



**HAL**  
open science

**Etude et réalisation d'une chaine laser femtoseconde :  
rôle des phénomènes solitons dans les lasers  
femtosecondes a dispersion contrôlée.**

François Salin

► **To cite this version:**

François Salin. Etude et réalisation d'une chaine laser femtoseconde: rôle des phénomènes solitons dans les lasers femtosecondes a dispersion contrôlée.. Optique [physics.optics]. Université Paris Sud - Paris XI, 1987. Français. NNT : 1987PA112096 . pastel-00730520

**HAL Id: pastel-00730520**

**<https://pastel.hal.science/pastel-00730520>**

Submitted on 10 Sep 2012

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

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

ORSAY  
n° d'ordre :

UNIVERSITE DE PARIS-SUD  
CENTRE D'ORSAY

# THESE

présentée

Pour obtenir

Le TITRE de DOCTEUR EN SCIENCES

PAR

François SALIN

---

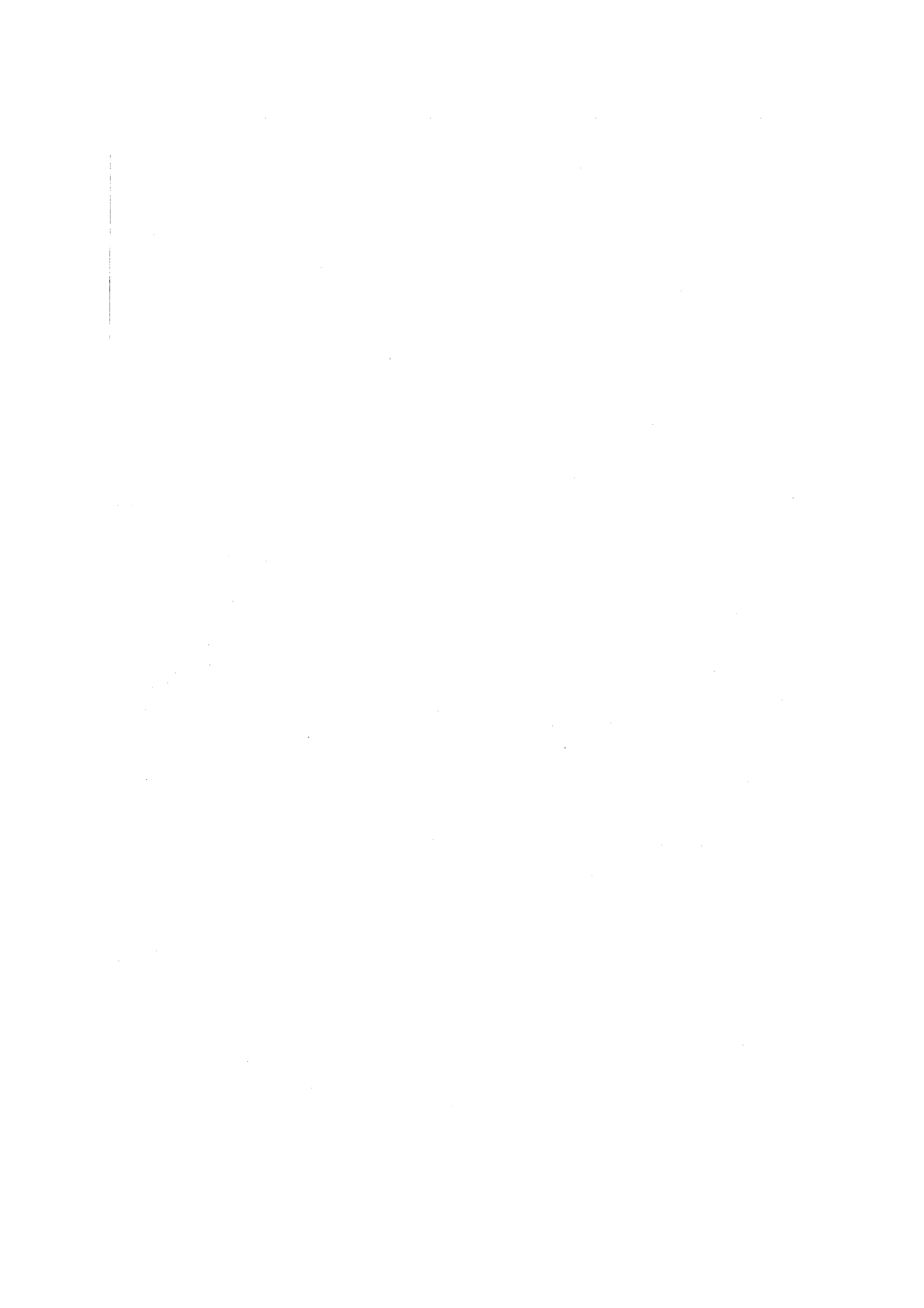
SUJET : ETUDE ET REALISATION D'UNE CHAINE LASER FEMTOSECONDE.  
ROLE DES PHENOMENES SOLITONS DANS LES LASERS FEMTOSECONDES  
A DISPERSION CONTROLEE.

soutenu le

21 Mai 1987

devant la Commission d'examen

MM. J.C. LEHMANN                      Président  
      A. ANTONETTI  
      A. BRUN  
      C. FROEHLI  
      C. IMBERT



## ABSTRACT

We describe and analyze the production of femtosecond pulses in a passively mode-locked dye laser. We have studied theoretically the geometrical stability of the laser cavity and the influence of gain and loss saturation and group velocity dispersion on the pulse characteristics.

These results are compared with the experimental observations obtained in a home-built femtosecond laser.

We then present an experiment showing the soliton character of the pulses. In this experiment, we have observed high order solitons directly produced by a femtosecond laser.

An amplifier with a  $10^6$  gain is described. We also present a new system using four high index prisms to compensate the amplifier group velocity dispersion. We then show that femtosecond pulses can be analyzed using a single shot autocorrelator. At last we present a new scheme to measure with a single pulse the temporal evolution of the optical Kerr effect in transparent materials.





## REMERCIEMENTS

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué à l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée à Orsay de 1984 à 1986. Je remercie, Monsieur le Professeur Christian IMBERT de m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Je suis très sensible à l'honneur que me font Messieurs les Membres du Jury en acceptant de lire et de juger ce mémoire : Monsieur le Professeur Jean-Claude LEHMANN qui a bien voulu, malgré ses lourdes charges, présider ce jury ; Monsieur le Professeur Alain BRUN qui a été mon Directeur de Thèse ; Monsieur le Professeur Christian IMBERT ; Monsieur le Professeur Claude FROEHLY ; Monsieur André ANTONETTI.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Alain BRUN qui m'a proposé ce travail sur l'optique femtoseconde. Qu'il sache combien j'ai apprécié la liberté que j'ai eue sous sa direction, mais aussi, le fait qu'il ait toujours été présent pour résoudre les problèmes que nous avons rencontrés.

Ce travail doit beaucoup à l'ensemble de l'équipe du laboratoire d'Optique Appliquée (Ecole Polytechnique, ENSTA) et tout particulièrement à Monsieur André ANTONETTI, Directeur Adjoint du L.O.A. et à Monsieur Jean-Paul CHAMBARET. Sans leur disponibilité et leurs précieux conseils, ce travail n'aurait jamais pu être achevé aussi rapidement.

Je remercie très sincèrement, Claude FROEHLY et l'Equipe du Laboratoire d'Optique de l'Université de Limoges pour m'avoir fait partager leur enthousiasme et leurs immenses connaissances en optique des impulsions brèves.

Je tiens à remercier Gérard ROGER qui a participé dès le début à l'élaboration des montages expérimentaux. Son aversion pour les "bricolages de chercheur" a permis de transformer ces derniers en des outils précis et sérieux, utilisables par tous et pour tous.

Je remercie également nos électroniciens, André VILLING et Alain AIDE ainsi que Monsieur STREICHER du Bureau d'Etudes et tous les membres des Ateliers du Verre et de Mécanique pour leur rôle dans la construction du laser.

Je n'oublie pas la place importante tenue par mes collègues Gilles LE SAUX et Patrick GEORGES. Ils m'ont fait bénéficier de leurs idées et de nombreuses et fructueuses discussions.

Je tiens aussi à remercier Philippe GRANGIER, dont j'admire la grande rigueur scientifique, et qui a tenu un très grand rôle dans toutes les expériences sur les solitons.

Je ne saurais terminer sans remercier, Nelly BONAVENT qui avec dévouement et gentillesse s'est occupée de la frappe et de la mise en page de ce mémoire, ainsi que, Madame DELMOTTE qui en a assuré le tirage.

**TABLE DES MATIERES**



<u>INTRODUCTION</u> .....	1
<u>CHAPITRE I - INTRODUCTION AUX IMPULSIONS LUMINEUSES ULTRA-</u> <u>BREVES</u> .....	2
I.1. La mesure du temps .....	2
I.2. Les impulsions lumineuses .....	4
<u>CHAPITRE II - LE BLOCAGE DE MODE PASSIF - APPLICATION AUX</u> <u>LASERS FEMTOSECONDES</u> .....	13
II.1. Introduction .....	13
II.2. Le blocage de mode .....	13
II.3. Le blocage de mode passif .....	19
II.4. Modélisation d'une cavité laser à blocage de mode passif .....	21
II.5. Modélisation de la formation d'impulsions cour- tes par gain et pertes saturables .....	24
II.5.1. Milieu amplificateur .....	27
II.5.2. Absorbant saturable .....	29
II.5.3. Filtre passe-bande .....	34
II.5.4. Miroir de sortie .....	34
II.5.5. Etat stationnaire .....	34
II.6. Blocage de mode passif dans le cas d'une cons- tante de propagation complexe non-linéaire .....	39
<u>CHAPITRE III - STRUCTURE ET CARACTERISATION DE L'OSCILLA-</u> <u>TEUR FEMTOSECONDE</u> .....	50
III.1. Présentation de la cavité de l'oscillateur ....	50
III.2. Propriétés géométriques .....	53
III.3. Optique des faisceaux gaussiens .....	54
III.3.1. L'optique matricielle .....	55
III.3.2. Application aux faisceaux gaussiens ...	56
III.3.3. Faisceaux gaussiens et cavités laser ..	59

III.3.4. Calcul des zones de stabilité du laser et des tailles des waists dans les deux sous-cavités .....	60
III.3.5. Influence des caractéristiques géométriques de la cavité sur son fonctionnement en régime impulsif .....	64
III.4. Calcul de l'astigmatisme .....	66
III.5. Compensation possible de l'astigmatisme .....	73
III.6. Astigmatisme résiduel des cavités globalement compensées .....	74
III.7. Dispersion de vitesse de groupe : Influence et compensation .....	79
III.7.1. Effets de la dispersion en régime impulsif .....	82
III.7.2. Compensation de la dispersion de vitesse de groupe .....	88
III.8. Mesure des impulsions .....	94
III.8.1. Principe de l'autocorrélateur optique ..	95
III.8.2. Structure de l'autocorrélateur .....	99
III.8.3. Limitations expérimentales de la résolution d'un autocorrélateur .....	100
III.9. Caractérisation des impulsions obtenues .....	101
III.9.1. Les premières impulsions .....	102
III.9.2. Les performances actuelles .....	106
III.9.3. Influence du système de mesure .....	109
<b><u>CHAPITRE IV - PHENOMENES SOLITON</u></b> .....	<b>113</b>
IV.1. Introduction .....	113
IV.2. Propagation dans un milieu non linéaire .....	114
IV.2.1. Effet Kerr optique .....	114
IV.2.2. Dispersion de vitesse de groupe .....	118
IV.3. L'équation non linéaire de Schrödinger .....	119
IV.4. Résolution de l'équation non linéaire de Schrödinger .....	124

IV.5. Etude de quelques solitons brillants .....	127
IV.5.1. Les solitons symétriques .....	127
IV.6. Les solitons tels que $U(0,t) = N \cdot \frac{1}{\text{ch}(t)}$ .....	135
IV.6.1. Observations expérimentales de solitons optiques .....	140
IV.7. Etude expérimentale de solitons d'ordres supérieurs produit par un laser femtoseconde .....	142
IV.7.1. Observations expérimentales .....	142
IV.7.2. Solitons d'ordres 1 et 2 .....	152

CHAPITRE V - AMPLIFICATION DES IMPULSIONS FEMTOSECONDES ...156

V.1. Introduction .....	156
V.2. Amplification des impulsions femtosecondes .....	156
V.2.1. Structure de la chaine amplificatrice ...	157
V.2.2. Le laser de pompe .....	160
V.2.3. Performances de la chaine amplificatrice.	167
V.3. Mesure des impulsions amplifiées .....	172

CHAPITRE VI - METHODE DE CARACTERISATION MONOCOUP DE LA REPONSE TEMPORELLE DES NON-LINEARITES DU TROISIEME ORDRE DE MATERIAUX TRANSPARENTS .....183

VI.1. Caractérisation d'un continuum spectral .....	183
VI.2. Utilisation du chirp du continuum pour la mesure réponses temporelles de matériaux .....	189
VI.2.1. Effet Kerr optique .....	191
VI.2.2. Méthode "pompe et sonde" pour la mesure des temps de relaxation de l'effet Kerr .....	193
VI.2.3. Mesure "mono-coup" de la cinétique de l'effet Kerr .....	194



<u>CONCLUSION</u> .....	200
<u>ANNEXE I</u> .....	202
<u>ANNEXE II</u> .....	206

## **INTRODUCTION**



Le domaine des impulsions lasers ultra-brèves est l'un des plus actifs de l'optique actuelle. Les immenses possibilités qu'il offre attirent les physiciens de milieux aussi variés que la chimie, la biologie, la physique du solide ou les télécommunications.

Il existe actuellement de part le monde une trentaine de sources lasers capables de produire des impulsions femtosecondes. Ce nombre est en rapide augmentation et pourtant les mécanismes physiques qui sont à la base de la formation de ces impulsions ne sont pas tous compris.

Ce mémoire est consacré à l'étude théorique et expérimentale de la production et de l'utilisation d'impulsions femtosecondes. Le plan de l'exposé est le suivant : dans le chapitre I, nous introduirons les progrès fait par l'homme dans la mesure et la production d'impulsions lumineuses. Le chapitre II est consacré à une étude théorique très simple des mécanismes physiques permettant d'expliquer la formation d'impulsions courtes. Dans le chapitre III, nous présentons les caractéristiques du laser que nous avons construit. Le chapitre IV traite directement de la relation qui existe entre les phénomènes solitons et les impulsions femtosecondes. Enfin, les chapitres V et VI présentent la chaîne amplificatrice ainsi qu'un système de mesure monocoup des impulsions produites (chapitre V) et une méthode de mesure monocoup de la cinétique de l'effet Kerr optique (chapitre VI).



**CHAPITRE I**

**INTRODUCTION AUX IMPULSIONS LUMINEUSES  
ULTRA-BREVES**



### I.1. LA MESURE DU TEMPS

Le temps est depuis l'origine de l'humanité un paramètre important de la vie des hommes. Ces derniers ont très tôt cherché à quantifier cette grandeur impalpable. Les premières "mesures" du temps proviennent toutes d'un sentiment de phénomène répétitif qui permet d'associer une durée au temps qui sépare deux apparitions de ce phénomène. Ainsi, les hommes ont introduit l'année solaire, puis le jour. Pour obtenir des intervalles plus brefs, il fallait utiliser les événements se répétant plus souvent que l'apparition du Soleil. Les anciens Egyptiens introduisent alors la clepsydre qui permettait une mesure du temps par la mesure d'un écoulement régulier d'eau. Ils ne semblaient pourtant pas montrer d'intérêt pour une mesure plus précise du temps.

Il a fallu attendre Galileo Galilei (1564-1642) pour qu'apparaisse un besoin de mesurer des durées brèves. Galilée est souvent considéré comme l'un des fondateurs de la physique moderne [1]. Pourtant, on insiste rarement sur le fait que la clé de nombre de ses découvertes est sa capacité à mesurer des intervalles de temps très brefs. Il utilisait le pouls humain comme horloge et était capable de mesurer des durées de l'ordre du dixième de seconde. Les progrès suivants provinrent de l'utilisation du son. En effet, l'homme s'est aperçu que son oreille était sensible à de faibles variations d'une fréquence sonore. En transformant un événement répétitif de période très courte en une vibration sonore de même période, C. de la Tour fut capable en 1819 [2] de mesurer des durées inférieures au centième de seconde. Utilisant cette technique Wheatstone a pu en 1834 introduire le concept de "balayage de fente" qui reste encore aujourd'hui l'un des plus utilisés pour la mesure de durées aussi faibles que  $10^{-12}$  s. Le principe de l'expérience de Wheatstone est le suivant. Un miroir tournant déplace l'image correspondant à des rayonnements émis à des instants différents [3]. En mesurant, à l'aide du système introduit par C. de la Tour, la vitesse de rotation du miroir et le déplacement de l'image, on peut facilement remonter à la durée du flash lumineux. Wheatstone a pu montrer par cette méthode que cer-



tains éclairs naturels durent moins de  $10^{-6}$  s. Aujourd'hui encore, seules des méthodes de mesures indirectes permettent d'obtenir des résolutions temporelles inférieures à celles obtenues par le balayage de fente. Il faut alors posséder une source d'impulsions lumineuses ou électriques plus courtes que le signal à analyser. En utilisant un phénomène physique qui n'a lieu qu'en présence simultanée du signal et de l'impulsion d'analyse, on obtient un échantillonnage dont la résolution est la durée de l'impulsion courte. C'est le principe des autocorrélateurs optiques, des portes à effet "Kerr" et de toutes les expériences mettant en jeu un faisceau "pompe" et un faisceau "sonde".

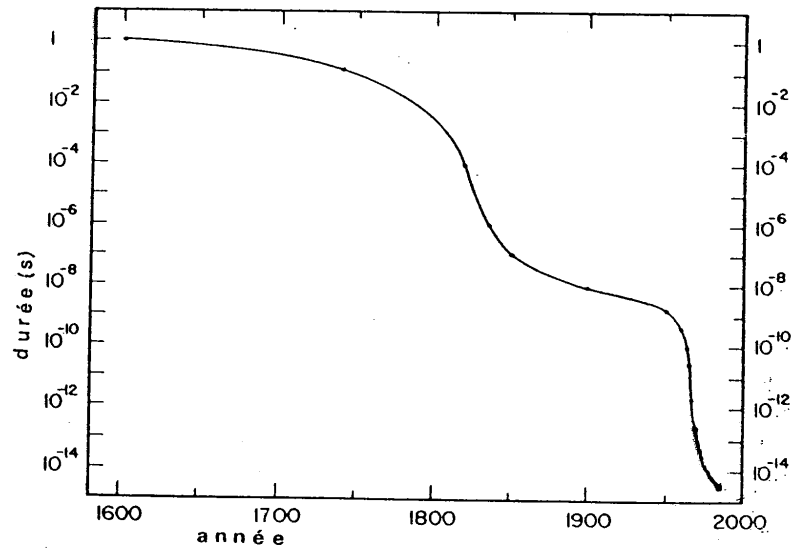


Figure 1 : Evolution du plus court intervalle de temps mesuré par l'homme au cours des siècles.

## I.2. LES IMPULSIONS LUMINEUSES

Jusqu'au XIXème siècle, les seules impulsions lumineuses brèves que l'on connaissait, et dont on ne savait d'ailleurs pas estimer la durée, étaient les éclairs naturels. L'avènement de l'électricité et du concept de balayage de fente a permis la construction de systèmes émettant des impulsions lumineuses. Les flashes remplacent alors la flamme ; le photomultiplicateur et l'oscilloscope se substituent à l'oeil humain. Pourtant, si entre 1800 et 1850, l'homme gagne 5 ordres de grandeur (de 0,01 s à 100 ns), l'intervalle de temps le plus court qu'il sait produire et mesurer reste supérieur à 1 ns jusqu'en 1965 (voir figure 1). Ceci est d'autant plus étonnant que les progrès de l'électronique durant cette période sont énormes. Il faudra attendre 1965 et les premiers lasers impulsions à blocage de modes pour dépasser cette limite. En cinq ans, la picoseconde devient une réalité et en 20 ans l'homme atteint la limite théorique de durée des impulsions lumineuses visibles. Pour dépasser les valeurs actuellement atteintes, il faudra changer de domaine de fréquence et abandonner le visible - si pratique pour l'expérimentateur - pour les rayons X (la limite est  $10^{-18}$  s à 1 keV).

Revenons plus en détail sur le développement des lasers émettant des impulsions brèves. Les premières impulsions picosecondes (10 ps) ont été obtenues par Mocker et Collins [4] dans un laser à rubis en 1965 et par De Maria et coll. [5] dans un laser à verre dopé au Néodyme en 1966 (figure 2).



**Figure 2** : Laser  $\text{Nd}^{3+}$  : verre à blocage de mode passif,  
 B : barreau de Nd : verre, A.S. : absorbant saturable,  
 M.S. : miroir de sortie.

La cellule de Pockels (C.P.) permet de sélectionner  
 une impulsion dans le train émis.

Les modes de ces deux lasers étaient bloqués par des absorbants saturables. Des problèmes de refroidissement des barreaux de verre limitaient le taux de répétition à un tir par minute. Le remplacement du verre par du YAG (Grenat d'Yttrium et d'Aluminium) a permis d'augmenter la cadence jusqu'à 2 Hertz mais la faible bande de gain des lasers Nd:YAG limite la durée des impulsions à 25 ps. Dès 1968, Schmidt et Schafer [6] montrent que l'absorbant saturable DODCI (3,3' - diethyloxadicarbocyanine iodide) peut être utilisé pour moduler l'intensité du faisceaux émis par un laser à colorant Rhodamine 6 G) pompé par flash. Ce résultat est mis en application par de nombreux auteurs pour obtenir des impulsions picosecondes accordables en longueur d'onde. Le miroir de sortie de ces cavités était immergé dans la solution d'absorbant saturable (figure 3).

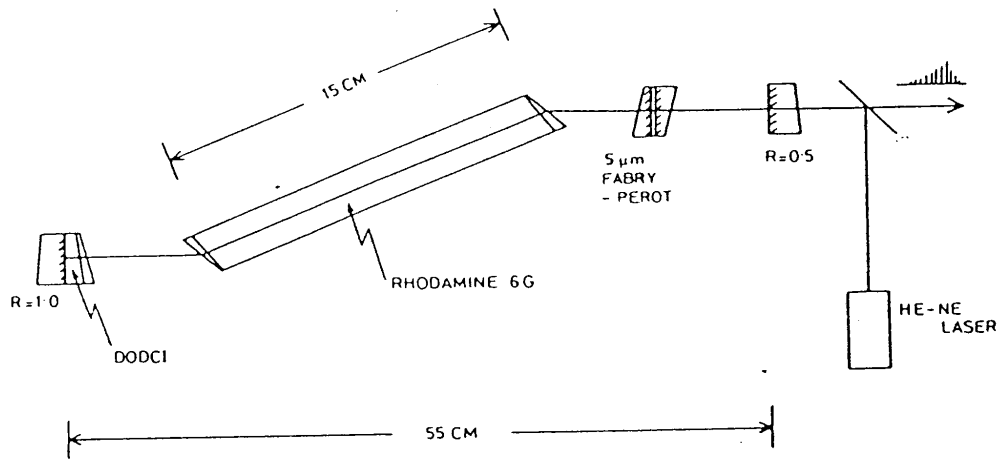


Figure 3 : Laser à colorant, pompé par flash, à blocage de mode passif.

On s'aperçut à cette époque que la durée des impulsions qu'un tel laser pouvait produire n'était en rien limitée par le temps de recouvrement de l'absorbant saturable (Table I). Ces progrès amènent Ippen et coll. [7] à réaliser un laser à colorant continu à blocage de modes passif (figure 4).

Dye	Molecular lifetimes		References
	Absorption	Fluorescence	
<i>DDCI</i>			
In methanol	25 ps	—	[1]
	—	14 ps	[2]
In ethanol	—	11 ps	[3]
<i>DCI (cryptocyanine)</i>			
In methanol	80 ps	—	[4]
	16 ps	—	[5]
	—	110 ps	[6]
	—	20–40 ps	[7]
In ethanol	—	37 ps	[3]
<i>DCI</i>			
In ethanol	10 ps	—	[8]
	—	20 ps	[1]
<i>DTDCI</i>			
In ethanol	175 ps	185 ps	[1]
	—	1.2 ns	[9]
<i>DODCI</i>			
In ethanol	10–250 ps	—	[10, 11]
	1.15 ns	—	[12]
	1.2 ns	—	[13]
	300 ps	—	[14]
	—	420 ps; 1.2 ns	[15]
	—	330 ps	[16]

## References

- 1 E. G. Arthurs, D. J. Bradley, P. N. Puntambekar, I. S. Ruddock, T. J. Glynn: *Opt. Commun.* **12**, 360 (1974)
- 2 M. A. Duguay, J. W. Hansen: *Opt. Commun.* **1**, 254 (1969)
- 3 D. N. Dempster, T. Morrow, R. Rankin, G. F. Thompson: *Chem. Phys. Lett.* **22**, 222 (1973)
- 4 G. Mourou, G. Busca, M. M. Denariez-Roberge: *Opt. Commun.* **4**, 40 (1971)
- 5 J. P. Fouassier, D. J. Lougnot, J. Faure: *Chem. Phys. Lett.* **30**, 448 (1975)
- 6 G. Mourou, G. Busca, M. M. Denariez-Roberge: *IEEE J. QE-9*, 745 (1973)
- 7 M. A. Duguay, J. W. Hansen: *Opt. Commun.* **1**, 254 (1969)
- 8 M. W. McGeoch: *Opt. Commun.* **7**, 116 (1973)
- 9 D. N. Dempster, T. Morrow, R. Rankin, G. F. Thompson: *J. Chem. Soc., Faraday II* **68**, 1479 (1972)
- 10 G. E. Busch, R. P. Jones, P. M. Rentzepis: *Chem. Phys. Lett.* **18**, 178 (1973)
- 11 G. E. Busch, K. S. Greve, G. L. Olson, R. P. Jones, P. M. Rentzepis: *Chem. Phys. Lett.* **33**, 412 (1975)
- 12 D. Magde, M. W. Windsor: *Chem. Phys. Lett.* **27**, 31 (1974)
- 13 C. V. Shank, E. P. Ippen: *Appl. Phys. Lett.* **26**, 62 (1975)
- 14 E. G. Arthurs, D. J. Bradley, A. G. Roddie: *Opt. Commun.* **8**, 118 (1973)
- 15 J. C. Mialocq, A. W. Boyd, J. Jaraudias, J. Sutton: *Chem. Phys. Lett.* **37**, 236 (1976)
- 16 E. G. Arthurs, D. J. Bradley, A. G. Roddie: *Chem. Phys. Lett.* **22**, 230 (1973)

Table 1 : Temps de relaxation d'absorbants saturables pour laser.  
Tiré de "Ultrashort Light Pulses" ed. Shapiro - Springer-Verlag

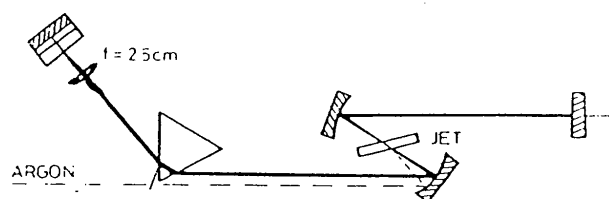


Figure 4 : Laser à blocage de mode passif pompé en continu.

Ce dernier est pompé par un laser à Argon continu. Les impulsions émises ont une durée de 1 ps et un taux de répétition de 80 MHz. Ce très haut taux de répétition est un avantage notable sur les lasers pompés par flash. En effet, le pompage continu assure une bonne stabilité des impulsions formées et autorise l'emploi de détections synchrones dans des expériences à faible rapport signal à bruit.

En 1981, Fork et coll. [8] font de nouveau faire un pas décisif à la science des impulsions courtes. En effet, Rud-dock et Bradley [9] ont remarqué que le fait de disposer la cuve contenant l'absorbant saturable contre le miroir de sortie et d'utiliser des épaisseurs de cuve très faibles ( $< 500 \mu\text{m}$ ) rétrécissait considérablement l'impulsion. Ce phénomène s'explique en considérant que l'arrière de l'impulsion croise, dans l'absorbant, l'avant qui s'est réfléchi sur le miroir. La saturation de l'absorbant est alors beaucoup plus importante et se traduit par un raccourcissement de l'impulsion. Fork et coll. ont alors imaginé de remplacer la structure linéaire par un laser en anneau, avec deux sous-cavités, l'une contenant le milieu à gain et l'autre l'absorbant sa-

turable (figure 5).

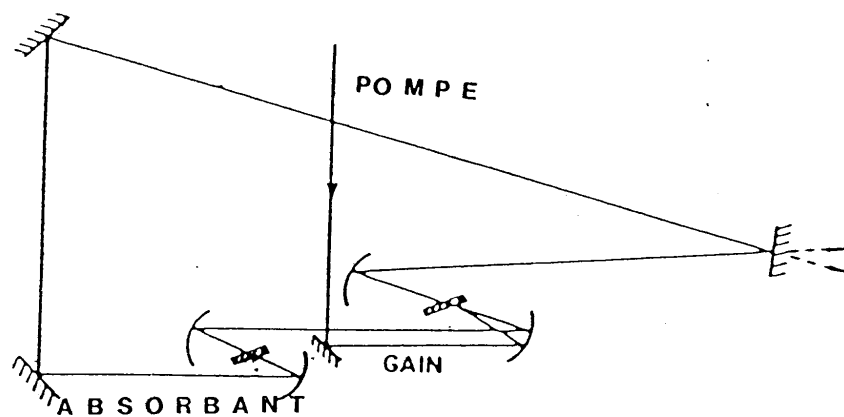


Figure 5 : Laser femtoseconde en anneau.

Deux impulsions se propagent en sens inverse dans cette cavité. Elles se croisent dans le jet de DODCI (condition de plus faibles pertes dans la cavité). Ils obtiennent des impulsions de 100 femtosecondes. L'avènement des impulsions de moins de 100 fs sensibilise les chercheurs à un nouveau problème : la dispersion de vitesse de groupe (variation de l'indice avec la longueur d'onde) [10]. Ce phénomène qui limite la durée des impulsions aux alentours de 100 fs est finalement compensé par l'introduction dans les cavités de lignes à retard dispersives [11, 12]. On obtient finalement le modèle de laser actuellement le plus performant qui est représenté sur la Figure 6 [13].

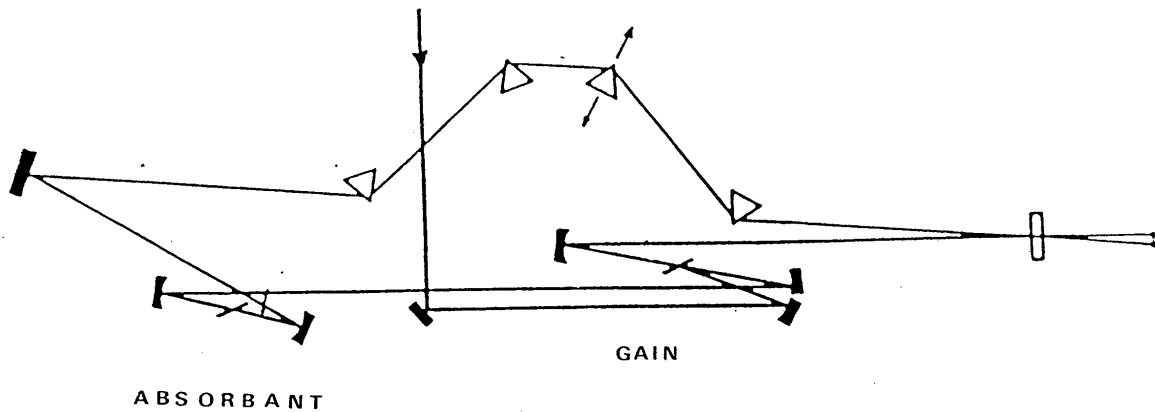


Figure 6 : Laser femtoseconde à dispersion contrôlée  
utilisé aux laboratoires Bell.

Il faut remarquer que nous n'avons volontairement pas parlé ici des lasers à pompage synchrone. En effet, parallèlement au blocage de modes par voie passive, les scientifiques se sont intéressés aux possibilités offertes par les lasers à colorant pompés par des lasers émettant eux mêmes des impulsions (Argon ou Nd:Yag à blocage de modes actif). Si les longueurs des cavités du laser à colorant et du laser de pompe sont exactement égales (à moins de  $0,1 \mu\text{m}$  près), on peut obtenir des impulsions picosecondes. En ajoutant un absorbant saturable dans le milieu amplificateur [14] ou dans un jet séparé [15] on peut obtenir des impulsions de durée inférieure à 100 fs. Cette technique reste néanmoins moins utilisée du fait de la difficulté à stabiliser les longueurs des deux cavités.

Parallèlement au développement des sources lasers, des impulsions de plus en plus courtes ont pu être produites par des méthodes de compression. La plus classique introduite par Shank et coll. [16] consiste à injecter une impulsion dans une fibre optique (figure 7).



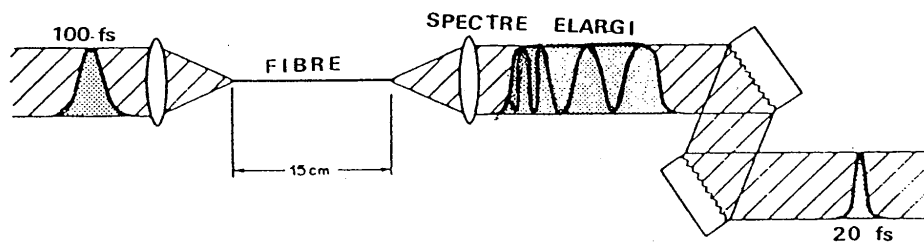


Figure 7 : Système de compression d'impulsions femtosecondes.

Les variations de l'indice de la fibre avec l'intensité lumineuse sont alors suffisamment grandes pour introduire un élargissement notable (facteur 5 à 6) du spectre de l'impulsion. A la sortie de la fibre l'impulsion présente une étendue spectrale très importante mais aussi une répartition le long de son profil temporel de ces nouvelles fréquences. Elle a donc une durée nettement plus grande qu'à l'entrée de la fibre. On peut alors à l'aide d'une ligne à retard dispersive (paire de réseaux ou de prismes) remettre les différentes fréquences en phase et compresser l'impulsion jusqu'à une durée correspondant à l'inverse de son étendue spectrale.

Par ce moyen Knox et coll. [17] ont obtenu des impulsions aussi brèves que 8 fs. Il faut réaliser que cette durée correspond à 4 cycles optiques dans le visible. Pour des impulsions aussi brèves même la dispersion de l'air n'est plus négligeable et l'impulsion s'élargit à plus de 12 fs [18] pour un simple parcours libre de quelques mètres. On mesure là tout le chemin parcouru depuis l'apparition de la clepsydre.



**CHAPITRE II**

**LE BLOCAGE DE MODE PASSIF**

**APPLICATION AUX LASERS FEMTOSECONDES**



## II.1. INTRODUCTION

Nous allons nous intéresser dans ce chapitre aux procédés connus pour concentrer temporellement l'énergie lumineuse. Dans un premier temps nous rappellerons rapidement le principe du blocage des modes d'une cavité laser. Nous montrerons ensuite à l'aide d'un modèle physique très simplifié comment un absorbant saturable placé dans une cavité laser peut permettre de verrouiller la phase des différents modes de ce laser et de produire des impulsions lumineuses ultrabrèves. Puis, nous donnerons un aperçu des calculs permettant de prévoir la formation d'impulsions subpicosecondes dans les cavités des lasers à colorants à modes bloqués passivement. Nous montrerons alors les limites de cette théorie et nous introduirons les effets non-linéaires qui jouent un rôle primordial dans la formation d'impulsions de durée inférieure à 100 fs. Il n'existe toujours pas de théorie complète des lasers femtosecondes intégrant ces effets non linéaires, et même si certains auteurs ont publié des modèles qui sont partiellement convaincants, la complexité des mécanismes mis en jeu empêche une telle théorie de voir le jour rapidement. Nous nous bornerons donc à une présentation qualitative des phénomènes.

## II.2. LE BLOCAGE DE MODES

Le rayonnement lumineux émis par une cavité laser est généralement constitué d'un certain nombre de fréquences discrètes  $\nu_k$ . Elles correspondent aux modes de résonance (ou modes longitudinaux) de la cavité laser. En notant  $L$  la longueur de la cavité, on obtient :

$$\nu_k = (k + 1) \frac{c}{2L} . \quad (2.1)$$

Le nombre de ces modes est donc infini. En pratique il est limité par la condition de seuil de l'effet laser, c'est-à-dire, que seuls les modes pour lesquels le gain du milieu amplificateur est supérieur aux pertes de la cavité se propagent (Figure 8). Le champ optique émis par le laser s'é-

crit comme la superposition des champs électriques  $E_k$  de ces différents modes longitudinaux. Il présente une évolution temporelle qui dépend des amplitudes et de phases relatives des modes.

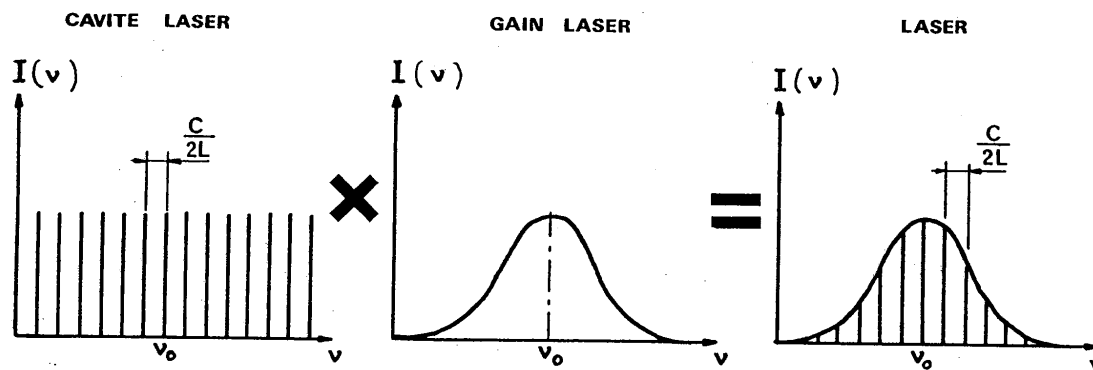


Figure 8 : Modes longitudinaux d'un laser

Considérons pour commencer un spectre en intensité  $S(\nu)$  composé de fréquences  $\nu_k$  et  $\nu_{k+1}$  ayant même polarisation, même amplitude et des phases  $\varphi_k$  et  $\varphi_{k+1}$  :

$$E_k = a \cos(2\pi \nu_k t + \varphi_k) \quad (2.2)$$

$$E_{k+1} = a \cos(2\pi \nu_{k+1} t + \varphi_{k+1}) .$$

Le champ total  $E$  dans la cavité s'écrit donc :

$$E(t) = E_k + E_{k+1} = a[\cos(2\pi \nu_k t + \varphi_k) + \cos(2\pi \nu_{k+1} t + \varphi_{k+1})] . (2.3)$$

Les détecteurs de lumière n'étant pas sensibles aux variations du signal lumineux sur une échelle de temps proche d'une période optique  $1/\nu_k$ , on considère l'intensité moyennée sur une période :

$$I(t) = \langle E^2 \rangle = a^2 |1 + \cos \{2\pi (\nu_{k+1} - \nu_k) t + \varphi_{k+1} - \varphi_k\}| . (2.4)$$

On voit donc qu'à un spectre  $S(\nu)$  composé de deux fréquences  $\nu_k$  et  $\nu_{k+1}$  (correspondant à deux ondes monochromatiques) est associée une distribution temporelle de l'intensité

té  $I(t)$  modulée sinusoidalement à la fréquence  $(\nu_{k+1} - \nu_k)$  (Figure 9).

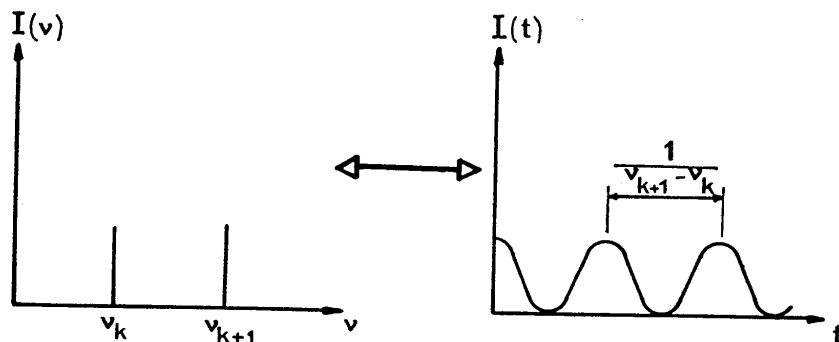


Figure 9 : Spectre et distribution temporelle de l'intensité d'un rayonnement composé de deux fréquences distinctes.

Néanmoins, il faut remarquer que dans cette analyse nous avons fait quelques hypothèses implicites. En particulier, nous avons supposé que les variations temporelles des fréquences  $\nu_k$  et des phases  $\varphi_k$  sont très lentes devant le temps de réponse du détecteur. En pratique, on peut estimer que la fréquence  $\nu_k$  reste à peu près indépendante du temps mais par contre que la phase subit des fluctuations aléatoires dont le temps caractéristique est de l'ordre de 100 ns [19].

Si les phases  $\varphi_k$  et  $\varphi_{k+1}$  varient de façon indépendante, le terme d'interférence :

$$\cos[2\pi(\nu_{k+1} - \nu_k) t + \varphi_{k+1} - \varphi_k] \quad (2.5)$$

se trouve moyenné à zéro pour des temps longs devant le temps d'évolution des phases. L'intensité mesurée par un détecteur très lent est donc constante et égale à la somme des intensités des modes.

On peut étendre ce raisonnement à un très grand nombre  $N$  de modes. En notant  $a_k$  leurs amplitudes,  $\nu_k$  leurs fréquences et  $\varphi_k$  leurs phases, on obtient :



$$E(t) = \sum_{k=1}^N a_k e^{i(\omega_k t + \phi_k)}. \quad (2.6)$$

L'intensité émise par le laser dépend alors des valeurs respectives des amplitudes et des phases des différents modes. La Figure 10 présente l'exemple d'une simulation numérique de l'évolution temporelle de l'émission d'un laser dont le spectre de fréquences présente une distribution gaussienne avec une répartition aléatoire des amplitudes dans la courbe de gain et des phases entre  $+\pi$  et  $-\pi$ .

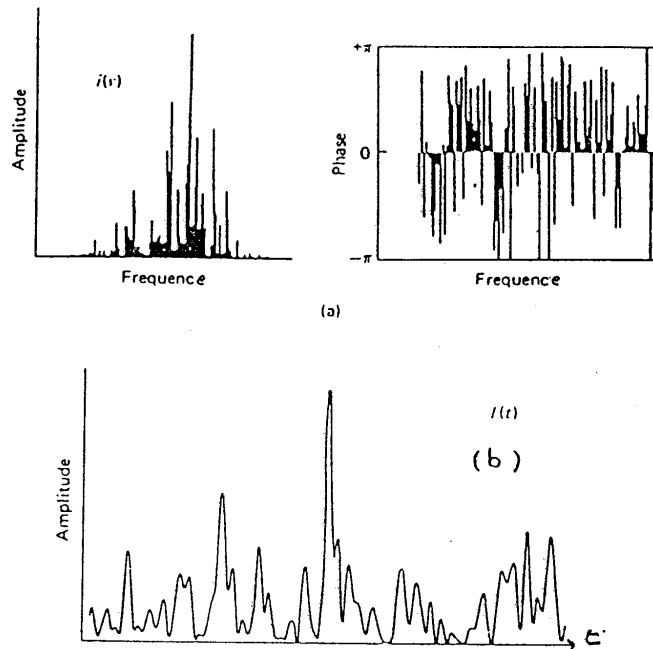


Figure 10 : Evolution temporelle (b) de l'amplitude d'un laser dont les modes sont répartis aléatoirement en amplitude et en phase (a).

Le rayonnement émis par le laser se présente sous l'aspect d'un bruit périodique. Il faut remarquer que plus le nombre de modes sera élevé plus les variations temporelles de l'amplitude de ce bruit pourront être rapides.

Supposons maintenant que les phases  $\varphi_k$  de tous les modes puissent être rendues égales (et nulles par exemples). La relation (2.6) devient alors :

$$E(t) = \sum_{k=1}^N A_k e^{i \omega_k t}. \quad (2.7)$$

$N$  est ici représentatif du nombre de modes qui participent à l'effet laser. Il est donc égal au nombre de modes présents dans le spectre du rayonnement émis par le laser (voir Figure 8). De même le coefficient  $A_k$  représente l'amplitude du mode  $k$ , c'est-à-dire, l'amplitude du spectre de l'émission du laser à la fréquence  $\nu_k$ . La relation (2.7) revient donc à dire que l'on peut écrire le champ émis  $E(t)$  comme une série de Fourier dont les coefficients sont les valeurs de l'amplitude du spectre à la fréquence  $\nu_k$ . L'amplitude du champ émis  $E(t)$  peut s'écrire comme la transformée de Fourier de l'amplitude  $s(\omega)$  du spectre d'émission du laser :

$$E(t) = \int_0^{\infty} s(\omega) e^{i \omega t} d\omega \quad (2.8)$$

et

$$s(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} E(t) e^{-i \omega t} dt \quad (2.9)$$

Dans les cas où les phases des différents modes sont toutes égales, on peut obtenir la même relation de transformée de Fourier entre les amplitudes temporelles  $A(t)$  et spectrales  $B(\omega)$ .

$$A(t) = \int_0^{\infty} B(\omega) e^{i \omega t} d\omega. \quad (2.10)$$

et :

$$B(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} A(t) e^{-i \omega t} dt. \quad (2.11)$$

avec :

$$A(t) = |E(t)| \quad \text{et} \quad B(\omega) = |S(\omega)|$$

Il faut bien avoir à l'esprit qu'il n'y a en général pas de relation unique entre les amplitudes temporelles et spectrales et que les relations (2.10) et (2.11) ne sont applicables que dans le seul cas où les phases de tous les modes sont constantes et égales. Dans le cas général, il faut tenir compte des termes de phase et par conséquent remonter aux expressions (2.8) et (2.9). La seule relation qui soit toujours valable est l'équivalent du principe d'incertitude de Heisenberg :

$$\Delta t \cdot \Delta \nu \geq K$$

où  $\Delta t$  et  $\Delta \nu$  sont les largeurs à mi-hauteur des intensités temporelles et spectrales, et  $K$  une constante qui dépend du profil exact de l'impulsion. La table 2 donne les valeurs de  $K$  pour quelques profils usuels.

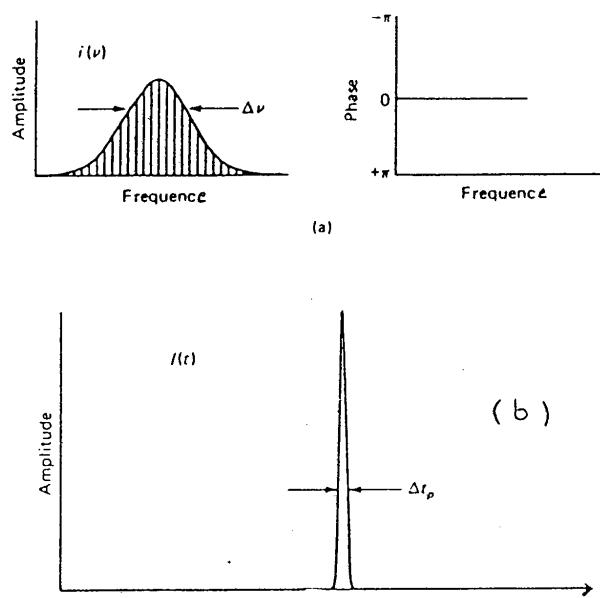
E(t)	K
$\exp\left[-\frac{1}{2}\left(t/t_0\right)^2\right]$	0.441
$\exp\left[-\frac{1}{2}\left t/t_0\right \right]$	0.142
$1/\cosh(t/t_0)$	0.315
$\text{rect}(t/t_0)$	0.892
$\sin^2(t/t_0)/(t/t_0)^2$	0.366
$\left[1 + (t/t_0)^2\right]^{-1}$	0.142

Table 2 : Valeurs de  $K$  calculées pour différents profils en amplitude  $E(t)$ . D'après [20].

Le rôle du blocage de mode (ou verrouillage des modes en phase) sera donc d'imposer aux modes participant à l'émission laser d'avoir une phase constante et égale quel que soit le mode.

La Figure 11 donne l'exemple d'un laser dont le spectre est gaussien et dont les modes sont parfaitement bloqués. L'émission consiste alors en un train d'impulsions de période  $\frac{2L}{c}$ . On constate donc qu'en bloquant les modes d'un laser, on

est capable de concentrer son énergie dans une impulsion d'autant plus brève que la bande spectrale occupée est large.



**Figure 11** : Laser dont les modes sont parfaitement bloqués. Le spectre est supposé gaussien et les phases toutes nulles. L'émission se présente sous la forme gaussienne.

### II.3. LE BLOCAGE DE MODE PASSIF

Nous allons décrire succinctement le principe du blocage de modes par voie passive. Dans ce dispositif, le verrouillage des modes est basé sur l'utilisation d'un absorbant saturable. Ces corps ont la propriété de présenter une transmission qui augmente notablement lorsqu'on fait croître l'intensité lumineuse qui les traverse. Cette définition se traduit concrètement par la courbe (Figure 12) donnant son coefficient de transmission en fonction de l'intensité incidente.

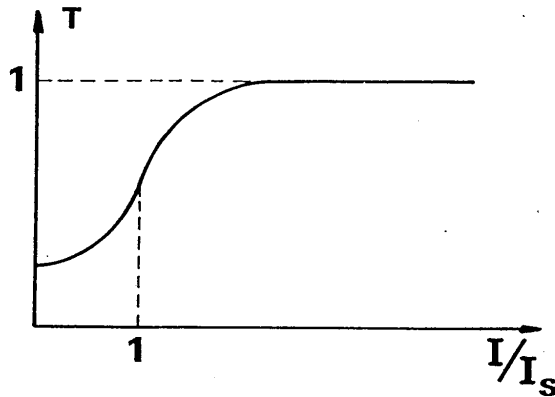


Figure 12 : Transmission d'un absorbant saturable en fonction de l'intensité  $I$  incidente (normalisée à l'intensité de saturation  $I_s$ ).

Un tel corps placé dans une cavité laser va donc favoriser l'émission de rayonnements dont l'intensité est grande. Il peut paraître étonnant qu'une simple variation du gain dans la cavité du laser puisse imposer une relation entre les phases des modes. Pour mieux comprendre, prenons l'exemple de deux modes. Supposons dans un premier temps que dans l'absorbant saturable les phases de ces deux modes soient différentes. L'intensité lumineuse présente dans la cavité s'écrit alors (2.4).

$$I(t) = a^2 |1 + \cos\{2\pi (\nu_{k+1} - \nu_k) t + \varphi_{k+1} - \varphi_k\}|. \quad (2.12)$$

On choisit le repère dans lequel est décrit l'impulsion de façon à ce que les instants  $t = 0, \frac{2L}{c}, \frac{4L}{c}, \dots, \frac{(2k)L}{c}$  correspondent au passage de l'impulsion dans l'absorbant saturable (repère fixe lié à l'absorbant). Cette hypothèse n'est en rien restrictive puisqu'un changement de repère (c'est-à-dire un décalage temporel) ne se traduit que comme un déphasage global de l'ensemble des modes. Dans l'absorbant saturable l'intensité lumineuse est donc :

$$I_1(t) = a^2 |1 + \cos(\varphi_{k+1} - \varphi_k)|. \quad (2.13)$$

Parallèlement l'intensité totale de deux modes en phase ( $\varphi_k = \varphi_{k+1}$ ) s'écrit dans l'absorbant saturable :

$$I_2(t) = 2 a^2. \quad (2.14)$$

Il apparait donc nettement que l'intensité de deux modes en phase est plus grande que celle de deux modes de phases différentes ( $\cos(\varphi_{k+1} - \varphi_k) < 1$ ). Il en découle que la transmission de l'absorbant saturable sera plus grande pour les modes en phase que pour des modes décalés en phase. La fonction  $I(t)$  (2.12) étant périodique avec une période égale à un aller-retour dans la cavité, ce phénomène se reproduit à chaque passage dans l'absorbant. Finalement, seuls les modes en phase pourront rester au-dessus du seuil de l'effet laser ; les autres modes seront inexorablement absorbés. On peut étendre ce raisonnement à un très grand nombre de modes et montrer que tout matériau dont la transmission augmente avec l'intensité introduit un verrouillage des modes en phase dans une cavité laser.

#### II.4. MODELISATION D'UNE CAVITE LASER A BLOCAGE DE MODE PASSIF

Nous allons présenter ici une modélisation simplifiée du fonctionnement d'une cavité laser femtoseconde. Ce modèle, bien que très répandu, reflète assez mal la réalité. Il faudra donc se méfier des conclusions un peu hâtives qu'on est tenté d'en tirer. Nous introduirons alors de nouveaux phénomènes physiques afin de rendre le modèle plus crédible et tâcherons d'en analyser les conséquences.

Considérons un laser femtoseconde simplifié composé d'un milieu amplificateur, d'un absorbant saturable et d'un miroir de sortie pour extraire une partie de l'impulsion de la cavité. Initialement l'absorbant saturable a une transmission suffisamment faible pour empêcher tout effet laser (ce qui revient à dire que le "gain non saturé" pour l'ensemble de la cavité est inférieur à 1). La cavité se remplit donc de photons émis par le milieu amplificateur. Le rayonnement dans la cavité est un bruit dont la caractéristique temporelle est similaire à celle présentée Figure 10. Lorsqu'un pic de bruit atteint une intensité suffisante pour saturer l'absorbant, un paquet de photons peut se propager dans la cavité. Cette impulsion va être amplifiée en traversant le milieu amplificateur et pourra donc de nouveau saturer l'absorbant et continuer sa propagation.

A chaque passage l'absorbant absorbe une partie de l'intensité lumineuse du front avant de l'impulsion. Lorsqu'il est saturé son absorption diminue. La partie arrière de l'impulsion le traverse donc sans perte. Ce mécanisme se traduit par un raccourcissement de l'impulsion "par l'avant" (Figure 13). Après le passage de l'impulsion l'absorbant recouvre son absorption empêchant ainsi l'apparition d'un signal optique en dehors de l'impulsion.

L'impulsion traverse alors le milieu amplificateur. Ce dernier étant pompé en continu a un gain important au moment où l'impulsion se présente. La partie avant de l'impulsion est donc amplifiée. Celle-ci dépeuple alors le niveau excité du milieu amplificateur et par suite diminue le gain. L'arrière de l'impulsion est donc moins amplifié que l'avant. Cette saturation du gain se traduit par un raccourcissement de l'impulsion "par l'arrière" (Figure 13).

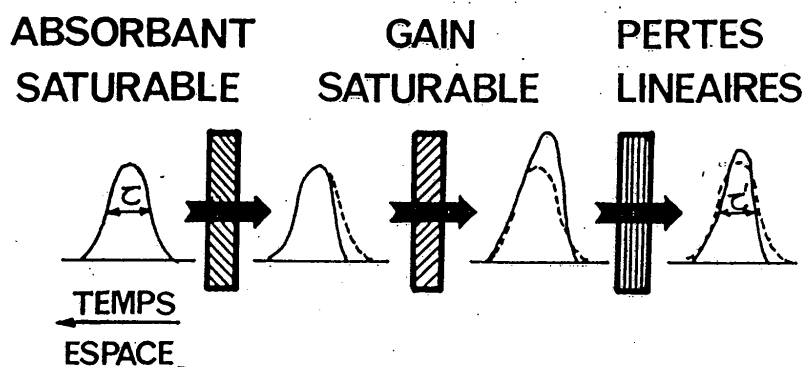


Figure 13

L'évolution du profil de l'impulsion dépend de la façon dont se réalisent les saturations respectives de l'absorbant et de l'amplificateur. Si l'on désire que le sommet de l'impulsion soit amplifié, il faut qu'il traverse le milieu absorbant après que ce dernier ne soit saturé et le milieu amplificateur avant qu'il se le soit complètement. Ces conditions imposent que le milieu absorbant sature pour une énergie plus faible que le milieu amplificateur.

On veut de plus que l'énergie reste concentrée dans

l'impulsion et qu'elle ne puisse pas s'étaler dans le temps. Cela revient à imposer que le gain total de la cavité soit inférieur à 1 en dehors d'un créneau temporel centré sur l'impulsion. On peut traduire cette condition en termes de saturation. Le gain sera inférieur à 1, dans le front montant de l'impulsion si l'absorbant ne sature pas pour des intensités trop faibles et dans le front descendant si le passage de l'impulsion a totalement saturé le milieu amplificateur. Ces caractéristiques fixent les paramètres physiques du milieu amplificateur et de l'absorbant saturable en imposant une fourchette au gain et aux pertes que l'impulsion rencontre. G.H.C. New [21-22] a résumé l'ensemble de ces conditions en définissant un paramètre qui tient compte des densités de puissance dans le milieu amplificateur et dans l'absorbant saturable et des paramètres physiques de ces derniers (section efficace d'émission  $\sigma_e$  de l'amplificateur et section efficace d'absorption  $\sigma_a$  de l'absorbant saturable). Ce paramètre habituellement noté S est donné par :

$$S = \frac{\sigma_a A_e}{\sigma_e A_a} \quad (2.15)$$

où  $A_e$  et  $A_a$  sont les surfaces du faisceau respectivement dans l'amplificateur et dans l'absorbant. Plus le paramètre S est grand, plus la saturation de l'absorbant est grande par rapport à celle de l'amplificateur. G.H.C. New a montré [21] que ce paramètre devait avoir une valeur supérieure à deux pour que les conditions précédemment citées soient remplies. Il a aussi prouvé, en utilisant un modèle simplifié de laser à blocage de modes passif, que la largeur de la zone de stabilité du laser en fonction du gain non saturé dans la cavité augmente avec S. En d'autres mots plus la saturation de l'absorbant est grande par rapport à celle du milieu amplificateur moins le laser est sensible aux variations du gain dans la cavité.

Pratiquement les valeurs de  $\sigma_a$  et  $\sigma_e$  sont fixées par le choix des colorants. Les seuls paramètres qui puissent varier sont les tailles des faisceaux dans les colorants. On trouvera au chapitre III une étude plus complète des variations de ce paramètre S avec les caractéristiques géométriques de la cavité montrant l'importance d'un bon réglage de ce type de laser pour obtenir une très petite tâche sur l'absorbant saturable.



## II.5. MODELISATION DE LA FORMATION D'IMPULSIONS COURTES PAR GAIN ET PERTES SATURABLES

Nous allons dans ce paragraphe présenter rapidement un modèle mathématique permettant de simuler la formation d'impulsions très courtes dans un laser à colorant à blocage de modes passif. De nombreux auteurs travaillent sur ce sujet depuis plus de quinze ans [22-29]. Ces théories, malgré leur complexité, ne permettent toujours pas d'expliquer de façon satisfaisante tous les phénomènes observés dans les lasers femtosecondes. Nous avons donc choisi de présenter une théorie simple de la formation d'impulsions dans un laser à colorant en anneau. Les calculs qui vont suivre sont inspirés de ceux présentés dans la Référence 27. Ils ont l'intérêt de montrer séparément les rôles des différents éléments composant un laser femtoseconde. Par contre, les formes d'impulsions qu'ils prévoient ne représentent pas la réalité et ils négligent tous les effets non linéaires autres que les saturations. L'influence de ces effets sera abordée succinctement par la suite.

Nous allons tenter de modéliser une cavité laser en anneau dont le schéma de principe est donné sur la figure 14. Cette cavité est composée de quatre éléments essentiels : un milieu amplificateur, un absorbant saturable, un filtre passe bande en longueur d'onde et un miroir de sortie. Chacun de ces éléments représente, en pratique, un phénomène physique indispensable pour expliquer la formation des impulsions courtes. Le filtre traduit le fait que le milieu amplificateur, les miroirs et tous les éléments de la cavité possèdent une bande passante spectrale limitée.

Dans une telle cavité en anneau deux impulsions se propagent en sens inverse et se rencontrent dans l'absorbant saturable. Nous allons faire un certain nombre d'hypothèses simplificatrices qui sont justifiées dans le cadre de cette étude très élémentaire. Tout d'abord, nous allons supposer que les deux impulsions qui se propagent en sens inverse dans le laser ont les mêmes caractéristiques bien qu'elles rencontrent les éléments composant la cavité dans un ordre différent. De plus, les spectres du milieu amplificateur, de

l'absorbant et de l'impulsion sont supposés avoir la même fréquence centrale  $\omega_0$ . Nous ferons aussi l'hypothèse que la traversée de l'un quelconque des éléments de la Figure 14 ne modifie que faiblement l'impulsion et nous ne considérerons que les effets du premier ordre.

