou

dans le domaine temporel :

$$S_2(t) = S_1(t) R(t),$$

avec

$$S_1(t) \equiv P_{\text{Sat}}(t) = \text{TF}^{-1} [A(\omega - \omega_+) A(\omega - \omega_-) \exp i\Phi(\omega)],$$

$$\tilde{S}_1(\omega) = A(\omega - \omega_+) A(\omega - \omega_-) \exp i\Phi(\omega).$$

Cette multiplication introduit un déplacement des satellites et une modification de leur amplitude et forme que nous allons quantifier dans cette étude. Pour simplifier, les amplitudes (résolution du spectromètre et impulsion) seront supposées de forme gaussienne. La résolution du spectromètre est donnée par :

$$\tilde{R}(\omega) = \tilde{R}_0 \exp \left[-2 \left(\frac{\omega}{d\omega} \right)^2 \right],$$

et

$$R(t) = R_0 \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{t}{dt} \right)^2 \right],$$

avec

$$R_0 = \frac{\tilde{R}_0 d\omega}{2\sqrt{2\pi}},$$

$$dt d\omega = 2.$$

L'amplitude spectrale de l'impulsion est donnée par :

$$\tilde{A}(\omega) = \tilde{A}_0 \exp \left[-\left(\frac{\omega}{\Delta\omega} \right)^2 \right].$$

$$\text{Or : } A(\omega - \omega_+) A(\omega - \omega_-) = \tilde{A}_0^2 \exp \left[-2 \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega} \right)^2 \right] \exp \left[-2 \left(\frac{\delta\omega}{\Delta\omega} \right)^2 \right],$$

alors :

$$\tilde{S}_1(\omega) = \tilde{A}_0^2 \exp\left[-2\left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega}\right)^2\right] \exp\left[-2\left(\frac{\delta\omega}{\Delta\omega}\right)^2\right] \exp i\Phi(\omega).$$

Dans un premier temps, la phase spectrale de l'impulsion (à mesurer) est supposée nulle. Dans ces conditions, la phase spectrale du signal est donnée par : $\Phi(\omega) = \omega\tau$ et :

$$\tilde{S}_1(\omega) = \tilde{A}_0^2 \exp\left[-2\left(\frac{\omega - 2\omega_0}{\Delta\omega}\right)^2\right] \exp\left[-2\left(\frac{\delta\omega}{\Delta\omega}\right)^2\right] \exp i(\omega - 2\omega_0)\tau,$$

et

$$S_1(t) = A \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{t - \tau}{\delta t}\right)^2\right] \exp 2i\omega_0(t + \tau),$$

avec

$$A = A_0^2 \exp\left[-2\left(\frac{\delta\omega}{\Delta\omega}\right)^2\right],$$

$$A_0^2 = \frac{\tilde{A}_0^2 \Delta\omega}{2\sqrt{2\pi}},$$

$$\delta t \Delta\omega = 2.$$

L'influence de la résolution du spectromètre se traduit par :

$$\begin{aligned} S_2(t) &= S_1(t) R(t) \\ &= A R_0 \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{t - \tau}{\delta t}\right)^2\right] \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{\delta t}\right)^2\right] \exp 2i\omega_0(t + \tau). \end{aligned}$$

Ce qui s'écrit aussi :

$$S_2(t) = A R_0 \exp\left[\tau^2 \left(\frac{\Delta}{\delta t}\right)^2 \left(1 - \left(\frac{\Delta}{\delta t}\right)^2\right)\right] \exp\left[-\frac{1}{2\Delta^2} \left(t - \tau \left(\frac{\Delta}{\delta t}\right)^2\right)^2\right] \exp 2i\omega_0(t + \tau)$$

où nous avons posé :

$$\frac{1}{\Delta^2} = \frac{1}{\delta t^2} + \frac{1}{\delta t^2}.$$

Le signal en sortie du spectromètre est donné par :

$$S_2(t) = S \exp\left[-\frac{(t - \tau_R)^2}{\delta t^2} \left(1 + \left(\frac{d\lambda}{\Delta\lambda}\right)^2\right)\right] \exp(i\omega_0(t - \tau_R))$$

avec

$$\tau_R = \tau \frac{1}{1 + \left(\frac{d\lambda}{\Delta\lambda}\right)^2},$$

et

$$S = \exp \left[-\frac{(\tau \Delta\omega)^2}{8} \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta\lambda}{d\lambda} \right)^2} \right].$$

Dans un deuxième temps, la phase spectrale de l'impulsion (à mesurer) est supposée d'ordre trois et donnée par l'expression suivante :

$$\varphi(\omega - \omega_0) = \varphi_{\text{rad}}^{(3)} \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega} \right)^3.$$

Sous ces conditions, la phase spectrale du signal est donnée par :

$$\Phi(\omega - \omega_0) = (\omega - \omega_0)\tau + 3 \varphi_{\text{rad}}^{(3)} \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega} \right)^2 \frac{\delta\omega}{\Delta\omega}.$$

