

**Δημιουργία υπερβραχέων παλμών laser  
με τη χρήση τριχοειδή σωλήνα αερίου και  
συμπιεστή πρισμάτων**

Μεταπτυχιακή εργασία

από

**Τζιανάκη Ειρήνη**

*Επιβλέπων Καθηγητής : Χαραλαμπίδης Δ.*

Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών Οπτοηλεκτρονικής-  
Μικροηλεκτρονικής, Τμήμα Φυσικής, Παν/μιο Κρήτης.

Ηράκλειο, Σεπτέμβριος 2003

# Περιεχόμενα

<b>Κεφάλαιο 1 : Εισαγωγή</b> .....	<b>1</b>
1.1 : Περίληψη .....	1
1.2 : Ιστορική αναδρομή .....	2
1.3 : Η τεχνική της χρονικής συμπίεσης fs παλμών laser .....	3
<b>Κεφάλαιο 2 : Χρονική Συμπίεση παλμών fs με τη χρήση τριχοειδή σωλήνα αερίου – Θεωρία</b> .....	<b>5</b>
2.1 : Χαρακτηριστικά υπερβραχέων παλμών laser .....	5
2.2 : Διάδοση υπερβραχέων παλμών laser .....	9
2.3 : Διασπορά Ομαδικής Ταχύτητας (GVD) .....	11
2.4 : Αυτοδιαμόρφωση Φάσης (SPM) .....	12
2.5 : Συνδιασμός GVD και SPM.....	15
2.6 : Διάδοση παλμών fs σε μονοτροπικές ίνες.....	15
2.7 : Τριχοειδής σωλήνας αερίου.....	17
2.8 : Συμπιεστής Πρισμάτων.....	19
<b>Κεφάλαιο 3 : Πλήρης Χαρακτηρισμός fs παλμών laser</b> .....	<b>25</b>
3.1 : Εισαγωγή .....	25
3.2 : Σύντομη περιγραφή της SPIDER .....	26
3.3 : Περιγραφή των παλμών μέσω των αναλυτικών σημάτων τους .....	27
3.4 : Η δημιουργία του Φασματικού Διαχωρισμού στη SPIDER.....	28
3.5 : Ανακατασκευή της Φασματικής Φάσης.....	31
3.6 : Ανακατασκευή του Ηλεκτρικού Πεδίου.....	34
<b>Κεφάλαιο 4 : Πειραματική διάταξη</b> .....	<b>35</b>
4.1 : Το σύστημα laser παλμών fs στο ΙΗΔΛ.....	35
4.2 : Σύντομη περιγραφή της πειραματικής διάταξης.....	36
4.3 : Ο τριχοειδής σωλήνας αερίου.....	38
4.4 : Ο Συμπιεστής Πρισμάτων.....	40
4.5 : Η SPIDER .....	41
<b>Κεφάλαιο 5 : Αποτελέσματα</b> .....	<b>45</b>
5.1 : Φασματική διαπλάτυνση εξερχόμενων παλμών .....	45
5.2 : Χαρακτηρισμός εξερχόμενων παλμών με SPIDER.....	48

5.3 : Test του Συμπιεστή πρισμάτων.....	51
5.4 : Χρονικά συμπιεσμένοι παλμοί .....	54
5.5 : Χρονική συμπίεση παλμών Excimer KrF laser .....	58
<b>Κεφάλαιο 6 : Σύνοψη και Προοπτικές .....</b>	<b>63</b>
<b>Ευχαριστίες .....</b>	<b>65</b>
<b>Αναφορές .....</b>	<b>66</b>

## **Κεφάλαιο 1 : Εισαγωγή**

### **1.1 Περίληψη**

Η μεταπτυχιακή αυτή εργασία, έχει ως σκοπό τη χρονική συμπίεση των παλμών του Ti:S laser του ΙΗΔΛ, χρονοδιάρκειας  $\sim 50\text{fs}$  και ενέργειας  $1-1.5\text{mJ}/\text{παλμό}$ . Η τεχνική που χρησιμοποιείται, χρησιμοποιεί ένα τριχοειδή σωλήνα (capillary) αερίου για τη φασματική διαπλάτυνση του φάσματος των παλμών και τη δημιουργία γραμμικού chirp, μέσω των φαινομένων της αυτοδιαμόρφωσης φάσης (SPM) και της διασποράς της ομαδικής ταχύτητας (GVD). Οι παλμοί που εξέρχονται από τον τριχοειδή σωλήνα, συμπιέζονται χρονικά, μέσω Συμπιεστή, ο οποίος αποτελείται από δύο πρίσματα. Οι τελικοί παλμοί που προκύπτουν, χαρακτηρίζονται πλήρως με την τεχνική SPIDER.

Έτσι, για τη χρονική συμπίεση των παλμών του Ti:S laser, αναπτύσσεται αρχικά πειραματική διάταξη, η οποία αποτελείται από τριχοειδή σωλήνα, μέσα σε μικρομετρικά κινούμενο εξωτερικό σωλήνα στον οποίο εισάγεται αέριο και από Συμπιεστή πρισμάτων, ο οποίος αποτελείται από δύο πρίσματα, σε αντιπαράλληλη διάταξη. Στη συνέχεια μετράται, μέσω φασματόμετρου, η φασματική διαπλάτυνση των εξερχόμενων παλμών, για διαφορετικές ενέργειες παλμών και διαφορετικές πιέσεις αερίου Ar στο σωλήνα. Επιπλέον, μέσω της SPIDER, μετράται και η φασματική φάση των εξερχόμενων παλμών, για τις διαφορετικές συνθήκες. Στη συνέχεια, ο Συμπιεστής πρισμάτων, χαρακτηρίζεται μέσω της SPIDER, ως προς την μορφή του chirp που εισάγει, για διαφορετικές αποστάσεις μεταξύ των δύο πρισμάτων. Τελικά οι συμπιεσμένοι παλμοί, χαρακτηρίζονται πλήρως, με την SPIDER. Έτσι, παράγονται τελικά παλμοί, με χρονοδιάρκεια  $20-22\text{fs}$  και ενέργεια  $\sim 5\mu\text{J}/\text{παλμό}$ .

Επιπλέον, στο δεύτερο μέρος της μεταπτυχιακής αυτής εργασίας, πραγματοποιείται χρονική συμπίεση, των παλμών του Excimer KrF laser του ΙΗΔΛ, χρονοδιάρκειας  $\sim 500\text{fs}$  και ενέργειας  $\sim 9\text{mJ}/\text{παλμό}$ . Η χρονική συμπίεση των παλμών του KrF laser, πραγματοποιείται με της ίδιας μορφής, Συμπιεστή πρισμάτων, ενώ οι τελικοί παλμοί που παράγονται, χαρακτηρίζονται χρονικά, με διάταξη

αυτοσυσχέτισης, τύπου συμβολόμετρου Michelson. Έτσι, παράγονται τελικά παλμοί, με χρονοδιάρκεια 192fs και ενέργεια  $\sim 0.7\text{mJ}/\text{παλμό}$ .

### 1.2 Ιστορική αναδρομή

Τί εννοούμε με τον όρο “υπερβραχείο παλμοί laser”; Παλμοί φωτός με χρονοδιάρκεια femtosecond (fs), ( $1\text{fs}=10^{-15}\text{s}$ ). Η χρονική αυτή κλίμακα έγινε προσβάσιμη λόγω της προόδου που σημειώθηκε στην παραγωγή, ενίσχυση και μέτρηση των παλμών αυτών.

Τα lasers παλμών fs αναπτύσσονται ραγδαία τις τελευταίες δεκαετίες<sup>[1],[2]</sup>. Η ανάπτυξη τους συνδέεται κυρίως με την ανακάλυψη της τεχνικής της εγκλειδωσης τρόπων ταλάντωσης (mode locking). Σύμφωνα με την τεχνική αυτή, η ταυτόχρονη ταλάντωση ενός μεγάλου αριθμού σύμφωνων, κλειδωμένων σε φάση, διαμήκων ρυθμών σε μία κοιλότητα laser, οδηγεί τελικά στην δημιουργία ενός τρένου παλμών fs στην έξοδο ενός mode locked laser.

Τα mode locked lasers χρωστικών, στις αρχές του '80, επέτρεψαν για πρώτη φορά τη δημιουργία παλμών με χρονοδιάρκεια μικρότερη από 100 fs<sup>[3],[4]</sup>. Αργότερα, η μελέτη υλικών για τα laser στερεάς κατάστασης, οδήγησε στην ανακάλυψη νέων υλικών με μεγάλα φασματικά εύρη ( $\sim 400\text{nm}$ ) στο κοντινό υπέρυθρο. Το πιο διαδεδομένο υλικό στις μέρες μας είναι ο κρύσταλλος sapphire νοθευμένος με ιόντα τιτανίου (Ti), το οποίο χρησιμοποιείται στα mode locked Ti:S lasers<sup>[5]</sup>.

Η παραγωγή παλμών fs, μικρής χρονοδιάρκειας, απευθείας από το laser είναι γενικά δύσκολη διαδικασία λόγω της πολυπλοκότητας αυτών των συστημάτων laser. Εκτός από την παραγωγή παλμών fs απευθείας από laser, υπάρχει η δυνατότητα της χρήσης εξωτερικής οπτικής διάταξης για επιπλέον μείωση της χρονοδιάρκειας των παλμών αυτών. Η εξωτερική αυτή διάταξη έχει απλούστερη μορφή και επιπλέον επιτρέπει τη δημιουργία παλμών fs εύκολα ελεγχόμενης χρονοδιάρκειας.

Μία τέτοια οπτική διάταξη, η οποία συνδιάζει μια μονοτροπική οπτική ίνα και ένα ζευγάρι φραγμάτων περίθλασης<sup>[6]</sup>, χρησιμοποιήθηκε αρχικά για τη χρονική συμπίεση παλμών fs, μέχρι τα 30fs<sup>[7]</sup>. Η τεχνική αυτή όμως περιορίζεται στην παραγωγή παλμών χαμηλής ενέργειας, μερικών nJ, επειδή υψηλότερη ενέργεια προκαλεί την καταστροφή του υλικού του πυρήνα της ίνας.

Περαιτέρω αύξηση της ενέργειας πραγματοποιήθηκε με τη χρήση ενός τριχοειδή σωλήνα αερίου, αντί για την οπτική ίνα. Η τεχνική αυτή έχει το πλεονέκτημα ότι γίνεται χρήση ενός κυματοδηγού με ρυθμό μεγάλης διαμέτρου, καθώς επίσης χρησιμοποιείται ένα "γρήγορο" μη γραμμικό μέσο, με υψηλό κατώφλι έντασης για πολυφωτονικό ιονισμό<sup>[8],[9]</sup>. Ο τριχοειδής σωλήνας αερίου λειτουργεί ως κυματοδηγός και επιτρέπει την αύξηση της ενέργειας, αφού το αέριο μέσα στον τριχοειδή σωλήνα δεν κινδυνεύει να καταστραφεί. Ο Nisoli M. et al. (1996), έδειξαν για πρώτη φορά<sup>[10]</sup>, ότι ο συνδιασμός ενός τριχοειδή σωλήνα με ένα ζευγάρι πρισμάτων, οδήγησε τελικά σε παλμούς χρονοδιάρκειας 10fs και ενέργειας 240 μJ. Περαιτέρω βελτιώσεις, έγιναν και εξακολουθούν να σημειώνονται στην παραπάνω τεχνική, με σκοπό τη μείωση της χρονοδιάρκειας των παραγόμενων παλμών.

### 1.3 Η τεχνική της χρονικής συμπίεσης υπερβραχέων παλμών laser

Το όριο της χρονικής συμπίεσης fs παλμών laser καθορίζεται από τον εξής κανόνα : *"Το γινόμενο της χρονοδιάρκειας και του φασματικού εύρους ενός παλμού, είναι μεγαλύτερο ή ίσο από μία σταθερά"*. Επομένως για τη μείωση της ελάχιστης χρονοδιάρκειας του παλμού απαιτείται η αύξηση του φασματικού εύρους του.

Η διαπλάτυνση του φάσματος και η εισαγωγή γραμμικού chirp στους παλμούς, επιτυγχάνεται μέσω των φαινομένων της SPM και της GVD. Για υψηλές εντάσεις laser, ο δείκτης διάθλασης εξαρτάται από την ένταση  $I(t)$  του παλμού. Έτσι για ένα παλμό laser, διαφορετικά μέρη του παλμού, θα βλέπουν διαφορετικό δείκτη διάθλασης, γεγονός που οδηγεί σε φασματική διαπλάτυνση του παλμού (SPM). Επίσης ο δείκτης διάθλασης εξαρτάται από το μήκος κύματος. Έτσι τα διαφορετικά φασματικά μέρη του παλμού θα βλέπουν διαφορετικό δείκτη διάθλασης, γεγονός που οδηγεί σε χρονική διαπλάτυνση (GVD). Στα περισσότερα υλικά, τα μεγαλύτερα μήκη κύματος ταξιδεύουν γρηγορότερα σε σύγκριση με τα μικρότερα, λόγω του ότι ο δείκτης διάθλασης εξαρτάται αντιστρόφως ανάλογα από το μήκος κύματος.

Ο κατάλληλος συνδιασμός των δύο παραπάνω φαινομένων, εξασφαλίζεται μέσω της εστίασης και καθοδήγησης της δέσμης του laser μέσα σε ένα τριχοειδή σωλήνα αερίου και τελικά οδηγεί σε παλμούς με διευρυμένο φασματικό εύρος, οι οποίοι είναι δυνατόν να συμπιεστούν χρονικά. Ο τριχοειδής σωλήνας λειτουργεί ως κυματοδηγός και περιορίζει την δέσμη σε μία συγκεκριμένη μικρή περιοχή. Το αέριο

που υπάρχει μέσα στον τριχοειδή σωλήνα και συγκεκριμένα η σύσταση και η πίεση του, επηρεάζει τον δείκτη διάθλασης.

Στην συνέχεια, οι διευρυμένοι φασματικά παλμοί που προκύπτουν, οδηγούνται στο Συμπιεστή. Ο Συμπιεστής είναι οπτική διάταξη, η οποία εισάγει στα μεγαλύτερα μήκη κύματος, μεγαλύτερη χρονική καθυστέρηση σε σύγκριση με τα μικρότερα, με αποτέλεσμα τη χρονική συμπίεση των παλμών. Τέτοιες οπτικές διατάξεις είναι τα φράγματα περίθλασης, τα chirped κάτοπτρα και τα πρίσματα.

## Κεφάλαιο 2 : Χρονική συμπίεση παλμών fs με τη χρήση τριχοειδή σωλήνα αερίου – Θεωρία.

### 2.1 Χαρακτηριστικά υπερβραχέων παλμών laser

Οι παλμοί laser μπορούν να περιγραφούν μέσω του ηλεκτρικού πεδίου  $E(x,y,z,t)$ . Αρχικά ας αγνοήσουμε τη χωρική εξάρτηση και ας θεωρήσουμε μόνο τη χρονική<sup>[11]</sup>, δηλαδή  $E(x,y,z,t)=E(t)$ . Μία πλήρης περιγραφή του παλμού μπορεί να δοθεί είτε στο χώρο των χρόνων είτε στο χώρο των συχνοτήτων. Δεδομένου του  $E(t)$ , το ηλεκτρικό πεδίο στο χώρο των συχνοτήτων  $\tilde{E}(\omega)$ , δίνεται από το μιγαδικό μετασχηματισμό Fourier του  $E(t)$

$$\tilde{E}(\omega) = F \{E(t)\} = \int_{-\infty}^{\infty} E(t)e^{-i\omega t} dt = |\tilde{E}(\omega)|e^{i\Phi(\omega)} \quad 2.1.1$$

όπου  $|\tilde{E}(\omega)|$  το φασματικό πλάτος και  $\Phi(\omega)$  η φασματική φάση του παλμού<sup>♦</sup>.

Δεδομένου του  $\tilde{E}(\omega)$ , το ηλεκτρικό πεδίο στο χώρο των χρόνων  $E(t)$ , δίνεται από τον αντίστροφο μετασχηματισμό Fourier του  $\tilde{E}(\omega)$

$$E(t) = F^{-1} \{\tilde{E}(\omega)\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(\omega)e^{i\omega t} d\omega \quad 2.1.2$$

Το ηλεκτρικό πεδίο  $E(t)$  μπορεί επίσης να περιγραφεί μέσω μίας συνάρτησης πλάτους  $E(t)$  και ενός όρου φάσης  $\Phi(t)$ , ως

$$\begin{aligned} E(t) &= \frac{1}{2} \mathfrak{A}(t)e^{i\Phi(t)} + \text{c.c.} \Rightarrow \\ E(t) &= \frac{1}{2} \mathfrak{A}(t)e^{i(\omega_0 t + \varphi(t))} + \text{c.c.} \end{aligned} \quad 2.1.3$$

όπου  $\omega_0$  η κεντρική carrier συχνότητα του φασματικού πλάτους,  $\varphi(t)$  η χρονοεξαρτώμενη φάση και  $E(t)$  η περιβάλλουσα του ηλεκτρικού πεδίου.

---

<sup>♦</sup> Οι μιγαδικές ποσότητες που συνδέονται με το ηλεκτρικό πεδίο, δηλώνονται με τίλντα ( $\sim$ ).



## Κεφάλαιο 2 : Χρονική συμπίεση παλμών fs - Θεωρία

Η πρώτη παράγωγος του όρου φάσης  $\Phi(t)$ , ορίζει μία χρονοεξαρτώμενη carrier συχνότητα, τη στιγμιαία συχνότητα  $\omega(t)$

$$\omega(t) = \frac{d\Phi(t)}{dt} = \omega_0 + \frac{d\varphi(t)}{dt} \quad 2.1.4$$

Έαν  $\varphi(t) = \text{σταθ.}$ , τότε  $\frac{d\varphi(t)}{dt} = 0$  και επομένως, όπως προκύπτει από την 2.1.4, η στιγμιαία συχνότητα συμπίπτει με την κεντρική συχνότητα  $\omega_0$ .

Έαν  $\varphi(t) \propto t$ , τότε  $\frac{d\varphi(t)}{dt} = \text{σταθ.}$  και  $\omega(t) = \omega_0 + \text{σταθ.}$ , δηλαδή η στιγμιαία συχνότητα είναι απλά μετατοπισμένη κατά μία σταθερή τιμή.

Έαν  $\frac{d\varphi(t)}{dt} = f(t)$ , τότε η στιγμιαία συχνότητα  $\omega(t)$  μεταβάλλεται με το χρόνο και ο

αντίστοιχος παλμός ονομάζεται chirped. Συγκεκριμένα για  $\frac{d^2\varphi(t)}{dt^2} > 0$   $\left( \frac{d^2\varphi(t)}{dt^2} < 0 \right)$ , η στιγμιαία συχνότητα αυξάνεται (μειώνεται) κατά μήκος του παλμού και ο αντίστοιχος παλμός έχει θετικό (αρνητικό) chirp.

Ειδικότερα, έαν  $\varphi(t) \propto t^2$ , όπως προκύπτει από την 2.1.4, η στιγμιαία συχνότητα θα έχει μία γραμμική εξάρτηση από τον χρόνο

$$\omega(t) \propto \frac{d\varphi(t)}{dt} \propto t \quad 2.1.5$$

Αυτό είναι το λεγόμενο γραμμικό chirp (χρονικό).

Το ηλεκτρικό πεδίο στο χώρο των χρόνων, ενός παλμού με γραμμικό chirp, θα είναι της μορφής

$$E(t) = \frac{1}{2} \tilde{\varphi}(t) e^{i(\omega_0 t + at^2)} + \text{c.c.} \Rightarrow \quad 2.1.6$$
$$E(t) = \frac{1}{2} \tilde{\tilde{\varphi}}(t) e^{i\omega_0 t} + \text{c.c.}$$

όπου 
$$\tilde{\tilde{\varphi}}(t) = \tilde{\varphi}(t) e^{i\phi(t)} = \tilde{\varphi}(t) e^{iat^2} \quad 2.1.7$$

με  $a > 0$  ( $a < 0$ ) για γραμμικό θετικό (αρνητικό) chirp.

Ο μετασχηματισμός Fourier της 2.1.6, δίνει το ηλεκτρικό πεδίο στο χώρο των συχνοτήτων, ενός παλμού με γραμμικό chirp. Έαν υποθέσουμε ένα παλμό με κατανομή ηλεκτρικού πεδίου Gauss και γραμμικό chirp, της μορφής

## Κεφάλαιο 2 : Χρονική συμπίεση παλμών fs - Θεωρία

$$E(t) \propto e^{-\frac{t^2}{\tau_G^2}} e^{i(\omega_0 t - a \frac{t^2}{\tau_G^2})} \quad 2.1.8$$

προκύπτει ότι

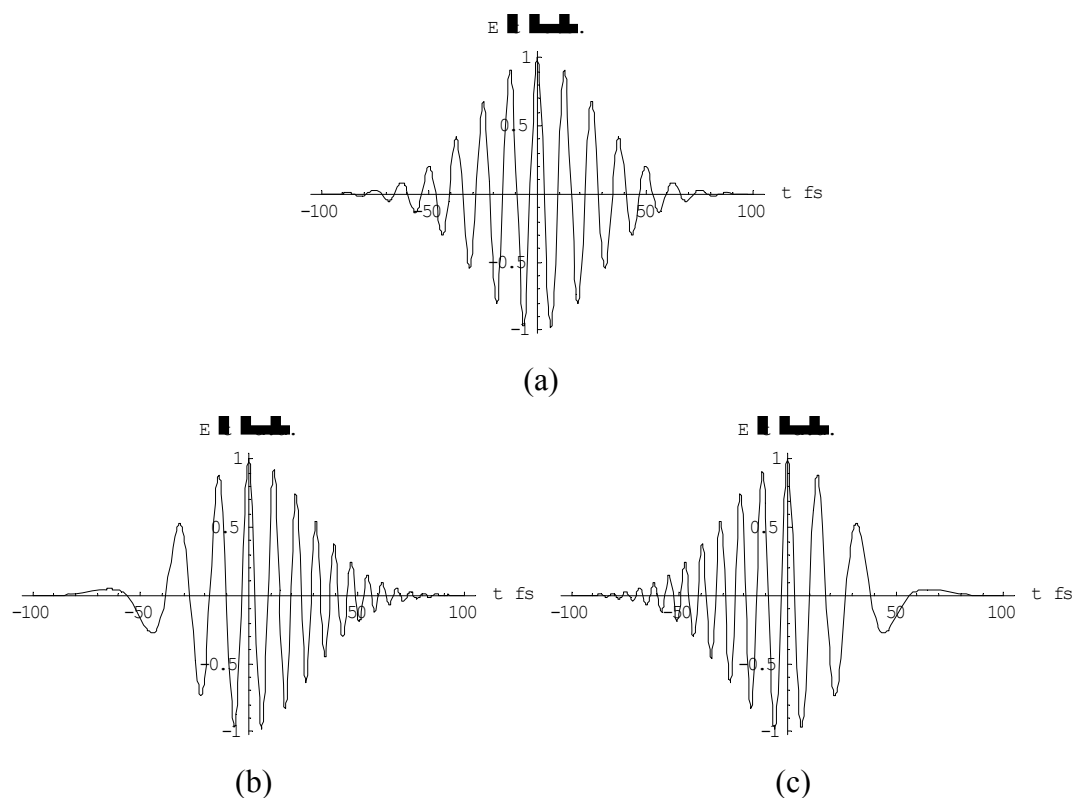
$$\tilde{E}(\omega) \propto e^{-\frac{\tau_G^2}{4(1+a^2)}(\omega - \omega_0)^2} e^{i\Phi(\omega)} \quad 2.1.9$$

με

$$\Phi(\omega) \propto \frac{\alpha \tau_G^2}{4(1+a^2)}(\omega - \omega_0)^2 \quad 2.1.10$$

Επομένως όπως προκύπτει, η φασματική φάση  $\Phi(\omega)$  μεταβάλλεται τετραγωνικά με τη συχνότητα για την περίπτωση ενός παλμού με γραμμικό chirp.

