

**CHAPITRE II : ETUDE ET REALISATION D'UN  
COMPRESSEUR D'IMPULSIONS**

Vertical line of text on the left margin.

Vertical line of text on the left margin.

## II.1. INTRODUCTION

Le CNET de Lannion dispose depuis environ deux ans d'un système laser picoseconde. Ce système est constitué d'un laser Nd:YAG Antares à modes couplés et doublé en fréquence, pompant en synchronisme un laser à colorant Coherent 702. La cavité de ce laser est de type linéaire avec deux jets (Rh6G et absorbant saturable DODCI). La longueur d'onde est accordable à l'aide d'un filtre de Lyot intracavité.

Ce système délivre un train d'impulsions lumineuses de forte puissance moyenne ( $\sim 400\text{mW}$ ), répétitives à 80 MHz, dont la largeur à mi-hauteur est voisine d'une picoseconde. La longueur d'onde est d'environ 600 nm.

Ces impulsions sont utilisées pour réaliser des expériences de luminescence résolues en temps sur des matériaux semi conducteurs à base de GaAs. Néanmoins, certaines expériences sont encore limitées par la largeur des impulsions excitatrices. D'où la nécessité d'étudier un moyen permettant d'obtenir des impulsions encore plus courtes, tout en conservant le système présenté ci-dessus.

La technique la plus utilisée pour raccourcir la largeur des impulsions lumineuses consiste à utiliser un dispositif dans lequel l'impulsion lumineuse traverse un matériau présentant de l'effet Kerr optique : le spectre de l'impulsion lumineuse est alors élargi par automodulation de phase. Cet effet non linéaire nécessite de très fortes intensités pouvant être obtenues par exemple en confinant l'impulsion lumineuse dans le coeur d'une fibre optique monomode.

Puis l'impulsion traverse un système de prismes ou de réseaux qui réalise une mise en phase de toutes les fréquences de son spectre. Comme celui-ci a été élargi, la largeur de l'impulsion est diminuée.

C'est en utilisant ce principe que nous souhaitons comprimer les impulsions délivrées par le laser à colorant jusqu'à des durées d'environ 100 femtosecondes.

Les compresseurs d'impulsions à fibre optique ont déjà donné lieu à de nombreux travaux théoriques [34 -37].

Dans une première partie, nous étudierons le modèle de Tomlinson et coll [34]. Ce modèle a l'avantage d'être assez simple à utiliser et il nous permettra de prédire l'ordre de grandeur des principaux paramètres de notre compresseur (longueur de la fibre, distance entre les prismes de compensation). Néanmoins, ce modèle laisse apparaître un certain nombre de limitations si l'on désire utiliser des impulsions subpicosecondes comme dans notre cas.

Les paramètres du compresseur peuvent être atteints de façon plus précise en utilisant des modèles plus élaborés. Nous avons en particulier utilisé un programme informatique développé à l'Institut d'Optique dans lequel la résolution de l'équation non linéaire de Schrödinger est rigoureuse. Nous présentons les principaux résultats de ces simulations dans la deuxième partie.

Enfin, les principaux résultats expérimentaux sont commentés dans la troisième partie.

## II.2. COMPRESSION D'IMPULSIONS LUMINEUSES MODULEES EN FREQUENCE PAR AUTOMODULATION DE PHASE DANS DES FIBRES OPTIQUES

### II.2.1. Rappels théoriques

Nous rappelons dans ce paragraphe les principaux résultats théoriques du modèle de Tomlinson et coll [34].

La propagation d'une impulsion lumineuse dans un matériau présentant de l'effet Kerr optique est gouvernée par l'équation non linéaire de Schrödinger (93). Nous supposons que le milieu est sans gain, ni perte, la propagation se faisant suivant l'axe  $z$ . Dans cette équation, le premier terme du membre de droite correspond à la dispersion de vitesse de groupe, le second traduit l'automodulation de phase :

$$(93) \quad i \frac{\partial V}{\partial (z/z_0)} = \frac{\pi}{4} \left\{ \frac{\partial^2 V}{\partial (t/t_0)^2} + 2 |V|^2 V \right\}$$

où  $V$  est l'amplitude complexe de l'onde associée à l'impulsion. A l'entrée de la fibre, nous supposons que  $V$  est donnée par :

$$(94) \quad V(z=0, t) = A \operatorname{sech} \left( \frac{t}{t_0} \right)$$

avec  $t_0 = \frac{\tau_0}{1,76}$  où  $\tau_0$  est la largeur temporelle à mi-hauteur en intensité de l'impulsion.

Le paramètre  $A$  vaut :

$$(95) \quad A = \sqrt{\frac{P}{P_1}}$$

avec  $P$  = puissance crête de l'impulsion à l'entrée de la fibre,  
et

$$(96) \quad P_1 = \frac{n c \lambda A_{\text{eff}}}{16 \pi z_0 n_2} 10^{-7} \text{ (W)}$$

avec  $n$  = indice de réfraction du matériau utilisé (silice pour le coeur de la fibre),

$c$  = vitesse de la lumière en centimètre par seconde,

$\lambda$  = longueur d'onde dans le vide en nm,

$A_{\text{eff}}$  = aire effective du coeur, voisine de l'aire réelle du coeur, en centimètre carré,

$n_2$  = indice non linéaire de la silice, =  $1,1 \times 10^{-13}$  esu pour la silice,

et

$$(97) \quad z_0 = 0,322 \frac{\pi c^2 \tau_0^2}{|D(\lambda)| \lambda}$$

avec :

$c$  = vitesse de la lumière en mètre par seconde,

$\lambda$  = longueur d'onde dans le vide en mètre,

$\tau_0$  = largeur temporelle à mi-hauteur en intensité de l'impulsion ( $\tau_0 = 1,76 t_0$ ), en seconde,

et  $D(\lambda)$  = dispersion de vitesse de groupe (sans dimension).