Nous avons :

$$\tilde{S}_1(\omega) = \tilde{A}_0^2 \exp \left[-2 \left(\frac{\omega - 2\omega_0}{\Delta\omega} \right)^2 \right] \exp \left[-2 \left(\frac{\delta\omega}{\Delta\omega} \right)^2 \right] \exp i\Phi(\omega - 2\omega_0),$$

et dans le domaine temporel, l'expression du satellite par :

$$S_1(t) = A \exp \left[- \left(\frac{t - \tau}{\delta t'} \right)^2 \right] \left(1 - 3i \varphi_{\text{rad}}^{(3)} \frac{\delta\omega}{\Delta\omega} \right) \exp(i 2\omega_0(t - \tau)),$$

avec

$\delta t' = \delta t \sqrt{1 + \left(3 \varphi_{\text{rad}}^{(3)} \frac{\delta\omega}{\Delta\omega} \right)^2}$ la nouvelle largeur temporelle du satellite (avec une résolution infinie),

$$A = A_0^2 \exp \left[-2 \left(\frac{\delta\omega}{\Delta\omega} \right)^2 \right],$$

$$A_0^2 = \frac{\tilde{A}_0^2 \Delta\omega}{2\sqrt{2\pi} \sqrt{1 - 3i\varphi_{\text{rad}}^{(3)} \frac{\delta\omega}{\Delta\omega}}}.$$

L'influence de la résolution du spectromètre se traduit par :

$$S_2(t) = S_1(t) R(t).$$

Soit :

$$S_2(t) = A R_0 \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{t - \tau}{\delta t'} \right)^2 \right] \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{t}{dt} \right)^2 \right] \exp \left[-\frac{3}{2} i \varphi_{\text{rad}}^{(3)} \frac{\delta\omega}{\Delta\omega} e \left(\frac{t - \tau}{\delta t'} \right)^2 \right] \exp 2i\omega_0(t + \tau)$$

Ainsi la nouvelle position du satellite τ_R ainsi que sa nouvelle amplitude S sont données par les relations suivantes :

$$\tau_R = \tau \frac{1}{1 + \left(\frac{d\lambda}{\Delta\lambda} \right)^2 \left(1 + \left(3 \varphi_{\text{rad}}^{(3)} \frac{\delta\omega}{\Delta\omega} \right)^2 \right)},$$

et

$$S = \exp \left[- \frac{(\tau \Delta\omega)^2}{8} \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta\lambda}{d\lambda} \right)^2 \left(1 + \left(3 \varphi_{\text{rad}}^{(3)} \frac{\delta\omega}{\Delta\omega} \right)^2 \right)^{-1}} \right].$$

A5. Analogie entre la diffraction de Fresnel et la dispersion quadratique

L'analogie entre la diffraction de Fresnel d'un faisceau et la dispersion quadratique spectrale d'une impulsion se propageant sur une distance z peut se montrer à partir de la correspondance de la variable transverse d'espace x avec la variable temporelle t . Ces deux phénomènes physiques de part leurs équations sont équivalents. Nous formons les équations linéaires d'évolution d'un champ électromagnétique. Nous dérivons cette équation pour une onde monochromatique ; puis dans le cas d'une onde plane. Enfin, nous comparons ces deux équations d'évolution des enveloppes.

Nous rappelons les équations de Maxwell linéaires pour les dériver dans les deux cas suivants : une onde plane et polychromatique et une onde non plane et monochromatique.

A5.1 Equations de Maxwell linéaires

Pour un milieu sans charge ni courant et non magnétique, homogène et isotrope, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{E}} = -\frac{\partial \vec{\mathcal{B}}}{\partial t} \quad (\text{Maxwell - Faraday}),$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{B}} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{\mathcal{D}}}{\partial t} \quad (\text{Maxwell - Ampère}),$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\mathcal{D}} = 0 \quad (\text{Maxwell - Gauss}),$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\mathcal{B}} = 0 \quad (\text{flux magnétique}),$$

avec $\vec{\mathcal{E}}$ et $\vec{\mathcal{B}}$ les champs électrique et magnétique,

$\vec{\mathcal{D}}$ l'induction électrique,

et μ_0 représente la perméabilité du vide.

Nous avons de plus la relation constitutive :

$$\vec{\mathcal{D}} = \epsilon_0 \vec{\mathcal{E}} + \vec{\mathcal{P}}$$

où ϵ_0 représente la susceptibilité du vide,

$\vec{\mathcal{P}}$ la polarisation linéaire.

En utilisant les propriétés du rotationnel et en réorganisant les équations, nous obtenons pour une polarisation du champ :

$$\Delta \vec{\mathcal{E}} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{E}}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{P}}}{\partial t^2} \quad \text{Équation 1}$$

Par la suite, nous supposons qu'il n'existe qu'une seule polarisation. Le champ électrique est alors scalaire et s'écrit :

$$\mathcal{E}(x, y, z, t) = \mathcal{A}(x, y, z, t) \exp(i(\omega_0 t - kz))$$

avec $\mathcal{A}(x, y, z, t)$ l'enveloppe du champ électrique,
 $\exp(i(\omega_0 t - kz))$ la porteuse du champ électrique,
 ω_0 la pulsation centrale du spectre,
 k le vecteur d'onde pour l'onde porteuse.