Στο Σχήμα 2.1 φαίνεται το ηλεκτρικό πεδίο στο χώρο των χρόνων, ενός παλμού με γραμμικό θετικό chirp, γραμμικό αρνητικό και χωρίς chirp.



Σχήμα 2.1 : Το ηλεκτρικό πεδίο, στο χώρο των χρόνων, ενός παλμού με a) μηδενικό chirp, b) γραμμικό θετικό chirp και c) γραμμικό αρνητικό chirp.

Μία επίσης σημαντική παράμετρος που χαρακτηρίζει τον παλμό είναι η χρονική ένταση  $I(t)$  ( $\text{W}/\text{cm}^2$ )

$$I(t) = \varepsilon_0 c n \frac{1}{T} \int_{t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} E^2(t') dt' = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c n \langle E^2 \rangle(t) \quad 2.1.11$$

όπου  $\varepsilon_0$  η διηλεκτρική permittivity και  $n$  ο δείκτης διάθλασης του υλικού στο οποίο διαδίδεται ο παλμός.

Δύο επίσης χαρακτηριστικές παράμετροι που χαρακτηρίζουν τους υπερβραχείους παλμούς laser είναι η χρονοδιάρκεια  $\tau_p$  και το φασματικό εύρος  $\Delta\omega_p$ . Επειδή τα χρονικά και φασματικά χαρακτηριστικά του ηλεκτρικού πεδίου συνδέονται μεταξύ τους μέσω μετασχηματισμού Fourier, οι  $\tau_p$  και  $\Delta\omega_p$  συνδέονται επίσης μεταξύ τους και συγκεκριμένα

$$\begin{aligned} \Delta\omega_p \tau_p &\geq 2\pi c_B \Rightarrow \\ \Delta\nu_p \tau_p &\geq c_B \end{aligned} \quad 2.1.12$$

όπου  $c_B$  μία αριθμητική σταθερά η οποία εξαρτάται από το προφίλ του παλμού.

Για τον παλμό με κατανομή Gauss, της (2.1.8), βρίσκεται ότι

$$\tau_p = \sqrt{2 \ln 2} \tau_G \quad 2.1.13 \quad \spadesuit$$

και

$$\Delta\omega_p = \frac{1}{\tau_G} \sqrt{8 \ln 2 (1 + a^2)} \quad 2.1.14$$

επομένως  $c_B=0.441$  για κατανομή ηλεκτρικού πεδίου Gauss. Ομοίως βρίσκεται ότι για κατανομή ηλεκτρικού πεδίου sech,  $c_B=0.315$ .

Η ισότητα στην σχέση 2.1.12, ισχύει στην περίπτωση που ο παλμός δεν έχει chirp. Ένας τέτοιος παλμός ονομάζεται "bandwidth limited" ή "Fourier limited" και παρουσιάζει την μικρότερη δυνατή χρονοδιάρκεια, για δεδομένο φασματικό εύρος και δεδομένο προφίλ.

Η 2.1.12 μπορεί να εκφραστεί μέσω του μήκους κύματος  $\lambda$  αντί για την συχνότητα  $\omega$ . Τότε, για ένα "Fourier limited" παλμό, η σχέση που συνδέει την χρονοδιάρκεια  $\tau_p$ , με το φασματικό του εύρος  $\Delta\lambda$ , θα είναι

---

<sup>♠</sup> Οι  $\tau_p$  και  $\Delta\omega_p$  υπολογίζονται στο  $\frac{1}{2}$  σημείο, της χρονικής και φασματικής έντασης του παλμού, αντίστοιχα.

$$\omega = 2\pi\nu = 2\pi \frac{c}{\lambda} \Rightarrow$$

$$\Delta\nu = \frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda \xrightarrow{2.1.12} \quad 2.1.15$$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{c} \frac{c_B}{\tau_p}$$

## 2.2 Διάδοση υπερβραχέων παλμών

Η διάδοση υπερβραχέων παλμών laser διαμέσου της ύλης, μπορεί να περιγραφεί και πάλι μέσω του ηλεκτρικού πεδίου, όπου τώρα πρέπει να συμπεριληφθεί και η χωρική εξάρτηση, δηλαδή  $E=E(x,y,z,t)$ . Η εξίσωση κύματος για το E, προκύπτει από τις εξισώσεις του Maxwell, όπου για την περίπτωση μη μαγνητικού υλικού, χωρίς φορτία, έχει την μορφή

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)E(x, y, z, t) = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2}P(x, y, z, t) \quad 2.2.1$$

όπου  $\mu_0$  η μαγνητική διαπερατότητα και P η πόλωση η οποία περιγράφει την επίδραση του μέσου, στο ηλεκτρικό πεδίο. Η πόλωση μπορεί να γραφεί ως

$$P = P_L + P_{NL} \quad 2.2.2$$

όπου  $P_L$  ο γραμμικός και  $P_{NL}$  ο μη γραμμικός όρος.

Η εξίσωση 2.2.1 είναι μία αρκετά πολύπλοκη διαφορική εξίσωση και για την λύση της απαιτούνται αριθμητικές μεθόδους. Όμως μέσω ορισμένων προσεγγίσεων μπορεί να απλοποιηθεί αρκετά. Έαν θεωρήσουμε το ηλεκτρικό πεδίο ως επίπεδο κύμα το οποίο διαδίδεται στην z κατεύθυνση, η 2.2.1 απλοποιείται ως

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)E(z, t) = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2}P_L(z, t) \quad 2.2.3$$

όπου 
$$P_L(\omega, z) = \epsilon_0 \chi(\omega) \tilde{E}(\omega, z) \quad 2.2.4$$

με  $\chi(\omega)$  την γραμμική επιδεκτικότητα. Ο μετασχηματισμός Fourier της 2.2.3 μαζί με την 2.2.4, οδηγεί στην

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\omega^2}{c^2} n^2(\omega)\right]\tilde{E}(z, \omega) = 0 \quad 2.2.5$$

$$\text{ή} \quad \left[ \frac{\partial^2}{\partial z^2} - k^2(\omega) \right] \tilde{E}(z, \omega) = 0 \quad 2.2.6$$

$$\text{με} \quad 1 + \chi(\omega) = \varepsilon(\omega) = n^2(\omega) \quad 2.2.7$$

όπου  $\varepsilon(\omega)$  η διηλεκτρική σταθερά.

Η εξίσωση 2.2.6 είναι μία απλοποιημένη εξίσωση κύματος στο χώρο των συχνοτήτων, με λύση

$$\tilde{E}(\omega, z) = \tilde{E}(\omega, 0) e^{-ik(\omega)z} \quad 2.2.8$$

Το κυματάνυσμα  $k(\omega) = \frac{n(\omega)\omega}{c}$  (Σχέση Διασποράς), εξαρτάται από την συχνότητα  $\omega$  και για παλμούς με στενό φασματικό εύρος ( $\Delta k \ll k_0$ ) μπορεί να προσεγγιστεί ως (ανάπτυγμα Taylor γύρω από την κεντρική συχνότητα  $\omega_0$ )

$$k(\omega) = k_0 + \left. \frac{dk}{d\omega} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2k}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + \dots = k_0 + \delta k \quad 2.2.9$$

Έτσι η 2.2.8 γράφεται ως

$$\tilde{E}(\omega, z) = \tilde{E}(\omega, 0) e^{-ik_0 z} e^{-i\delta k z} \quad 2.2.10$$

και μέσω της προσέγγισης του αργά μεταβαλλόμενου πλάτους<sup>▲</sup>, γράφεται ως

$$\tilde{E}(\omega, z) = \tilde{\Psi}(\omega', z) e^{-ik_0 z} \quad 2.2.11$$

όπου  $\tilde{\Psi}(\omega', z)$  το αργά μεταβαλλόμενο πλάτος.

Ο μετασχηματισμός Fourier της παραπάνω σχέσης δίνει

$$\tilde{E}(t, z) = \frac{1}{2} \tilde{\Psi}(t, z) e^{i(\omega_0 t - k_0 z)} \quad 2.2.12$$

$$\text{με} \quad \tilde{\Psi}(t, z) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \tilde{E}(\omega, 0) e^{-i\delta k z} e^{i(\omega - \omega_0)t} \quad 2.2.13$$

όπου  $\tilde{\Psi}(t, z)$  το αργά μεταβαλλόμενο πλάτος στο χώρο και στο χρόνο.

Η επόμενη προσέγγιση για την απλοποίηση της κυματικής εξίσωσης 2.2.3, είναι να ληφθεί υπόψη μόνο η περιβάλλουσα του πεδίου  $\tilde{\Psi}(\omega', z)$ . Επίσης, η γραμμική πόλωση εκφράζεται με τον ίδιο τρόπο συναρτήσει μίας αργά μεταβαλλόμενης περιβάλλουσας. Επιπλέον μέσω της προσέγγισης της αργά μεταβαλλόμενης

---

<sup>▲</sup> Υποθέτει ότι η περιβάλλουσα του παλμού δεν αλλάζει σημαντικά καθώς διαδίδεται σε απόσταση συγκρίσιμη με το μήκος κύματος  $\lambda_0 = 2\pi/k_0$ .

περιβάλλουσας, παραλείπονται όροι της μορφής  $\frac{\partial^2}{\partial z^2}$  και τελικά η 2.2.3 απλοποιείται στην

$$\frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial z} - \frac{i}{2} \left( \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega_0} \right) \frac{\partial^2 \tilde{\omega}}{\partial t^2} + D = 0 \quad 2.2.14$$

όπου D ο όρος που περιέχει όρους διασποράς υψηλότερης τάξης ( $n \geq 3$ ).

### 2.3 Διασπορά Ομαδικής Ταχύτητας (GVD)

Στην εξίσωση 2.2.9 ο όρος  $\frac{dk}{d\omega} \Big|_{\omega_0}$  ορίζει την ομαδική ταχύτητα  $v_g$  δηλαδή την ταχύτητα με την οποία κινείται ο παλμός (το κυματοπακέτο) κεντρικής συχνότητας  $\omega_0$ .

$$v_g = \left[ \frac{dk}{d\omega} \Big|_{\omega_0} \right]^{-1} \quad 2.3.1$$

Επίσης ο όρος  $\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega_0}$  ορίζει την διασπορά της ομαδικής ταχύτητας (GVD), δηλαδή το ρυθμό με τον οποίο οι επιμέρους συχνότητες του παλμού, αλλάζουν τις σχετικές τους φάσεις (αφού η  $v_g$  είναι διαφορετική για κάθε συχνότητα).

$$GVD = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega_0} \quad 2.3.2$$

Συχνά, η Σχέση Διασποράς  $k(\omega) = \frac{n(\omega)\omega}{c}$ , εκφράζεται σαν συνάρτηση του μήκους κύματος  $\lambda$ , ως

$$k(\lambda) = \frac{2\pi n(\lambda)}{\lambda} \quad 2.3.3$$

όπου  $n(\lambda)$  ο δείκτης διάθλασης του μέσου ως συνάρτηση του  $\lambda$ , ο οποίος περιγράφει τη διασπορά του υλικού. Η  $v_g$  και η GVD, μέσω του  $\lambda$ , γράφονται ως

$$\frac{1}{v_g} = \frac{dk}{d\omega} \Big|_{\omega_0} = \frac{1}{c} \left( n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right) \quad 2.3.4$$

και

$$GVD = \left. \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_0} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad 2.3.5$$

Για τα περισσότερα υλικά, στην περιοχή  $\lambda \sim 800\text{nm}$ , ο δείκτης διάθλασης εξαρτάται αντιστρόφως ανάλογα από το  $\lambda$  και  $\frac{d^2 n}{d\lambda^2} > 0$ . Επομένως η GVD που εισάγεται στον παλμό είναι θετική και ο παλμός αποκτάει θετικό chirp.

Έαν η εξίσωση 2.2.14, λυθεί λαμβάνοντας υπόψη μόνο τον όρο της GVD (δηλαδή  $D=0$ ), δίνει

$$\tilde{\Psi}(\omega, z) = \tilde{\Psi}(\omega, 0) e^{i\phi(\omega)} = \tilde{\Psi}(\omega, 0) e^{-\frac{i}{2} GVD \omega^2 z} \quad 2.3.6$$

και

$$\tilde{\Psi}(t, z) = F^{-1} \left\{ \tilde{\Psi}(\omega, 0) e^{-\frac{i}{2} GVD \omega^2 z} \right\} \quad 2.3.7$$

Από την παραπάνω σχέση προκύπτει ότι κατά την διάδοση, ενός αρχικά "bandwidth limited" παλμού, διαμέσου ενός μέσου, αυτός αναπτύσσει μία φασματική φάση  $\phi(\omega) \propto \omega^2$ , δηλαδή αποκτάει γραμμικό chirp και επομένως αυξάνει η χρονοδιάρκεια του.

Έαν θεωρήσουμε ένα παλμό με κατανομή Gauss (σχέση 2.1.8 με  $a=0$ ), η διάρκεια του παλμού μετά από μήκος διάδοσης  $z$ , θα είναι

$$\tau_p(z) = \tau_{p0} \sqrt{1 + \left(\frac{z}{L_d}\right)^2} \quad 2.3.8$$

όπου  $L_d$  το χαρακτηριστικό μήκος διασποράς που εξαρτάται από την GVD και ορίζεται ως

$$L_d = \frac{\tau_{G0}^2}{2GVD} = \frac{\tau_{p0}^2}{4 \ln 2 GVD} \quad 2.3.9$$

## 2.4 Αυτοδιαμόρφωση Φάσης (SPM)

Έαν το ηλεκτρικό πεδίο είναι ισχυρό, θα πρέπει να ληφθεί υπόψη επιπρόσθετα, η μη γραμμική οπτική αλληλεπίδραση, η οποία εκφράζεται μέσω του όρου  $P_{NL}$  της εξίσωσης 2.2.2. Το ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο του παλμού μπορεί να προέλθει από παλμούς υψηλής ισχύος ή/και από ισχυρή εστίαση. Στην περίπτωση αυτή, η σχέση

## Κεφάλαιο 2 : Χρονική συμπίεση παλμών fs - Θεωρία

που προκύπτει από θεωρία διαταραχών, μεταξύ ηλεκτρικού πεδίου και επαγόμενης πόλωσης<sup>[12]</sup>, δεν είναι γραμμική αλλά γράφεται

$$P = \epsilon_0 \chi(E)E = \epsilon_0 \chi^{(1)}E + \epsilon_0 \chi^{(2)}E^2 + \epsilon_0 \chi^{(3)}E^3 + \dots = P^{(1)} + P^{(2)} + P^{(3)} + \dots \quad 2.4.1$$

όπου  $\chi^{(n)}$  η μη γραμμική οπτική επιδεκτικότητα, n τάξης.

Ο δείκτης διάθλασης παρουσιάζει μη γραμμική εξάρτηση από το ηλεκτρικό πεδίο. Έαν ληφθεί υπόψη μόνο η 3<sup>η</sup> τάξης μη γραμμικότητα, ο δείκτης διάθλασης εκφράζεται ως

$$\begin{aligned} n &= n_0 + n_2 |\tilde{\mathcal{E}}(t)|^2 \\ &= n_0 + 2n_2 \langle E^2(t) \rangle \quad 2.4.2 \\ &= n_0 + \bar{n}_2 I(t) \end{aligned}$$

όπου ο μη γραμμικός δείκτης διάθλασης  $n_2 = \frac{\epsilon_0 c n_0}{2} \bar{n}_2 \quad 2.4.3.$

Ο  $n_2$  συνδέεται με την επιδεκτικότητα μέσω της σχέσης  $n_2 = \frac{3\chi^{(3)}}{8n_0}$ .

Εισάγοντας στην κυματική εξίσωση 2.2.14, την 3<sup>η</sup> τάξης μη γραμμική πόλωση  $P^{(3)}$  και αγνοώντας τον όρο της GVD τελικά προκύπτει

$$\frac{\partial \tilde{\mathcal{E}}}{\partial z} = -i \frac{3\omega_0^2 \chi^{(3)}}{8c^2 k_0} |\tilde{\mathcal{E}}|^2 \tilde{\mathcal{E}} = -i \frac{n_2}{n_0} k_0 |\tilde{\mathcal{E}}|^2 \tilde{\mathcal{E}} \quad 2.4.4$$

Η λύση της παραπάνω εξίσωσης\* δίνει τελικά

$$\tilde{\mathcal{E}}(t, z) = \tilde{\mathcal{E}}(t, 0) = \tilde{\mathcal{E}}_{\square}(t)$$

Και

$$\phi(t, z) = \phi_0(t) - k_0 \frac{n_2}{n_0} z |\tilde{\mathcal{E}}_{\square}(t)|^2 \quad 2.4.5$$

Εφόσον η συχνότητα δίνεται από την χρονική παράγωγο της φάσης, το chirp του παλμού λόγω SPM, θα είναι

$$\omega = \frac{\partial \phi(t, z)}{\partial t} = \frac{\partial \phi_0}{\partial t} - k_0 \frac{n_2}{n_0} z \frac{d}{dt} \left( |\tilde{\mathcal{E}}_{\square}(t)|^2 \right) \quad 2.4.6$$

Επομένως, η εξάρτηση του δείκτη διάθλασης από την χρονοεξαρτώμενη ένταση του παλμού, οδηγεί τελικά σε μία διαμόρφωση φάσης, την αυτοδιαμόρφωση φάσης (SPM). Το φαινόμενο της SPM έχει ως αποτέλεσμα, όπως φαίνεται και από την τελευταία εξίσωση, την παραγωγή νέων συχνοτήτων και τελικά την φασματική

\* Για να ισχύει η σχέση αυτή, υποθέτει στιγμιαία απόκριση του μέσου στο ηλεκτρικό πεδίο (δηλαδή ο χρόνος απόκρισης του μέσου < διάρκεια παλμού).

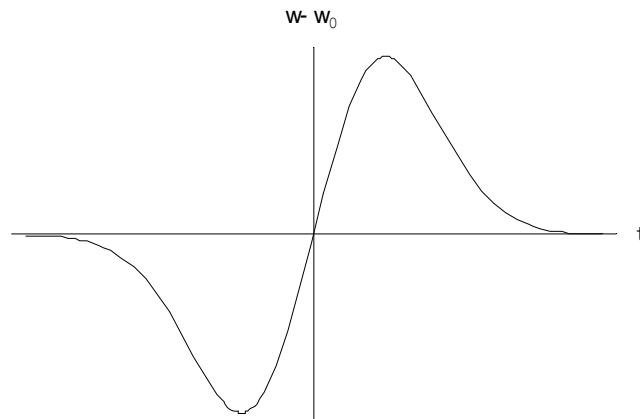
\* Υποθέτοντας  $\chi^{(3)}$  πραγματική και  $\tilde{\mathcal{E}} = \mathcal{E} e^{i\phi}$  και διαχωρίζοντας πραγματικό με φανταστικό μέρος.



## Κεφάλαιο 2 : Χρονική συμπίεση παλμών fs - Θεωρία

διαπλάτυνση του φάσματος του παλμού. Επειδή ο δείκτης διάθλασης ακολουθεί την αλλαγή της έντασης του παλμού, διαφορετικά μέρη του παλμού θα αισθάνονται διαφορετικό δείκτη διάθλασης. Έτσι δημιουργείται μία αλλαγή φάσης κατά μήκος του παλμού.

Το chirp ενός παλμού που επηρεάζεται μόνο από την SPM, δεν είναι γραμμικό, όπως φαίνεται και στο Σχήμα 2.4.



Σχήμα 2.4: Το chirp ενός Gaussian παλμού λόγω SPM, όπως προκύπτει από την 2.4.6.

Για την περιγραφή του φαινομένου της SPM, εισάγεται το μη γραμμικό μήκος αλληλεπίδρασης

$$L_{NL} = \frac{n_0}{k_0 n_2 \langle I \rangle^2} \quad 2.4.7$$

όπου  $\langle I \rangle$  είναι η κορυφή του πλάτους του παλμού.

Η ποσότητα  $\frac{z}{L_{NL}}$  δηλώνει την μέγιστη αλλαγή φάσης, η οποία συμβαίνει στην κορυφή του παλμού

$$\phi_{\max} = \frac{z}{L_{NL}} \quad 2.4.8$$

Επομένως το  $L_{NL}$  δηλώνει την απόσταση που πρέπει να διανύσει ο παλμός ώστε η  $\phi_{\max}$  να ισούται με 1.