Remarquons que les paramètres  $z_0$  et  $P_1$  sont issus de la théorie des solitons optiques :  $z_0$  est la période spatiale et  $P_1$  la puissance crête du soliton fondamental dans la direction de propagation  $z$ . Pour notre application ( $\lambda \sim 600$  nm), la dispersion de vitesse de groupe est positive et les impulsions ne sont pas des solitons. Dans notre contexte,  $z_0$  est la longueur de fibre au bout de laquelle la dispersion de vitesse de groupe a multiplié par deux la largeur de l'impulsion,  $P_1$  est la puissance crête nécessaire pour que l'automodulation de phase ait doublé la largeur spectrale d'une impulsion ayant parcouru une fibre optique de longueur  $z_0$ .

La résolution numérique de l'équation (93) permet d'obtenir l'amplitude  $V(z,t)$  de l'impulsion à la sortie de la fibre de longueur  $z$ , et ce pour différentes valeurs de l'amplitude  $A$  de l'impulsion à l'entrée de la fibre.

En particulier, les simulations théoriques mettent en évidence et permettent de mesurer précisément la modulation de fréquence (ou chirp) qui apparaît le long du profil de l'impulsion, et dont la cause résulte d'une action combinée de l'automodulation de phase et de la dispersion de vitesse de groupe.

Ce résultat peut être prévu plus simplement si l'on se rappelle que l'indice d'un matériau peut être fonction de l'intensité  $I$  de l'impulsion qui le traverse, à condition que  $I$  soit très grande (plusieurs dizaines de  $\text{MW}/\text{cm}^2$ ). Ceci est le cas si une impulsion lumineuse très brève voyage dans une fibre optique monomode : le confinement du champ électrique sur une très faible surface ( $\sim 10^{-7} \text{cm}^2$ ) et sur une longue distance permet d'obtenir des effets non linéaires importants. Ce phénomène s'appelle " automodulation de phase".

Ainsi :

$$(98) \quad n = n_0 + dn = n_0 + n_2 I(t)$$

avec

$n_0$  = indice du matériau et  $n_2$  = indice non linéaire (pour la silice,  $n_2 = 3,2 \times 10^{-20} \text{m}^2/\text{W}$  ou bien  $1,1 \times 10^{-13}$  esu).

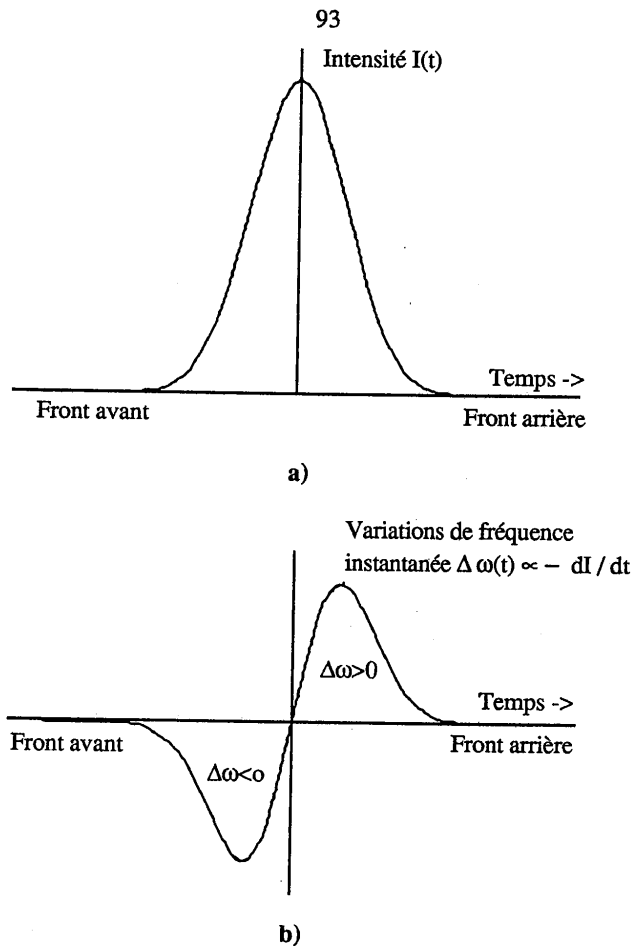
La variation de phase pour une longueur  $L$  de fibre vaut :

$$(99) \quad \Delta\phi(t) = k (dn L) = k n_2 L I(t).$$

La variation de fréquence instantanée est alors donnée par :

$$(100) \quad \begin{aligned} \Delta\omega(t) &= \Delta \left( -\frac{d\phi(t)}{dt} \right) \\ &= -\frac{d}{dt}(\Delta\phi(t)) \\ &= -k n_2 L \frac{dI}{dt}. \end{aligned}$$

Les fonctions  $I(t)$  et  $\Delta\omega(t)$  sont illustrées figure 42 dans le cas d'une impulsion gaussienne.



*Figure 42 : Intensité  $I(t)$  (a) et variation de fréquence instantanée  $\Delta\omega(t)$  (b) par automodulation de phase.*

Sur la figure 42 b, on voit que des fréquences plutôt rouges sont créées sur le front avant de l'impulsion, alors que des fréquences plutôt bleues sont créées sur le front arrière de l'impulsion.