Le principe du calcul est d'affecter à chaque élément une fonction représentant son effet sur l'impulsion. En faisant le produit des différentes fonctions, on obtient la fonction représentant la cavité complète. Nous chercherons alors les solutions stables par propagation en cherchant les profils temporels d'impulsions qui restent inchangés après un tour parcouru dans la cavité. Il faut remarquer que cette méthode exclut a priori toutes les solutions qui pourraient avoir un comportement périodique sur un grand nombre de tour de cavité. Nous verrons au chapitre 5 que de telles solutions existent en réalité dans les lasers femtosecondes.

Le champ électrique décrivant chacune des impulsions sera exprimé sous la forme :

$$E_j^{(n)}(Z, t) = A_j^{(n)}(t) \cdot e^{i(k_j Z - \omega_0 t)} \quad (2.16)$$

où  $j = 1, 2$  représente une des deux impulsions ;  
 $n = 0, 1, 2, 3, 4$  donne la position de l'impulsion dans la cavité (voir Figure 14).

$A_j$  est l'amplitude de l'impulsion  $j$  et  $k_j$  son vecteur d'onde.  $Z$  et  $t$  sont respectivement les variables d'espace et de temps.

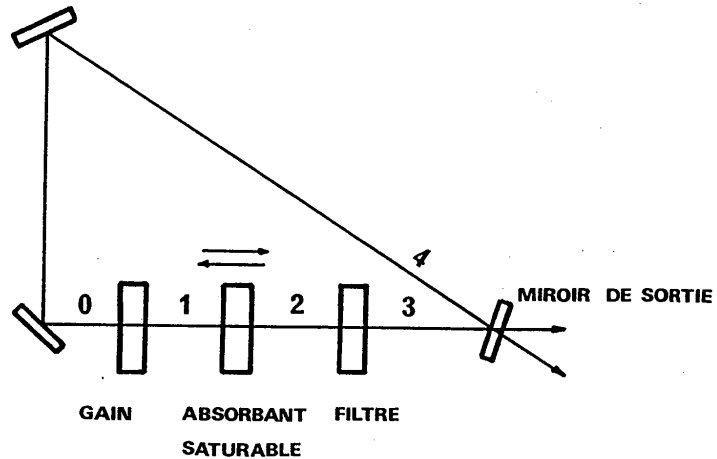


Figure 14 : Cavité schématique utilisée dans la modélisation d'un laser femtoseconde.

Nous définissons l'énergie incidente par unité de surface sur un milieu à l'instant  $t$  par :

$$\hat{I}_j^{(n)}(t) = \frac{1}{A_e I_{s_1}} \int_{-\infty}^t A_j^{(n)}(t') A_j^{(n)*}(t') dt' \quad (2.17)$$

où  $A_e$  est la surface éclairée dans le milieu.  $\hat{I}_j(t)$  est normalisée à l'intensité de saturation du milieu amplificateur  $I_{s_1}$  définie par :

$$I_{s_1} = \frac{h \omega_0}{\sigma_e} \quad (2.18)$$

où  $\sigma_e$  est la section efficace d'émission de l'amplificateur.

On note  $\hat{I}_{j,\infty}$  l'intensité totale dans l'impulsion :

$$\hat{I}_{j,\infty} = \hat{I}(\omega) .$$

Nous allons calculer l'évolution de l'amplitude  $A_1$  de

l'une des deux impulsions au cours de sa propagation dans la cavité.

### 2.5.1. Milieu Amplificateur

Après passage dans le milieu amplificateur l'amplitude de l'impulsion devient :

$$A_1^{(1)}(t) = \left[ 1 + \frac{g}{2} \exp\left(-\hat{I}_1^{(0)}(t)\right) \right] A_1^{(0)}(t) \quad (2.19)$$

où  $g$  est le gain du milieu juste avant l'arrivée de l'impulsion. Dans le cas général  $g$  est donné par [27] :

$$g = \frac{1 - \exp\left(-\frac{U_0 - U_1}{\tau_g}\right) + \exp\left(-\hat{I}_1^{(0)}\right) \left[ \exp\left(-\frac{U_0 - 2U_1}{\tau_g}\right) - \exp\left(-\frac{U_0}{\tau_g}\right) \right]}{1 - \exp\left[-2\hat{I}_1^{(0)} - \frac{U_0}{\tau_g}\right]} g_0 \quad (2.20)$$

où :

- $U_0$  est le temps mis par l'impulsion pour parcourir la cavité ;
- $U_1$  est le temps de vol entre l'absorbant saturable et le milieu amplificateur ;
- $\tau_g$  est le temps de relaxation du niveau excité de l'amplificateur ;
- $g_0$  est le gain petit signaux (sans saturation).

Il faut remarquer que nous avons décidé a priori que les deux impulsions présentes dans la cavité ont la même énergie. Il faut donc qu'elles rencontrent le même gain. Un raisonnement très simple permet de montrer que les intervalles de temps séparant les passages des impulsions dans le milieu amplificateur sont égaux lorsque la distance séparant l'absorbant de l'amplificateur vaut  $L/4$  où  $L$  est la longueur de la cavité (Figure 15).

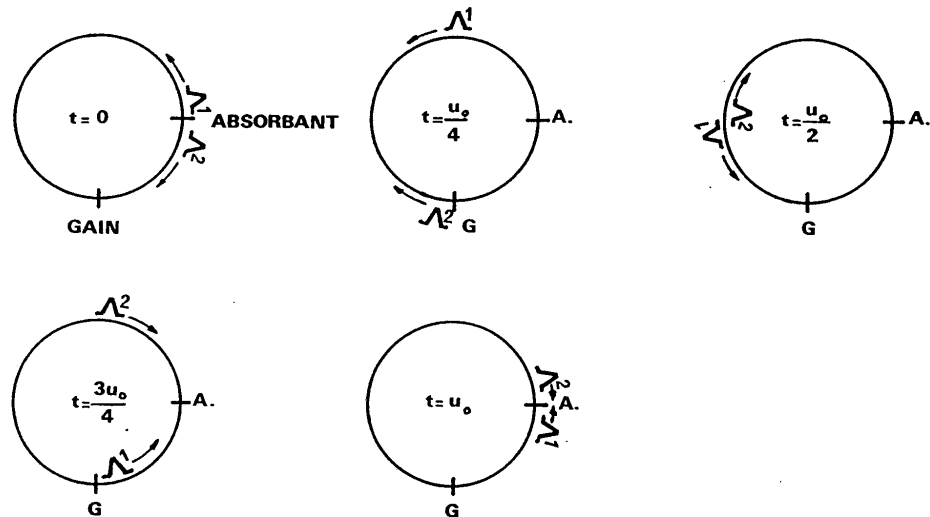


Figure 15 : Schéma présentant les positions des deux impulsions à différents instants.

La durée séparant les passages des deux impulsions dans l'amplificateur est alors  $U_0/2$ . Dans ce cas, l'expression (2.20) se réduit à :

$$g = g_0 \frac{1 - \exp\left(-\frac{U_0}{2\tau_g}\right)}{1 - \exp\left(-\hat{I}_\infty - \frac{U_0}{2\tau_g}\right)} \quad (2.21)$$

### 2.5.2. Absorbant saturable

Les deux impulsions se rencontrent dans l'absorbant saturable (condition de plus forte saturation et donc de moindres pertes). Elles forment un réseau spatial en interférant. Le champ total  $E_T$  est donné par :

$$E_T(Z, t) = A_1^{(1)}(t) e^{i(kz - \omega_0 t)} + A_2^{(1)}(t) e^{i(-kz - \omega_0 t)} \quad (2.20)$$

et l'intensité totale  $I_T$  par :

$$A_e I_T(Z, t) = A_1^{(1)} A_1^{(1)*} + A_2^{(1)} A_2^{(1)*} + A_1^{(1)} A_2^{(1)*} e^{i2kz} + A_2^{(1)} A_1^{(1)*} e^{-i2kz} \quad (2.21)$$

Les temps de relaxation typiques des absorbants saturables étant de l'ordre de la dizaine de picosecondes on peut supposer qu'aucune relaxation n'a lieu pendant la durée de l'impulsion. A l'instant  $t$  l'intensité absorbée par le milieu est donc donnée par :

$$\hat{I}_t(Z, t) = \frac{1}{A_e} \int_{-\infty}^t \left( A_1^{(1)} A_1^{(1)*} + A_2^{(1)} A_2^{(1)*} + A_1^{(1)} A_2^{(1)*} e^{i2kz} + A_2^{(1)} A_1^{(1)*} e^{-i2kz} \right) dt' \quad (2.22)$$

or :

$$A_1^{(1)} A_1^{(1)*} = A_2^{(1)} A_2^{(1)*} \quad \text{et} \quad A_1^{(1)} A_2^{(1)*} = A_2^{(1)} A_1^{(1)*}$$

d'où :

$$\hat{I}_T(Z, t) = I_{s_1} \left[ 2 \hat{I}_1^{(1)}(t) + \hat{I}_1^{(1)}(t) (e^{i2kz} + e^{-i2kz}) \right] \quad (2.23)$$

soit :

$$\hat{I}_T(Z, t) = 2 I_{s_1} \hat{I}_1^{(1)}(t) (1 + \cos 2kz) \quad (2.24)$$

En supposant que le phénomène d'absorption n'aura d'effet que sur l'enveloppe temporelle de l'impulsion on peut

écrire l'équation de propagation des impulsions qui se croisent dans l'absorbant saturable [27] :

$$\frac{dA_1^{(1)}}{dZ} e^{ikz} - \frac{dA_2^{(1)}}{dZ} e^{-ikz} = - \frac{a_0}{2l} \exp \left[ - G_0 \frac{\hat{I}_T(Z_1 t)}{I_{s_2}} \right] \left( A_2^{(1)} e^{ikz} + A_1^{(1)} e^{-ikz} \right) \quad (2.25)$$

où :

$a_0$  est le coefficient d'absorption non saturée

$l$  est la longueur du milieu absorbant

$G_0$  est le grandissement géométrique existant entre les surfaces éclairées sur l'amplificateur et sur l'absorbant :

$$G_0 = \frac{A_e}{A_a}$$

$I_{s_2}$  est l'intensité de saturation de l'absorbant  $I_{s_2} = \frac{h \omega_0}{\sigma_a}$

( $\sigma_a$  : section efficace d'absorption).

En prenant  $A_1^{(1)} = A_2^{(1)}$  et en intégrant sur la longueur du milieu absorbant, on obtient l'amplitude  $A_1^{(2)}(t)$  de l'impulsion après passage dans le milieu :

$$A_1^{(2)}(Z, 1) - A_1^{(2)}(Z = 0) = \int_0^1 dZ \left\langle - \frac{a_0}{2l} \exp \left[ - G_0 \frac{\hat{I}_T(Z, t)}{I_{s_2}} \right] \left( A_1^{(1)} + A_1^{(1)} e^{-ik \cdot z} \right) \right\rangle \quad (2.26)$$

où le symbole  $\langle \rangle$  indique que l'on ne s'intéresse qu'à la partie lentement variable du signal.

En notant que  $A_1^{(2)}(Z = 0) = A_1^{(1)}$ , en posant  $\theta = kZ$  et en utilisant la relation 2.24, on obtient :

$$A_1^{(2)}(t) = A_1^{(1)}(t) - \frac{\alpha_0}{2} \cdot \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp \left[ -G_0 \frac{I_{s_1}}{I_{s_2}} 2 \hat{I}(t) (1 + \cos 2\theta) \right] \times \\ \left\{ A_1^{(1)}(t) (1 + e^{-12\theta}) \right\} d\theta \quad (2.27)$$

Nous allons montrer que l'intégrale présente que dans cette expression peut s'exprimer à l'aide de fonctions de Bessel complexes. Il faut tout d'abord noter que l'intégrale :

$$I = \int_0^{2\pi} \exp \left[ -G_0 \frac{I_{s_1}}{I_{s_2}} \hat{I}(t) 2(1 + \cos 2\theta) \right] (1 + e^{-12\theta}) d\theta \quad (2.28)$$

peut s'écrire :

$$I = \int_0^{2\pi} f(\cos 2\theta) (1 + \cos 2\theta - i \sin 2\theta) d\theta \quad (2.29)$$

où :

$$f(\cos 2\theta) = \exp \left[ -G_0 \frac{I_{s_1}}{I_{s_2}} 2 \hat{I}(t) (1 + \cos 2\theta) \right] \quad (2.30)$$

On peut remarquer alors que  $f(\cos 2\theta) = f(\cos(-2\theta))$ . Par suite, l'intégrale :

$$\int_0^{2\pi} f(\cos(2\theta)) \sin 2\theta d\theta \quad (2.31)$$

est nulle. L'intégrale I s'écrit alors :

$$I = \exp \left[ -G_0 \frac{I_{s_1}}{I_{s_2}} 2 \hat{I}(t) \right] \left\{ \int_0^{2\pi} \left[ -\frac{2 I_{s_1}}{I_{s_2}} G_0 \hat{I}(t) \cos 2\theta \right] d\theta \right. \\ \left. + \int_0^{2\pi} \exp \left[ -\frac{2 I_{s_1}}{I_{s_2}} G_0 \hat{I}(t) \cos 2\theta \right] \cos 2\theta d\theta \right\} \quad (2.32)$$



En posant :

$$u = i \frac{2 I_{s_1}}{I_{s_2}} G_0 \hat{I}(t) \quad (2.33)$$

il suit que :

$$I = \exp(+iu) \left\{ \int_0^{2\pi} \exp(iu \cos 2\theta) d\theta + \int_0^{2\pi} \exp(iu \cos 2\theta) \cos 2\theta d\theta \right\}. \quad (2.34)$$

En notant  $V = 2\theta$ , on obtient finalement :

$$I = \exp(iu) \left[ \int_0^{2\pi} \exp(iu \cos V) dV + \int_0^{2\pi} \exp(iu \cos V) \cos V dV \right]. \quad (2.35)$$

On reconnaît dans le membre de droite l'expression des deux fonctions de Bessel complexes d'ordre 0 et 1. En effet, la fonction de Bessel complexe d'ordre  $m$  s'écrit :

$$J_m(u) = \frac{1}{2\pi(i)^m} \int_0^{2\pi} \exp(iu \cos V) \cos mV dV \quad (2.36)$$

où  $u$  est un nombre complexe. Il existe un développement limité permettant d'obtenir une valeur approchée de la fonction de Bessel :

$$I_m(u) = \frac{(u)^m}{2^m \Gamma(m+1)} \left[ 1 - \frac{u^2}{2(2m+2)} + \frac{u^4}{2.4(2m+2)(2m+4)} - \frac{u^6}{2.4.6.(2m+2)(2m+4)(2m+6)} + \dots \right] \quad (2.37)$$

$\Gamma$  représente la fonction gamma qui vaut  $m!$  lorsque  $m$  est entier.

Il faut noter que lorsque  $u$  est un imaginaire pur la

fonction  $J_m(u)$  est réelle pour  $m$  pair et imaginaire pure pour  $m$  impair.

En reprenant l'expression (2.35) on peut écrire :

$$I = 2\pi \exp \left[ -G_0 \frac{I_{s_1}}{I_{s_2}} 2 \hat{I}^{(1)}(t) \right] \left\{ J_0 \left( i G_0 \frac{I_{s_1}}{I_{s_2}} 2 \hat{I}^{(1)}(t) \right) + i J_1 \left( i G_0 \frac{I_{s_1}}{I_{s_2}} 2 \hat{I}^{(1)}(t) \right) \right\}. \quad (2.38)$$

On obtient alors l'expression de l'enveloppe de l'amplitude de l'impulsion émergeant de l'absorbant à partir de l'expression (2.27) :

$$A_1^{(2)}(t) = A_1^{(1)}(t) \left\{ 1 - \frac{a_0}{2} \exp \left[ -2G_0 \frac{I_{s_1}}{I_{s_2}} 2 \hat{I}^{(1)}(t) \right] \times \left[ J_0 \left( i G_0 \frac{I_{s_1}}{I_{s_2}} 2 \hat{I}^{(1)}(t) \right) + i J_1 \left( i G_0 \frac{I_{s_1}}{I_{s_2}} 2 \hat{I}^{(1)}(t) \right) \right] \right\}. \quad (2.39)$$

Il faut noter que d'après les remarques précédentes la fonction  $[J_0(ix) + i J_1(ix)]$  est toujours réelle si  $x$  est réel.

On peut à ce niveau faire apparaître le paramètre  $S$  introduit par New [21, 22] :

$$S = \frac{\sigma_a A_e}{\sigma_e A_a}.$$

En effet, en reprenant les définitions de  $I_{s_1}$ ,  $I_{s_2}$  et  $G_0$ , on obtient :

$$G_0 \times \frac{I_{s_1}}{I_{s_2}} = \frac{h\omega_0}{\sigma_e} \cdot \frac{\sigma_a}{h\omega_0} \cdot \frac{A_e}{A_a} = \frac{\sigma_a A_e}{\sigma_e A_a} = S. \quad (2.40)$$

On en déduit l'expression finale pour  $A_1^{(2)}(t)$  :

$$A_1^{(2)}(t) = A_1^{(1)}(t) \left\{ 1 - \frac{a_0}{2} \exp[-2S \hat{I}^{(1)}(t)] \right. \\ \left. \left[ J_0(i 2S \hat{I}^{(1)}(t)) + i J_1(i 2S \hat{I}^{(1)}(t)) \right] \right\} . \quad (2.41)$$

### 2.5.3. Filtre basse-bande

En continuant sa progression illustrée sur la Figure 14, l'impulsion passe à travers un filtre en fréquence simulant la présence dans la cavité d'éléments dont la transmission dépend de la longueur d'onde. Ce filtre est caractérisé par une fonction de transfert  $H(\omega) = [1 + 2i(\omega - \omega_0)/\Delta\omega]^{-1}$  où  $\Delta\omega$  est la largeur de la bande passante. En revenant dans l'espace temporel l'effet de ce filtre peut être écrit sous la forme d'un opérateur :

$$A_1^{(3)}(t) = \frac{1}{1 + \frac{2}{\Delta\omega} \frac{\partial}{\partial t}} A_1^{(2)}(t) . \quad (2.42)$$

### 2.5.4. Miroir de sortie

Finalement l'impulsion atteint le miroir de sortie et perd une partie de son énergie qui peut ainsi sortir de la cavité. En notant  $T$  la transmission en intensité du miroir l'amplitude  $A_1^{(4)}(t)$  vaut :

$$A_1^{(4)}(t) = \sqrt{(1 - T)} A_1^{(3)}(t) . \quad (2.43)$$

### 2.5.5. Etat stationnaire

Nous venons d'étudier séparément l'effet de chacun des éléments présents dans la cavité artificielle que nous avons adoptée. La condition d'état stationnaire généralement utilisée dans la littérature consiste à supposer que l'impul-

sion retrouve sa forme initiale après un seul tour dans la cavité. Cette hypothèse est très restrictive et ne représente pas l'ensemble des solutions possibles de propagation stable d'impulsions dans une cavité laser. Néanmoins, nous avons choisi de l'utiliser dans le cadre de cette étude simple. Cette condition impose donc que les formes temporelles des impulsions au début et à la fin d'un tour de cavité soient identiques (à un éventuel décalage temporel  $\Delta t_0$  près dû aux saturations non linéaires) :

$$A_1^{(0)}(t) = A_1^{(4)}(t + \Delta t_0). \quad (2.44)$$

L'amplitude  $A(t)$  de l'impulsion en régime stationnaire est donc donnée par :

$$A(t - \Delta t_0) = \frac{1}{1 + \frac{2}{\Delta\omega} \frac{\partial}{\partial t}} G(t) A(t) \quad (2.45)$$

avec :

$$G(t) = (1-T)^{1/2} \left\{ 1 - \frac{a_0}{2} \exp[-2S \hat{I}(t)] \left[ J_0(i 2S \hat{I}(t)) + i J_1(i 2S \hat{I}(t)) \right] \right\} \\ \times \left\{ 1 + \frac{g}{2} \exp(-\hat{I}(t)) \right\} \quad (2.46)$$

et :

$$g = g_0 \frac{1 - \exp\left(-\frac{U_0}{2 \tau_g}\right)}{1 - \exp\left(-\hat{I}_\omega - \frac{U_0}{2 \tau_g}\right)} \quad (2.47)$$

La fonction  $G(t)$  représente le gain total dépendant du temps pour la cavité. Ainsi que nous l'avons vu précédemment aucun signal parasite ne pourra se propager dans la cavité si le gain est inférieur à 1 en dehors du support temporel de l'impulsion. Ceci se traduit par :

$$G(+\infty) < 1 \quad \text{et} \quad G(-\infty) < 1 \quad (2.48)$$

Par contre, la condition de seuil nécessaire au démarrage du laser (gain total non saturé supérieur à 1) se traduit par :

$$(1 - T)^{1/2} \left(1 - \frac{a_0}{2}\right) \left(1 + \frac{g_0}{2}\right) \geq 1 \quad (2.49)$$

Si ces conditions sont remplies, on peut résoudre numériquement l'équation (2.45). Pour cela, on impose un profil initial  $A^{(0)}(t)$  que l'on fait propager dans la cavité. Cette impulsion est affectée par chaque élément ainsi que nous l'avons vu plus haut. On compare alors l'évolution du profil temporel d'un tour sur l'autre. Finalement, lorsque la variation relative de la durée  $\tau$  de l'impulsion :  $\frac{\Delta\tau}{\tau}$ , de son éner-

gie  $\frac{\Delta E}{E}$  et de son amplitude crête  $\frac{\Delta A_{max}}{A_{max}}$  est inférieure à  $10^{-4}$  sur un tour, on estime que l'impulsion a atteint son régime permanent.

Plusieurs auteurs ont utilisé une description très similaire à celle que nous avons présenté pour modéliser la formation d'impulsions très courtes dans un laser à blocage de modes passif [22, 24, 25]. Les résultats obtenus sont relativement semblables dans tous les cas. Nous nous contenterons d'en donner les traits généraux en rappelant que ces modèles simplifiés ne sauraient décrire précisément le fonctionnement des cavités actuellement utilisées.

Les profils temporels obtenus par cette méthode peuvent être approximés par ce que l'on nomme le profil en "sécante hyperbolique asymétrique". L'amplitude des impulsions présente une variation temporelle de la forme :

$$A(t) = A_0 \left[ \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right) + \exp\left(+\frac{t}{T_2}\right) \right]^{-1} \quad (2.50)$$

La Figure 16 donne un exemple de ce profil avec  $T_1/T_2 = 1.5$ .

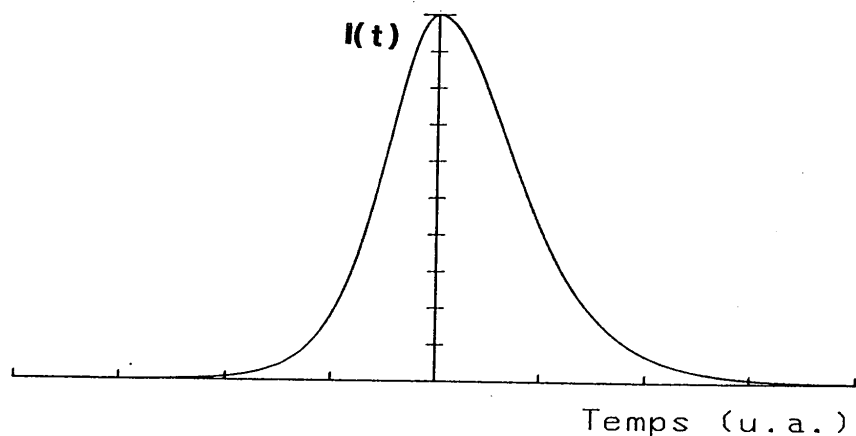


Figure 16

Le rapport des paramètres  $T_1$  et  $T_2$  caractérisant les fronts avant et arrière de l'impulsion varie légèrement en fonction des auteurs et des méthodes de calculs utilisés (développements limités, approximations...) [22, 24, 25]. La prédiction d'un profil asymétrique est très difficile à vérifier expérimentalement. En effet, la méthode classique de mesure des impulsions utilise un autocorrélateur optique (voir Chapitre III). La fonction d'autocorrélation d'ordre 2 obtenue étant par construction symétrique, elle ne peut refléter l'asymétrie de l'impulsion à mesurer. Il faut avoir recours aux fonctions d'autocorrélation d'ordre supérieur. Malheureusement, les méthodes connues à ce jour et permettant d'obtenir la fonction d'autocorrélation d'ordre 3 d'une impulsion [30] nécessitent que cette dernière possède une énergie très nettement supérieure à celle des impulsions produites par un laser à colorant à blocage de modes passifs.

La théorie élémentaire développée ci-dessus permet également de montrer que la durée des impulsions produites dépend fortement des pertes non saturées de l'absorbant (coef-

ficient  $a_0$ ) [24, 25] : la durée de l'impulsion est d'autant plus petite que les pertes non saturées dans l'absorbant sont importantes. Par ailleurs, G.H.C. New [22] a montré que le laser est d'autant moins sensible aux fluctuations du gain que la saturation de l'absorbant est grande comparée à celle de l'amplificateur (i.e. que le paramètre  $S$  est grand).

L'apparition de ces théories sur le fonctionnement par saturation du gain et des pertes d'une cavité laser subpicoseconde a permis de mieux comprendre comment pouvaient apparaître des impulsions dont la durée est très inférieure à tous les temps de relaxation des colorants utilisés. Elle a aussi permis de démontrer tout l'intérêt d'obtenir une saturation plus importante de l'absorbant en utilisant une cavité en anneau pour laquelle les deux impulsions sont contre-propageantes et se rencontrent dans l'absorbant.

Néanmoins, on peut estimer que ces théories perdent leur validité pour des impulsions de durée inférieure à 100 femtosecondes. Il faut alors tenir compte de phénomènes nouveaux tels la dispersion de vitesse de groupe (variation de l'indice de réfraction avec la longueur d'onde) ou l'auto-modulation de phase (variation de l'indice de réfraction avec l'intensité lumineuse). De nouvelles théories ont vu le jour, intégrant ces phénomènes [28, 29] et fournissant de nouvelles solutions pour le profil temporel des impulsions. Malheureusement, ces théories ne permettent pas de décrire tous les comportements observés expérimentalement et par ailleurs, prévoient des comportements qui n'ont jamais été observés expérimentalement.

Il paraît néanmoins indispensable d'introduire succinctement les effets non linéaires qui ont permis de diminuer la durée des impulsions produites par des lasers jusqu'à 27 fs [13]. Ces effets permettront d'expliquer la similitude entre les impulsions produites et les solitons optiques "brillants", similitude sur laquelle nous reviendrons en détail au chapitre IV.

## II.6. BLOCAGE DE MODES PASSIF DANS LE CAS D'UNE CONSTANTE DE PROPAGATION COMPLEXE NON-LINEAIRE

Les impulsions de durée inférieure à 100 fs possèdent une puissance crête dans la cavité supérieure à 50 kW. Cette puissance est focalisée sur des tâches de l'ordre de 200 GW/cm<sup>2</sup>. Pour de telles densités de puissance, il devient difficile de négliger les variations de l'indice avec l'intensité lumineuse traversant le milieu. Ce phénomène appelé automodulation de phase peut s'écrire comme un développement limité de l'indice  $n$  avec l'intensité lumineuse  $I$  :

$$n(t) = n_0 + n_2 I(t) \quad (2.51)$$

où  $n_2$  est l'indice non linéaire du milieu.

Une variation de l'indice va se traduire par une modulation temporelle de la phase de l'impulsion et va introduire un glissement vers le rouge (pour  $n_2 > 0$ ) des fréquences présentes dans le front avant de l'impulsion et vers le bleu pour les fréquences situées dans le front arrière (Figure 17.a). Ce phénomène a pour effet d'élargir le spectre de l'impulsion tout en introduisant une modulation de fréquence. Si l'élargissement du spectre est très intéressant puisqu'il offre la possibilité de réduire dans un même rapport la durée de l'impulsion, il faudra tout d'abord éliminer la modulation de fréquence pour remettre toutes les fréquences en phase. Par ailleurs, lorsque les impulsions se propagent dans une cavité laser ont une durée inférieure à 100 fs, leur spectre possède une largeur suffisante ( $\Delta\lambda > 4$  nm) pour que l'on ne puisse plus négliger les variations de l'indice de réfraction entre les fréquences extrêmes du spectre. Les différentes fréquences ne voyant pas le même indice, elles ne voyagent pas à la même vitesse dans la cavité. Ce phénomène de dispersion de vitesse de groupe a pour effet d'allonger l'impulsion et d'introduire un étalement des fréquences le long du profil temporel de l'impulsion (Figure 17.b). C'est donc un effet qui risque de limiter la durée des impulsions que peut produire un laser. Cet effet sera décrit plus précisément au chapitre III.

Néanmoins, on peut utiliser la dispersion de vitesse de



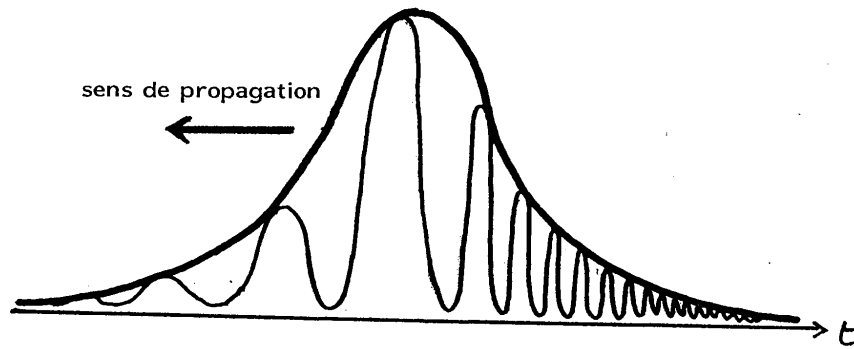


Figure 17 a : Impulsion auto-modulée en fréquence par traversée d'un corps à indice non linéaire positif.

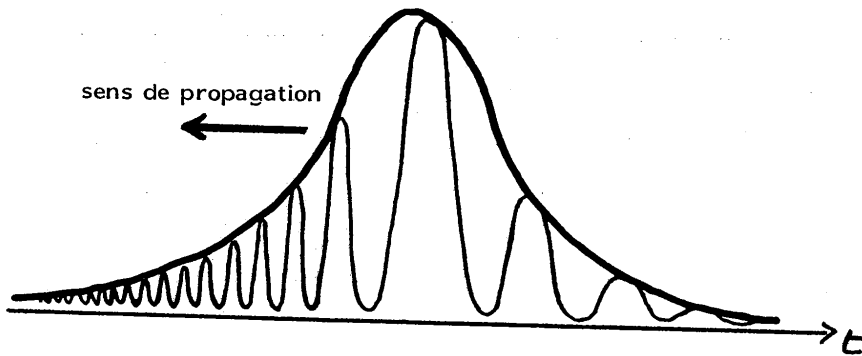


Figure 17 b : Impulsion modulée en fréquence par dispersion de vitesse de groupe négative.

groupe, à condition de trouver un dispositif présentant une dispersion négative (vitesse de groupe plus importante pour le bleu que pour le rouge), pour compenser la modulation de fréquence introduite par automodulation de phase et ainsi recompresser les impulsions. Un dispositif de ce genre sera étudié en détail au chapitre III et nous nous contenterons ici de supposer son existence.

On peut alors expliquer l'apparition et la formation d'impulsions très courtes dans une cavité laser en supposant que cette dernière comprend les éléments présentés sur la Figure 14, plus un système présentant la dispersion de vitesse de groupe négative. Depuis l'arrivée du premier photon de pompe sur le milieu amplificateur jusqu'à la formation d'impulsions de durée proche de 100 fs, on peut reprendre la théorie classique du blocage de modes par saturation successives de l'amplificateur et de l'absorbant exposée au paragraphe 2.5. Lorsque la puissance des impulsions est devenue suffisante pour créer des effets non linéaires, le spectre de l'impulsion *s'enrichit de nouvelles fréquences* par automodulation de phase. Ces fréquences n'étant pas créées en phase le profil temporel de l'impulsion n'est pas immédiatement raccourci. Après la traversée du système à dispersion négative, le déphasage spectral introduit par ce dernier compense exactement celui qui est dû à l'automodulation de phase et l'impulsion est compressée. A chaque tour de cavité cette compensation a lieu et l'impulsion peut donc présenter par élargissement progressif de son spectre puis remise en phase des fréquences, une durée notablement plus courte que celle obtenue dans le cas d'un simple raccourcissement par saturation des colorants.

L'automodulation de phase dans un laser femtoseconde peut avoir plusieurs origines. Tout d'abord l'indice non linéaire  $n_2$  des solvants des colorants utilisés peut jouer un rôle. Il faut noter que la valeur très faible de  $n_2$  ( $n_2 = 3 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$  pour l'éthylène glycol) implique que des phénomènes non linéaires n'ont lieu qu'aux endroits où la densité de puissance lumineuse est très grande. En pratique, on estime qu'il n'y a que sur l'absorbant que le diamètre du faisceau est suffisamment petit pour qu'il apparaisse des phénomènes non linéaires. L'automodulation de phase peut aussi provenir de la saturation de l'absorption et du gain dans la cavité. En effet, l'indice d'un milieu est lié à son absorption (ou à son gain) par la relation de Kramers Kroenig

(Figure 18). Toute variation de cette absorption (ou de ce gain) va se traduire par une variation de l'indice. Il faut préciser que pour des longueurs d'ondes plus grandes que le maximum de la bande d'absorption (ou de gain) une saturation de l'absorption se traduit par une diminution de l'indice (équivalent à un  $n_2$  négatif) et une saturation du gain par une augmentation de l'indice ( $n_2$  positif).

On voit donc qu'en fonction des saturations relatives du gain et de l'absorption le  $n_2$  équivalent de l'ensemble de la cavité peut être positif ou négatif. La situation est encore compliquée par la présence dans l'absorbant saturable de photoisomères ne présentant pas les mêmes propriétés spectrales que l'absorbant et autorisant des  $n_2$  de signe positif ou négatif en fonction de la longueur d'onde du laser. Le problème du signe du  $n_2$  équivalent d'une cavité femtoseconde n'est pas résolu et donne lieu à de nombreuses publications contradictoires [13, 31-34].

Certains auteurs [28, 29] ont tenté de modéliser ces phénomènes mais des résultats ne sont obtenus qu'en faisant d'importantes approximations difficiles à justifier. Nous allons présenter très rapidement la méthode proposée par Martinez et coll. [29, 35]. Elle est basée sur l'utilisation d'un opérateur décrivant globalement la cavité. Cet opérateur sera décrit comme la somme de termes représentant chacun un effet physique intervenant dans la formation des impulsions.

Nous noterons le champ électrique présent dans la cavité sous la forme :

$$E(t) = A(t) \exp[i(\omega_0 t + \phi(t))] \quad (2.52)$$

où  $\omega_0$  est la fréquence centrale de l'impulsion

$\phi$  est un terme de phase lentement variable

A est réel et normalisé de façon à ce que la densité d'énergie soit donnée par :

$$U' = \int_{-\infty}^t A(t')^2 dt' \quad (2.53)$$

On obtient l'opérateur décrivant l'évolution de l'impulsion sur un tour de cavité en développant les opérateurs de transfert de chaque élément au second ordre en puissance de  $(\omega - \omega_0)$ . Les termes dépendant de l'énergie sont développés

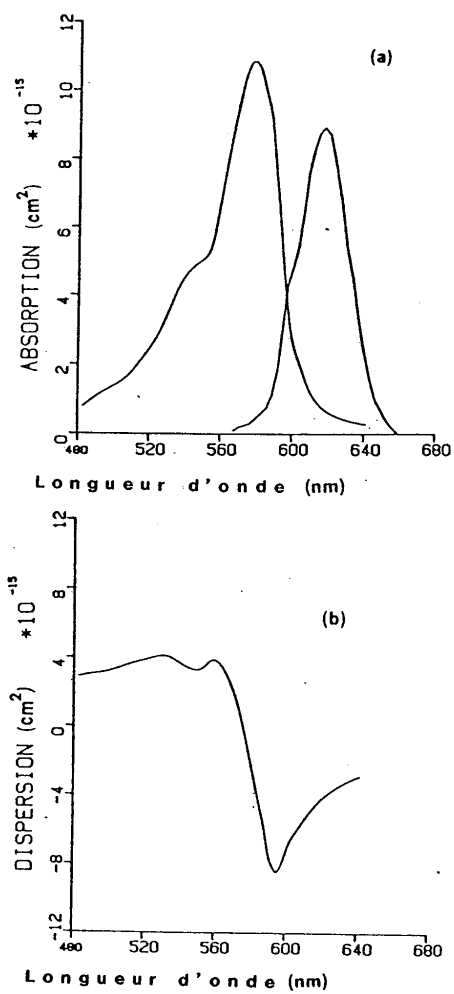


Figure 18 : a) Absorption de la DODCI et de son photoisomère  
b) Dispersion (par molécule/ $\text{cm}^3$ ) de l'état fondamental de la DODCI. D'après [29].

au second ordre en puissance de  $U = U' - U_0/2$  où  $U_0$  est la densité totale d'énergie présente dans l'impulsion. Après remplacement des termes en  $i(\omega - \omega_0)$  par  $d/dt$ , on obtient l'expression déterminant l'opérateur global  $O - iO'$  de la cavité :

$$A(t + T_{cav}) \exp(i\phi(t + T_{cav})) = \exp(O - iO') A(t) \exp(i\phi(t)) \quad (2.54)$$

où  $T_{cav}$  est la durée d'un tour de cavité.

En supposant petites les variations de  $A(t)$  et  $\phi(t)$  sur un tour, on obtient :

$$A(t + T_{cav}) \exp(i\phi(t + T_{cav})) \simeq (1 + O - iO') A(t) \exp(i\phi(t)) \quad (2.55)$$

Les opérateurs réels  $O$  et  $O'$  peuvent s'écrire [29] :

$$O = g_0 + g'U + g''U^2 + c_2(\omega - \omega_0) + c'_2 U(\omega - \omega_0) - a_1(\omega - \omega_0)^2 + b_1 A^2 \quad (2.56)$$

et :

$$O' = \phi_0 + \phi'U + \phi''U^2 + c_1(\omega - \omega_0) + c'_1 U(\omega - \omega_0) - a_2(\omega - \omega_0)^2 + b_2 A^2 \quad (2.57)$$

On retrouve dans ces deux formules les termes correspondant aux différents éléments de la cavité et à leur action sur l'impulsion.

$g_0$  : est le gain en amplitude non saturé à la fréquence  $\omega_0$ .

$g'$  et  $g''$  : expriment la saturation du gain avec l'énergie de l'impulsion ( $g'$  et  $g'' \leq 0$ ).

$c_2$  : permet de tenir compte du décalage de la fréquence centrale de l'impulsion qui va apparaître si  $\omega_0$  ne correspond pas au maximum de la bande de gain.

$a_1$  : représente la bande passante en fréquence de la cavité.

$c'_2$  : exprime le déplacement du maximum de la bande de gain avec la saturation du milieu amplificateur [36] ou de l'ab-

sorbant saturable.

$b_1$  : introduit d'éventuelles variations très rapides de l'absorption de l'absorbant saturable (variations plus rapides que la durée de l'impulsion [37]).

$\phi_0$  : est le déphasage correspondant à un tour de cavité :  
 $\phi_0 = \omega_0 T_{cav}$

$\phi'$ ,  $\phi''$  : donnent les variations de l'indice de réfraction n dues à une saturation de l'absorption ou de l'amplification.

$c_1$  : coefficient de dispersion chromatique. Ce terme est proportionnel à  $\frac{dn}{d\lambda}$ .

$c'_1$  : exprime l'influence des variations de l'indice avec l'énergie de l'impulsion sur le terme  $C_1$ .

$a_2$  : est le terme décrivant la dispersion de vitesse de groupe globale pour la cavité. Pour un milieu transparent isotrope ce terme est proportionnel à  $\frac{d^2n}{d\lambda^2}$ .

$b_2$  : est le terme décrivant l'automodulation de phase due à l'indice non linéaire  $n_2$  des solvants. Il faut noter que la variation de l'indice avec l'intensité lumineuse est, ici, supposée instantanée ce qui n'est pas vrai dans tous les milieux (voir chapitre VI).

L'état stationnaire est obtenu en supposant que l'impulsion retrouve son profil après un tour de cavité, avec éventuellement un déphasage constant et un décalage temporel constant  $\delta T$  par rapport au temps de vol dans la cavité  $T_{cav}$  obtenu lorsqu'on néglige les effets non linéaires.

Haus [24] a montré que ces décalages pouvaient être intégrés dans les termes  $\phi_0$  et  $c_1$ . L'hypothèse que l'impulsion

reste inchangée après un tour de cavité se traduit en terme d'opérateur global pour la cavité par :

$$\exp(O - iO') = 1 \quad (2.58)$$

où 1 est l'opérateur unitaire. On obtient alors :

$$O - iO' = \Phi \quad (2.59)$$

où  $\Phi$  est l'opérateur nul.

Ces relations se traduisent dans l'espace temporel par l'équation intégral-différentielle suivante :

$$\left\{ \left[ g_0 + g'U + g''U^2 \frac{d}{dt} + c'_1 U \frac{d}{dt} + a_1 \frac{d^2}{dt^2} + b_1 A^2 \right] - i \left[ \phi_0 + \phi'U + \phi''U^2 + c'_2 \frac{d}{dt} + c'_2 U \frac{d}{dt} + a_2 \frac{d^2}{dt^2} + b_2 A^2 \right] \right\} \times \\ A(t) \exp[i \phi(t)] = 0 \quad (2.60)$$

Cette équation n'est malheureusement pas simple à résoudre et afin de poursuivre les calculs les auteurs [29] sont obligés de faire une hypothèse, certes très simplificatrice, mais qui n'est pas toujours justifiée. Cette hypothèse consiste à supposer que la modulation de fréquence, provenant de la dépendance non linéaire de la phase  $\phi(t)$  avec le temps, est linéaire avec l'énergie accumulée  $U(t)$  :

$$\frac{d\phi}{dt} = \xi U \quad (2.61)$$

où :

$$U = \int_{-\infty}^t A^2(t') dt' - \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} A^2(t') dt'$$

et  $\xi$  est une constante.

Nous pensons que la méthode utilisée pour obtenir l'équation (2.60) reste très esthétique mais qu'il faut vérifier avec précaution la validité physique des hypothèses utilisées pour simplifier cette équation. Ceci est d'autant plus délicat que Martinez et coll. [29] imposent la forme de la solution de (2.60) en supposant que le profil temporel de l'impulsion  $A(t)$  est en  $1/\text{ch}(t)$ . Si cette fonction est effectivement une solution de (2.60) elle n'est sûrement pas la seule et n'est peut être pas celle qui est imposée par les caractéristiques physiques de la cavité.

Malgré toutes ses imperfections, le modèle théorique proposé par Martinez et coll a le mérite d'exister et de prévoir effectivement un certain nombre de propriétés vérifiées expérimentalement dans les lasers femtosecondes. Parmi ces propriétés on trouve essentiellement le rôle primordial joué par la dispersion de vitesse de groupe et par l'automodulation de phase. La Figure 19 reproduit une partie de la Figure 2 de la ref. [29].

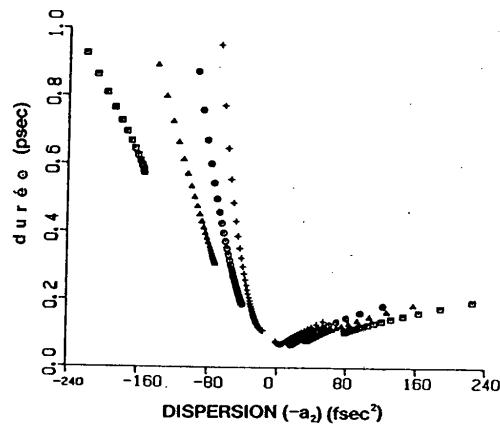


Figure 19 : Variation de la durée de l'impulsion avec la dispersion intracavité : Les différentes courbes correspondent à des gains différents :  $\square g = 0.03$ ,  $\Delta g = 0.031$ ,  $\circ g = 0.032$ ,  $+g = 0.033$ .

Sur cette figure on voit que la durée de l'impulsion dépend notablement de la dispersion de vitesse de groupe de la cavité. Le "trou" au centre de chaque courbe correspond à une zone où le laser est au-dessous du seuil et où l'effet laser n'a pas lieu. Ces courbes ont été obtenues en négligeant l'automodulation de phase provenant de l'indice non-linéaire des solvants ( $b_2 = 0$ ). L'automodulation de phase provient alors exclusivement des saturations des milieux amplificateurs et absorbants et, étant donnée la plus grande saturation de l'absorbant, elle est essentiellement négative. Ceci explique pourquoi les impulsions les plus courtes sont obtenues



nues pour des valeurs positives de la dispersion ( $(-\alpha_2) > 0$ ). Martinez et coll. ont aussi calculé les courbes correspondant au cas où la longueur d'onde du laser est inférieure à celle du maximum d'absorption. Le terme  $\Phi''$  est alors positif et s'ajoute à l'automodulation de phase due au solvant ( $b_2 > 0$ ). On obtient les courbes données sur la Figure 20. Ici encore ces tracés présentent deux parties distinctes.

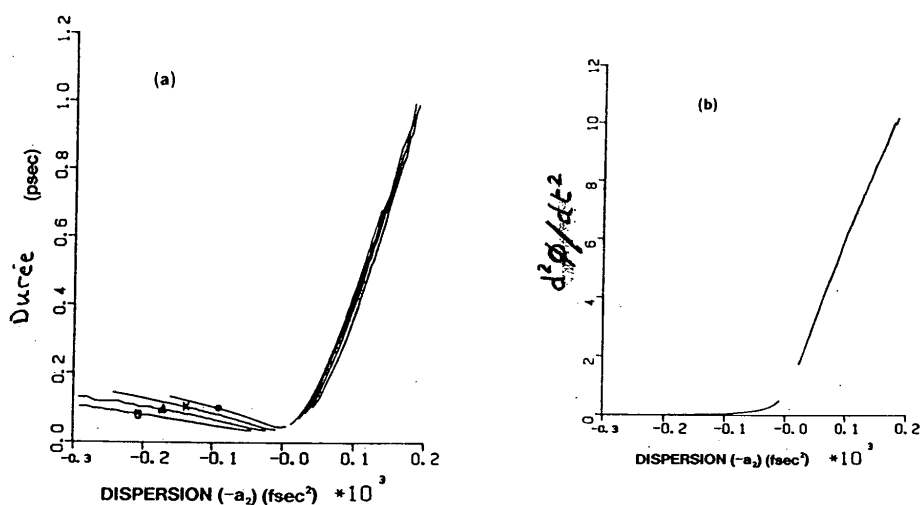


Figure 20 : Durée de l'impulsion et modulation de sa phase

$\left(\frac{d^2\Phi}{dt^2}\right)$  dans le cas où l'automodulation de phase due à la saturation de la DODCI est positive.

Expérimentalement, on sait maintenant faire varier la dispersion d'une cavité laser femtoseconde (voir chapitre III). Lorsqu'on ajoute une quantité positive de dispersion à celle de la cavité, on observe que la durée de l'impulsion diminue. Cette décroissance s'opère jusqu'à ce que l'impulsion ait une durée typique de l'ordre de 50 fs. Si l'on continue à introduire de la dispersion positive la forme de l'impulsion change totalement et le régime de fonctionnement du laser paraît très chaotique. Nous verrons au chapitre IV que cette apparente instabilité s'explique par des phénomènes solitons d'ordre supérieur. Même si l'on continue à ajouter de la dispersion positive le laser ne revient jamais à

un régime stable. Il semblerait donc que l'on ne puisse pas obtenir expérimentalement les deux zones de fonctionnement prévues par Martinez et coll.. De plus la durée de l'impulsion diminue lorsqu'on augmente la dispersion positive présente dans la cavité. Cela revient à dire que seule la zone "de gauche" des Figures 19 et 20 est observée en pratique.

Le problème restant est celui du signe de l'automodulation de phase de la cavité. Ce problème reste ouvert et seules quelques faibles indications existent. En particulier plusieurs équipes ont montré que les impulsions les plus courtes étaient produites lorsque la cavité présente une dispersion négative [11, 13, 38]. Ceci tendrait à prouver que l'automodulation de phase, qui contre balance la dispersion, est positive. De plus par des méthodes tout à fait différentes, nous avons montré [34] que dans un régime de fonctionnement particulier (étudié au chapitre IV), mais néanmoins proche du régime habituel, la dispersion est de l'ordre de  $-60 \text{ fs}^2$  et implique l'existence d'une automodulation de phase positive. Il semblerait donc que le régime réel de fonctionnement des lasers femtosecondes corresponde à la figure 20 et consiste en une compensation mutuelle des effets d'une dispersion de vitesse de groupe négative et d'une automodulation de phase positive. Dans ce même article [34], nous avons calculé que l'indice non linéaire équivalent de la cavité était très proche de celui du solvant (de l'éthylène glycol). Il semblerait, ainsi que l'ont supposé Fork et coll. [13], que la saturation de la DODCI soit telle que son absorption est quasiment nulle sur la durée de l'impulsion et par conséquent que l'automodulation de phase qui en résulterait est nulle pour la partie centrale de l'impulsion. On pourrait ainsi expliquer la valeur du  $n_2$  très proche de celle du solvant obtenue expérimentalement.

Pour conclure ce chapitre sur les théories du fonctionnement des lasers à colorants à blocage de modes passif, disons que dans ce domaine les théoriciens sont en retard sur les expérimentateurs. S'il est maintenant courant d'obtenir des impulsions de moins de 50 fs, expliquer leur formation reste un problème non résolu. Nous verrons au chapitre IV qu'il y a peut être une voie à explorer en utilisant les propriétés bien connues des solitons et en adaptant les théories qui régissent leur comportement au milieu particulier que constitue un laser femtoseconde.



**CHAPITRE III**

**STRUCTURE ET CARACTERISATION DE  
L'OSCILLATEUR FEMTOSECONDE**



Ce chapitre va nous permettre de présenter le laser réalisé à l'Institut d'Optique. Tout d'abord nous rappellerons les éléments qui composent la cavité d'un laser femto-seconde à blocage de modes passif. Nous donnerons alors les éléments de calcul des faisceaux gaussiens qui permettent de prévoir les propriétés géométriques du faisceau laser dans la cavité et de calculer les zones de stabilité de cette dernière. Nous introduirons alors un paramètre dont nous avons déjà parlé au chapitre précédent et qui joue un rôle prépondérant dans la formation des impulsions courtes : la dispersion de vitesse de groupe. Après avoir étudié un moyen de contrôler cette dispersion, nous décrirons le fonctionnement d'un autocorrélateur optique qui reste encore aujourd'hui le moyen le plus utilisé pour mesurer les impulsions très brèves.

Nous finirons ce chapitre en décrivant les performances obtenues avec cette cavité et en étudiant l'influence de certains paramètres sur les impulsions produites.

### III.1. PRESENTATION DE LA CAVITE DE L'OSCILLATEUR

La cavité de l'oscillateur est formée de deux sous-cavités contenant chacune un jet de colorant. Ces sous-cavités sont séparées par des sections droites ne comportant que des miroirs plans. Dans l'une de ces sections est introduit le système à quatre prismes permettant un réglage de la dispersion de vitesse de groupe (voir paragraphe III.7). Le schéma exact de notre cavité est donné sur la Figure 21. Il faut noter qu'elle comporte un nombre plus élevé de miroirs que la cavité originelle de Fork et coll. [8]. Notre structure nous permet d'obtenir un angle d'incidence très faible sur le miroir de sortie. Les distances entre miroirs sont données sur la fig. 21. Ces derniers sont des miroirs standards Spectra-Physics. Un traitement multicouches leur assure un coefficient de réflexion supérieur à 0.998 sur une bande de 100 nm centrée à 580 nm (Maximum de fluorescence de la Rhodamine 6 G) (fig. 22).



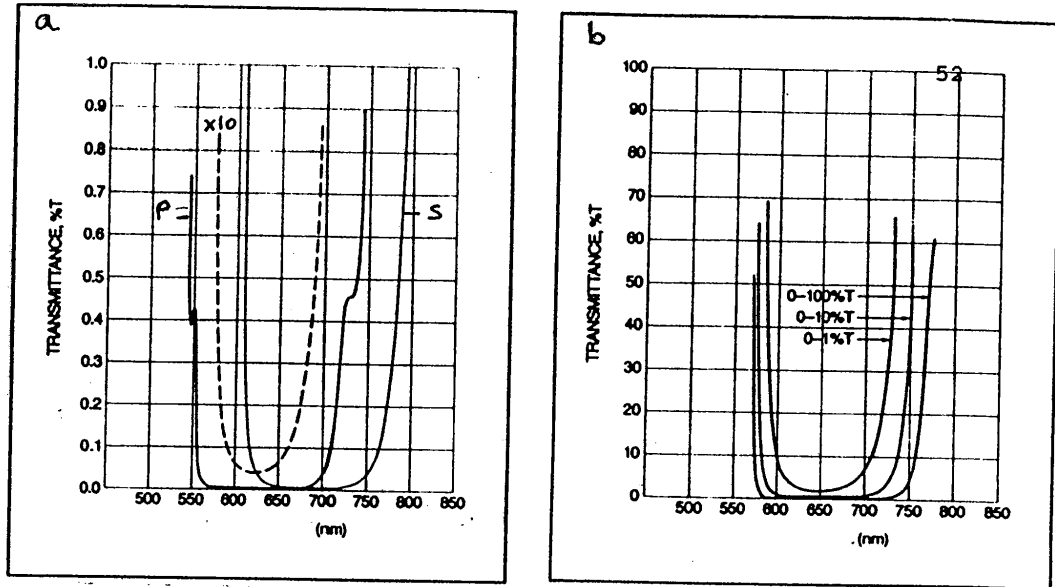
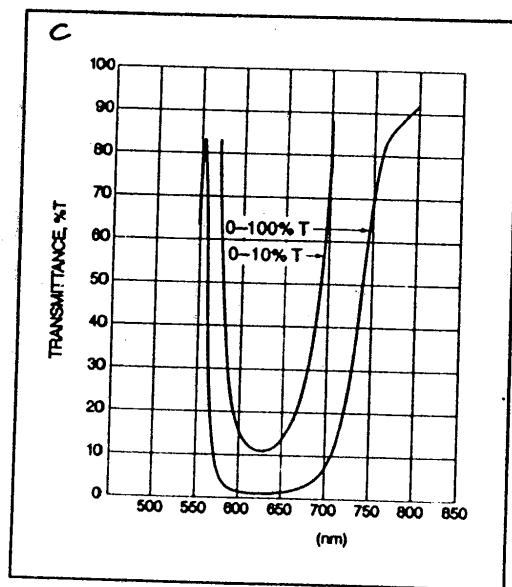


Fig. 22: Spectres de transmission des miroirs de la cavité.

a/ miroirs plans    b/ miroirs sphériques    c/ miroir de sortie





Le miroir de sortie a un coefficient de transmission de 0.022 à 580 nm (environ 0.025 à 620 nm). Dans la "sous-cavité Rhodamine" les rayons de courbure sont de 100 mm (50 mm de longueur focale) et dans la "sous-cavité DODCI" de 50 mm (25 mm de longueur focale). Les jets de colorants ont des épaisseurs de 100  $\mu\text{m}$  pour la Rhodamine et 25 à 40  $\mu\text{m}$  (en fonction de la pression dans le circulateur) pour la DODCI.

Enfin, les quatre prismes présents dans le laser sont en silice ( $n = 1.45$ ). Ils sont taillés pour être au minimum de déviation lorsqu'on les attaque sous l'incidence de Brewster. Ces deux conditions fixent l'angle au sommet à une valeur proche de  $59^\circ$ .

L'ensemble des éléments optiques sont montés sur des mouvements mécaniques très précis (Micro-Contrôle + éléments Institut d'Optique). La possibilité de régler très précisément la position et l'orientation des miroirs et des prismes est indispensable à une optimisation des performances du laser.

Il faut noter qu'actuellement la tendance serait d'utiliser des cavités légèrement différentes (Figure 6). Sans doute ceci est dû au fait que Valdmanis et coll. [2] ont obtenu des impulsions de 27 femtosecondes dans une telle structure. En dehors de cette référence de prestige une telle cavité possède des qualités intrinsèques. Elle présente le plus faible nombre de miroirs envisageable pour une structure à 2 sous-cavités. De plus, la sous-cavité DODCI est repliée en "r" ce qui lui assure d'être compensée pour les aberrations de coma. Néanmoins, il faut également noter que les performances des différents types de cavités connues dans le monde sont en général comparables et dépendent plus des composants optiques qu'elles comportent et de la dextérité de l'expérimentateur que de leur structure géométrique.

### III.2. PROPRIETES GEOMETRIQUES

Nous allons nous intéresser dans ce paragraphe aux propriétés géométriques de la cavité de notre laser. De ces propriétés dépendent en grande partie le bon fonctionnement du

laser et la qualité des impulsions qui sont émises. Il apparaît, dans la pratique, que le réglage de cette cavité est très "pointu". Une translation de moins de 100 microns de l'un des éléments la composant peut totalement changer les caractéristiques du laser allant même jusqu'à le forcer à fonctionner sur un seul sens de rotation (perte de l'effet de contre-propagation des impulsions dans le jet d'absorbant saturable).

Il est donc important de mieux comprendre l'effet des différents composants optiques de cette cavité sur la formation d'impulsions très courtes.

Nous allons dans un premier temps rappeler la structure de notre cavité ainsi que les propriétés des faisceaux gaussiens. Nous appliquerons alors ces propriétés à notre laser et nous étudierons plus particulièrement l'évolution comparée des tailles des waists sur les deux jets (de Rhodamine 6G et de DODCI). Nous rapprocherons alors ces résultats des hypothèses généralement admises dans les théories simples sur le fonctionnement des lasers femtosecondes et nous ferons quelques remarques sur les zones de stabilité du laser en régime impulsif. Nous introduirons alors un paramètre important dans ces cavités : l'astigmatisme. Nous montrerons que cette aberration peut être corrigée par l'introduction d'éléments supplémentaires dans la cavité.

Tous les calculs qui sont présentés dans ce chapitre sont plus particulièrement adaptés à la structure de notre laser mais peuvent s'étendre très facilement à toute cavité laser en anneau comprenant au maximum deux sous-cavités.

### III.3. OPTIQUE DES FAISCEAUX GAUSSIENS

Nous allons présenter dans ce qui suit un moyen de calcul de l'image d'un faisceau gaussien à travers un système optique quelconque. Cette méthode a été introduite pour le calcul des cavités laser par H. Kogelnik et T. Li en 1966 [39]. Elle est basée sur l'utilisation de l'optique matricielle et s'adapte particulièrement bien au calcul sur ordinateur.

### 3.3.1. L'optique matricielle

Le passage d'un rayon paraxial dans un système optique peut être décrit à l'aide d'une matrice de transfert que nous allons définir. Un rayon est caractérisé par sa position  $X_1$  dans le plan objet et son angle d'incidence  $\theta_1$  (Figure 23).

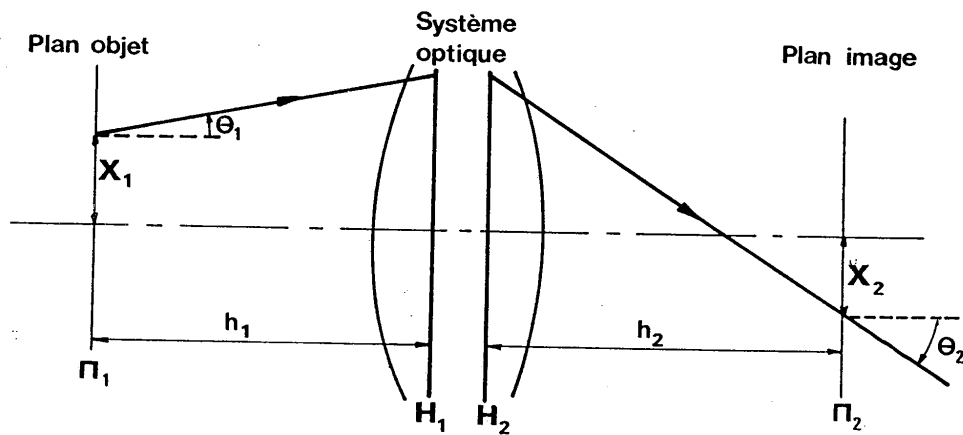


Figure 23 : Passage d'un rayon lumineux dans un système optique.

Sa position  $X_2$  et son angle d'incidence  $\theta_2$  dans le plan image peuvent être calculés à l'aide d'une matrice de transfert (appelée aussi matrice ABCD) par :

$$\begin{pmatrix} X_2 \\ \theta_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

Les éléments de la matrice satisfont la relation :

$$AD - BC = 1 \quad . \quad (3.2)$$

Les éléments de la matrice sont reliés aux paramètres du système (longueur focale  $f$ , distance du plan principal objet  $h_1$  au plan objet  $\Pi_1$ , et distance du plan principal image  $h_2$  au plan image  $\Pi_2$ ) par :

$$f = - \frac{1}{C} \quad . \quad (3.3)$$

$$h_1 = \frac{D - 1}{C} \quad . \quad (3.4)$$

$$h_2 = \frac{A - 1}{C} \quad . \quad (3.5)$$

On trouvera sur la Figure 24 des exemples de matrices de transfert pour quelques systèmes optiques usuels.