### 2.5 Συνδιασμός GVD και SPM

Το φαινόμενο της SPM εισάγει στον παλμό μία διαμόρφωση φάσης  $\frac{d\phi}{dt}$  η οποία αλλάζει το φασματικό εύρος του παλμού εισάγοντας νέες συχνότητες. Επειδή  $\frac{d\phi(t)}{dt} \propto \frac{dI(t)}{dt}$ , το φαινόμενο είναι πιο έντονο στις πλευρές του παλμού, σε σχέση με το κέντρο του (στο κέντρο η παράγωγος είναι μηδέν). Συγκεκριμένα στην μπροστινή πλευρά του παλμού, όπου  $\frac{dI(t)}{dt} > 0$ , εισάγονται τα μεγαλύτερα μήκη κύματος, ενώ στην πίσω πλευρά, όπου  $\frac{dI(t)}{dt} < 0$ , εισάγονται τα μικρότερα μήκη κύματος.

Επιπλέον, λόγω της  $GVD > 0$ , τα μεγαλύτερα μήκη κύματος, που παράγονται στην μπροστινή πλευρά, θα ταξιδεύουν γρηγορότερα σε σύγκριση με τα μικρότερα μήκη κύματος, με αποτέλεσμα το φασματικό πλάτος του παλμού να αυξάνεται γρηγορότερα όταν και τα δύο φαινόμενα (SPM + GVD) λαμβάνονται υπόψη. Τότε, η περιβάλλουσα του φάσματος του παλμού προσεγγίζει ένα τετραγωνικό παλμό.

Έτσι, το φαινόμενο της SPM δεν θα επηρεάζει πλέον τα κεντρικά μέρη του παλμού, τα οποία θα είναι σχεδόν επίπεδα, αλλά μόνο την μπροστινή και πίσω πλευρά του, δημιουργώντας νέες συχνότητες. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα τελικά την δημιουργία παλμού με γραμμικό chirp.

Επομένως ο συνδιασμός των φαινομένων SPM και GVD, οδηγεί σε παλμό με διευρυμένο φασματικό εύρος και γραμμικό chirp. Ο παλμός αυτός είναι δυνατόν να συμπιεστεί σε μικρότερης διάρκειας παλμό από τον αρχικό, όπως θα εξηγηθεί παρακάτω.

### 2.6 Διάδοση παλμών fs σε μονοτροπικές ίνες

Τα φαινόμενα SPM και GVD μπορούν να συνδυαστούν κατά την διάδοση ενός παλμού laser διαμέσου μίας μονοτροπικής οπτικής ίνας. Για την περιγραφή της

## Κεφάλαιο 2 : Χρονική συμπίεση παλμών fs - Θεωρία

διάδοσης ενός παλμού διαμέσου μίας ίνας, απαιτείται η χρήση της τρισδιάστατης εξίσωσης κύματος. Το ηλεκτρικό πεδίο του παλμού στην ίνα, μπορεί να γραφεί ως<sup>▲</sup>

$$E(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \psi(x, y) \tilde{E}(t, z) e^{i(\omega_0 t - k_0 z)} + \text{c.c.} \quad 2.6.1$$

όπου  $\tilde{E}(t, z)$  η αργά μεταβαλλόμενη περιβάλλουσα του παλμού και  $\psi(x, y)$  το εγκάρσιο προφίλ του ρυθμού το οποίο θεωρούμε ότι μεταβάλλεται ανεξάρτητα από τα χαρακτηριστικά του παλμού, τα οποία αλλάζουν λόγω των μεταβολών του δείκτη διάθλασης.

Η εξίσωση κύματος για την αργά μεταβαλλόμενη περιβάλλουσα  $\tilde{E}(t, z)$ , εάν και τα δύο φαινόμενα ληφθούν υπόψη ταυτόχρονα, γράφεται ως

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial z} - \frac{i}{2} \text{GVD} \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial t^2} = -i\gamma |\tilde{E}|^2 \tilde{E} \quad 2.6.2$$

όπου

$$\gamma = n_2^{\text{eff}} \frac{\omega_0}{c} = \frac{n_2}{A_{\text{eff}}} \frac{\omega_0}{c} \quad 2.6.3$$

Συγκεκριμένα, η επίδραση της μη γραμμικότητας πρέπει να υπολογιστεί κατά μέσο όρο σε όλη την εγκάρσια διατομή της ίνας, γεγονός που οδηγεί σε ένα  $n_2^{\text{eff}} = \frac{n_2}{A_{\text{eff}}}$

όπου  $A_{\text{eff}}$  η ενεργός περιοχή της οπτικής ίνας, η οποία δίνεται από

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left( \int |u|^2 dA \right)^2}{\int |u|^4 dA} \quad 2.6.4$$

Η διάδοση υπερβραχέων παλμών laser διαμέσου οπτικής ίνας, επηρεάζεται από τη διασπορά και τη μη γραμμικότητα του δείκτη διάθλασης. Για την περιγραφή των δύο αυτών φαινομένων, εισάγονται δύο χαρακτηριστικά μήκη

$$L_d = \frac{\tau_{\text{Go}}^2}{2\text{GVD}} = \frac{\tau_{\text{po}}^2}{4 \ln 2 \text{GVD}} : \text{Μήκος Διασποράς} \quad 2.6.5$$

$$L_{\text{NL}} = \frac{1}{\gamma |\tilde{E}_0|^2} : \text{Μη γραμμικό Μήκος Αλλ/σης} \quad 2.6.6$$

αντίστοιχα. Και οι δύο παραπάνω ποσότητες, συνδέονται με παραμέτρους του εισερχόμενου παλμού καθώς και του υλικού στο οποίο διαδίδεται. Για μήκη διάδοσης  $L \approx L_d \ll L_{\text{NL}}$ , μόνο το φαινόμενο της GVD επηρεάζει τον παλμό ενώ για  $L \approx L_{\text{NL}} \ll L_d$

<sup>▲</sup> Υποθέτοντας διάδοση στην z κατεύθυνση και γραμμικά πολωμένο πεδίο.

μόνο η SPM επηρεάζει. Στην ενδιάμεση περίπτωση και τα δύο φαινόμενα επηρεάζουν την διάδοση του παλμού στην ίνα, με αποτέλεσμα την διαμόρφωση των χαρακτηριστικών του παλμού με τέτοιο τρόπο ώστε να είναι δυνατή η μετέπειτα χρονική του συμπίεση.

Θεωρώντας ένα παλμό με κατανομή ηλεκτρικού πεδίου Gauss και γραμμικό chirp, η αργά μεταβαλλόμενη περιβάλλουσα του πεδίου γράφεται ως

$$\tilde{E}(z, t) = \tilde{E}_m(z) e^{-\frac{t^2}{\tau_G^2}} e^{-ia(z)\frac{t^2}{\tau_G^2}} \quad 2.6.7$$

με διάρκεια παλμού  $\tau_p(z) = \sqrt{2 \ln 2} \tau_G(z)$

και  $\Delta\omega_p(z)\tau_p(z) = 4 \ln 2 \sqrt{1 + a^2(z)}$

Η χρονοδιάρκεια του παλμού βρίσκεται ότι μεταβάλλεται με το μήκος διάδοσης  $z$ , ως

$$\frac{d}{dz} \tau_p(z) = \frac{4 \ln 2}{\tau_p(z)} \text{GVD} \sqrt{\frac{\tau_p^2(z) \Delta\omega_p^2(z)}{(4 \ln 2)^2} - 1} + \frac{\Delta\omega_p^2(z) (\text{GVD})^2}{\tau_p(z)} z \quad 2.6.8$$

Επίσης, το φασματικό εύρος του παλμού, λόγω SPM, μεταβάλλεται με το μήκος διάδοσης ως<sup>▲</sup>

$$\frac{d}{dz} \Delta\omega_p(z) = \frac{\ln 2}{\tau_p^3(z)} \left(\frac{\tau_{\rho 0}}{L_{\text{NL}}}\right)^2 \frac{z}{\sqrt{1 + \left(\frac{\tau_{\rho 0}}{4\tau_p(z)}\right)^2 \left(\frac{z}{L_{\text{NL}}}\right)^2}} \quad 2.6.9$$

### 2.7 Τριχοειδής σωλήνας αερίου

Η διάδοση fs παλμών laser σε "κούφιο" τριχοειδή σωλήνα αερίου, μπορεί να περιγραφεί επίσης από την εξίσωση 2.6.2. Η διάδοση της ακτινοβολίας διαμέσου τριχοειδή σωλήνα, πραγματοποιείται μέσω ανακλάσεων υπό μικρές γωνίες (grazing incidence)<sup>[13]</sup>. Οι ρυθμοί που διαδίδονται σε "κούφιοις" κυματοδηγούς, με διάμετρο πολύ μεγαλύτερη από το μήκος κύματος της ακτινοβολίας, μελετήθηκαν αρχικά, το 1964, από τους Marcatili και Schmeltzer<sup>[14]</sup>.

Οι "κούφιοι" κυματοδηγοί υποστηρίζουν τρία διαφορετικά είδη ρυθμών διάδοσης :

---

▲ Θεωρώντας  $a \approx \frac{1}{2} \delta\omega_p \tau_p / 4 \ln 2$  όπου  $\delta\omega_p \tau_p = \frac{8 \ln 2}{\sqrt{2}} \frac{z}{L_{\text{NL}}}$ .

## Κεφάλαιο 2 : Χρονική συμπίεση παλμών fs - Θεωρία

- τους εγκάρσια κυκλικούς ηλεκτρικούς ( $TE_{0m}$ ) (όπου οι γραμμές του E είναι εγκάρσιοι κύκλοι  $\perp z$ )
- τους εγκάρσια κυκλικούς μαγνητικούς ( $TM_{0m}$ ) (όπου οι γραμμές του E είναι ακτινικές)
- τους υβριδικούς ρυθμούς ( $EH_{pm}$ ,  $|p| \geq 1$ ) (με όλες τις ηλεκτρικές και μαγνητικές συνιστώσες του πεδίου παρούσες)

Αποδεικνύεται ότι ο ρυθμός με τις μικρότερες απώλειες, είναι ο  $EH_{11}$ , όταν ο δείκτης διάθλασης του εξωτερικού μέσου είναι μικρότερος από 2.02 φορές το δείκτη διάθλασης του εσωτερικού μέσου. Για γυάλινο τριχοειδή σωλήνα αερίου, ο θεμελιώδης ρυθμός διάδοσης, με τις μικρότερες απώλειες, είναι ο υβριδικός  $EH_{11}$ . Το προφίλ έντασης του  $EH_{11}$  έχει μορφή Bessel

$$I(r) = I_0 J_0^2(2.405 \frac{r}{\alpha}) \quad 2.7.1$$

όπου  $J_0$  η συνάρτηση Bessel μηδενικής τάξης,  $\alpha$  η ακτίνα του τριχοειδή σωλήνα και  $r$  η ακτινική συντεταγμένη.

Για τον  $EH_{11}$  ρυθμό, λόγω του τριχοειδή σωλήνα και του αερίου που υπάρχει μέσα σε αυτόν, το κυματόνισμα είναι

$$k(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{2.405\lambda}{2\pi\alpha} \right)^2 \right] \quad 2.7.2$$

και οι απώλειες

$$\frac{A}{2} = \left( \frac{2.405}{2\pi} \right)^2 \frac{\lambda^2}{2\alpha^3} \frac{v^2 + 1}{\sqrt{v^2 - 1}} \quad 2.7.3$$

όπου  $v = \frac{n_{\text{glass}}}{n_{\text{gas}}}$  και  $\lambda = \frac{\lambda_0}{n_{\text{gas}}}$ , το μήκος κύματος του laser στο αέριο μέσο.

Από την 2.7.2, συνεπάγεται ότι η GVD που εισάγεται στον παλμό, είναι

$$\text{GVD} = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \left[ \frac{d^2 n}{d\lambda^2} - \left( \frac{2.405}{2\pi\alpha} \right)^2 \right] \quad 2.7.4$$

όπου ο  $1^{\text{ος}}$  όρος, στην 2.7.4, εκφράζει τη συνεισφορά από το αέριο, ενώ ο  $2^{\text{ος}}$  όρος εκφράζει τη συνεισφορά από τον τριχοειδή σωλήνα.

Επίσης, όπως φαίνεται από την 2.7.3, οι απώλειες του  $EH_{11}$  ρυθμού είναι ανάλογες του  $\frac{\lambda^2}{\alpha^3}$ . Επομένως μπορούν να μειωθούν, επιλέγοντας τριχοειδή σωλήνα

με ακτίνα αρκετά μεγαλύτερη σε σχέση με το μήκος κύματος  $\lambda$ . Επιπρόσθετα, αποδεικνύεται ότι η διάκριση του θεμελιώδη ρυθμού  $\text{EH}_{11}$ , από μεγαλύτερης τάξης υβριδικούς ρυθμούς είναι καλύτερη, όσο μεγαλύτερο είναι το μήκος του τριχοειδή σωλήνα.

Ο συντελεστής απόδοσης  $\eta = \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}}$  για τους  $\text{EH}_{1m}$  ρυθμούς, ορίζεται ως

$$\eta = \frac{4 \left[ \int r J_0 \left( u_{1m} \frac{r}{\alpha} \right) e^{-r^2 / \omega^2} dr \right]^2}{\omega^2 \int r J_0^2 \left( u_{1m} \frac{r}{\alpha} \right) dr} \quad 2.7.5$$

όπου  $u_{1m}$  οι λύσεις της εξίσωσης,  $J_0=0$ .

Για τον θεμελιώδη ρυθμό  $\text{EH}_{11}$ , ο συντελεστής είναι μέγιστος για συγκεκριμένο λόγο  $\frac{\omega}{\alpha}$  όπου  $\omega$  η ακτίνα της δέσμης του laser στην είσοδο του τριχοειδή σωλήνα. Έτσι

για τη διάδοση της μέγιστης ισχύος από τον  $\text{EH}_{11}$  ρυθμό, βρίσκεται ότι  $\frac{\omega}{\alpha} \approx 0.644$ .

Επίσης για σημαντική απόδοση, θεωρητικά  $> 90\%$ , ο λόγος  $\frac{\omega}{\alpha}$  μπορεί να κυμαίνεται μεταξύ 0.5 και 0.85 περίπου.

Η συνεισφορά των φαινομένων SPM και GVD στη διάδοση fs παλμών laser διαμέσου τριχοειδή σωλήνα αερίου, μπορεί να περιγραφεί, όπως προαναφέρθηκε, μέσω των χαρακτηριστικών παραμέτρων  $L_d$  και  $L_{NL}$ . Ο βέλτιστος συνδυασμός των δύο παραπάνω φαινομένων, για τη γένεση παλμών με γραμμικό chirp, οδηγεί σε ένα βέλτιστο μήκος διάδοσης  $L_{\text{opt}}^{[15]}$ , το οποίο εκφράζεται μέσω των  $L_d$  και  $L_{NL}$  ως

$$L_{\text{opt}} = \sqrt{6L_{NL}L_d} \quad 2.7.6$$

### 2.8 Συμπιεστής Πρισμάτων

Ο φασματικά διευρυμένος παλμός, με γραμμικό chirp, που προκύπτει μετά τη διάδοση από τον τριχοειδή σωλήνα αερίου, είναι δυνατόν να συμπιεστεί χρονικά μέσω οπτικής διάταξης η οποία εισάγει chirp της ίδιας μορφής αλλά με αντίθετο πρόσημο. Αφού ο τριχοειδής σωλήνας αερίου, εισάγει στον παλμό γραμμικό θετικό chirp, η οπτική διάταξη που απαιτείται πρέπει να εισάγει αρνητικό chirp. Οπτικές

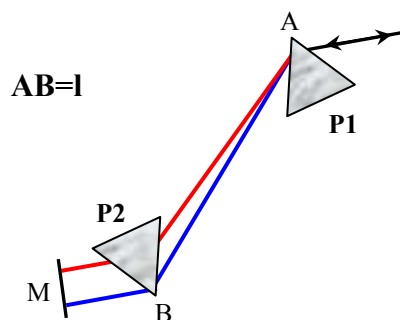
## Κεφάλαιο 2 : Χρονική συμπίεση παλμών fs - Θεωρία

διατάξεις που μπορούν να εισάγουν γραμμικό, αρνητικό chirp είναι τα φράγματα περίθλασης, τα chirped κάτοπτρα και τα πρίσματα.

Τα φράγματα περίθλασης<sup>[16]</sup> εισάγουν σχετικά μεγάλες απώλειες και η διασπορά που εισάγεται δεν είναι εύκολα ελεγχόμενη. Επιπλέον, ο συμπίεστος φραγμάτων περίθλασης εισάγει πάντα αρνητική GVD. Τα chirped κάτοπτρα<sup>[17]</sup> από την άλλη, εισάγουν συγκεκριμένο ποσό GVD και 3<sup>ης</sup> τάξης διασπορά, το οποίο δεν είναι ρυθμιζόμενο. Επομένως, απαιτείται η ακριβής γνώση της μορφής του chirp, που χρειάζεται να αντισταθμιστεί, προκειμένου να κατασκευαστούν και να χρησιμοποιηθούν για συγκεκριμένη εφαρμογή. Επίσης, η κατασκευή τους είναι σχετικά δύσκολη και δαπανηρή.

Ο Συμπίεστος Πρισμάτων<sup>[18],[19]</sup> έχει τη δυνατότητα εισαγωγής αρνητικής GVD και πλεονεκτεί των παραπάνω, λόγω των μικρών απωλειών ο οποίος εισάγει. Επιπλέον, η GVD που εισάγει, είναι εύκολα ρυθμιζόμενη, από θετικές μέχρι και αρνητικές τιμές.

Ο Συμπίεστος Πρισμάτων αποτελείται από δύο όμοια πρίσματα, σε αντιπαράλληλη διάταξη, των οποίων οι κορυφές A, B, απέχουν κατά l, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.8.1. Τα πρίσματα είναι τοποθετημένα έτσι ώστε τα μεγαλύτερα μήκη κύματος, περνώντας από μεγαλύτερο μέρος του υλικού του πρίσματος, να καθυστερούνται περισσότερο σε σύγκριση με τα μικρότερα μήκη κύματος. Με τον τρόπο αυτό εισάγεται αρνητική GVD στον παλμό.

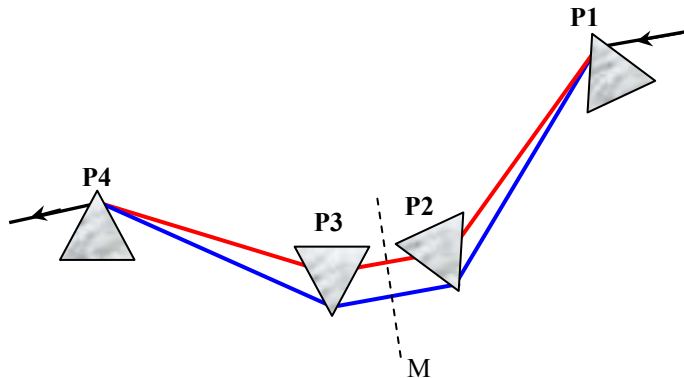


Σχήμα 2.8.1: Ο Συμπίεστος Πρισμάτων. Αποτελείται από δύο όμοια πρίσματα σε αντιπαράλληλη διάταξη, τα οποία βρίσκονται σε απόσταση  $AB=l$ .

Όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.8.1, οι βάσεις των πρισμάτων είναι παράλληλες, καθώς και η πλευρά εισόδου (εξόδου) του πρώτου πρίσματος (P1) είναι παράλληλη με την πλευρά εξόδου (εισόδου) του δεύτερου πρίσματος (P2). Λόγω της

## Κεφάλαιο 2 : Χρονική συμπίεση παλμών fs - Θεωρία

αντιπαράλληλης αυτής διάταξης, η δέσμη του laser αφού περάσει τα δύο πρίσματα, θα ανακλαστεί από το κάτοπτρο M και θα ακολουθήσει την ίδια διαδρομή με την προσπίπτουσα δέσμη. Έτσι τελικά θα εξέλθει από το ίδιο σημείο A, δηλαδή θα είναι συγγραμική με την προσπίπτουσα δέσμη. Η διάταξη των δύο πρισμάτων με το κάτοπτρο M, ισοδυναμεί με μία διάταξη τεσσάρων πρισμάτων όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.8.2.



Σχήμα 2.8.2.: Συμπίεστής Πρισμάτων με 4 πρίσματα. Η διάταξη αυτή ισοδυναμεί με την διάταξη των δύο πρισμάτων, εάν τοποθετηθεί ένα κάτοπτρο M στο επίπεδο συμμετρίας.

### Αναλυτικός υπολογισμός της GVD που εισάγεται από ένα ζεύγος πρισμάτων

Αναλυτικότερα, η GVD η οποία εισάγεται από ένα ζεύγος πρισμάτων, μπορεί να υπολογιστεί εύκολα μέσω της οπτικής ακτίνων. Εάν θεωρήσουμε  $\phi_1$  την γωνία με την οποία προσπίπτει η δέσμη του laser στο P1, τότε η γωνία εξόδου  $\phi_2$  από το P1, υπολογίζεται μέσω τριγωνομετρίας να είναι

$$\phi_2 = \sin^{-1} \left[ \sin \alpha \sqrt{n^2(\lambda) - \sin^2 \phi_1} - \cos \alpha \sin \phi_1 \right] \quad 2.8.1$$

όπου  $\alpha$  η γωνία κορυφής του πρίσματος. Δηλαδή λόγω γωνιακής διασποράς, τα διάφορα μήκη κύματος θα εξέρχονται υπό διαφορετικές γωνίες. Επειδή ο δείκτης διάθλασης εξαρτάται από το μήκος κύματος αντιστρόφως ανάλογα, τα μεγαλύτερα μήκη κύματος θα έχουν μικρότερη γωνία  $\phi_2$ , δηλαδή θα εκτρέπονται λιγότερο.