Dans le cas de dispersion de vitesse de groupe positive (dispersion normale), les fréquences rouges (front avant) vont plus vite que les fréquences bleues (front arrière). Il en résulte un étalement de l'impulsion dont le profil temporel devient rectangulaire.

Ainsi, l'automodulation de phase et la dispersion de vitesse de groupe se combinent et il en résulte une modulation de fréquence le long du profil de l'impulsion.

Après avoir quitté la fibre optique, l'impulsion traverse le compresseur qui peut être constitué soit de réseaux [38], soit de prismes [39]. Le compresseur n'est donc rien d'autre qu'une ligne à retard, le retard étant fonction de la fréquence.

Schématiquement, le compresseur réalise une mise en phase (plus ou moins totale) de toutes les fréquences du spectre des impulsions.

Il est plus simple de décrire le fonctionnement du compresseur en se plaçant dans le domaine fréquentiel.

A la sortie de la fibre optique, la transformée de Fourier de l'impulsion s'écrit :

$$(101) \quad V(z, \omega) = A(z, \omega) e^{i\phi(z, \omega)}.$$

Après traversée du compresseur, on obtient :

$$(102) \quad V_c(z, \omega) = A(z, \omega) e^{i(\phi(z, \omega) + \phi_c(\omega))}$$

où l'on a supposé que la fonction de transfert du compresseur est égale à :

$$(103) \quad T_c(\omega) = e^{i(\phi_c(\omega))}.$$

Tout d'abord, supposons que :  $\phi_c(\omega) = -\phi(z, \omega)$ . Il en résulte que toutes les composantes spectrales de l'impulsion sont en phase au même instant : on obtient donc une impulsion dont l'intensité crête est la plus forte possible.

Tomlinson suppose aussi qu'il doit approximativement s'agir de l'impulsion la plus courte que l'on puisse obtenir après compression. Ce compresseur est qualifié d'**idéal**.

Dans un second temps, considérons une impulsion lumineuse modulée linéairement en fréquence. La transformée de Fourier de cette impulsion a sa phase qui varie en  $\omega^2$ . Ici, le compresseur idéal est celui pour lequel la fonction de phase  $\phi_c$  est de type :

$$(104) \quad \phi_c(\omega) = \phi_0 - a\omega^2.$$

Ainsi, pour une impulsion modulée linéairement en fréquence, le compresseur idéal est le compresseur **quadratique** défini par (104).

Enfin, considérons une impulsion lumineuse dont la modulation de fréquence n'est pas rigoureusement linéaire (ce qui est toujours le cas expérimentalement). Alors le compresseur quadratique n'est plus le compresseur idéal mais il peut quand même être utilisé pour comprimer



l'impulsion. Dans ce cas, la méthode consiste à approcher la phase de la transformée de Fourier de l'impulsion en sortie de fibre par une parabole et à supposer que le coefficient "a" du compresseur est égal à l'opposé du coefficient de second ordre de la parabole précédente. Notons le  $a_2$ .

Le calcul se poursuit en calculant l'intensité crête  $|V(t=0, z)|^2$  de l'impulsion comprimée en faisant varier "a" autour de la valeur  $a_2$ .

La valeur  $a_0$  pour laquelle l'intensité de l'impulsion comprimée est la plus grande possible définit le **compresseur quadratique optimal**.

Par la suite, nous ne considérons plus que le compresseur quadratique optimal, car :

- Expérimentalement, nous utiliserons le dispositif de Fork et coll [39] avec quatre prismes, dont la fonction de phase est presque quadratique (nous verrons plus loin qu'en fait, ceci n'est pas tout à fait exact).

Il est aussi possible d'utiliser quatre réseaux [38] mais ces derniers ont des pertes plus importantes.

- Ensuite, le réglage du compresseur à prismes se fait en ajustant la distance entre les prismes (donc en optimisant le coefficient "a" au sens défini plus haut) pour avoir l'impulsion la plus intense possible après le compresseur.

Dans ce contexte, Tomlinson et coll ont étudié le taux de compression  $\frac{\tau_0}{\tau}$  ainsi que le produit

$I_{\text{peak}} \times \frac{\tau}{\tau_0}$  en fonction de la longueur de fibre  $z$  et ce pour différentes valeurs de  $A$  (donc de la puissance crête de l'impulsion incidente sur la fibre).

Remarquons que  $\tau$ , largeur à mi-hauteur en intensité de l'impulsion comprimée, peut être calculée en effectuant la transformée de Fourier inverse de la relation (102).

Le produit  $I_{\text{peak}} \times \frac{\tau}{\tau_0}$  est lié à la qualité de l'impulsion comprimée. Tomlinson démontre que, si ce produit est maximal, on réalise un compromis entre une intensité crête élevée (proche du maximum) et une fonction d'autocorrélation propre (c'est-à-dire avec des ailes très réduites).

L'étude précédente conduit aux résultats suivants :

$$(105) \quad \frac{\tau_0}{\tau} \sim 0,63 \quad A$$

$$(106) \quad \frac{z_{\text{opt}}}{z_0} \sim \frac{1,6}{A}$$

$$(107) \quad \frac{a_0}{t_0^2} \sim \frac{\tau}{\tau_0} \sim \frac{1,6}{A}$$

avec, pour mémoire,

$\tau_0$  = largeur temporelle à mi-hauteur en intensité de l'impulsion de départ,

$\tau$  = largeur temporelle à mi-hauteur en intensité de l'impulsion comprimée,

$z_{\text{opt}}$  = longueur de fibre utile,

$a_0$  = coefficient du compresseur quadratique optimal,

$$t_0 = \frac{\tau_0}{1,76}$$

A (cf (80))

$z_0$  (cf(82)).