La polarisation linéaire est directement reliée au champ électrique par la relation suivante :

$$\tilde{\mathcal{P}}(x, y, z, \omega) = \epsilon_0 \chi(\omega) \tilde{\mathcal{E}}(x, y, z, \omega),$$

avec $\chi(\omega)$ la susceptibilité linéaire,

En faisant une transformation de Fourier inverse, nous obtenons :

$$\mathcal{P}(x, y, z, t) = \epsilon_0 \text{TF}^{-1}[\chi(\omega)] \otimes \mathcal{E}(x, y, z, t).$$

A5.2 Diffraction de Fresnel

Nous dérivons l'équation 1 dans le cas d'une onde non plane et monochromatique. Dans ce cas, l'enveloppe du champ électrique ne comporte pas de variations au cours du temps et la pulsation centrale devient la pulsation du champ. L'expression du champ électrique devient :

$$\mathcal{E}(x, y, z, t) = \mathcal{E}(x, y, z),$$

et son enveloppe :

$$\mathcal{A}(x, y, z, t) = \mathcal{A}(x, y, z).$$

Dans le cas d'une onde monochromatique, la polarisation linéaire du champ s'écrit :

$$\mathcal{P}(x, y, z, t) = \epsilon_0 \chi(\omega_0) \mathcal{E}(x, y, z, t).$$

Ainsi le champ électrique est régi par l'équation suivante :

$$\Delta \mathcal{E} = \frac{1}{c^2} (1 + \chi(\omega_0)) \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} \quad \text{Équation 2}$$

Le laplacien se décompose en deux termes : une partie transverse et une partie selon l'axe de propagation. Pour cette seconde partie, nous obtenons :

$$\Delta_z \mathcal{E} = \left[\frac{\partial^2 \mathcal{A}}{\partial z^2} - 2ik \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial z} - k^2 \mathcal{A} \right] [\exp i(\omega_0 t - kz)].$$

Soit en remplaçant dans l'équation 2, nous obtenons :

$$\Delta_{\perp} \mathcal{A} + \frac{\partial^2 \mathcal{A}}{\partial z^2} - 2ik \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial z} - k^2 \mathcal{A} = -\frac{\omega_0^2}{c^2} (1 + \chi(\omega_0)) \mathcal{A}.$$

Nous posons :

$$k = k_0 = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{1 + \chi(\omega_0)}.$$

Soit :

$$\Delta_{\perp} \mathcal{A} + \frac{\partial^2 \mathcal{A}}{\partial z^2} = 2ik_0 \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial z}$$

Nous nous plaçons dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable. Les variations de l'enveloppe en fonction de la variable de propagation dépendent des effets de diffraction. Les variations de l'enveloppe en fonction de cette variable sont beaucoup plus petites que celles de l'enveloppe en fonction des variables transverses (). L'équation pour l'enveloppe s'écrit :

$$\Delta_{\perp} \mathcal{A} = 2ik_0 \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial z} \quad \text{Équation 3}$$

C'est l'équation de l'évolution de l'enveloppe pour une onde non plane et monochromatique (diffraction de Fresnel). Nous dérivons maintenant l'équation de Maxwell dans le cas de la dispersion d'une onde dans un milieu quadratique.

A5.3 Dispersion quadratique

Nous dérivons l'équation 1 dans le cas d'une onde plane et polychromatique. Dans ce cas, l'enveloppe du champ électrique est constante pour les variables transverses d'espace (x,y). L'expression du champ électrique devient :

$$\mathcal{E}(x, y, z, t) = \mathcal{E}(z, t),$$

et son enveloppe :

$$\mathcal{A}(x, y, z, t) = \mathcal{A}(z, t).$$

Dans le domaine temporel, le laplacien se réduit à une seule partie selon l'axe de propagation :

$$\Delta \mathcal{E} = \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial z^2}.$$

La polarisation linéaire dans le domaine spectral s'écrit :

$$\tilde{\mathcal{P}}(z, \omega) = \varepsilon_0 \chi(\omega) \tilde{\mathcal{E}}(z, \omega).$$

L'équation 1 est écrite dans le domaine spectral, en utilisant :

$$\mathcal{E}(z, t) = \text{TF}^{-1}[\tilde{\mathcal{E}}(z, \omega)] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\mathcal{E}}(z, \omega) \exp(i\omega t) d\omega,$$

et la dérivée seconde du champ par rapport à la variable temporelle est :

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}(z, t)}{\partial t^2} = \frac{-1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \omega^2 \tilde{\mathcal{E}}(z, \omega) \exp(i\omega t) d\omega.$$

Soit l'équation précédente devient :

$$\frac{\partial^2 \tilde{\mathcal{E}}(z, \omega)}{\partial z^2} = -\frac{\omega^2 n^2(\omega)}{c^2} \tilde{\mathcal{E}}(z, \omega)$$

avec

$n(\omega) = \sqrt{1 + \chi(\omega)}$ l'indice du milieu dispersif. Pour de faibles excursions spectrales (c'est à dire $\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} < 1$), le terme $\omega^2 n^2(\omega)$ peut se décomposer en série de Taylor au voisinage de la pulsation centrale ω_0 :

$$\omega^2 n^2(\omega) = \omega_0^2 n^2(\omega_0) + \left(\frac{\partial(\omega^2 n^2(\omega))}{\partial \omega} \right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2(\omega^2 n^2(\omega))}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + O^3(\omega - \omega_0)$$

qui s'écrit aussi :

$$\omega^2 n^2(\omega) = \omega_0^2 n^2(\omega_0) + \partial(\omega^2 n^2)_0 (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \partial^2(\omega^2 n^2)_0 (\omega - \omega_0)^2 + O^3(\omega - \omega_0).$$

Nous introduisons ce développement dans l'équation précédente. Nous en prenons ensuite la transformation de Fourier inverse (pour se retrouver dans le domaine temporel). L'équation en fonction de l'enveloppe du champ s'écrit :

$$\begin{aligned} -k_0^2 \mathcal{A}(z, t) - 2ik_0 \frac{\partial \mathcal{A}(z, t)}{\partial z} + \frac{\partial^2 \mathcal{A}(z, t)}{\partial z^2} = \\ -\frac{\omega_0^2 n^2(\omega_0)}{c^2} \mathcal{A}(z, t) + i \frac{\partial(\omega^2 n^2(\omega))_0}{c^2} \frac{\partial \mathcal{A}(z, t)}{\partial t} + \frac{\partial^2(\omega^2 n^2(\omega))_0}{c^2} \frac{\partial^2 \mathcal{A}(z, t)}{\partial t^2} \end{aligned} \quad \text{Équation 4}$$