Έστω  $P(\omega)$  το οπτικό μονοπάτι της δέσμης στον Συμπίεστή Πρισμάτων. Η καθυστέρηση φάσης που υφίσταται ένα επίπεδο κύμα όταν προσπίπτει σε ένα υλικό με δείκτη διάθλασης  $n(\lambda)$ , είναι



$$\phi(\omega) = \frac{\omega}{c} P(\omega) \quad 2.8.2$$

Ο χρόνος  $T$  που απαιτείται για να διανύσει ο παλμός το οπτικό αυτό μονοπάτι είναι

$$T = \frac{d\phi(\omega)}{d\omega} = \frac{P}{c} + \frac{\omega}{c} \frac{dP(\omega)}{d\omega} = \frac{P}{c} + \frac{2\pi}{\lambda} \frac{dP}{d\lambda} \frac{d\lambda}{d\omega} = \frac{P}{c} - \frac{\lambda}{c} \frac{dP}{d\lambda} \quad 2.8.3$$

Από την παραπάνω σχέση προκύπτει ότι η διασπορά της καθυστέρησης, GDD, είναι

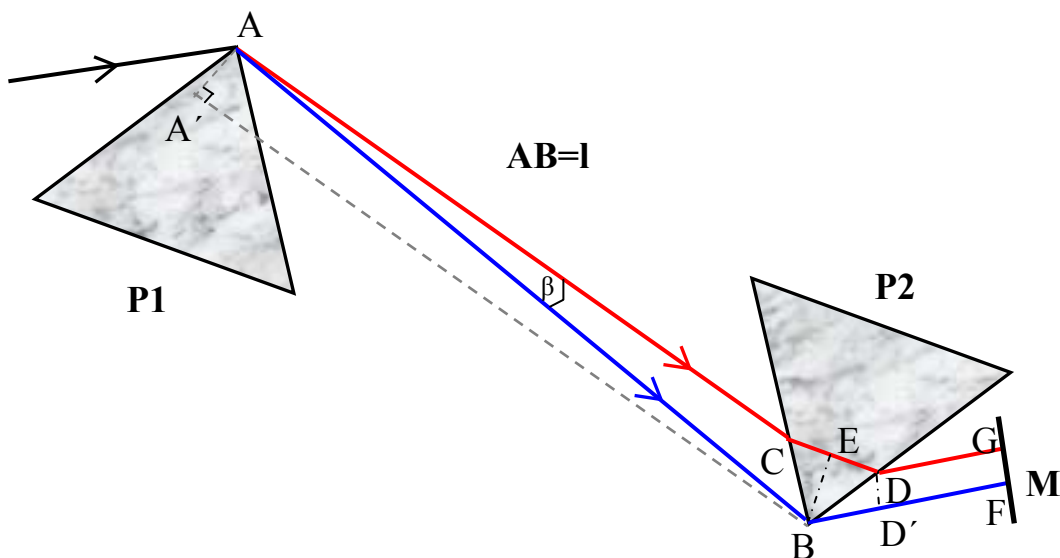
$$GDD = \frac{d^2\phi(\omega)}{d\omega^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2P}{d\lambda^2} \quad 2.8.4$$

και επομένως η διασπορά της ομαδικής ταχύτητας, GVD, είναι

$$GVD = \frac{d^2k(\omega)}{d\omega^2} = \frac{1}{l} \frac{d^2\phi(\omega)}{d\omega^2} = \frac{1}{l} \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2P}{d\lambda^2} \quad 2.8.5$$

όπου  $l$  το φυσικό μήκος του μονοπατιού.

Επομένως για τον υπολογισμό της GDD απαιτείται να εκφράσουμε το οπτικό μονοπάτι σαν συνάρτηση του  $\lambda$ . Για τον σκοπό αυτό ας θεωρήσουμε δύο ακτίνες<sup>[20]</sup>, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.8.3. Η πρώτη ακτίνα (ακτίνα αναφοράς), διαδίδεται μεταξύ των κορυφών των δύο πρισμάτων (δρόμος ABF), ενώ η δεύτερη ακτίνα περνάει και διαδίδεται μέσα από το δεύτερο πρίσμα (δρόμος ACEDG) και σχηματίζει γωνία  $\beta$  με την ακτίνα αναφοράς.



Σχήμα 2.8.3: Ο Συμπίεσής Πρισμάτων.

Ο οπτικός δρόμος της δεύτερης ακτίνας είναι

$$ACE = A'B = l \cos\beta(\lambda) \quad 2.8.6$$

## Κεφάλαιο 2 : Χρονική συμπίεση παλμών fs - Θεωρία

Οι οπτικοί δρόμοι EDG και BF είναι ίσοι και επομένως δεν συνεισφέρουν στον όρο διασποράς  $\frac{d^2P}{d\lambda^2}$  \*

Επειδή τα πρίσματα είναι σε αντιπαράλληλη διάταξη, οι ακτίνες αφού ανακλαστούν από το κάτοπτρο M, θα ακολουθήσουν την ίδια ακριβώς διαδρομή. Επομένως ο ολικός οπτικός δρόμος ο οποίος συνεισφέρει στην διασπορά είναι

$$P(\lambda) = 2l \cos \beta(\lambda) \quad 2.8.7$$

Επειδή το P είναι συνάρτηση της γωνίας  $\beta$ , η οποία είναι συνάρτηση του δείκτη διάθλασης  $n$ , του πρίσματος, ο οποίος με τη σειρά του είναι συνάρτηση του  $\lambda$ , ο υπολογισμός του όρου  $\frac{d^2P}{d\lambda^2}$  μπορεί να γίνει μέσω της σχέσης

$$\frac{d^2P}{d\lambda^2} = \left[ \frac{d^2n}{d\lambda^2} \frac{d\beta}{dn} + \left( \frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \frac{d^2\beta}{dn^2} \right] \frac{dP}{d\beta} + \left( \frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \left( \frac{d\beta}{dn} \right)^2 \frac{d^2P}{d\beta^2} \quad 2.8.8$$

Από την 2.8.7 βρίσκεται ότι

$$\frac{dP}{d\beta} = -2l \sin \beta \quad 2.8.9$$

και

$$\frac{d^2P}{d\beta^2} = -2l \cos \beta \quad 2.8.10$$

Επίσης, επειδή  $\phi_2 + \beta = \text{σταθ.}$ , για συγκεκριμένη  $\phi_1$ , οι παράγωγοι  $\frac{d\beta}{dn} = -\frac{d\phi_2}{dn}$  και

$\frac{d^2\beta}{dn^2} = -\frac{d^2\phi_2}{dn^2}$  υπολογίζονται από την 2.8.1. Οι σχέσεις που προκύπτουν,

απλοποιούνται αρκετά αν θεωρήσουμε ότι η γωνία  $\phi_1$  ισούται με την γωνία Brewster<sup>▲</sup> καθώς επίσης και ότι η δέσμη παρουσιάζει ελάχιστη εκτροπή<sup>♦</sup>. Υπό αυτές τις υποθέσεις

$$\frac{d\beta}{dn} = -2 \quad 2.8.11$$

$$\frac{d^2\beta}{dn^2} = -4n + \frac{2}{n^3} \quad 2.8.12$$

\* DG=D'F και nED=BD', λόγω τριγωνομετρίας.

▲ Για γωνία εισόδου ίση με την γωνία Brewster ισχύει  $\phi_1 + \phi_2 = 90 \Rightarrow \tan \phi_1 = n$

♦ Για ελάχιστη εκτροπή, η δέσμη ταξιδεύει μέσα στο πρίσμα, παράλληλα προς τη βάση του, έτσι ώστε η εσωτερική γωνία  $\phi_1'$ :  $\phi_1' = a/2 = \phi_2'$ .

## Κεφάλαιο 2 : Χρονική συμπίεση παλμών fs - Θεωρία

Εισάγοντας τις σχέσεις 2.8.9 - 2.8.12 στην 2.8.8, προκύπτει τελικά

$$\frac{d^2P}{d\lambda^2} = 4l \left\{ \left[ \frac{d^2n}{d\lambda^2} + \left( 2n - \frac{1}{n^3} \right) \left( \frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \right] \sin\beta - 2 \left( \frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \cos\beta \right\} \quad 2.8.13$$

Άρα

$$\text{GDD} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2P}{d\lambda^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} 4l \left\{ \left[ \frac{d^2n}{d\lambda^2} + \left( 2n - \frac{1}{n^3} \right) \left( \frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \right] \sin\beta - 2 \left( \frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \cos\beta \right\} \quad 2.8.14$$

Γενικά, η απόκλιση  $\beta$  είναι η γωνιακή απόκλιση της δέσμης, η οποία είναι μικρή και επομένως  $\sin\beta \ll \cos\beta$ . Ο όρος  $l \sin\beta$  συνήθως αντικαθίσταται ως δύο φορές το μέγεθος της δέσμης στο P1. Για το Σχήμα 2.8.3, όπου η δέσμη περνάει από την κορυφή του P1, το  $l \sin\beta \approx$  μέγεθος δέσμης. Για να ληφθεί υπόψη ότι η δέσμη μπορεί να περνάει τουλάχιστον μία “διάμετρο δέσμης”, κάτω από την κορυφή του P1, παίρνουμε το  $l \sin\beta \approx 2$  μέγεθος δέσμης.

Όπως προκύπτει από τα παραπάνω, για καθορισμένο μέγεθος δέσμης, η αρνητική<sup>^</sup> GDD που εισάγεται από το συμπιεστή πρισμάτων, αυξάνεται καθώς αυξάνεται η απόσταση  $l$  των δύο πρισμάτων.

---

<sup>^</sup> Η απόλυτη τιμή.

### Κεφάλαιο 3 : Πλήρης χαρακτηρισμός fs παλμών laser

#### 3.1 Εισαγωγή

Η μέτρηση της χρονοδιάρκειας των fs παλμών laser, δεν μπορεί να γίνει μέσω των συμβατικών ηλεκτρονικών συσκευών. Ακόμη και οι πιο γρήγορες συσκευές στις μέρες μας, οι streak cameras, έχουν χρονική ανάλυση μερικών εκατοντάδων fs. Επομένως, δημιουργείται η ανάγκη ανάπτυξης νέων τεχνικών, για το χρονικό χαρακτηρισμό των υπερβραχέων παλμών.

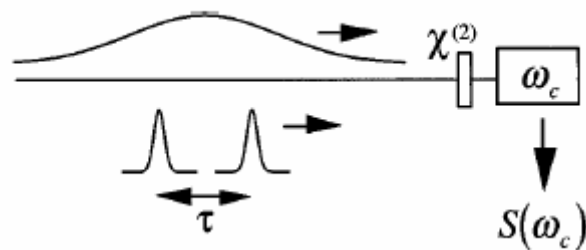
Η πιο απλή και παλιά τεχνική, είναι η μη γραμμική τεχνική αυτοσυσχέτισης (autocorrelation technique). Τα τελευταία χρόνια αναπτύσσονται πιο ακριβείς τεχνικές, οι οποίες επιτρέπουν ακριβή μέτρηση του ηλεκτρικού πεδίου των παλμών fs. Οι τεχνικές αυτές μπορούν να κατηγοριοποιηθούν στις α) φασματογραφικές β) τομογραφικές και γ) συμβολομετρικές<sup>[21]</sup>.

Οι φασματογραφικές τεχνικές, όπως π.χ. FROG<sup>[22]</sup>, βασίζονται στη μέτρηση μίας δισδιάστατης αναπαράστασης του πεδίου και επομένως απαιτούν την συλλογή ενός μεγάλου αριθμού δεδομένων. Επίσης, στην περίπτωση μη απλών μορφών ηλεκτρικού πεδίου, οι φασματογραφικές τεχνικές απαιτούν, για την ανακατασκευή του ηλεκτρικού πεδίου, πολύπλοκους αλγορίθμους. Οι τομογραφικές τεχνικές επίσης απαιτούν μεγάλο αριθμό δεδομένων σε δύο διαστάσεις. Οι συμβολομετρικές τεχνικές, σε αντίθεση με τις προηγούμενες, βασίζονται στην μέτρηση ενός μονοδιάστατου σετ δεδομένων και χρησιμοποιούν απευθείας αναστροφή των δεδομένων για την ανακατασκευή του ηλεκτρικού πεδίου του παλμού. Μία από τις συμβολομετρικές τεχνικές είναι η SPIDER (Spectral Phase Interferometry for Direct Electric field Reconstruction), η οποία είναι εφαρμογή της Συμβολομετρίας φασματικού διαχωρισμού, η οποία χρησιμοποιεί ένα μη γραμμικό φαινόμενο για τη δημιουργία του φασματικού διαχωρισμού.

### 3.2 Σύντομη περιγραφή της SPIDER

Η τεχνική SPIDER<sup>[23]</sup> είναι μία απλή συμβολομετρική τεχνική, που χρησιμοποιείται για τον πλήρη χαρακτηρισμό των υπερβραχέων παλμών laser. Η SPIDER επιτρέπει τη μέτρηση της φασματικής έντασης και φάσης του παλμού και επομένως οδηγεί στον πλήρη χαρακτηρισμό του ηλεκτρικού πεδίου του. Στη συνέχεια, η χρονική ένταση και φάση, υπολογίζονται μέσω τεχνικών Μετασχηματισμού Fourier.

Πιο συγκεκριμένα, η SPIDER βασίζεται στη μη γραμμική μίξη συχνοτήτων, που πραγματοποιείται κατά την αλληλεπίδραση δύο παλμών, ενός test ζεύγους και ενός stretched παλμού, σε ένα μη γραμμικό κρύσταλλο. Από τη συμβολή των δύο φασματικά διαχωρισμένων παλμών, προκύπτει τελικά το συμβολόγραμμα SPIDER, το οποίο αναλύεται μέσω ενός φασματόμετρου και καταγράφεται μέσω ενός slow ανιχνευτή. Απευθείας αντιστροφή του συμβολογράμματος, δίνει τελικά το ηλεκτρικό πεδίο του παλμού.



Σχήμα 3.1 : Η οπτική διάταξη SPIDER. Δύο όμοια αντίγραφα του αρχικού παλμού, τα οποία απέχουν κατά  $\tau$ , υφίστανται μίξη συχνοτήτων με ένα stretched παλμό, σε ένα μη γραμμικό κρύσταλλο. Έτσι προκύπτουν δύο φασματικά διαχωρισμένοι παλμοί, οι οποίοι συμβάλλουν. Το συμβολόγραμμα SPIDER που προκύπτει, αναλύεται από ένα φασματόμετρο.

Η οπτική διάταξη SPIDER φαίνεται στο Σχήμα 3.1. Δύο όμοια αντίγραφα του αρχικού παλμού (test ζεύγος) καθυστερούνται χρονικά μεταξύ τους κατά  $\tau$ . Ένα άλλο μέρος του αρχικού παλμού οδηγείται σε ένα stretcher, ο οποίος αποτελείται από δύο φράγματα περίθλασης. Στη συνέχεια, το test ζεύγος και ο stretched παλμός επικαλύπτονται χωρικά και χρονικά σε ένα μη γραμμικό κρύσταλλο. Στον κρύσταλλο πραγματοποιείται μίξη συχνοτήτων, κάθε ενός από τους test παλμούς με ένα

συγκεκριμένο χρονικό κομμάτι (και επομένως φασματικό κομμάτι) του stretched παλμού. Έτσι, τελικά προκύπτουν δύο παλμοί με λίγο διαφορετικές συχνότητες μεταξύ τους, δηλαδή μικρό φασματικό διαχωρισμό. Οι παλμοί αυτοί έχουν κεντρική συχνότητα, διπλάσια από αυτήν του αρχικού παλμού. Από τη συμβολή των δύο αυτών, φασματικά διαχωρισμένων παλμών, προκύπτει τελικά το συμβολλόγραμμα SPIDER, το οποίο αποτελείται από κροσσούς. Η σχετική θέση των κροσσών φανερώνει τη φασματική φάση του μετρούμενου παλμού. Επιπλέον, μετρώντας ξεχωριστά τη φασματική ένταση του αρχικού παλμού, είναι τελικά δυνατή η ανακατασκευή του ηλεκτρικού πεδίου του παλμού.

### 3.3 Περιγραφή των παλμών μέσω των αναλυτικών σημάτων τους

Ένας παλμός μπορεί να περιγραφεί μέσω του αναλυτικού σήματος του  $E(t)$ , ως

$$E(t) = \int_0^{\infty} \tilde{\epsilon}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega = |E(t)| e^{i(\phi_t(t) + \phi_0 - \omega_0 t)} \quad 3.3.1$$

όπου  $|E(t)|$  η χρονοεξαρτώμενη περιβάλλουσα,  $\phi_t(t)$  η χρονοεξαρτώμενη φάση, η οποία δηλώνει την παρουσία διαφορετικών συχνοτήτων σε διαφορετικούς χρόνους,  $\phi_0$  η απόλυτη φάση, δηλαδή η φάση της carrier σχετικά με την περιβάλλουσα και  $\omega_0$  η carrier συχνότητα, δηλαδή η κεντρική συχνότητα του φάσματος. Επίσης,  $\tilde{\epsilon}(\omega)$  είναι ο Μετασχηματισμός Fourier του ηλεκτρικού πεδίου  $\epsilon(t)$  του παλμού. Το ηλεκτρικό πεδίο είναι δύο φορές το πραγματικό μέρος του αναλυτικού σήματος του παλμού

$$\epsilon(t) = 2 \operatorname{Re}[E(t)] \quad 3.3.2$$

Η αναπαράσταση του αναλυτικού σήματος, στο χώρο των συχνοτήτων, είναι ο Μετασχηματισμός Fourier του  $E(t)$

$$\tilde{E}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{i\omega t} dt = |\tilde{E}(\omega)| e^{i(\phi_\omega(\omega) + \phi_0)} \quad 3.3.3$$

όπου  $|\tilde{E}(\omega)|$  το φασματικό πλάτος και  $\phi_\omega(\omega)$  η φασματική φάση, η οποία περιγράφει τις σχετικές φάσεις όλων των συχνοτήτων.

Για την ανακατασκευή του ηλεκτρικού πεδίου του παλμού, απαιτείται η μέτρηση του Μετασχηματισμού Fourier για ένα πεπερασμένο σύνολο συχνοτήτων. Το θεώρημα δειγματοληψίας (Whittaker-Shannon Sampling Theorem), επιβάλλει ότι

έαν ο παλμός έχει μη μηδενική ενέργεια για χρονικό διάστημα  $\tau_N$ , τότε μία δειγματοληψία, σε διαστήματα συχνότητας  $\frac{2\pi}{\tau_N}$ , του φάσματος του ηλεκτρικού πεδίου, είναι επαρκής για την ανακατασκευή του πλάτους και της φάσης του παλμού. Επομένως, εφόσον ο φασματικός διαχωρισμός  $\Omega$  ικανοποιεί την παραπάνω απαίτηση, η μέτρηση του Συμβολογράμματος SPIDER σε συνδυασμό με τη μέτρηση του φάσματος του αρχικού παλμού, οδηγούν στην πλήρη ανακατασκευή της φάσης και του πλάτους του παλμού.

### 3.4 Η δημιουργία του Φασματικού Διαχωρισμού στη SPIDER

Όπως προαναφέρθηκε, στο μη γραμμικό κρύσταλλο πραγματοποιείται μη γραμμική μίξη συχνοτήτων, κάθε ενός από τους test παλμούς με μία διαφορετική συχνότητα του stretched παλμού. Το αποτέλεσμα είναι η δημιουργία δύο παλμών, με λίγο διαφορετικές συχνότητες, δηλαδή μικρό φασματικό διαχωρισμό.

Για την ποσοτική περιγραφή του φασματικού διαχωρισμού, το αναλυτικό σήμα του stretched παλμού, μπορεί να γραφεί<sup>[24]</sup> ως

$$E_{\text{stretch}}(t) = E_{\text{in}}(t) \otimes \tilde{S}_q(t) \propto e^{-i\frac{t^2}{2\phi''}} \int dt' E_{\text{in}}(t') e^{-i\frac{t'^2}{2\phi''}} e^{i\frac{n'}{\phi''}} \quad 3.4.1$$

όπου  $E_{\text{in}}(t)$ , το αναλυτικό σήμα του εισερχόμενου παλμού στην SPIDER,  $\tilde{S}_q(t) = e^{-i\frac{1}{2}\phi''\omega^2}$ , η συνάρτηση μεταφοράς του stretcher και  $\phi''$  η stretching διασπορά 2<sup>ης</sup> τάξης.

Για την περίπτωση όπου η  $\phi''$  είναι αρκετά μεγάλη, ο όρος  $\frac{t'^2}{2\phi''} \approx 0$ , για κάθε  $t'$ . Επομένως, στην περίπτωση αυτή, το αναλυτικό σήμα του stretched παλμού απλοποιείται

$$E_{\text{stretch}}(t) \approx e^{-i\frac{t^2}{2\phi''}} \int dt' E_{\text{in}}(t') e^{i\frac{n'}{2\phi''}} = e^{-i(\omega_0 t + \frac{t^2}{2\phi''})} \tilde{E}_{\text{in}}(\omega = \omega_0 + \frac{t}{\phi''}) \quad 3.4.2$$

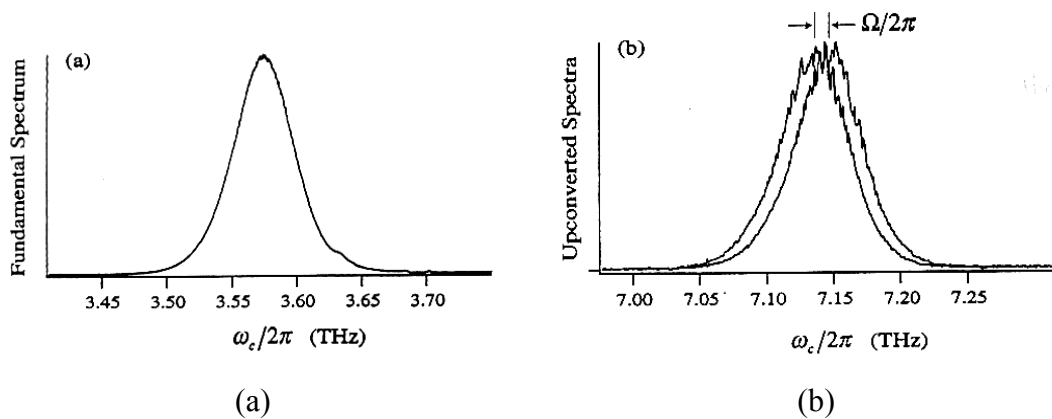
### Κεφάλαιο 3 : Πλήρης χαρακτηρισμός fs παλμών laser

Για μεγάλη διασπορά  $\phi''$ , μπορεί να θεωρηθεί ότι κάθε παλμός του test ζεύγους, ενώνεται φασματικά με ένα, σχεδόν σταθερής συχνότητας, κομμάτι του stretched παλμού. Έτσι, τα αναλυτικά σήματα των δύο παλμών που προκύπτουν, γράφονται

$$\begin{aligned} E_1(t) &\propto E_{in}(t)e^{-i(\omega'+\Omega)t} \\ E_2(t) &\propto E_{in}(t-\tau)e^{-i\omega'(t-\tau)} \end{aligned} \quad 3.4.3$$

όπου  $\omega' = \omega_0 + \frac{t_s}{\phi''} + \frac{\tau}{\phi''}$  και  $\Omega = -\frac{\tau}{\phi''}$ , ο φασματικός διαχωρισμός.