Les relations (105) à (107) doivent nous permettre de déterminer complètement notre compresseur d'impulsions.

Avant de les appliquer à notre cas, nous allons rappeler le principe de fonctionnement de notre compresseur à prismes et en expliciter le coefficient  $a_0$ .

### II.2.2. Compression à l'aide d'un système de prismes

Nous avons vu que, lorsque l'impulsion sort de la fibre optique, elle est modulée en fréquence, le front avant étant plutôt rouge, le front arrière plutôt bleu.

Treacy, en 1969 [38], a démontré qu'il est possible de compenser (au moins partiellement) cette modulation en utilisant des réseaux.

Plus tard, Fork et coll [39], ont remplacé les réseaux par des prismes. Les prismes sont en effet plus simple à réaliser et présentent moins de pertes. Le compresseur à prismes est représenté figure 43.

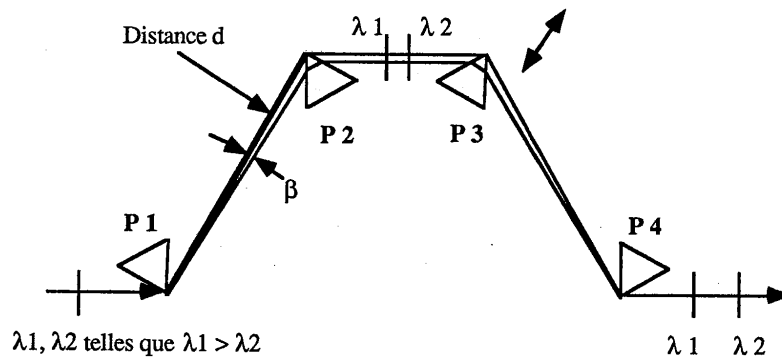


Figure 43 : Principe d'une ligne à retard à prismes.  
*d* est la distance entre les arêtes des prismes P1 et P2 (ou P3 et P4),  $\beta$  est l'angle entre les rayons extrêmes.

Dans ce dispositif, les différentes longueurs d'onde sont plus ou moins déviées par le premier prisme. Les courtes longueurs d'onde ( $\lambda_2$ ) sont plus déviées et parviennent donc plus près de l'arête du deuxième prisme que les grandes longueurs d'onde ( $\lambda_1$ ). Ainsi, le trajet optique des courtes longueurs d'onde est plus petit que celui des grandes longueurs d'onde.

Les courtes longueurs d'onde iront donc plus vite que les grandes longueurs d'onde : on parle de dispersion de vitesse de groupe négative. (Dans le cas de la dispersion normale ou positive, le rouge va plus vite que le bleu).

Revenons à notre impulsion modulée en fréquence.

En traversant un tel dispositif, son front arrière (plutôt bleu) ira plus vite et va donc rattraper son front avant (plutôt rouge). A la sortie, l'impulsion aura été raccourcie. La quantité de dispersion de vitesse de groupe introduite par ce dispositif peut être ajustée finement en translatant un des prismes suivant sa bissectrice.

Avant de clore ce paragraphe, nous allons donner l'expression littérale du paramètre "a" pour une ligne à retard à prismes (cette expression est donnée dans [34] pour les compresseurs à réseaux).

D'après la relation (104), on obtient le paramètre "a" en calculant le coefficient du terme du deuxième ordre dans le développement de la fonction de phase suivant la fréquence  $\omega$ , autour de la fréquence centrale  $\omega_0$ .

Ainsi [39 - 40] :

$$(108) \quad \phi(\omega) = \phi(\omega_0) + \left(\frac{\partial \phi}{\partial \omega}\right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2}\right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2.$$

Il est facile de démontrer que [40] :

$$(109) \quad \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_0} = + \frac{\lambda_0^3}{2 \pi c^2} \left( \frac{d^2 P}{d \lambda^2} \right)_{\lambda_0}$$

avec  $P(\lambda)$  qui représente le chemin optique du faisceau à travers la ligne à retard à prismes.

De même [39] :

$$(110) \quad \left( \frac{d^2 P}{d \lambda^2} \right)_{\lambda_0} = 4 \left\{ \left[ \left( \frac{d^2 n}{d \lambda^2} \right)_{\lambda_0} + \left( 2n - \frac{1}{n^3} \right) \left( \frac{dn}{d\lambda} \right)_{\lambda_0}^2 \right] d \sin \beta - 2 \left( \frac{dn}{d\lambda} \right)_{\lambda_0}^2 d \cos \beta \right\}$$

avec  $d$  = distance entre les arêtes des prismes P1 et P2 (ou P3 et P4), et  $\beta$  = angle entre les rayons extrêmes déviés par le premier prisme (cf fig 43).

En accord avec [39], on a dans notre cas :  $\beta \sim 0 \Rightarrow \cos(\beta) \sim 1$ , et  $d \sin \beta$  représente à peu près la distance entre le faisceau et l'arête dans le deuxième prisme. Nous supposons que  $d \sin \beta \sim 2$  mm dans notre cas.