Nous posons (c'est la même définition que celle utilisée précédemment, la seule différence est la variation du vecteur d'onde en fonction de la pulsation) :

$$k(\omega) = \frac{n(\omega)\omega}{c}.$$

La dérivée première du vecteur d'onde par rapport aux pulsations est l'inverse de la vitesse de groupe de l'onde :

$$k'(\omega_0) = \frac{1}{v_g}$$

et sa dérivée seconde représente la dispersion de la vitesse de groupe de l'onde.

Nous plaçons dans le repère mouvant de l'onde :

- la variable longitudinale z ne change pas,
- la variable temporelle devient : $t - \frac{z}{v_g}$.

Dans ces conditions, l'équation 4 devient :

$$\frac{\partial \mathcal{A}(z, t)}{\partial z} = \frac{i k''(\omega_0)}{2} \frac{\partial^2 \mathcal{A}(z, t)}{\partial t^2} + \frac{i}{v_g k(\omega_0)} \frac{\partial^2 \mathcal{A}(z, t)}{\partial t \partial z} - \frac{i}{2 k(\omega_0)} \frac{\partial^2 \mathcal{A}(z, t)}{\partial z^2}.$$

Nous nous plaçons dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable. Cette approximation n'est valable que dans le repère mouvant de l'onde. Les dérivées de l'enveloppe du champ sont petites devant l'enveloppe elle-même. L'équation pour l'enveloppe s'écrit :

$$\frac{\partial^2 \mathcal{A}}{\partial t^2} = \frac{-2i}{k''(\omega_0)} \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial z} \quad \text{Équation 5}$$

C'est l'équation de l'évolution de l'enveloppe pour une onde plane et polychromatique dans le cas d'une dispersion quadratique.

A5.4 Comparaison des équations obtenues

Les équations de l'enveloppe du champ dans les deux phénomènes étudiés sont les suivantes :

- diffraction de Fresnel : $\Delta_{\perp} \mathcal{A} = 2ik_0 \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial z}$ Équation 3

- dispersion quadratique : $\frac{\partial^2 \mathcal{A}}{\partial t^2} = \frac{-2i}{k''(\omega_0)} \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial z}$ Équation 5

Ces équations ont été calculées avec les mêmes approximations. Dans les deux cas, elles ont été développées à l'ordre deux :

- pour la diffraction, c'est l'approximation paraxiale,
- pour la dispersion, le produit $\omega^2 n^2(\omega)$ a été développé à l'ordre deux.

A6. Erreur phase stationnaire

Si la phase $\phi(x)$ est non nulle et s'écrit comme $\phi(x) = \frac{\Phi(x)}{\varepsilon^{1-d}}$, nous recherchons l'erreur ρ commise sur la phase retrouvée en considérant $\phi(x)$ dans l'expression de la phase stationnaire $\Phi(x)/\varepsilon$, correspondant au point stationnaire x_1 ou comme une perturbation de cette expression correspondant au point stationnaire x_0 . L'erreur est alors définie par :

$$\rho = \left(\phi + \frac{\Phi}{\varepsilon} \right)(x_1) - \left(\phi + \frac{\Phi}{\varepsilon} \right)(x_0)$$

avec

$\frac{\Phi(x)}{\varepsilon}$ la partie prépondérante de la phase,

les deux points stationnaires sont définis par :

$$x_0 = \left(\frac{\Phi}{\varepsilon} \right)^{-1}(0),$$

et

$$x_1 = \left(\phi + \frac{\Phi}{\varepsilon} \right)^{-1}(0).$$

Le principe du calcul de l'erreur est le suivant :

- détermination de $x_1 - x_0$,
- introduction de cette relation dans l'erreur.

La première étape :

$$x_1 - x_0 = \varepsilon^d y_1 + \varepsilon^{2d} y_2 + o(\varepsilon^{3d}),$$

or nous avons :

$$\left(\phi + \frac{\Phi}{\varepsilon} \right)(x_1) = 0 ;$$

nous obtenons

$$\phi'_1(x_0 + \varepsilon^d y_1 + \varepsilon^{2d} y_2) + \varepsilon^d \phi'_2(x_0 + \varepsilon^d y_1 + \varepsilon^{2d} y_2) = 0.$$

En ne conservant que les termes inférieurs à ε^{3d} :

$$\phi'_1(x_0) + \phi''_1(x_0)(\varepsilon^d y_1 + \varepsilon^{2d} y_2) + \frac{1}{2} \phi'''_1(x_0) \varepsilon^{2d} y_1^2 + \phi'_2(x_0) \varepsilon^d + \phi''_2(x_0) \varepsilon^{2d} y_1 = 0$$

Nous égalisons les termes d'ordres égaux en ε^d :

- l'ordre zéro : $\phi'_1(x_0) = 0$,
- l'ordre un en ε^d : $y_1 = -\frac{\phi'_2(x_0)}{\phi''_1(x_0)}$,

- l'ordre deux en ε^d $\varphi_1''(x_0)y_2 + \frac{1}{2}\varphi_1'''(x_0)y_1^2 + \varphi_2''(x_0)y_1 = 0$.