Στο Σχήμα 3.2 (a), (b), φαίνονται τα φάσματα του εισερχόμενου θεμελιώδη παλμού και των δύο φασματικά διαχωρισμένων παλμών, αντίστοιχα. Το φάσμα, των φασματικά διαχωρισμένων παλμών είναι κεντραρισμένο στη διπλάσια περίπου carrier συχνότητα του θεμελιώδη παλμού<sup>^</sup>.



Σχήμα 3.2 : Τα φάσματα του θεμελιώδη (αρχικού) (a) και των φασματικά διαχωρισμένων, κατά  $\Omega$ , παλμών (b). Τα φάσματα του σχήματος 3.2 (b), είναι όμοια με αυτό του (a), με μόνη διαφορά ότι είναι μετατοπισμένα στον άξονα των συχνοτήτων.

Στη συνέχεια, οι δύο φασματικά διαχωρισμένοι παλμοί συμβάλλουν και το συμβολλόγραμμα SPIDER, γράφεται σαν συνάρτηση του εισερχόμενου παλμού, ως

<sup>^</sup> Αφού κάθε ένας από τους δύο φασματικά διαχωρισμένους παλμούς, προκύπτει από τη μίξη του test παλμού με ένα συγκεκριμένο φασματικό κομμάτι του stretched παλμού.



$$\begin{aligned}
 D(\omega_c) = & \\
 & \left| \tilde{E}_1(\omega_c) + \tilde{E}_2(\omega_c) \right|^2 = \\
 & \left| \tilde{E}_{in}[\omega_c - \omega' - \Omega] \right|^2 + \left| \tilde{E}_{in}[\omega_c - \omega'] \right|^2 + \\
 & 2 \left| \tilde{E}_{in}[\omega_c - \omega' - \Omega] \right| \left| \tilde{E}_{in}[\omega_c - \omega'] \right| \cos[\phi_\omega[\omega_c - \omega' - \Omega] - \phi_\omega[\omega_c - \omega'] - \tau\omega_c]
 \end{aligned} \tag{3.4.5}$$

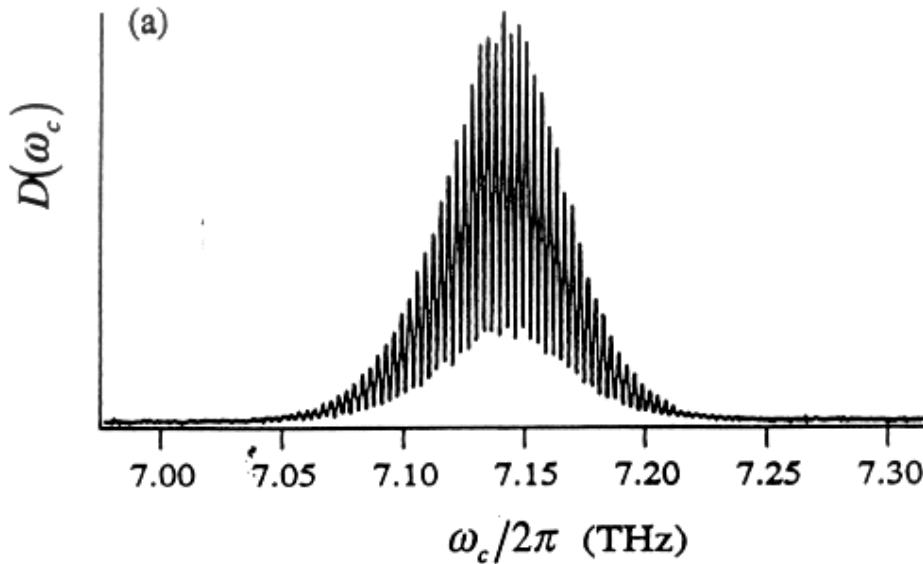
Το συμβολλόγραμμα των δύο παλμών του Σχήματος 3.2 (b), φαίνεται στο Σχήμα 3.3. Αποτελείται από κροσσούς, οι οποίοι απέχουν μεταξύ τους  $\sim 1/\tau$ .

Για την απλοποίηση της ανάλυσης, το συμβολλόγραμμα  $D(\omega_c)$  μπορεί να γραφεί ως

$$D(\omega_c) = D^{(dc)}(\omega_c - \omega') + D^{(-ac)}(\omega_c - \omega')e^{i\tau\omega_c} + D^{(+ac)}(\omega_c - \omega')e^{i\tau\omega_c} \tag{3.4.6}$$

όπου

$$\begin{aligned}
 D^{(dc)}(\omega_c - \omega') &= \left| \tilde{E}_{in}[\omega_c - \omega' - \Omega] \right|^2 + \left| \tilde{E}_{in}[\omega_c - \omega'] \right|^2 \\
 D^{(-ac)}(\omega_c - \omega') &= \tilde{E}_{in}[\omega_c - \omega' - \Omega] \tilde{E}_{in}[\omega_c - \omega'] e^{i[\phi_\omega[\omega_c - \omega' - \Omega] - \phi_\omega[\omega_c - \omega']]} \\
 D^{(+ac)}(\omega_c - \omega') &= \tilde{E}_{in}[\omega_c - \omega' - \Omega] \tilde{E}_{in}[\omega_c - \omega'] e^{-i[\phi_\omega[\omega_c - \omega' - \Omega] - \phi_\omega[\omega_c - \omega']]}
 \end{aligned} \tag{3.4.7}$$



Σχήμα 3.3 : Το συμβολλόγραμμα SPIDER όπως προκύπτει πειραματικά, από τη συμβολή των δύο φασματικά διαχωρισμένων παλμών του Σχήματος 3.2 (b). Αποτελείται από κροσσούς, οι οποίοι απέχουν κατά  $1/\tau$ .

Ο πρώτος όρος (dc) της σχέσης 3.4.6, είναι το άθροισμα των φασμάτων ξεχωριστά, των δύο παλμών και δεν περιέχει καμία πληροφορία για τη φάση. Οι δύο άλλοι όροι (ac) είναι το αποτέλεσμα της συμβολής των δύο παλμών και περιέχουν όλη την πληροφορία για τη φάση. Μάλιστα, η φασματική φάση εκφράζεται στη μορφή της διαφοράς φάσης, μεταξύ συνιστωσών συχνότητας που απέχουν κατά  $\Omega$ .

### 3.5 Ανακατασκευή της Φασματικής Φάσης

Από το συμβολλόγραμμα,  $D(\omega_c)$ , αναλύοντας τις σχετικές θέσεις των κροσσών, προκύπτει τελικά η φασματική φάση. Αναλυτικότερα, η ανάκτηση της φασματικής φάσης πραγματοποιείται σε τρία στάδια : Αρχικά απομονώνεται ένας από τους ac όρους, της σχέσης 3.4.6, μέσω ενός μετασχηματισμού Fourier και μίας τεχνικής φίλτρου. Έτσι απομονώνεται ο όρος  $\phi_{\omega}[\omega_c - \omega' - \Omega] - \phi_{\omega}[\omega_c - \omega'] - \tau\omega_c$ . Έπειτα, απαλείφεται ο όρος  $\tau\omega_c$ , αφαιρώντας μία βαθμονομημένη φάση. Τέλος, ανακτάται η φασματική φάση  $\phi_{\omega}[\omega_c - \omega']$ , κρικώνοντας αλυσιδωτά (concatenating) τη διαφορά φασματικής φάσης  $\phi_{\omega}[\omega_c - \omega' - \Omega] - \phi_{\omega}[\omega_c - \omega']$ .

Αναλυτικότερα, στο πρώτο στάδιο, χρησιμοποιείται ένας αλγόριθμος<sup>[25]</sup>, ο οποίος χρησιμοποιεί ένα μετασχηματισμό Fourier

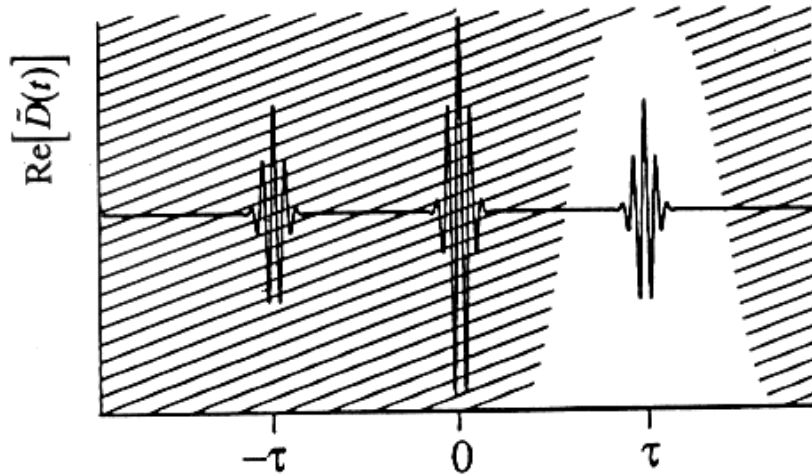
$$\begin{aligned} \tilde{D}(t) = & \text{FT}\{D^{(dc)}(\omega_c - \omega'); \omega_c - \omega' \rightarrow t\} + \\ & \text{FT}\{D^{(-ac)}(\omega_c - \omega'); \omega_c - \omega' \rightarrow t + \tau\} + \text{FT}\{D^{(+ac)}(\omega_c - \omega'); \omega_c - \omega' \rightarrow t - \tau\} \end{aligned} \quad 3.5.1$$

Η παραπάνω χρονική σειρά, έχει συνιστώσες στο  $t=0$  και  $t=\pm\tau$ , όπως φαίνεται και στο Σχήμα 3.4. Η συνιστώσα στο  $t=0$ , είναι ο μετασχηματισμός Fourier του dc όρου του συμβολλογράμματος  $D(\omega_c)$ , ενώ οι συνιστώσες στα  $t=+\tau$  και  $t=-\tau$  είναι οι μετασχηματισμοί Fourier του +ac και -ac όρου του  $D(\omega_c)$ , αντίστοιχα.

Εάν το  $\tau$  είναι αρκετά μεγάλο, οι χρονικές συνιστώσες είναι καλά διαχωρισμένες στο χρόνο και οι dc και -ac συνιστώσες μπορούν να απομακρυνθούν μέσω τεχνικής φίλτρου. Έτσι, τελικά απομονώνεται μόνο ο +ac όρος. Η συνάρτηση που χρησιμοποιείται για το φιλτράρισμα είναι μία super Gaussian 4<sup>ης</sup> τάξης,  $H(t)$ , με ολικό εύρος  $\tau$ , κεντραρισμένη στο  $t=\tau$ . Έτσι, μετά το φιλτράρισμα, το τελικό σήμα είναι ο μετασχηματισμός Fourier του +ac όρου του συμβολλογράμματος

$$\tilde{D}^{\text{filter}}(t) = H(t - \tau)\tilde{D}(t) = \text{FT}\{D^{(+ac)}(\omega_c - \omega'); \omega_c - \omega' \rightarrow t - \tau\} \quad 3.5.2$$

ο οποίος βρίσκεται στο  $t=\tau$ .



Σχήμα 3.4 : Ο μετασχηματισμός Fourier του συμβολογράμματος  $D(\omega_c)$ , όπου φαίνεται μόνο το πραγματικό μέρος του μετασχηματισμού  $\text{Re}[\tilde{D}(t)]$ . Ο  $+ac$  όρος του συμβολογράμματος, δηλαδή η χρονική συνιστώσα που είναι κεντραρισμένη στο  $t=\tau$ , απομονώνεται πολλαπλασιάζοντας το μετασχηματισμό Fourier (και το πραγματικό και το φανταστικό μέρος) με μία συνάρτηση φίλτρου, κεντραρισμένη στο  $t=\tau$ .

Τελικά, το όρισμα του αντίστροφου μετασχηματισμού Fourier του  $\tilde{D}^{\text{filter}}(t)$ , δίνει τον όρο  $\phi_\omega[\omega_c - \omega' - \Omega] - \phi_\omega[\omega_c - \omega'] - \tau\omega_c$

$$\begin{aligned} \phi_\omega[\omega_c - \omega' - \Omega] - \phi_\omega[\omega_c - \omega'] - \tau\omega_c = \\ \arg[D^{(+ac)}(\omega_c - \omega')] = \arg[\text{IFT}\{\tilde{D}^{\text{filter}}(t); t \rightarrow \omega_c - \omega'\}] \end{aligned} \quad 3.5.3$$

Στο δεύτερο στάδιο, για την ανάκτηση της φασματικής φάσης, απομακρύνεται από την σχέση 3.5.3, ο γραμμικός όρος φάσης  $\tau\omega_c$ . Αυτό γίνεται μέσω απευθείας μέτρησης του  $\tau\omega_c$  (Βαθμονόμηση). Πιο συγκεκριμένα, από τη συμβολή των δύο όμοιων test παλμών, χωρίς να υφίστανται τώρα φασματικό διαχωρισμό, προκύπτει το συμβολλόγραμμα  $D_{\text{fund}}(\omega_c)$

$$D_{\text{fund}}(\omega_c) = |\tilde{E}_{\text{in}}[\omega_c]|^2 + |\tilde{E}_{\text{in}}[\omega_c]|^2 + 2|\tilde{E}_{\text{in}}[\omega_c]|^2 \cos[\tau\omega_c] \quad 3.5.4$$

το οποίο περιέχει μόνο τον όρο φάσης  $\tau\omega_c$ . Τελικά, ο όρος  $\tau\omega_c$  αφαιρείται από την σχέση 3.5.3, οπότε προκύπτει

$$\begin{aligned} \phi_\omega[\omega_c - \omega'] - \phi_\omega[\omega_c - \omega' - \Omega] + \tau\omega_c - \tau\omega_c &= \\ \phi_\omega[\omega_c - \omega'] - \phi_\omega[\omega_c - \omega' - \Omega] &\equiv \theta(\omega_c - \omega') \end{aligned} \quad 3.5.5$$

όπου  $\theta(\omega_c - \omega')$  η διαφορά φασματικής φάσης.

Στο τρίτο στάδιο, ανακτάται τελικά η φασματική φάση  $\phi_\omega[\omega_c - \omega']$  από τη διαφορά φάσης  $\theta(\omega_c - \omega')$ . Αυτό πραγματοποιείται μέσω αλυσιδωτής σύνδεσης της διαφοράς φάσης.

Πιο συγκεκριμένα, αρχικά η διαφορά φάσης  $\theta(\omega_c - \omega')$  μετατοπίζεται κατά μία σταθερή τιμή  $-\theta(\omega_0)$ . Στη συνέχεια, η φασματική φάση, για μία συχνότητα, έστω  $\omega_0$ , εξισώνεται με μηδέν,  $\phi_\omega[\omega_0] = 0$ . Έτσι,  $\phi_\omega[\omega_0 - \Omega] = -\theta(\omega_0)$ . Η φασματική φάση, για τις συχνότητες που είναι πολλαπλάσια του  $\Omega$ , γύρω από την  $\omega_0$ , μπορεί να εκφραστεί μέσω της διαφοράς φασματικής φάσης, ως εξής

$$\begin{aligned} M \\ \phi_\omega[\omega_0 - 2\Omega] &= -\theta(\omega_0 - \Omega) - \theta(\omega_0) \\ \phi_\omega[\omega_0 - \Omega] &= -\theta(\omega_0) \\ \phi_\omega[\omega_0] &= 0 \\ \phi_\omega[\omega_0 + \Omega] &= \theta(\omega_0 + \Omega) \\ \phi_\omega[\omega_0 + 2\Omega] &= \theta(\omega_0 + 2\Omega) + \theta(\omega_0 + \Omega) \end{aligned} \quad 3.5.6$$

M

Έτσι, προσθέτοντας τις διαφορές φάσης, υπολογίζεται η φασματική φάση για όλες τις συχνότητες που απέχουν κατά  $\Omega$ . Σύμφωνα με το θεώρημα δειγματοληψίας, η πληροφορία αυτή είναι επαρκής για την ανακατασκευή του ηλεκτρικού πεδίου.

Στην περίπτωση όπου ο φασματικός διαχωρισμός  $\Omega$  είναι μικρός σε σχέση με τη δομή της φασματικής φάσης, η  $\theta(\omega_c - \omega')$  μπορεί να προσεγγιστεί ως

$$\theta(\omega_c - \omega') = \phi_\omega[\omega_c - \omega'] - \phi_\omega[\omega_c - \omega' - \Omega] \approx \Omega \frac{d\phi_\omega(\omega_c - \omega')}{d(\omega_c - \omega')} \quad 3.5.7$$

Επομένως, για την παραπάνω προσέγγιση, η φασματική φάση υπολογίζεται μέσω ολοκλήρωσης

$$\phi_{\omega}[\omega_c - \omega'] = \frac{1}{\Omega} \int d\theta(\omega_c - \omega') d(\omega_c - \omega') \quad 3.5.8$$

### **3.6 Ανακατασκευή του Ηλεκτρικού Πεδίου**

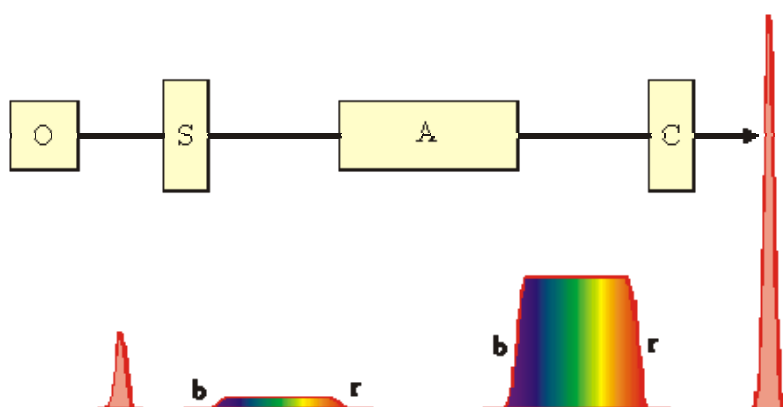
Για την ανακατασκευή του ηλεκτρικού πεδίου του παλμού, εκτός από τη φάση, απαιτείται και ο προσδιορισμός του φασματικού πλάτους  $|\tilde{E}(\omega_c - \omega')|$ . Αυτό γίνεται μέσω ξεχωριστής μέτρησης, από το συμβολλόγραμμα που προκύπτει από τη συμβολή των δύο όμοιων test παλμών, χωρίς τον stretched παλμό, (σχέση 3.5.4).

## Κεφάλαιο 4 : Πειραματική διάταξη

### 4.1 Το σύστημα laser παλμών fs στο ΙΗΔΛ

Το σύστημα laser παλμών fs που χρησιμοποιήθηκε για τη διεξαγωγή του πειράματος, παρέχει παλμούς χρονοδιάρκειας 50fs περίπου, στα 800nm, επαναληψιμότητας 1KHz και ενέργειας 1-1.5mJ/παλμό. Συγκεκριμένα, αποτελείται από ένα Coherent /B.M. Industries σύστημα, το οποίο χρησιμοποιεί ένα συνδιασμό, ενός MIRA ταλαντωτή και μίας διάταξης ενίσχυσης, δύο σταδίων.

Το σύστημα laser βασίζεται στην τεχνική ενίσχυσης Chirped Pulse Amplification (CPA)<sup>[26]</sup>, της οποίας η βασική αρχή εικονίζεται σχηματικά στο Σχήμα 4.1. Η βασική ιδέα της τεχνικής CPA είναι η αύξηση της ενέργειας των υπερβραχέων παλμών laser, αποφεύγοντας ταυτόχρονα υψηλές κορυφές ισχύος κατά τη διαδικασία της ενίσχυσης, οι οποίες μπορεί να προκαλέσουν καταστροφή του ενισχυτή. Για το λόγο αυτό, οι παλμοί χαμηλής ενέργειας (~nJ) που παράγονται από τον ταλαντωτή, περνάνε αρχικά από ένα Stretcher, όπου εξαπλώνονται στο χρόνο (~ $10^3$  φορές) ενώ ταυτόχρονα μειώνεται η κορυφή ισχύος τους (~ $10^3$  φορές). Στη συνέχεια, περνάνε από τον ενισχυτή, όπου ενισχύονται (~ $10^6$ - $10^9$  φορές) και έπειτα οδηγούνται στο Συμπιεστή όπου συμπιέζονται τελικά στην αρχική τους χρονοδιάρκεια.



Σχήμα 4.1 : Η βασική αρχή της τεχνικής ενίσχυσης παλμών fs, CPA. Οι παλμοί που εξέρχονται από τον ταλαντωτή (O), περνάνε από τον Stretcher (S) όπου εξαπλώνονται χρονικά. Παράλληλα, μειώνεται η κορυφή ισχύος τους. Στη συνέχεια ενισχύονται στον/στους ενισχυτές (A) και τελικά καταλήγουν στο συμπιεστή, όπου συμπιέζονται στην αρχική τους χρονοδιάρκεια.

Ο ταλαντωτής, αποτελείται από ένα Ti:S, Kerr lens mode locking, laser το οποίο αντλείται από ένα συνεχές διοδικό laser (VERDI COHERENT), ισχύος 5W. Ο ταλαντωτής, παράγει παλμούς χρονοδιάρκειας 25fs, στα 800nm, επαναληψιμότητας 82MHz και ενέργειας ~6nJ/παλμό.