Ainsi, le paramètre "a" est donné par :

$$(111) \quad a = - \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_0} = \frac{\lambda_0^3}{\pi c^2} \left\{ 2 \left( \frac{dn}{d\lambda} \right)_{\lambda_0}^2 d - \left[ \left( \frac{d^2 n}{d \lambda^2} \right)_{\lambda_0} + \left( 2n - \frac{1}{n^3} \right) \left( \frac{dn}{d\lambda} \right)_{\lambda_0}^2 \right] 2 \cdot 10^{-3} \right\}$$

Avant de terminer ce paragraphe, remarquons que, comme la constante de dispersion de vitesse de groupe  $D$  est proportionnelle à la dérivée seconde du chemin optique par rapport à la longueur d'onde :

$$(112) \quad D \propto \left( \frac{d^2 P}{d \lambda^2} \right)_{\lambda_0}$$

alors d'après (110),  $D$  peut être négative si  $d$  est assez grand.

Comme nous l'avons dit précédemment, une ligne à retard à prismes peut donc introduire de la dispersion de vitesse de groupe négative, opposée à celle créée dans la fibre optique.

### II.2.3. Calcul des paramètres de notre compresseur à fibre et prismes

Dans ce paragraphe, nous appliquons les relations (105) - (107) et (111) à notre cas.

Nous rappelons que le laser à colorant délivre un train d'impulsions de puissance moyenne égale à environ 400 mW, de largeur à mi-hauteur d'environ une picoseconde, répétitives à 80 MHz, dont la longueur d'onde est voisine de 600 nm.

La fibre optique est monomode à 600 nm, avec un coeur en silice dont le diamètre vaut  $3,2 \mu\text{m}$ . Nous supposons qu'environ 65 % de la puissance du laser est couplée dans la fibre. Alors, il vient :

- la longueur  $z_{\text{opt}}$  de fibre doit être voisine de 50 centimètres,
- la largeur temporelle théorique à mi-hauteur en intensité  $\tau$  de l'impulsion comprimée est d'environ 60 femtosecondes,
- la distance  $d$  entre les prismes P1 et P2 (ou P3 et P4) est d'environ 12 mètres avec des prismes en silice ( $n \sim 1,45$ ) et d'environ 107 centimètres pour des prismes en SF 10 ( $n \sim 1,7$ ).

### II.2.4. Intérêt et limitations du modèle développé précédemment

Le principal intérêt du modèle précédent est sa simplicité. Etant données les caractéristiques de l'impulsion à l'entrée de la fibre optique, seulement quatre équations ((105) - (107) et (111)) suffisent à déterminer la longueur de fibre nécessaire, la durée de l'impulsion comprimée ainsi que la disposition de la ligne à retard à prismes.

En fait, ce modèle permet d'obtenir de bons résultats si l'on désire comprimer des impulsions picosecondes.

Dans le cas des impulsions dont la durée est inférieure à une picoseconde, les simplifications du modèle (tant au niveau de l'équation non linéaire de Schrödinger pour la fibre que de la dispersion pour la ligne à retard à prismes) ne peuvent plus être appliquées [36].

Ainsi, dans notre cas, nous travaillons avec des impulsions d'une picoseconde environ. Nous sommes donc à la limite de validité du modèle de Tomlinson et coll.

Par la suite, nous examinerons succinctement l'influence des termes d'ordre trois sur le modèle précédent.

### Cas de la fibre optique :

L'équipe du groupe d'optique non linéaire de l'Institut d'Optique a développé un programme informatique [41] qui permet de simuler l'évolution d'une impulsion ultrabrève dans un guide d'onde monomode, en pouvant y inclure les termes de dispersion d'ordres supérieurs (notamment l'ordre trois qui n'est pas pris en compte dans l'équation (93)).

Etant données les caractéristiques de l'impulsion à l'entrée de la fibre optique (longueur d'onde, largeur à mi-hauteur en intensité, puissance crête), le programme permet de calculer et de tracer le profil temporel et le spectre de l'impulsion en fonction de la longueur du guide monomode traversé.

Quant à l'impulsion comprimée, son profil temporel est déterminé d'une manière plus simple que dans le cas du compresseur quadratique optimal : on approche la phase de l'impulsion en sortie de la fibre par une parabole.

Le coefficient "a" du compresseur est égal à l'opposé du coefficient du second ordre de la parabole précédente (coefficient  $a_2$  d'après les notations utilisées plus haut).

Puis l'impulsion comprimée est obtenue en calculant la transformée de Fourier inverse de la relation (102).

Dans notre cas, les résultats de la simulation sont présentés sur les figures 44 à 46.

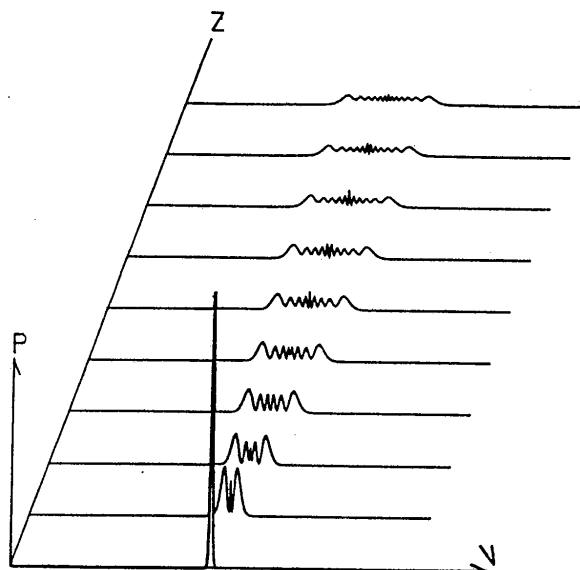


Figure 44 : Evolution théorique du spectre d'une impulsion en fonction de la longueur de la fibre traversée (ici le spectre est tracé tous les 5 cm de 0 à 45 cm).