### 3.3.2. Application aux faisceaux gaussiens

Les faisceaux lasers sont très proches des habituelles ondes planes utilisées en optique géométrique et dans de nombreux cas, cette dernière suffit pour avoir une idée correcte de l'effet d'un système optique sur un faisceau laser.

Un laser oscillant sur un mode transverse fondamental ( $TEM_{00}$ ) se caractérise par une répartition d'énergie gaussienne autour de l'axe optique et par une légère incurvation de ses plans d'onde. Par conséquent, le "diamètre" du faisceau s'élargit au cours de la propagation. En notant  $2W_0$  le diamètre du waist, on obtient le demi-diamètre  $W(Z)$  du faisceau à une distance  $Z$  du waist par :

$$W^2(z) = W_0^2 \left( 1 + \left( \frac{\lambda Z}{\pi W_0^2} \right)^2 \right) \quad (3.6)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde du laser.

La divergence du faisceau dans le champ lointain est donc donné par :

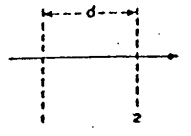
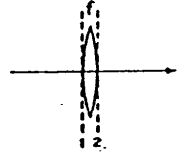
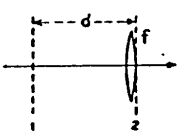
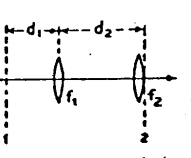
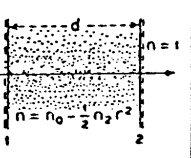
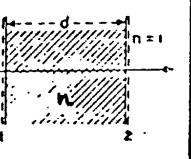
1		$\begin{vmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$
2		$\begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{vmatrix}$
3		$\begin{vmatrix} 1 & d \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{d}{f} \end{vmatrix}$
4		$\begin{vmatrix} 1 - \frac{d_2}{f_1} & d_1 + d_2 - \frac{d_1 d_2}{f_1} \\ \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} + \frac{d_2}{f_1 f_2} & 1 - \frac{d_2}{f_2} - \frac{d_1}{f_2} + \frac{d_1 d_2}{f_1 f_2} \end{vmatrix}$
5		$\begin{vmatrix} \cos d \sqrt{\frac{n^2}{n_0^2}} & \frac{1}{\sqrt{n_0 n_2}} \sin d \sqrt{\frac{n^2}{n_0^2}} \\ -\sqrt{n_0 n_2} \sin d \sqrt{\frac{n^2}{n_0^2}} & \cos d \sqrt{\frac{n^2}{n_0^2}} \end{vmatrix}$
6		$\begin{vmatrix} 1 & d/n \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$

Fig.24: Matrices de transfert de quelques systemes optiques.

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi W_0} \quad (3.7)$$

Le rayon de courbure des plans d'onde varie avec la propagation suivant :

$$R(Z) = Z \left[ 1 + \left( \frac{\pi W_0^2}{\lambda Z} \right)^2 \right] \quad (3.8)$$

On définit usuellement un paramètre complexe  $q$  caractéristique du faisceau considéré dans un plan donné.

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - i \frac{\lambda}{\pi W^2} \quad (3.9)$$

Dans le vide les paramètres  $q_1$  et  $q_2$  correspondant à deux plans séparés par une distance  $Z$  sont reliés par :

$$q_2 = q_1 + Z \quad (3.10)$$

Dans un système optique plus compliqué, caractérisé par une matrice ABCD, on obtient de même le paramètre  $q_2$  à la sortie en fonction du paramètre  $q_1$  à l'entrée par :

$$q_2 = \frac{A \cdot q_1 + B}{C \cdot q_1 + D} \quad (3.11)$$

Cette relation fondamentale est appelée :

"Loi ABCD". [39]

Pour obtenir les caractéristiques d'un faisceau à la sortie d'un système composé de plusieurs éléments, il suffit de calculer la matrice globale du système en multipliant les matrices des différents éléments et d'appliquer la loi ABCD à la matrice finale.

Les paramètres qui interviennent le plus souvent dans la suite sont le diamètre  $2W$  du faisceau et son rayon de courbure  $R$ . On donne ci-dessous la relation entre les tailles et les rayons,  $W_1$  et  $R_1$  à l'entrée, et  $W_2$  et  $R_2$  à la sor-

tie d'un système optique dont la matrice s'écrit  $\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$  :

$$W_2 = \left[ \frac{(AR_1 + B)^2 (\pi W_1^2)^2 + (\lambda BR_1)^2}{(\pi W_1 R_1)^2} \right]^{1/2} \quad (3.12)$$

$$R_2 = \frac{(\pi W_1^2)^2 (AR_1 + B)^2 + (\lambda BR_1)^2}{(CR_1 + D)(AR_1 + B)(\pi W_1^2)^2 + BD(\lambda R_1)^2} \quad (3.13)$$

Si  $W_1$  est un waist on a  $R_1 = \infty$ . La relation (3.12) s'écrit alors :

$$W_2 = \left[ A^2 W_1^2 + \left( \frac{\lambda B}{\pi W_1} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.14)$$

### 3.3.3. Faisceaux gaussiens et cavités laser

Pour connaître les caractéristiques d'un faisceau émis par une cavité laser, on utilise la loi ABCD en écrivant que le faisceau retrouve ses paramètres initiaux après un aller-retour dans la cavité (ou un tour de cavité pour les lasers en anneau). En notant  $\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$  la matrice correspondant à un tour de cavité, on obtient la condition de stabilité du faisceau :

$$q = \frac{Aq + B}{Cq + D} \quad (3.15)$$

soit :

$$\frac{1}{q} = \frac{D - A}{2B} + i \frac{\sqrt{1 - \left( \frac{D + A}{2} \right)^2}}{B} \quad (3.16)$$

On voit donc que pour que la relation (3.16) ait un sens, il faut que :

$$1 - \left( \frac{D + A}{2} \right)^2 > 0 \quad (3.17)$$

soit :

$$- 2 < D + A < 2 \quad (3.18)$$

La relation (3.18) fixe donc les conditions géométriques (disposition des miroirs, distances entre éléments etc...) pour qu'un faisceau gaussien puisse se propager dans la cavité. Les caractéristiques du faisceau peuvent alors être calculées par (3.16).

### 3.3.4. Calcul des zones de stabilité du laser et des tailles des waists dans les deux sous-cavités.

Nous allons appliquer la loi ABCD présentée dans le paragraphe précédent à notre cavité laser afin de déterminer les zones de stabilité. Les miroirs, les jets, les espaces vides et les prismes sont représentés par des matrices séparées. On présente ci-dessous un exemple de matrice de chacun des types utilisés :

$$\text{miroir : } \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2 & 1 \\ R & 1 \end{pmatrix} \quad \text{rayon de courbure du miroir : } R \quad (3.19)$$

$$\text{espace fixe : } \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{longueur de l'espace : } L \quad (3.20)$$

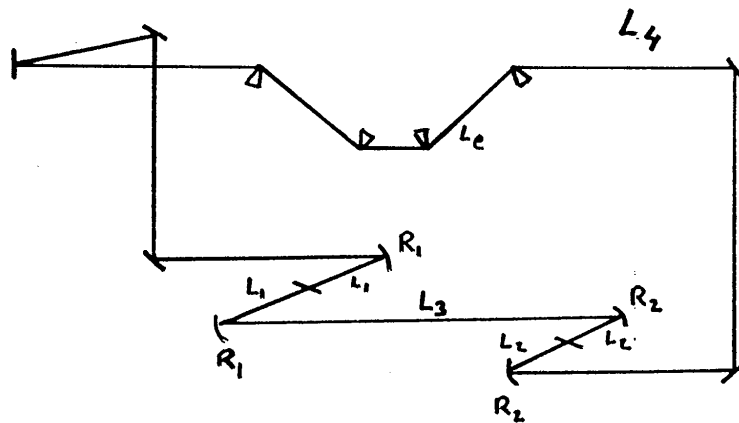
$$\text{Lame à faces planes } \begin{pmatrix} 1 & L/n \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{indice du milieu : } n \\ \text{longueur du milieu : } L \end{array} \quad (3.21)$$

On voit donc sur ces exemples que le produit de matrices correspondant à des espaces vides, ou à des propagations libres dans des milieux homogènes, est commutatif. On peut par exemple ne considérer qu'une seule matrice pour la traversée de deux lames successives. Si l'on ne tient pas compte des problèmes de chromatisme le système de quatre prismes utilisés dans notre cavité est équivalent à quatre lames à faces planes et parallèles. On ne considérera donc qu'une seule matrice équivalente pour l'ensemble du système.



Les caractéristiques du faisceau qui se propage dans la cavité sont obtenues en calculant numériquement sur ordinateur le produit de 13 matrices représentant les différents éléments de la cavité et en appliquant la loi ABCD (on trouvera sur la Table 4 une description détaillée de ces matrices). On peut alors faire varier les différents paramètres géométriques (longueurs focales, distance entre miroirs, épaisseur traversée dans les prismes...) et voir leur influence sur le faisceau. A l'issue des calculs, il apparaît que les deux paramètres les plus sensibles sont les longueurs  $2L_1$  et  $2L_2$  des deux sous-cavités. Nous avons tracé sur les figures 25 et 26 les variations des tailles des waists sur les jets de DODCI et de Rhodamine en fonction des longueurs des sous-cavités. Les autres paramètres sont ceux indiqués sur la figure 21. Plusieurs informations peuvent être retirées de ces courbes et tout d'abord les zones de stabilité du laser. En effet, on peut voir que les courbes ont un support borné. A l'extérieur de cette zone, le laser est instable ( $|D + A| > 2$ ). Cette zone de stabilité est très étroite. En effet, les déplacements autorisés sont de l'ordre de 2 mm pour  $L_1$  et 1 mm pour  $L_2$ . Il faut remarquer que des calculs similaires sur des cavités à cinq miroirs [40] ou à six miroirs [41] ont donné des régions de stabilité dont les longueurs sont aussi de l'ordre de quelques millimètres. La seconde information sans doute plus intéressante dans notre cas, est le rapport des tailles des tâches dans les deux jets.

En effet, nous voulons que le rayonnement présent dans la cavité puisse se propager de façon stable (stabilité géométrique de la cavité) mais aussi que l'énergie soit émise sous la forme d'impulsions stables (blocage de modes efficaces). Comme nous l'avons vu au Chapitre II, les caractéristiques des impulsions émises par le laser dépendent fortement des paramètres de saturation et par conséquent des tailles relatives des tâches dans les deux jets. Il apparaît important de relier les caractéristiques géométriques de la cavité et l'utilisation que l'on va en faire à savoir la production d'impulsions femtosecondes.



Matrices n°	Éléments représentés	Expression
1	espace vide longueur $L_2$	$\begin{pmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
2	Miroir rayon $R_2$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2 & 1 \\ R_2 & \end{pmatrix}$
3	espace vide Longueur $L_4$	$\begin{pmatrix} 1 & L_4 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
4	système de 4 prismes longueur équivalente $L_e$	$\begin{pmatrix} 1 & L_e \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
5	Miroir rayon $R_1$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2 & 1 \\ R_1 & \end{pmatrix}$
6	espace vide Longueur $L_1$	$\begin{pmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
7	jet de Rhodamine épaisseur $E_1$ indice $n_1$	$\begin{pmatrix} 1 & E_1/R_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$

8	espace vide longueur $L_1$	$\begin{pmatrix} L & L_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
9	miroir rayon $R_1$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2 & 1 \\ R_1 & \end{pmatrix}$
10	espace vide Longueur $L_3$	$\begin{pmatrix} 1 & L_3 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
11	Miroir rayon $R_2$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2 & 1 \\ R_2 & \end{pmatrix}$
12	espace vide Longueur $L_2$	$\begin{pmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
13	Jet de DODCI épaisseur $E_2$ indice $n_2$	$\begin{pmatrix} 1 & E_2/n_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$

*Table 4 : Matrices correspondant aux éléments rencontrés par une impulsion parcourant la cavité en partant du jet de DODCI.*

Diametre du waist sur le jet de Rh.6G

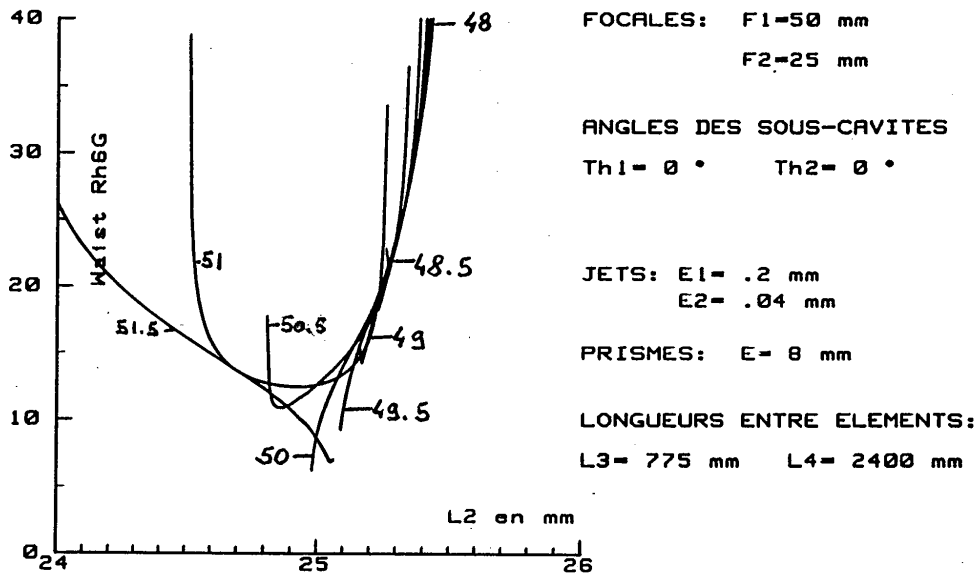


Figure 25

Le parametre des differentes courbes est la longueur L<sub>1</sub>

Diametre du waist sur le jet de DODCI

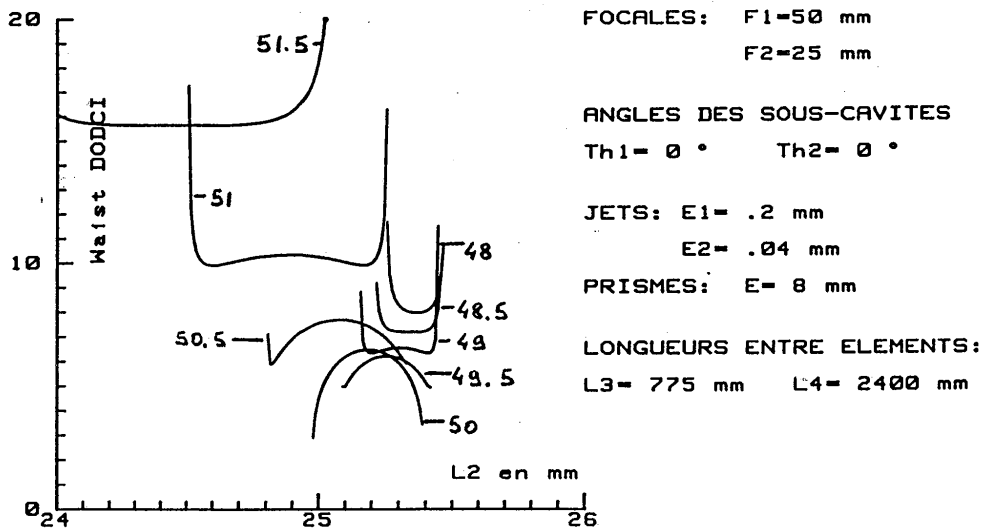


Figure 26

### 3.3.5. Influence des caractéristiques géométriques de la cavité sur son fonctionnement en régime impulsionnel.

Cette cavité ayant été conçue pour produire des impulsions femtosecondes, elle doit répondre à d'autres critères que sa stabilité géométrique. En effet, le laser ne pourra fonctionner correctement et le blocage des modes ne sera efficace que si l'absorbant saturable sature avant le milieu amplificateur. New [21, 22] a défini ainsi un paramètre de saturation dans le cas d'une impulsion unique se propageant dans la cavité :

$$S = \frac{\sigma_a A_e}{\sigma_e A_a} \quad (3.22)$$

où  $\sigma_e$  (resp.  $\sigma_a$ ) est la section efficace d'émission (resp. d'absorption) du milieu amplificateur (resp. de l'absorbant saturable) et  $A_e$  (resp.  $A_a$ ) la surface éclairée sur le jet amplificateur (resp. absorbant). En se basant sur une modélisation du fonctionnement du laser exclusivement limitée aux saturations du gain et de l'absorption, New [22] a montré que le paramètre  $S$  doit avoir une valeur comprise entre 2 et 10. Ainsi que nous l'avons vu au Chapitre II, la valeur de  $S$  fera varier notablement les caractéristiques temporelles et énergétiques des impulsions produites.

Le paramètre  $S$  dépend des colorants choisis ( $\sigma_a$  et  $\sigma_e$ ) et des tailles des waists sur les jets de colorants ( $A_a$  et  $A_e$ ). Les sections efficaces d'absorption ou d'émission de nos colorants à 620 nm sont [42] :

émission :  $\sigma_e = 6.10^{-17} \text{ cm}^2$  Rhodamine 6G

absorption :  $\sigma_a = 2.10^{-16} \text{ cm}^2$  DODCI .

D'où :

$$S = 3.3 \frac{A_e}{A_a} = 3.3 \frac{W_{Rh6G}^2}{W_{DODCI}^2} \quad (3.23)$$

Il faut noter que cette définition du paramètre  $S$  ne

tient pas compte du croisement des impulsions dans le jet de DODCI. Lorsque l'épaisseur du jet de DODCI est de l'ordre de grandeur de "l'étendue spatiale"  $c \cdot \tau$  de l'impulsion (où  $\tau$  est la largeur à mi-hauteur de l'impulsion et  $c$  la vitesse de la lumière), Stix et Ippen [26] ont montré qu'on peut évaluer l'effet de croisement en supposant une saturation trois fois plus importante que pour une impulsion unique. Il faudrait donc utiliser des cavités présentant un paramètre  $S$  trois fois plus faible que dans le cas d'une impulsion unique. La figure 27 présente l'évolution de ce paramètre  $S$  en fonction des longueurs  $L_1$  et  $L_2$ .

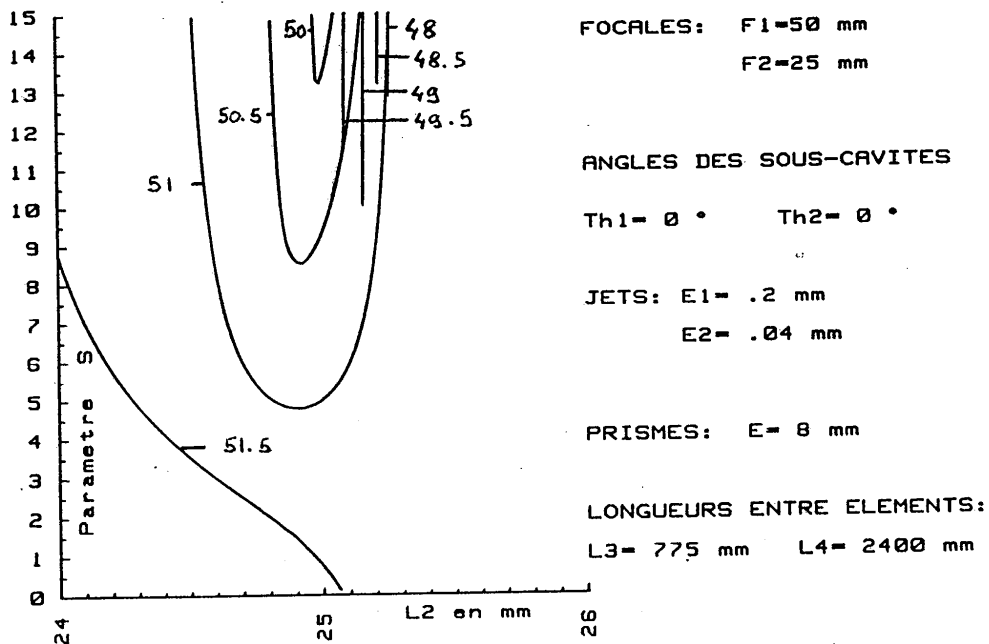


Figure 27 : Valeur du paramètre  $S$  pour différentes longueurs  $L_1$  allant de 48 à 52 mm.

Il faut remarquer que même à l'intérieur des zones de stabilité, il existe des variations très importantes de ce paramètre. En particulier, on peut voir que les courbes deviennent quasiment verticales pour des valeurs de  $L_2$  proches de 25,5 mm. Pourtant la région comprise entre 25 et 25,5 mm correspond à la zone de stabilité de la plus grande partie des courbes tracées. Il faudra donc arriver à un compromis entre la stabilité géométrique de la cavité et la possibilité d'obtenir des impulsions femtosecondes. S'il est difficile de donner à partir de ces courbes les longueurs exactes des sous-cavités qui optimisent le fonctionnement du laser, on peut néanmoins prévoir qu'il faudra se régler de façon à ce que  $L_2$  soit proche de 25 mm ( $25 \text{ mm} < L_2 < 25,25 \text{ mm}$ ) et que  $L_1$  soit légèrement plus grand que 50 mm ( $50,25 < L_1 < 50,75$ ). On voit donc que la zone de stabilité en régime impulsif est notablement plus courte qu'en régime de fonctionnement continu. On retrouve parfaitement ce genre de comportement expérimentalement bien qu'il soit difficile d'estimer un accord quantitatif entre l'expérience et la théorie du fait de la difficulté à mesurer les longueurs des sous-cavités. Néanmoins, nous pensons qu'il est intéressant de montrer que le critère de stabilité géométrique de la cavité ne suffit pas à définir les conditions optimum de fonctionnement du laser.

#### III.4. CALCUL DE L'ASTIGMATISME D'UNE CAVITE LASER

Dans les calculs présentés ci-dessus, nous n'avons tenu aucun compte des aberrations géométriques introduites par la forme des optiques utilisées. En particulier, notre cavité comporte un certain nombre d'éléments utilisés sous une incidence non nulle qui introduisent donc de l'astigmatisme. Ces éléments sont de deux natures différentes :

- d'une part, les miroirs sphériques de focalisation sur les jets de colorant ;

- d'autre part, les lames de verres (prismes, ...) et les jets de colorants attaqués sous l'incidence de Brewster.

Ils introduisent des aberrations de signes opposés qui

sont donc susceptibles de se compenser [43].

L'astigmatisme d'une cavité laser se traduit par des paramètres géométriques (focales des miroirs, longueur de milieu traversé...) différents suivant le plan de propagation considéré. Ce phénomène a plusieurs conséquences importantes. Premièrement, chaque plan possède sa propre zone de stabilité géométrique et le laser ne pourra fonctionner que si tous les plans de propagation sont stables simultanément.

Si l'astigmatisme devient trop important, on peut même arriver à des situations où les zones de stabilité des différents plans sont disjointes. Il n'y a alors plus d'effet laser possible.

Deuxièmement, même si l'effet laser a lieu, l'astigmatisme modifie profondément les caractéristiques géométriques du faisceau sur les jets de colorant et agit ainsi sur la qualité du blocage des modes. En effet, comme nous l'avons vu précédemment, la formation d'impulsions femtosecondes dépend de la densité de puissance incidente sur les jets. Or, l'astigmatisme va se traduire par une tâche à symétrie non plus circulaire, mais elliptique. Il apparaît donc une modification de la répartition du flux sur le jet et par suite une modification des propriétés du laser.

Nous avons calculé l'astigmatisme de notre cavité en reprenant les formules présentées au paragraphe 3.3. pour des valeurs des paramètres (focales, distances...) différentes dans chaque plan. Les calculs sont menés dans le plan d'incidence du faisceau (plan tangentiel) et dans un plan de propagation perpendiculaire à ce dernier (plan sagittal). Les tailles des waists dans n'importe quel autre plan se déduisent en décomposant sur ces deux derniers.

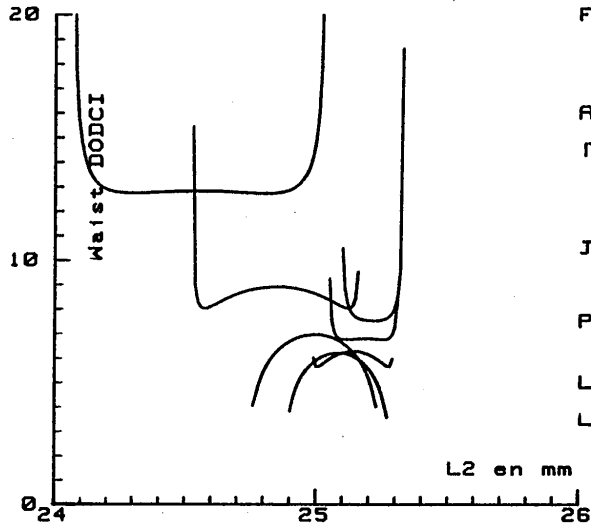
On obtient donc une série de matrices pour chacun des plans. Nous donnons (Table 5), des exemples de matrices dans les plans sagittal et tangentiel, pour les éléments communément utilisés dans une cavité laser [43, 44].

En effectuant le produit des matrices correspondant au plan sagittal et au plan tangentiel, on obtient pour chaque cas les zones de stabilité, les tailles des waists et leur rapport. Les figures 28, 29 et 30 montrent l'évolution des waists dans chaque plan pour différents angles d'incidences



Diametre du waist sur le jet de DODCI  
Plan tangentiel

68



FOCALES: F1=50 mm  
F2=25 mm

ANGLES DES SOUS-CAVITES  
 $\theta_1 = 6^\circ$   $\theta_2 = 6^\circ$

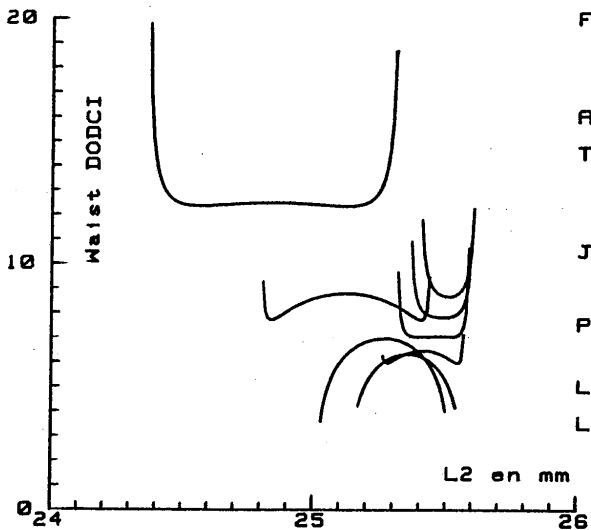
JETS: E1= .2 mm  
E2= .04 mm

PRISMES: E= 8 mm

LONGUEURS ENTRE ELEMENTS:  
L3= 775 mm L4= 2400 mm

Fig.28 a

Diametre du waist sur le jet de DODCI  
Plan sagittal



FOCALES: F1=50 mm  
F2=25 mm

ANGLES DES SOUS-CAVITES  
 $\theta_1 = 6^\circ$   $\theta_2 = 6^\circ$

JETS: E1= .2 mm  
E2= .04 mm

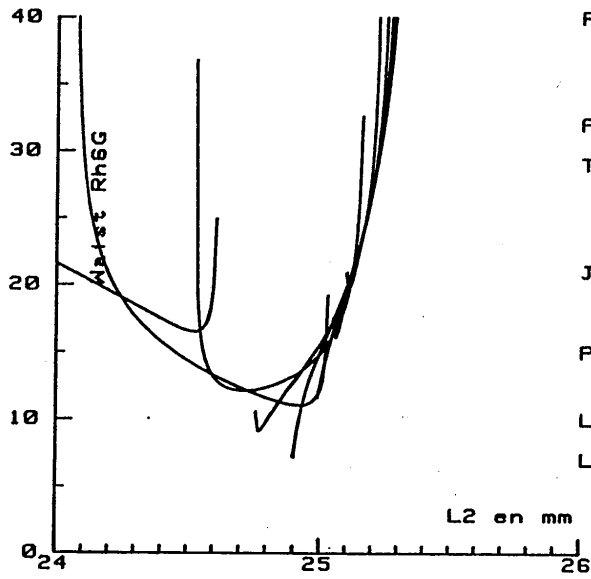
PRISMES: E= 8 mm

LONGUEURS ENTRE ELEMENTS:  
L3= 775 mm L4= 2400 mm

Fig.28 b

Diametre du waist sur le jet de Rh.6G  
Plan tangentiel

69



FOCALES: F1=50 mm  
F2=25 mm

ANGLES DES SOUS-CAVITES  
Th1= 6 ° Th2= 6 °

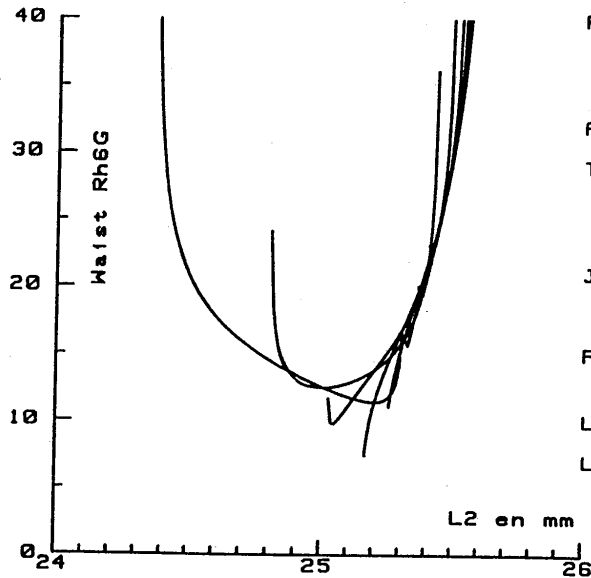
JETS: E1= .2 mm  
E2= .04 mm

PRISMES: E= 8 mm

LONGUEURS ENTRE ELEMENTS:  
L3= 775 mm L4= 2400 mm

Fig.29:a

Diametre du waist sur le jet de Rh.6G  
Plan sagittal



FOCALES: F1=50 mm  
F2=25 mm

ANGLES DES SOUS-CAVITES  
Th1= 6 ° Th2= 6 °

JETS: E1= .2 mm  
E2= .04 mm

PRISMES: E= 8 mm

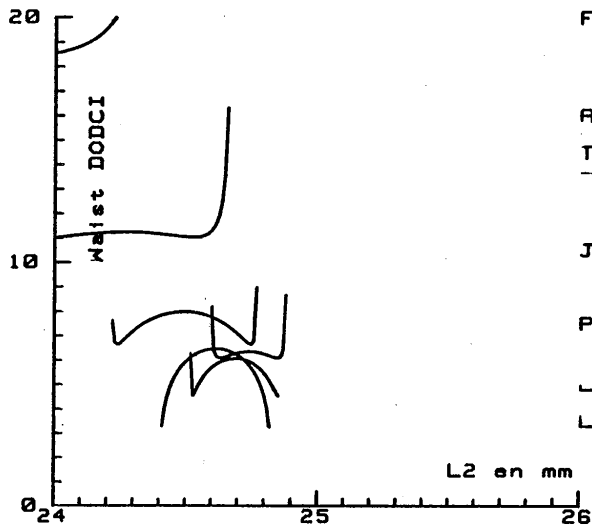
LONGUEURS ENTRE ELEMENTS:  
L3= 775 mm L4= 2400 mm

Fig.29 b

Diametre du waist sur le jet de DODCI

Plan tangentiel

70



FOCALES: F1=50 mm  
F2=25 mm

ANGLES DES SOUS-CAVITES

Th1= 12 ° Th2= 12 °

JETS: E1= .2 mm  
E2= .04 mm

PRISMES: E= 8 mm

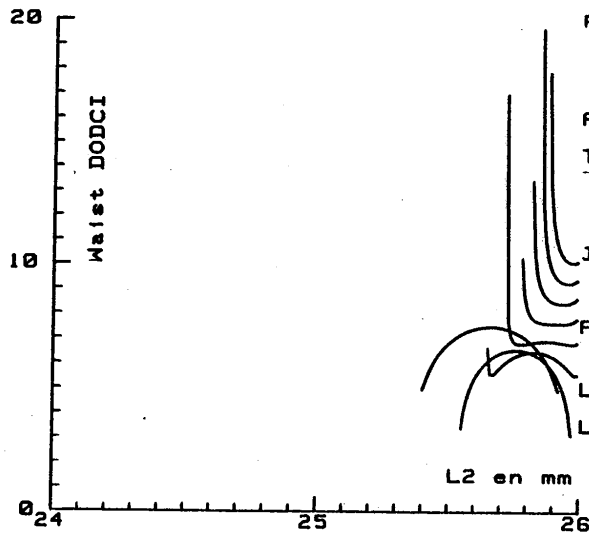
LONGUEURS ENTRE ELEMENTS:

L3= 775 mm L4= 2400 mm

Fig.30 a

Diametre du waist sur le jet de DODCI

Plan sagittal



FOCALES: F1=50 mm  
F2=25 mm

ANGLES DES SOUS-CAVITES

Th1= 12 ° Th2= 12 °

JETS: E1= .2 mm  
E2= .04 mm

PRISMES: E= 8 mm

LONGUEURS ENTRE ELEMENTS:

L3= 775 mm L4= 2400 mm

Fig.30 b

Th1 et Th2 sur les miroirs des sous-cavités. Il apparait nettement que, dès que l'angle d'incidence sur les miroirs dépasse quelques degrés, les zones de stabilité dans chacun des plans deviennent totalement disjointes (Figure 30). Même pour des angles faibles ( $Th \sim 6'$  par exemple) la compensation de l'astigmatisme que pourraient introduire les jets de colorant et les prismes est presque nulle. En plus de cette diminution de la zone de stabilité du laser, il apparait une différence de taille des waists sur les jets de colorant suivant le plan considéré. Ceci se traduit par une tâche elliptique et par conséquent une densité de puissance différente de celle que prévoit la théorie simplifiée. On peut alors reprendre le calcul du paramètre  $S$  à partir de la formule (3.22).

$$S = \frac{\sigma_a A_e}{\sigma_e A_a}$$

Avec des tâches elliptiques, on obtient :

$$S = \frac{\sigma_a (W_{eS} W_{eT})}{\sigma_e (W_{aS} W_{aT})} \quad (3.24)$$

avec :

$W_{eS}$  : waist sagital sur le jet de Rh6G ;  
 $W_{eT}$  : waist tangentiel sur le jet de Rh6G ;  
 $W_{aS}$  : waist sagital sur le jet de DODCI ;  
 $W_{aT}$  : waist tangentiel sur le jet de DODCI ;  
 $\sigma_e$  : section efficace d'émission de la Rh6G ;  
 $\sigma_a$  : section efficace d'absorption de la DODCI.

La figure 31 donne les variations de ce paramètre  $S$  tenant compte de l'astigmatisme.

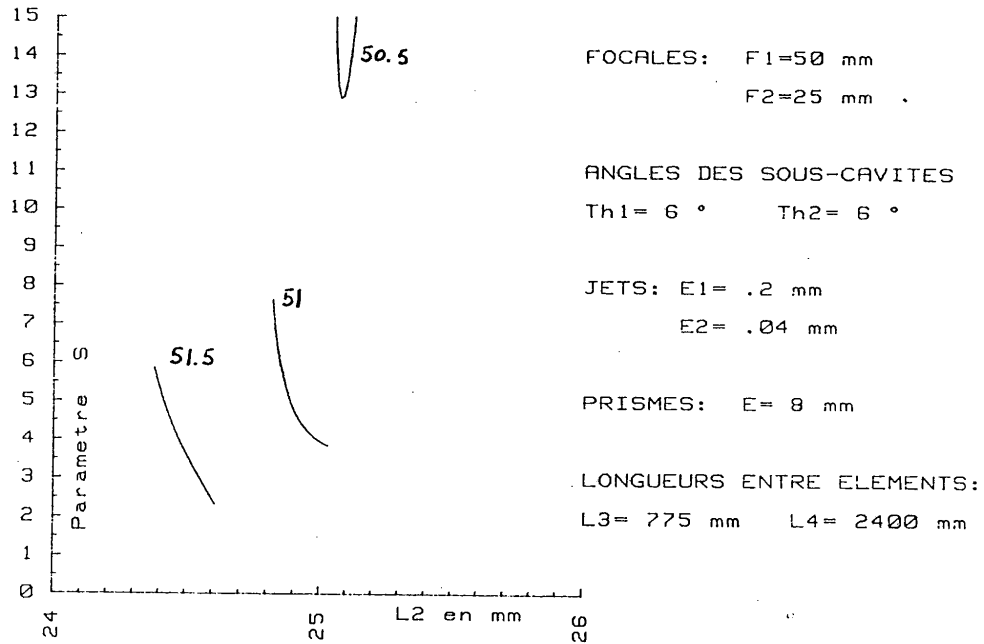


Figure 31 : Variation du paramètre S lorsque l'on tient compte de l'astigmatisme.

Il faut remarquer que la présence d'astigmatisme a tendance à augmenter la surface éclairée sur le jet de DODCI. Ceci a deux conséquences fondamentales. La première est une diminution de la densité de puissance incidente sur la DODCI. Par suite, les effets non linéaires (automodulation de phase, saturation de l'absorption, etc...) sont amoindris. La deuxième conséquence est une diminution de la valeur du paramètre S. Cela introduit une plus grande sensibilité du laser aux instabilités et peut se traduire par des fluctuations de puissance et de largeur des impulsions émises. En effet, lorsque le spot sur le jet de DODCI augmente,

on est obligé de diminuer la concentration de l'absorbant saturable pour que le laser continue à fonctionner. Le nombre de modes qui sont bloqués simultanément peut alors varier notablement d'un instant à l'autre entraînant de nombreuses fluctuations.

### III.5. COMPENSATION POSSIBLE DE L'ASTIGMATISME

Nous venons de voir les effets néfastes qu'introduit la présence d'astigmatisme dans la cavité d'un laser femtoseconde. Il convient donc de lutter contre cette aberration. Dès 1972, Kogelnik et coll. [43] ont montré qu'il y avait possibilité de compensation de l'astigmatisme des miroirs sphériques utilisés hors axe par l'astigmatisme de lames à faces planes et parallèles (à l'époque, les cuves épaisses dans lesquelles circulaient les colorants) situées au centre des sous-cavités. Dans notre laser, la faible épaisseur des jets (typiquement 200  $\mu\text{m}$  et 40  $\mu\text{m}$ ) ne suffit pas pour introduire une compensation notable.

On aurait pu alors penser que les prismes introduits dans les cavités femtosecondes par Fork et coll. [11] pour régler la dispersion de vitesse de groupe pourraient jouer ce rôle. L'introduction de ces prismes revient, dans un calcul d'astigmatisme, à augmenter la longueur  $L_4$  de  $t/n$  ou  $t/n^3$  ( $t$  étant l'épaisseur de verre traversée) suivant le plan considéré. Des calculs effectués avec les paramètres utilisés en pratique ( $Th \sim 6'$ ) montrent qu'il faudrait traverser environ 20 cm de verre pour obtenir un effet de compensation. Par contre, il est évident que l'astigmatisme introduit par une lame de verre (ou un prisme) sera d'autant plus important que le faisceau incident sera divergent. Il paraît donc beaucoup plus intéressant de placer la lame de verre dans une sous-cavité.

D'ailleurs, la forme analytique de la matrice de transfert de la cavité (voir Annexe I) laisse supposer une grande sensibilité de l'astigmatisme à une variation des longueurs  $2L_1$  et  $2L_2$  des sous-cavités différente dans les plans sagittal et tangentiel. Si la lame de verre introduite dans la cavité n'est pas trop épaisse, la dispersion positive de vi-

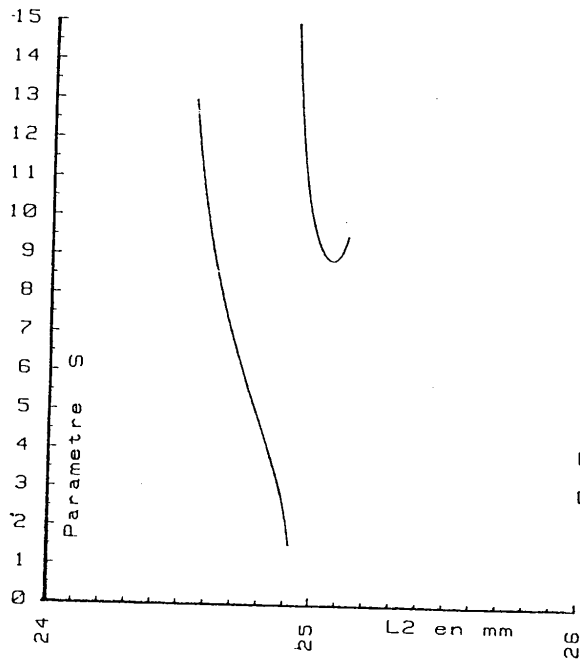
tesse de groupe sera facilement rattrapée par le système de quatre prismes. Les figures 32 et 33 montrent l'exemple d'une compensation obtenue par l'introduction d'une lame de verre de 1 mm (Figure 32) et 2 mm (Figure 33) d'épaisseur dans la sous-cavité Rhodamine. On observe un élargissement des zones de stabilité ainsi qu'une augmentation de la valeur du paramètre S.

Une dernière possibilité, et sans doute la plus prometteuse, est d'introduire une troisième sous-cavité dans la cavité. Au centre de ce nouvel élément, on peut alors mettre une lame à faces planes qui permettrait une compensation de l'astigmatisme global du laser. Cette lame peut être constituée par un jet épais de liquide. Par ailleurs, on pourrait alors augmenter de façon notable les effets non linéaires (essentiellement l'automodulation de phase) présents dans la cavité en utilisant un liquide dont l'indice non linéaire est important (dérivés des méthylnitroaniline (MNA) en solution, polydiacétylène, matériaux organiques en solution, etc...) [45, 46].

### III.6. ASTIGMATISME RESIDUEL DES CAVITES GLOBALEMENT COMPENSEES

Il faut noter que les compensations que nous avons envisagées ne peuvent corriger l'astigmatisme que globalement, c'est-à-dire, que la matrice de transfert correspondant à un tour complet de la cavité à partir d'un plan ( $\pi$ ) donné, devient identique pour les directions sagittale et tangentielle. On obtient alors dans ce plan ( $\pi$ ) un waist circulaire. Malheureusement, le fait que la cavité soit globalement compensée n'implique pas forcément qu'elle le soit lorsque l'on passe d'un élément de la cavité à un autre. En effet, il faudrait pour cela introduire un élément compensateur après chaque élément aberrant. En particulier, le waist sur le jet de Rhodamine peut être circulaire et celui sur le jet de DODCI très elliptique (ou inversement).

En utilisant la formule 3.12, on peut exprimer le diamètre  $W_2$  du faisceau sur le jet de DODCI en fonction des éléments de la matrice de transfert Rh6G  $\rightarrow$  DODCI et du waist  $W_1$  sur la Rhodamine :



FOCALES:  $F1=50$  mm  
 $F2=25$  mm

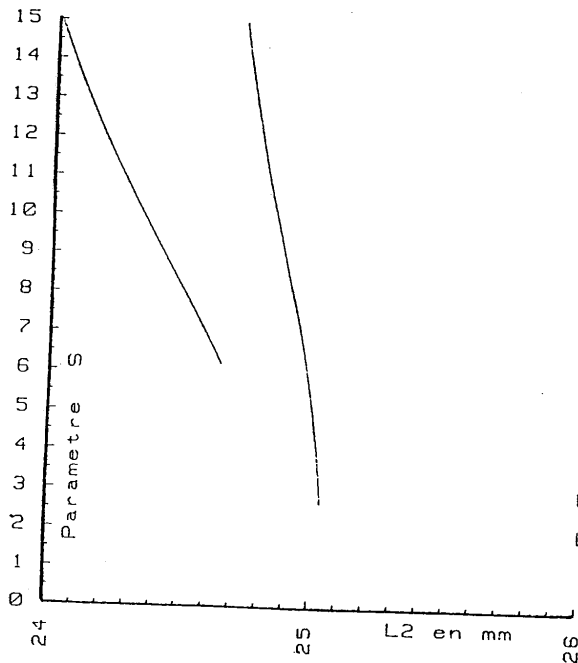
ANGLES DES SOUS-CAVITES  
 $Th1= 6^\circ$      $Th2= 6^\circ$

JETS:  $E1= 1$  mm  
 $E2= .04$  mm

PRISMES:  $E= 8$  mm

LONGUEURS ENTRE ELEMENTS:  
 $L3= 775$  mm     $L4= 2400$  mm

Fig. 32



FOCALES:  $F1=50$  mm  
 $F2=25$  mm

ANGLES DES SOUS-CAVITES  
 $Th1= 6^\circ$      $Th2= 6^\circ$

JETS:  $E1= 2$  mm  
 $E2= .04$  mm

PRISMES:  $E= 8$  mm

LONGUEURS ENTRE ELEMENTS:  
 $L3= 775$  mm     $L4= 2400$  mm

Fig. 33



$$W_2 = \left[ \frac{(AR_1 + B)^2 (\pi W_1^2)^2 + (\lambda BR_1^2)}{(\pi W_1 R_1)^2} \right]^{1/2}$$

En supposant que la position du jet de Rhodamine correspond exactement à un waist du faisceau ( $R_1 \rightarrow \infty$ ) on obtient :

$$W_2^2 = A W_1^2 + \left( \frac{\lambda B}{\pi W_1} \right)^2$$

Les coefficients A et B sont calculés en Annexe I. En pratique les jets se trouvent à une distance des miroirs de focalisation qui est proche de la longueur focale de ces miroirs. On pose donc :

$$L_1 = f_1 + \delta_1 = \frac{R_1}{2} + \delta_1 \quad (3.25)$$

$$L_2 = f_2 + \delta_2 = \frac{R_2}{2} + \delta_2 \quad (3.26)$$

$$A = -\frac{f_2}{f_1} - \frac{\delta_2}{f_1} - \frac{\delta_2}{f_2} \left( 1 - \frac{L_3}{f_1} \right) \quad (3.27)$$

$$B = \delta_1 \delta_2 \left[ \frac{L_3}{f_1 f_2} - \frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2} \right] - \left[ \frac{f_1}{f_2} \delta_1 + \frac{f_2}{f_1} \delta_2 \right] \quad (3.28)$$

Pour les variations de  $\delta_1$  et  $\delta_2$  utilisées précédemment ( $|\delta_1| < 1 \text{ mm}$ ) et ( $|\delta_2| < 2 \text{ mm}$ ), on peut montrer que :

$$\left( \frac{\lambda B}{\pi W_1} \right)^2 \ll A \quad (3.29)$$

Par conséquent, on obtient une valeur approchée du diamètre  $W_2$  par :

$$W_2 = \sqrt{A} \cdot W_1 \quad (3.30)$$

La présence d'astigmatisme se traduit par des focales

$f_1$  et  $f_2$  différentes dans chaque plan :

$f \rightarrow f \cos \theta$  dans le plan tangentiel ;

$f \rightarrow f/\cos \theta$  dans le plan sagittal.

On obtient donc des diamètres de faisceaux différents dans chaque direction. La figure 34 montre les variations du

grandissement  $\frac{W_2}{W_1}$  lorsqu'on néglige l'astigmatisme.

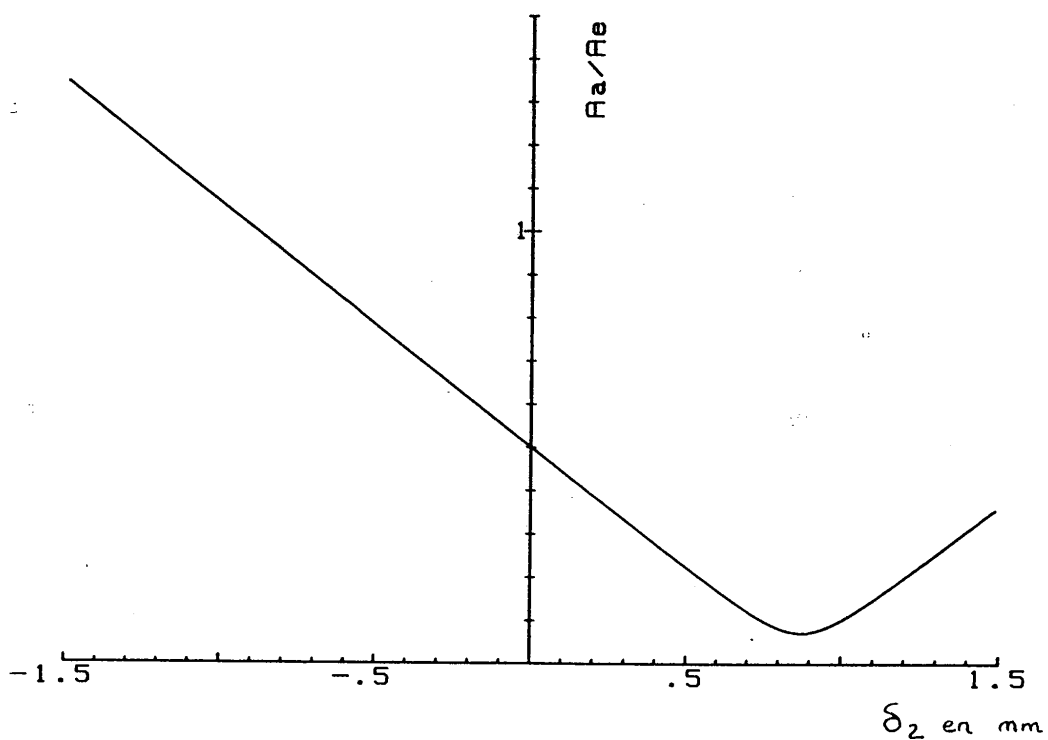


Figure 34 : Rapport des surfaces éclairées sur les jets de Rhodamine ( $A_e$ ) et DODCI ( $A_a$ ).

La figure 35 donne alors les variations de ce grandissement dans les plans sagittal et tangentiel en présence d'astigma-

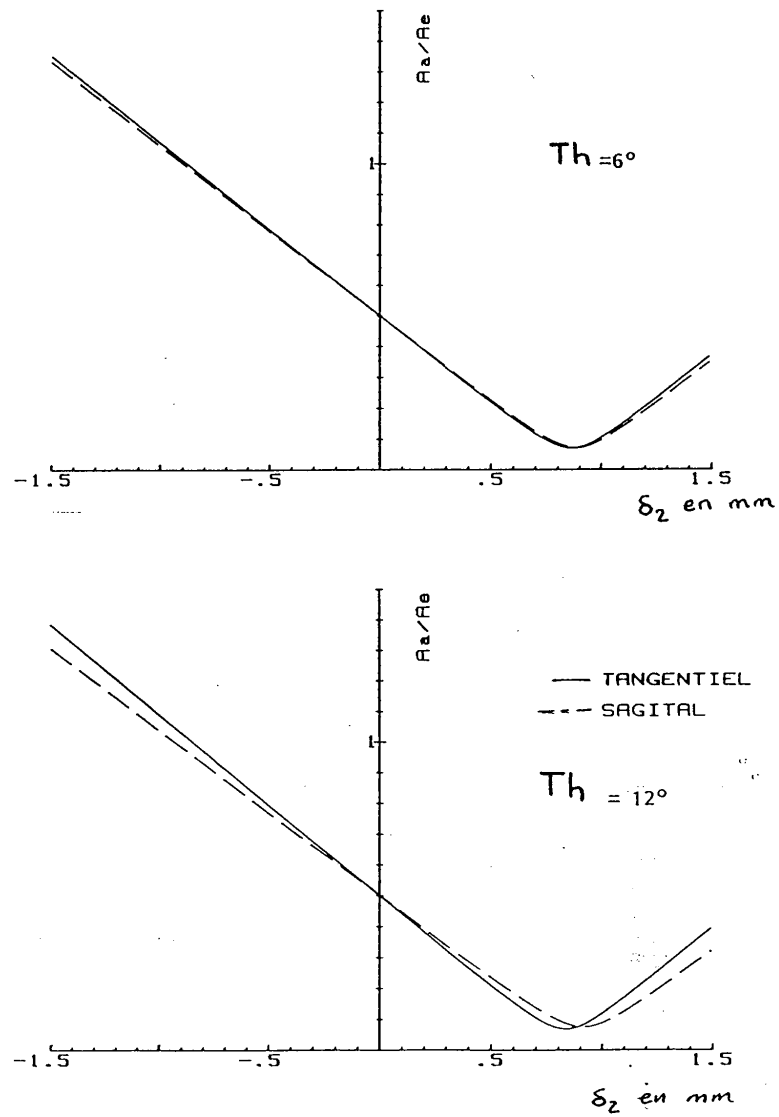


Figure 35 : Rapport des surfaces éclairées sur les jets de Rhodamine (Ae) et de DODCI (Aa) en présence d'astigmatisme.

tisme. On voit que même pour une cavité globalement compensée, il peut y avoir un astigmatisme résiduel tout à fait gênant lorsqu'on passe d'un élément à l'autre. La seule solution pour éliminer totalement cette aberration est d'opter pour une cavité constituée de blocs successifs [43], chaque bloc étant parfaitement stigmatique. Malheureusement, cette disposition est relativement lourde et dans la pratique on préférera choisir un plan (de préférence celui contenant le jet de DODCI) pour lequel on pourra corriger l'astigmatisme et accepter une légère aberration résiduelle dans le reste de la cavité.

### III.7. DISPERSION DE VITESSE DE GROUPE : INFLUENCE ET COMPENSATION

Nous venons de voir en détail les propriétés géométriques de la cavité, ainsi que l'influence de l'astigmatisme sur les caractéristiques du laser. Mais un bon réglage géométrique de la cavité ne suffit pas. En effet, cette optimisation se traduit essentiellement par une meilleure focalisation du faisceau sur le jet de DODCI. La saturation de l'absorbant est alors plus complète et la densité de puissance étant plus grande, l'automodulation de phase augmente. Pourtant, comme nous l'avons vu au Chapitre II, les phénomènes de saturation ne suffisent pas à expliquer la formation d'impulsions très courtes de durée inférieure à 100 fs. Il faut donc tenir compte des propriétés spectrales de la propagation des impulsions. En effet, le spectre d'une impulsion de 50 fs a une largeur qui est forcément supérieure à 80 Å (relation d'incertitude de Heisenberg  $\Delta t \cdot \Delta \nu > 0.315$  pour une impulsion en  $1/\text{ch}^2$ ). Lorsqu'une telle impulsion traverse un milieu isotrope et transparent ses différentes composantes spectrales ne voient pas le même indice de réfraction. La figure 36 donne un exemple typique des variations de l'indice d'un verre en fonction de la longueur d'onde. L'indice n'étant pas constant, les différentes fréquences se propagent à des vitesses différentes et par conséquent se dispersent temporellement : c'est le phénomène de dispersion de la vitesse de groupe.

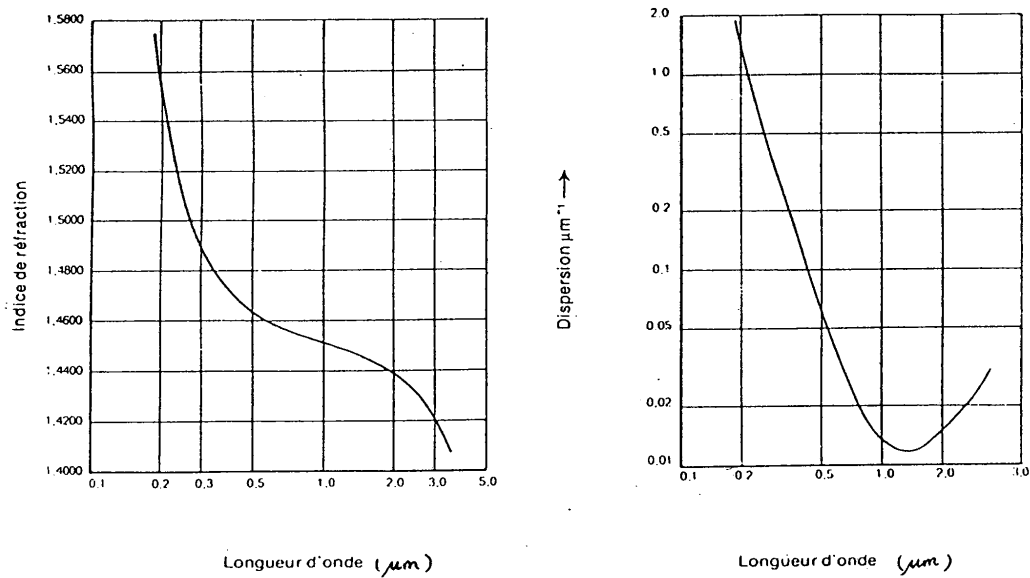


Figure 36 : Variations de l'indice de réfraction et de la dispersion  $\left(\frac{dn}{d\lambda}\right)$  de la silice en fonction de la longueur d'onde.

Cet effet, bien connu pour la propagation des impulsions courtes dans les fibres optiques, a également été mis en évidence dans les premiers lasers femtosecondes en anneau. Il est apparu alors que les caractéristiques des impulsions produites dépendaient fortement des miroirs composant la cavité. Plus précisément on s'est aperçu que ce n'était pas tant le spectre de réflexion du miroir qui importait que le déphasage introduit sur les différentes longueurs d'ondes par la traversée des couches du traitement du miroir. De

Silvestri et coll. [10] ont montré que des miroirs utilisés pour des longueurs d'onde plus grandes que le centre de leur courbe de réflexion introduisent une dispersion de vitesse de groupe négative (c'est-à-dire que les fréquences les plus hautes "voyagent" plus vite que les fréquences les plus basses). Cela explique qu'un choix judicieux de miroirs puisse introduire suffisamment de dispersion négative pour compenser celle de signe inverse introduite par les milieux naturels (verre, jets de colorants, etc...) et surtout par l'automodulation de phase dans le jet de DODCI [10]. Il est alors devenu indispensable de trouver un moyen plus facile à mettre en oeuvre que le choix des traitements des miroirs pour compenser le surplus de dispersion positive de la cavité. Fork et coll. [11] ont alors repris une idée de Treacy [48] en remplaçant les réseaux qu'utilisait ce dernier par des prismes présentant des pertes nettement plus faibles. Nous avons installé un tel système dans notre laser aussi allons nous l'étudier plus précisément. Si les calculs qui suivent sont basés sur un formalisme proche de celui de Fork et coll., ils permettent dans notre cas de ne pas faire d'approximation. Le principe du système de quatre prismes présenté sur la Figure 37 est le suivant : le premier prisme disperse angulairement les différentes longueurs d'onde : chaque longueur d'onde attaquant alors le deuxième prisme en un point différent va traverser une quantité de verre inégale (les fréquences les plus hautes étant plus déviées par le premier prisme, elles traversent une épaisseur moindre dans le second). Ceci permet aux hautes fréquences de "rattraper" les basses fréquences. L'impulsion se compresse donc. Une deuxième paire de prismes est introduite pour recollimater le faisceau dont les différentes composantes spectrales sont étalées transversalement à la sortie du deuxième prisme. Il faut noter aussi que l'utilisation de quatre prismes permet d'obtenir un système dont le faisceau à la sortie à la même direction que le faisceau à l'entrée.

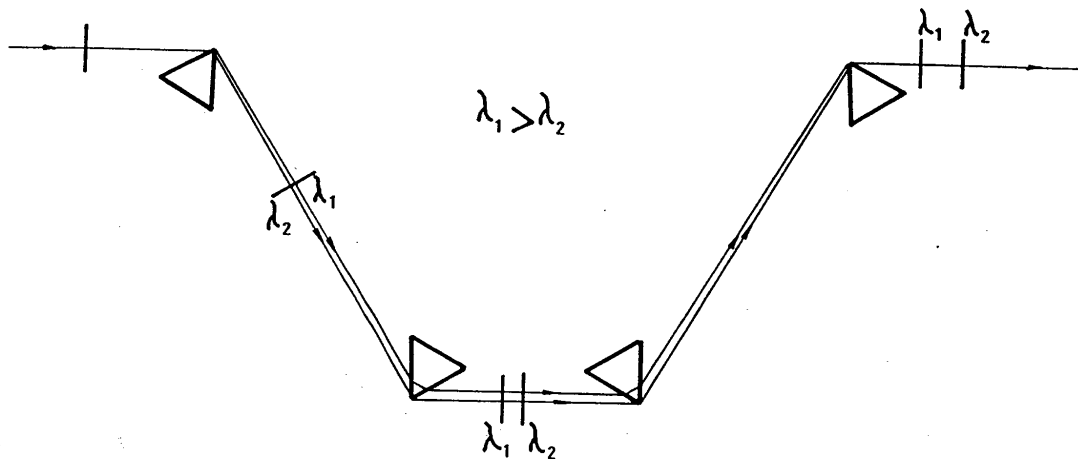


Figure 37 : Principe de la ligne à retard dispersive utilisant quatre prismes.