La seconde étape : introduction de la relation précédente dans l'expression de l'erreur :

$$\rho = \left(\frac{\Phi_1}{\varepsilon} + \frac{\Phi_2}{\varepsilon^{1-d}} \right) (x_0 + \varepsilon^d y_1 + \varepsilon^{2d} y_2) - \left(\frac{\Phi_1}{\varepsilon} + \frac{\Phi_2}{\varepsilon^{1-d}} \right) (x_0).$$

Nous développons l'expression de l'erreur :

$$\varepsilon \rho = \varepsilon^d \varphi_2'(x_0) (\varepsilon^d y_1 + \varepsilon^{2d} y_2) + \frac{1}{2} \varepsilon^{2d} (\varphi_1''(x_0) + \varepsilon^d \varphi_1'''(x_0)) (y_1^2 + \varepsilon^d y_2 y_1 + \varepsilon^{2d} y_2^2).$$

Soit

$$\varepsilon \rho = \varepsilon^{2d} \left(\varphi_2'(x_0) y_1 + \frac{1}{2} \varphi_1''(x_0) y_1^2 \right) + O(\varepsilon^{3d})$$

en remplaçant y_1 ,

$$\rho = \varepsilon^{2d-1} \left(- \frac{[\varphi_2'(x_0)]^2}{2\varphi_1''(x_0)} \right) + O(\varepsilon^{3d-1})$$

ce qui s'écrit aussi :

$$\rho = \frac{-(\Phi'(x_0))^2}{2\left(\frac{\Phi}{\varepsilon}\right)''(x_0)} + O(\varepsilon^d).$$

A7. Phases spectrale et temporelle d'un étireur parfait

L'enveloppe spectrale en sortie de l'étireur s'écrit :

$$\tilde{A}(\omega) = A(\omega) \exp[i\Phi_E(\omega)]$$

Nous considérons le cas d'impulsion d'amplitude spectrale de forme gaussienne, définie par la relation suivante :

$$A(\omega) = \tilde{A}_0 \exp\left[-\left(\frac{\omega}{\Delta\omega}\right)^2\right]$$

avec $\Delta\omega$ est la demi largeur spectrale à $1/e^2$ en intensité.

Dans le cas d'un étireur parfait, la phase spectrale introduite est donnée par :

$$\Phi_E(\omega) = \Phi''_{E \text{ rad}} \left(\frac{\omega}{\Delta\omega}\right)^2$$

avec

$$\Phi''_{E \text{ rad}} = \frac{1}{2} \Phi''_E(\omega_0) \Delta\omega^2$$

L'enveloppe temporelle du champ s'écrit :

$$A(t) = \text{TF}^{-1}[\tilde{A}(\omega)]$$

soit :

$$A(t) = \frac{\tilde{A}_0}{2\pi} \sqrt{\frac{\pi \Delta\omega^2}{1 - i \Phi''_{E \text{ rad}}}} \exp\left[-\frac{t^2}{\delta t^2 (1 + \Phi''_{E \text{ rad}})} (1 - i \Phi''_{E \text{ rad}})\right].$$

Soit la nouvelle durée de l'impulsion est :

$$\Delta t = \delta t \sqrt{1 + \Phi''_{E \text{ rad}}},$$

et le facteur d'étirement :

$$F = \sqrt{1 + \Phi''_{E \text{ rad}}}$$

Dans le cas d'impulsions d'amplitude spectrale de forme gaussienne, d'un étireur parfait et d'impulsions fortement étirées $F \gg 1$, la phase introduite par l'étireur s'écrit :

$$\Phi_E(\omega) = F \left(\frac{\omega}{\Delta\omega}\right)^2,$$

et la phase temporelle apportée par l'étireur s'écrit :

$$\psi_E(t) = -F \left(\frac{t}{\Delta t}\right)^2,$$

et $\Delta t = \delta t \Phi''_{E \text{ rad}}$.

Bibliographie

Introduction

- [1] C. J. Joshi and P. B. Corkum,
« Interaction of ultra-intense laser with matter »,
Physics Today, january 1995, p 36.
- [2] D. Strickland and Gérard Mourou,
« Compression of amplified chirped optical pulses »,
Optics Communications, vol 56, n°3, december 1985, p 219-221.
- [3] C. E. Cook,
« Pulse compression - Key to more efficient radar transmission »,
Proceeding of the intitute of radio engineers, vol 48, n°3, 1960, p 310.
- [4] N. Blanchot, C. Rouyer, C. Sauteret, A. Migus,
« Amplification of sub-100-TW femtosecond pulses by shifted amplifying Nd:glass amplifiers: theory and experiments »,
Optics Letters, vol 20, n°4, february 1995, p 395-397.
- [5] D. M. Pennington, J. A. Britten, J. L. Miller, M. D. Pery, C. G. Brown, G. tierbohl, B. C. Stuart, S . Herman, V. Yanosky,
« The Petawatt Laser System »,
UCRL-LR-105821-97-4.
- [6] M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, S. C. Wilks, J. Woodworth, E. M. Cambell, M. D. Perry and R. J. Mason,
« Ignition and high gain with ultrapowerful lasers »,
Phys. Plasmas, vol 1, n°5, may 1995, p 1626-1634.
- [7] A. Rousse,
« Génération d'électrons rapides et émission X dans l'interaction d'une impulsion sub-picoseconde et intense avec une cible solide »,
Thèse de l'université de Paris XI Orsay, soutenue en 1994 réalisée au LULI et au LOA.
- [8] F. Amiranoff, A. Antonetti, P. Audebert, D. Bernard, B. Cross, F. Dorchies, J. C. Gauthier, J. P. Geindre, G. Grillon, F. Jacquet, G. Matthieussent, J. R. Marquès, P. Miné, P. Mora, A. Madona, J. Morillon, F. Moulin, Z. Najmudin, A.E. Specka and C. Stenz,
« Laser particule acceleration : beat-wave and wakefield experiments »,
Plasma Physic Control fusion, vol 38, 1996, A295-A300.