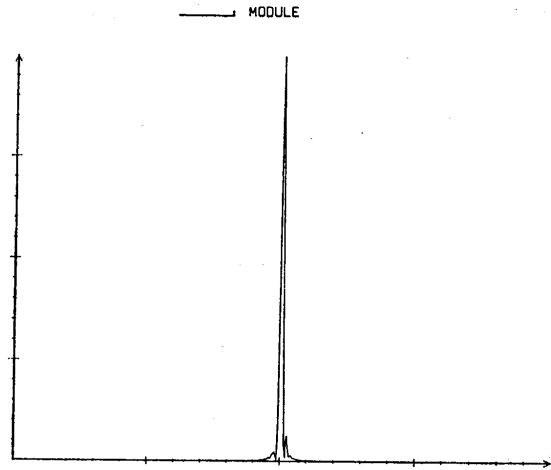


Figure 45 : Profil temporel d'une impulsion comprimée après avoir parcouru une fibre optique de 30 cm de long.  $\Delta t_{1/2} \sim 64$  fs. (Echelle : 0,5 ps / division).

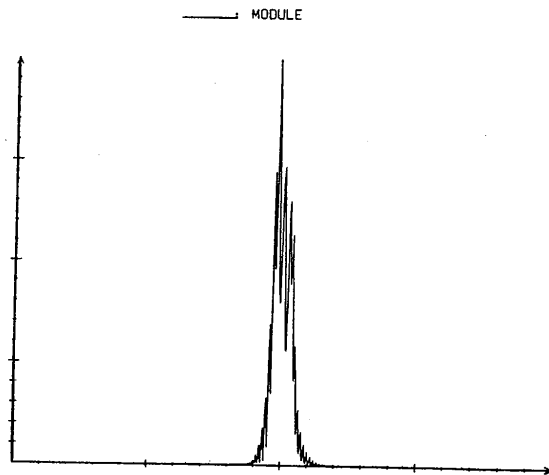


Figure 46 : Profil temporel d'une impulsion comprimée après avoir parcouru une fibre optique de 50 cm de long.  $\Delta t_{1/2} \sim 225$  fs. (Echelle : 0,5 ps / division).

Sur la figure 44, il est clair que le spectre de l'impulsion ne s'élargit presque plus pour des longueurs de fibre supérieures à 20 cm.

Sur la figure 45, nous constatons que la largeur temporelle à mi-hauteur de l'impulsion comprimée peut être aussi courte que 64 fs après n'avoir parcouru que 30 cm de fibre alors que d'après la figure 46, cette largeur est de 225 fs après 50 cm de fibre. De plus dans ce cas, le profil temporel de l'impulsion comprimée est très irrégulier. Nous pensons que cela est dû à une modulation non linéaire de la phase des impulsions qui ne peut pas être compensée par notre ligne à retard à prismes.

Ceci nous conduit à évoquer les limitations imposées par la ligne à retard à prismes.

#### Cas de la ligne à retard à prismes :

Revenons un instant à la relation (102)

$$(102) \quad V_c(z, \omega) = A(z, \omega) e^{i(\phi(z, \omega) + \phi_c(\omega))}$$

Jusqu'à présent, nous avons toujours considéré que la modulation de fréquence de l'impulsion en sortie de fibre était à peu près linéaire et pouvait donc être compensée avec un compresseur quadratique pour lequel la fonction de phase  $\phi_c(\omega)$  est parabolique.

Ceci n'est plus vrai si l'on travaille avec des impulsions ultrabrèves ( $< 1$  ps). Dans ce cas, la dispersion d'ordre trois de la ligne à retard à prismes est négative et assez importante

$$\left( \left( \frac{\partial^3 \phi_c}{\partial \omega^3} \right)_{\lambda_0} \ll 0 \right) [41].$$

Bien que la dispersion d'ordre trois de la fibre soit positive  $\left( \left( \frac{\partial^3 \phi}{\partial \omega^3} \right)_{\lambda_0} > 0 \right)$ , les termes

d'ordre trois ne sont plus compensés. Ceci conduit à une impulsion qui ne peut pas être comprimée complètement.

Une solution consiste à utiliser un compresseur de quatre prismes et de quatre réseaux.

Comme la dispersion d'ordre trois d'une ligne à retard à prismes est de signe opposé à celle d'une ligne à retard à réseaux, les termes d'ordre trois de la phase pourront se compenser et des impulsions plus courtes seront obtenues.



C'est en utilisant cette technique qu'une équipe des laboratoires Bell a produit en 1987 les impulsions les plus courtes jamais réalisées (6 fs. [42]).

### II.3. DISPOSITIF ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

Le dispositif est schématisé figure 47.