### 3.7.1. Effets de la dispersion en régime impulsionnel

Rappelons tout d'abord quelques effets de la dispersion de vitesse de groupe. Soit une impulsion de profil temporel gaussien dont le champ électrique peut s'écrire :

$$E(t) = E_0 \exp\left[-2 \operatorname{Log} 2 \frac{t^2}{\tau_0^2}\right] \exp(+i\omega_0 t) \quad (3.40)$$

où  $t$  est le temps,  $\tau_0$  la largeur temporelle de l'impulsion à mi-hauteur et  $\omega_0$  sa fréquence centrale. Par transformée de Fourier, on obtient la répartition spectrale du champ :

$$\xi(\omega) = \operatorname{TF}(E(t)) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E_0 e^{-2 \operatorname{Log} 2 \frac{t^2}{\tau_0^2}} e^{+i\omega_0 t} e^{-i\omega t} dt \quad (3.41)$$

On pose  $a = \frac{2 \text{Log} 2}{\tau_0^2}$  et  $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ .

D'où :

$$\xi(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E_0 e^{-at^2} e^{-i \Delta\omega t} dt \quad (3.42)$$

or :

$$at^2 + i\Delta\omega t = \left( \sqrt{a} t + \frac{i \Delta\omega}{2\sqrt{a}} \right)^2 + \frac{(\Delta\omega)^2}{4a} \quad (3.43)$$

En posant  $u = \sqrt{a} t + \frac{i\omega}{2\sqrt{a}}$ , on obtient :

$$\xi(\omega) = \frac{1}{2\pi\sqrt{a}} E_0 e^{-\frac{(\Delta\omega)^2}{4a}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-u^2} du \quad (3.44)$$

$$\xi(\omega) = \frac{1}{2\sqrt{a}\Pi} E_0 e^{-\frac{(\delta\omega)^2}{4a}} \quad (3.45)$$

soit :

$$\xi(\omega) = E_0 \frac{\Pi}{2 \left[ \frac{2\Pi \text{Log} 2}{\tau_0^2} \right]^{1/2}} \exp \left[ -\frac{(\Delta\omega)^2 \tau_0^2}{8 \text{Log} 2} \right] \quad (3.46)$$

On pose alors :

$$E'_0 = \frac{E_0}{\left[ \frac{8 \text{Log} 2}{\tau_0^2} \right]^{1/2}} \quad (3.47)$$



d'où :

$$\xi(\omega) = E'_0 \exp \left[ - \frac{\Delta\omega^2 \tau_0^2}{8 \text{Log } 2} \right] . \quad (3.48)$$

L'impulsion ayant traversé un milieu dispersif isotrope et transparent de longueur  $L$ , voit ses différentes composantes spectrales se déphaser. Ce déphasage  $\phi(\omega)$  dépend de la fréquence et peut être développé en puissances de  $(\omega - \omega_0)$ . En limitant le développement aux trois premiers termes, on obtient :

$$\phi(\omega) = \phi_0(\omega_0) + (\omega - \omega_0) \phi' + \frac{1}{2} (\omega - \omega_0)^2 \phi'' \quad (3.49)$$

avec :

$$\phi' = \left( \frac{\partial \phi}{\partial \omega} \right)_{L, \omega = \omega_0} \quad \text{et} \quad \phi'' = \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} \right)_{L, \omega = \omega_0}$$

A la sortie du milieu, le champ électrique  $\xi_s(\omega)$  s'écrit en fonction du champ  $\xi(\omega)$  à l'entrée :

$$\xi_s(\omega) = \xi(\omega) e^{+ i \phi(\omega)} \quad (3.50)$$

soit :

$$\xi_s(\omega) = E'_0 \exp \left[ - \frac{\Delta\omega^2 \tau_0^2}{8 \text{Log } 2} \right] \times \exp \left( + i \left[ \phi_0(\omega_0) + (\Delta\omega) \phi' + \frac{1}{2} (\Delta\omega^2) \phi'' \right] \right) . \quad (3.51)$$

Par transformée de Fourier inverse, on obtient le profil temporel de l'impulsion à la sortie du milieu.

$$E_s(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \xi_s(\omega) e^{+i \omega t} d\omega \quad (3.52)$$

soit :

$$E_s(t) = E'_0 \exp[+i(\omega_0 t + \phi_0)] \times \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-\frac{\Delta\omega^2}{4a} + i\frac{1}{2}\phi''\Delta\omega^2 + i\phi'\Delta\omega + it\Delta\omega\right] d\omega. \quad (3.53)$$

On pose alors :

$$A = \frac{1}{4a} - i\frac{\phi''}{2} \quad \text{et} \quad t' = \phi' + t.$$

Le champ est donné par :

$$E_s(t) = E'_0 \exp[i(\omega_0 t' + \phi_0)] \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-A\Delta\omega^2 + it'\Delta\omega] d\omega. \quad (3.54)$$

En notant que :

$$A\Delta\omega^2 - it'\Delta\omega = \left[\sqrt{A}\Delta\omega - i\frac{t'}{2\sqrt{A}}\right]^2 + \frac{t'^2}{4A}$$

on obtient :

$$E_s(t) = E'_0 \exp\left[i(\omega_0 t' + \phi_0) - \frac{t'^2}{4A}\right] \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-\left(\sqrt{A}\Delta\omega - i\frac{t'}{2\sqrt{A}}\right)^2\right] d\omega. \quad (3.55)$$

Pour un paramètre  $A$  complexe l'intégrale de l'expression 3.55 s'écrit :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-\left(\sqrt{A}\Delta\omega - i\frac{t'}{2\sqrt{A}}\right)^2\right] d\omega = \frac{1}{|\sqrt{A}|} \cdot \sqrt{\pi}$$

On en déduit l'expression du champ :

$$E_s(t) = \frac{E_0}{|\sqrt{1 - i2a\phi''}|} \exp \left[ i(\omega_0 t' + \phi_0) \right. \\ \left. \exp \left( -\frac{at'^2}{1 + 4a^2 \phi''^2} \right) \times \exp \left( -i \frac{2 a^2 \phi'' t'^2}{1 + 4a^2 \phi''^2} \right) \right] . \quad (3.56)$$

La largeur à mi-hauteur  $\tau_s$  du profil temporel en intensité de l'impulsion à la sortie du milieu est donc :

$$\tau_s = \sqrt{\frac{1 + 4a^2 \phi''^2}{a}} \cdot 2 \text{Log}2 . \quad (3.56 \text{ Bis})$$

Cette expression montre que le terme  $\phi_0$  introduit simplement un déphasage de la porteuse correspondant à la traversée d'un milieu de longueur  $L$  et que les termes en  $t'$  indiquent un décalage dans le temps du maximum de l'enveloppe de l'impulsion proportionnel à  $\phi'$ . La présence de dispersion de vitesse de groupe  $\phi''$  introduit un élargissement du profil en intensité de l'impulsion par un facteur :

$$\frac{\tau_s}{\tau_0} = \left[ 1 + \frac{\phi''^2}{4 \tau_0^4} \cdot (8 \text{Log}2)^2 \right]^{1/2} . \quad (3.57)$$

Cet élargissement s'accompagne d'une répartition des fréquences le long du profil temporel de l'impulsion. En effet, le terme de phase peut s'écrire :

$$\phi = \omega_0 t' + \phi_0 - \phi_s(t') \quad (3.58)$$

avec :

$$\phi'_s(t') = \frac{2 a^2 \phi'' t'^2}{1 + 4\phi''^2 a^2} . \quad (3.59)$$

La fréquence instantanée s'écrit alors :

$$\omega(t') = \frac{d\phi}{dt'} = \omega_0 + \frac{4 a^2 \phi'' t'}{1 + 4 a^2 \phi''^2} \quad (3.60)$$

Les fréquences sont linéairement réparties dans l'impulsion. On désigne usuellement ce phénomène par le mot "chirp" linéaire. (Le mot chirp pourrait traduire en français par modulation de fréquence ou couinement, expression qui n'est pour le moment pas usitée dans le milieu des impulsions courtes).

Nous avons tracé sur la figure 38, les variations de la durée d'une impulsion gaussienne à la sortie d'une lame de silice de 1 cm d'épaisseur en fonction de sa durée initiale. Il est à noter que la silice est le verre le moins dispersif que nous connaissons. Cette figure montre clairement que dès que les impulsions ont des durées inférieures à 50 fs, l'effet de la dispersion est très important. Nous reviendrons un peu plus loin sur la forme de cette courbe qui présente un minimum, mais son allure générale montre bien l'importance de la compensation de la dispersion dans la production et la propagation d'impulsions femtosecondes.

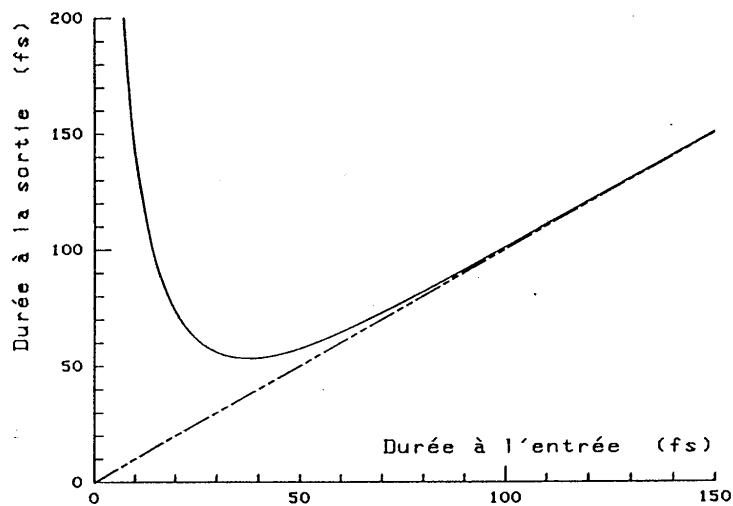


Figure 38 : Evolution de la durée d'une impulsion ayant traversé 1 cm de silice en fonction de sa durée initiale.

### 3.7.2. Compensation de la dispersion de vitesse de groupe

Pour étudier en détail le système de compensation proposé par Fork et coll. [11] nous utiliserons les notations de la fig. 39. Considérons une onde ayant parcouru un chemin optique  $P$  dans un matériau. Le déphasage accumulé peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \phi(\omega) = \phi(\omega_0) + (\omega - \omega_0) & \left( \frac{1}{c} P(\lambda_0) - \frac{\lambda_0}{c} \left( \frac{dP}{d\lambda} \right)_{\lambda_0} \right) \\ & + (\omega - \omega_0)^2 \frac{\lambda_0^3}{4\pi c^2} \left( \frac{d^2 P}{d\lambda^2} \right)_{\lambda_0} . \end{aligned} \quad (3.61)$$

Dans le cas de deux prismes comme ceux présentés sur la figure 39, le chemin optique est donné par :

$$P(\lambda) = \frac{\lambda}{2\pi} \left( \vec{k}_1 \cdot \vec{AB} + \vec{k}_2 \cdot \vec{BC} + \vec{k}_1 \cdot \vec{CD} \right) \quad (3.62)$$

où  $\vec{k}_1$  et  $\vec{k}_2$  sont les vecteurs d'onde respectivement dans le verre et dans l'air :

$$\|\vec{k}_1\| = 2\pi n(\lambda)/\lambda \quad \text{et} \quad \|\vec{k}_2\| = \frac{2\pi n_a(\lambda)}{\lambda} . \quad (3.63)$$

En supposant que  $n_a = 1$  et en utilisant les notations de la figure 39 on obtient :

$$P(\lambda) = l \cdot n(\lambda) \cos r + d \cos i' \quad (3.64)$$

avec :

$$l = AB + CD . \quad (3.65)$$

Dans le cas particulier, qui correspond aux conditions expérimentales, où les prismes sont utilisés au minimum de

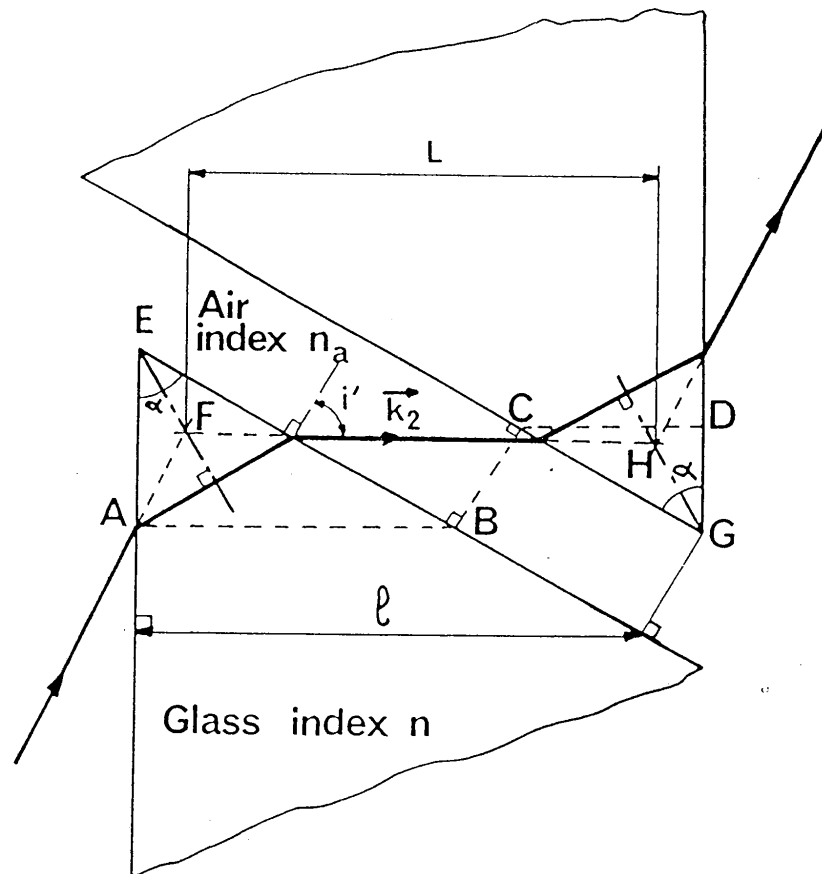


Figure 39

Construction géométrique pour le calcul de la différence de marche  $P(\lambda)$

pour deux prismes identiques.

On a :  $l = AB + CD$ ,  $d = BC$ ,  $L = FH$  et  $e = EF + HG$ .

déviations et sous l'incidence de Brewster, on obtient les relations suivantes :

$$n(\lambda_0) = n_0 = \frac{1}{\operatorname{tg}(\alpha/2)} \quad (3.66)$$

$$l = (L + e) \cos(\alpha/2) \sin \alpha \quad (3.67)$$

$$e = EF + HG \quad (3.68)$$

$$d = (L - e) \sin(\alpha/2) \quad (3.69)$$

De plus, on a :

$$i' = \pi/2 - \alpha/2 \quad (3.70)$$

$$r = \alpha/2 \quad (3.71)$$

$$\sin i' = n \sin r \quad (3.72)$$

En posant  $n'_0 = \left(\frac{dn}{d\lambda}\right)_{\lambda_0}$  et  $n''_0 = \left(\frac{d^2n}{d\lambda^2}\right)_{\lambda_0}$ , on obtient :

$$\left(\frac{dP}{d\lambda}\right)_{\lambda_0} = \frac{n''_0}{n'_0} \left(\frac{dP}{d\lambda}\right)_{\lambda_0} + 4 n'^2_0 \left[ e \left( 1 - \frac{1}{n_0^2 (1 + n_0^2)} \right) - L \right] \quad (3.74)$$

Lorsque quatre prismes sont utilisés dans un arrangement symétrique, ces deux quantités calculées pour deux prismes doivent être doublées. En utilisant les relations (3.49), (3.61), (3.73) et (3.74), on peut obtenir pour quatre prismes :

$$\phi'' = \frac{4\lambda_0^3}{\pi c^2} \left\{ -L n'^2_0 + e \left[ \frac{n_0 n''_0}{1 + n_0^2} + n'^2_0 \left( 1 - \frac{1}{n_0^2 (1 + n_0^2)} \right) \right] \right\} \quad (3.75)$$

Ce terme  $\phi''$  correspond à la dispersion de vitesse de groupe introduite par les quatre prismes. La relation (3.75) montre qu'en fonction des valeurs relatives de  $e$  et  $L$  (c'est-à-dire, de la quantité de verre traversée et de la distance entre prismes)  $\phi''$  peut être positive ou négative.

Il est à noter que la formule (3.75) ne comporte pas d'approximation (en dehors de la limitation du développement à l'ordre 2) et peut être utilisée quelles que soient les valeurs de  $e$  et  $L$ , ce qui n'est pas le cas de l'expression donnée par Fork dans son papier originel [11].

A titre de comparaison, nous rappelons la dispersion introduite par la traversée d'un milieu transparent, isotrope de longueur  $\mathcal{L}$  et d'indice  $n$  [10] :

$$\phi''_n = \frac{\lambda_0^3}{2\pi c^2} n'' \mathcal{L} \quad (3.76)$$

Les valeurs de  $n_0$ ,  $n'$  et  $n''$  pour de nombreux matériaux sont données dans la Table 6.

Milieu	$n_0$	$n'_0$ ( $\mu\text{m}^{-1}$ )	$n''_0$ ( $\mu\text{m}^{-2}$ )
FeD 05-25	1.8011	- 0.13326	0.67787
SiO <sub>2</sub>	1.4572	- 0.02984	0.12144
BK7	1.5159	- 0.03756	0.16641
Eau	1.33	- 0.02729	0.1303
CS <sub>2</sub>	1.62	- 0.144	0.758

Table 6 : Valeurs de l'indice  $n_0$  et des coefficients  $n'_0 = \frac{dn_0}{d\lambda}$

et  $n''_0 = \frac{d^2 n_0}{d\lambda^2}$  à 620 nm pour différents matériaux

De plus, nous avons rassemblé dans la Table 7 les



expressions permettant de calculer la dispersion pour différents milieux usuellement utilisés dans des expériences en régime femtoseconde, ainsi que pour des systèmes de prismes utilisant des verres d'indices variés.

Systeme	Dispersion
Quatre prismes en FeD E 05-25	$\phi'' = 1025.5 e - 59.88 L$
Quatre prismes en SiO <sub>2</sub>	$\phi'' = 5.55 e - 3.00 L$
Lame en SiO <sub>2</sub>	$\phi'' = 51.19 \ell$
Lame en BK7	$\phi'' = 70.14 \ell$
Lame en eau	$\phi'' = 54.92 \ell$
Lame en CS <sub>2</sub>	$\phi'' = 319 \ell$

*Table 7 : Dispersion de vitesse de groupe introduite par différents systèmes. La distance entre prismes  $L$ , la distance à l'arête  $e$  et l'épaisseur  $l$  sont en mm.  $\phi''$  est en  $fs^2$ .*

Nous indiquons aussi l'espacement entre deux prismes nécessaire à compenser 1 cm de silice. (On a supposé ici  $e = 2$  mm). Nous pouvons dégager plusieurs conclusions à l'analyse de cette table. Tout d'abord, les systèmes de prismes permettent une compensation parfaite, au second ordre, du déphasage spectral introduit par la traversée d'un milieu

transparent.

D'autre part, il apparait nettement sur la Table 7 que la dispersion introduite par un système de prismes dépend fortement de son indice. En effet, on peut voir que les distances nécessaires à la compensation de 1 cm de silice diminuent régulièrement lorsque l'indice augmente. On peut alors rendre le système de prismes plus compact. Néanmoins, la qualité optique des verres de haut indice est souvent moins bonne que celle de la silice. En particulier, ces verres ont tendance à diffuser la lumière qui les traverse. De plus, lorsque l'indice est trop grand, le système devient très "pointu" à régler puisque la dispersion varie très vite avec  $e$ . Pour ces raisons de disponibilité des prismes, nous avons introduit dans notre cavité quatre prismes en silice. Ils sont taillés de façon à obtenir le minimum de déviation (maximum de dispersion angulaire) sous l'incidence de Brewster (minimum de pertes). Ceci correspond à un angle au sommet de  $68^{\circ}57'$ . Ils sont montés sur des platines de translation permettant un réglage fin de la dispersion négative introduite. En effet, comme le montrent les formules de la Table 7, on peut ajuster la valeur de  $\phi$  en déplaçant le prisme perpendiculairement à sa base. Ce système de prismes offre une très grande souplesse d'utilisation tout en étant très simple à mettre en oeuvre. Il est maintenant reconnu que l'obtention d'impulsions de durée inférieure à 50 fs passe obligatoirement par un système de compensation de la dispersion. Il est à noter que d'autres systèmes ont été proposés.

En particulier F. Gires et P. Tournois [12] ont introduit en 1964 une ligne à retard dispersive basée sur l'utilisation de la dispersion des déphasages rencontrés par les différentes composantes spectrales en traversant l'interféromètre que composent les couches d'un miroir diélectrique. Ce dispositif a été utilisé dès 1969 par M. Duguay et J.W. Hansen [50] pour compresser les impulsions émises par un laser He-Ne à modes bloqués. Récemment son utilisation dans une cavité laser produisant des impulsions femtosecondes a été démontrée par J. Heppner et J. Kuhl [51]. Ce système offre l'avantage d'être simple et de ne présenter pratiquement aucune perte. Il reste néanmoins un peu plus difficile à réaliser puisqu'il nécessite de maîtriser le dépôt de couches diélectriques et donc une technologie nettement plus complexe que le polissage des prismes.

### III.8. MESURE DES IMPULSIONS

La durée  $\tau$  des impulsions qui nous intéressent ( $\tau < 10^{-12}$  s) est telle qu'aucun système électronique, y compris les caméras à balayage de fente les plus performantes (résolution  $\sim 400$  fs chez Hamamatsu), ne peut les résoudre temporellement. Il est par conséquent indispensable de faire appel à des moyens indirects. Le principe général des systèmes de mesure est de transformer la variation temporelle très rapide de l'intensité lumineuse en un profil spatial ou en un signal lentement variable dans le temps. La différence essentielle entre ces deux possibilités est que dans le premier cas (transformation de la variable temporelle en variable spatiale) la mesure ne nécessite en théorie qu'une seule impulsion, alors que dans l'autre cas (signal lentement variable), il faut reconstruire le profil de l'impulsion point par point en utilisant de nombreuses impulsions successives. De très nombreux systèmes ont été proposés pour mesurer des impulsions femtosecondes [52, 55]. Il faut noter que malheureusement seuls quelques uns ont été expérimentalement réalisés [56, 59]. Parmi ces dispositifs opérationnels les plus utilisés pour des impulsions picosecondes et femtosecondes sont la fluorescence à deux photons [61] et le doublage de fréquence [62, 63].

La fluorescence à deux photons permet une mesure monocoup (n'utilisant qu'une impulsion) mais, elle est relativement difficile à mettre en oeuvre pour des impulsions de durée inférieures à 1 ps. De plus, elle présente un rapport signal à bruit relativement faible ( $S/B = 3$ ). C'est donc la méthode utilisant la génération du deuxième harmonique qui s'est imposée. Cette méthode présente de nombreux désagréments mais a l'énorme avantage d'être opérationnelle et facile à mettre en oeuvre même pour des impulsions très courtes ( $< 10$  fs). De plus, même si les mesures obtenues par cette méthode n'ont qu'une valeur relative, elle permet aux différents laboratoires de part le monde de comparer leurs résultats. Nous allons donc décrire sommairement le principe et le fonctionnement de ce que nous appellerons un "autocorrelateur optique" en insistant sur les limitations de cet appareil.



ceux font entre eux un angle non nul. On oriente le cristal de KDP de façon à ce que le maximum d'efficacité du doublage de fréquence se fasse dans la direction bissectrice des deux faisceaux incidents. De cette façon, une impulsion incidente sur le cristal, prise isolément, ne donne pas de rayonnement à la fréquence double. La quantité d'U.V. produite est donc proportionnelle au produit des intensités lumineuses qui se croisent, en coïncidence temporelle, dans le cristal. Si maintenant une des impulsions est retardée par rapport à l'autre (en introduisant des chemins  $L_1$  et  $L_2$  différents par exemple) la quantité d'U.V. devient :

$$I_{u.v.}(t) \sim I_1(t) \cdot I_2(t - \tau)$$

où  $\tau$  est le retard entre les deux impulsions d'intensité  $I_1(t)$  et  $I_2(t)$ . L'ordre de grandeur de la durée du signal U.V. est le même que celui des impulsions incidentes et par conséquent bien inférieur à la résolution des détecteurs électroniques. On ne peut donc avoir accès qu'à un signal intégré :

$$S(\tau) \sim \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) I(t - \tau) dt$$

Il faut noter ici que la fonction  $S(\tau)$  mesurée est directement proportionnelle à la fonction d'autocorrélation d'ordre 2,  $G_2(\tau)$ , du profil temporel de l'impulsion incidente sur l'autocorrélateur :

$$G_2(\tau) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} I(t) I(t - \tau) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t) dt}$$

En pratique, on reconstruit point par point cette fonction d'autocorrélation en faisant varier continuellement la longueur d'un des bras de l'autocorrélateur et par conséquent le retard  $\tau$ .

Plusieurs remarques s'imposent :

- Tout d'abord, le signal que fournit l'autocorrélateur n'est en aucun cas l'enveloppe temporelle de l'impulsion. En particulier, la fonction d'autocorrélation est une fonction par construction symétrique ( $G_2(-\tau) = G_2(\tau)$ ). Nous ne pour-

rons donc pas à l'aide de cet appareil obtenir des informations sur des éventuelles dissymétries du profil de l'impulsion.

De plus, même pour une simple mesure de la largeur à mi-hauteur du profil temporel de l'impulsion, il faut appliquer un facteur correctif à la valeur obtenue en mesurant cette largeur sur la fonction d'autocorrelation. Ce facteur correctif (rapport des largeurs d'une fonction et de sa fonction d'autocorrélation) dépend de la forme temporelle de l'impulsion (Table 8).

$I(t)$	$\Delta\tau/\Delta t$
$1 (0 \leq t \leq \Delta t)$	1
$\exp \left\{ -\frac{(4 \ln 2)t^2}{\Delta t^2} \right\}$	$\sqrt{2}$
$\operatorname{sech}^2 \left\{ \frac{1.76 t}{\Delta t} \right\}$	1.55
$\exp \left\{ -\frac{(\ln 2)t}{\Delta t} \right\} (t \geq 0)$	2

Table 8 : Rapport des durées des impulsions ( $\Delta t$ ) et de leur fonction d'autocorrélation ( $\Delta\tau$ ).

Pour obtenir la largeur à mi-hauteur de l'impulsion, on est donc obligé de faire une hypothèse sur sa forme. On peut bien sûr avoir une idée de cette forme en comparant les fonctions d'autocorrélations expérimentales à différentes simulations théoriques mais l'écart, par exemple, entre les fonctions d'autocorrélation d'une gaussienne et d'un profil en  $1/\operatorname{ch}^2$  est suffisamment faible pour ne pas être détectable dans la plupart des cas (Figure 41).

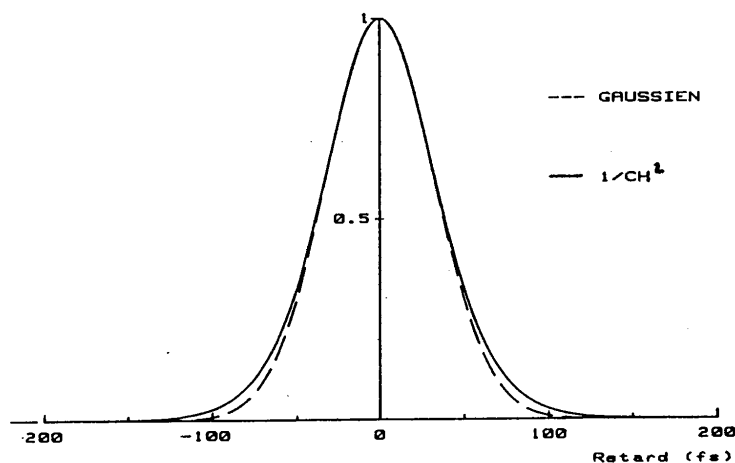


Figure 41 : Fonctions d'autocorrélation d'une impulsion gaussienne et d'une impulsion en  $1/ch^2$ .

Néanmoins, les solutions des modèles théoriques décrivant le fonctionnement des lasers femtosecondes ayant généralement des formes proches d'un profil en  $1/ch^2$ , nous supposons (et l'ensemble des laboratoires possédant un laser femtoseconde le fait aussi) que notre impulsion possède un profil en  $1/ch^2$ . Nous appliquerons donc un coefficient 1.55 entre la largeur temporelle de la fonction d'autocorrélation et celle de l'impulsion ;

- Enfin, la fonction d'autocorrélation est construite point par point. Elle n'est donc représentative des impulsions émises par le laser que si ces dernières sont rigoureusement identiques d'un tir à l'autre. En particulier, si la forme de l'impulsion évolue lentement, l'autocorrélateur ne fournit qu'une intégration des différents profils qui peut entraîner une mauvaise interprétation de ce qui est émis par le laser. Ceci est sans doute une des causes qui ont retardé la découverte des régimes solitons d'ordre supérieurs dans ces lasers.

Il reste néanmoins vrai que l'autocorrélateur optique est un appareil relativement facile à mettre en oeuvre. Il fournit dans la plupart des cas une estimation de la durée des impulsions et permet le réglage du laser.

Nous allons décrire plus en détail la structure de

l'autocorrélateur que nous avons réalisé.

### 3.8.2. Structure de l'autocorrélateur

La figure 40 donne un schéma d'ensemble de l'appareil. Une lame semi-réfléchissante ( $R = 0.3$ ,  $T = 0.7$ ) sépare le faisceau incident en deux. La différence entre les taux de transmission et de réflexion de la lame n'est pas volontaire mais correspond à un traitement Spectra Physics standard.

Le faisceau noté A se réfléchit sur un coin formé par deux miroirs dorés. Le faisceau B est réfléchi par un coin de cube puis est replié pour être parfaitement parallèle au faisceau A. Ces deux faisceaux sont focalisés sur un cristal de KDP de  $300 \mu\text{m}$  d'épaisseur par une lentille de 60 mm de focale. Ce cristal est taillé pour obtenir un maximum de doublement à 620 nm lorsque les impulsions incidentes sont toutes deux polarisées horizontalement (le rayonnement U.V. produit est alors polarisé verticalement) ;

Un filtre U.V. (U.G. 11 de chez Schott) bloque la lumière incidente à 620 nm et laisse passer le rayonnement émis à 310 nm. Ce dernier est détecté par un photomultiplicateur (1 P 28 Hamamatsu). Le coin de cube présent sur la voie B est monté sur un pot vibrant à 30 Hz. Le déplacement  $\chi_0$  du coin

de cube introduit un retard  $\tau = \frac{2\chi_0}{c}$  de la voie B sur la voie

A. Un capteur de position monté sur le pot vibrant permet d'obtenir à tout instant le retard introduit. On peut alors afficher sur un oscilloscope, horizontalement la position du coin de cube et verticalement l'intensité de l'U.V. détecté par le photomultiplicateur chargé par une résistance de 10 k $\Omega$ . La courbe qui apparaît est alors directement proportionnelle à la fonction d'autocorrélation d'ordre 2 de l'impulsion. La calibration de la mesure se fait en allongeant d'une quantité connue le bras A et en mesurant le déplacement sur l'écran du maximum du signal. Sachant que la lumière parcourt 30 microns en 100 femtosecondes, on obtient facilement une calibration de la fonction d'autocorrélation. Il faut se rappeler que la largeur à mi-hauteur de l'impulsion s'obtient en divisant par 1.55 la valeur obtenue pour la fonction d'autocorrélation (cas d'une impulsion en  $1/\text{ch}^2$ ).



### 3.8.3. Limitations expérimentales de la résolution d'un autocorrélateur

En plus des remarques sur le principe même de cet autocorrélateur optique faites au paragraphe 3.8.1., il existe d'autres limitations d'origines expérimentales. Tout d'abord, nous avons supposé que les différents éléments optiques présents dans l'appareil étaient sans effet sur l'impulsion. Ceci est en général faux. Comme nous l'avons vu au paragraphe 3.7, la traversée d'un milieu dispersif introduit un "chirp" sur l'impulsion. Pour éviter ce phénomène nous avons choisi d'utiliser des miroirs métallisés et un coin, de cube creux. Ce dernier n'ayant pu être installé dans l'autocorrélateur que récemment la plupart des fonctions d'autocorrélation présentées dans ce mémoire ont été enregistrées en utilisant un coin en verre (trajet dans le verre de 5 cm). Cela a pour effet que la fonction obtenue n'est pas exactement la fonction d'autocorrélation de l'impulsion émise par le laser mais plutôt une intercorrélation de cette dernière avec une impulsion "chirpée" par son trajet dans le coin de cube. Ceci se traduit expérimentalement par un élargissement de l'autocorrélation et une dissymétrie de cette dernière. Néanmoins, cet effet n'est vraiment apparent que pour des impulsions de durée inférieure à 50 fs.

Une autre limitation provient de la bande spectrale pour laquelle on obtient l'accord de phase dans le cristal de KDP. Rappelons que les deux faisceaux incidents sur le cristal sont polarisés horizontalement. On règle le cristal de façon à ce que l'indice ordinaire à 620 nm soit égal à l'indice extraordinaire à 310 nm (accord de phase de type I). Pourtant, les variations de l'indice avec la longueur d'onde ne sont pas identiques pour l'indice ordinaire autour de 620 nm et pour l'indice extraordinaire autour de 310 nm. Les vitesses de groupe des impulsions à 620 nm et à 310 nm ne sont donc pas identiques. Ceci se traduit par une déformation de la fonction d'autocorrélation d'autant plus importante que la longueur d'interaction est grande. A.M. Weiner [64] a montré théoriquement que ceci pouvait entraîner suivant la forme de l'impulsion et la longueur du cristal soit un élargissement soit un rétrécissement de la fonction d'autocorrélation. Néanmoins Weiner et coll. [65] ont montré que

la fonction d'autocorrélation d'impulsions de 20 fs était sensiblement identique lorsqu'on la mesure avec des cristaux d'épaisseurs variants de 0.1 à 1 mm. Nous considérerons donc que les effets dus à une limitation de la bande passante de l'accord de phase dans notre cristal de 0.3 mm sont très faibles par rapport aux autres causes d'erreur.

### III.9. CARACTERISTIQUES DES IMPULSIONS OBTENUES

Nous allons dans ce paragraphe nous arrêter quelque peu sur les caractéristiques des impulsions obtenues dans notre laser. Nous exposerons les résultats historiquement en commençant par les impulsions produites par la cavité initiale (sans prismes) pour finir par les impulsions de moins de 40 fs produites actuellement. Toutes les fonctions d'autocorrélations présentées ci-dessous ont été enregistrées à l'aide de l'autocorrélateur présenté au paragraphe 3.8.

Notre laser ayant une longueur de cavité de 3,4 m, il produit des impulsions à la cadence de 88 MHz (une impulsion toutes les 11,3 ns) (figure 42). Lorsque nous présenterons des photos d'enveloppes du train d'impulsions, il faut remarquer que l'échelle des temps est très nettement plus longue que la période du train d'impulsions (10  $\mu$ s correspondent à environ 1000 impulsions).

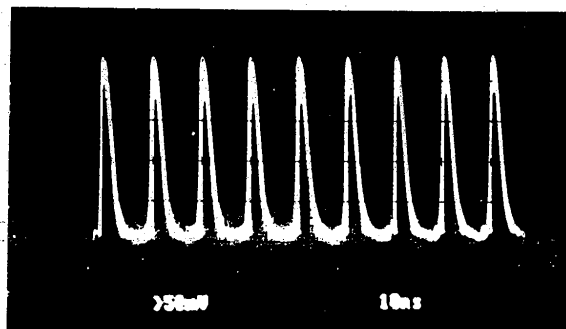


Figure 42 : Train d'impulsions enregistré à l'aide d'un oscilloscope 100 MHz (10 ns/div).

### 3.9.1. Les premières impulsions

A l'origine la cavité du laser était composée de 9 miroirs disposés selon la figure 21. Il n'y avait pas de prismes dans la cavité et tous les miroirs possédaient un traitement multicouches (large bande) La buse du jet de DODCI était une buse Cohérent standard fournissant un jet d'environ  $150 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Une fonction d'autocorrélation typique est donnée sur la figure 43 et l'enveloppe du train d'impulsions sur la figure 44. Le laser semble émettre des "paquets" d'impulsions qui donnent une fonction d'autocorrélation très bruitée. Les fluctuations d'énergie des impulsions sont telles que le laser semble inutilisable. Il apparaîtra plus tard (voir chapitre IV) que ces caractéristiques sont celles d'un régime soliton d'ordre supérieur qui traduit un excès de dispersion de vitesse de groupe positive dans la cavité (introduite par les jets, les miroirs et l'automodulation de phase dans la DODCI). Il faut noter que la couleur rouge sang ( $\lambda_0 \sim 628 \text{ nm}$ ) du laser est elle aussi typique de ce régime.

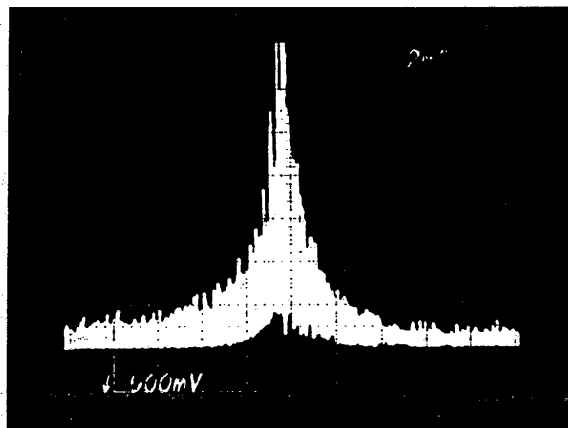


Figure 43 : Fonction d'autocorrélation (440 fs/div) pour la cavité sans prismes.

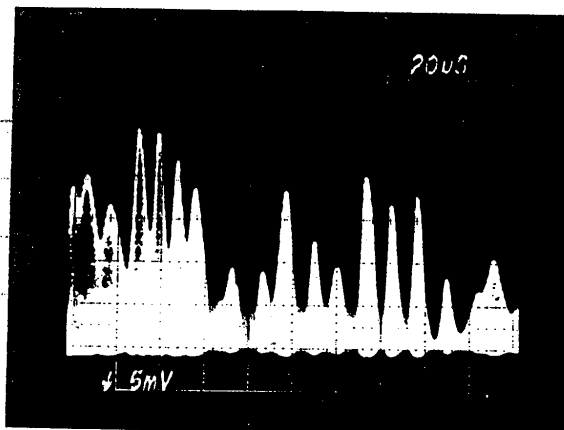


Figure 44 : Enveloppe du peigne d'impulsions ( $20 \mu\text{s}/\text{div}$ ) pour la cavité sans prisme.

Nous avons alors remplacé un des miroirs plan du laser par un miroir à bande étroite centrée sur  $612 \text{ nm}$  ( $\Delta\lambda \sim 10 \text{ nm}$ ). Le laser devient beaucoup plus stable et produit des impulsions d'environ  $180 \text{ fs}$  (figure 45). Le rôle de ce miroir est sans doute multiple. D'une part, son traitement différant de celui des miroirs Spectra-Physics introduit sans doute plus de dispersion négative ce qui permet au laser d'être dans un régime de fonctionnement stable. De plus, sa bande étroite limite le nombre de modes qui peuvent laser et par conséquent limite l'apparition de bruit dû à des modes qui ne sont pas en phase avec l'impulsion (mauvais verrouillage de mode). C'est en utilisant une méthode empirique de changement de miroirs que les Laboratoires Bell ont pu obtenir des impulsions stables de  $70 \text{ fs}$  en 1982 [91].

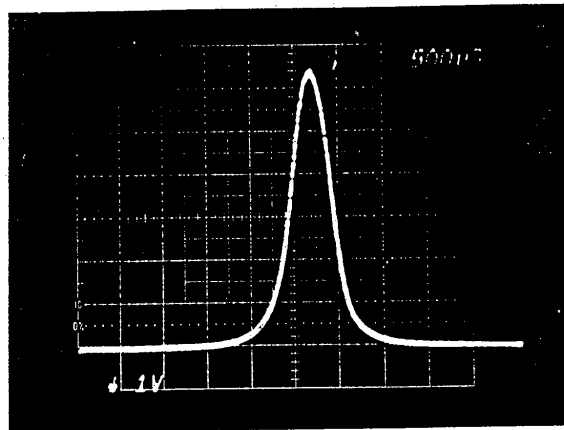


Figure 45 : Fonction d'autocorrélation obtenue avec un miroir à bande étroite sans les prismes dans la cavité (180 fs/div).

Nous avons ensuite introduit dans notre cavité un système de quatre prismes [11]. Ce système permet d'avoir accès au réglage de la dispersion de vitesse de groupe présente dans la cavité. Ainsi on peut éviter une fastidieuse et peu rigoureuse recherche du bon miroir pour notre cavité. La cavité avec ses prismes produit des impulsions d'environ 100 fs. En remettant un miroir à bande large à la place du miroir à bande étroite, on peut réaliser différentes observations. Tout d'abord, il faut translater un prisme pour réobtenir des impulsions stables ce qui prouve bien que la dispersion introduite par ces deux miroirs n'est pas identique. De plus, on peut obtenir avec le miroir à large bande des impulsions un peu plus courtes ( $\tau \sim 70$  fs). Ceci a plusieurs explications : on peut penser que la limitation de la bande spectrale des impulsions introduite par le miroir à bande étroite est suffisante pour limiter la durée des impulsions à plus de 100 fs ; mais de plus, l'introduction d'un miroir à large bande permet d'augmenter la puissance des impulsions dans la cavité (diminutions des pertes par transmission dans le miroir) et par conséquent d'augmenter les effets non

linéaires dans le jet de DODCI.

Dans le même ordre d'idée une diminution de l'épaisseur de la buse du jet de DODCI en l'écrasant dans un mandrin permet d'obtenir des épaisseurs typiques de jets de 40  $\mu\text{m}$  pour des pressions de l'ordre de 2 bars. On peut alors augmenter la concentration en DODCI, ce qui a pour effet de stabiliser le laser, tout en permettant une intensité des impulsions plus importante.

Une méthode de mesure de l'épaisseur des jets tirée du rapport de stage de J. Bleuse et J. Favre [66] est donnée en Annexe II.

La configuration comprenant quatre prismes, des miroirs à large bande spectrale et un jet d'environ 40  $\mu\text{m}$  d'épaisseur en son centre est celle qui est actuellement utilisée. La concentration en DODCI est relativement variable. En effet, ce colorant vieillit assez vite. Il faut reconcentrer la solution environ deux fois par mois. Pour cela, on utilise une solution mère formée de 1g de DODCI dissoute dans 100  $\text{cm}^3$  de méthanol ( $c \sim 2 \cdot 10^{-2}$  M/l) (Nota : Il est possible de dissoudre la DODCI dans de l'éthylène glycol mais la solution a tendance à se déposer). Cette solution mère est gardée à l'abri de la lumière et ne doit pas être en contact avec des pièces en cuivre (poison pour la DODCI). Elle sert à reconcentrer la solution utilisée dans le laser. Pour des raisons de viscosité et volatilité plus faible, l'éthylène glycol est préféré au méthanol dans le laser. Néanmoins, la solution mère se mélange parfaitement bien au colorant déjà présent dans le circuit du laser. La concentration typique de travail est d'environ  $10^{-3}$  Mole/l. Elle peut varier notablement sans pour autant provoquer de changements importants sur les impulsions produites. Nous avons en effet produit des impulsions de moins de 70 fs avec une concentration de  $1 \cdot 10^{-4}$  Mole/l soit un dixième de la concentration habituelle. La différence essentielle tient à la stabilité du laser qui est bien meilleure pour des concentrations importantes. Il faut noter que dans le cas des faibles concentrations, on peut obtenir un accord de la fréquence centrale de l'impulsion par défocalisation du jet de DODCI dans sa sous-cavité. La plage balayée s'étend alors d'environ 600 nm à 615 nm. Les impulsions les plus courtes sont obtenues à 615 nm mais même à 600 nm leur durée reste inférieure à 200 fs. Cette possibilité d'accord de la longueur d'onde peut avoir, dans

certains cas un très grand intérêt. Elle nous a par exemple permis de mesurer la variation avec la longueur d'onde de l'indice d'une fibre dont le coeur est formé par un cristal non linéaire [67].

Tout à fait récemment, des équipes des laboratoires Bell ont fait remarquer que les colorants arrivant à grande vitesse dans les bacs de récupération, il se produisait un effet de trombe d'eau qui entraînait dans le réservoir de colorant d'importantes quantités de vapeur d'eau. Cette dernière se fixe sur l'éthylène glycol (qui est hygroscopique) et semble accélérer le vieillissement des colorants. Ils proposent donc de mettre les réserves de colorant sous circulation d'azote [68].

### 3.9.2. Les performances actuelles

Nous avons résumé dans ce paragraphe des exemples de résultats obtenus avec notre laser. Les performances du laser dépendant de nombreux paramètres, elles varient d'un jour à l'autre. Il ne faudra donc pas s'étonner s'il n'y a pas une totale correspondance entre les différents résultats présentés. En particulier, la longueur d'onde du laser dépend de la concentration et de l'âge des colorants et la puissance de pompe de la qualité des réglages de la cavité.

La méthode de réglage de ce type de laser consiste à régler la cavité en la faisant laser en continu. On peut alors introduire le jet de DODCI. La faible épaisseur de ce dernier permet que le réglage précédent ne soit pas trop perturbé. En augmentant la puissance de pompe et en s'assurant que l'épaisseur de verre traversée dans les prismes n'est pas trop importante, on obtient un fonctionnement en mode bloqués. L'impulsion est en général très large et le spectre relativement étroit ( $\sim 50 \text{ \AA}$ ). On introduit alors progressivement du verre en translatant un prisme perpendiculairement à sa base pour obtenir les impulsions les plus courtes possibles. La figure 46 montre un exemple de variation de la durée de l'impulsion avec la position du prisme.

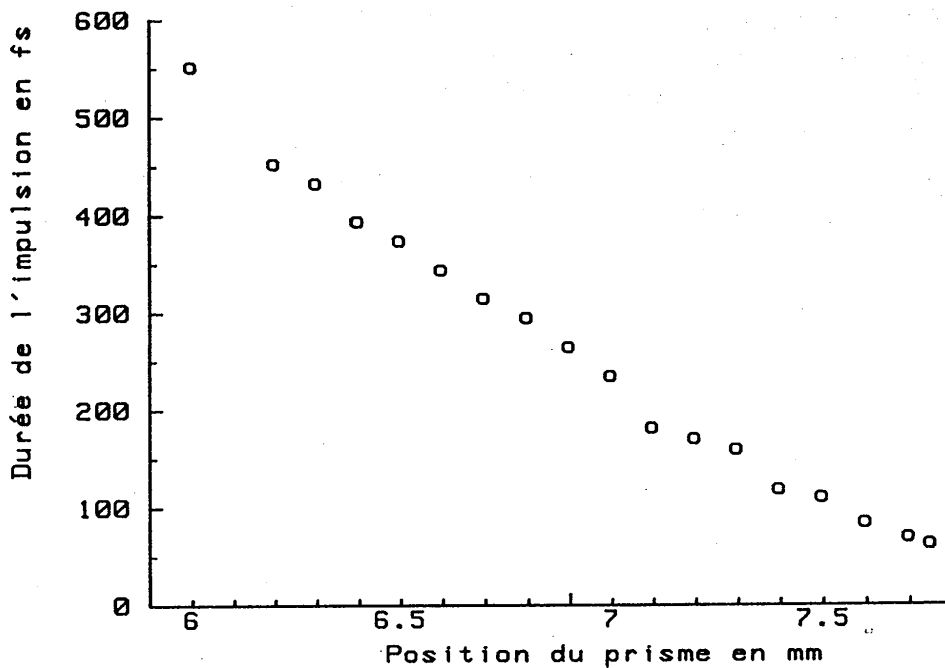


Figure 46 : Variation de la durée des impulsions avec la dispersion intracavité. La durée diminue lorsque la quantité de dispersion positive augmente.

Si on continue à introduire du verre au delà de la position donnant les impulsions les plus courtes, il apparaît un régime tout à fait différent caractérisé par un spectre décalé dans le rouge et une fonction d'autocorrélation très bruitée. Nous reviendrons sur ce régime au chapitre IV en montrant qu'il correspond à une évolution de l'impulsion au cours du temps semblable à celle d'un soliton d'ordre supérieur. La figure 47 montre les évolutions comparées du spectre et de la fonction d'autocorrélation de l'impulsion lorsqu'on introduit du verre. On observe un élargissement progressif du spectre alors que seule la dispersion de vitesse



48 fs/div

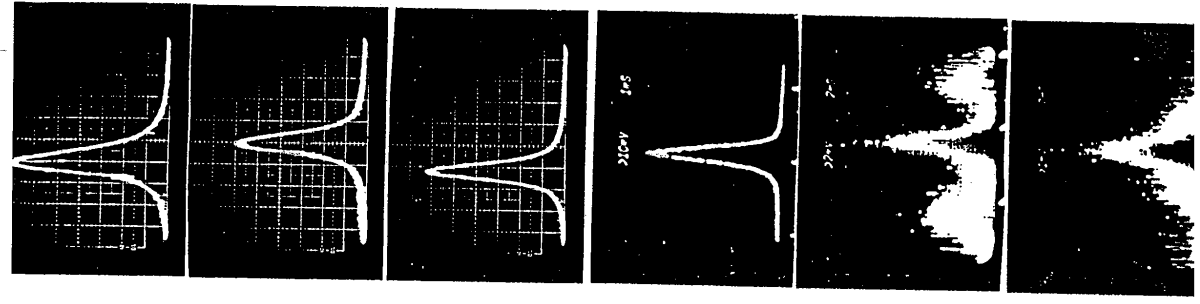
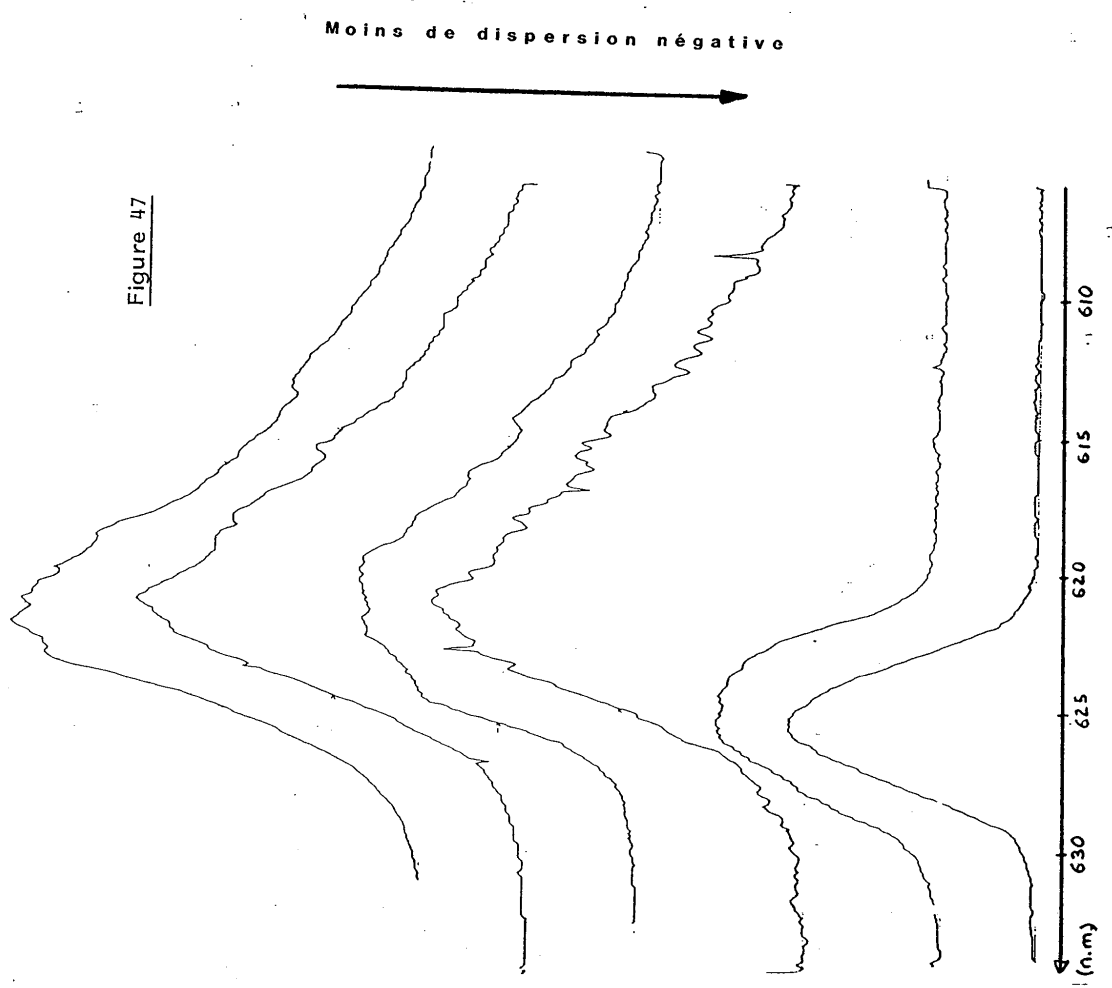


Figure 47



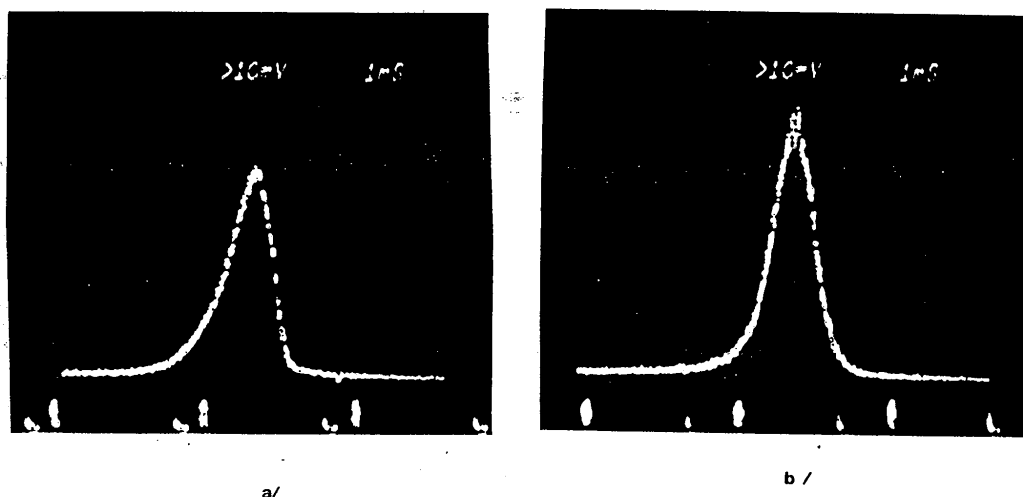
de groupe introduite par les prismes a été modifiée. Le paramètre n'a en lui-même aucune influence spectrale (ce n'est pas un filtre). Il faut donc considérer que la variation de la dispersion se traduit par une meilleure compensation du "chirp" de l'impulsion et par suite par une diminution de sa durée. Cette compression ayant lieu à énergie constante, on peut estimer que la puissance crête de l'impulsion augmente, entraînant une automodulation de phase plus importante dans le jet de DODCI et par conséquent création de nouvelles fréquences. Une meilleure compensation du "chirp" entraîne donc un élargissement du spectre.

La figure 47 montre nettement le changement de régime qui apparait si l'on introduit trop de verre.

### 3.9.3. Influence du système de mesure

Dans tout ce qui précède nous avons estimé que les caractéristiques mesurées correspondent à celles de l'impulsion dans la cavité. Il faut néanmoins se méfier de l'influence des différents éléments présents sur le parcours de l'impulsion entre la cavité et le système de mesure (ici le cristal de KDP). En particulier toute traversée de verre va introduire une dispersion de vitesse de groupe et par conséquent une modification du profil temporel de l'impulsion. Dans notre cas l'impulsion traverse obligatoirement le miroir de sortie (soit un centimètre de silice). Il faut remarquer que cette épaisseur de verre ne fait pas partie de la cavité et n'est donc pas compensée par les prismes présents dans cette dernière. Par conséquent, la forme des impulsions accessibles à l'expérimentateur n'est pas la même que celle des impulsions qui se propagent dans la cavité. En particulier, si l'on suppose que les impulsions dans la cavité ne sont pas chirpées, la figure 38 montre que les impulsions mesurées après le miroir de sortie ont une durée obligatoirement supérieure à 50 fs. (Il faut insister sur le fait que cette figure suppose que les impulsions ne sont pas chirpées avant de traverser le miroir ce qui n'est pas forcément le cas de toutes les impulsions produites par le laser). Le laser étant en général réglé pour fournir les impulsions les plus courtes hors de la cavité il peut en fait se trouver loin de ses performances optimales (impulsion de durée minimale dans la cavité).

Il faut également se méfier des effets introduits par l'autocorrélateur optique. Par exemple, la présence dans un seul des bras de l'appareil d'une importante quantité de verre (en l'occurrence un coin de cube en verre) se traduit par une fonction de corrélation non-symétrique (à cause de la dissymétrie du spectre) (figure 48.a). On peut rétablir une fonction symétrique en introduisant une quantité égale de verre dans l'autre bras (figure 48.b). Cette compensation se fait évidemment aux dépens de la largeur de la fonction d'autocorrélation.



**Figure 48** : Autocorrélations obtenues avec un autocorrélateur a) non compensé  
b) compensé:

Pour être capable de mesurer des impulsions de durée inférieure à 50 fs, il faut posséder un appareil de mesure parfaitement compensé, c'est ce que nous avons fait en introduisant un système de quatre prismes à l'extérieur de la cavité. On peut alors compenser la dispersion introduite par le miroir de sortie et le verre présent dans l'autocorrélateur. On observe alors que pour obtenir les impulsions les plus courtes en présence d'un système de compensation extérieur à la cavité, il faut augmenter légèrement la quantité de verre

présente dans cette dernière (en translatant un prisme intra-cavité). On peut donc estimer qu'en présence de dispersion positive (verre) à l'extérieur de la cavité on a tendance à diminuer la quantité de dispersion positive présente dans la cavité. Ceci se traduit par une impulsion présentant un chirp descendant (fréquences les plus hautes dans le front montant de l'impulsion) à l'intérieur de la cavité. Ce chirp est en partie compensé lors de la traversée du miroir de sortie. Ce dernier a alors tendance à compresser l'impulsion. Ceci peut expliquer qu'on n'observe pas après compensation extérieure une diminution de la durée de l'impulsion aussi importante que ce que laisserait penser la figure 38. Par contre, avec la compensation extérieure, on peut optimiser de façon plus sûre les paramètres internes de la cavité. La figure 49 donne un exemple de la fonction d'autocorrélation des impulsions les plus courtes obtenues avec ce système de compensation. La durée de l'impulsion est estimée à 37 fs. La légère dissymétrie de la fonction indique que la compensation des dispersions introduites dans les deux voies de l'autocorrélateur n'est pas parfaite.

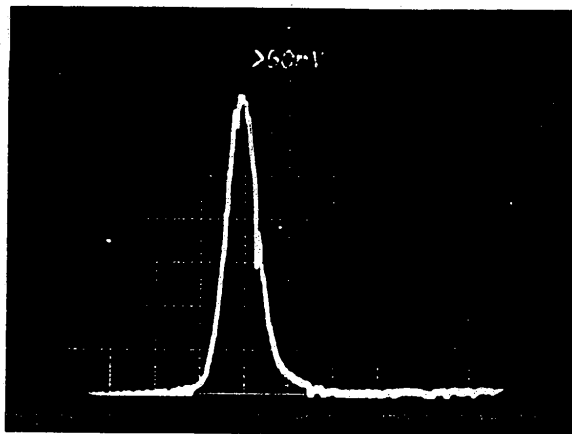


Figure 49 : Fonction d'autocorrélation d'impulsions de 37 fs de durée (45 fs/div).

Récemment, nous avons remplacé le coin de cube en

verre par un coin creux. On peut alors se passer pour des mesures de routine du système compensateur extra-cavité. La Figure 50 présente un exemple de fonction d'autocorrélation très symétrique obtenue avec ce coin de cube.

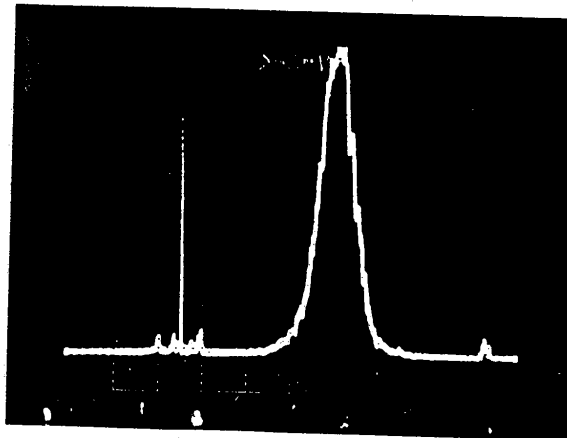


Figure 50 : fonction d'autocorrélation enregistrée à l'aide du coin de cube creux. La faible dissymétrie résiduelle est due à la lame séparatrice de l'autocorrélateur (50 fs/div).