[9] J. C. Chanteloup, E. Salmon, C. Sauteret and A. Migus, P. Zeitoun, A. Klinsnick, A. Carillon, S. Hubert, and D. Ros, P. Nickles and M. Kalachnikov,
« Pulse-Front control of 15-TW pulses with a tilted compressor, and application to the subpicosecond traveling wave pumping of soft-x-ray laser »,
Journal of Optical Society of America B, Vol 17, n°1, January 2000, p 151-157.

Chapitre 1 : Mécanismes physiques gouvernant les impulsions ultra-intenses

[1-1] L. M. Frantz and J. S. Nodivik,
« Theory of pulse propagation in a laser amplifier »,
Journal of Applied Physics, vol 34, n°8, august 1963, p 2346.

[1-2] V. Bespalov et V. Talanov,
« Filamentary structure of light beams in non-linears liquids »,
JETP Letters, vol 3, june 1966, p 307-310.

[1-3] D. Strickland and Gérard Mourou,
« Compression of amplified chirped optical pulses »,
Optics Communications, vol 56, n°3, december 1985, p 219-221.

[1-4] E. B. Treacy,
« Optical pulse compression with diffraction gratings »,
IEEE journal of quantum electronics, vol 5, n°9, september 1969, p 454-458.

[1-5] O. E. Martinez, J. P. Gourdon and R. L. Fork,
« Negative group-velocity dispersion using refraction »,
Journal of Optical Society of America A, vol 1, n°10, october 1984, p 1003-1006.

[1-6] C. Fiorini, C. Sauteret, C. Rouyer, N. Blanchot, S. Seznec, A. Migus,
« Temporal Aberrations due to misalignment of a stretcher-compressor system and compensation »,
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol 30, n°7, july 1994, p 1662-1670.

[1-7] J. C. Guyot, A. Bettinger et D. Auric,
« Influence des effets non-linéaires sur la focalisation des faisceaux lasers de haute intensité de puissance »,
Revue de Physique Appliquée, tome 13, avril 1978, p 198-210.

[1-8] M. Henesian, P. Renard, J. Auerbach, J. Caird, B. Erhlich, S. Haney, J. Hunt, J. Lawson, K. Manes, D. Milam, R. Sacks, L. Seppala, I. Smith, R. Speck, C. Thompson, B. VanWanterghem, P. Wegner, T. Weiland, C. Widmayer, W. Williams, and J. B. Trenholme,
« The use of beam modeling of Beamlet and Nova to ensure a « safe » National Ignition Facility laser system design »,
Second Annual International Conférence on Solid-State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion, 22-25 october 1996, Paris, p 84-95.

[1-9] N. Blanchot,
« Génération d'impulsions femtosecondes dans le domaine des 100 TW par amplification dans des mélanges de verres, et démonstration de focalisation à des densités de puissances supérieures à 2.10^{19} W/cm² »,
Thèse de l'université de Paris XI Orsay, soutenue en 1995.

Chapitre 2 : Contexte de l'étude : un laser kilojoule pétawatt

[2-1] C. Fiorini, C. Sauteret, C. Rouyer, N. Blanchot, S. Seznec, A. Migus,
« Temporal Aberrations due to misalignment of a stretcher-compressor system and compensation »,
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol 30, n°7, july 1994, p 1662-1670.

[2-2] O. Morice, P. Donnat, G. treimany, T. Procher, X. Ribeyre, G. Gallice, D. Nasset, N. l'Hullier, V. Rivoire,
Miró V4.0 : guide utilisateur,
Rapport CEA-R-5920,

[2-3] A. Reichart,
« Gratings for Ultrabright Lasers, Trainings and Mobility of researchers (TMR) Program »,
4th Technical and Management Meeting report, april 27-28 2000,
Contrat ERBGECT 980096, European Commission DG XII.

[2-4] J. E. Sipe, B. J. Eggleton, T. A. Strasser,
« Dispersion characteristics of nonuniform Bragg grating : implications for WMD communications systems »,
Optics Communications, vol 152, july 1998, p 269-274.

[2-5] O. A. Konoplev and D. D. Meyerhofer,
« Cancellation of B-integral accumulation for CPA laser »,
IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics, vol 4, n°2, march/april 1998, p 459-469.

[2-6] C. Dorrer, F. Salin, F. Verluise, and J. P. Huignard,
« Programmable phase control of femtosecond pulses by use of a nonpaxalated spatial light modulator »,
Optics Letters, vol 23, n°9, may 1998, p 709-711.

[2- 7] D. Yelin, D. Meshulach and Y. Silberberg,
« Adaptive femtosecond pulse compression »,
Optics Letters, vol 22, n°23, december 1997, p 1793-1795.

[2-8] E. Zeek, R. Bartels, M. M. Murnane, H. C. kapteyn, S. Backus, and G. Vdovin,
« Adaptive pulse compression for transform-limited 15-fs high-energy generation »,
Optics Letters, vol 25, n°8, april 2000, p 587-589.