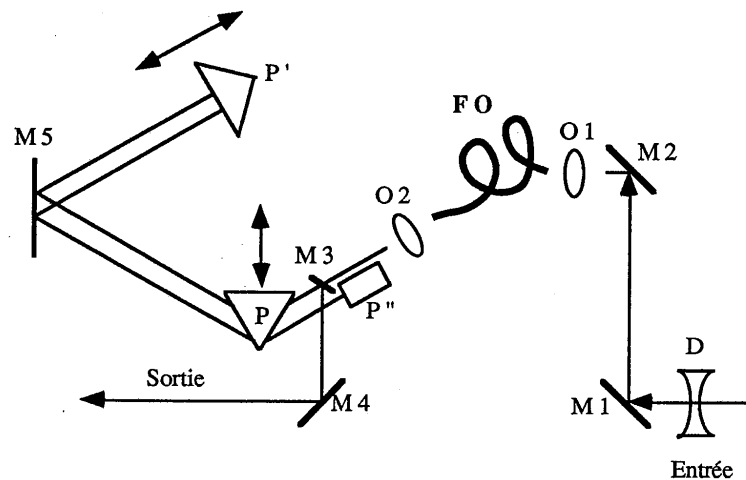


Figure 47 : Schéma du compresseur à fibre et à prismes (dans le plan horizontal) :

$D$  = lentille divergente ( $f = -30$  cm) à environ 50 cm de  $O_1$ ,  $M_1$  à  $M_5$  = miroirs plans large bande (600 - 900 nm),  $O_1$ ,  $O_2$  = objectifs de microscope  $\times 20$ ,  $FO$  = fibre optique,  $P$  = prisme en SF 10,  $P'$  et  $P''$  = prismes à réflexion totale décalant le faisceau respectivement horizontalement et verticalement.

Tous les miroirs ( $M_1$  à  $M_5$ ) sont traités large bande (600-900 nm), totalement réfléchissants à  $45^\circ$  d'incidence pour  $M_1$  à  $M_4$ , à incidence normale pour  $M_5$ . Nous utilisons  $M_5$  avec une incidence voisine de  $15^\circ$  pour des raisons d'encombrement.

Toutes les optiques ( $D$ ,  $O_1$ ,  $O_2$ ,  $P'$  et  $P''$ ) sont traitées anti-reflet.

$D$  est une lentille divergente qui agrandit le diamètre du faisceau afin de couvrir toute la pupille de l'objectif  $O_1$  ( $\times 20$ ).

Le diamètre du spot au foyer de  $O_1$  est donc diminué et le couplage du faisceau laser dans la fibre est amélioré.

Après la fibre, le faisceau est recollimaté par l'objectif  $O_2$  ( $\times 20$ ).

Les prismes  $P'$  et  $P''$  sont à réflexion totale et ne participent pas à la compression de l'impulsion. Ils permettent de simplifier la ligne à retard à prismes en n'utilisant qu'un seul prisme de compression  $P$ .

En effet, le faisceau émergent de la fibre traverse  $P$  une première fois. Puis il est décalé horizontalement par  $P'$  et traverse  $P$  une deuxième fois.

Il est ensuite décalé verticalement par  $P''$  et traverse  $P$  une troisième fois.

Enfin, il est à nouveau décalé horizontalement par  $P'$ , traverse  $P$  une quatrième et dernière fois avant d'être éjecté par  $M_3$ .

$M_5$  est un miroir de renvoi intermédiaire qui permet de diminuer l'encombrement du système.

La distance  $d$  est ici égale à deux fois la distance entre  $P$  et  $P'$ . Elle peut être ajustée grossièrement en translatant  $P'$  et finement en déplaçant  $P$  sur une platine de translation Micro-controlle suivant la bissectrice de l'angle au sommet. Le prisme  $P$  est en SF 10 ( $n \sim 1,7$ ), taillé à Brewster (pour minimiser les pertes) au minimum de déviation.

La puissance moyenne du laser est d'environ 400 mW. Nous avons couplé au mieux 65 % de cette puissance dans la fibre.

Le laser est polarisé linéairement. Après la fibre optique, la polarisation est conservée. Celle-ci est ajustée finement en tournant le support de sortie de la fibre jusqu'à ce que les pertes par réflexion (sur  $P$  surtout) soient minimisées.

Au départ, la longueur de la fibre a été ajustée à environ 50 cm et la distance  $d$  à environ 1 m conformément aux prévisions du modèle de Tomlinson.

Nous avons représenté figure 48 l'enregistrement du spectre de l'impulsion à la sortie de la fibre optique.

Celui-ci a été mesuré en utilisant un spectrographe Jobin et Yvon H 25 équipé d'un réseau de 1200 traits par millimètre.

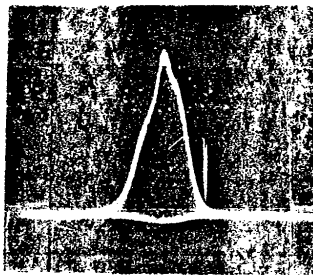


Figure 48 : Spectre de l'impulsion à la sortie de la fibre de 50 cm,  $\Delta\lambda_{1/2} \sim 5,7$  nm.

Compte tenu de la largeur du spectre ( $\Delta\lambda \sim 5,7$  nm à 600 nm), si nous parvenons à compenser la modulation de fréquence de l'impulsion, nous devrions donc pouvoir obtenir une impulsion dont la

durée est proche de celle imposée par la transformée de Fourier. Dans notre cas, cette limite est voisine de 60 fs si nous supposons un profil en  $\text{sech}^2$ .

Cette limite est bien en accord avec celle prévue par le modèle de Tomlinson.

En fait, lorsque la longueur de la fibre est d'environ 50 cm, l'impulsion comprimée obtenue présente un piédestal très important, (figure 49).