**CHAPITRE IV**

**PHENOMENES SOLITON**



#### IV - INTRODUCTION

Au cours des chapitres précédents nous avons fréquemment fait allusion au mot soliton pour désigner un régime de fonctionnement des lasers femtosecondes. Nous allons dans ce chapitre nous intéresser plus précisément au rapport qui existe entre les solitons (objets mathématiques) et les impulsions produites par un laser.

Les théories les plus récentes [28, 29] portant sur les lasers femtosecondes introduisent l'automodulation de phase et la dispersion de vitesse de groupe dans les équations traduisant l'évolution de l'impulsion sur un seul tour de cavité. La forme mathématique de ces équations a conduit à parler de "mécanisme de mise en forme de type soliton" ("soliton-type shaping mechanism" [29]). Les auteurs ont alors montré que la fonction  $I(t) = 1/ch^2(t)$  décrivant le profil temporel en intensité du soliton d'ordre 1 (ou soliton fondamental) est une solution des équations citées plus haut. Par ailleurs, les équipes travaillant dans le domaine des télécommunications optiques ont montré un grand intérêt pour la propagation de solitons dans un milieu non-linéaire ne présentant ni perte ni gain. C'est ainsi que les premiers effets solitons optiques ont pu être observés :

- solitons temporels lors de la propagation d'impulsions lumineuses dans des fibres optiques monomodes et à des longueurs d'ondes supérieures à  $1.3 \mu\text{m}$  [70],

- solitons spatiaux lors de la propagation autoguidée de faisceaux lumineux dans un milieu non linéaire [71].

Pourtant le caractère soliton des impulsions produites par un laser femtoseconde n'avait jamais été prouvé expérimentalement.

Dans ce chapitre nous allons montrer que la propagation dans un milieu présentant de la dispersion de vitesse de groupe et de l'automodulation de phase est gouvernée par une équation non linéaire appelée équation non linéaire de Schrö-



dingier. Il existe un très grand nombre de solutions de cette équation et nous nous limiterons à l'étude de certaines d'entre elles : les solutions présentant un profil temporel symétrique et parmi elles les solutions présentant un profil initial en  $1/\text{ch}(t)$ .

Ensuite, nous montrerons de façon explicite que les impulsions femtosecondes provenant des lasers à blocage de modes passif sont des solitons en nous intéressant de près à un régime de fonctionnement particulier du laser. Nous montrerons que ce régime, jusque là considéré comme une zone instable du laser, est en fait caractéristique d'un soliton d'ordre supérieur. Pour cela, nous ferons quelques rappels sur la théorie des solitons et son application en optique. En utilisant les résultats qui en découlent nous expliquerons les observations expérimentales obtenues en régime "soliton d'ordre supérieur". Nous pourrions alors obtenir des indications sur certains paramètres du laser (dispersion de vitesse de groupe et "indice non linéaire équivalent") difficiles à atteindre par d'autres techniques.

## IV.2. PROPAGATION DANS UN MILIEU NON-LINEAIRE

### 4.2.1. Effet Kerr Optique

Lorsqu'un champ électromagnétique très intense traverse un matériau, il peut modifier les propriétés physiques de ce matériau (par exemple en déformant les nuages électroniques). La susceptibilité diélectrique du matériau devient dépendante du champ optique. Pour décrire l'interaction du rayonnement lumineux et du milieu matériel, on développe le vecteur de polarisation induit par l'onde électromagnétique en puissance du champ électrique. On trouvera dans la référence [72] le traitement complet du cas général.

Pour notre part, nous nous contenterons d'un cas très particulier. Nous supposons que le terme prépondérant dans le développement limité du vecteur polarisation est le terme d'ordre trois. De plus, nous ferons l'hypothèse que le champ optique incident est polarisé rectilignement selon l'axe  $Ox$ .

Sa fréquence est notée  $\omega$ . Enfin, nous ne nous intéresserons qu'au terme du vecteur polarisation vibrant à la même fréquence  $\omega$  que le champ excitateur.

Cette composante du vecteur polarisation représente l'effet Kerr optique.

On peut écrire le champ incident de vecteur d'onde  $k$  sous la forme :

$$\vec{E} = (E_x, 0, 0) \quad \text{avec} \quad E_x = A e^{ikz} e^{-i\omega t} \quad (4.1)$$

$A$  est réel et la dimension de  $A^2$  est celle d'une intensité lumineuse. La seule composante  $P_x$  du vecteur de polarisation représentant l'effet Kerr optique dans un milieu transparent s'écrit alors :

$$P_x = 3 \chi^{(3)} A^2 (A e^{ikz}) e^{-i\omega t} \quad (4.2)$$

où  $\chi^{(3)}$  est le terme du tenseur de susceptibilité non linéaire d'ordre trois correspondant à l'effet Kerr optique.

L'équation de propagation non linéaire du champ électrique s'écrit alors [72].

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = \frac{i}{2} \frac{2\pi}{\lambda} P_x \quad (4.3)$$

où :

$\lambda = 2\pi/k$  est la longueur d'onde du champ optique dans le vide.

En utilisant (4.2), on obtient :

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = i \frac{3 \chi^{(3)}}{2} |E_x|^2 E_x \quad (4.4)$$

L'expression (4.4) montre que l'effet Kerr se traduit par une variation auto-induite de la phase de l'onde lumineuse. Cette modulation de phase peut être écrite comme une variation de l'indice de réfraction  $n$  du matériau induite par le champ électromagnétique qui le traverse :

$$n = n_0 + n_2 |E|^2 \quad (4.5)$$

$n_2$  est appelé indice non-linéaire du milieu. D'après cette relation, on voit que  $n_2$  a la dimension de l'inverse d'une densité de puissance et s'exprime en  $\text{cm}^2/\text{W}$ . Il faut noter que d'autres auteurs [73] utilisent une définition légèrement différente basée sur l'expression du champ en unité, e.s.u. On obtient alors :

$$n = n_0 + \frac{1}{2} n'_2 |E|^2 \quad (4.6)$$

où  $n'_2$  est exprimé en  $\text{cm}^2/\text{Volt}^2$  (ou e.s.u.). L'intensité lumineuse vaut alors :

$$I = \frac{1}{8\pi} cn |E|^2 \quad (4.7)$$

avec  $c$  la vitesse de la lumière, d'où la relation liant les deux systèmes d'unités.

$$n_2 (\text{cm}^2/\text{W}) = 10^7 \cdot \frac{4\pi}{n_0 c} n'_2 (\text{cm}^2/\text{Volt}^2) \quad (4.8)$$

On trouvera sur la table 8 des exemples de valeurs de  $n_2$  pour différents matériaux liquides et solides. Dans le cas des liquides, l'effet Kerr peut avoir plusieurs origines (électroniques, réorientations moléculaires...) [74]. Ces différentes causes ont des temps de relaxation très différents indiqués dans la même table.

En reprenant la formule (4.5), on peut écrire le déphasage auto-induit par effet Kerr, lorsque l'amplitude du champ électrique dépend du temps (cas d'une impulsion).

$$\delta v(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d(\delta\varphi)}{dt} = \frac{n_2 z}{\lambda} \frac{d}{dt} |E(t)|^2 \quad (4.10)$$

On observe donc un décalage vers les hautes fréquences de l'avant de l'impulsion et vers les basses fréquences de l'arrière pour tous les matériaux habituels ( $n_2 > 0$ ).

$n_2$  mesuré à 694.3 nm<sup>11</sup>

Material	$n_o$	$n_2 \cdot 10^{11}$ esu	$\alpha$ (cm <sup>-1</sup> )
Carbon disulfide	1.61	1.20	$10^3$
Nitrobenzene	1.55	0.86	
<i>n</i> -Chloronaphtalene	1.63	0.86	
Toluene	1.43	0.30	
Benzene	1.49	0.125	
Acetic acid	1.37	0.074	
Chloroform	1.44	0.058	
Acetone	1.35	0.043	
Aqueous solution (5M) of			
N <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	1.39	0.033	
N <sub>2</sub> O <sub>2</sub>	1.33	0.022	
NH <sub>4</sub> NO <sub>3</sub>	1.33	0.020	
NaClO <sub>3</sub>	1.40	0.020	
Carbon tetrachloride	1.45	0.02	
Cyclohexane	1.44	0.013	
Water	1.33	0.009	

 $n_2$  mesuré à 1.06  $\mu$ m<sup>12,13</sup>

Material	$n_o$	$n_2 \cdot 10^{11}$ esu
CS <sub>2</sub>	1.594	1.10
SF-6 silicate glass	1.77	0.090
	1.805	0.56 <sup>C</sup>
	1.805	0.0914
La <sub>2</sub> Be <sub>2</sub> O <sub>5</sub> :Nd	2.0 - 2.05	0.0597
PbF <sub>2</sub>	1.769	0.0494
Y <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub> garnet < 111 >	1.835	0.0317
		0.0347
		0.0278 <sup>C</sup>
Lucite	1.49	0.0274
FR-5 silicate (Tb) glass	1.686	0.0209
C2828 silicate glass	1.53	0.0208
FR-4 phosphate (Ce) glass	1.572	0.0196
C835 silicate glass	1.50	0.0183
C1020 glass	1.50	0.0183
EY-1 silicate (Tb) glass	1.626	0.0177
CeF <sub>3</sub> (tysonite)	1.60	0.0155
ED-2 silicate glass	1.555	0.0152
	1.572	0.0142
LaF <sub>3</sub> (tysonite)	1.603 <sup>O</sup>	0.0151
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> :Cr ruby	1.768 <sup>O</sup>	0.0148
CdF <sub>2</sub>	1.576	0.0146
BK-7 borosilicate glass	1.517	0.0124
NaCl	1.544	0.0122
LHG-5 phosphate glass	1.541	0.0116
Q-88 phosphate glass	1.536	0.0114
FK-5 fluorosilicate glass	1.487	0.0107
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	1.768 <sup>O</sup>	0.0106
KH <sub>2</sub> PO <sub>4</sub>	1.468 <sup>E</sup>	0.0102
LHG-6 phosphate glass	1.532	0.0101
BaF <sub>2</sub>	1.475	0.0100
4000 fused silica	1.458	0.0095

c: circular polarization  
e: extraordinary wave  
o: ordinary wave

Liquid	$n_2(10^{-13}$ esu)
Acetone	7.7
Acetonitrile	9.5
Benzene	60
Carbon disulfide	200
Carbon tetrachloride	5.3
Chloroform	10.6
Cyclohexane	3.9
Decane*	15.3
1-decanol*	3.9
1,2-dichloroethane	12.5
Ethanol	2.5
Ethylene bromide	34.3
Ethyl iodide	22.6
Formic acid	10
Glycerin	2.5
Hexadecane*	15.5
Methanol	2.2
Nitrobenzene*	250
<i>m</i> -nitrotoluene*	270
Octane	5.5
1-octanol*	4.1
Pentane	4.2
1-propanol	2.7
Salol*	460
Succinonitrile*	25
Toluene	60
1,1,1-trichloroethane	8.2
Trichloroethylene	36.1
Water	1.3

\* With noticeable slow decay.

Table 8: Valeur de l'indice non lineaire  $n_2$   
de differents materiaux

lire de "Optical Engineering  
vol. 20 n°2 p220 (1981)"  
et "Phys. Rev. A vol. 20  
n°5 (1979) p 2170"

#### 4.4.2. Dispersion de vitesse de groupe

Dans ce qui précède, nous n'avons pas considéré de dépendance spectrale du milieu non linéaire traversé. Dans la réalité, l'indice du milieu dépend fortement de la longueur d'onde. Ceci se traduit par un déphasage à la traversée du milieu qui va varier avec la longueur d'onde (ou la fréquence optique). Le développement limité de ce déphasage donné par l'équation (3.49) peut se traduire par un développement limité de la constante de propagation autour de la fréquence centrale  $\omega_0$  :

$$k = \frac{\omega}{c} n(\omega) \simeq k_0 + k'_0 (\omega - \omega_0) + \frac{k''_0}{2} (\omega - \omega_0)^2 \quad (4.11)$$

avec :

$$k_0 = \frac{\omega_0 n(\omega_0)}{c} ; \quad k'_0 = \left( \frac{dk}{d\omega} \right)_{\omega=\omega_0}$$

et :

$$k''_0 = \left( \frac{d^2 k}{d\omega^2} \right)_{\omega=\omega_0}$$

Le terme  $\frac{k''_0}{2} (\omega - \omega_0)^2$  correspond à la dispersion de vitesse de groupe déjà étudiée plus haut (Chapitre III). Les solitons optiques ayant été étudiés essentiellement dans les fibres optiques, il est pratique de relier ce coefficient

$$k''_0 = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}$$

au paramètre de dispersion D usuellement utilisé

dans les fibres. D exprime la durée séparant deux paquets d'onde de longueur d'onde différent de 1 nm après propagation dans un kilomètre de matériau dispersif. L'unité de D est la ps/nm.km.

On peut relier ce paramètre D au coefficient  $k''_0$  en cal-

culant le retard  $\tau_D$  qui sépare l'arrivée des deux paquets d'onde définis ci-dessus :

$$\tau_D = \frac{\partial}{\partial \omega} \left( \frac{1}{V_g} \right) \cdot \Delta \omega \cdot \Delta L \quad (4.12)$$

où :

$V_g$  est la vitesse de groupe à la fréquence  $\omega$ ,  
 $\Delta \omega$  est la différence entre les fréquences centrales des deux paquets d'onde, et  $\Delta L$  est la longueur parcourue en km.

Avec la définition de la vitesse de groupe :

$$\frac{1}{V_g} = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}$$

on obtient :

$$\tau_D = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \cdot \Delta \left( \frac{2\pi c}{\lambda} \right) \Delta L = \frac{-2\pi c}{\lambda^2} k''_0 \cdot \Delta \lambda \cdot \Delta L \quad (4.13)$$

où  $\lambda$  représente la longueur d'onde de l'un des paquets d'onde. Finalement  $|D|$  peut s'écrire :

$$|D| = \left| \frac{\tau_D}{\Delta \lambda \cdot \Delta L} \right| = \frac{2\pi c}{\lambda^2} |k''_0| \quad (4.14)$$

#### IV.3. L'EQUATION NON-LINEAIRE DE SCHRODINGER

En nous basant sur une méthode utilisée par A. Barthélémy [75, 76], nous allons retrouver l'équation de propagation d'une impulsion lumineuse en présence de dispersion chromatique et d'automodulation de phase dans un milieu sans gain ni perte. Nous supposons que toutes les variations dues à la traversée d'une petite tranche d'épaisseur  $dZ_1$  de milieu non linéaire sont faibles. Nous négligerons les termes d'ordre supérieur à 1 en  $dZ_1$  dans les équations. Cette hypothèse connue sous le nom "d'enveloppe lentement variab-

le" traduit le fait que l'amplitude du champ varie peu à l'échelle d'une période de la porteuse (ou que l'étendue spectrale de l'impulsion est très faible par rapport à la fréquence centrale de l'impulsion  $\frac{\Delta\nu}{\nu_0} \ll 1$ ).

Nous allons décomposer le milieu non linéaire en petites tranches présentant successivement de l'automodulation de phase puis de la dispersion de vitesse de groupe. Nous allons écrire le champ optique sous la forme :

$$\xi(Z_1, t_1) = E(Z_1, t_1) \exp[-i(\omega_0 t_1 - k_0 \cdot Z_1)] \quad (4.15)$$

Après la traversée d'une épaisseur  $dZ_1$  de matériau uniquement dispersif le champ devient (voir Chapitre III) :

$$\xi_d(Z_1 + dZ_1, t_1) = \text{TF}^{-1} \{ \text{TF} [\xi(Z_1, t_1)] \cdot \exp(i\varphi(dZ_1, \omega)) \} \quad (4.16)$$

avec :

$$\varphi(dZ_1, \omega) = k \cdot dZ_1 = \left[ k_0 + \left( \frac{dk}{d\omega} \right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left( \frac{d^2k}{d\omega^2} \right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 \right] dZ_1 \quad (4.17)$$

De même la traversée d'une tranche  $dZ_1$  de matériau dans laquelle le champ subit uniquement une automodulation de phase peut s'écrire :

$$\xi_a(Z_1 + dZ_1, t_1) = \xi(Z_1, t_1) \exp \left[ 2\pi n_2 |\xi(Z_1, t_1)|^2 \frac{dZ_1}{\lambda_0} \right] \quad (4.18)$$

où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde dans le vide.

La perturbation subie par une impulsion traversant un milieu d'épaisseur  $dZ_1$  qui présente simultanément de la dispersion chromatique et de l'automodulation de phase est supposée équivalente à celle provoquée par la traversée de deux tronçons d'épaisseur  $dZ_1$  et présentant l'un de l'automodulation de phase et l'autre de la dispersion. A la sortie de ce

tronçon hybride équivalent, le champ  $\xi + d\xi$  peut s'écrire :

$$\xi(Z_1, t_1) + d\xi(Z_1, t_1) = \text{TF}^{-1} \left\{ \exp(i\varphi(dZ_1, \omega)) \cdot \text{T.F.} \left[ \xi(Z_1, t_1) \exp \left( i 2\pi n_2 |\xi(Z_1, t_1)|^2 \frac{dZ_1}{\lambda_0} \right) \right] \right\} . \quad (4.19)$$

Pour de petits  $dZ_1$  on peut approximer les termes de phase exponentiels par leurs développements limités au premier ordre :

$$\exp(i\varphi) = 1 + i\varphi .$$

En utilisant les correspondances entre l'espace des fréquences et celui des temps :

$$(\omega - \omega_0) \xleftrightarrow{\text{T.F.}} i \frac{\partial}{\partial t_1}$$

et :

$$(\omega - \omega_0)^2 \xleftrightarrow{\text{T.F.}} - \frac{\partial}{\partial t_1^2} ,$$

on obtient à partir de (4.15) :

$$\frac{\partial \xi(Z_1, t_1)}{\partial Z_1} = \left[ \frac{\partial E}{\partial Z_1}(Z_1, t_1) + ik_0 E(Z_1, t_1) \right] \times \exp[-i(\omega_0 t_1 - k_0 Z_1)] \quad (4.20)$$

et à partir de (4.19) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \xi(Z_1, t_1)}{\partial Z_1} &= i \frac{2\pi}{\lambda} n_2 |E(Z_1, t_1)|^2 \xi(Z_1, t_1) \\ &+ i \left\{ k_0 E(Z_1, t_1) + i k'_0 \frac{\partial E}{\partial t_1}(Z_1, t_1) - \frac{1}{2} k''_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t_1^2}(Z_1, t_1) \right\} \cdot \\ &\exp[-i(\omega_0 t_1 - k_0 Z_1)] \quad (4.21) \end{aligned}$$



En égalant ces deux expressions on aboutit à l'équation d'évolution de l'enveloppe  $E(Z_1, t_1)$  notée  $E$  de l'impulsion :

$$-i \left( k'_0 \frac{\partial E}{\partial t_1} + \frac{\partial E}{\partial Z_1} \right) = -\frac{1}{2} k''_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t_1^2} + \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 |E|^2 \cdot E \quad (4.22)$$

On fait les changements de variables suivants :

$$t = (t_1 - Z_1/V_g)/T \quad (4.23)$$

$$Z = |k''_0| Z_1/T^2 \quad (4.24)$$

$$E' = \left[ 2\pi \frac{n_2}{\lambda_0 |k''_0|} \right]^{1/2} T \cdot E \quad (4.25)$$

où

$$v_g^{-1} = \left( \frac{\partial k}{\partial \omega} \right)_{\omega_0} = k'_0$$

$$k''_0 = \left( \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_0}$$

et  $T$  est une constante de normalisation qui a la dimension d'un temps.

Deux cas se présentent alors suivant le signe du produit  $n_2 k''_0$ . Les matériaux transparents habituellement utilisés en optique ont tous un indice non linéaire positif (Il existe néanmoins des composés organiques qui peuvent présenter un coefficient  $n_2$  négatif [77]. Ils restent cependant tout à fait exceptionnels). Il est donc habituel de séparer les régimes de dispersion normale ( $k''_0 > 0$ ) et anormale ( $k''_0 < 0$ ). Il faut noter que pour la plupart des matériaux transparents le domaine de longueur d'onde visible correspond à une zone de dispersion normale. L'équation (4.22) devient donc :

$$-i \frac{\partial E'}{\partial Z} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 E'}{\partial t^2} + |E'|^2 \cdot E' \quad \text{si } k''_0 > 0 \quad (4.26)$$

ou :

$$-i \frac{\partial E'}{\partial Z} = 1/2 \frac{\partial^2 E'}{\partial t^2} + |E'|^2 \cdot E' \quad \text{si } k''_0 < 0 \quad . \quad (4.27)$$

Ces équations sont connues sous le nom d'équations non linéaires de Schrödinger (ou équations de Schrödinger à non linéarité cubique [75]). Elles font partie des rares équations non linéaires que l'on ait pu résoudre analytiquement. La résolution mathématique due à V.E. Zakharov et A.B. Shabat [78, 79] est basée sur la méthode de diffusion inverse. Cette méthode est relativement complexe et nous nous contenterons ici d'en utiliser certains résultats pour le cas  $k''_0 < 0$ . Dans un souci de clarté, nous avons choisi de conserver la variable  $t$  pour désigner le temps écoulé dans un repère lié à l'impulsion et la variable  $Z$  pour désigner le déplacement de ce repère dans le milieu non linéaire (Figure 52). Ces notations sont différentes de celles qui sont généralement utilisées. En particulier Zakharov et Shabat [78], Satsuma et Yajima [80], Haus et Islam [81] utilisent la variable  $t$  pour noter la distance normalisée parcourue dans le milieu non-linéaire et  $x$  pour noter le temps dans le repère propre à l'impulsion.

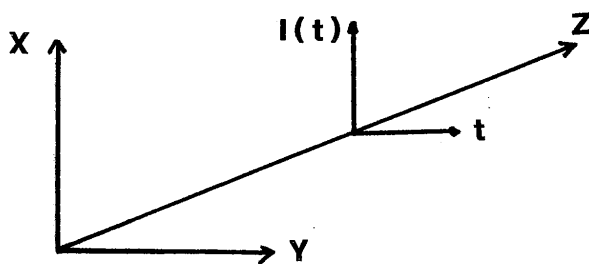


Figure 52 : Repères temporel et spatial utilisés dans ce mémoire.

#### IV.4 - RESOLUTION DE L'EQUATION NON-LINEAIRE DE SCHRODINGER

Nous allons reprendre ici quelques calculs développés par Zakharov et Shabat. D'une manière générale, on appelle "soliton brillant" toute solution  $u(Z,t)$  de l'équation :

$$-i \left( \frac{\partial u}{\partial Z} \right) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + |u|^2 u \quad (4.28)$$

Cette équation correspond à l'équation (4.27), c'est-à-dire, à la propagation en régime de dispersion anormale. La solution la plus connue est le soliton fondamental ou soliton d'ordre 1 :

$$u(Z,t) = 2\eta_1 \frac{e^{i2\eta_1^2 Z}}{\text{ch}(2\eta_1 t)} \quad (4.29)$$

où  $\eta_1$  est une constante dont nous verrons la signification plus loin. Elle correspond à une impulsion qui se déplace sans aucune déformation dans le milieu non linéaire et qui subit seulement un déphasage progressif au fur et à mesure de sa propagation.

Il existe en réalité une infinité de solutions de l'équation non-linéaire de Schrödinger. Zakharov et Shabat ont montré que la résolution de cette équation peut se ramener à la recherche des valeurs propres  $\zeta_j$  d'un système d'équations différentielles couplées.

Les valeurs propres obtenues, appelée "pôles" du soliton, sont en général complexes. On les note :  $\zeta_j = \xi_j + i\eta_j$ . Un soliton d'ordre 1 est caractérisé par un pôle unique. Un soliton d'ordre N sera caractérisé par N pôles. Les solutions de l'équation non linéaire de Schrödinger sont entièrement caractérisées par la position dans le champ complexe de leurs pôles  $\zeta_j$  et par la valeur des résidus  $c_j$  correspondants.

On définit [81] les quantités à  $Z = 0$  :

$$\lambda_j = \sqrt{c_j} e^{i \zeta_j t} \quad (4.30)$$

La solution  $u(t, z = 0)$  est alors obtenue par :

$$u(t) = -2 \sum_{k=1}^N \lambda_k^* \phi_{2k}^* \quad (4.31)$$

où les fonctions  $\phi_{2j}$  sont données par [78, eq. 17'] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_{1j} + \sum_{k=1}^N \frac{\lambda_j \lambda_k^*}{\zeta_j - \zeta_k^*} \phi_{2k}^* = 0 \quad (4.32) \\ \text{et} \\ - \sum_{k=1}^N \frac{\lambda_k \lambda_j^*}{\zeta_j^* - \zeta_k} \phi_{1k} + \phi_{2j}^* = \lambda_j^* \quad (4.33) \end{array} \right.$$

En un point quelconque d'abscisse  $Z$  du milieu non linéaire, on obtient la valeur de  $u(Z, t)$  en utilisant les relations (4.31) à (4.35) avec :

$$\lambda_j = \sqrt{c_j} \exp\left\{-\eta_j(t + 4 \xi_j Z) + i[\xi_j t + 2(\xi_j^2 - \eta_j^2) Z]\right\} \quad (4.34)$$

*N.B. : Nous avons gardé les termes "pôles" et "résidus" introduits par Zakharov et Shabat [78]. A chaque ensemble de pôles et de résidus correspond une solution stable unique.*

Les paramètres  $\eta_j$  et  $\xi_j$  qui fixent la position des pôles ont une signification physique.  $\xi_j$  caractérise la vitesse de propagation de l'enveloppe du soliton qui lui est associée et  $\eta_j$  l'énergie de ce soliton. On peut ainsi diviser les solutions obtenues par les équations (4.31) à (4.34) en deux classes. La première correspond au cas où tous les pôles sont alignés sur une droite parallèle à l'axe imaginaire. On parle alors d'états liés ou de solitons d'ordre  $N$ . Les solitons ainsi obtenus sont stables par propagation. Ce sont ceux qui nous intéresseront exclusivement ici. L'autre classe comprend les solutions dont les pôles n'ont pas tous

la même partie réelle  $\xi_j$ . L'énergie a tendance à s'étaler temporellement au fur et à mesure de la propagation. Les solutions ainsi obtenues ne sont pas stables et tendent à disparaître lorsque  $Z \rightarrow \infty$ .

On peut réduire le système de  $2N$  équations donnant l'évolution d'un soliton d'ordre  $N$  en supposant que tous les pôles sont situés sur l'axe imaginaire. Si cela n'était pas le cas, un simple changement de repère permettrait de revenir dans un repère se déplaçant dans le milieu à une vitesse telle que les parties réelles des pôles soient nulles. En éliminant les termes en  $\psi_{1j}$  de 4.32 et 4.33, on obtient  $N$  équations à  $N$  inconnues  $(\lambda_j^* \psi_{2j}^*)$  :

$$\lambda_j^{*2} \sum_{\rho=1}^N \frac{\lambda_k^2}{(\eta_j + \eta_k)(\eta_k + \eta_\rho)} \lambda_\rho^* \psi_{2\rho}^* + \lambda_j^* \psi_{2j}^* = \lambda_j^{*2}. \quad (4.35)$$

Pour chaque ensemble  $\{\eta_j, c_j\}$ , on obtient un état soliton lié. Son énergie est égale à :  $4 \sum_{k=1}^N \eta_k$ . Il faut remarquer que même pour une énergie totale donnée, il existe encore un nombre infini de solutions. Si on se limite aux solutions symétriques autour du point  $t = 0$ , on obtient une relation liant les résidus  $c_j$  et les pôles  $\zeta_j$  [81] :

$$\sqrt{c_j} = \left[ \frac{\prod_{k=1}^N (\eta_j + \eta_k)}{\prod_{\substack{k=1 \\ k \neq j}}^N |\eta_k - \eta_j|} \right]^{1/2}. \quad (4.36)$$

Le nombre de solutions pour obtenir un soliton d'ordre  $N$  reste néanmoins toujours infini.

Toutes ces solutions ont des points communs. En particulier, il faut remarquer que le terme de phase des  $\lambda_j$  est

proportionnel à  $\eta_j^2$ . On peut alors montrer [78] que la solution  $u(Z,t)$  correspondant à un soliton d'ordre  $N$  est caractérisée par  $N$  fréquences. En pratique l'enveloppe du soliton d'ordre  $N$  présente des variations périodiques correspondant aux battements des termes de phase des  $N$  états liés qui le forment. Les périodes correspondantes sont alors données par :

$$T_{j,k} = \frac{\pi}{(\eta_j^2 - \eta_k^2)} \quad (4.37)$$

La plus grande d'entre elles correspond à la distance parcourue dans le milieu non linéaire pour laquelle le soliton retrouve exactement sa forme initiale. On l'appelle période fondamentale.

#### IV.5 - ETUDE DE QUELQUES SOLITONS BRILLANTS

Après ces considérations générales sur les solitons, nous allons donner quelques exemples plus précis.

##### 4.5.1. Les solitons symétriques

Un premier cas très fréquemment rencontré est celui des impulsions présentant un profil temporel symétrique ( $u(0,t) = u(0,-t)$ ). D'après la forme de l'équation non linéaire de Schrödinger, on voit qu'une impulsion initialement symétrique reste symétrique tout au long de sa propagation ( $u(z,t) = u(z,-t)$ ). On peut alors obtenir à partir des formules (4.31-4.35) les expressions analytiques des solitons d'ordre 1 et 2 présentant des profils symétriques :

$$N = 1$$

$$u(z,t) = 2\eta_1 \frac{e^{i2\eta_1^2 z}}{\text{ch } 2\eta_1 t} \quad (4.38)$$

$N = 2$

$$U(z, t) = \frac{A(z, t)}{B(z, t)} \quad \text{avec :}$$

$$A(z, t) = \frac{4\eta_1 (\eta_1 + \eta_2)}{(\eta_2 - \eta_1)} e^{i2\eta_1^2 Z} \left\{ \text{ch}(2\eta_2 t) + \frac{\eta_2}{\eta_1} \text{ch}(2\eta_1 t) e^{2i(\eta_2^2 - \eta_1^2) Z} \right\}$$

et

$$B(z, t) = \text{ch}(2(\eta_1 + \eta_2) t) + \left( \frac{\eta_1 + \eta_2}{\eta_2 - \eta_1} \right)^2 \text{ch}(2(\eta_1 - \eta_2) t) + \left( \frac{\eta_1 + \eta_2}{\eta_2 - \eta_1} \right)^2 \text{ch}(2(\eta_2 - \eta_1) t) + \frac{4 \eta_1 \eta_2}{(\eta_2 - \eta_1)^2} \cos \left[ 2(\eta_2^2 - \eta_1^2) Z \right] \quad (4.39)$$

Pour les solitons d'ordre supérieur à deux, les calculs deviennent trop longs. On préfère alors résoudre numériquement les équations du système (4.35).

On peut déjà faire quelques remarques sur ces expressions.

Tout d'abord le soliton d'ordre 1 présente une enveloppe dont la forme en  $1/\text{ch}$  ne dépend pas de  $Z$  (Figure 53). Seule sa phase change. La distance correspondant à une rotation de  $2\pi$  de la phase est :

$$T_1 = \frac{\pi}{\eta_1^2} \quad (4.40)$$

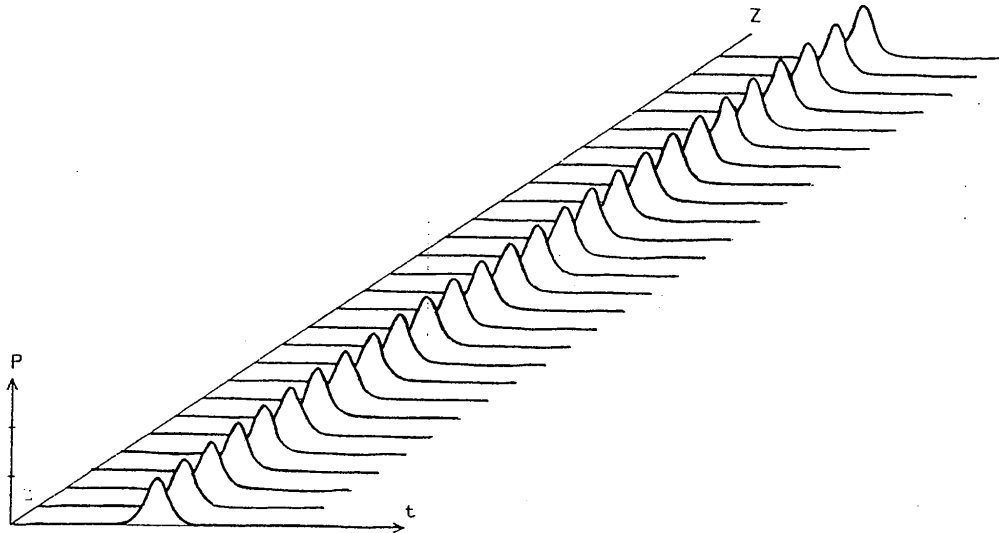


Figure 53 : Evolution temporelle du soliton fondamental.

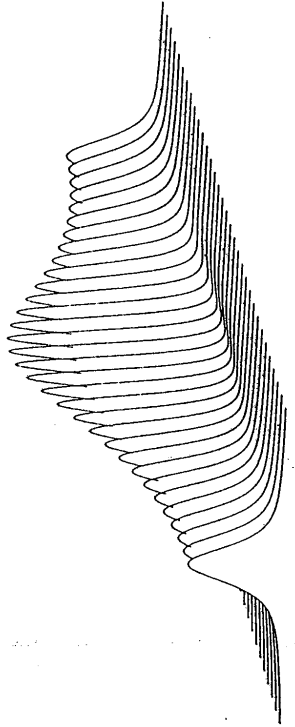
Il existe un continuum de solitons d'ordre 2, chaque soliton étant caractérisé par deux pôles imaginaires purs. Les résidus sont fixés par la relation (4.36). La figure 54 présente l'évolution sur une période fondamentale de quelques solitons d'ordre 2 symétriques. L'énergie du soliton est constante dans tous les cas (nous avons choisi arbitrairement  $\eta_1 + \eta_2 = 2$ ), et seules changent les positions relatives des deux pôles  $i\eta_1$  et  $i\eta_2$ . On retrouve ici aussi un comportement périodique de l'enveloppe du soliton avec une période donnée par :

$$T_2 = \frac{\pi}{|\eta_1^2 - \eta_2^2|} \quad (4.41)$$

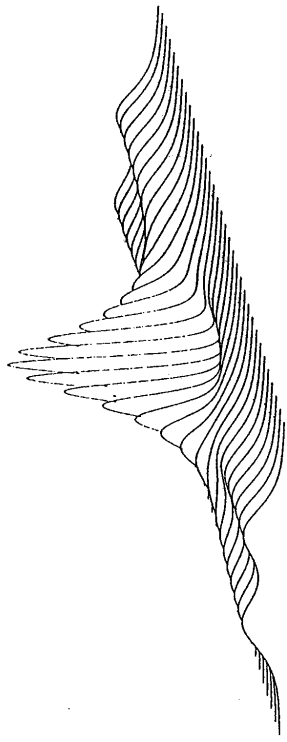
La figure 55 montre l'évolution des spectres des solitons d'ordre 2 présentés sur la Figure 54. Il faut remarquer



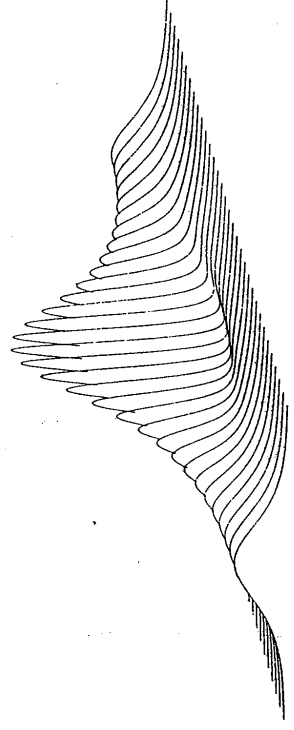
N1 = .33  
N2 = 1.66



N1 = .66  
N2 = 1.33



N1 = .5  
N2 = 1.5



N1 = .9  
N2 = 1.1

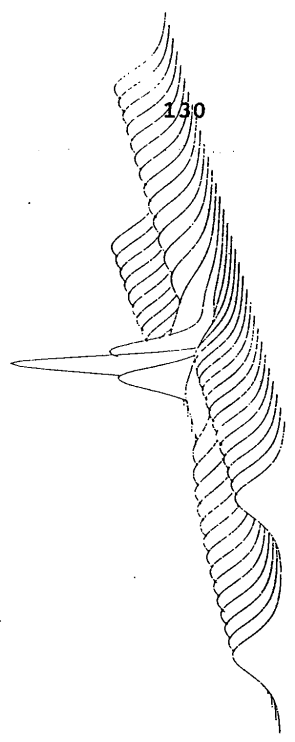
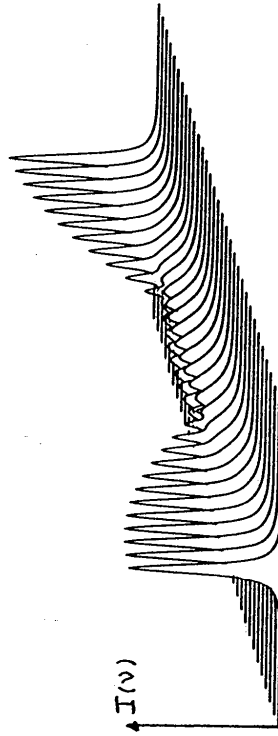
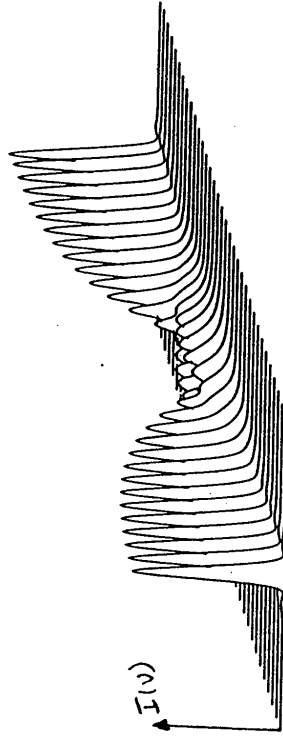


Fig.54: Evolution temporelle de solitons d'ordre 2 pour differentes valeurs N1 et N2

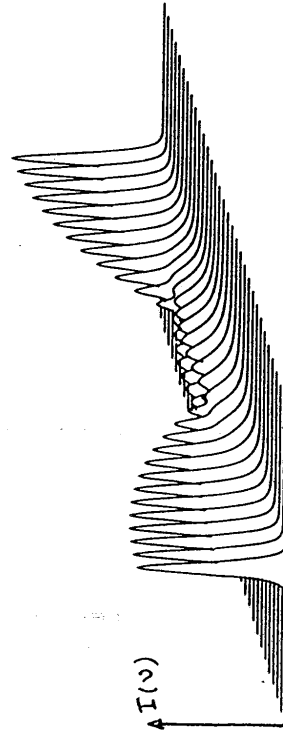
$N1 = .33$   
 $N2 = 1.66$



$N1 = .66$   
 $N2 = 1.33$



$N1 = .5$   
 $N2 = 1.5$



$N1 = .9$   
 $N2 = 1.1$

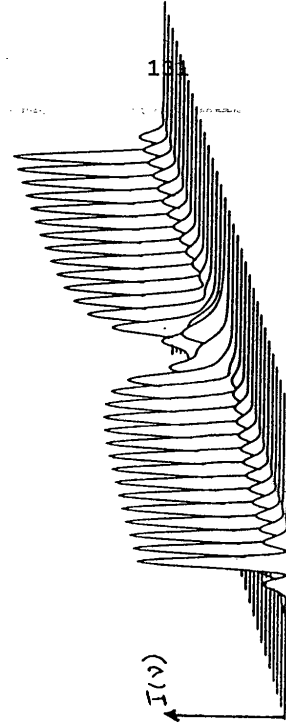


Fig.55: Evolution spectrale de solitons d'ordre 2 pour différents poles  $N1$  et  $N2$ .

que le spectre du soliton peut devenir au cours de sa propagation plus large qu'il ne l'était à l'entrée du milieu non linéaire. Cet élargissement spectral est dû à l'automodulation de phase qui crée de nouvelles fréquences dans le spectre de l'impulsion. Il correspond à une diminution de la durée de l'impulsion. Il faut noter néanmoins que, sauf en des points particuliers qui sont le début et le milieu de la période, le profil de l'impulsion n'est pas l'exact transformée de Fourier de son spectre. En d'autres mots, il existe une modulation de fréquence le long du profil de l'impulsion (impulsion "chirpée"). Nous verrons par la suite que tous les solitons d'ordre supérieur ( $N \geq 2$ ) sont chirpés sauf en leurs points de symétrie qui sont les débuts et milieux de période.

En partant de la formule (4.39), on peut écrire le soliton d'ordre 2 sous la forme :

$$U(Z,t) = R(Z,t) e^{i\varphi(Z,t)} \quad (4.42)$$

avec :

$$R(Z,t) = |u(Z,t)|$$

et :

$$\varphi(Z,t) = \text{Arctg} \left\{ \frac{\eta_1 \cosh(2\eta_2 t) \cos(2\eta_1^2 Z) + \eta_2 \cosh(2\eta_1 t) \cos(2\eta_2^2 Z)}{\eta_1 \cosh(2\eta_2 t) \sin(2\eta_1^2 Z) + \eta_2 \cosh(2\eta_1 t) \sin(2\eta_2^2 Z)} \right\} \quad (4.43)$$

La fréquence instantanée est alors donnée par :

$$v(Z,t) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \quad (4.44)$$

En utilisant le fait que :

$$\frac{\partial}{\partial t} \text{tg}[\varphi(Z,t)] = (1 + \text{tg}^2 \varphi) \frac{\partial \varphi}{\partial t} \quad (4.45)$$

on obtient :

$$2\pi v(Z,t) = \frac{1}{1 + \text{tg}^2(Z,t)} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \text{tg}[\varphi(Z,t)] \quad (4.46)$$

soit :

$$2\pi v(Z, t) = \frac{N(Z, t)}{D(Z, t)}$$

avec :

$$N(Z, t) = 2\eta_1 \eta_2 \sin \left[ 2 \left( \eta_1^2 - \eta_2^2 \right) Z \right] \\ \left( \eta_1 \cosh(2\eta_1 t) \sinh(2\eta_2 t) - \eta_2 \cosh(2\eta_2 t) \sinh(2\eta_1 t) \right)$$

et :

$$D(Z, t) = \eta_1^2 \cosh^2(2\eta_2 t) + \eta_2^2 \cosh^2(2\eta_1 t) \\ + 2\eta_1 \eta_2 \cosh(2\eta_1 t) \cosh(2\eta_2 t) \cos \left( 2 \left( \eta_1^2 \eta_2^2 \right) Z \right) \quad (4.47).$$

La relation (4.47) montre bien l'existence d'un chirp (variation de  $v$  avec  $t$ ) qui s'annule lorsque :

$$Z = \frac{n\pi}{2 \left| \eta_1^2 - \eta_2^2 \right|} \quad ; \quad n \in \mathbb{N} \quad (4.48)$$

c'est-à-dire, aux débuts et milieux de la période  $T_2$ .

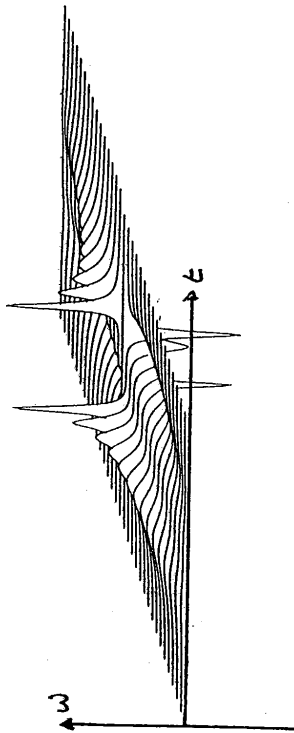
La figure 56 présente les chirps correspondant aux solitons des figures 54 et 55.

Il faut remarquer que le signe du chirp (i.e. le signe de  $\frac{dv}{dt}$ ) s'inverse au milieu de la période  $T_2$ . Les impulsions présentent donc le même profil temporel aux points  $Z$  et  $T_2 - Z$  mais leur chirp est inversé. Ceci reste vrai pour les solitons d'ordre supérieur.

Nous allons maintenant présenter les propriétés d'une classe très particulière de solitons mais à laquelle ont trait la quasi-totalité des publications actuelles sur les solitons optiques. La raison en est que : d'une part, les calculs sont grandement simplifiés pour ces solitons particuliers et que, d'autre part, leur forme en début de période correspond approximativement aux profils mesurés expérimentalement pour les impulsions produites par les lasers (lasers picosecondes, diodes lasers, lasers femtosecondes, etc...). De plus, nous verrons plus loin qu'un rapprochement peut être fait entre ces solitons particuliers et le fonc-

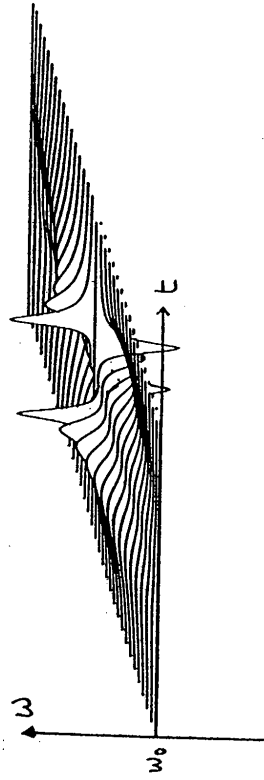
$N1 = .33$

$N2 = 1.66$



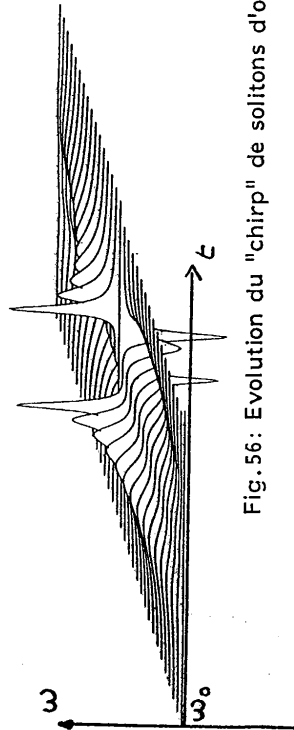
$N1 = .66$

$N2 = 1.33$



$N1 = .5$

$N2 = 1.5$



$N1 = .9$

$N2 = 1.1$

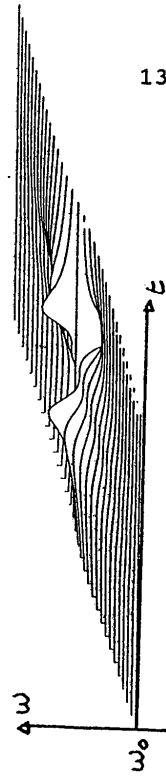


Fig. 56: Evolution du "chirp" de solitons d'ordre 2 pour differents poles  $N1$  et  $N2$ .

tionnement de notre laser femtoseconde. Il a paru donc important de présenter un peu plus en détail cette classe de solutions de l'équation non linéaire de Schrödinger.

#### IV.6. LES SOLITONS TELS QUE $U(0,t) = N \cdot \frac{1}{\text{ch}(t)}$

Ces solitons représentent une sous-classe des solitons à profil temporel symétrique. Pourtant, pour bien des personnes cette sous-classe représente l'ensemble des solutions de l'équation non-linéaire de Schrödinger. C'est une erreur malheureusement très courante. Cette classe de solitons présente la caractéristique suivante : tous les solitons qui la composent sont obtenus à partir du même profil initial en  $1/\text{ch}(t)$  ; seule l'amplitude du soliton change. Ainsi, un soliton d'ordre  $N$  sera obtenu en prenant une amplitude  $N$  fois plus grande que celle du soliton fondamental.

De plus, cette classe de solutions permet de définir de nouveaux paramètres dont le lien avec l'expérience est plus facile que pour les valeurs sans dimension que sont  $Z$  et  $t$ .

On peut montrer [80] que ces solitons d'ordre  $N$ , dont le profil en  $Z = 0$  est  $1/\text{ch}(t)$ , sont caractérisés par  $N$  pôles demi-entiers. Les figures 57, 58, 59 montrent l'évolution du profil temporel et du spectre des solitons d'ordre 1, 2 et 3 dont le profil temporel en  $Z = 0$  est  $\frac{N}{\text{ch}(t)}$ .

A partir des formules (4.38) et (4.39), ou des simulations numériques, on peut montrer que la période fondamentale de ces solitons correspond à :

$$Z = \pi/2 \quad . \quad (4.49)$$

En revenant aux coordonnées réelles par la relation (4.24), on obtient :

$$Z_0 = \frac{\pi T^2}{2 |k_0''|} \quad . \quad (4.50)$$

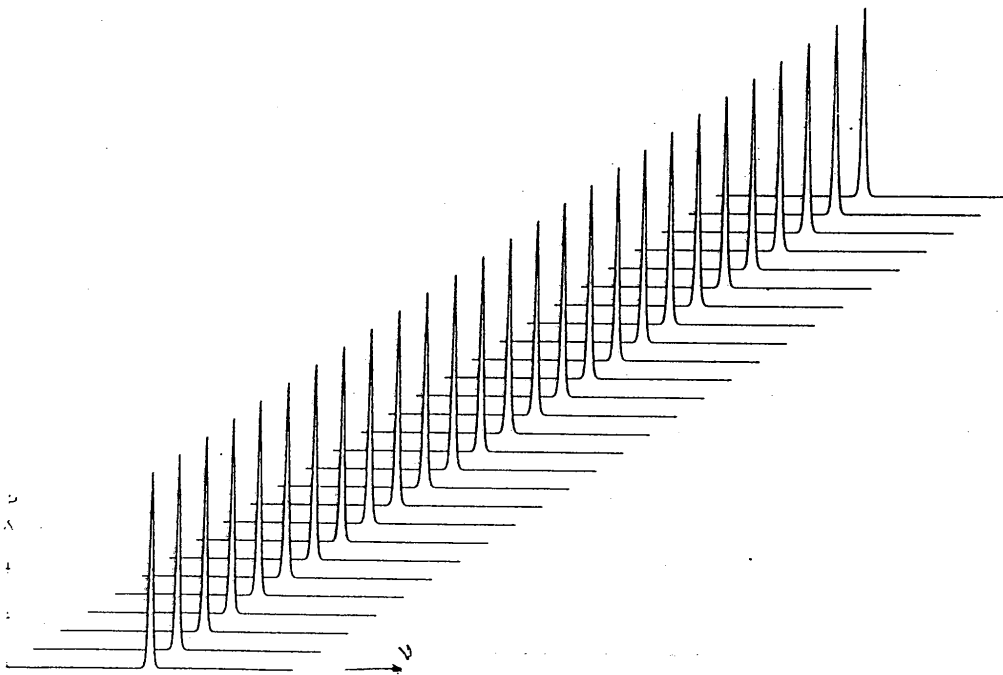
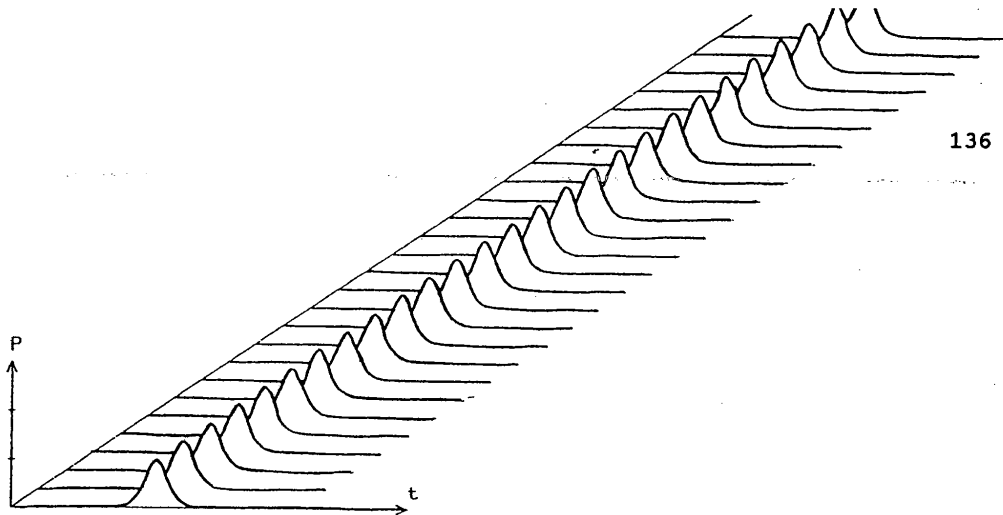


Fig. 57: Evolution temporelle (haut) et spectrale (bas)  
d'un soliton d'ordre un

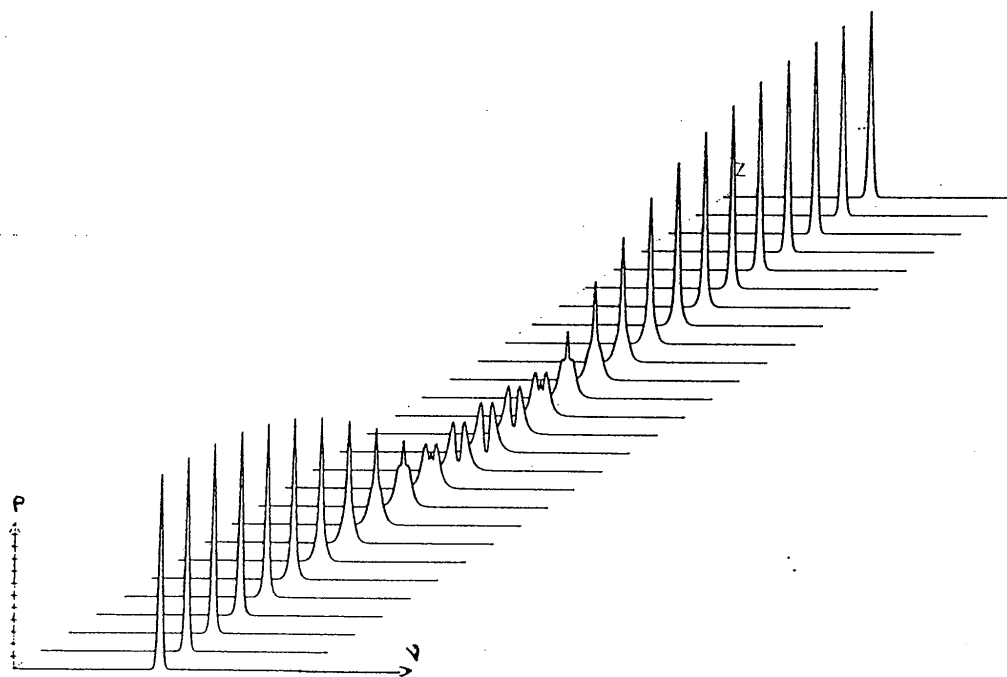
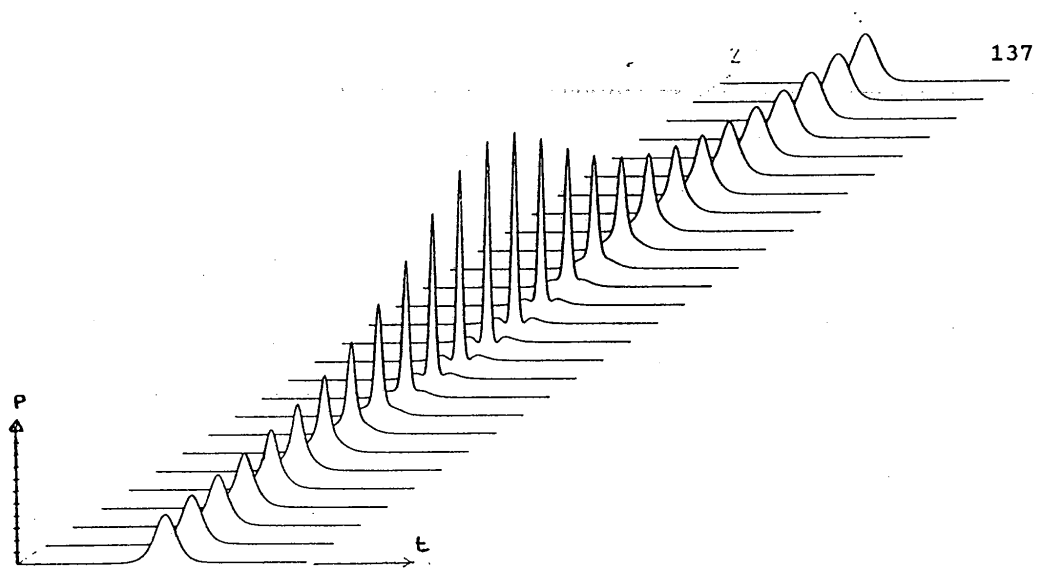
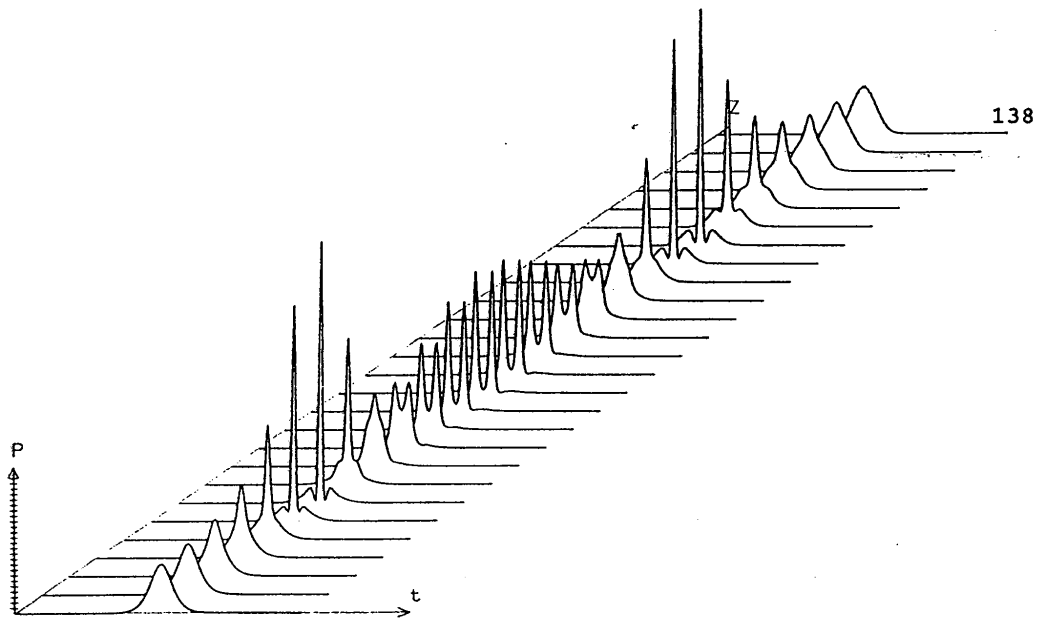


Fig.58: Evolution temporelle (haut) et spectrale (bas)  
d'un soliton d'ordre deux





138

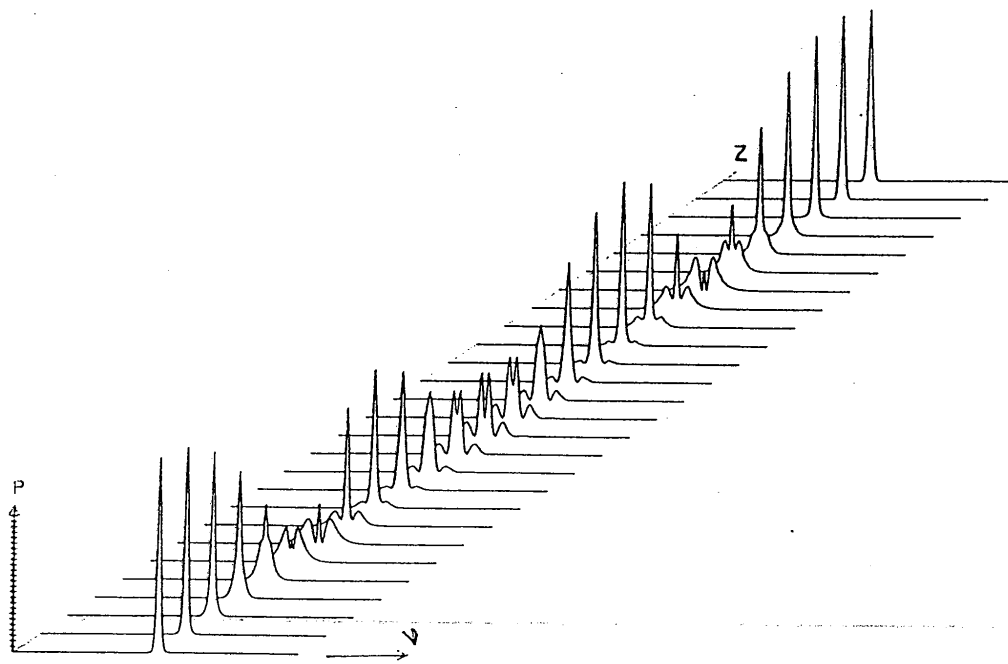


Fig.59: Evolution temporelle (haut) et spectrale (bas)  
d'un soliton d'ordre trois.