[2-9] F. Verluise,
« Filtre acousto-optique programmable en amplitude et en phase : application aux impulsions laers ultrabrèves »,
Thèse de l'Ecole Polytechnique, 1999.

[2- 9] F. Verluise, V. Laude, J. P. Huignard, and P. Tournois, A. Migus,
« Arbitrary dispersion control of ultrashort optical pulses with acoustic waves »,
Journal of Optical Society of America B, vol 17, n°1, january 2000, p 138-145.

[2-11] M. Haner and W. S. Warren,
« Synthesis of crafted optical pulses by time domain modulation in a fiber-grating
compressor »,
Applied Physics Letters, vol 52, n°18, may 1988, p1458-1460.

Chapitre 3 Système de mesure absolue de la phase spectrale : dimensionnement de l'appareil et sa mise en œuvre expérimentale

[3-1] R. Trebino, K. W. Delong, D. N. Fittinghoff, J. N. Sweetser, D. J. Kane,
« Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved
optical gating »,
Review Scientific Instrument, vol 68, n°9, september 1997, p 3277-3295.

[3-2] P. O'Shea and R. Trebino,
« Extremely simple intensity-and-phase ultrashort pulse-measurement device with no
spectrometer, thin crystal, or delay line »,
Conference on Lasers and Electro-Optics, paper CEF6, 7-12 may 2000.

[3-3] J. L. A. Chilla, O. E. Martinez,
« Direct determination of the amplitude and the phase of femtosecond light pulses »,
Optics Letters, vol 16, n°1, january 1991, p 39.

[3-4] B. S. Prade, J. M. Schins, E. T. J. Nibbering, M. A. Franco, A. Mysyrowicz,
« A simple method for the determination of the intensity and phase of ultrashort optical
pulses »,
Optics Communications, vol 113, december 1994, p 79.

[3-5] C. Iaconis and I. A. Walmsley,
« Spectral Phase Interferometry for Direct Electricfield Reconstruction of ultrashort optical
pulse »,
Optics Letters, vol 23, n°1, january 1998, p 792-794.

[5-6] C. Dorrer,
« Caractérisation et modulation d'impulsions laser femtoseconde »,
Thèse de l'Ecole Polytechnique, 1999.

[3-7] M. P. Rimmer,
« Method for evaluation lateral shearing interferograms »,
Applied Optics, vol 13, n°3, march 1974, p 623-629.

[3-8] C. Dorrer,
« Influence of the calibration of a detector on spectral interferometry »,
Journal of Optical Society of America B, vol 16, 1999, p 1160-1168.

Chapitre 4 : Analogie entre l'optique traditionnelle et l'optique « temporelle »

- [4-1] P. Tournois,
« Analogie optique de la compression temporelle d'impulsion »,
Annales de Radioélectricité, tome XIX, n°12, octobre 1964.
- [4-2] B. H. Kolner and M. Mazarathy,
« Temporal imaging with a time lens »,
Optics Letters, vol 14, n°12, june 1989, p 630-632.
- [4-3] B. H. Kolner,
« Space-time duality and the theory of Temporal imaging »,
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol 30, n°8, august 1994, p 1951-1954.
- [4-4] A. A. Glodil, B. A. Auld, and D. M. Bloom,
« Picosecond Time-Lenses »,
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol 30, n°3, march 1994, p 827-837.
- [4-5] A. S. Siegman,
« Laser »,
University Sciences Books, Mill Valley, Calif, 1986.
- [4-6] I. N. Ross, J. L. Collier, P. Matousek, C. N. Danson, D. Neely, R. M. Allott, D. A. Pepler, C. Hernandez-Gomez, and K. Osvay,
« Generation of terawatt pulses by use of optical parametric chirped pulse amplification »,
Applied Optics, vol 39, n°15, may 2000, p 2422-2427.
- [4-7] I. N. Ross, P. Matousek, M. Towrie, A. J. Langley, J. L. Collier, C. N. Danson, C. Hernandez-Gomez, D. Neely and K. Osvay,
« Prospects for a multi-PW source using pulse amplifiers »,
Laser and Particle Beams, vol 17, n°2, 1999, p331-340.
- [4-8] N. Blanchot, C. Rouyer, C. Sauteret and A. Migus,
« Principles of control of temporal distortions in chirped pulse amplification using temporal doublets and electronically waveform fed phase modulators »,
Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and European Quantum Electronics Conference, paper QThG4, 28 août-2 septembre 1994.
- [4-9] A. Maréchal et M. Françon,
« Diffraction et structure des images »,
Masson, 1970, p106.
- [4-10] Lord Rayleigh,
Phil Mag, (5), vol 8, 1879, p403.

Chapitre 5 : Modulation de la phase : justification théorique et validation expérimentale du modulateur

[5-1] A. Yariv,
Quantum electronics,
Wiley, Third edition, 1988.

[5-2] R. V. Schmidt and I. P. Kaminov,
« Metal diffused optical waveguides in LiNbO_3 »,
Applied Physics Letters, vol 15, 1974, p 458-460.

[5-3] J. L Jackel, C. E. Rice, and J. J. Veselka,
« Proton exchange for high-index waveguides in LiNbO_3 »,
Applied Physics Letters, vol 47, 1982, p 607-608.

[5-4] P. G. Suchoski, T. K. Findakly, and F. J. Leonberger,
« Stable low-loss proton-exchanged LiNbO_3 waveguides devices with no electro-optic degradation »,
Optics Letters, vol 13, n°11, november 1988, p 1050-1052.