Οι παλμοί αυτοί στη συνέχεια οδηγούνται στον Stretcher, ο οποίος αποτελείται από μία διάταξη φραγμάτων περίθλασης και σφαιρικών κατόπτρων. Ο Stretcher, εξαπλώνει τους παλμούς 1000-5000 φορές την αρχική τους χρονοδιάρκεια.

Στη συνέχεια, οι εξαπλωμένοι παλμοί κατευθύνονται στο σύστημα ενίσχυσης, το οποίο αποτελείται από δύο στάδια. Το πρώτο στάδιο ενίσχυσης, είναι ο regenerative ενισχυτής, ο οποίος αντλείται από ένα Nd:YLF laser στα 532nm, ισχύος ~10W. Ο ενισχυτής αυτός, παράγει παλμούς με ενέργεια ~0.8-1mJ και ρυθμό επανάληψης 1KHz. Το δεύτερο στάδιο ενίσχυσης είναι ένας ενισχυτής πολλαπλών περασμάτων, ο οποίος ενισχύει τους παλμούς στα ~2.5-3mJ.

Τελικά, οι παλμοί μετά την ενίσχυση οδηγούνται στο Συμπιεστή, ο οποίος αποτελείται από μία διάταξη δύο φραγμάτων περίθλασης. Ο Συμπιεστής, συμπιέζει τους παλμούς στα 50fs περίπου, με ενέργεια 1-1.5mJ/παλμό.

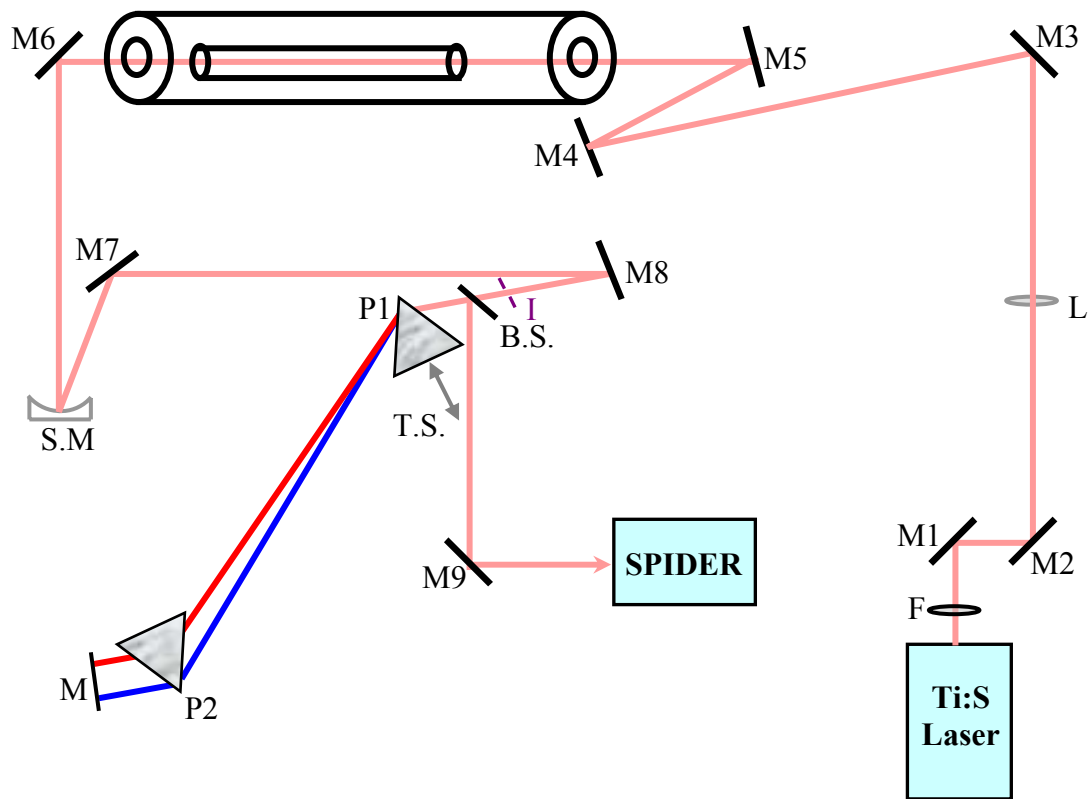
### 4.2 Σύντομη περιγραφή της πειραματικής διάταξης

Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για τη χρονική συμπίεση των παλμών του Ti:S laser, φαίνεται στο Σχήμα 4.2. Η δέσμη του laser, αρχικά περνάει μέσα από μεταβλητό φίλτρο το οποίο επιτρέπει την επιλογή διαφορετικών ενεργειών. Στη συνέχεια, η δέσμη εστιάζεται, μέσω ενός Fused Silica, επιπεδόκυρτου φακού, πάχους 2mm και εστιακής απόστασης  $f = 1.85m$ , στην είσοδο του τριχοειδή σωλήνα. Τα κάτοπτρα M3, M4, M5 χρησιμοποιούνται για να κατευθύνουν τη δέσμη, έτσι ώστε η εστίαση να γίνεται στην είσοδο του τριχοειδή σωλήνα. Η δέσμη του laser, αφού περάσει από τον τριχοειδή σωλήνα, γίνεται παράλληλη μέσω ενός σφαιρικού κατόπτρου, εστιακής απόστασης  $f_1 = 0.5m$ . Τα κάτοπτρα M6, M7, M8 χρησιμοποιούνται για να κατευθύνουν τη δέσμη.

Στη συνέχεια, η δέσμη περνάει από ένα fused silica, με επίστρωση, διαχωριστή δέσμης 50-50, πάχους 1mm και κατευθύνεται στο Συμπιεστή πρισμάτων. Μετά τη διέλευση από το Συμπιεστή, η δέσμη ανακλάται από το κάτοπτρο M και εξέρχεται,

## Κεφάλαιο 4 : Πειραματική διάταξη

ακολουθώντας την ίδια ακριβώς διαδρομή με την εισερχόμενη δέσμη. Ο διαχωριστής δέσμης χρησιμοποιείται λόγω της συγγραμικότητας, δηλαδή για το διαχωρισμό της εισερχόμενης και της εξερχόμενης, από το συμπιεστή, δέσμης.



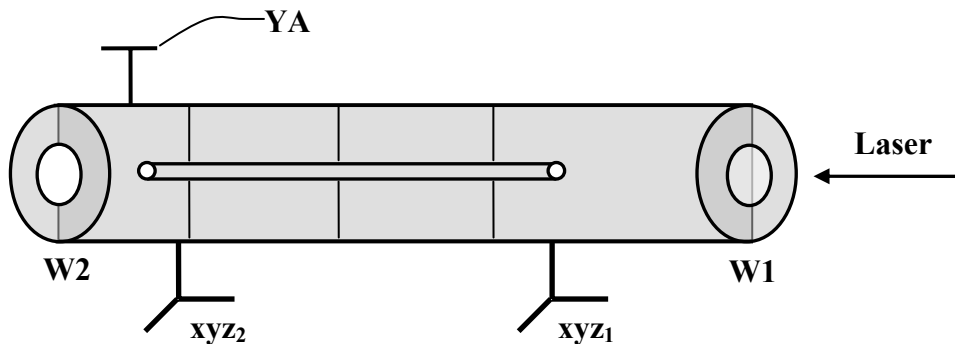
Σχήμα 4.2 : Η πειραματική διάταξη. M1-M9:Κάτοπτρα, F:Μεταβλητό Φίλτρο, L:Φακός, S.M.:Σφαιρικό Κάτοπτρο, I:Ίριδα, B.S.:Διαχωριστής Δέσμης 50-50, P1-P2:Πρίσματα, T.S.:Μικρομετρικό σύστημα μετακίνησης σε 1 διάσταση.

Επίσης, χρησιμοποιείται μία ίριδα πριν το διαχωριστή δέσμης, για τη μείωση του μεγέθους της δέσμης που εισέρχεται στο Συμπιεστή πρισμάτων. Οι διαστάσεις των πρισμάτων είναι σχετικά μικρές και προκειμένου να χωρέσει όλη η διαθλώμενη δέσμη στο δεύτερο πρίσμα, η διάμετρος της δέσμης που εισέρχεται στο συμπιεστή, ρυθμίζεται με την ίριδα να είναι  $\sim 2\text{mm}$ .



### 4.3 Ο τριχοειδής σωλήνας αερίου

Ο τριχοειδής σωλήνας, μήκους  $L=67\text{cm}$  και ακτίνας  $a=200\mu\text{m}$ , τοποθετείται σε ένα σωλήνα από plexiglass. Ο εξωτερικός σωλήνας είναι τοποθετημένος πάνω σε δύο xyz μικρομετρικά συστήματα μετακίνησης, εκ των οποίων το πρώτο βρίσκεται ακριβώς κάτω από την είσοδο του τριχοειδή σωλήνα, έτσι ώστε να είναι δυνατή η καλύτερη ρύθμιση της ευθυγράμμισης του τριχοειδή σωλήνα με τη δέσμη του laser. Αυτό είναι σημαντικό, γιατί για τη σύζευξη του  $\text{EH}_{11}$  ρυθμού, η εστία της δέσμης πρέπει να είναι ακριβώς στο κέντρο του τριχοειδή σωλήνα.



Σχήμα 4.3 : Ο τριχοειδής σωλήνας αερίου. Μέσα στον plexiglass σωλήνα, στηρίζεται ο τριχοειδής σωλήνας, μέσω τριών δαχτυλιδιών. Ο σωλήνας βρίσκεται πάνω σε δύο μικρομετρικά stages. W1(W2) : παράθυρο εισόδου(εξόδου), YA : υποδοχή για την εισαγωγή/εξαγωγή αερίου, xyz<sub>1,2</sub> : μικρομετρικά συστήματα μετακίνησης σε 3 διαστάσεις.

Ο τριχοειδής σωλήνας στηρίζεται μέσα στον εξωτερικό σωλήνα, μέσω τριών δαχτυλιδιών, τα οποία κρατούν τον τριχοειδή σωλήνα, ίσιο. Η δέσμη του laser εισέρχεται στον εξωτερικό σωλήνα μέσω ενός fused silica παραθύρου (W1), πάχους 1mm και εξέρχεται από αυτόν, μέσω ενός fused silica παραθύρου (W2), πάχους 2mm. Το πάχος των παραθύρων επιλέγεται όσο το δυνατόν μικρότερο, για την αποφυγή εισαγωγής διασποράς κατά τη διέλευση των παλμών fs, από το υλικό του παραθύρου. Για πάχη 1-2mm, η διασπορά που εισάγεται στους αρχικούς παλμούς είναι σχεδόν αμελητέα.

Επίσης, η είσοδος του τριχοειδή σωλήνα τοποθετείται σε απόσταση 28cm από το παράθυρο W1. Η απόσταση αυτή επιλέγεται όσο το δυνατόν μεγαλύτερη, έτσι ώστε η διάμετρος της δέσμης πάνω στο παράθυρο W1, να είναι αρκετά μεγάλη ώστε να μην παράγεται SPM από το υλικό του παραθύρου.

Για τη μέγιστη απόδοση ενέργειας από τον  $E_{H_{11}}$  ρυθμό πρέπει, όπως προαναφέρθηκε,  $\frac{\omega}{\alpha} \approx 0.65$ . Για το λόγο αυτό, τοποθετήθηκε αρχικά μία ίριδα πριν το φακό, έτσι ώστε μεταβάλλοντας το μέγεθος της δέσμης που προσπίπτει πάνω στο φακό, μεταβάλλεται και το μέγεθος της δέσμης στην εστία, δηλαδή στην είσοδο του τριχοειδή σωλήνα<sup>\*</sup>. Έπειτα από δοκιμές διαφορετικών μεγεθών δέσμης, βρέθηκε ότι η μέγιστη απόδοση ενέργειας, εξασφαλίζεται όταν όλη η δέσμη του Ti:S laser (ακτίνας  $\approx 0.5\text{cm}$ ) προσπίπτει πάνω στο φακό. Η μέγιστη απόδοση ενέργειας βρέθηκε  $\sim 50\%$ .

Ο εξωτερικός σωλήνας στην άκρη του, όπως φαίνεται και στο σχήμα 4.3, έχει μία υποδοχή για την εισαγωγή του αερίου. Η σύσταση και η πίεση του αερίου επηρεάζουν το δείκτη διάθλασης και επομένως τα χαρακτηριστικά του παλμού. Συνήθως χρησιμοποιούνται ευγενή αέρια επειδή δεν σχηματίζουν μόρια. Στα μοριακά αέρια συμβαίνουν φαινόμενα λόγω μοριακών περιστροφών και ταλαντώσεων τα οποία είναι σχετικά αργά σε σύγκριση με την ηλεκτρονική απόκριση και επομένως κάποιες προσεγγίσεις που έγιναν για τη διάδοση των παλμών, δεν θα μπορούσαν να εφαρμοστούν στην περίπτωση αυτή. Γενικά, η χρήση ευγενών αερίων παρέχει τα πλεονεκτήματα : α) ακριβή έλεγχο της μη γραμμικότητας, με την αλλαγή της σύστασης και της πίεσης του αερίου και β) παλμών υψηλής ενέργειας (της τάξεως μερικών mJ), λόγω του υψηλού κατωφλίου έντασης για πολυφωτονικό ιονισμό.

Στο πείραμα, χρησιμοποιήθηκε αέριο Ar, για το οποίο ο μη γραμμικός δείκτης διάθλασης είναι<sup>[27]</sup>

$$\frac{n_2}{P} = 9.8 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2 / \text{W} \cdot \text{bar} \quad 4.3.1$$

όπου P, η πίεση του Ar σε bar. Ο δείκτης διάθλασης του Ar δίνεται από<sup>[28]</sup>

$$n^2_{\text{Ar}} - 1 = 5.547 \cdot 10^{-4} \left( 1 + \frac{5.15 \cdot 10^5}{\lambda^2} + \frac{4.19 \cdot 10^{11}}{\lambda^4} + \frac{4.09 \cdot 10^{17}}{\lambda^6} + \frac{4.32 \cdot 10^{23}}{\lambda^8} + \dots \right) \quad 4.3.2$$

όπου  $\lambda$  σε  $\text{\AA}$ .

---

<sup>\*</sup> Για δέσμες Gauss, οι οποίες εστιάζονται, το μέγεθος της δέσμης στην εστία είναι  $\omega_0 = \frac{f\lambda}{\pi\omega}$  όπου f η εστιακή απόσταση του φακού και  $\omega$  η ακτίνα της δέσμης όταν η δέσμη προσπίπτει πάνω στο φακό.

### 4.4 Ο Συμπιεστής Πρισμάτων

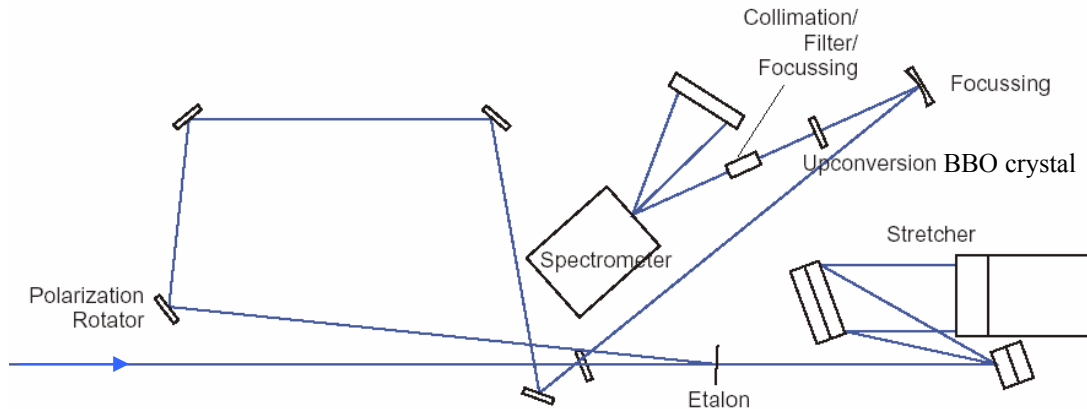
Ο Συμπιεστής πρισμάτων αποτελείται από δύο όμοια, Fused Silica, Brewster πρίσματα, με γωνία κορυφής  $\alpha=69^\circ$ . Για τη γωνία αυτή, όταν η δέσμη του laser προσπίπτει στο πρίσμα υπό γωνία Brewster, η απόκλιση της δέσμης είναι η ελάχιστη δυνατή και η δέσμη ταξιδεύει μέσα στο πρίσμα, παράλληλα προς τη βάση του. Έτσι, ελαχιστοποιούνται οι απώλειες λόγω ανάκλασης. Η γωνία Brewster για το Fused Silica πρίσμα είναι  $\phi_{Br} = \tan^{-1}[n(0.8)] = 55.5^\circ$ . Η γωνία Brewster, βρίσκεται πειραματικά, περιστρέφοντας το πρώτο πρίσμα και παρατηρώντας ταυτόχρονα την ανάκλαση της εισερχόμενης δέσμης, στην πλευρά εισόδου του. Η θέση του πρίσματος, για την οποία η παρατηρούμενη ανάκλαση γίνεται ελάχιστη, εξασφαλίζει ότι η γωνία πρόσπτωσης  $\phi_1$  ισούται με την  $\phi_{Br}$ . Η ίδια διαδικασία ακολουθείται στη συνέχεια και για το δεύτερο πρίσμα.

Όπως φαίνεται και στο Σχήμα 4.2, τα πρίσματα βρίσκονται σε αντιπαράλληλη διάταξη. Το πρώτο πρίσμα είναι υπεύθυνο για τη φασματική διασπορά της δέσμης, ενώ το δεύτερο εισάγει την αρνητική GVD και κάνει παράλληλη την δέσμη. Τελικά, μετά την ανάκλαση από το κάτοπτρο M, η εξερχόμενη δέσμη είναι συγγραμική και έχει το ίδιο μέγεθος, με την προσπίπτουσα δέσμη.

Επιπλέον, το πρώτο πρίσμα είναι τοποθετημένο πάνω σε μικρομετρικό σύστημα μεταφοράς, το οποίο μπορεί να κινείται σε διεύθυνση κάθετη στη βάση του P1. Έτσι, παρέχεται η δυνατότητα αλλαγής του ποσοστού του υλικού που διασχίζει η δέσμη στο P1 και επομένως αλλαγής της διασποράς που εισάγεται από το συμπιεστή, χωρίς να μεταβάλλεται η ευθυγράμμιση της δέσμης. Για αύξηση της αρνητικής GVD, το translation stage μετακινείται έτσι ώστε η δέσμη να περνάει όσο το δυνατόν πλησιέστερα στην κορυφή του P1. Για εισαγωγή επιπλέον ποσού αρνητικής GVD, πέρα από αυτή που μπορεί να εισαχθεί μετακινώντας μόνο το translation stage, η απόσταση των δύο πρισμάτων, πρέπει να αυξηθεί.

### 4.5 Η SPIDER

Η πειραματική διάταξη SPIDER φαίνεται στο Σχήμα 4.4. Αποτελείται από μία οπτική μονάδα, η οποία περιέχει και το φασματόμετρο και από ένα Η/Υ με μία A/D conversion κάρτα, για τη συλλογή των δεδομένων και το μετρούμενο λογισμικό.



Σχήμα 4.4 : Η οπτική πειραματική διάταξη SPIDER.

Όπως φαίνεται και στο Σχήμα 4.4, ο αρχικός παλμός προσπίπτει αρχικά σε ένα etalon, οπότε δημιουργούνται δύο όμοια αντίγραφα του παλμού (test ζεύγος), τα οποία απέχουν μεταξύ τους κατά  $\tau$ , λόγω μερικής ανάκλασης στην μπροστά και στην πίσω επιφάνεια του etalon. Το τρίτο μέρος του αρχικού παλμού, το οποίο διαπερνάει το etalon, οδηγείται σε ένα stretcher, ο οποίος αποτελείται από δύο φράγματα περίθλασης. Στη συνέχεια, το test ζεύγος σε υπέρθεση με τον stretched παλμό, αλληλεπιδρά σε ένα μη γραμμικό κρύσταλλο, οπότε τελικά προκύπτουν δύο παλμοί (οι οποίοι προκύπτουν από τη μίξη των συχνοτήτων που έχουν υπερτεθεί), με φασματικό διαχωρισμό και σε συχνότητα περίπου διπλάσια του αρχικού παλμού. Οι δύο αυτοί παλμοί, στη συνέχεια συμβάλλουν στο φασματόμετρο και τελικά προκύπτει το συμβολλόγραμμα SPIDER.

Οι δύο χαρακτηριστικοί παράμετροι της SPIDER είναι ο φασματικός διαχωρισμός  $\Omega$  και η σχετική καθυστέρηση μεταξύ των δύο παλμών στο test ζεύγος,  $\tau$ . Οι δύο αυτοί παράμετροι συνδέονται μεταξύ τους, αφού  $\Omega = -\frac{\tau}{\phi''}$ . Υπάρχουν

όμως συγκεκριμένοι περιορισμοί για κάθε μία παράμετρο. Η καθυστέρηση  $\tau$  πρέπει να είναι τόσο μικρή, αφού οι κροσσοί στο συμβολλόγραμμα απέχουν κατά  $\sim 1/\tau$ , ώστε να μπορούν να αναλυθούν από το φασματόμετρο. Επιπλέον, η  $\tau$  πρέπει να είναι τόσο μεγάλη ώστε οι dc και ac όροι του συμβολλογράμματος να απέχουν αρκετά ώστε να μπορεί να απομονωθεί ο επιθυμητός όρος. Ομοίως για τον φασματικό διαχωρισμό  $\Omega$ , θα πρέπει να είναι τόσο μικρός ώστε να τηρείται το θεώρημα δειγματοληψίας, ενώ ταυτόχρονα θα πρέπει να είναι τόσο μεγάλος ώστε η διαφορά φασματικής φάσης να έχει κάποια σημαντική τιμή. Επιπλέον, η διασπορά  $\phi''$  του stretcher θα πρέπει να είναι σχετικά μεγάλη, έτσι ώστε κάθε παλμός από το test ζεύγος να υφίσταται μίξη, με ένα σχεδόν σταθερής συχνότητας κομμάτι του stretched παλμού.