En utilisant la relation (4.23) on peut relier la constante  $T$  à la durée à mi-hauteur du profil en intensité du soliton d'ordre  $N$  en  $Z = 0$ . En ce point, la fonction  $U(Z, t)$  s'écrit :

$$u(0, t) = N \frac{1}{\text{ch}(t)} \quad (4.51)$$

La largeur à mi-hauteur du profil en intensité  $t_0$  est alors :

$$t_0 = 2 \text{Log}(1 + \sqrt{2}) = 1,76 \quad (4.52)$$

En unités réelles, on obtient à partir de (4.23) :

$$T = \frac{\tau}{t_0} = \frac{\tau}{1,76} \quad (4.53)$$

où  $\tau$  est la largeur temporelle à mi-hauteur du profil en intensité de l'impulsion réelle.

La relation (4.51) s'écrit alors :

$$\tau_0 = \frac{0,322 \pi \tau^2}{2 |k_0''|} \quad (4.54)$$

On exprime en général cette période  $Z_0$  en fonction du paramètre de dispersion  $D$ . La période  $Z_0$  prend alors l'expression :

$$Z_0 = 0,322 \frac{\pi^2 \tau^2 c}{\lambda^2 |D|} \quad (4.55)$$

On peut aussi définir la puissance crête  $p_1$  nécessaire pour obtenir un soliton d'ordre 1 à partir d'un faisceau de section  $A$ .

La relation (4.51) permet de calculer une puissance  $P'_1$  pour le soliton d'ordre 1 égale à :

$$P'_{1,0} = |E'_{1,0}(Z = 0, t = 0)|^2 \cdot A \quad (4.56)$$

d'où dans l'espace réel (4.25) :

$$P_1 = \frac{\lambda |k''_0|}{2\pi n_2 T^2} A \quad . \quad (4.57)$$

En utilisant la définition de la période  $Z_0$ , on obtient :

$$P_1 = \frac{\lambda A}{4 n_2 Z_0} \quad . \quad (4.58)$$

On voit que cette puissance dépend du carré de la durée de l'impulsion et de la dispersion du milieu par l'intermédiaire de  $Z_0$ . Lorsqu'on utilise cette relation pour la propagation guidée dans des milieux nonlinéaires il est courant de remplacer la section  $A$  du faisceau par un terme qui tient compte de la variation spatiale du champ guidé. On définit alors une surface efficace par [83] :

$$A_{eff} = \frac{\left[ \int I \, dA \right]^2}{\int I^2 \, dA} \quad . \quad (4.59)$$

Pour une fibre optique unimodale à saut d'indice, on obtient :

$$A_{eff} = 1,5 \times A_{geom} \quad . \quad (4.60)$$

De même, la relation (4.51) donne la puissance  $P_N$  d'un soliton d'ordre  $N$  :

$$P_N = N^2 P_1 \quad . \quad (4.61)$$

#### 4.6.1. Observations expérimentales de solitons optiques

L'existence d'une propagation en régime soliton a été démontrée par Mollenauer et coll. [70] en utilisant comme support de propagation une fibre unimodale en silice. Ils ont injecté dans cette fibre des impulsions produites par un

laser à centres colorés pompé de façon synchrone par un laser Nd:Yag à blocage de modes actif. Les impulsions utilisées ont une durée de 7ps à 1,55  $\mu\text{m}$ . Cette longueur d'onde correspond à une zone de dispersion négative de la silice. L'inconvénient dû au très faible indice non linéaire de la silice ( $n_2 = 3,2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ ) est contourné par l'utilisation de fibres unimodales et par conséquent, par un confinement très important du champ. En utilisant une longueur de fibre correspondant à environ une demi-période soliton, ils ont observé qu'en dessous d'une certaine puissance injectée dans la fibre, l'impulsion à la sortie était plus large que celle à l'entrée. Pour une puissance de l'ordre de 1W le profil à la sortie est identique au profil à l'entrée. Pour des puissances de  $N^2$  watts, ils ont observé des fonctions d'autocorrélation d'impulsions correspondant relativement bien au profil prévu par la théorie des solitons en supposant un profil en  $N/\text{ch}(t)$  à l'entrée de la fibre. Depuis cette expérience, Stolen et coll. [84] ont observé à l'aide du même montage le retour au profil initial de l'impulsion pour des longueurs de fibres correspondant à une période soliton. En donnant à une impulsion la puissance  $P_0$  du soliton fondamental il est en théorie possible de la faire se propager sans déformation sur des distances infinies.

En pratique, les pertes du milieu, les effets dispersifs d'ordre supérieur et d'autres effets non linéaires comme l'effet Raman, ne permettent cette propagation que sur des distances finies. On trouvera une étude de l'influence des pertes et de la dispersion d'ordre 3 dans la thèse de A. Barthélémy [75]. Récemment, F.M. Mitschke et coll. [85] ont montré que l'effet Raman introduit une limitation en distance pour la propagation des solitons dans les fibres. L'effet Raman se traduit par un transfert d'énergie entre les fréquences décalées d'une quantité  $\Delta\nu_R$  appelée décalage Raman. L'impulsion voit alors son spectre totalement modifié et ne correspond plus à une propagation soliton.

Dans toutes ces expériences réalisées aux Laboratoires Bell, l'effet soliton est obtenu en injectant dans un milieu non linéaire une impulsion dont les caractéristiques (profil temporel, phase, amplitude) correspondent à celles d'un soliton se propageant dans ce milieu. Nous allons par contre montrer maintenant qu'un laser femtoseconde à blocage de modes passifs est une véritable source de solitons optiques, c'est-à-dire, qu'il verrouille lui même son fonctionnement

sur un mode soliton. Pour cela, nous allons montrer que, pour certaines conditions expérimentales, ce laser peut produire des impulsions semblables à des solitons d'ordre 3. Nous expliquerons aussi en quoi les impulsions habituellement produites par ce laser correspondent à des solitons fondamentaux.

Il faut remarquer que la propagation d'une impulsion dans une cavité laser n'est pas décrite totalement par l'équation non linéaire de Schrödinger. En effet, la cavité présente des pertes et du gain (qui de plus sont saturables et dispersifs) et il faudrait ajouter de nouveaux termes à cette équation pour obtenir une description correcte. Néanmoins, il semblerait que le comportement des impulsions femtosecondes dans le laser soit peu perturbé par la présence du gain et des pertes. Nous continuerons donc à utiliser la terminologie soliton pour ces impulsions qui sont plutôt des "presque solitons".

#### IV.7. ETUDE EXPERIMENTALE DE SOLITONS D'ORDRES SUPERIEURS PRODUIT PAR UN LASER FEMTOSECONDE

Nous allons nous intéresser ici à un régime de fonctionnement un peu particulier du laser. Ce régime n'est pas celui qui est habituellement utilisé dans les expériences utilisant des impulsions femtosecondes (spectroscopie par exemple). Il a par contre été observé depuis de nombreuses années [86-87] mais, il a toujours été considéré comme un régime de bruit et combattu comme tel. Nous allons montrer que l'apparence bruiteuse de ce régime provient d'une déformation périodique du profil temporel de l'impulsion avec une période correspondant à plusieurs milliers de tours de cavité et que ce régime est en fait un régime soliton d'ordre supérieur [88].

##### 4.7.1. Observations expérimentales

Si l'on reprend la courbe tracée sur la figure 46, on voit qu'un déplacement progressif d'un prisme dans la cavité

réduit la durée de l'impulsion. On peut ainsi obtenir des impulsions d'environ 40 fs. Si on continue à augmenter la quantité de verre présente dans la cavité (en translatant un prisme) la longueur d'onde du laser saute brusquement dans le rouge et son spectre se rétrécit notablement (figure 47). Parallèlement, la fonction d'autocorrélation présente un profil à 3 bosses très bruitées tandis que l'enveloppe du peigne d'impulsions est modulée. En abaissant la puissance de pompe à une valeur proche du seuil, on observe une diminution du bruit sur la fonction d'autocorrélation (Figure 62) et une stabilisation de la modulation du peigne (Figure 63). L'utilisation d'un analyseur de spectre (Tektronix) permet de distinguer dans la modulation du peigne deux fréquences voisines de 35 kHz et 70 kHz (Figure 64). Ces fréquences correspondent respectivement à 2380 et 1190 tours de cavité (temps de vol dans la cavité :  $T_0 \approx 12$  ns).

Nous interprétons ces deux fréquences comme deux des trois fréquences caractéristiques d'un soliton d'ordre 3. La plus petite (35 kHz) correspond à la fréquence fondamentale

$$f_1 \sim \frac{\eta_2^2 - \eta_1^2}{\pi}$$

produites par le laser, nous allons étudier la variation de leur profil temporel en intensité au cours d'une période  $T_1 = \frac{1}{f_1}$  correspondant à la période fondamentale du

soliton. Pour cela, nous avons enregistré les fonctions d'autocorrélation d'impulsions prises à différents instants de cette période  $T_1$ . Rappelons qu'il faut un très grand nombre d'impulsions pour construire une fonction d'autocorrélation à l'aide d'impulsions prélevées au même endroit dans un grand nombre de périodes successives.

La modulation à 35 kHz observée sur l'enveloppe du peigne d'impulsions correspondant à la fréquence fondamentale du soliton, sera utilisée comme signal de synchronisation. Le schéma de principe de la chaîne de détection est présentée sur la figure 65.

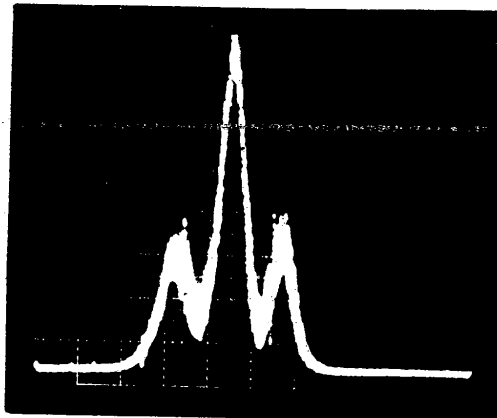


Fig.62: Fonction d'autocorrelation moyennée en régime soliton d'ordre 3

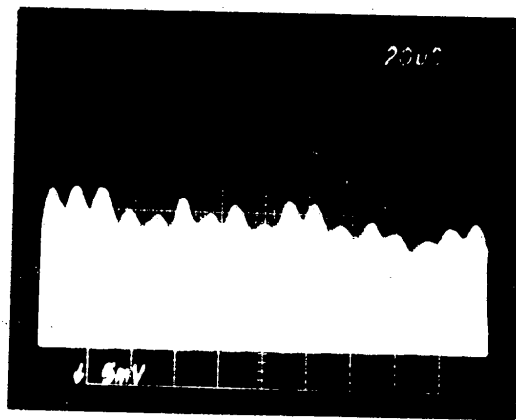


Fig.63: Enveloppe du peigne d'impulsions en régime soliton d'ordre 3

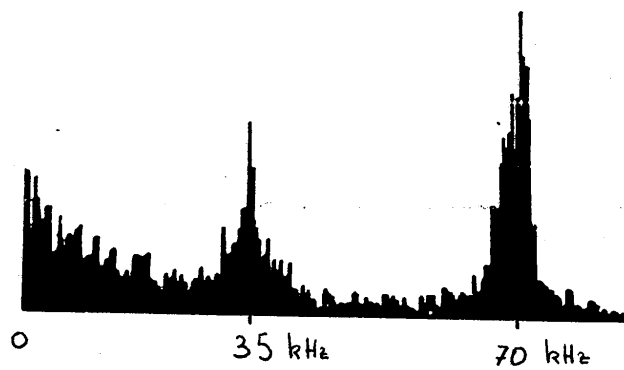


Fig.64: Spectre de fréquence du signal de la figure 63

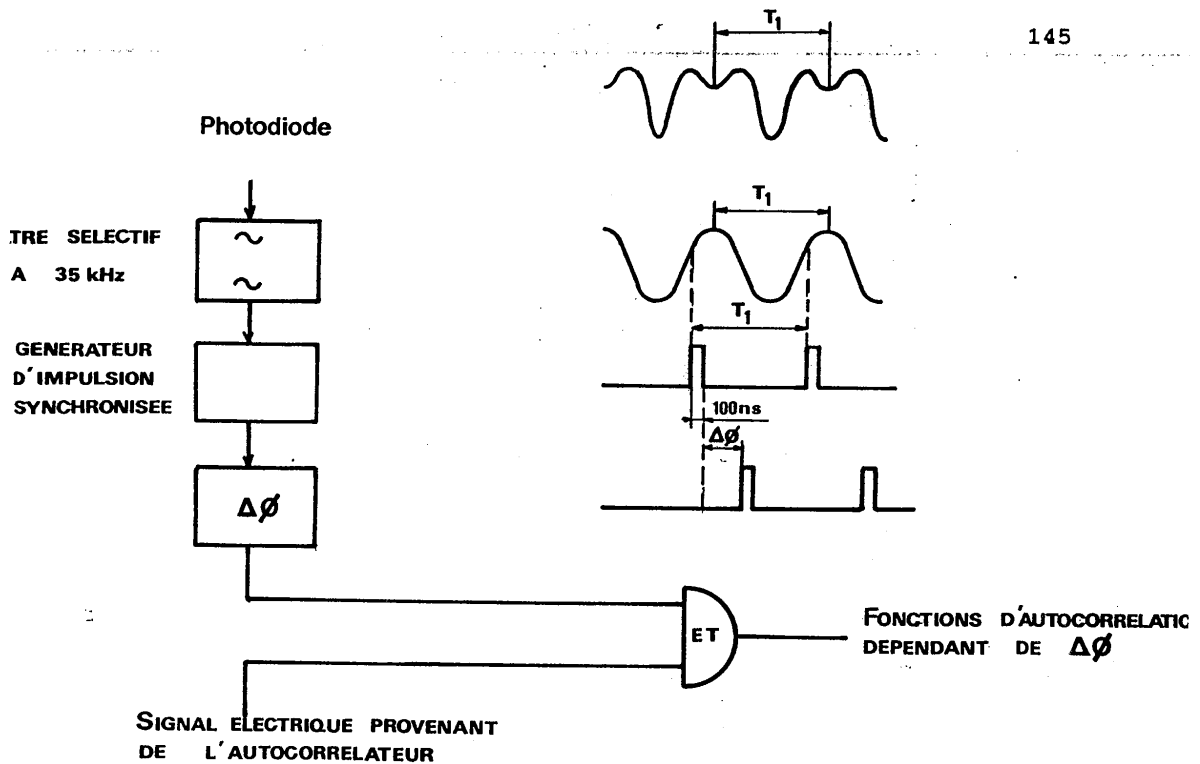
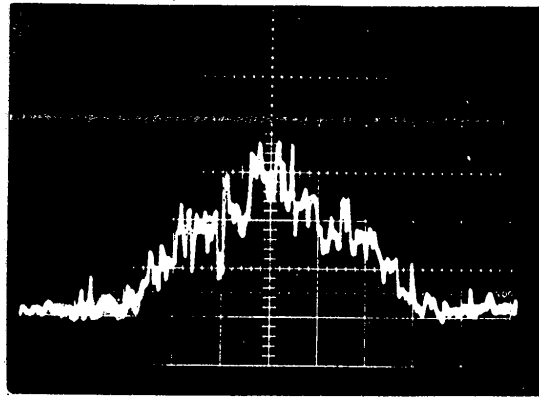
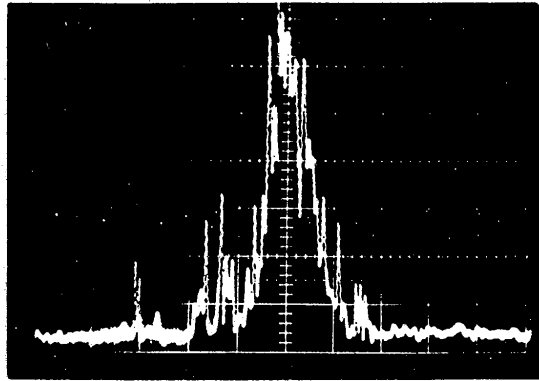


Figure 65 : Schéma de principe de la chaîne de détection.

Une photodiode rapide permet d'obtenir un signal électrique proportionnel à l'énergie des impulsions identique à celui de la figure 63. Ce signal est filtré par un amplificateur sélectif dont la bande passante est centrée sur 35 kHz. Ce signal est utilisé pour synchroniser un générateur délivrant des impulsions d'environ 100 ns à la même cadence. Un circuit permet de déphaser d'une quantité  $\Delta\phi$  ces impulsions par rapport à la modulation à 35 kHz et par conséquent d'explorer cette dernière. Une porte ET permet de sélectionner dans le signal électrique provenant de l'autocorrélateur les informations coïncidant temporellement avec ce train d'impulsions à 35 kHz. Tout ce circuit électronique revient finalement à enregistrer la fonction d'autocorrélation d'impulsions émises toujours au même instant de la période soliton. En jouant sur le déphasage  $\Delta\phi$  on peut ainsi explorer chaque point de la période. La Figure 66 montre un exemple de fonctions d'autocorrélation obtenues pour des déphasages  $\Delta\phi = 0^\circ, 90^\circ$  et  $180^\circ$ . La valeur de  $0^\circ$  a été arbitrairement



 $Z=0$ 

400 fs

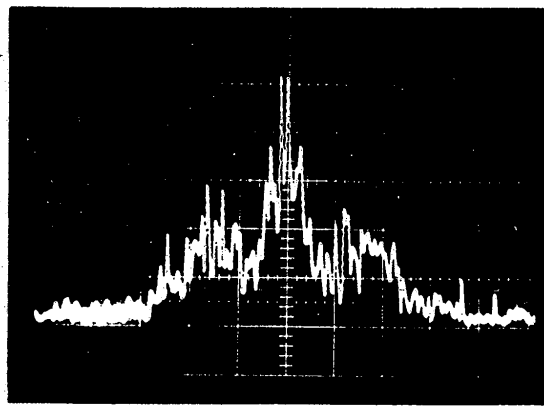
 $Z=Z_0/4$  $Z=Z_0/2$ 

Fig.66: Fonctions d'autocorrelation de l'impulsion enregistrées en différents points  $Z$  de la période soliton  $Z_0$

fixée pour la position donnant l'impulsion la plus large. Un déphasage de  $270^\circ$  donne une fonction d'autocorrélation identique à celle obtenue pour  $\Delta\phi = 90^\circ$ . La figure 67 donne la position dans la modulation des différentes fonctions observées. Ces résultats sont clairement en accord avec les prévisions théoriques de la figure 59 (il faut rappeler qu'une fonction d'autocorrélation à 3 pics correspond à une impulsion à 2 pics).

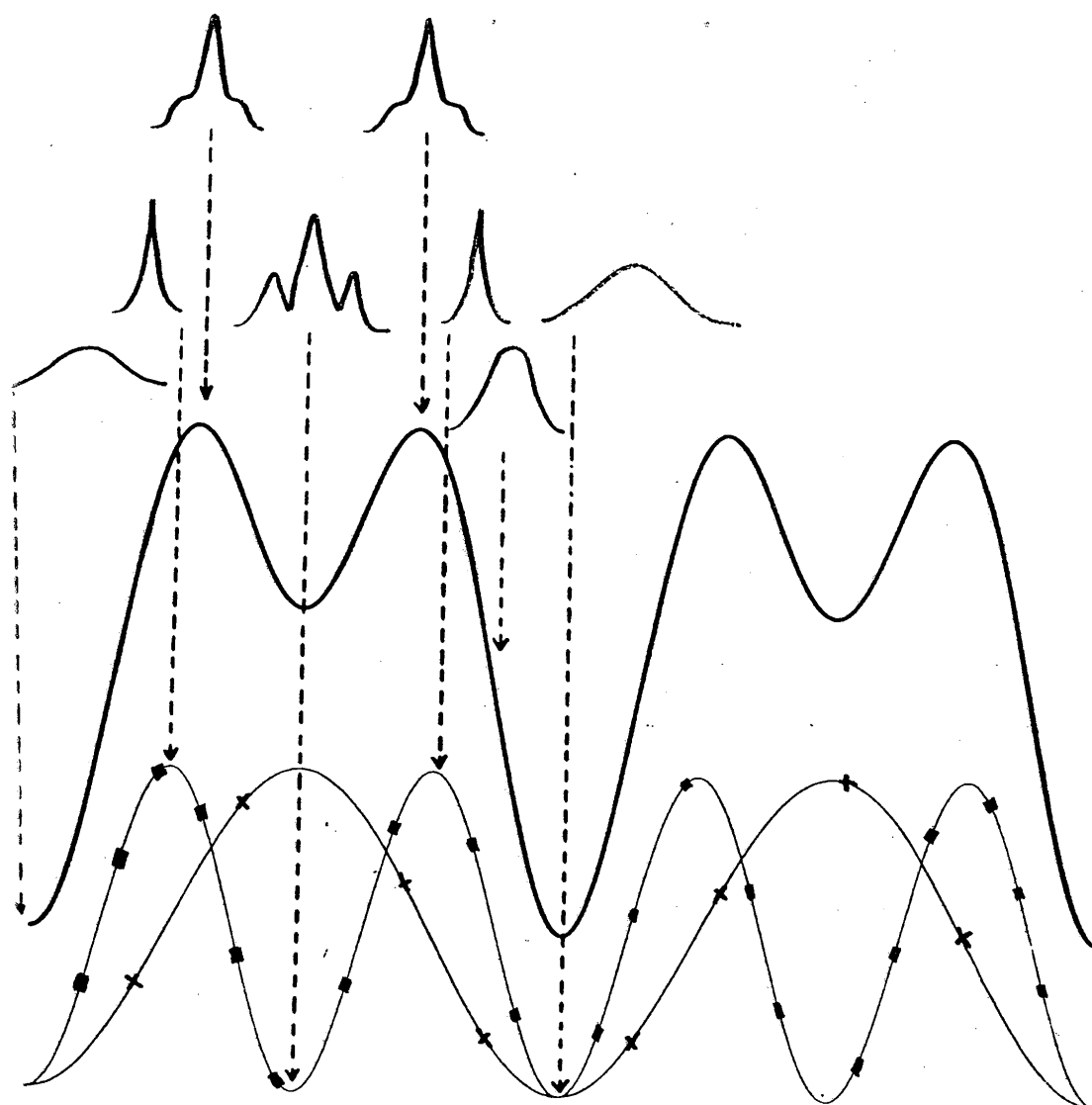
Parallèlement à cette évolution du profil temporel de l'impulsion nous avons observé une évolution périodique du spectre de l'impulsion. En particulier, nous avons trouvé qu'un trou se creuse périodiquement au centre du spectre et que ce trou présente sa profondeur maximale au point où l'impulsion est dédoublée. Cette observation est cohérente avec l'évolution prévue théoriquement dans un milieu sans perte ni gain pour le spectre d'un soliton d'ordre 3 (Figure 59).

Nous attirons l'attention du lecteur sur le fait que les théories développées pour des milieux sans perte ni gain prévoient que les solitons conservent une énergie constante lors de leur propagation. Pourtant, la modulation observée sur le peigne d'impulsions traduit une variation périodique de l'énergie de ces dernières. Il faut rappeler que notre laser possède un gain saturable et dépendant de la longueur d'onde. Ce gain peut donc varier avec la durée de l'impulsion présente dans la cavité. Il n'est pas déraisonnable de penser que pour des impulsions dont le profil temporel varie périodiquement le gain varie avec la même période. Si la fréquence à 35 kHz observée sur l'enveloppe du peigne d'impulsion peut donc être interprétée comme la fréquence fondamentale du soliton, l'apparition d'une deuxième fréquence double de la précédente est due à l'évolution particulière du soliton d'ordre 3 dont le profil en amplitude à l'origine est  $3/\text{ch}(t)$ . Ce dernier devient très étroit deux fois par période (en  $Z = Z_0/4$  et  $3Z_0/4$ ) (figure 59).

D'autre part, la théorie des solitons d'ordre 3 présentant un profil initial en  $3/\text{ch}(t)$  prévoit l'existence de trois pôles demi-entiers :

$$\eta_1 = 1/2, \quad \eta_2 = 3/2, \quad \eta_3 = 5/2$$

Les fréquences associées au soliton sont :



■- : 70 kHz      -+- : 35 kHz      — : SOMME

Fig.67: Evolution de la fonction d'autocorrelation de l'impulsion  
durant une période soliton.

$$f_1 = \frac{\eta_2^2 - \eta_1^2}{\pi}, \quad f_2 = \frac{\eta_3^2 - \eta_2^2}{\pi}, \quad f_3 = \frac{\eta_3^2 - \eta_1^2}{\pi}.$$

Les pôles demi-entiers conduisent alors à :

$$f_2 = 2 f_1 \quad \text{et} \quad f_3 = 3 f_1.$$

Si l'on observe expérimentalement deux fréquences qui sont dans un rapport deux, nous n'avons pu détecter la présence de la troisième.

Afin de vérifier si les impulsions produites par le laser ont un comportement qui pourrait être décrit par le formalisme de la théorie des solitons nous avons essayé de vérifier quelques unes des propriétés prévues théoriquement.

Ainsi que nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, l'effet soliton dépend de la dispersion de vitesse de groupe du milieu de propagation. Dans notre cas (une cavité laser) la dispersion est un paramètre que l'expérimentateur peut régler en bougeant un prisme. En reprenant la formule donnant la période  $Z_0$  du soliton, on obtient :

$$Z_0 = 0.322 \frac{\pi^2 \tau^2 C}{\lambda |D|}. \quad (4.62)$$

Nous rappelons que la dispersion  $D$  est en général exprimée en ps/nm.km. Pour un laser, il est plus facile d'utiliser la dispersion de vitesse de groupe par tour de cavité :  $D.l$ , où  $l$  est la longueur du milieu non-linéaire présent dans la cavité. On peut alors relier cette quantité à la dispersion  $\phi''$  présentée au chapitre III, par :

$$\phi'' = \frac{\lambda^2}{2\pi c} D.l. \quad (4.63)$$

L'impulsion retrouve son profil initial après  $N_0$  tours de cavité, avec :

$$N_0 = Z_0 / l = \frac{0.322 \pi \tau^2}{Z \phi''}. \quad (4.64)$$

La fréquence soliton correspondante est :

$$f_1 = \frac{1}{N_0 T_0} = \frac{2\phi''}{0.322 \pi \tau^2 T_0} \quad (4.65)$$

où  $T_0$  est le temps de vol dans la cavité.

On voit donc qu'une variation de la dispersion  $\phi''$  doit se traduire par une variation proportionnelle de  $f_1$ .

Nous avons fait varier  $\phi''$  en translatant un prisme, c'est à dire en introduisant une quantité  $\Delta L$  de verre dans la cavité. La variation  $\Delta\phi''$  de la dispersion est donnée par :

$$\Delta\phi'' = - \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \Delta L \quad (4.66)$$

où  $n$  est l'indice de réfraction du verre et  $\lambda$  la longueur d'onde centrale du laser dans le vide.

Les résultats sont résumés sur la figure 68. La relation entre  $\Delta f_0$  et  $\Delta\phi''$  est linéaire ce qui semble indiquer que la durée  $\tau$  de l'impulsion (mesurée en début de période) est constante sur la plage de dispersion étudiée. La pente de la droite est d'environ  $0.725 \pm 0.05$  kHz/fs<sup>2</sup> ce qui donne une durée d'impulsion de l'ordre de 475 fs (Eq. 4.65). Cette durée correspond bien aux valeurs mesurées expérimentalement (figure 66) et semble indiquer que la relation (4.65) reste valable pour le cas de notre laser.

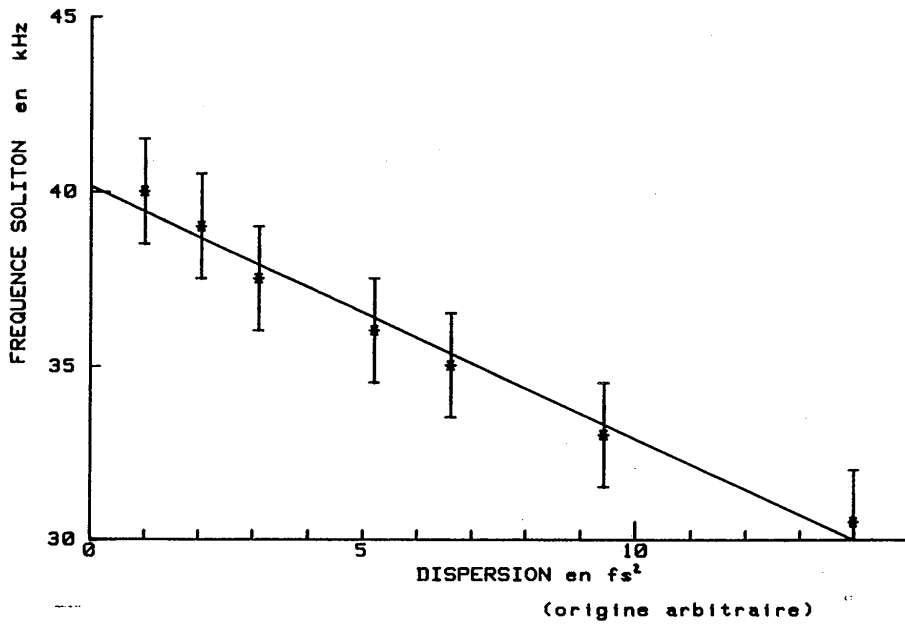


Figure 68

A partir de cette relation (4.65) et de la mesure  $f_1$ , on peut remonter à la valeur de  $\phi''$ . Le signe de la pente de la figure 68 donne le signe de  $\phi''$ . Nous avons obtenu :  $\phi'' \simeq -55 \text{ fs}^2$  pour  $f_1 = 40 \text{ kHz}$ . Il faut remarquer que cette valeur négative de la dispersion implique une valeur positive du coefficient d'automodulation de phase pour obtenir un effet soliton. Ce problème du signe de l'automodulation de phase n'a pas, à ce jour, été clairement résolu pour les lasers femtosecondes. En effet, il existe plusieurs sources d'automodulation de phase dans la cavité. La saturation de l'absorption de la DODCI introduit une automodulation négative tandis que la saturation du gain et l'indice non linéaire du solvant (Ethylène glycol) introduisent une automodu-

lation positive. Globalement, elle peut donc avoir n'importe quel signe. Une longue polémique existe entre les équipes des Laboratoires Bell (qui trouvent une automodulation de phase positive) et les équipes de l'Université du Nord-Texas (qui penchent pour un signe négatif). Nos observations basées sur les solitons d'ordre 3 [88] semblent plutôt confirmer la thèse des Laboratoires Bell.

En utilisant la relation liant l'indice non linéaire du milieu de propagation et la densité de puissance incidente nous avons pu obtenir un ordre de grandeur de l'indice non linéaire équivalent de la cavité. Nous avons supposé que le milieu non linéaire où s'opérait l'automodulation de phase se limitait au jet de DODCI. Son épaisseur est d'environ 40  $\mu\text{m}$ . Le diamètre de la tâche de focalisation sur ce jet est estimée à 5  $\mu\text{m}$ . Le fait que les deux impulsions sont contre-propageantes dans le jet de DODCI est pris en compte en triplant l'intensité incidente de l'impulsion [26]. En utilisant la relation (4.58), on obtient :

$$n_2 \simeq 5.10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W} .$$

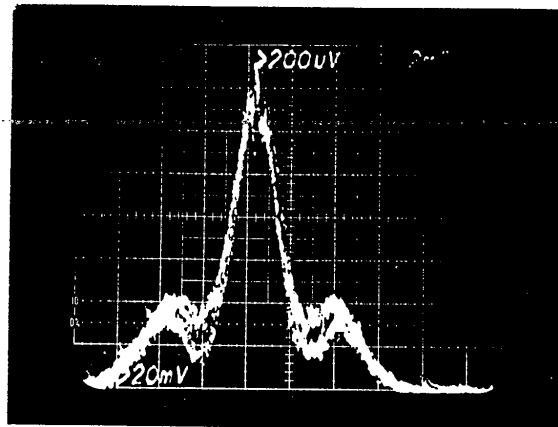
Il faut remarquer que cette valeur est très proche de l'indice non linéaire de l'éthylène glycol [ $3.10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ ].

#### 4.7.2. Solitons d'ordres 1 et 2

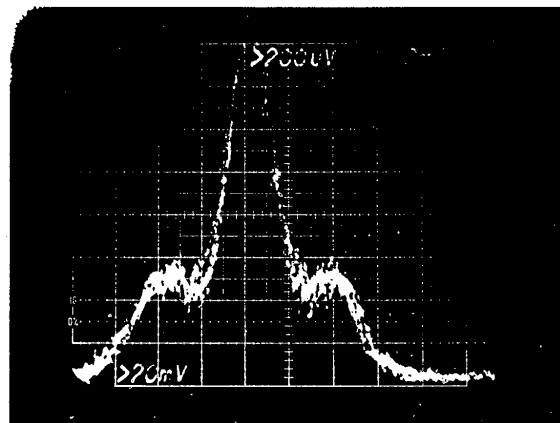
Nous avons également observé des solitons d'ordres 1 et 2 en déplaçant le jet de DODCI dans sa sous-cavité. En effet, défocaliser le jet revient à diminuer la densité de puissance incidente sur ce dernier et par conséquent permet de passer de l'ordre 3 aux solitons d'ordre 2 ou 1. Les solitons d'ordre 2, que nous avons observé, sont caractérisés par une seule fréquence dont la valeur se situe entre 90 et 110 kHz. Ils présentent des fonctions d'autocorrélation à 3 pics qui semblent indiquer qu'ils ne correspondent pas exactement à la classe de solitons à poles demi-entiers mais à des solitons présentés sur la figure 54 (a et b). La Figure 69 présente des fonctions d'autocorrélation obtenues par la méthode de découpage présentée précédemment. On peut voir que les pieds de la fonction d'autocorrélation varient en amplitude au cours de la période mais sans jamais disparaître.

Trace du haut:  
autocorrelation  
moyennée

Trace du bas:  
autocorrelation  
découpée



autocorrélations  
moyennée et  
découpée confondues



Trace du haut:  
autocorrelation  
découpée

Trace du bas:  
autocorrelation  
moyennée

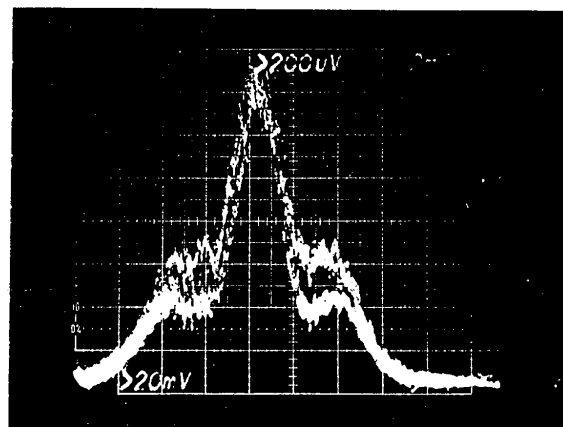


Fig. 69: Autocorrélations d'un soliton d'ordre deux enregistrées en  $Z=0$ ,  $Z=Z0/4$  et  $Z=Z0/2$ .



En défocalisant encore plus le jet de DODCI, on obtient le soliton d'ordre 1 correspondant aux précédents (même longueur d'onde  $\lambda = 625$  nm, même dispersion). Sa durée est de l'ordre de 450 fs (en bon accord avec les 475 fs mesurées pour le soliton d'ordre 3).

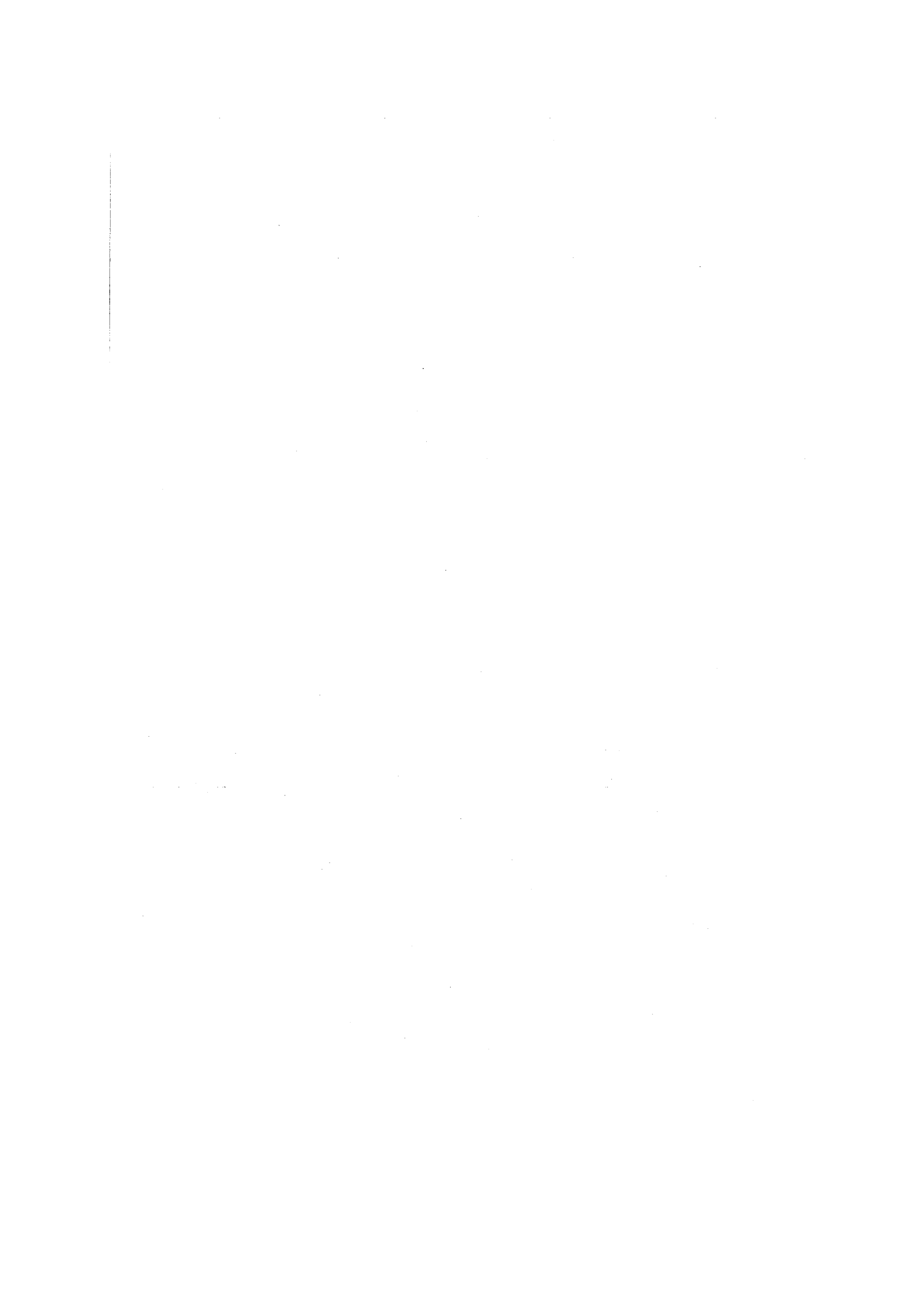
Il faut remarquer que le régime habituel de fonctionnement du laser (voir chapitre III, partie 7) correspond aussi à un régime soliton d'ordre 1 mais dont les caractéristiques ( $\tau \simeq 60$  fs,  $\lambda_0 \sim 620$  nm) sont différentes de celles des solitons étudiés ci-dessus. On peut donc considérer qu'il existe plusieurs familles de solitons. Dans chaque famille existent des solitons d'ordres différents. Ces familles sont caractérisées par leur longueur d'onde. Etant donné que le milieu de propagation (la cavité du laser) présente des caractéristiques (dispersion, indice non-linéaire...) qui varient très vite avec la longueur d'onde il n'est pas étonnant de voir que les caractéristiques temporelles et énergétiques des solitons diffèrent d'une famille à l'autre.

Il est à noter que nous n'avons jamais pu observer les solitons d'ordre supérieur à 1 correspondant au soliton fondamental de 60 fs de durée. Ceci peut provenir du fait que la puissance soliton fondamentale (4.58) varie comme l'inverse du carré de la durée de l'impulsion. Pour des impulsions aussi courtes que 60 fs la puissance nécessaire à l'obtention de solitons d'ordre 2 ou 3 dépasse largement celle que le gain de la cavité laser permet de produire. C'est d'autant plus regrettable que ces solitons d'ordre élevé présenteraient en  $Z = 0$  une durée de l'ordre de 60 fs. Ces solitons se comprimant au cours de la période soliton, ils présenteraient en un point qui dépend de l'ordre du soliton  $\left( Z = \frac{Z_0}{2} \text{ pour } N = 2, Z = \frac{Z_0}{4} \text{ pour } N = 3 \right)$  un profil temporel considérablement plus étroit que les 60 fs du départ. On pourrait ainsi obtenir un système de compression intra-cavité capable de fournir, en l'extrayant au bon moment de la période, des impulsions très courtes (on peut espérer entre 10 et 20 fs pour un soliton d'ordre 3). Il faut remarquer que la durée de ces solitons n'est pas forcément limitée par la bande spectrale du laser puisque le spectre de l'impulsion peut s'élargir par effet non linéaire dans le jet de DODCI.

Pour l'instant, l'obtention d'impulsions très courtes par effets solitons d'ordre supérieur reste dans le domaine prospectif. Il faut d'abord comprendre plus finement le rôle et les causes des effets non linéaires présents dans la cavité du laser. Nous pensons que l'utilisation de l'équation de Schrödinger et de tous les résultats qui en découlent pourrait permettre des progrès dans ce sens. Il faudra bien sûr intégrer dans cette équation des effets nouveaux comme le gain et les pertes saturables et dispersifs ainsi que le croisement des impulsions dans le jet de DODCI. Ce croisement doit entraîner de forts couplages entre les deux impulsions contre propageantes et pallier par exemple aux fluctuations d'amplitude et de phase introduites dans le jet de Rhodamine par le pompage à l'aide d'un laser multimodes longitudinal. On peut penser que la présence d'effets solitons dans la cavité du laser se traduit par une auto-stabilisation des impulsions, tant en amplitude qu'en phase, qu'on ne pourrait atteindre dans un laser où les impulsions se formeraient uniquement par saturation du gain et de l'absorption dans la cavité.

La description théorique des lasers femtosecondes utilisant l'équation non linéaire de Schrödinger en y ajoutant tous les phénomènes propres au laser est malheureusement très complexe et pour le moment seuls quelques travaux sur l'influence du gain [81], des pertes [75] ou de fluctuations de la phase [89] ont été entrepris.

Nous pensons que la compréhension du rôle des différents éléments composant la cavité entraînera des progrès notables dans le domaine de la production d'impulsions très courtes.



**CHAPITRE V**

**AMPLIFICATION DES IMPULSIONS**

**FEMTOSECONDES**



### V.1. INTRODUCTION

L'oscillateur présenté au chapitre III produit typiquement des impulsions de 60 fs à une cadence de 80 MHz. L'énergie moyenne par impulsion est de l'ordre de 0,25 nJ ( $2.5 \cdot 10^{-10}$  J) ce qui correspond à une puissance crête d'environ 3,6 kW. Cette puissance est trop faible pour pouvoir créer avec efficacité la plupart des effets non linéaires (on estime à 1 MW le seuil typique des effets non linéaires dans les matériaux actuels). Il faut donc envisager d'amplifier l'impulsion. Pour cela nous avons conçu une chaîne amplificatrice qui est décrite dans ce chapitre. A la sortie de cette chaîne l'énergie de l'impulsion atteint 0,5 mJ (à la cadence de 10 Hz) mais la dispersion de vitesse de groupe de l'amplificateur entraîne un élargissement de l'impulsion jusqu'à environ 350 fs. Nous décrirons alors un dispositif de recompression de l'impulsion basé sur l'utilisation de prismes à haut indice de réfraction. Finalement, le problème de la caractérisation des impulsions femtosecondes à très faible taux de répétition (ici 10 Hz) sera abordé et un autocorrélateur n'utilisant qu'une seule impulsion par mesure sera décrit. On pourra ainsi montrer que notre chaîne laser complète peut produire des impulsions de 50 fs de durée et 500  $\mu$ J d'énergie à une cadence de 10 Hz. La puissance crête de ces impulsions est de 10 GW.

### V.2. AMPLIFICATION DES IMPULSIONS FEMTOSECONDES

Dans ce paragraphe nous allons décrire la chaîne amplificatrice utilisée à l'Institut d'Optique. Ce système est très semblable à toutes les autres chaînes amplificatrices installées dans le monde. N'ayant pas apporté de modifications notables par rapport aux travaux déjà effectués par ailleurs [89, 90, 91], nous nous contenterons de décrire les éléments composant l'amplificateur sans entrer dans l'explication du fonctionnement physique de l'amplification dans les colorants. Pour toute précision on se reportera à l'ex-

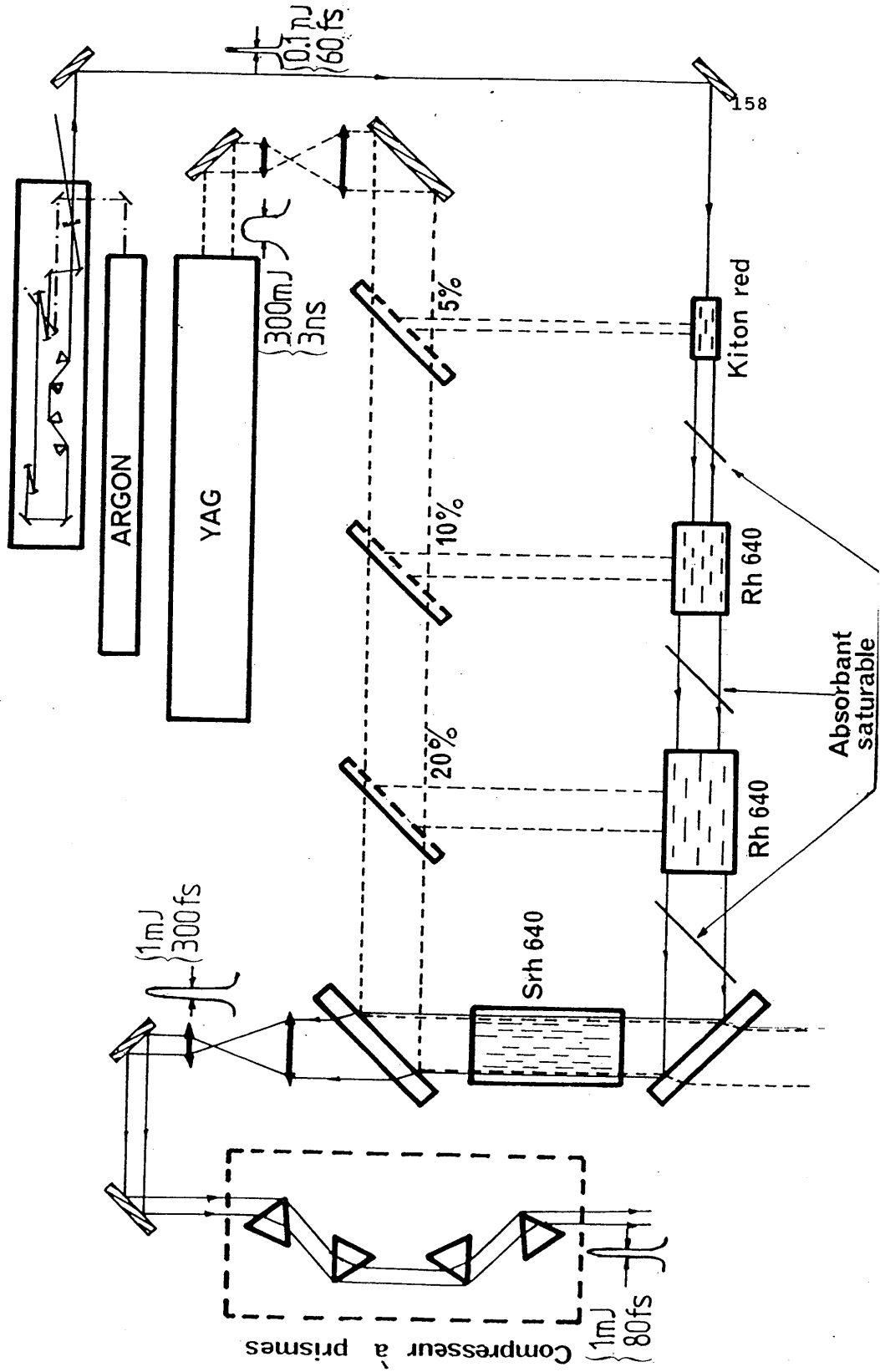
cellent article de Dujardin et Flamant [92].

Le principe d'amplification d'impulsions très courtes est d'exciter un colorant à l'aide d'un laser très puissant qui émet des impulsions nanosecondes ( $1 \text{ ns} < \Delta t < 30 \text{ ns}$  typiquement). Les molécules sont désexcitées par émission stimulée lors du passage de l'impulsion très courte à amplifier. Le laser de pompe est donc utilisé comme simple source d'énergie. On peut comparer cet amplificateur optique à son analogue électronique : le laser de pompe correspond à l'alimentation électrique de l'amplificateur, le colorant aux composants électroniques (transistor) et l'impulsion courte au signal d'entrée de l'amplificateur.

#### 5.2.1. Structure de la chaîne amplificatrice

La chaîne amplificatrice présentée sur la figure 70 et composée de quatre étages présentant la même structure. Chaque étage est constitué d'une cuve de colorant amplificateur suivi d'un jet d'absorbant saturable évitant un risque d'accrochage entre les étages. Les cuves, fabriquées à l'Institut d'Optique, ont une longueur de 30 mm et une épaisseur de 10 mm. Toutes leurs faces sont traitées "anti-reflet". Un système de circulation Micropump permet de faire circuler le colorant dans les cuves. On incline la cuve par rapport au faisceau incident pour éviter tout effet laser parasite qui pourrait apparaître entre ses faces. A l'entrée et à la sortie de chaque cuve, on dispose des diaphragmes qui permettent de ne laisser passer que le faisceau du laser femtoseconde et qui stoppent une grande partie de la fluorescence du colorant qui est émise dans un angle solide beaucoup plus important. Le découplage des étages amplificateurs est assuré de plus par un jet d'absorbant saturable. Ce dernier possède un temps de relaxation de l'ordre de quelques centaines de picosecondes (voir chapitre I). Ils ne sont pas saturés par le flux de photons émis par fluorescence qui, s'il possède une énergie totale non négligeable (de l'ordre de 1 nJ dans le premier étage), présente une puissance crête très faible (100 W environ). L'absorbant saturable va ainsi arrêter le "fond continu" que représente la fluorescence et laisser passer l'impulsion femtoseconde. Des systèmes optiques permettent de focaliser le faisceau sur le jet et d'augmenter son diamètre au fur et à mesure de sa progression dans

Fig. 70: Chaîne amplificatrice pour impulsions femtosecondes





la chaîne. Ceci permet de limiter la saturation de l'amplification. Cette dernière provient du nombre fini de molécules excitables par unité de volume du colorant. Les diamètres approximatifs du faisceau femtoseconde dans les quatre étages sont respectivement 0,15 mm ; 1 mm ; 3 mm et 8 mm. Il semblerait de plus, que les jets d'absorbants saturables provoquent une remise en forme de l'impulsion en absorbant le front avant de l'impulsion [93].

Pour des raisons de simplicité de construction, les trois premiers étages amplificateurs sont pompés transversalement tandis que, pour améliorer le profil spatial du faisceau amplifié, le quatrième étage est pompé longitudinalement.

Des systèmes afocaux qui ont été calculés pour chaque étage. Ils présentent des grandissements différents selon les deux directions perpendiculaires à l'axe du faisceau (systèmes anamorphoseurs). Ces systèmes permettent de transformer la tâche circulaire du faisceau de pompe en une tâche rectangulaire dont la plus grande dimension est de 30 mm, et la plus petite est adaptée sur chaque étage pour correspondre au diamètre du faisceau femtoseconde. On introduit un léger angle entre le faisceau femtoseconde et l'axe de la ligne sur laquelle est focalisé le faisceau de pompe en tournant légèrement une des lentilles cylindriques. En effet, les photons émis par fluorescence à une extrémité de la cuve vont pouvoir se propager à travers celle-ci. Ils seront amplifiés s'ils se propagent dans la direction définie par la "ligne" de pompage (Figure 71). Il apparaît ainsi un phénomène nommé "superfluorescence" ou fluorescence amplifiée qui possède des propriétés de directivité beaucoup plus importantes que la fluorescence classique qui émet de façon isotrope sur  $4\pi$  stéradians. L'angle entre le faisceau de pompe et le faisceau femtoseconde permet d'éviter que le faisceau de superfluorescence puissant et directif ne puisse s'amplifier dans les étages suivants.

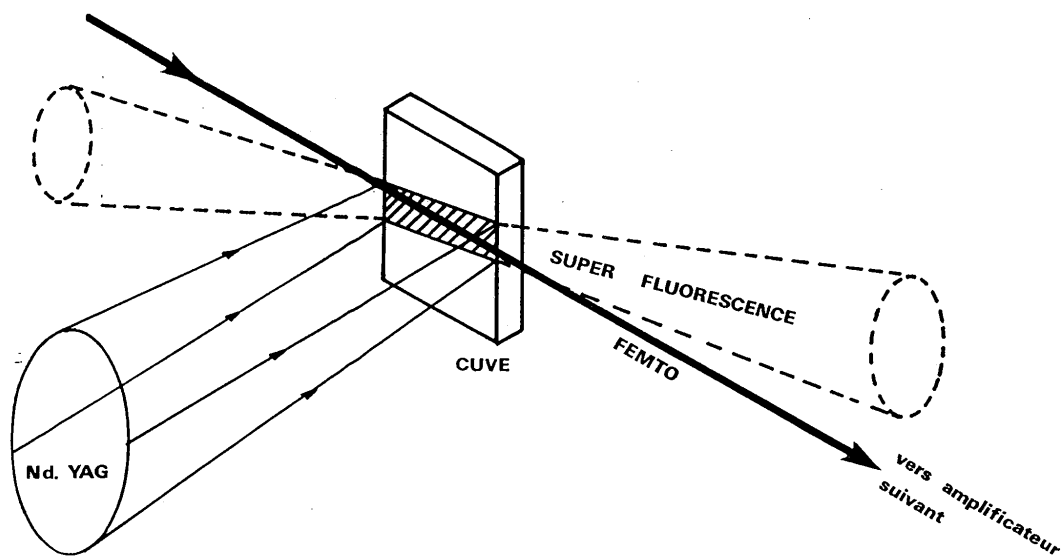


Figure 71 : Schéma montrant l'angle existant entre les faisceaux femtoseconde et de super-fluorescence.

### 5.2.2. Le laser de pompe

L'énergie lumineuse nécessaire à l'amplification est fournie par un laser Nd:YAG (Quantel YG402). Ce laser émet, d'après le constructeur, des impulsions d'une durée de 3 ns à mi-hauteur et d'une énergie d'environ 1J à 1,064  $\mu\text{m}$ . La courte durée des impulsions permet d'obtenir de fortes puissances crêtes (300 MW) et par suite d'excellents taux de doublement (55 %) dans un cristal de KDP. La cadence de ce laser est limitée, pour des raisons de dissipation de l'énergie

thermique emmagasinée dans les barreaux de Nd:YAG lors du pompage par flash, à 10 tirs par seconde. Nous ne pourrions donc pas obtenir plus de 10 impulsions femtosecondes amplifiées par seconde.

En pratique, il s'avère que la technologie 3 ns n'est pas complètement maîtrisée par le constructeur. En particulier, le profil temporel de l'impulsion peut varier dans des proportions considérables. La figure 72 présente un exemple de profil temporel typique de l'impulsion. On observe une structure très importante. Cette structure représente les allers-retours de l'impulsion dans la cavité du laser Nd:YAG ; chaque "bosse" correspond au passage de l'impulsion sur le miroir de sortie. Cette structure est totalement instable temporellement (voir figure 73). D'autre part, il s'avère que l'impulsion ne fait environ 3 ns que lorsque tous les éléments du laser sont neufs (flash, électronique...). Sur la figure 72, on peut mesurer une impulsion dont la durée est de l'ordre de 8 ns. Il faut noter, de plus, que les résultats, montrés sur les figures 72 et 73, sont obtenus après doublage de fréquence ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ). Des mesures similaires faites à  $1,064 \mu\text{m}$  ont donné des durées d'impulsions de l'ordre de 10 à 12 ns avec une structure temporelle très importante. La stabilité en énergie (sans tenir compte de la répartition temporelle de cette énergie) est mauvaise. Les variations typiques à 532 nm sont de l'ordre de 20 % d'un tir à l'autre.

Toutes ces instabilités ont une influence tout à fait néfaste sur l'amplification d'impulsions courtes. En effet, l'amplification n'est pas la même lorsque l'impulsion femtoseconde atteint la cuve de colorant en coïncidence avec une bosse ou un creux de l'impulsion nanoseconde du laser Nd:YAG. Pour lutter contre ceci, nous avons dû interposer entre le laser de pompe et la chaîne amplificatrice un "mélangeur" [95]. Ce montage (figure 74) a pour but de lisser, extérieurement au laser, le profil temporel de l'impulsion. Pour cela, l'impulsion est divisée en deux répliques égales. Une des répliques est retardée d'environ deux nanosecondes puis recombinaisonnée à l'autre. On obtient ainsi deux faisceaux comportant chacun la moitié de l'énergie du laser. Dans chaque faisceau les deux répliques décalées s'additionnent en intensité, les "bosses" de la deuxième bouchant les "trous" de la première impulsion. On obtient ainsi un profil légèrement plus large mais surtout beaucoup plus lisse (figure 75).

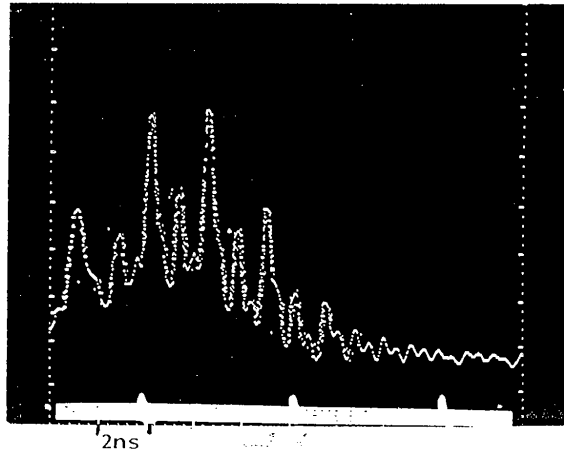


Fig.72: Structure temporelle de l'impulsion Nd:YAG à 532nm  
(Oscilloscope IN7000 Intertechnique 7 GHz)

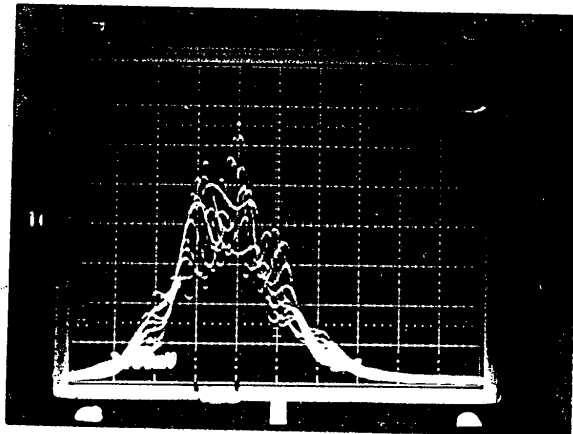


Fig.73: Identique à la figure 72 mais environ 10 coups sont  
accumulés .(Oscilloscope Tecktronics 400 MHz)

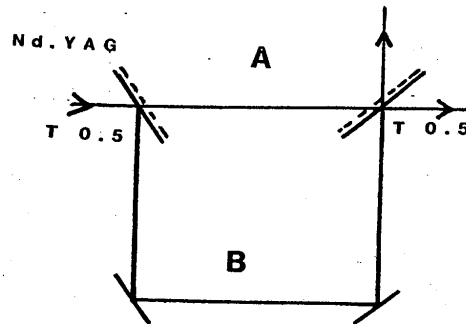


Figure 74 : Mélangeur de faisceaux. La différence de marche entre les trajets A et B est de l'ordre de 2 ns.

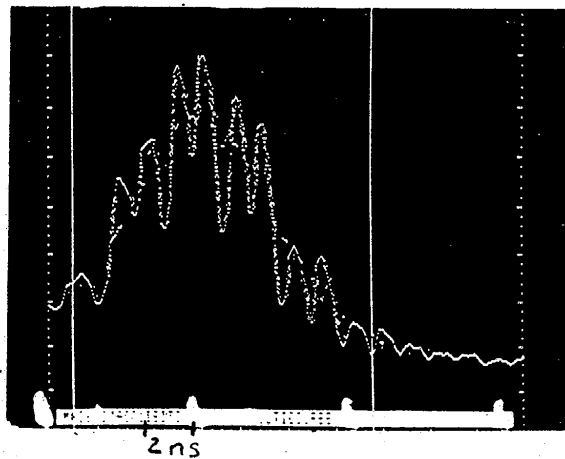


Figure 75 : Structure temporelle de l'impulsion YAG après le mélangeur.