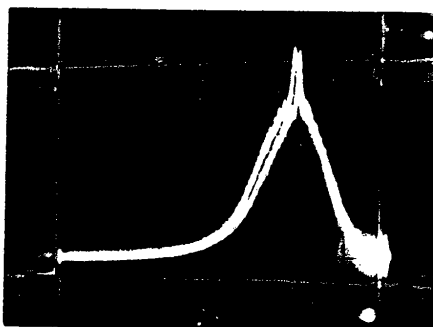


Figure 49 : Impulsions comprimées lorsque la longueur de la fibre est d'environ 50 cm. Noter le piédestal très important ( $\Delta t_{1/2}$  : qq ps).

A ce stade, nous pensons que la compression n'est pas complète. En effet, si la fibre est trop longue, la modulation de fréquence n'est plus linéaire et ne peut donc pas être compensée par les prismes.

Nous avons donc ôté régulièrement 5 cm de fibre et pour chaque nouvelle longueur de fibre, nous avons ajusté la distance  $d$  pour avoir en sortie l'impulsion la plus courte possible. Cette impulsion est contrôlée en temps réel sur un autocorrélateur.

Plus la longueur de fibre diminuait, plus l'impulsion en sortie était courte.

Pour une longueur de fibre de 35 cm, et une distance  $d$  égale à 124 cm, nous avons produit une impulsion dont la largeur à mi-hauteur en intensité est d'environ 130 fs (figures 50 - 51) si l'on suppose un profil temporel en  $\text{sech}^2$  pour l'intensité.

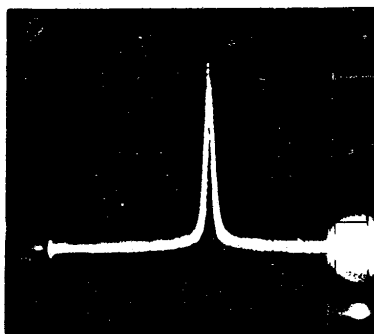


Figure 50 : Autocorrélation des impulsions comprimées.

L'examen de la photographie de la figure 50 permet de vérifier que le profil de l'impulsion comprimée est très propre, le piédestal est faible.

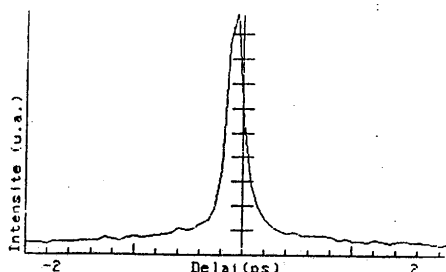


Figure 51 : Autocorrélation des impulsions comprimées.  $\Delta t$  112 ~ 130 fs (Echelle : 0,2 ps / division).

L'impulsion la plus courte produite avait une durée d'environ 100 fs.

Il n'a malheureusement pas été possible de couper d'avantage la fibre compte tenu de la disposition des divers éléments sur le support. Pour cela, il aurait fallu reprendre toute la mécanique du dispositif.

D'autre part, l'équipe de B. Deveaud à Lannion avait préparé une série d'expériences de luminescence résolue en temps sur des échantillons de multipuits quantiques à base de GaAs, dans lesquelles des impulsions de moins de 200 fs apportaient une résolution temporelle suffisante.

Nous n'avons donc pas cherché à raccourcir d'avantage les impulsions obtenues.

Nous pensons néanmoins que, conformément aux prévisions théoriques illustrées figures 44 à 46, ce dispositif doit pouvoir comprimer des impulsions à moins de 100 femtosecondes, à condition de pouvoir raccourcir d'avantage la fibre optique.

Pour terminer, mentionnons que la puissance moyenne du faisceau à la sortie du compresseur est d'environ 130 mW (pour environ 400 mW à l'entrée de la fibre et environ 260mW à la sortie de la fibre).

La transmission du faisceau à travers la ligne à retard à prismes n'est donc que d'environ 50%, alors qu'elle devrait être supérieure à 90 %.

Nous pensons que cet écart pourrait être dû à l'absence de traitement anti-reflet sur les prismes P' et P''. En effet, si tel est le cas, les 6 passages à travers les prismes P' et P'' impliquent à eux seuls des pertes par réflexion d'environ 30 % ( $6 \times 4\%$ ). D'autre part, des pertes supplémentaires sont introduites par le prisme P car le faisceau est partiellement dépolarisé à la sortie de la fibre.

## II.4. CONCLUSION

Nous avons donc conçu et réalisé un compresseur d'impulsions.

Ce dispositif est constitué d'une fibre optique monomode et d'une ligne à retard à prismes.

Lorsqu'une impulsion lumineuse traverse la fibre optique, elle est modulée en fréquence par effet Kerr optique ou automodulation de phase. Le système de prismes réalise une mise en phase de toutes les fréquences du spectre de l'impulsion.

Nous avons utilisé ce dispositif pour comprimer les impulsions délivrées par un laser à colorant Coherent qui ont une largeur à mi-hauteur en intensité d'environ une picoseconde.

Pour des impulsions aussi brèves, le modèle théorique développé par Tomlinson et coll est en limite de validité. Néanmoins, il nous permet d'avoir rapidement un ordre de grandeur des principaux paramètres de notre compresseur. Nous avons aussi utilisé un second modèle théorique incluant les termes d'ordre supérieur, souvent négligés. Les prévisions théoriques obtenues sont plus près des résultats expérimentaux.

Nous avons pu comprimer les impulsions jusqu'à des durées d'environ 130 fs mais nous pensons qu'au prix de petites modifications, des impulsions dont la durée est inférieure à 100 fs pourraient être obtenues.

Ces impulsions sont utilisées quotidiennement [43] pour caractériser des semi-conducteurs à base de GaAs.