Οι παραπάνω περιορισμοί ικανοποιούνται, επιλέγοντας χρονική καθυστέρηση  $\tau \sim 1-2\text{ps}$  και φασματικό διαχωρισμό  $\Omega = \tau \frac{\Delta\omega}{T} \approx 5 - 10\% \Delta\omega$ <sup>†</sup>, όπου  $\Delta\omega$  το φασματικό εύρος του αρχικού παλμού και  $T$  η χρονοδιάρκεια του stretched παλμού.

Η SPIDER, χρησιμοποιεί ένα fused silica etalon, πάχους 150 $\mu\text{m}$ , το οποίο περιέχει χρονική καθυστέρηση  $\tau=1.5\text{ps}$ . Επίσης, χρησιμοποιεί ένα ζεύγος φραγμάτων περίθλασης με 830 γραμμές/mm σε απόσταση  $\approx 8.5\text{cm}$ , τα οποία stretch τον παλμό στα 20ps περίπου.

Το test ζεύγος και ο stretched παλμός υφίστανται μίξη συχνοτήτων στο μη γραμμικό κρύσταλλο. Το φασματικό εύρος του κρυστάλλου πρέπει να είναι επαρκώς μεγάλο έτσι ώστε να υφίστανται μίξη όλες οι συχνότητες του εισερχόμενου παλμού. Η SPIDER χρησιμοποιεί ένα BBO (τύπου II) κρύσταλλο, πάχους 100 $\mu\text{m}$ .

Το φασματόμετρο που χρησιμοποιείται στη SPIDER για την ανάλυση του συμβολλογράμματος, έχει ανάλυση  $\approx 1\text{\AA}$ , η οποία επαρκεί για να αναλύσει τους κροσσούς στο  $1/\tau$ , για  $\tau=1.5\text{ps}$ . Το συμβολλόγραμμα SPIDER, μετράται στην 2<sup>η</sup> τάξη περίθλασης του φασματόμετρου. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα, μεγαλύτερη ακρίβεια στις μετρήσεις, αφού η ανάλυση στη 2<sup>η</sup> τάξη είναι υψηλότερη σε σχέση με την 1<sup>η</sup> τάξη. Επιπλέον, εκτός από τη μέτρηση του συμβολλογράμματος SPIDER, είναι δυνατή η μέτρηση του φάσματος του αρχικού παλμού, με το ίδιο φασματόμετρο, στην 1<sup>η</sup> τάξη.

Το λογισμικό ελέγχει τη μέτρηση, δηλαδή την απόκτηση των δεδομένων από το φασματόμετρο, μέσω της A/D conversion κάρτας. Επιπλέον, ανακατασκευάζει από

<sup>†</sup> Για μεγάλη διασπορά  $\phi''$ , ισχύει  $\phi''=T/\Delta\omega$ .

τα δεδομένα, την φάση και την χρονική έναυση του παλμού, οι οποίες προβάλλονται γραφικά στον Η/Υ. Το λογισμικό είναι προγραμματισμένο με LabView.

Η SPIDER που χρησιμοποιήθηκε, είναι κατάλληλη για τον προσδιορισμό παλμών χρονοδιάρκειας 20-80fs και περιοχής μηκών κύματος 750-900nm.

Για το χαρακτηρισμό των fs παλμών με την SPIDER, ακολουθείται η παρακάτω διαδικασία :

Αρχικά πραγματοποιείται η βαθμονόμηση, δηλαδή ο προσδιορισμός του γραμμικού όρου φάσης  $\omega_c$ . Αυτό γίνεται μέσω απευθείας μέτρησης, από το συμβολλόγραμμα του test ζεύγους παλμών, χωρίς τον stretched παλμό. Αφού οι δύο παλμοί που συμβάλλουν είναι όμοιοι, δηλαδή δεν έχουν φασματικό διαχωρισμό, η μόνη συνεισφορά στη φάση, στο συμβολλόγραμμα, θα είναι ο όρος  $\omega_c$ , ανεξάρτητα από τη φάση του εισερχόμενου παλμού. Το συμβολλόγραμμα αυτό αναλύεται με τον ίδιο τρόπο, όπως και το συμβολλόγραμμα SPIDER, με concatenation. Η φάση που προκύπτει, δηλαδή ο όρος  $\omega_c$ , σώζεται ως "Calibration trace" και στη συνέχεια αφαιρείται από τα δεδομένα SPIDER.

Στη συνέχεια, το test ζεύγος αφήνεται να αλληλεπιδράσει με τον stretched παλμό και τελικά προκύπτει και αποθηκεύεται το "SPIDER Interferogram".

Έπειτα, αποθηκεύεται ξεχωριστά το "Fundamental Interferogram", το οποίο προκύπτει, όπως προαναφέρθηκε από τη συμβολή των δύο όμοιων παλμών. Το "Fundamental Interferogram", το οποίο μετράται στην 1<sup>ης</sup> τάξης περίθλαση του φασματόμετρου, αποτελείται από κροσσούς οι οποίοι απέχουν μεταξύ τους, ακριβώς την διπλάσια απόσταση, από την απόσταση των κροσσών του "SPIDER Interferogram", το οποίο μετράται στη 2<sup>ης</sup> τάξη.

Τα "SPIDER Interferogram" και "Fundamental Interferogram" γενικά είναι όμοια, εκτός ότι είναι μετατοπισμένα όσον αφορά το μήκος κύματος (x άξονας).

Από το "Calibration trace", το "Fundamental Interferogram" και το "SPIDER Interferogram", υπολογίζονται στη συνέχεια, μέσω του λογισμικού, η φάση και η χρονοδιάρκεια του παλμού. Για τη σωστή συσχέτιση της ανακατασκευασμένης φάσης, στα μήκη κύματος του αρχικού παλμού, είναι αναγκαία η σύγκριση του "Fundamental Interferogram" και του "SPIDER Interferogram"<sup>♦</sup>. Αυτό εξασφαλίζεται με το "Phase x-axis correction", ακριβώς μετά την αποθήκευση των παραπάνω φασμάτων οπότε προκύπτει η διορθωμένη φάση του παλμού.

<sup>♦</sup> Αφού δεν είναι γνωστές οι ακριβείς συχνότητες του stretched παλμού, με τις οποίες υφίσταται μίξη το test ζεύγος παλμών.

## **Κεφάλαιο 4 : Πειραματική διάταξη**

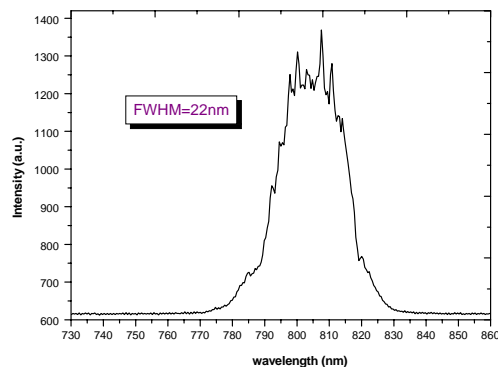
Αφού υπολογιστούν η φάση και το φάσμα του αρχικού παλμού, το λογισμικό ανακατασκευάζει τη συνάρτηση αυτοσυσχέτισης και την χρονική ένταση του παλμού. Έτσι, μέσω της φάσης και την έντασης, παρέχεται όλη η απαραίτητη πληροφορία για τον παλμό, για την πλήρη ανακατασκευή του ηλεκτρικού πεδίου.

### Κεφάλαιο 5 : Αποτελέσματα

#### 5.1 Φασματική διαπλάτυνση

Για τη χρονική συμπίεση των παλμών fs, του Ti:S laser, απαιτείται αρχικά η φασματική διαπλάτυνση του φάσματος των παλμών, η οποία εξασφαλίζεται μέσω της αυτοδιαμόρφωσης φάσης (SPM) που παράγεται κατά τη διάδοση τους στον τριχοειδή σωλήνα αερίου. Το μέγεθος της φασματικής διαπλάτυνσης εξαρτάται από την πίεση του αερίου καθώς και την ενέργεια των αρχικών παλμών<sup>^</sup>.

Αρχικά καταγράφεται το φάσμα των παλμών του Ti:S laser, χρονοδιάρκειας ~50fs, πριν τη διέλευση τους από τον τριχοειδή σωλήνα. Το φάσμα των παλμών, καταγράφεται μέσω ενός φασματόμετρου με οπτική ίνα (Ocean Optics Inc./ SD1000 Fiber Optic Spectrometer). Η ακτινοβολία που εξέρχεται από τον τριχοειδή σωλήνα, συλλέγεται μέσω της οπτικής ίνας και στη συνέχεια οδηγείται στο φασματόμετρο, όπου αναλύεται και τελικά καταγράφεται το φάσμα των παλμών.



Σχήμα 5.1 : Το φάσμα των παλμών του Ti:S laser. Το φασματικό εύρος τους είναι ~22nm.

Το φάσμα των παλμών του laser, όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.1, έχει φασματικό εύρος ~22nm (FWHM).

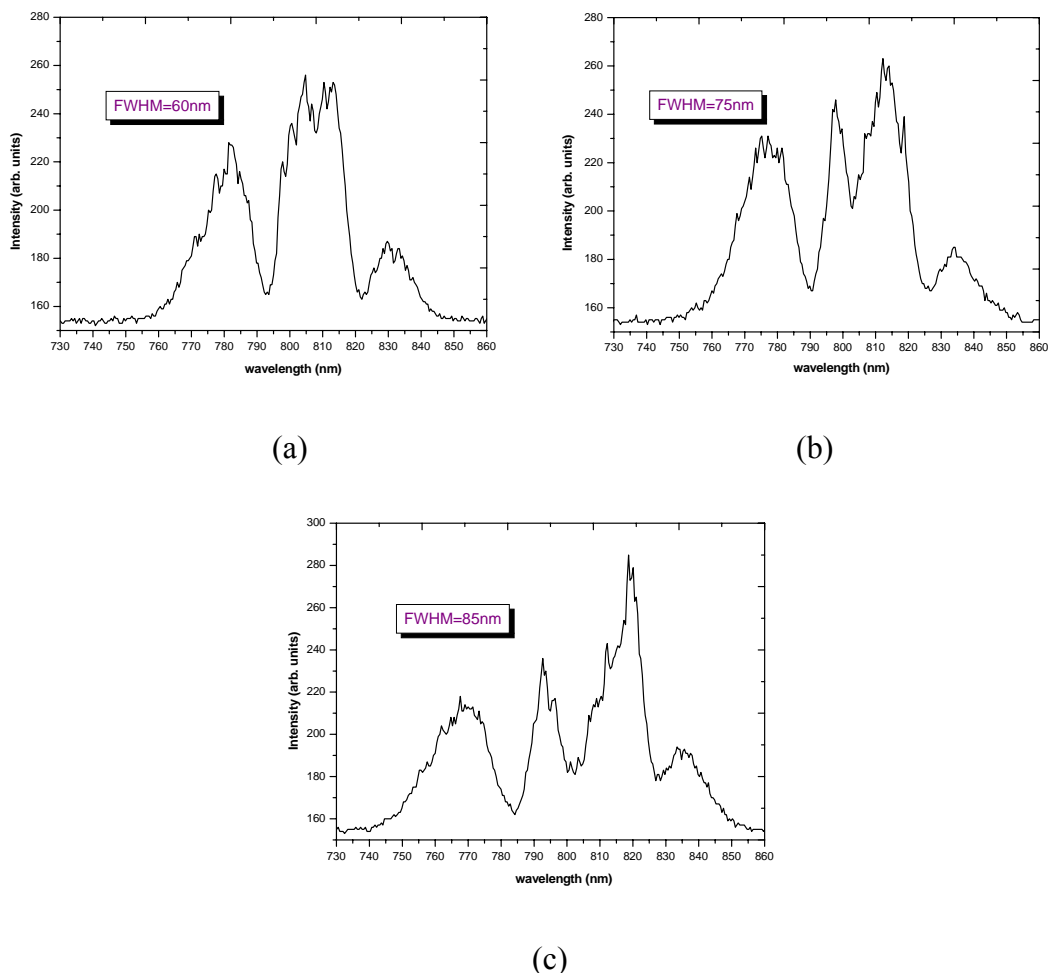
Έπειτα, οι παλμοί του laser διαδίδονται μέσα στον τριχοειδή σωλήνα και καταγράφεται το φάσμα των εξερχόμενων παλμών, αρχικά υπό συνθήκες κενού στον τριχοειδή σωλήνα. Αυτό γίνεται για έλεγχο, ώστε να εξεταστεί αν προκαλείται

<sup>^</sup> Για συγκεκριμένο τριχοειδή σωλήνα και αέριο



φασματική διαπλάτυνση από άλλες αιτίες, οι οποίες δεν συνδέονται με το αέριο. Όπως διαπιστώνεται, το φάσμα τους είναι όμοιο, με αυτό του Σχήματος 5.1. Επομένως, δεν προκαλείται αύξηση του φασματικού εύρους των εξερχόμενων παλμών, όταν διαδίδονται στον τριχοειδή σωλήνα, υπό συνθήκες κενού.

Στη συνέχεια, ο σωλήνας γεμίζεται με αέριο Ar και η πίεση του Ar αυξάνεται σταδιακά. Καθώς αυξάνεται η πίεση, παρατηρείται αύξηση του φασματικού εύρους των εξερχόμενων παλμών. Η αύξηση αυτή, ξεκινάει από πιέσεις  $\sim 0.5\text{bar}$ . Στο Σχήμα 5.2, φαίνεται η φασματική διαπλάτυνση που υφίστανται οι παλμοί, αρχικής ενέργειας  $E=430\mu\text{J}/\text{παλμό}$ , για διαφορετικές πιέσεις Ar, όπως μετρήθηκαν με το φασματόμετρο. Όπως διαπιστώνεται, για υψηλότερες πιέσεις Ar, η φασματική διαπλάτυνση είναι ακόμα μεγαλύτερη.

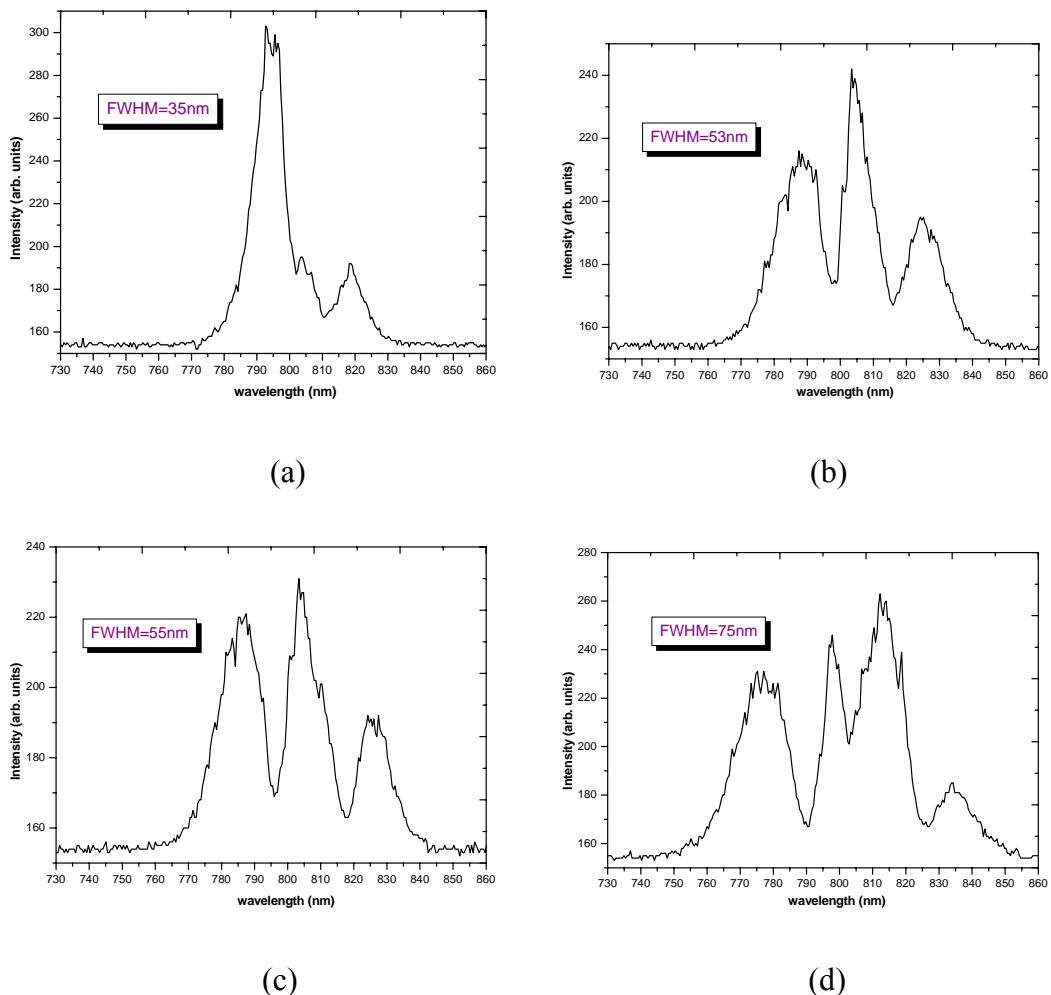


Σχήμα 5.2 : Τα φάσματα των εξερχόμενων, από τον τριχοειδή σωλήνα αερίου, παλμών, αρχικής ενέργειας  $E=430\mu\text{J}/\text{παλμό}$ , για διαφορετικές πιέσεις Ar, όπως μετρήθηκαν με το φασματόμετρο. a)  $P=3\text{bar}$  b)  $P=3.5\text{bar}$  και c)  $P=4\text{bar}$ .

Περαιτέρω αύξηση της πίεσης Ar δεν μπορεί να πραγματοποιηθεί, για μηχανικούς λόγους. Το σύστημα του εξωτερικού σωλήνα με τον τριχοειδή σωλήνα, είναι κατάλληλο για πιέσεις έως 4bar.

Στη συνέχεια εξετάζεται η μορφή των φασμάτων των εξερχόμενων παλμών, για διαφορετικές ενέργειες παλμών, υπό σταθερή πίεση Ar στο σωλήνα,  $P=3.5\text{bar}$ . Όπως προκύπτει από τα διαγράμματα του Σχήματος 5.3, η φασματική διαπλάτυνση που υφίστανται οι παλμοί, αυξάνεται καθώς αυξάνεται η ενέργεια των παλμών.

Για υψηλότερες ενέργειες, από αυτή των  $\sim 450\mu\text{J}/\text{παλμό}$ , η δέσμη του laser, κατά την έξοδό της από τον τριχοειδή σωλήνα, γίνεται αρκετά ασταθής, με αποτέλεσμα τα φάσματα των εξερχόμενων παλμών να μην είναι σταθερά.



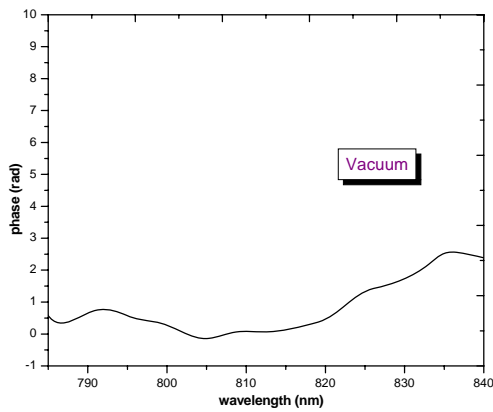
Σχήμα 5.3 : Τα φάσματα των εξερχόμενων, από τον τριχοειδή σωλήνα αερίου, παλμών, για πίεση Ar  $P=3.5\text{bar}$ , για διαφορετικές ενέργειες παλμών, όπως μετρήθηκαν με το φασματόμετρο. a)  $E=210\mu\text{J}/\text{παλμό}$  b)  $E=270\mu\text{J}/\text{παλμό}$  c)  $E=340\mu\text{J}/\text{παλμό}$  και d)  $E=430\mu\text{J}/\text{παλμό}$

### 5.2 Χαρακτηρισμός εξερχόμενων παλμών με SPIDER

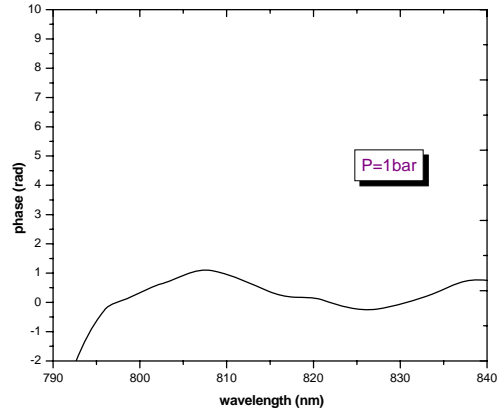
Για ένα πιο ακριβή χαρακτηρισμό των εξερχόμενων παλμών, χρησιμοποιείται η τεχνική SPIDER. Έτσι, οι εξερχόμενοι, από τον τριχοειδή σωλήνα αερίου, παλμοί, οδηγούνται στην SPIDER, όπου χαρακτηρίζονται ως προς τη φασματική και τη φασική τους κατανομή. Αρχικά, επιβεβαιώνεται η φασματική διαπλάτυνση που υφίστανται οι παλμοί, καθώς αυξάνεται η πίεση του Ar ή/και η ενέργεια των παλμών. Επιπρόσθετα, μελετάται και η φασματική φάση των εξερχόμενων παλμών.

Στο Σχήμα 5.4, φαίνεται η φασματική φάση, για παλμούς ενέργειας  $E=310\mu\text{J}/\text{παλμό}$ , για διαφορετικές πιέσεις Ar. Όπως διαπιστώνεται, η φασματική κατανομή φάσεων μεταβάλλεται από σχεδόν σταθερή, υπό συνθήκες κενού στον τριχοειδή σωλήνα, σε σχεδόν τετραγωνική ( $\phi(\omega) \propto \omega^2$ ), για υψηλότερες πιέσεις Ar. Μάλιστα, καθώς αυξάνεται η πίεση του Ar, η κατανομή φασματικών φάσεων γίνεται όλο και πιο βαθιά. Από τη μέτρηση αυτής της κατανομής ( $\phi(\omega) \propto \omega^2$ ), συμπαίρνεται ότι οι εξερχόμενοι παλμοί έχουν αποκτήσει σχεδόν γραμμικό chirp (χρονικό). Επομένως, είναι δυνατόν να συμπιεστούν χρονικά, μέσω του Συμπιεστή πρισμάτων.