Finalement, on obtient à l'entrée de la chaîne amplificatrice environ 100 mJ de lumière à 532 nm dans une impulsion de 8 ns. Cette énergie est répartie à l'aide de lames semiréfléchissantes comme suit :

1er étage : 2.5 mJ  
2ème étage : 5 mJ  
3ème étage : 40 mJ  
4ème étage : 50 mJ .

Cette répartition n'est sans doute pas idéale (en particulier trop d'énergie est incidente sur le troisième étage) mais le choix limité des coefficients de réflexion des lames semi-réfléchissantes utilisées ne nous permet pas toutes les combinaisons possibles.

On trouvera dans la table 9 les concentrations des différents colorants utilisés. En pratique, ces concentrations ne semblent pas très critiques. Elles sont ajustées expérimentalement pour obtenir les meilleurs résultats. Les colorants sont relativement stables et ne demandent pas de soins particuliers. Le solvant utilisé est de l'eau distillée dans laquelle on ajoute, pour éviter la photodimérisation des colorants, 2 % d'agent moussant : de l'amonix L.O..

Nous avons vu que l'amplification des impulsions femtosecondes exige que les impulsions de pompe et celles provenant de l'oscillateur femtoseconde arrivent en parfaite coïncidence dans les cuves de colorants. Pour ce faire, nous avons réalisé une électronique de commande synchronisant l'impulsion électrique appliquée à la cellule de Pockels du laser YAG (et qui déclenche l'émission de ce dernier) sur le passage des impulsions femtosecondes. En affinant cette synchronisation avec un retard ajustable, on peut faire coïncider les deux types d'impulsions au sein de chaque cuve amplificatrice. Le système électronique répond au synoptique de la figure 76.

Une photodiode rapide HP 4207 détecte l'impulsion femtoseconde. Un comparateur rapide convertit cette détection de niveau en un signal logique. Celui-ci est comparé en coïncidence à l'impulsion commandant les flashes de pompe des barreaux du laser YAG. La première impulsion femtoseconde suivant cette synchro flash, déclenche, avec un retard ajustable de 0 à 12 ns (période des impulsions femtosecondes), une impulsion de commande de la cellule de Pockels du YAG. On peut ainsi compenser électroniquement les différences de marche optiques entre les impulsions des deux lasers. Afin de minimiser au maximum le "jitter" du système de synchronisa-

### Amplificateurs

1er	Amplificateur : Rhodamine 640	$C = 5.10^{-4} \text{ M/l}$
2ème	Amplificateur : Rhodamine 640	$C = 4.10^{-4} \text{ M/l}$
3ème	Amplificateur : Rhodamine 640	$C = 4.10^{-4} \text{ M/l}$
4ème	Amplificateur : Sulforhodamine 640	$C = 1.5.10^{-4} \text{ M/l}$

Solvant :  $\text{H}_2\text{O} + 2\% \text{ Amonix L.O.}$

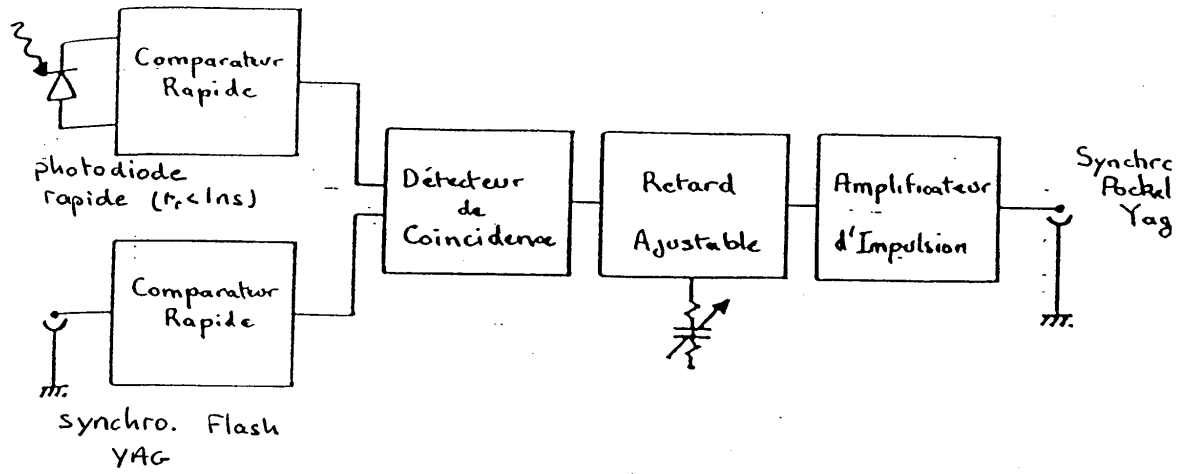
### Jets d'Absorbant Saturable

Pour tous les jets, nous utilisons du vert de malachite dissout dans de l'éthylène glycol. Les concentrations sont ajustées expérimentalement. Typiquement, ces transmissions non saturées de ces jets sont :

1er Jet	: $T = 4.10^{-2}$
2ème Jet	: $T = 2.10^{-2}$
3ème Jet	: $T = 2.10^{-2}$

Le solvant est de l'éthylène de glycol et les jets sont obtenus à l'aide de buses standards de la marque Cohérent.

Table 9



impulsions femtosecondes

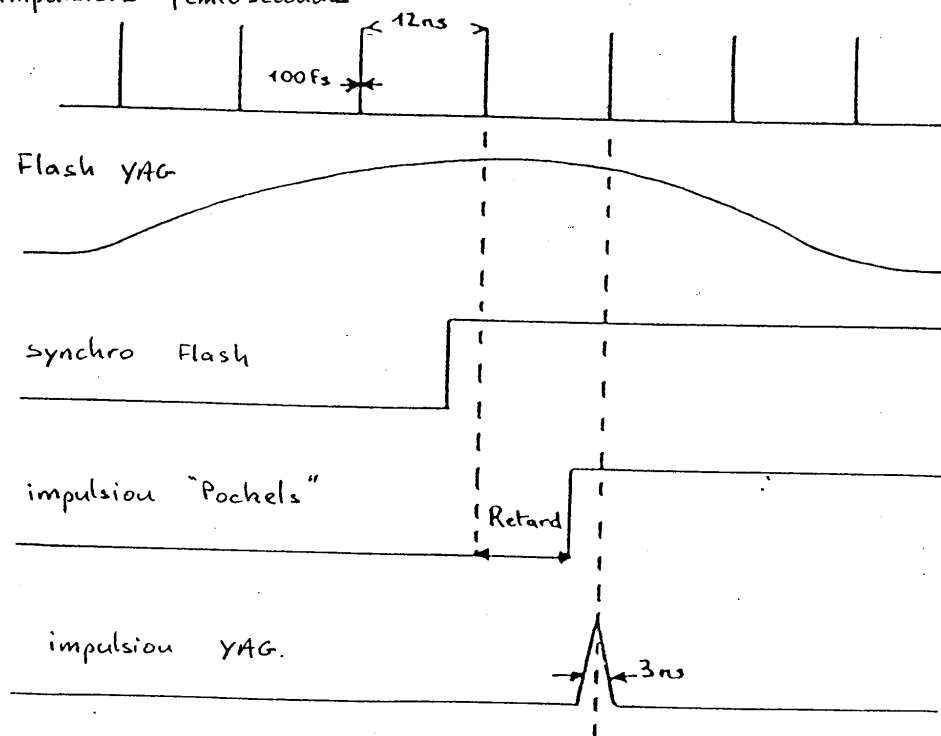


Fig.76: Systeme de synchronisation des impulsions YAG



tion, ce dernier est réalisé en technologie ECL.

### 5.2.3. Performances de la chaîne amplificatrice

A l'entrée de la chaîne amplificatrice les caractéristiques des impulsions sont typiquement :

- durée : 60 fs
- énergie : 0,1 nJ
- taux de répétition : 80 MHz.

A la sortie de la chaîne, les caractéristiques typiques obtenues sont :

- durée : 350 fs
- énergie : 300  $\mu$ J
- taux de répétition : 10 Hz.

Nous tenons à attirer l'attention du lecteur sur le fait que, si l'énergie de l'impulsion a augmenté dans un rapport de  $3.10^6$  le taux de répétition est passé de 80 MHz à 10 Hz, soit un rapport  $8.10^6/1$ . On perd donc en puissance moyenne en traversant de la chaîne amplificatrice. Ce très faible taux de répétition est l'inconvénient majeur des lasers Nd:YAG et explique que la plupart des équipes essayent de s'équiper actuellement de lasers à vapeur de cuivre permettant d'atteindre des cadences de l'ordre de 15 kHz (au détriment du gain de la chaîne qui atteint néanmoins  $1.10^4$ ).

Il faut aussi remarquer que la durée de l'impulsion est passée de 60 fs à 350 fs. Ceci est dû à la dispersion de vitesse de groupe introduite par la traversée des cuves de colorants, des lentilles et de tous les milieux dispersifs composant l'amplificateur. On peut compenser le chirp dû à cette dispersion à l'aide des lignes à retard dispersives présentées au chapitre III. Traditionnellement, on utilisait des réseaux pour recompresser l'impulsion. En effet, si on fait le calcul de la dispersion introduite par la chaîne amplificatrice (eau : 90 mm, lentilles en BK7 : 40 mm, cuves en silice : 24 mm), on obtient une valeur proche de  $9000 \text{ fs}^2$ . En utilisant la relation donnée au chapitre III et rappelée ci-dessous :

$$\phi'' = 5.55 e - 3.00 L$$

pour les prismes en  $\text{SiO}_2$ , on peut calculer la distance  $L$  qu'il faut introduire entre deux prismes afin de compenser la dispersion de l'amplificateur. On obtient une valeur proche de 3 m ce qui est tout à fait déraisonnable pour un système expérimental. A l'inverse, deux réseaux de 600 traits par mm ne nécessitent qu'une séparation de quelques centimètres pour assurer la même compensation. C'est pourquoi, les réseaux étaient préférés aux prismes en silice. Pourtant, les réseaux ont de graves inconvénients. Tout d'abord, des pertes très importantes (environ 60 % de pertes pour deux réseaux). On perd alors dans le système de compression tout le gain introduit par le quatrième étage. Une solution élégante a été apportée à ce problème par l'équipe de l'ENSTA [95] en introduisant le système de compression non plus après le dernier étage mais entre le troisième et le quatrième étage. La saturation du gain du dernier étage permet de récupérer les pertes introduites par les réseaux. Ce système permet de gagner un facteur deux à trois en énergie aux dépens d'un léger élargissement temporel à la fin de la chaîne amplificatrice. Les réseaux possèdent un deuxième inconvénient qui est la très grande sensibilité de la compensation obtenue à la distance séparant les réseaux. Il faut donc apporter beaucoup de soin aux réglages du compresseur.

Nous avons introduit un nouveau système de compensation permettant une compression optimum des impulsions tout en présentant des pertes inférieures à 10 %. Ce système est basé sur l'utilisation de prismes à très haut indice [96]. Le principe est identique à celui exposé au chapitre III. Seul diffère l'indice des prismes utilisés. En effet, nous nous sommes aperçu en calculant la dispersion d'un grand nombre de verres que leur dispersion de vitesse de groupe était grossièrement proportionnelle à leur constringence  $v$ . Si on observe la figure 77, on voit que la constringence augmente avec l'indice du verre. Nous avons donc choisi de faire tailler des prismes dans un verre de la société SOVIREL, le FeD E-05-25. Les caractéristiques de ce verre sont données sur la table II. Ce verre s'avère très stable à l'usage. Nous n'avons pas observé d'oxydation importante durant l'année écoulée.

Nous avons donc fait tailler quatre prismes dans ce verre. Ces prismes sont à l'incidence de Brewster pour leur mi-



nimum de déviation (angle au sommet 58'06'). Afin de permettre l'utilisation de faisceaux de fort diamètre, ces prismes ont une base de 20 mm x 20 mm.

La dispersion introduite par un montage utilisant ces prismes est donnée par :

$$\phi'' = 1005.41 e - 59.88 L \quad . \quad (5.1)$$

On peut alors recalculer la distance L nécessaire à la compensation de la chaîne amplificatrice en supposant e de l'ordre de 10 mm. On obtient alors une distance de l'ordre de 300 mm. Cette longueur est beaucoup plus raisonnable que les trois mètres obtenus pour les prismes en silice et permet d'envisager un montage opérationnel.

Pour tester les possibilités de ce système de quatre prismes haut indice, nous avons utilisé la chaîne amplificatrice de façon passive. Nous avons donc coupé le laser de pompe et retiré les jets d'absorbant saturable. Le faisceau issu de l'oscillateur traverse alors l'ensemble de la chaîne amplificatrice sans subir trop de perte. Nous avons préféré utiliser les impulsions issues de l'oscillateur, même affaiblies, que les impulsions amplifiées afin de garder la cadence de 80 MHz et gagner ainsi en rapport signal à bruit dans la mesure des impulsions à la sortie de la chaîne.

La figure 78 montre la fonction d'autocorrélation de l'impulsion émergeant du dernier étage de la chaîne amplificatrice. En supposant le profil en intensité de l'impulsion de la forme  $1/ch^2$ , la largeur à mi-hauteur de l'impulsion est environ de 385 fs.

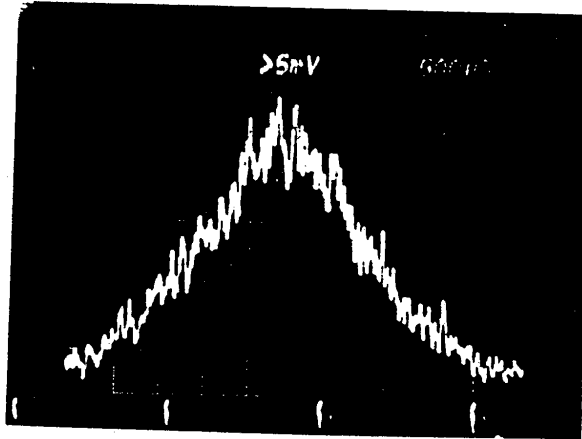


Figure 78 : Fonction d'autocorrélation des impulsions à la sortie du 4ème étage de la chaîne amplificatrice (90 fs/div).

Nous avons remesuré l'impulsion à la sortie du système de quatre prismes. La figure 79 donne la fonction d'autocorrélation obtenue pour  $L \approx 400$  mm et  $e \approx 10$  mm ; la largeur de l'impulsion est environ 55 fs. Il faut remarquer que l'échelle des temps (échelle horizontale) est la même dans les figures 78 et 79. On mesure alors tout l'intérêt des systèmes de compression d'impulsions.

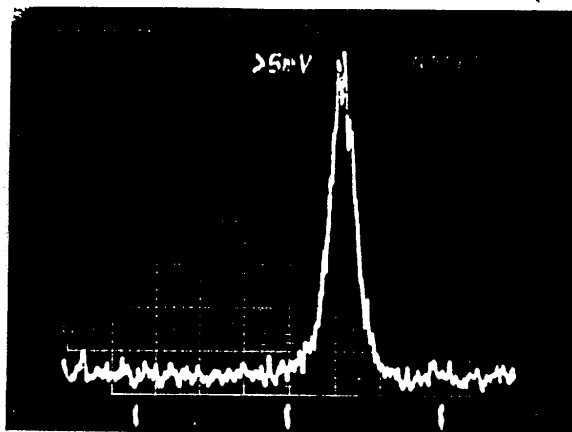


Figure 79 : Fonction d'autocorrélation des impulsions après compensation de la dispersion par le système de quatre prismes (90 fs/div).

L'ajustement des prismes est très facile et ne nécessite aucun positionnement micrométrique. La valeur de la dispersion négative introduite par le système est simplement ajustée en translatant un prisme, donc en introduisant plus ou moins de verre sur le passage du faisceau. Nous avons également mesuré la transmission du système de quatre prismes et trouvé une valeur proche de 0,92, ce qui est environ trois fois mieux que pour un système standard à réseaux [97].

### V.3. MESURE DES IMPULSIONS AMPLIFIEES

Ainsi que nous l'avons fait remarquer au chapitre III, il existe très peu de systèmes de mesure des impulsions femtosecondes. Le plus courant est l'autocorrélateur optique. Ce dernier nécessite un grand nombre d'impulsions pour pouvoir construire la fonction d'autocorrélation point par

point. Dans le cas des impulsions issues de l'oscillateur, le très grand taux de répétition (80 MHz) permet d'obtenir une fonction d'autocorrélation toutes les 30 ms. Dans le cas des impulsions amplifiées, la cadence de 10 Hz et la faible stabilité énergétique des impulsions produites nécessitent des durées d'intégration pouvant atteindre plusieurs minutes. Ceci ne facilite pas l'optimisation des chaînes amplificatrices et en particulier des systèmes de compression. On peut penser utiliser une caméra à balayage de fente mais leur résolution est actuellement limitée à environ 500 fs.

Par ailleurs, il existe de nombreux travaux théoriques sur des méthodes de mesures d'impulsions courtes [52-56]. Le problème est de transformer l'information temporelle (profil de l'impulsion) en une forme accessible à l'expérimentateur (signal spatial ou lentement variable dans le temps). Nous allons décrire dans ce paragraphe un dispositif permettant d'obtenir la fonction d'autocorrélation en intensité d'une impulsion unique. Ce système a été introduit en 1977 par Jansky, Conadi et Gyuzalian [98] pour la mesure d'impulsions picosecondes émises par un laser Nd:YAG. Son utilisation a été démontrée en régime picoseconde [99] et subpicoseconde [100]. Nous allons montrer que cette méthode peut s'appliquer très facilement pour la caractérisation d'impulsions uniques de moins de 60 fs [101].

L'idée de base de ce dispositif est de transformer le profil temporel de l'impulsion en un profil spatial qui pourra être analysé à l'aide d'une barette de détecteurs. La figure 80 montre le dispositif expérimental. Une lame séparatrice produit deux répliques de l'impulsion incidente qui vont se croiser, en faisant un faible angle, dans un cristal non linéaire. On enregistre l'image du cristal à la longueur d'onde double de celle de l'impulsion incidente. On oriente le cristal doubleur de la même façon que dans un autocorrélateur classique, c'est-à-dire, que le maximum de doublage de fréquence se produit dans la direction de la bissectrice des deux faisceaux incidents. Il n'y a donc de signal de second harmonique produit qu'aux points où les deux impulsions coïncident à la fois spatialement et temporellement.

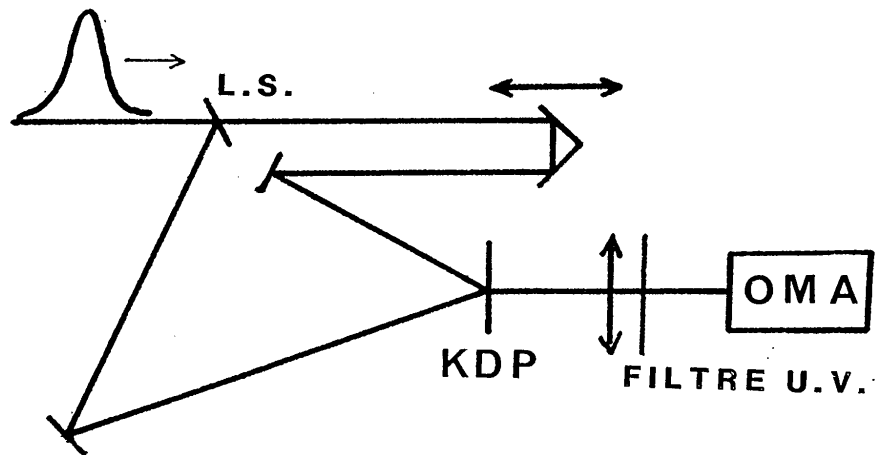


Figure 80 : Schéma de principe de "l'autocorrélateur monocoup". L.S. : lame séparatrice.

Le calcul exact de la forme spatiale du faisceau doublé a été fait par Jansky et coll. [10] et nous nous contenterons de présenter leurs résultats sous une forme plus intuitive. Nous supposons que les centres des deux faisceaux coïncident temporellement sur le cristal et que l'intensité lumineuse est spatialement uniforme. Le croisement des faisceaux dans le cristal est schématisé sur la figure 81. Soient  $I_1(t)$  et  $I_2(t)$  les profils temporels des impulsions incidentes sur le cristal et  $S(x)$  le profil spatial du faisceau de fréquence double. On peut remarquer sur la figure 81 que, en tout point d'abscisse  $x_0$  dans le cristal, l'intensité du signal du second harmonique est proportionnelle au produit  $I_1(t) \cdot I_2(t + 2\tau)$ . Le retard  $\tau$  ne dépend pas de la position le long de l'axe  $O_y$  du point considéré, mais uniquement de son abscisse  $x_0$ . Le retard  $\tau$  est relié à la position  $x_0$  par :



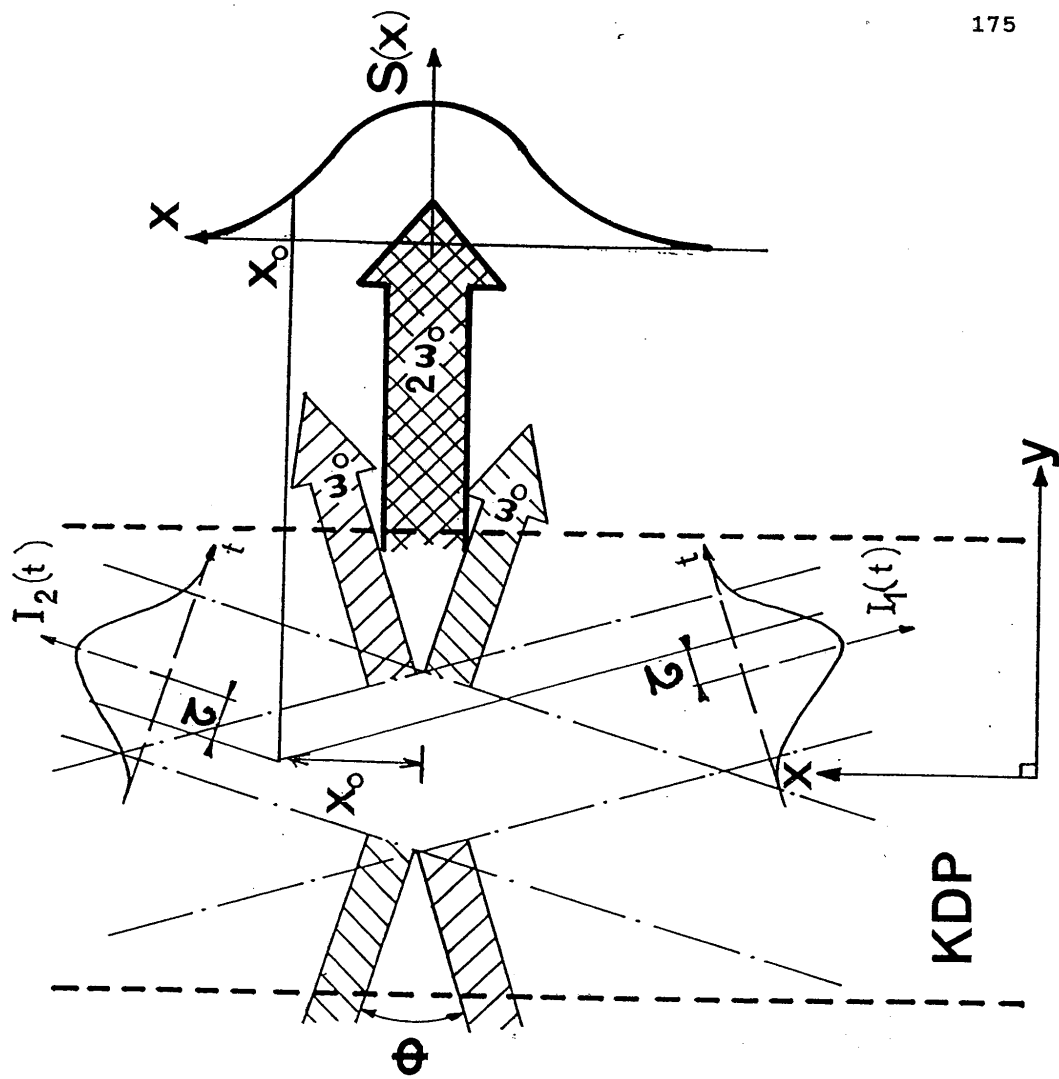


Fig. 81: Principe de l'autocorrelation monocoup

$$\tau = \frac{n x_0 \sin \phi/2}{c} \quad (5.2)$$

où :

$\phi$  est l'angle fait par les deux faisceaux ;  
 $n$  est l'indice de réfraction du cristal non linéaire ;  
 $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide.

Si on fait l'image du cristal sur un détecteur ayant un temps de réponse très long devant la durée de l'impulsion, le signal obtenu est intégré dans le temps. Le profil intégré  $S(x)$  du faisceau doublé s'écrit donc :

$$S(x) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} I_1(t) I_2(t + 2\tau) dt \quad (5.3)$$

Dans notre cas, les deux impulsions incidentes sur le cristal sont identiques. La fonction  $S(x)$  devient alors proportionnelle à la fonction d'autocorrélation d'ordre deux,  $G_2(\tau)$ , du profil en intensité de l'impulsion.

En enregistrant à l'aide d'un détecteur spatial (film photographique, barette CCD...), le profil spatial du faisceau doublé en fréquence dans le cristal non linéaire, on peut obtenir les mêmes informations que dans un autocorrélateur classique mais dans notre cas avec une seule impulsion.

Il existe plusieurs méthodes pour obtenir, à partir de la fonction  $S(x)$ , la valeur absolue de la durée de l'impulsion. La première consiste à mesurer exactement les dimensions du profil spatial du faisceau de fréquence double et de remonter à la durée de l'impulsion à l'aide de la relation (5.2).

Cette méthode présente plusieurs difficultés. Tout d'abord, elle nécessite la mesure exacte du profil spatial du faisceau harmonique ce qui n'est pas aisé lorsque ce faisceau a une dimension inférieure à 50  $\mu\text{m}$  comme c'est le cas pour les impulsions femtosecondes. D'autre part, la précision de la mesure de la durée de l'impulsion dépend des incertitudes sur les mesures de l'angle  $\phi$  et de la largeur du profil spatial.

Une deuxième méthode, beaucoup plus simple consiste à

introduire un retard  $\Delta t_0$  sur l'un des faisceaux. Le signal du second harmonique se déplace alors latéralement le long de l'axe  $O_x$ . Ce déplacement  $\Delta x_0$  est relié au retard  $\Delta t_0$  par [11] :

$$\Delta x_0 = \frac{c \Delta t_0}{2n \sin \phi/2} \quad (5.4)$$

En gardant à l'esprit que le profil spatial  $S(x)$  n'est pas exactement égal à la fonction d'autocorrélation  $G_2(\tau)$  mais est relié à la fonction  $G_2(2\tau)$ , on peut exprimer la largeur à mi-hauteur  $\eta_0$  du profil temporel en intensité en fonction de la largeur à mi-hauteur  $\delta_0$  du profil  $S(x)$  par :

$$\eta_0 = K \cdot \delta_0 \frac{\Delta t_0}{\Delta x_0} \quad (5.5)$$

où  $K$  est un facteur qui dépend de la forme de l'impulsion. La valeur de ce facteur  $K$  est donnée au chapitre III, table 8 - pour différentes formes d'impulsions. Rappelons simplement qu'il vaut 1.55 pour des impulsions en  $1/ch^2$ . La relation (5.5) montre que la calibration de l'autocorrélateur monocoup se fait exactement de la même façon que celle d'un autocorrélateur classique, ce qui permet des mesures rapides et simples.

Nous avons réalisé l'autocorrélateur monocoup présenté sur la figure 80. Une lame semi-transparente divise le faisceau en deux parties égales. Ces deux faisceaux se croisent dans un cristal de KDP de 300  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Une ligne à retard, introduite sur l'un des faisceaux assure la coïncidence temporelle des impulsions sur le cristal. Une lentille en silice de 50 mm de focale fait l'image du cristal sur une barette CCD intensifiée (O.M.A.I E.G.G.). Le grandissement est proche de 1. Un filtre U.V. placé devant le détecteur stoppe la lumière incidente à 620 nm et laisse passer le faisceau à la fréquence double soit 310 nm.

Pour que le profil spatial du faisceau U.V. corresponde réellement à la fonction d'autocorrélation de l'impulsion, il faut que le profil spatial du faisceau incident soit le plus uniforme possible. Le diamètre du faisceau incident sur le cristal de KDP est environ 1 cm. On s'assure de l'uniformité spatiale du faisceau en vérifiant que le signal  $S(x)$  se

décale sans se déformer lorsqu'on fait varier le retard  $\Delta t$  entre les deux faisceaux. La densité de puissance incidente sur le cristal est d'environ  $2 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ .

Nous avons utilisé cet autocorrélateur pour mesurer la durée des impulsions produites par notre chaîne amplificatrice directement à la sortie du quatrième étage ; la durée des impulsions est de l'ordre de 350 fs (figure 82). Cette valeur correspond bien à celle prévue théoriquement par un calcul de dispersion de vitesse de groupe. En introduisant le système de quatre prismes haut indice on peut recompresser l'impulsion. Notre autocorrélateur mono-coup permet une visualisation en temps réel de la fonction d'autocorrélation de l'impulsion et l'optimisation du système de prismes s'en trouve grandement simplifiée. Ceci permet d'obtenir des impulsions reproductibles d'un jour sur l'autre. Durant l'optimisation du système de recompression, nous avons observé que la durée de l'impulsion dépend de façon critique d'une rotation de quelques degrés de l'un quelconque des prismes mais reste beaucoup moins sensible à une translation de ces derniers.

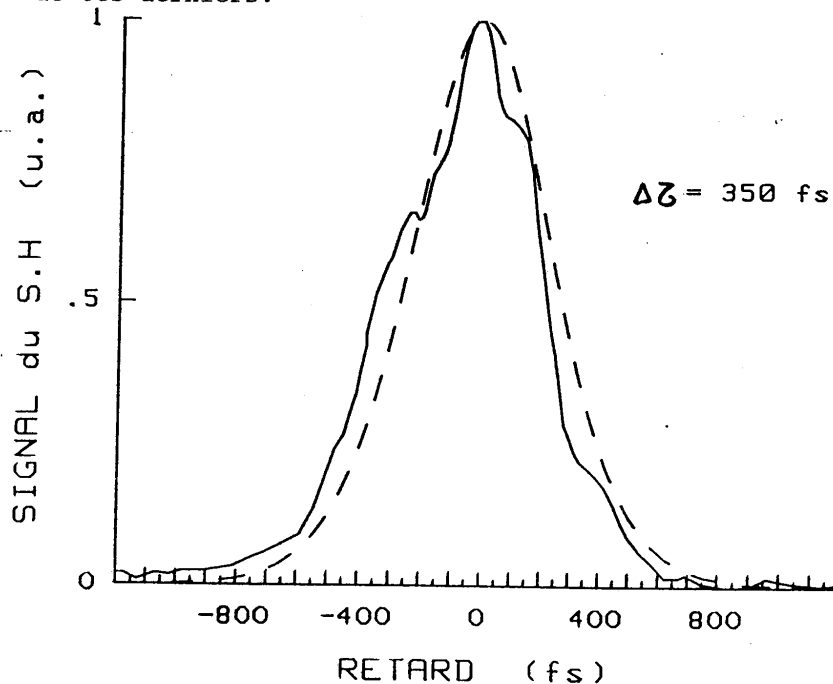


Figure 82 : Fonction d'autocorrélation de l'impulsion directement à la sortie de la chaîne amplificatrice.

A la sortie du système de prismes, nous obtenons de façon régulière des impulsions de moins de 60 fs. La figure 83 présente la fonction d'autocorrélation d'une impulsion d'environ 52 fs. Il faut noter l'excellent rapport signal à bruit obtenu pour un enregistrement mono-coup. L'approximation de cette fonction par la fonction d'autocorrélation théorique d'une impulsion de 52 fs (figure 84) montre que les pieds de la fonction expérimentale sont plus grands que prévu et que cette dernière n'est pas tout à fait symétrique. Cette dissymétrie peut s'expliquer par le fait qu'un des faisceaux incidents sur le cristal est réfléchi par la lame séparatrice tandis que l'autre faisceau traverse cette lame et rencontre par conséquent une certaine dispersion. On peut aussi mettre en cause un alignement défectueux des éléments optiques après le cristal qui introduirait un grandissement dépendant de la position  $x_0$ . Les pieds importants observés sur les enregistrements expérimentaux peuvent avoir plusieurs origines. On peut penser que le "chirp" à la sortie de l'amplificateur n'est pas parfaitement linéaire et que par conséquent, même après compression, il reste de l'énergie étalée temporellement en dehors de l'impulsion. On peut aussi penser que ceci est la traduction de la saturation du gain. Les parties les plus faibles du spectre de l'impulsion rencontrent un gain plus important que la partie centrale. On observe effectivement une certaine déformation du spectre de l'impulsion au passage de la chaîne amplificatrice.

De plus, il a été observé expérimentalement que dans un phénomène non linéaire en présence de dispersion de vitesse de groupe (ce qui est notre cas dans les cuves de colorant) le "chirp" de l'impulsion finale n'est pas parfaitement linéaire et que la partie non linéaire du chirp correspond aux fréquences extrêmes du spectre [102]. Une augmentation de l'intensité de ces fréquences va donc se traduire par l'apparition de "pieds" dans le profil temporel de l'impulsion.

Par ailleurs, la figure 85 donne un exemple de fonction d'autocorrélation obtenue en accumulant cinquante tirs laser. La largeur à mi-hauteur de l'impulsion est ici de 70 fs. En pratique, on observe une faible reproductibilité des durées d'impulsions d'un tir à l'autre. Typiquement, ces durées varient de 50 à 80 fs, les impulsions les plus courtes

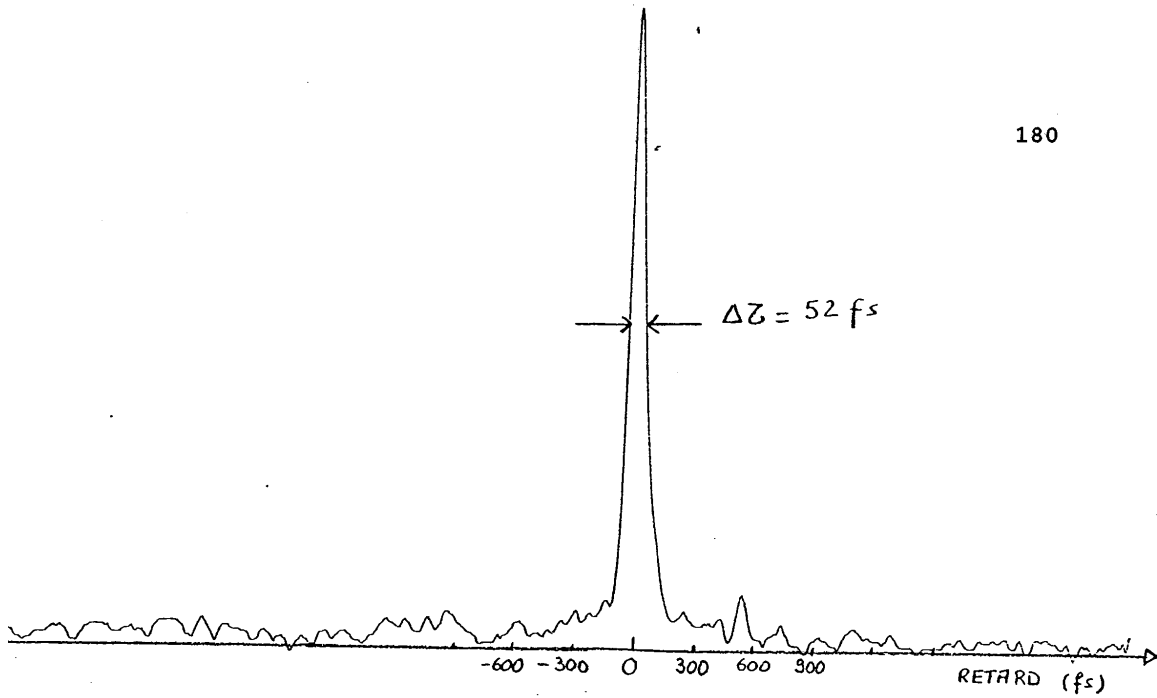


Fig.83: Fonction d'autocorrelation d'une impulsion unique

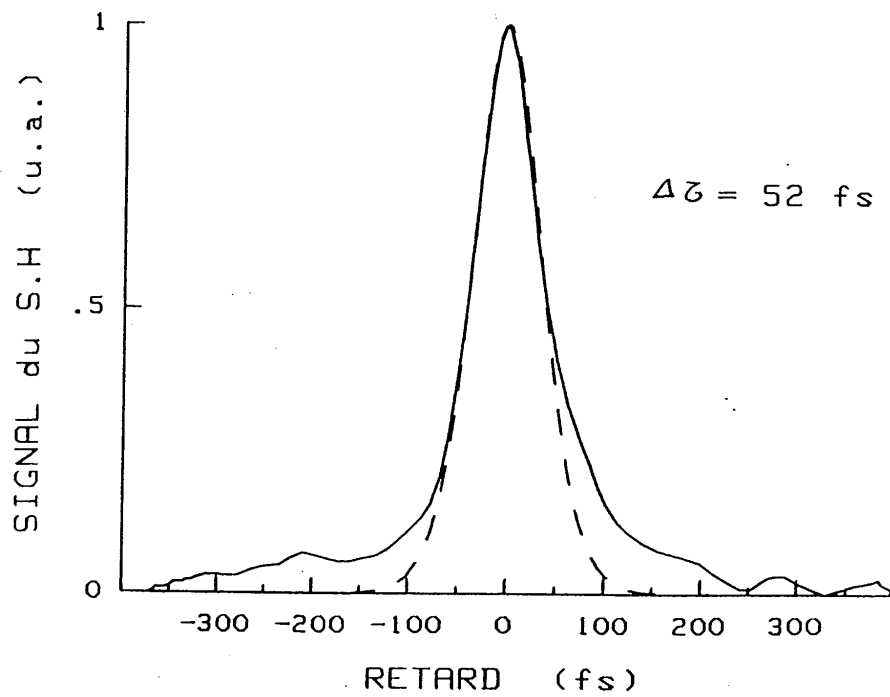


Fig.84: Fonction d'autocorrelation et approximation numerique

étant en général les plus puissantes. Etant donné qu'il n'existe pas, à l'heure actuelle, de moyen de mesure monocoup des impulsions très peu énergétiques produites par l'oscillateur femtoseconde, on ne peut pas savoir si ces instabilités sont introduites par l'oscillateur ou par la chaîne amplificatrice. Néanmoins, tout porte à croire que c'est plutôt la chaîne amplificatrice et particulièrement l'instabilité du laser Nd:YAG qui est la cause de cette dispersion des mesures.

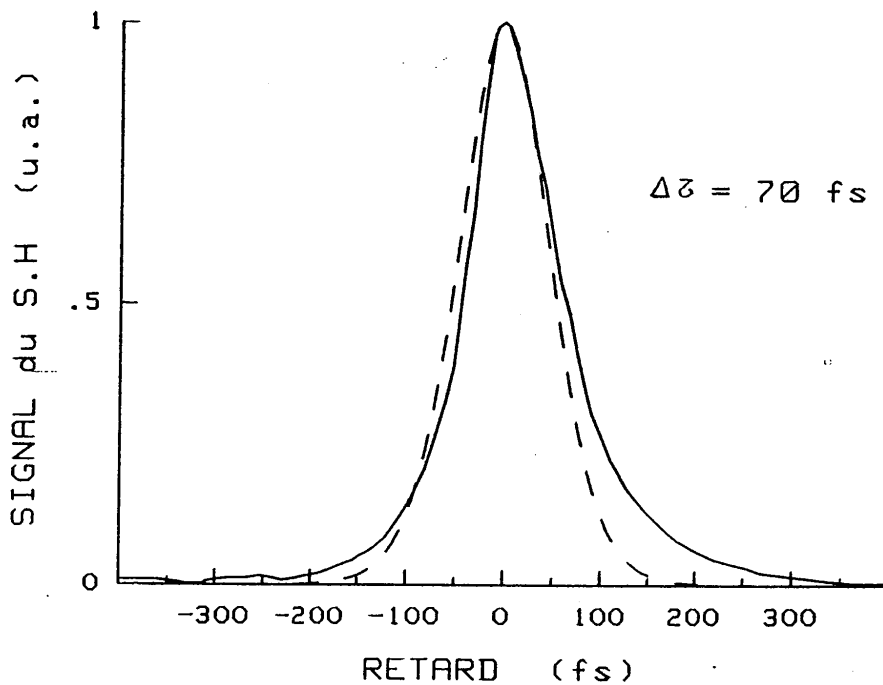


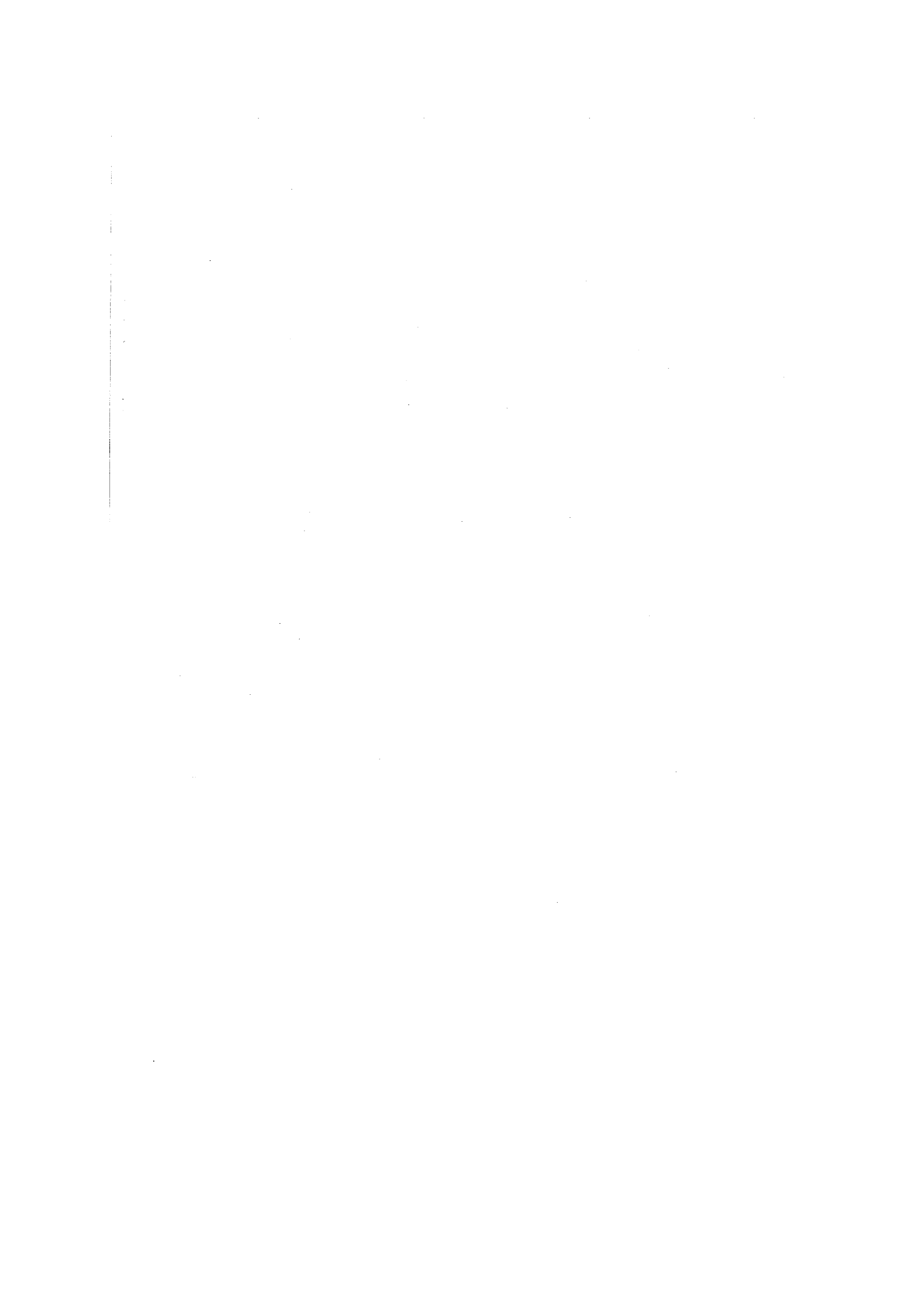
Figure 85 : Fonction d'autocorrélation moyennée sur 50 tirs.

Les limitations de la technique de mesure présentée ci-dessus ne sont pas bien connues. Il semblerait que le prob-

lème majeur provienne de la résolution spatiale des détecteurs C.C.D.. On peut évidemment introduire un système agrandisseur entre le cristal et le détecteur, mais ce système complique notablement le montage. Il faut alors faire attention aux problèmes d'alignement pour être sûr que le grandissement soit identique sur tout le champ exploré. D'autre part, il existe la même limitation que dans un autocorrélateur classique provenant de l'accord de phase dans le KDP. Pour des cristaux de moins de 300  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, on peut estimer que la résolution est limitée à environ 10 fs. Il faut remarquer que l'uniformité spatiale du faisceau est d'autant moins critique que l'impulsion est courte.

Finalement, nous pensons que ce système d'autocorrélation mono-coup permet une optimisation beaucoup plus rapide et facile de l'ensemble de la chaîne amplificatrice y compris le compresseur à prisme. De plus, ces systèmes mono-coup permettent une visualisation en temps réel de la fonction d'autocorrélation de l'impulsion et donnent donc une bonne idée de la stabilité du laser.





**CHAPITRE VI**

**METHODE DE CARACTERISATION MONOCOUP  
DE LA REPONSE TEMPORELLE DES NON-  
LINEARITES DU TROISIEME ORDRE DE MATE-  
RIAUX TRANSPARENTS**



METHODE DE CARACTERISATION MONOCOUP DE LA REPONSE  
TEMPORELLE DES NON LINEARITES DU TROISIEME ORDRE DE  
MATERIAUX TRANSPARENTS

Tout au long de cette étude, nous nous sommes intéressés au fonctionnement d'une source laser femtoseconde et des moyens de caractérisation qui l'accompagnent. Si le fonctionnement de ce laser méritait une étude approfondie, la finalité de ce travail était de fournir aux spectroscopistes une source performante et bien caractérisée. Nous allons donc présenter dans ce chapitre une première application de cette source à la caractérisation de matériaux pour l'optique. L'étude de ces matériaux n'étant pas le but de ce travail, nous n'entrerons pas dans le détail des phénomènes physiques mis en jeu et nous nous contenterons de décrire une nouvelle méthode de mesure de l'évolution temporelle de l'indice non-linéaire de matériaux transparents et isotropes.

VI.1. CARACTERISATION D'UN CONTINUUM SPECTRAL

Le cas le plus général d'une expérience de spectroscopie femtoseconde consiste à exciter un échantillon à une longueur d'onde  $\lambda_0$  et à tester à différents instants et à différentes longueurs d'ondes l'évolution des caractéristiques de ce matériau. Il faut donc bénéficier d'une source impulsionnelle accordable sur une plage la plus grande possible et produisant des impulsions aussi courtes que possible.

La chaîne laser décrite dans les chapitres précédents produit des impulsions, certes très courtes ( $< 100$  fs), mais qui ne sont pas accordables en longueur d'onde. Pour obtenir cette accordabilité, on utilise un phénomène découvert par R.R. Alfano et S.L. Shapiro [103] en 1970. Ces derniers se sont aperçus que lorsqu'on focalise une impulsion courte très intense dans un milieu dense (de l'eau par exemple) un continuum spectral est produit. L'énergie se trouve répartie sur une bande de plus de 1000 nm. La densité de puissance au

seuil de la production du continuum doit être de l'ordre de  $10^{11} \text{ W/cm}^2$ . Cette valeur peut paraître énorme mais, est facilement atteinte avec des impulsions femtosecondes focalisées.

Le mécanisme de création de ce continuum reste très complexe et n'est pas aujourd'hui totalement compris. Il semblerait qu'un des phénomènes importants soit l'automodulation de phase [104, 105] mais qu'il ne suffise pas à expliquer toutes les observations. En particulier, le spectre du continuum n'est pas symétrique autour de la longueur d'onde du laser. Il est plus étendu du côté des longueurs d'onde bleues que du côté de l'infrarouge.

Dans notre montage, le faisceau amplifié est divisé, après la recompression dans les prismes haut indice, entre les différents utilisateurs. Le seuil du continuum se situant aux environs de  $1 \mu\text{J}$  pour des impulsions de 100 fs chaque utilisateur conserve néanmoins largement assez d'énergie pour obtenir un continuum. Le faisceau est focalisé à l'aide d'une lentille de 60 mm de focale dans une cuve de 1 cm de longueur remplie d'eau. Après quelques essais sur divers produits, il s'est avéré que le meilleur compromis entre la facilité d'utilisation et les performances obtenues est l'eau pure. A la sortie de la cuve le faisceau est parfaitement blanc. Sa structure spatiale est celle d'un "speckle" et le faisceau n'est donc plus cohérent spatialement. De plus, la divergence du continuum est légèrement (environ deux fois) plus importante que celle du faisceau incident.

Les caractéristiques temporelles d'un continuum dépendent fortement de la façon dont celui-ci est produit. En particulier, la durée des impulsions et la répartition temporelle des fréquences ne sont pas les mêmes lorsqu'on utilise un jet mince de liquide [106] ou une cuve plus longue et dépendent de la puissance de pompe.

Nous avons effectué quelques mesures sur les impulsions produites par le continuum pour obtenir des indications sur leur durée. Pour cela, nous avons utilisé l'autocorrélateur monocoup présenté au chapitre V. Dans un des bras du montage, nous avons introduit une cuve d'eau de 1 cm pour créer un continuum. Cette cuve est suivie d'un filtre interférentiel qui sélectionne une bande d'environ 10 nm. Le signal obtenu

sur le détecteur est alors l'intercorrélacion de l'impulsion de pompe ( $< 100$  fs) qui a voyagé dans le bras sans cuve d'eau et de l'impulsion émise par continuum. La densité spectrale d'énergie dans le continuum n'est pas grande et diminue rapidement lorsque l'on s'écarte de longueur d'onde de la pompe (620 nm). Nous avons donc choisi une bande de 10 nm centrée à 650 nm, longueur d'onde proche de celle de la pompe. La Figure 86 montre la fonction d'intercorrélacion obtenue en moyennant cinquante tirs laser. L'énergie du continuum n'étant pas très stable, la mesure reste très bruitée. Cette fonction montre que l'impulsion issue du continuum a une durée à mi-hauteur de l'ordre de 150 fs et que son profil reste sensiblement symétrique. On peut diminuer la durée des impulsions produites par le continuum en diminuant l'épaisseur de liquide utilisée pour sa génération.

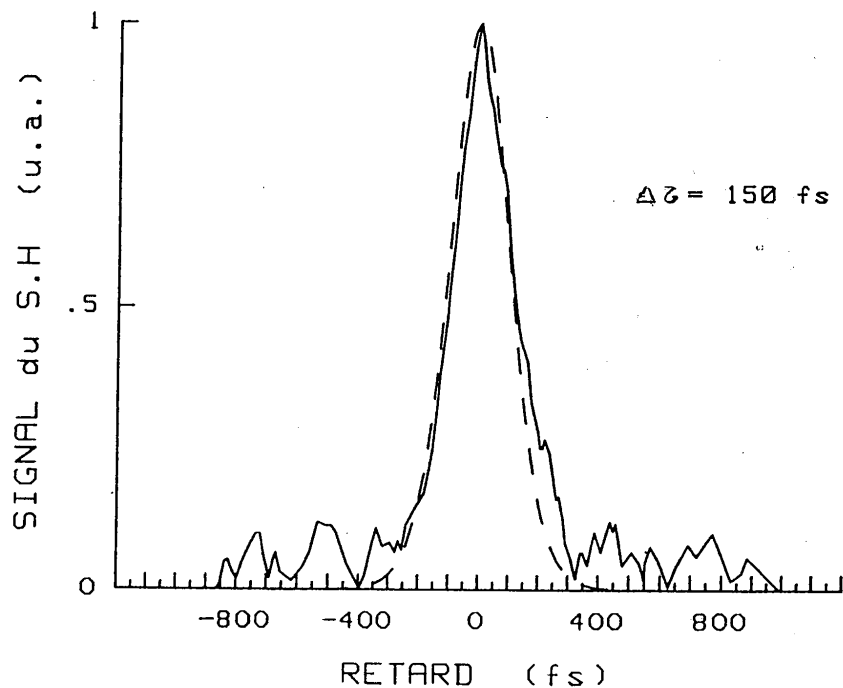


Figure 86 : Fonction d'intercorrélacion de l'impulsion issue du continuum à 650 nm et de l'impulsion pompe.

On est en droit de se demander quelle est la réparti-

tion temporelle des différentes fréquences produites dans un continuum spectral. Cette question a déjà été abordée par Shank et coll. [106] dans le cas d'un continuum engendré dans un jet mince (500  $\mu\text{m}$ ). Ils ont observé que les différentes fréquences sont dispersées temporellement avec une dispersion relativement faible ( $< 30$  fs/100 nm dans le bleu et  $< 10$  fs/100 nm dans le rouge). En estimant la dispersion de vitesse de groupe du système de mesure utilisé ils ont montré que le "chirp" observé sur le continuum est dû au mécanisme de génération du continuum et non pas au système de mesure. Nous avons refait ces mesures sur un continuum produit dans une cuve épaisse (1 cm) [107]. Pour cela, nous avons utilisé un "obturateur-Kerr ultrarapide" [108]. Le principe de l'effet Kerr sera rapidement abordé dans la suite du chapitre. Il suffit ici de savoir qu'un "obturateur Kerr rapide" se compose d'un milieu non linéaire, d'un polariseur et d'un analyseur croisé. Au repos, l'obturateur empêche toute lumière de passer. Lorsqu'il est éclairé très violemment, il devient anisotrope et le système devient transparent pendant la durée de l'excitation. On obtient alors un obturateur à commande optique. Si l'on choisit judicieusement le milieu non-linéaire, sa réponse peut être limitée par la durée de l'impulsion excitatrice. Nous avons choisi comme milieu de Kerr un verre dopé au strontium qui présente une réponse instantanée ( $< 10$  fs) et une non linéarité importante [108]. Le montage est présenté sur la figure 87.

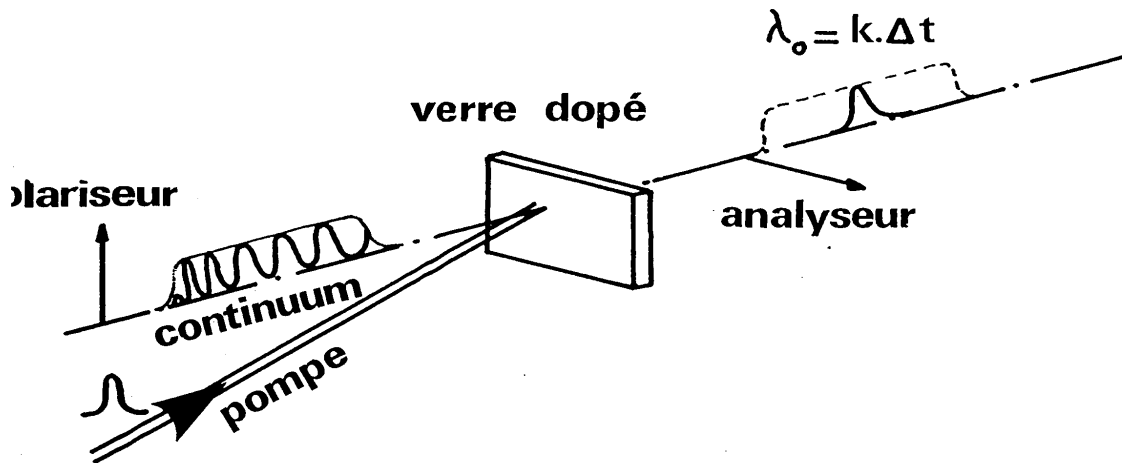
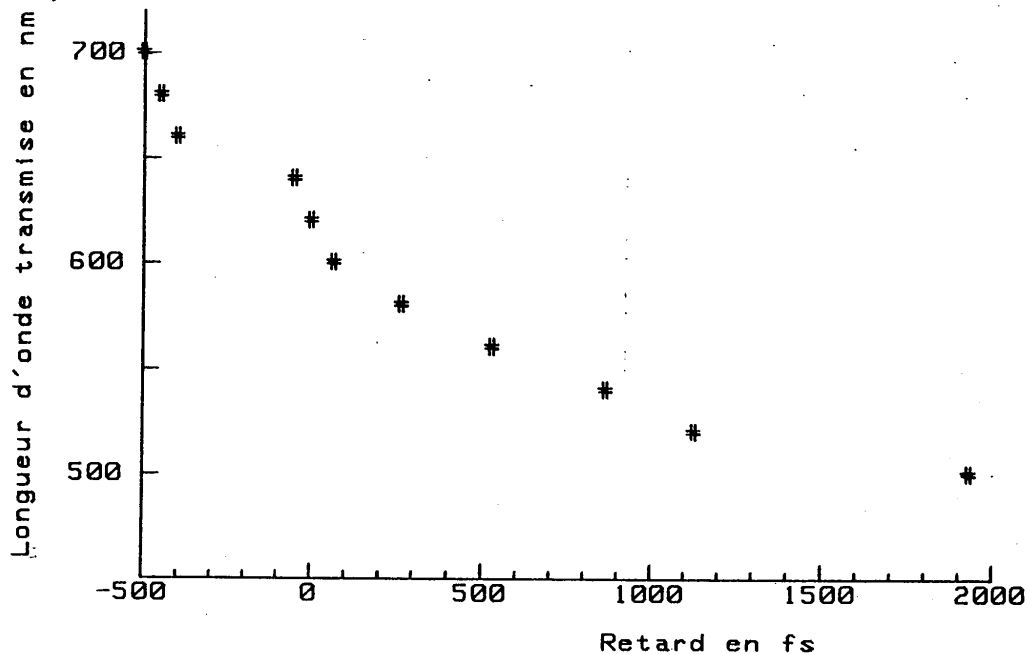


Figure 87 : Schéma de principe de la mesure du "chirp" du continuum.

L'impulsion issue du continuum est incidente sur l'obturateur de Kerr. Ce dernier est commandé par une partie de l'impulsion émise par la chaîne laser à 620 nm. En retardant l'impulsion de commande on peut explorer temporellement le continuum avec une résolution limitée par l'impulsion de commande soit moins de 100 fs. Un spectrographe et un détecteur linéaire très sensible (OMA I de E.G.G. Instruments) permet d'enregistrer le spectre transmis par l'obturateur. La figure 88 présente les résultats obtenus en notant la longueur d'onde centrale de l'impulsion émise par l'obturateur en fonction du retard de l'impulsion de commande.





**Figure 88** : Mesure de la longueur d'onde transmise en fonction du retard entre la pompe et la sonde.

On observe que le "chirp" est beaucoup plus important que celui mesuré par Fork et coll. [106]. Dans la zone linéaire située entre 500 nm et 600 nm ce "chirp" est de l'ordre de 120 fs/100 nm. Ce résultat est important car il permet de calculer la durée minimale  $\Delta t$  que l'on peut espérer atteindre avec les impulsions issues directement du continuum. En effet, lors de la sélection spectrale après le continuum deux phénomènes contradictoires apparaissent en fonction de la largeur  $\Delta\lambda$  de la bande passante du filtre : la relation d'incertitude de Heisenberg qui fixe l'impulsion la plus courte permise par une bande  $\Delta\nu$  ( $\Delta t \cdot \Delta\nu \geq 0,32$ ) et le chirp du continuum qui fait que la durée totale de l'impulsion sera d'autant plus grande que la bande spectrale sélectionnée sera large ( $\Delta t \geq 12(\text{fs/nm}) \cdot \Delta\lambda$ ). On peut estimer la largeur minimale de l'impulsion en cherchant la valeur minimale de  $\Delta t$  pour laquelle le système suivant est vérifié :

$$\begin{cases} \Delta t \geq 0.32 \frac{\lambda^2}{c \cdot \Delta \lambda^2} \\ \Delta t \geq 12 \cdot \Delta \lambda \end{cases} \quad (6.1)$$

On peut ainsi calculer la largeur  $\Delta\lambda$  du filtre qui minimise la durée  $\Delta t$  de l'impulsion. On obtient alors  $\Delta\lambda \sim 5.5$  nm et  $\Delta t \sim 138$  fs. Il faut remarquer que  $\Delta t$  varie relativement lentement avec  $\Delta\lambda$  puisque pour un spectre de 10 nm de large on obtient une impulsion d'environ 150 fs. Cette valeur est en bon accord avec celle mesurée expérimentalement à 650 nm avec une bande de 10 nm de large (figure 86).