[5-5] N. Bleistein, R. A. Handelsman,
Asymptotic expansion of integrals,
Dover, 1986.

[5-6] C. Froehly, A. Lacourt et J. Viénot,
« Notions de réponse impulsionnelle et de fonction de transfert temporelles des pupilles optiques, justifications expérimentales et applications »,
Nouvelle Revue Optique, t 4, n°4, 1973, p 183-196.

[5-7] L. Lepetit, G. Cheriaux, and M. Joffre,
« Linear techniques of phase measurement by femtosecond spectral interferometry for applications in spectroscopy »,
Journal of Optical Society of America B, vol 12, n°12, december 1995, p 2467-2474.

Chapitre 6 : Mesures expérimentales de la phase et de la modulation, et correction

[6-1] E. Salmon, N. Blanchot, D. Husson, C. Rouyer and C. Sauteret,
« Temporal distortions control in chirped pulse amplification using phase modulator as temporal correctors »,
Ultrafast Optics 1999, Ascona Switzerland, July 1-16.

[6-2] C. Fiorini, C. Sauteret, C. Rouyer, N. Blanchot, S. Seznec, A. Migus,
« Temporal Aberrations due to misalignment of a stretcher-compressor system and compensation »,
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol 30, n°7, july 1994, p 1662-1670.

Chapitre 7 : Correction de la phase non linéaire par modulation de phase temporelle

[7-1] N. Blanchot, C. Rouyer, C. Sauteret, A. Migus,
« Amplification of sub-100-TW femtosecond pulses by shifted amplifying Nd:glass amplifiers: theory and experiments », *Optics Letters*, vol 20, n°4, fébruary 1995, p 395-397.

[7-2] W. H. Williams,
« Simulations of a phase corrector plate for the National Ignition Facility », *Third Annual International Conférence on Solid-State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion*, 7-12 june 1998, Monterey, USA, p 355-362.

[7-3] V. Bespalov et V. Talanov,
« Filamentary structure of light beams in non-linears liquids », *JETP Letters*, vol 3, june 1966, p 307-310.

[7-4] N. Blanchot,
« Génération d'impulsions femtosecondes dans le domaine des 100 TW par amplification dans des mélanges de verres, et démonstration de focalisation à des densités de puissances supérieures à 2.10^{19} W/cm², »
Thèse de l'université de Paris XI Orsay, soutenue en 1995.

[7-5] C. M. G. Inschauspe and O.E. Martinez,
« Aberration compensation of a curved diffraction grating stretcher for femtosecond chirped-pulse amplification », *Journal of Optical Society of America B*, vol 14, n°10, october 1997, p 2696-3000.

[7-6] M. Henesian, P. Renard, J. Auerbach, J. Caird, B. Erhlich, S. Haney, J. Hunt, J. Lawson, K. Manes, D. Milam, R. Sacks, L. Seppala, I. Smith, R. Speck, C. Thompson, B. VanWanterghem, P. Wegner, T. Weiland, C. Widmayer, W. Williams, and J. B. Trenholme,
« The use of beam modeling of Beamlet and Nova to ensure a « safe » National Ignition Facility laser system design », *Second Annual International Conférence on Solid-State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion*, 22-25 october 1996, Paris, p 84-95.

Annexes

[A3-1] M. Abramowitz and I. A. Stegun,
Handbook of mathemtaical function,
Dover, 1972.

Résumé

La production d'impulsions ultra-courtes et ultra-intenses présente un grand intérêt pour l'exploration de la physique de l'interaction laser-matière. Le développement ces dernières années d'oscillateurs engendrant des impulsions de plus en plus courtes combinées à une technique de l'amplification à dérive de fréquence a permis d'obtenir des puissances de quelques centaines de térawatts. La prochaine génération de chaîne de puissance devrait produire des impulsions ayant une puissance de l'ordre de la dizaine de pétawatts. Une telle chaîne pourrait s'implanter sur la Ligne d'Intégration Laser (LIL) au CESTA à Bordeaux. Le dimensionnement du laser PW en étude sur la LIL a montré la nécessité de corriger les phases spectrale et temporelle.

L'objectif de la thèse est la correction de la phase spectrale en utilisant un modulateur de phase temporelle pour des impulsions de relativement faible largeur spectrale (quelques nanomètres) centrées autour de $1,053\text{ }\mu\text{m}$ et fortement étirées temporellement. La spécificité des impulsions a nécessité un travail particulier d'adaptation des méthodes de mesure absolue et de modulation de phase spectrale. La maîtrise de la phase spectrale des impulsions permet en effet non seulement la correction des défauts de phase pour comprimer les impulsions à dérive de fréquence mais aussi la mise en forme temporelle de ces impulsions. La mise en place de l'analogie entre les domaines temporel et spatial a permis de bénéficier de tout l'acquis du domaine spatial pour analyser la phase spectrale de l'impulsion. Nous avons aussi formalisé la correspondance de la modulation de la phase entre le domaine temporel et le domaine spectral pour des impulsions fortement étirées, en utilisant le théorème de la phase stationnaire. Nous présentons dans ce manuscrit les résultats expérimentaux de mesures de la phase spectrale et de la correction de la phase spectrale.

Une extension à la correction de la phase temporelle est proposée : la correction des effets non linéaires directement dans le domaine temporel (en utilisant le modulateur de phase temporelle). Nous présentons les résultats des simulations numériques de la correction de la phase temporelle permettant d'améliorer les performances d'un facteur trois en puissance sur une installation du type LIL.