## V.2. UTILISATION DU CHIRP DU CONTINUUM POUR LA MESURE DE REPONSES TEMPORELLES DE MATERIAUX

Nous allons présenter dans ce paragraphe une nouvelle méthode de caractérisation des réponses temporelles d'effets non linéaires et achromatiques dans les matériaux transparents. Nous appliquerons cette méthode à la mesure du temps de relaxation de l'effet Kerr dans un verre dopé et dans le toluène. Le principe de cette méthode est très proche de celui exposé par J.A. Valdmanis pour mesurer des impulsions électriques picosecondes [109]. Elle consiste à transformer l'information temporelle en une information spectrale. Pour cela, on utilise le fait que le continuum est "chirpé". En effet, la longueur d'onde de l'impulsion émise par le continuum dépend du temps. Si l'on choisit une zone du continuum où le chirp est linéaire ( $\Delta\lambda = K \cdot \Delta t$ ), toute modulation  $f(t)$  de l'enveloppe temporelle de l'impulsion va se traduire par une modulation  $f(\lambda)$  identique sur le spectre du continuum. On peut alors en enregistrant la déformation du spectre obtenir la réponse temporelle du matériau traversé (Figure 89).

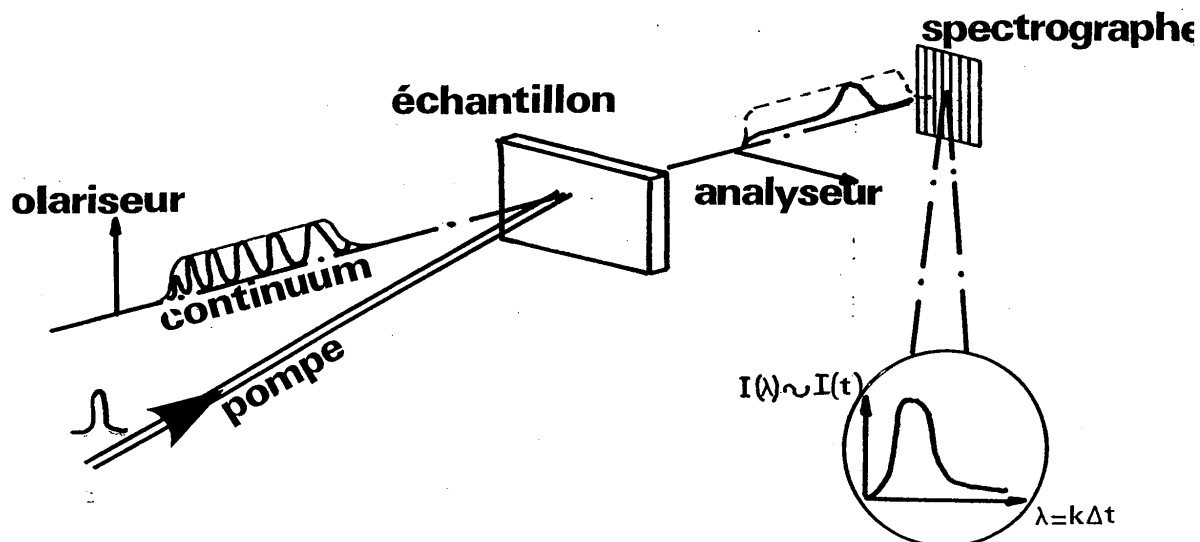


Figure 89 : Schéma de principe de la mesure monocoup de la réponse temporelle de matériaux.

La plage temporelle explorée dépend de la largeur de la bande spectrale sur laquelle le chirp est linéaire et du champ du spectrographe utilisé pour visualiser le spectre. La linéarité du chirp n'est pas indispensable mais elle évite d'avoir à étalonner de façon très précise l'axe des longueurs d'onde en retard temporel. Par contre, le champ du spectrographe limite la plage temporelle visualisable à environ 1,5 picoseconde. La résolution de cette méthode est difficile à calculer. La première limitation provient de la durée de l'impulsion qui crée l'effet à tester. D'autre part, la résolution du spectrographe et du détecteur qui enregistre le spectre introduisent une limitation. Typiquement une résolution spectrale de 0,03 nm peut être obtenue, ce qui correspond à environ 0,36 fs. On voit donc que ce n'est pas le spectrographe qui limite la mesure. Il existe bien entendu une limitation provenant de la relation d'Heisenberg. Pour qu'un effet soit transposé sans déformation sur

le spectre de l'impulsion, il faut que la largeur  $\Delta\lambda$  de la bande spectrale traversant l'échantillon pendant la durée  $\Delta t_0$  de l'effet soit suffisamment large pour décrire cet effet. On peut écrire cette condition sous la forme :

$$\Delta t_0 \geq K \cdot \Delta\lambda$$

et

$$\Delta t_0 \cdot \frac{c\Delta\lambda}{\lambda^2} \geq 0.32 \quad (6.2)$$

où K est le coefficient de chirp (ici  $K = 12 \text{ fs/nm}$ ).

La résolution du système ci-dessus donne :  $\Delta t_0 \geq 70 \text{ fs}$ . Il semblerait donc que la limitation essentielle de cette méthode provienne du coefficient de chirp K. A partir des relations (6.2), on peut obtenir une relation donnant la résolution  $\Delta t_0$  du système en fonction du coefficient de chirp K :

$$\Delta t_0 \geq 20\sqrt{K} \quad (6.3)$$

où K est en (fs/nm).

Pour augmenter la résolution du système, il faut diminuer le chirp mais dans ce cas la plage explorée diminue d'autant.

### 6.2.1. Effet Kerr optique

Les principes physiques ainsi que les modèles mathématiques associés à l'effet Kerr optique ne sont pas l'objet de cette étude. Nous allons nous contenter de donner les résultats strictement nécessaires à l'explication des expériences effectuées à l'aide du continuum chirpé. Un développement complet de l'effet Kerr optique en régime subpicoseconde pourra être trouvé dans la thèse d'Isabelle Thomazeau [108] et dans les références qui y sont citées.

L'effet Kerr optique est la traduction d'une variation d'indice d'un matériau éclairé par une impulsion intense. Dans le cas général, il faut écrire la polarisation créée dans le matériau en fonction du tenseur de susceptibilité

non linéaire du troisième ordre  $\chi^{(3)}$ . Nous nous limiterons au cas où l'onde excitatrice est polarisée rectilignement. Dans ce cas on peut écrire que l'indice suivant la direction de polarisation varie avec l'intensité lumineuse  $I(t)$  suivant la loi :

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

où  $n_2$  est l'indice non linéaire effectif du matériau. La variation d'indice ne se faisant que selon la direction de polarisation de l'onde excitatrice on crée dans le matériau une biréfringence. Si une onde sonde est incidente simultanément sur l'échantillon avec une polarisation à 45° de celle de l'onde excitatrice, cette sonde va subir une variation de son état de polarisation. On peut l'exprimer en projetant le vecteur champ électrique de la sonde sur la direction de polarisation  $Ox$  de la pompe et  $Oy$  perpendiculaire à  $Ox$ . Le déphasage entre ces deux projections à la sortie de l'échantillon est :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} L [n_0 - (n_0 + n_2 I)] = \frac{2\pi}{\lambda} L n_2 I \quad (6.4)$$

où  $L$  est la longueur de croisement des deux faisceaux dans l'échantillon.

Si on place après l'échantillon un polariseur croisé avec la polarisation incidente de la sonde, la transmission de l'échantillon, suivi du polariseur, s'écrira :

$$T = \sin^2 \left( \frac{\Delta\phi}{2} \right) \quad (6.5)$$

Pour des déphasages faibles, on peut écrire :

$$T \approx \left( \frac{\Delta\phi}{2} \right)^2 \quad (6.6)$$

soit :

$$T \approx \left( \frac{\pi}{\lambda} L n_2 I(t) \right)^2 \quad (6.7)$$

On voit donc que la transmission du système aura une

variation temporelle qui dépendra de l'impulsion de pompe.

En pratique, il apparait que tous les matériaux n'ont pas une réponse instantanée à une excitation lumineuse et que la biréfringence induite par le passage de l'impulsion puissante peut durer beaucoup plus longtemps que l'impulsion excitatrice.

Dans le cas des liquides (nous nous limiterons à ces derniers) les temps de réponse "lents" sont en général attribués à une réorientation moléculaire. Dans tous les matériaux on rencontre un phénomène très rapide (temps de réponse  $< 10^{-16}$  s) lié à la déformation des nuages électroniques. Les impulsions très courtes permettent de distinguer les différents temps de relaxation et ainsi de discriminer entre les différents phénomènes observés.

#### 6.2.2. Méthode "pompe et sonde" pour la mesure des temps de relaxation de l'effet Kerr.

La méthode habituelle de mesure des temps de réponse de l'effet Kerr dans les matériaux consiste à exciter l'échantillon à l'aide d'une impulsion intense (pompe) et de venir le sonder à différents instants à l'aide d'une impulsion très faible (sonde). En mesurant la transmission de l'ensemble "échantillon + polariseur" en fonction du retard entre la pompe et la sonde on obtient l'évolution temporelle de l'effet Kerr dans l'échantillon [108, 110]. Pour ce faire on introduit un retard variable sur le faisceau sonde et on construit la courbe point par point. Les instabilités importantes du faisceau laser femtoseconde utilisées dans ces expériences obligent à accumuler un grand nombre de tir par point rendant les expériences longues et fastidieuses.

Afin d'avoir une référence nous avons effectué ces mesures d'effet Kerr dans un échantillon de 1 cm d'épaisseur de Toluène ainsi que dans différents verres dopés et cristaux. Pour cela, nous avons divisé le faisceau laser issu du compresseur à prismes suivant la chaîne amplificatrice en deux faisceaux. Le faisceau sonde est atténué d'un facteur 200 et sa polarisation est tournée de  $45^\circ$  par rapport au faisceau pompe. Les deux impulsions sont alors incidentes sur l'échantillon en faisant un angle d'environ  $6^\circ$ . La trans-

mission de la sonde à travers un polariseur croisé avec sa polarisation initiale est mesurée par un détecteur très sensible (OMA I) précédé par un spectromètre limitant la lumière parasite. Le retard de la sonde est variable à l'aide d'une ligne à retard identique à celle de l'autocorrélateur monocoup. Les figures 91 et 92 présentent les courbes obtenues en coordonnées linéaires et logarithmiques pour un échantillon de 1.5 mm de verre dopé au Strontium. Il faut noter la décroissance très rapide du phénomène, typique d'un effet Kerr électronique. J. Etchepare et coll. [30] ont montré que dans le cas d'un effet plus rapide que la durée de l'impulsion, la fonction obtenue est la fonction d'autocorrélation d'ordre 3 de l'impulsion laser. De ces courbes, on peut donc déduire que l'impulsion amplifiée est symétrique (fonction d'autocorrélation d'ordre 3 symétrique) et estimer sa durée au niveau de l'échantillon à environ 100 fs. Cette durée légèrement supérieure à celle obtenue par autocorrélation d'ordre 2 monocoup peut s'expliquer par un élargissement dans les optiques et polariseurs situés avant l'échantillon. De plus, il faut noter que ces mesures effectuées sur un très grand nombre de tirs ne fournissent qu'une valeur statistique de la durée de l'impulsion.

Les Figures 93 et 94 donnent les fonctions obtenues pour un échantillon de 1 cm de Toluène. On note les deux constantes de temps parfaitement visibles sur la figure 94. Les valeurs des temps de relaxation correspondants sont respectivement 350 fs et 1,8 ps. On retrouve des valeurs tout à fait similaires dans tous les milieux comprenant des noyaux benzeniques. La constante de 1,8 ps est associée à la relaxation orientationnelle [110] tandis que l'autre constante n'est pas parfaitement expliquée.

### 6.2.3. Mesure "mono-coup" de la cinétique de l'effet Kerr

Nous avons repris les mesures effectuées ci-dessus par la méthode exposée au début de ce chapitre. Le montage expérimental est présenté sur la figure 95.

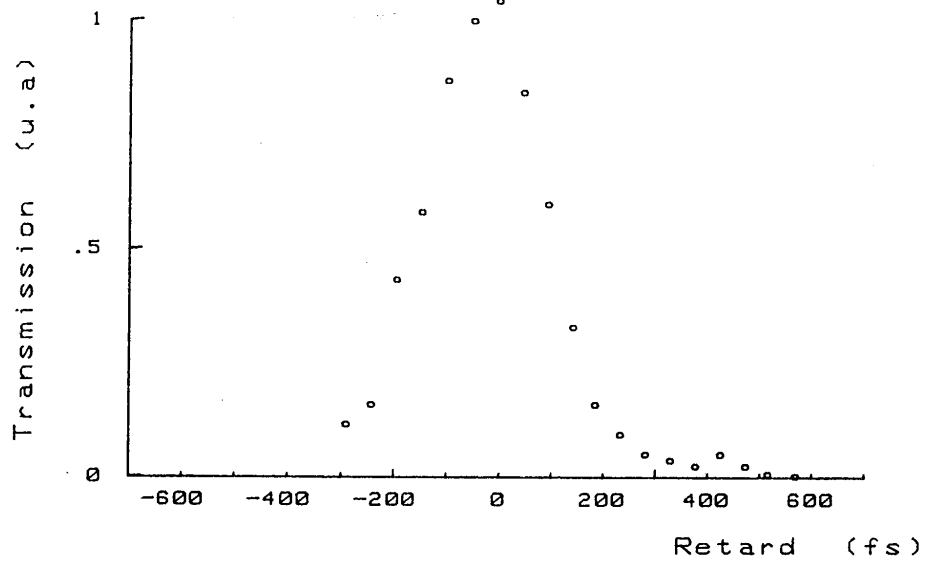


Fig. 91

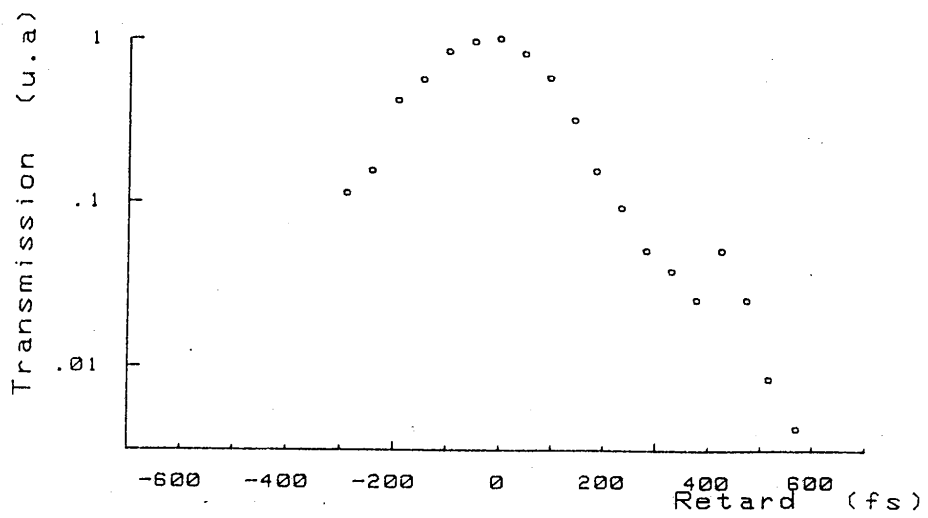


Fig. 92



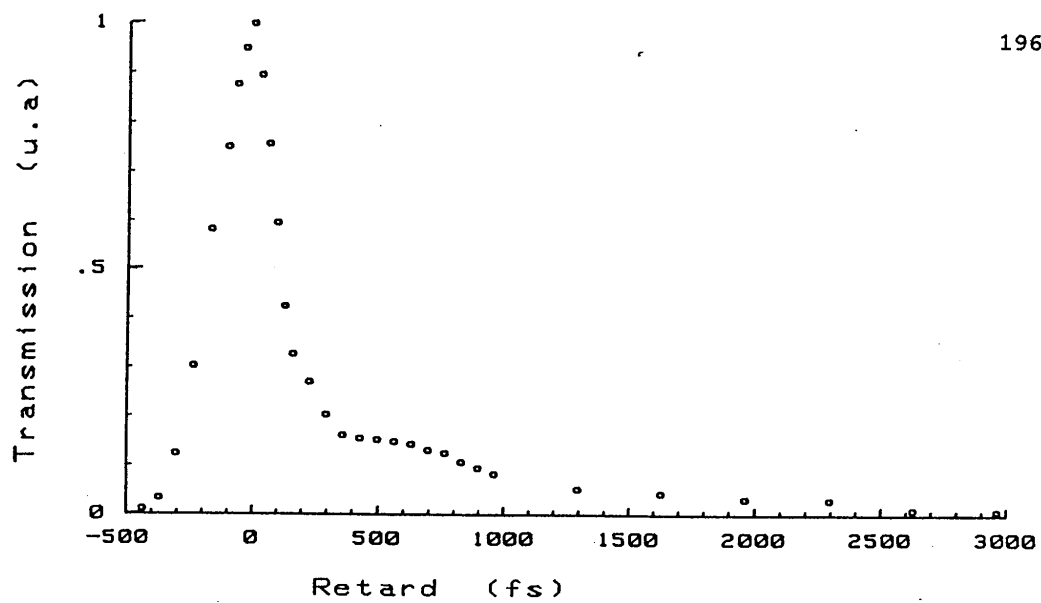


Fig. 93: Cinétique de l'effet Kerr  
dans le toluène échelle linéaire

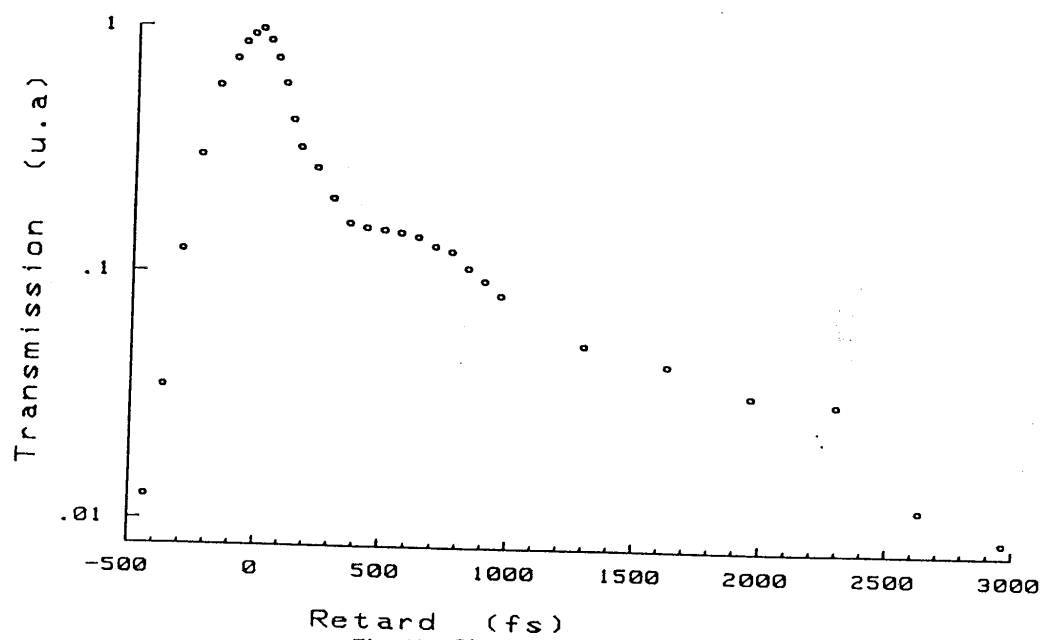


Fig. 94: Cinétique de l'effet Kerr  
dans le toluène échelle logarithmique

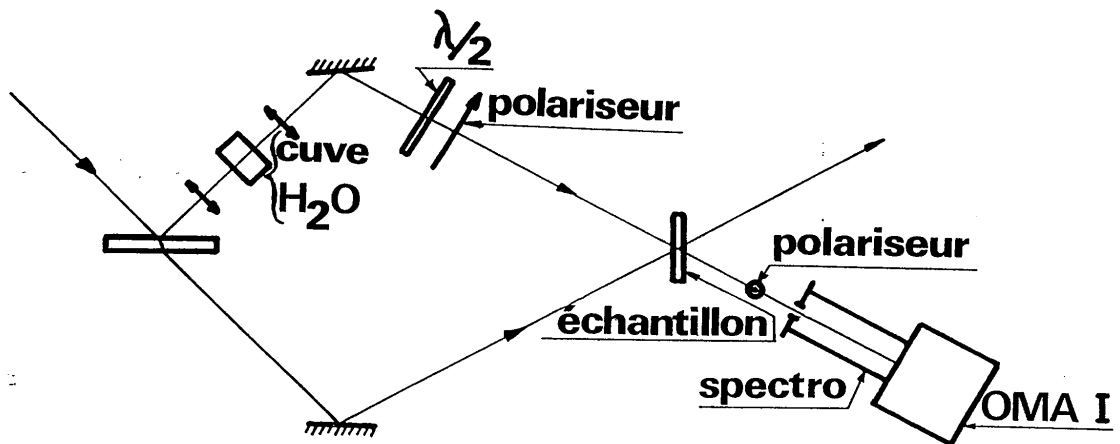


Figure 95 : Montage utilisé pour la mesure monocoup de la cinétique de l'effet Kerr.

Un continuum est produit dans un des bras du montage et sert de sonde. Nous avons choisi une zone du continuum située entre 520 et 580 nm pour la bonne linéarité du chirp obtenu (figure 88). Afin d'améliorer le rapport signal sur bruit, nous avons accumulé une centaine de tirs, mais cette méthode fonctionne parfaitement en monocoup. La figure 96 présente un résultat obtenu pour le toluène après déconvolution par l'intensité non constante du continuum sur la plage spectrale étudiée. La plage temporelle explorée correspond à environ 1 ps. On ne peut donc pas obtenir à l'aide d'un seul enregistrement l'ensemble de l'évolution temporelle. Cette limitation est exclusivement due à notre appareillage et ne provient pas de la méthode.

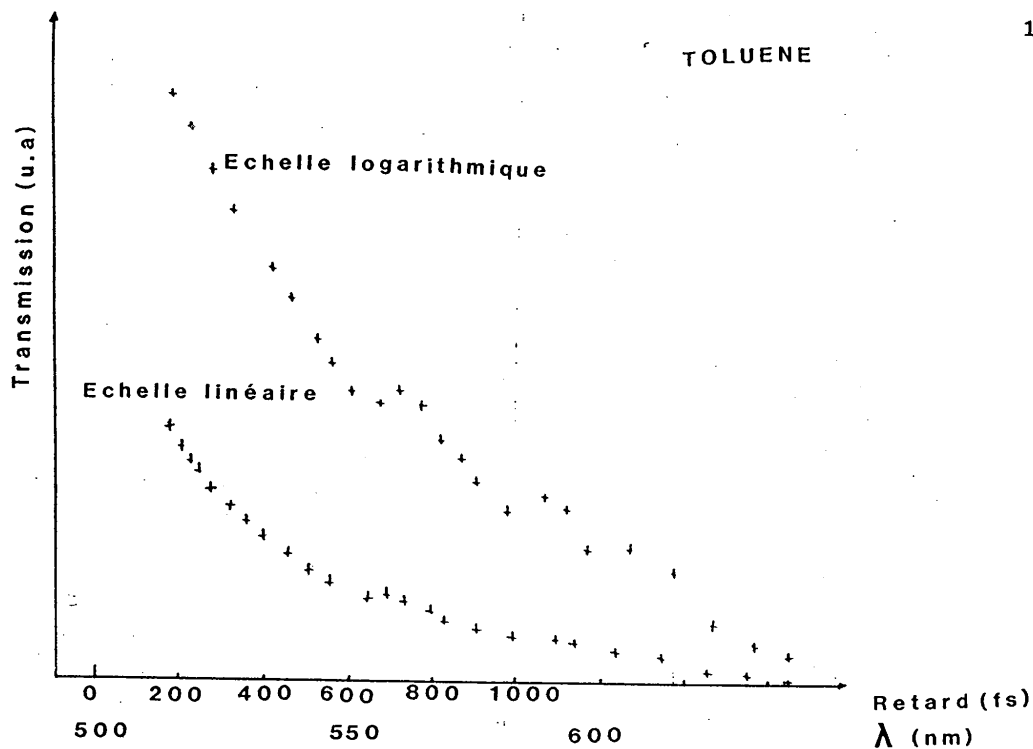


Figure 96 : Cinétique de l'effet Kerr dans le Toluène.

On retrouve sur cette figure les deux constantes de temps obtenues par la méthode "pompe et sonde". Il faut noter que la méthode monocoup permet de s'affranchir totalement des fluctuations en intensité du faisceau pompe. En effet, une variation de l'intensité de pompe introduira une variation globale de la transmission du montage mais n'influera pas le profil temporel (ou ici spectral) du signal mesuré. Cette remarque est très importante pour les lasers femtosecondes amplifiés par laser Nd:YAG dont la stabilité n'est pas très bonne. Elle suppose néanmoins que le chirp ne dépend pas de la puissance de l'impulsion crée le continuum, ce qui n'est pas évident. En résumé, nous pensons que cette méthode originale peut permettre de gagner beaucoup de temps dans les mesures de cinétiques d'effets non linéaires. Sa résolution est au moins aussi bonne que la classique méthode pompe et sonde. La figure 97 présente les résultats obtenus pour un verre dopé montrant une résolution inférieure à 100 fs.

## CONCLUSION



Nous avons présenté dans ce mémoire les expériences que nous avons menées sur, et avec, un laser femtoseconde. La construction d'un tel laser n'est pas une nouveauté en soi et nous nous sommes attachés à en approcher le fonctionnement et l'utilisation avec une vision optique.

Ainsi, nous avons démontré le rôle joué dans une cavité laser par les variations d'indice dues soient à des variations de longueur d'onde, soient à des variations de puissance lumineuse. Nous avons ainsi prouvé que le fonctionnement des lasers à blocage de modes passif et à dispersion contrôlée est basé sur un régime très proche des "solitons optiques". Avec un laser de ce type, nous avons à cette occasion observé l'émission d'impulsions dont le profil temporel varie périodiquement en suivant la même évolution qu'un soliton d'ordre 3.

Par ailleurs, de nombreuses équipes de part le monde utilisent des lasers femtosecondes amplifiés. Nous avons présenté un système de compensation de la dispersion, introduite par la chaîne amplificatrice, à l'aide d'un ensemble de quatre prismes à très haut indice. Les avantages de ce système sont un faible encombrement, un faible coût, une grande facilité de réglage et une excellente transmission ( $T > 92\%$ ).

Ces chaînes amplificatrices suivies par un système de recompression restent néanmoins difficiles à optimiser par manque de moyens de caractérisations des impulsions. Nous avons donc adapté au domaine femtoseconde une technique de caractérisation monocoup déjà utilisée en régime picoseconde. Cet autocorrélateur monocoup nous a permis de mesurer des impulsions aussi brèves que 52 fs mais aussi de montrer que la stabilité tant en durée qu'en puissance des impulsions amplifiées restent tout à fait illusoire.

Ces observations nous ont poussé à développer un nouveau moyen de mesure de la réponse temporelle de l'effet Kerr optique dans des matériaux transparents. Cette méthode est basée sur l'utilisation des propriétés temporelles de l'amplitude et de la phase de l'impulsion émise par un continuum. On peut ainsi montrer que la fréquence instantanée varie presque linéairement avec le temps et qu'en soudant un matériau avec cette impulsion "chirpée" on peut remonter à l'évolution temporelle de l'échantillon en enregistrant la

transmission à différentes longueurs d'onde. Cette méthode monocoup permet de s'affranchir des problèmes de reproductibilité des impulsions amplifiées.

En résumé, nous pensons que les opticiens ont encore beaucoup à apporter au monde des lasers femtosecondes. En particulier, si l'on sait maintenant confiner l'énergie lumineuse dans des impulsions de plus en plus brèves, on ne sait toujours pas caractériser le profil temporel et la phase des impulsions. De même seules quelques rares expériences utilisent toutes les propriétés du rayonnement femtoseconde. Il semble donc que la production d'impulsions courtes ne pourra que profiter des progrès que l'on réalisera dans la compréhension des phénomènes mis en jeu (en particulier des phénomènes solitons) lors de la propagation des impulsions dans les milieux non linéaires. De même, on peut penser que l'utilisation des propriétés de la phase des impulsions peut ouvrir de nouvelles perspectives en optique non linéaire.

En guise de conclusion, nous citerons une phrase récente de R.L. Fork chercheur aux Lab. Bells et qui est à la base du développement des lasers femtosecondes. Ce dernier a déclaré que "l'apparition des lasers femtosecondes est la plus grande révolution en optique depuis la lunette de Galilée". Gageons que Fork verra ses prédictions vérifiées dans un futur proche.

**ANNEXE I**





CALCUL ANALYTIQUE DE LA MATRICE DE TRANSFERT D'UNE CAVITE

LASER UTILISEE POUR LA PRODUCTION D'IMPULSIONS BREVES

Nous avons considéré la cavité présentée sur la Figure 21 (Chapitre III). Par simplification, nous avons supposé que les rayons de courbures des miroirs des deux sous-cavités étaient dans un rapport 2. On obtient alors une matrice  $\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$  permettant de calculer le waist sur le jet de Rhodamine. Elle correspond à un tour de cavité dont l'origine est sur le jet de Rhodamine 6 G.

Pour un calcul d'astigmatisme, on obtient la matrice dans le plan sagittal (resp. tangentiel) en remplaçant  $R_1$  par  $R_1/\cos \theta$  (resp  $R_1 \cos \theta$ ). On peut de plus calculer la compensation due aux jets et aux prismes en remplaçant :

- pour les jets :  $L_1$  et  $L_2$  par :

$$\left\{ \begin{array}{l} L_1 + \frac{dx_s}{2} \text{ et } L_2 + \frac{dy_s}{2} \quad \text{plan sagittal} \\ \text{ou} \\ L_1 + \frac{dx_T}{2} \text{ et } L_2 + \frac{dy_T}{2} \quad \text{plan tangentiel} \end{array} \right.$$

$dx_s, dy_s, dx_T, dy_T$  étant les épaisseurs réelles de liquide traversées dans chaque plan.

- pour les prismes :  $L_4$  par :

$$\left\{ \begin{array}{l} L_4 + \frac{t}{n} \quad (\text{plan sagittal}) \\ \text{ou} \\ L_4 + \frac{t}{n^3} \quad (\text{plan tangentiel}) \end{array} \right.$$

$t$  et  $n$  étant l'épaisseur et l'indice du verre traversé.

Matrice de transfert Rh6G  $\rightarrow$  Rh6G :  $\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$

$$\begin{aligned}
 A = & 1 - 12 \frac{L_1}{R_1} - 12 \frac{L_2}{R_1} - 2 \frac{L_3}{R_1} - 10 \frac{L_4}{R_1} + 72 \frac{L_1 L_2}{R_1^2} \\
 & + 20 \frac{L_1 L_3}{R_1^2} + 20 \frac{L_1 L_4}{R_1^2} + 16 \frac{L_2 L_3}{R_1^2} + 48 \frac{L_2 L_4}{R_1^2} + 16 \frac{L_3 L_4}{R_1^2} \\
 & - 96 \frac{L_1 L_2 L_3}{R_1^3} - 96 \frac{L_1 L_2 L_4}{R_1^3} - 32 \frac{L_1 L_3 L_4}{R_1^3} \\
 & - 64 \frac{L_2 L_3 L_4}{R_1^3} + 128 \frac{L_1 L_2 L_3 L_4}{R_1^4}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 B = & 2 L_1 + 2 L_2 + L_3 + L_4 - \frac{1}{R_1} \\
 & \left( 12 L_1^2 + 24 L_1 L_2 + 12 L_1 L_3 + 12 L_1 L_4 \right. \\
 & \quad \left. + 8 L_2 L_3 + 8 L_2 L_4 + 8 L_3 L_4 \right) \\
 & + \frac{1}{R_1^2} \left( L_1^2 L_2 + 20 L_1^2 L_3 + 20 L_1^2 L_4 + 64 L_1 L_2 L_3 \right. \\
 & \quad \left. + 64 L_1 L_2 L_4 + 32 L_1 L_3 L_4 + 32 L_2 L_3 L_4 \right) \\
 & - \frac{1}{R_1^3} \left( 96 L_1^2 L_2 L_3 + 96 L_1^2 L_2 L_4 - 128 L_1 L_2 L_3 L_4 - 32 L_1^2 L_3 L_4 \right) \\
 & + \frac{1}{R_1^4} \left( L_1^2 L_2 L_3 L_4 \right)
 \end{aligned}$$

$$C = \frac{12}{R_1} + \frac{1}{R_1^2} (72 L_2 + 20 L_3 + 20 L_4) - \frac{1}{R_1^3} (96 L_2 L_3 + 96 L_2 L_4 + 32 L_3 L_4) + \frac{1}{R_1^4} (L_1^2 L_2 L_3 L_4)$$

$$D = 1 - \frac{1}{R_1} (12 L_1 + 12 L_2 + 10 L_3 + 2 L_4) + \frac{1}{R_1^2} (72 L_1 L_2 + 20 L_1 L_3 + 20 L_1 L_4 + 48 L_2 L_3 + 16 L_2 L_4 + 16 L_3 L_4) - \frac{1}{R_1^3} (96 L_1 L_2 L_3 + 96 L_1 L_2 L_4 + 64 L_2 L_3 L_4 + 32 L_1 L_3 L_4) + \frac{1}{R_1^4} (128 L_1 L_2 L_3 L_4)$$

Matrice de transfert Rh6G  $\rightarrow$  DODCI

On peut de même calculer la matrice permettant d'obtenir les caractéristiques du faisceau sur le jet de DODCI connaissant celles sur le jet de Rhodamine. On obtient la matrice de transfert Rh6G  $\rightarrow$  DODCI indiquée ci-dessous :

$$M = \begin{pmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{pmatrix}$$

avec :

$$A_1 = 1 - \frac{2L_3}{R_1} - \frac{6L_2}{R_1} + 8 \frac{L_2 L_3}{R_1^2}$$

$$B_1 = L_1 + L_2 + L_3 - \frac{6 L_1 L_2}{R_1} - 2 \frac{L_1 L_3}{R_1} - 4 \frac{L_2 L_3}{R_1} + 8 \frac{L_1 L_2 L_3}{R_1^2}$$

$$C = \frac{12}{R_1} + \frac{1}{R_1^2} (72 L_2 + 20 L_3 + 20 L_4) - \frac{1}{R_1^3} (96 L_2 L_3 + 96 L_2 L_4 + 32 L_3 L_4) + \frac{1}{R_1^4} (L_1^2 L_2 L_3 L_4)$$

$$D = 1 - \frac{1}{R_1} (12 L_1 + 12 L_2 + 10 L_3 + 2 L_4) + \frac{1}{R_1^2} (72 L_1 L_2 + 20 L_1 L_3 + 20 L_1 L_4 + 48 L_2 L_3 + 16 L_2 L_4 + 16 L_3 L_4) - \frac{1}{R_1^3} (96 L_1 L_2 L_3 + 96 L_1 L_2 L_4 + 64 L_2 L_3 L_4 + 32 L_1 L_3 L_4) + \frac{1}{R_1^4} (128 L_1 L_2 L_3 L_4)$$

Matrice de transfert Rh6G  $\rightarrow$  DODCI

On peut de même calculer la matrice permettant d'obtenir les caractéristiques du faisceau sur le jet de DODCI connaissant celles sur le jet de Rhodamine. On obtient la matrice de transfert Rh6G  $\rightarrow$  DODCI indiquée ci-dessous :

$$M = \begin{pmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{pmatrix}$$

avec :

$$A_1 = 1 - \frac{2L_3}{R_1} - \frac{6L_2}{R_1} + 8 \frac{L_2 L_3}{R_1^2}$$

$$B_1 = L_1 + L_2 + L_3 - \frac{6 L_1 L_2}{R_1} - 2 \frac{L_1 L_3}{R_1} - 4 \frac{L_2 L_3}{R_1} + 8 \frac{L_1 L_2 L_3}{R_1^2}$$

$$C_1 = -\frac{6}{R_1} + \frac{8L_3}{R_1^2}$$

$$D_1 = 1 - \frac{6L_1}{R_1} - 4\frac{L_3}{R_1} + 8\frac{L_1L_3}{R_1^2}$$



**ANNEXE II**





### MESURE DE L'ÉPAISSEUR DU JET DE COLORANT

Le principe de la mesure est celui du Fabry-Pérot. Nous allons utiliser les réflexions sur les deux faces du jet de liquide pour créer un interféromètre de Fabry-Pérot. On éclaire le jet de DODCI à l'aide de la fluorescence émise par le jet de Rhodamine (Figure A1). On introduit un objet opaque sur le trajet du faisceau laser pour l'empêcher de laser. On peut alors analyser le spectre de la fluorescence réfléchi par le jet de DODCI. On voit apparaître un spectre cannelé. Des franges noires sont obtenues pour les longueurs d'ondes  $\lambda$  telles que l'épaisseur du jet est un multiple impair de  $\lambda/2$ . En mesurant l'interfrange, on peut remonter à la largeur du jet. En effet, supposons que  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  correspondent à deux franges noires successives. Soient  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$  les déphasages introduits par la traversée du jet aux longueurs d'onde  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ , on a donc :

$$\varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} \cdot 2ne \cos i \quad \text{et} \quad \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2} \cdot 2ne \cos i$$

où  $e$  est l'épaisseur du jet  
 $n$  est l'indice du solvant  
 $i$  l'angle d'incidence sur le jet.

$$\text{De plus } \varphi_1 = \varphi_2 + 2\pi$$

En posant :

$$\Delta\lambda = |\lambda_1 - \lambda_2| \quad \text{et} \quad \lambda_1 \lambda_2 \cong \lambda_1^2$$

on obtient :

$$e = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda \cdot 2n \cos i}$$

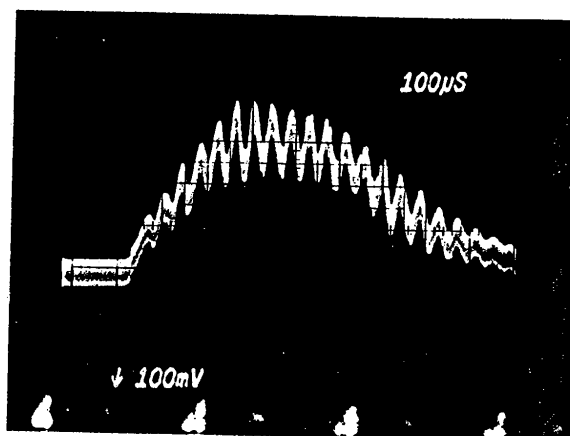


Figure A1 : Spectre cannelé obtenu par effet Fabry-Pérot dans le jet de DODCI.

**BIBLIOGRAPHIE**



- [1] Galileo Galilei  
"Discorsi e Dimostrazioni Matematiche intorno a due nuove Scienze"  
(Elsevier, Leiden 1638).
- [2] C. de la Tour  
Ann. Chim. Phys. 12, 167 (1819).
- [3] C. Wheatstone  
Phil. Trans. 1834, 583 (1834).
- [4] H.W. Mocker, R.J. Collins  
Appl. Phys. Lett. 7, 270 (1965).
- [5] A.J. De Maria, D.A. Stetser et H. Heynau  
"Self-mode locking of laser with saturable adsorbers",  
Appl. Phys. Lett. 8, 174 (1966).
- [6] W. Schmidt, F.P. Schafer  
Phys. Lett. 26 A, 558 (1968).
- [7] E.P. Ippen, C.V. Shank and A. Dienes  
"Passive mode locking of the CW dye laser"  
Appl. Phys. Lett. 21, 348 (1972).
- [8] Fork, Greene et Shank  
"Generation of optical pulses shorter than 0.1 ps by colliding pulse mode locking"  
Appl. Phys. Lett. 38, 671 (1981).
- [9] I.S. Ruddock et D.J. Bradley  
"Bandwidth-limited subpicosecond pulse generation in mode-locked CW dye laser"  
Appl. Phys. Lett. 29, 296 (1976).
- [10] S. De Silvestri, P. Laporta et O. Svelto  
"The role of cavity dispersion in CW mode-locked lasers"  
IEEE J. Quantum Electronics QE-20, 533 (1984).
- [11] R.L. Fork, O.E. Martinez et J.P. Gordon  
"Negative dispersion using pairs of prisms"  
Opt. Lett. 9, 150 (1984).
- [12] F. Gires et P. Tournois  
"Interféromètre utilisable pour la compression d'impulsions modulées en fréquence".  
Compt. Rend. Acad. Sci. 258, 6112 (1964).
- [13] J.A. Valdmanis, R.L. Fork et J.P. Gordon  
"Generation of optical pulses as short as 27 femtoseconds directly from laser balancing self-phase modulation group-velocity dispersion, saturable absorption and saturable gain".  
Opt. Lett. 10, 131 (1985).

- [14] G.A. Mourou et T. Sizer II  
"Generation of pulses shorter than 70 fs with a synchronously pumped CW dye laser"  
Opt. Comm. 41, 47 (1982).
- [15] M.D. Dawson, T.F. Boggess, D.W. Garvey et A.L. Smirl  
"Generation of 55 fs pulses and variable spectral windowing in a linear cavity synchronously pumped CW dye laser".  
Ultrafast Phenomena V, p.5, ed. by Flemming et Siegman (Springer Verlag, Berlin), (1986).
- [16] C.V. Shank, R.L. Fork, R. Yen, R.H. Stolen et W.J. Tomlinson  
"Compression of femtosecond optical pulses"  
Appl. Phys. Lett. 40, 761 (1982).
- [17] W.H. Knox, R.L. Fork, M.C. Downer, H.R. Stolen, C.V. Shank et J.A. Valdmanis  
"Optical pulse compression to 8 fs at a 5 kHz repetition rate"  
Appl. Phys. Lett. 46, 1120 (1985).
- [18] W.H. Knox  
Communication Privée.
- [19] B. Couillaud et A. Ducasse  
"Production d'impulsions picosecondes et subpicosecondes par lasers à colorant continus à modes bloqués"  
Rev. Phys. Appl. 14, 331 (1979).
- [20] W.H. Lowdermilk  
"Technology of bandwidth-limited ultrashort pulse generation"  
Dans Laser handbook - Tome 3 - ed. M.L. Stich (North Holland, Amsterdam) (1979).
- [21] G.H.C. New  
"Mode-locking of quasi-continuous lasers"  
Optics Comm. 6, 188 (1972).
- [22] G.H.C. New  
"Pulse evolution in mode-locked quasi continuous lasers"  
IEEE J. Quantum Electron. QE-10, 115 (1974).
- [23] H.A. Haus,  
"Theory of mode locking with a fast saturable absorber"  
J. Appl. Phys. 46, 3049 (1975).
- [24] H.A. Haus  
"Theory of mode locking with a slow saturable absorber"  
IEEE J. Quantum Electron. QE-11, 736 (1975).
- [25] D. Kuhlke, W. Rudolph et B. Wilhelmi  
"Calculation of the colliding pulse mode-locking in CW dye ring laser"  
IEEE J. Quantum Electron. QE-19, 526 (1983).
- [26] M.S. Stix et E.P. Ippen  
"Pulse shaping in passively mode-locked ring dye laser"  
IEEE J. Quantum Electron., QE-19, 520 (1983).

- [27] M. Yoshisawa et T. Kobayashi  
"Experimental and theoretical studies on colliding pulse mode locking"  
IEEE J. Quantum Electron. QE-20, (1984).
- [28] J.C. Diels, W. Dietel, J.J. Fontaine, W. Rudolph et B. Wilhelm  
"Analysis of a mode-locked ring laser : chirped-solitary-pulse solutions".  
J. Opt. Soc. Am. B2, 680 (1985).
- [29] D.E. Martinez, R.L. Fork et J.P. Gordon  
"Theory of passively mode-locked lasers for the case of nonlinear complex-propagation coefficient"  
J. Opt. Soc. Am. B2, 753, (1985).
- [30] J. Etchepare, G. Grillon et A. Orszag  
"Third order autocorrelation study of amplified subpicosecond laser pulses"  
IEEE J. Quantum Electron. QE-19, 775 (1983).
- [31] R.S. Miranda, G.R. Jacobovitz, C.H. Brito Cruz et M.A.F. Scarparo  
"Positive and negative chirping of laser pulses shorter than 100 fs in a saturable absorber"  
Opt. Comm. 11, 224, (1986).
- [32] W. Dietel, J.J. Fontaine et J.C. Diels  
"Intracavity pulse compression with glass : a new method of generating pulses shorter than 60 fs"  
Opt. Lett. 8, 4 (1983).
- [33] J.A. Valdmanis et R.L. Fork  
"Design considerations for a femtosecond pulse laser balancing self phase modulation, group velocity dispersion, saturable absorption and saturable gain".  
IEEE, J. Quantum Electron. QE-22, 112 (1986).
- [34] F. Salin, P. Grangier, G. Roger et A. Brun  
"Experimental observation of high order solitons in a colliding pulse mode-locked laser"  
Dans "Ultrafast phenomena V", Ed : G.R. Flemming et A.E. Siegman - Springer Berlin, p. 20 (1986).
- [35] O.E. Martinez, R.L. Fork et J.P. Gordon  
"Theory of passively mode-locked lasers including self phase modulation and group velocity dispersion"  
Opt. Lett. 9, 156 (1984).
- [36] M.M. Martin, E. Bréhéret, Y.H. Meyer  
"Spectral dynamics in dye lasers : a new picosecond source"  
Opt. Comm. 56, 61, (1985).
- [37] A.M. Weiner  
"Femtosecond optical pulse generation and dephasing measurements in condensed matter".  
Thèse de Ph.D (Massachusetts Institute of Technology Cambridge, Mass., 1984).



- [38] M. Yamashita, M. Ishikawa, K. Torizuka et T. Sato  
"Femtosecond-pulse laser chirp compensated by cavity-mirror dispersion"  
Opt. Lett. 11, 504 (1986).
- [39] H.W. Kogelnik and T. Li  
Appl. Opt. 5, 1550 (1966).
- [40] K.K. Li, A. Dienes and J.R. Whinnery  
Appl. Opt. 20, 407 (1981).
- [41] K.K. Li  
"Stability and astigmatic analysis of a six mirror ring cavity for mode locked dye laser".  
Appl. Opt. 21, 967 (1982).
- [42] A. Watanabe, M. Takemura  
"Compression mechanism of subpicosecond pulses".  
IEEE J. Quantum Electron. QE-19, J. Stix-Ippen, 533 (1983).
- [43] H.W. Kogelnik, E.P. Ippen, A. Dienes and C.V. Shank  
"Astigmatically compensated cavities for CW dye lasers".  
IEEE J. Quantum Electron. QE-8, 373 (1972).
- [44] D.C. Hanna  
"Astigmatic gaussian beams produced by axially asymmetric laser cavities"  
IEEE, J. Quantum Electron. QE-5, 483 (1969).
- [45] M. Yamashita, K. Torizuka, T. Sato et M. Ishikawa  
"Cavity-mirror dispersion dependence of pulse duration generated from a simple CPM laser : an experimental study".  
Ultrafast Phenomena V, Ed. G.R. Fleming et A.E. Siegman (Springer-Berlin, 1986).
- [46] J.C. Diels  
Résultats présentés à "Ultrafast Phenomena V",  
Aspen Colorado 16-19 juin 1986.
- [47] S. De Silvestri, P. Laporta et O. Svelto  
"The role of cavity dispersion in CW mode-locked lasers".  
IEEE J. Quantum Electron., QE-20, 533 (1984).
- [48] E.B. Treacy  
"Optical pulse compression with diffraction grating"  
IEEE J. Quantum Electron., QE-5, 454 (1969).
- [49] Z. Bor et R. Racz  
Appl. Opt. 24, 3440 (1985).
- [50] M.A. Duguay et J.W. Hansen  
"Compression of pulses from a mode-locked HeNe Laser".  
Appl. Phys. Lett. 47, 453 (1985).
- [51] J. Heppner et J. Kuhl  
"Intracavity chirp compensation in a colliding pulse mode-locked laser using thin film interferometers".  
Appl. Phys. Lett. 47, 453 (1985).

- [52] P. Yeh  
"Autocorrelation of ultrashort optical pulses using polarization interferometry".  
Opt. Lett. 8, 330 (1983).
- [53] K.A. Stankov  
"A novel method of measuring coherent ultrashort light pulses using diffraction by a grating".  
Opt. Quant. Electron. 17, 215 (1985).
- [54] B. Wirnitzer  
"Measurement of ultrashort laser pulses"  
Opt. Comm. 48, 225 (1983).
- [55] O.E. Martinez  
"Linear measurement of ultrashort light pulses by phase-contrast optical sweep".  
J. Opt. Soc. Am. B2, 327 (1985).
- [56] J. Buchert, R. Dorsinville, P. Delfyett, S. Krimchansky et R.R. Alfano  
"Determination of temporal correlation of ultrafast laser pulses using phase conjugation".  
Opt. Comm. 52, 433 (1985).
- [57] J. Sperber et A. Penzkofer  
"Pulse shape determination of intracavity compressed picosecond pulses by two photon fluorescence analysis".  
Opt. Quantum Electron. 18, 145 (1986).
- [58] J.C. Diels, J.J. Fontaine, I.C. Mc Michaellet, F. Simoni  
"Control and measurement of ultrashort pulse shapes (in amplitude and phase) with femtosecond accuracy".
- [59] B. Colombeau, C. Froehly et M. Vampouille  
"Autocorrelation of laser pulses by optical processing of Fabry Pérot Spectrograms".  
Appl. Opt. 19, 534 (1980).
- [60] C. Froehly, B. Colombeau et M. Vampouille  
"Shaping and analysis of picosecond light pulses"  
Chap. II de "Progress in Optics, Vol. 20" Edité par E. Wolf (North-Holland Publ.) p. 65-150 (1983).
- [61] J.A. Giordmaine, P.M. Rentzepis, S.L. Shapiro et K.W. Wecht  
Appl. Phys. Lett. 11, 216 (1967).
- [62] H.P. Weber  
J. Appl. Phys. 38, 2231 (1967).
- [63] M. Maier, W. Kaiser, J.A. Giordmaine  
Phys. Rev. Lett. 17, 1275 (1966).
- [64] A.M. Weiner  
"Effect of group velocity mismatch on the measurement of ultra-short optical pulses via second harmonic generation".  
IEEE J. Quantum Electron. QE-19, 1276 (1983).

- [65] A.M. Weiner, J.G. Fujimoto et E.P. Ippen  
"Femtosecond time-resolved reflectometry measurement of multiple-layer dielectric mirrors".  
Opt. Lett. 10, 71, (1985).
- [66] J. Bleuse et J. Favre  
Rapport de Stage effectué au L.O.A. (ENSTA Palaiseau) Juin 1985.
- [67] P. Vidackovick, Coquillet et F. Salin  
"NPAN : New organic material for efficient SHG in bulk and waveguide configurations 1. Growth, crystal structure and characterisation of organic crystal cored fibers".  
A paraître dans JOSA B.
- [68] J.P. Chambaret  
Communication Personnelle
- [69] F. Salin, P. Grangier, G. Roger and A. Brun  
"Réalisation d'un laser en anneau à blocage de modes passif et étude préliminaire de plusieurs régimes de fonctionnement".  
C.R. Acad. Sc. Paris, t. 302, Série II, 543 (1986).
- [70] L.F. Mollenauer, R.H. Stolen et J.P. Gordon  
"Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in Optical fibers".  
Phys. Rev. Lett. 45, 1095 (1980).
- [71] A. Barthelemy, S. Maneuf et C. Froehly  
"Propagation soliton et auto-confinement de faisceau laser par non linéarité optique de Kerr".  
Opt. Comm. 55, 201 (1985).
- [72] N. Bloembergen  
"Nonlinear Optics"  
W.A. Benjamin, Inc, New-York, 1977.
- [73] R.H. Stolen et C. Lin  
"Self-phase modulation in silica optical fibers"  
Phys. Rev. A 17, 1448 (1978).
- [74] D.H. Auston  
"Picosecond nonlinear optics"  
Dans Ultrashort light pulses ed. S.L. Shapiro (Springer-Verlag, Berlin), Topics in Applied Physics, Vol. 18, p. 155.
- [75] A. Barthélémy  
"Propagation cohérente d'impulsions dans les fibres optiques. Etude de régimes solitons en présence de non-linéarité de Kerr".  
Thèse de Doctorat es Sciences Physiques, Limoges (1986).
- [76] A. Barthélémy et C. Froehly  
"Fourier analysis of Geometrical and temporal Optical solitons".  
Journ. China Inst. of Comm. 6, 39 (1985).

- [77] P.N. Prasad  
"Nonlinear optical interactions in polymer thin films"  
SPIE 29ème Symposium international, San Diego, Californie,  
Aout 1986.
- [78] V.E. Zakharov et A.B. Shabat  
"Exact theory of two-dimensional self-focusing and one di-  
mensional self-modulation of waves in nonlinear media"  
Zh. Eksp. Teor. Fiz. 61, 118 (1971) (Soviet. Physics JETP  
34, 62, (1972)).
- [79] V.E. Zakharov et A.B. Shabat  
ZH. Eksp. Teor. Fiz. 64, 1627, (1973) (Sov. Phys. JETP 37,  
823 (1973)).
- [80] J. Satsuma et N. Yajima  
"Initial value problems of one-dimensional self modulation  
of nonlinear waves in dispersive media".  
Suppl. Progr. Theor. Phys. 55, 284 (1974).
- [81] H.A. Haus et M.N. Islam  
"Theory of the soliton laser"  
IEEE, Journ. Quantum Electron. QE-21, 1170 (1985).
- [82] L.F. Mollenauer, R.H. Stolen, J.P. Gordon et W.J. Tomlinson  
"Extreme picosecond pulse narrowing by means of soliton ef-  
fect in single-mode optical fibers"  
Opt. Lett. 8, 289 (1983).
- [83] B. Bendow, P.D. Gianimo, N. Tzoar et M. Jain  
J. Opt. Soc. Am. 70, 539 (1980).
- [84] R.H. Stolen, L.F. Mollenauer et W.J. Tomlinson  
"Observation of pulse restoration at the soliton period in  
optical fibers"  
Opt. Lett. 8, 186 (1983).
- [85] F.M. Mitschke et L.F. Mollenauer  
"Discovery of the soliton self-frequency shift"  
Opt. Lett. 11, 659 (1986).
- [86] J.C. Diels, J. Menders et H. Sallaber  
Dans "Picosecond Phenomena I"  
Ed. R.M. Hochstrasser, W. Kaiser et C.V. Shank (Springer,  
Berlin 1980), p. 41.
- [87] F. Salin, P. Grangier, G. Roger et A. Brun  
"Observation of high-order solitons directly produced by a  
femtosecond ring laser".  
Phys. Rev. Lett. 56, 1132 (1986).
- [88] F. Salin, P. Grangier, G. Roger et A. Brun  
"Experimental observation of high order solitons in a col-  
liding pulse mode locked laser"  
Dans "Ultrafast Phenomena V", ed., G.R. Fleming et A.E.  
Siegman (Springer, Berlin 1986), p. 20.
- [89] K.J. Blow et D. Wood  
"The evolution of solitons from non-transform limited  
pulses"  
Opt. Comm. 58, 349 (1986).

- [89] J.L. Martin, R. Astier, A. Antonetti, C. Minard et A.Orszag  
"Amplification des impulsions subpicosecondes d'un laser à colorant et génération d'un continuum".  
C.R. Acad. Sc. Paris 289, B 45 (1979).
- [90] A. Migus, C.V. Shank, E.P. Ippen et R.L. Fork  
"Amplification of subpicosecond optical pulses : theory and experiment".  
IEEE J. Quantum Electron. QE-18, 101 (1982).
- [91] R.L. Fork, C.V. Shank et R.T. Yen  
"Amplification of 70 fs optical pulses to gigawatt powers".  
Appl. Phys. Lett. 41, 223 (1982).
- [92] D. Dujardin et P. Flamant  
"Conversion d'énergie dans les amplificateurs à colorants en présence de superfluorescence".  
Optica Acta 25, 273 (1978).
- [93] M. Franco  
Communication Privée et résultats non publiés.
- [94] J.P. Chambaret  
Communication privée.
- [95] A. Migus, J.L. Martin, R. Astier, A. Antonetti et A. Orszag  
"Femtosecond optical pulses : toward tunability at the gigawatt level"  
Dans "Picosecond Phenomena III", Ed. Eissenthal, Hochstrasser, Kaiser, Lauberan, Springer Berlin, p. 6 (1982).
- [96] F. Salin et A. Brun  
"Dispersion compensation for femtosecond pulses using high index prisms".  
J. Appl. Phys. à paraître.
- [97] A.M. Johnson et W.M. Simpson  
"Optically biased tunable femtosecond dye laser and spectral windowing of the compressed second harmonic of Nd:YAG"  
IEEE, J. Quantum Electron. QE-22, 133 (1986).
- [98] J. Jansky, G. Conadi et R.N. Guzzalian  
"On a possibility of analysing the temporal characteristics of short light pulses"  
Opt. Comm., 23, 293 (1977).
- [99] R.N. Guzzalian, S.B. Sogomonian et Z. Gy. Horwarth  
"Background free measurement of time behavior of an individual picosecond laser pulse"  
Opt. Comm., 29, 239 (1979).
- [100] Y. Ishida, T. Yajima et A. Watanabe,  
"A simple monitoring system for single subpicosecond laser pulses using a S.H. spatial autocorrelation method and a CCSD image sensor"  
Opt. Comm. 56, 57 (1985).

- [101] F. Salin, P. Georges, G. Roger et A. Brun  
"Single shot measurement of a 52 fs pulse"  
A paraître dans Appl. Opt.
- [102] J.E. Rothenberg et D. Grishkowsky  
"Subpicosecond transient excitation of atomic vapor and the  
measurement of optical phase"  
J. Opt. Soc. Am. B3, 1235 (1986).
- [103] R.R. Alfano et S.L. Shapiro  
Phys. Rev. Lett. 24, 584 et 592 (1970).
- [104] G. Yang et Y.R. Shen  
"Spectral broadening of Ultrashort pulses in nonlinear  
medium"  
Opt. Lett. 9, 510 (1984).
- [105] J.T. Manassah, R.R. Alfano, M. Mustafa et R.R. Ho  
"Spectral extent and pulse shape of the supercontinuum"  
IEEE, J. Quantum Electron. QE-22, 197 (1986).
- [106] R.L. Fork, C.V. Shank, R.T. Yen, C. Hirlimann et W.J. Tom-  
linson  
"Femtosecond continuum generation"  
Dans "Picosecond Phenomena III" Ed. K.B. Eisenthal, R.M.  
Hochstrasser, W. Kaiser et A. Lauberau - Springer-Verlag  
(Berlin) p. 10 (1982).
- [107] G. Le Saux et F. Salin  
Résultats non publiés.
- [108] I. Thomazeau  
"Resolution temporelle à l'échelle subpicoseconde de non  
linéarités optique du 3ème ordre dans les milieux isotropes  
transparents"  
Thèse de doctorat - Université Paris-Sud, Orsay (1986).
- [109] J.A. Valdmanis  
"Real time optical oscilloscope"  
Dans "Ultrafast Phenomena V" Ed. G.R. Flemming et A.E.  
Siegman Springer Berlin, p. 82 (1986).
- [110] J. Etchepare, G. Grillou, I. Thomazeau, A. Migus et A.  
Antonetti.  
"Third-order electronic susceptibilities of liquids measu-  
red by femtosecond kinetics of optical Kerr effect"  
J. Opt. Soc. Am. B2, 649, (1985).



Nom : SALIN

Prénom : François

Sujet : Etude et réalisation d'une chaîne laser femtoseconde. Rôle des phénomènes solitons dans les lasers femtosecondes à dispersion contrôlée.

Résumé :

Ce mémoire décrit plusieurs expériences effectuées à l'aide d'impulsions laser femtosecondes. Nous analysons le fonctionnement d'une source laser capable de produire de telles impulsions. Nous nous sommes intéressés au laser à colorants en anneau à blocage de modes passifs dont la dispersion de vitesse de groupe peut être contrôlée. Nous avons étudié de façon théorique la stabilité géométrique de la cavité laser ainsi que l'influence sur les caractéristiques des impulsions produites des paramètres du laser qui sont : les saturations du gain et des pertes et la dispersion de vitesse de groupe.

Ces résultats sont comparés aux observations faites sur le laser femtoseconde que nous avons réalisé.

Nous avons donc montré que le fonctionnement de ce type de laser est basé sur des phénomènes solitons en analysant un régime particulier du laser qui émet alors des impulsions assimilables à des solitons d'ordre 1.

L'énergie des impulsions produites par ces lasers n'étant en général pas suffisante pour des expériences de spectroscopie, une chaîne amplificatrice ayant un gain d'environ  $10^4$  est décrite. Nous présentons aussi un nouveau système de compensation de la dispersion de la chaîne amplificatrice utilisant des prismes à très haut indice ainsi qu'un dispositif permettant de mesurer des impulsions femtosecondes à l'aide d'une seule impulsion.

Enfin, une nouvelle méthode de mesure monocour de la réponse temporelle de l'effet Kerr optique basé sur l'utilisation de la modulation de fréquence observée sur un "continuum spectral" est présentée.

Mots Clés : Laser Impulsions Breves (Optique), Solitons (Optique), Effet Kerr (Optique), Autocorrelation (Optique), Blocage de mode passif (laser).