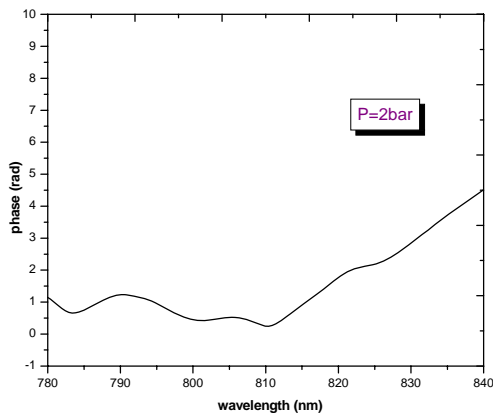
Επιπλέον, για σύγκριση, φαίνεται η φασματική κατανομή φάσεων των εισερχόμενων παλμών laser. Όπως παρατηρείται, η φασική κατανομή των παλμών του laser είναι σχεδόν σταθερή, γεγονός που αποδεικνύει ότι οι παλμοί του laser είναι σχεδόν "Fourier limited".



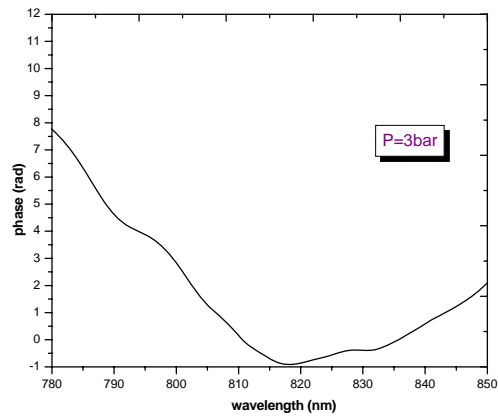
(a)



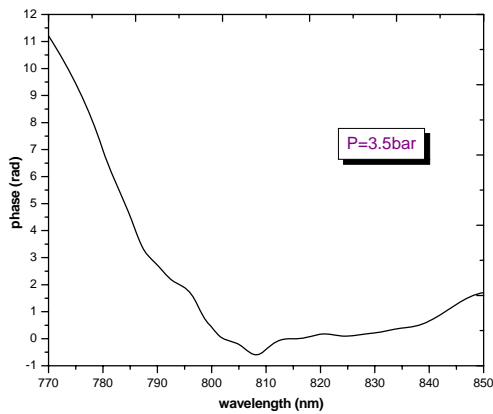
(b)



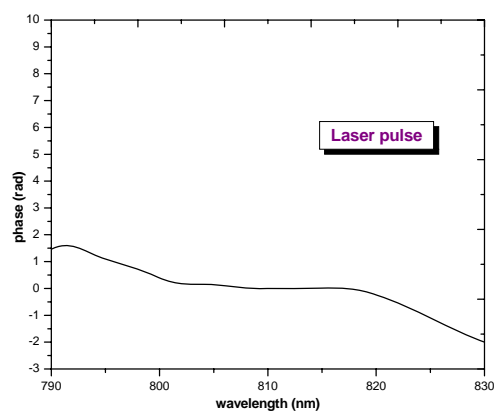
(c)



(d)



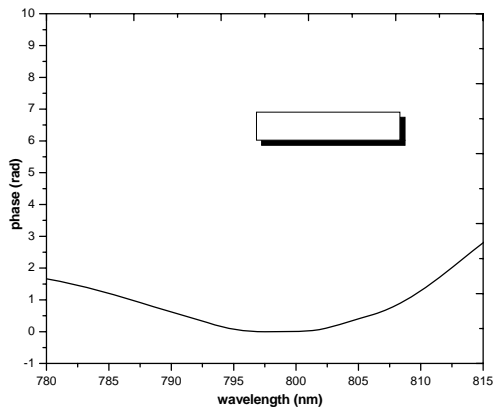
(e)



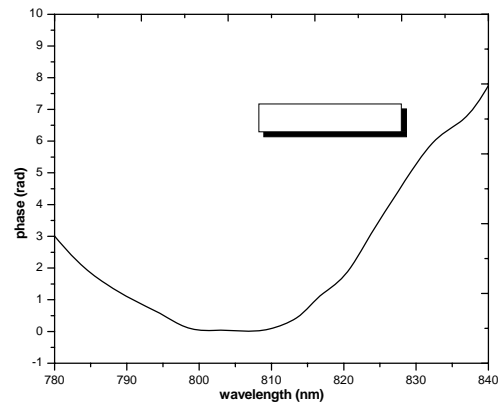
(f)

Σχήμα 5.4 : Η φασματική φάση των εξερχόμενων, από τον τριχοειδή σωλήνα αερίου, παλμών, αρχικής ενέργειας  $E=310\mu\text{J}/\text{παλμό}$ , για διαφορετικές πιέσεις Ar, όπως μετρήθηκαν με την SPIDER.. a) Υπό συνθήκες κενού b)  $P=1\text{bar}$  c)  $P=2\text{bar}$  d)  $P=3\text{bar}$  e)  $P=3.5\text{bar}$  και f) ο παλμός του laser, πριν το τριχοειδή σωλήνα. Κάθε ένα από τα γραφήματα, προέκυψε από ένα μέσο όρο 4-5 γραφημάτων, για κάθε συνθήκη.

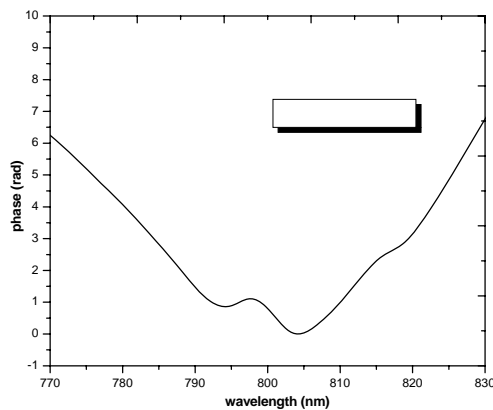
Στο Σχήμα 5.5 φαίνεται η φασματική φάση των εξερχόμενων παλμών, για σταθερή πίεση Ar,  $P=3.5\text{bar}$ , για διαφορετικές ενέργειες παλμών. Ομοίως διαπιστώνεται ότι η φάση μεταβάλλεται ως  $\phi(\omega) \propto \omega^2$ . Μάλιστα, καθώς αυξάνεται η ενέργεια των παλμών, η κατανομή φάσεων γίνεται ολοένα και πιο βαθιά.



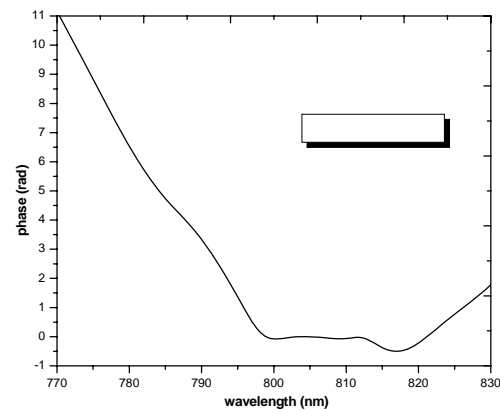
(a)



(b)



(c)



(d)

Σχήμα 5.5 : Η φασματική φάση των εξερχόμενων, από τον τριχοειδή σωλήνα αερίου, παλμών, για πίεση Ar  $P=3.5\text{bar}$ , για διαφορετικές ενέργειες παλμών, όπως μετρήθηκαν με την SPIDER. a)  $E=210\mu\text{J}/\text{παλμό}$  b)  $E=270\mu\text{J}/\text{παλμό}$  c)  $340\mu\text{J}/\text{παλμό}$  και d)  $E=430\mu\text{J}/\text{παλμό}$ . Κάθε ένα από τα γραφήματα, προέκυψε από ένα μέσο όρο 2-3 γραφημάτων, για κάθε συνθήκη.

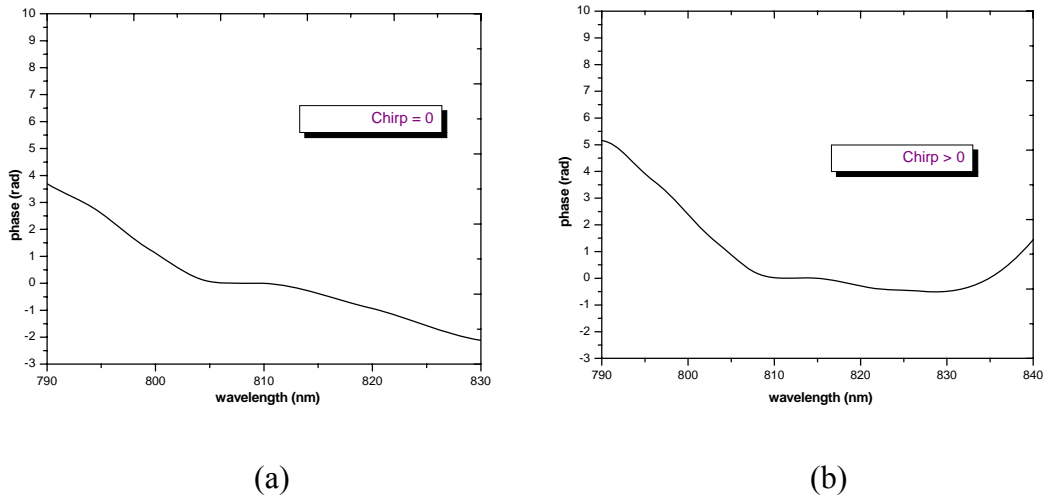
### 5.3 Test του Συμπιεστή πρισμάτων

Από τη μορφή της φασματικής φάσης των εξερχόμενων παλμών, συμπαιρένεται ότι οι παλμοί κατά τη διάδοση τους στον τριχοειδή σωλήνα αερίου, έχουν αποκτήσει γραμμικό θετικό chirp. Για τη χρονική συμπίεση των παλμών αυτών, ο Συμπιεστής πρισμάτων, θα πρέπει να εισάγει γραμμικό αρνητικό chirp. Μάλιστα, για να επιτευχθεί η μικρότερη δυνατή χρονοδιάρκεια<sup>^</sup>, θα πρέπει το αρνητικό chirp που εισάγει ο Συμπιεστής, να αντισταθμίζει το θετικό chirp των εξερχόμενων παλμών. Έτσι, για τη βέλτιστη χρήση του Συμπιεστή, εξετάζεται πειραματικά η μορφή του chirp που εισάγει ο Συμπιεστής πρισμάτων, για διαφορετικές αποστάσεις μεταξύ των δύο πρισμάτων.

Αρχικά, τα πρίσματα τοποθετούνται σε μία αρχική απόσταση  $l \approx 58\text{cm}$  και οι παλμοί του laser, οδηγούνται στο Συμπιεστή. Για τους "Fourier limited" παλμούς του laser, η φασματική φάση των παλμών, καθώς εξέρχονται από το Συμπιεστή πρισμάτων, φαίνεται στο Σχήμα 5.6a. Έπειτα, εισάγεται στους παλμούς του laser, γραμμικό θετικό chirp, μέσω των φραγμάτων περίθλασης του Συμπιεστή του Ti:S laser. Η φασική κατανομή των παλμών, μετά τη διέλευση τους από το Συμπιεστή πρισμάτων, φαίνεται στο Σχήμα 5.6b. Όπως προκύπτει, η φασματική κατανομή φάσεων έχει μία θετική τετραγωνική εξάρτηση. Δηλαδή, το τελικό chirp των παλμών, το οποίο προκύπτει από το άθροισμα του αρχικού θετικού chirp των παλμών και του chirp που εισάγει ο Συμπιεστής πρισμάτων, είναι θετικό. Επομένως, τα πρίσματα σε απόσταση  $l=58\text{cm}$ , δεν μπορούν να αντισταθμίσουν το γραμμικό θετικό chirp, των παλμών.

---

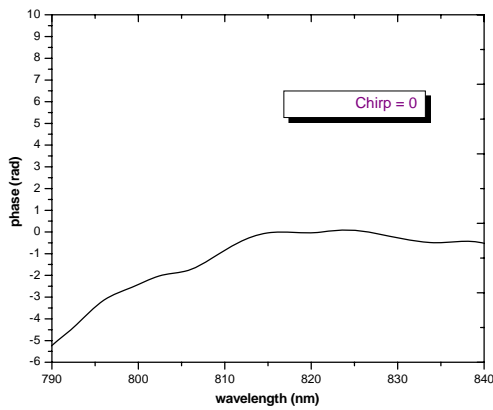
<sup>^</sup> Για τη δημιουργία "Fourier limited" παλμών.



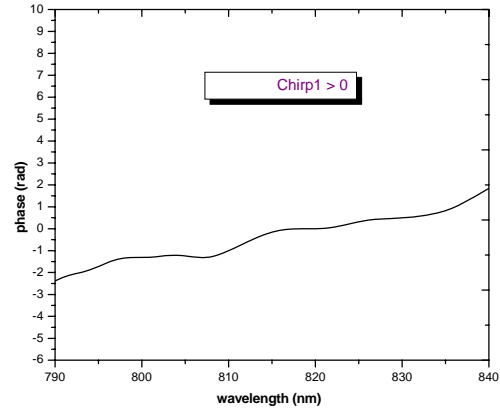
Σχήμα 5.6 : Η φασματική φάση των παλμών laser, με αρχικό a)μηδενικό chirp και b)γραμμικό θετικό chirp, καθώς εξέρχονται από το Συμπιεστή πρισμάτων, για απόσταση πρισμάτων  $L=58\text{cm}$ . Κάθε ένα από τα γραφήματα προέκυψε από ένα μέσο όρο 5 γραφημάτων.

Στη συνέχεια, η απόσταση των πρισμάτων, του Συμπιεστή, αυξάνεται σε  $\approx 108\text{cm}$  και οι παλμοί του laser, με διάφορες τιμές γραμμικού θετικού chirp, οδηγούνται στο Συμπιεστή πρισμάτων. Όπως προκύπτει από τα διαγράμματα του Σχήματος 5.7a, όταν εισέρχονται οι "Fourier limited" παλμοί στο Συμπιεστή πρισμάτων, η φασματική φάση των παλμών αποκτάει μία αρνητική τετραγωνική εξάρτηση ( $\phi(\omega) \propto -\omega^2$ ). Δηλαδή, ο Συμπιεστής πρισμάτων εισάγει στους αρχικούς, χωρίς chirp, παλμούς, γραμμικό αρνητικό chirp.

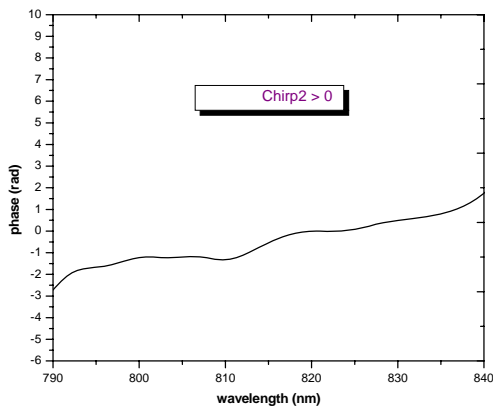
Έπειτα εισάγονται, μέσω του Συμπιεστή του Ti:S laser, διάφορες τιμές γραμμικού θετικού chirp στους παλμούς του laser και εξετάζεται η τελική μορφή της φάσης. Όπως προκύπτει από τα διαγράμματα 5.7b,c,d, για τιμές θετικού chirp 1 και 2, η φασματική κατανομή φάσεων είναι σχεδόν σταθερή. Για την τιμή θετικού chirp 3, η κατανομή φάσεων αρχίζει να έχει μία θετική τετραγωνική εξάρτηση. Δηλαδή το τελικό chirp των παλμών, για τις περιπτώσεις b και c, είναι σχεδόν μηδενικό. Αυτό σημαίνει ότι ο Συμπιεστής πρισμάτων μπορεί να εισάγει την ίδια τιμή αρνητικού chirp, με αυτή του θετικού chirp των αρχικών παλμών. Για παλμούς με μεγαλύτερη τιμή θετικού chirp 3 (περίπτωση d), το τελικό chirp αρχίζει να γίνεται θετικό. Επομένως, ο Συμπιεστής πρισμάτων εισάγει αρνητικό chirp και μπορεί να αντισταθμίσει μέχρι και την 2<sup>η</sup> τιμή θετικού chirp, των παλμών.



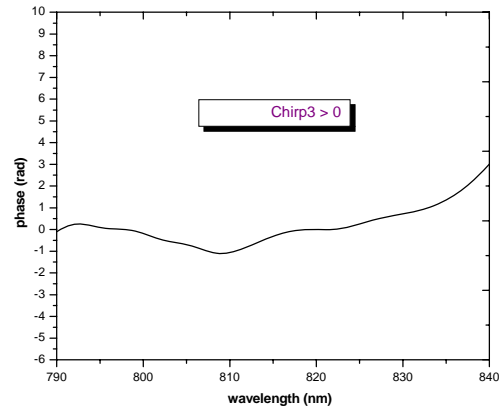
(a)



(b)



(c)



(d)

Σχήμα 5.7 : Η φασματική φάση των παλμών laser, με αρχικό α)μηδενικό chirp, β)γραμμικό θετικό chirp 1, γ)γραμμικό θετικό chirp 2 και δ)γραμμικό θετικό chirp 3, καθώς εξέρχονται από το Συμπιεστή πρισμάτων, για απόσταση πρισμάτων  $l=108\text{cm}$ . Κάθε ένα από τα γραφήματα προέκυψε από ένα μέσο όρο 5-6 γραφημάτων.

Για την απόσταση αυτή,  $l=108\text{cm}$ , μεταξύ των δύο πρισμάτων του Συμπιεστή, η διάμετρος της δέσμης<sup>♣</sup>, όταν προσπίπτει στο δεύτερο πρίσμα, ταυτίζεται με τη διάσταση της πλευράς εισόδου του δεύτερου πρίσματος. Επομένως, επιπλέον αύξηση της απόστασης των πρισμάτων, η οποία θα οδηγούσε στην εισαγωγή μεγαλύτερης τιμής αρνητικού chirp από το Συμπιεστή, δεν είναι εφικτή με τα διαθέσιμα πρίσματα, αφού θα περιοριζόταν το φάσμα του παλμού.

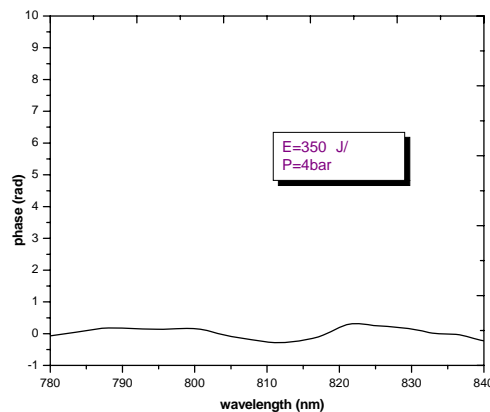
<sup>♣</sup> Αρχικής διαμέτρου, 2mm, όταν προσπίπτει στο πρώτο πρίσμα.



## 5.4 Χρονικά συμπιεσμένοι παλμοί

Στο μέρος αυτό, οι εξερχόμενοι, από τον τριχοειδή σωλήνα αερίου, παλμοί, με διευρυμένο φασματικό εύρος και γραμμικό θετικό chirp, διέρχονται από το Συμπιεστή, ο οποίος προσθέτει αρνητικό chirp, με αποτέλεσμα τη δημιουργία χρονικά συμπιεσμένων παλμών. Έτσι, οι παλμοί του laser, αφού περάσουν από τον τριχοειδή σωλήνα, οδηγούνται στο Συμπιεστή πρισμάτων, όπου  $l=108\text{cm}$  και στη συνέχεια στην SPIDER, όπως ακριβώς φαίνεται στην πειραματική διάταξη του Σχήματος 4.2. Μεταβάλλοντας την πίεση του Ar στο σωλήνα και την αρχική ενέργεια των παλμών, μετράται αρχικά η φασματική κατανομή φάσεων των τελικών παλμών και στη συνέχεια η χρονοδιάρκεια τους.

Για παλμούς ενέργειας  $E=350\mu\text{J}/\text{παλμό}$  και πίεση Ar,  $P=4\text{bar}$ , η κατανομή φάσεων των τελικών παλμών προκύπτει σχεδόν σταθερή, όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.8. Η χρονοδιάρκεια των τελικών παλμών, όπως μετρήθηκε με την SPIDER, κυμαίνεται  $28\text{-}31\text{fs}$  ( $\pm 1\text{fs}$ )<sup>^</sup>.

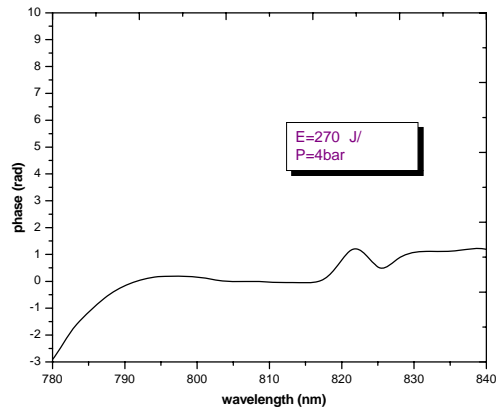


Σχήμα 5.8 : Η φασματική φάση των τελικών παλμών, αρχικής ενέργειας  $E=350\mu\text{J}/\text{παλμό}$  και πίεση Ar,  $P=4\text{bar}$ . Το γράφημα προέκυψε από ένα μέσο όρο 6 γραφημάτων.

Στη συνέχεια, η ενέργεια μειώνεται στα  $E=270\mu\text{J}/\text{παλμό}$  και η φάση των τελικών παλμών, μεταβάλλεται από σχεδόν επίπεδη, όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.9. Η κατανομή αυτή της φασματικής φάσης, δηλώνει πιθανότατα την παρουσία αρνητικού chirp στους τελικούς παλμούς, λόγω της μείωσης του θετικού chirp των εξερχόμενων,

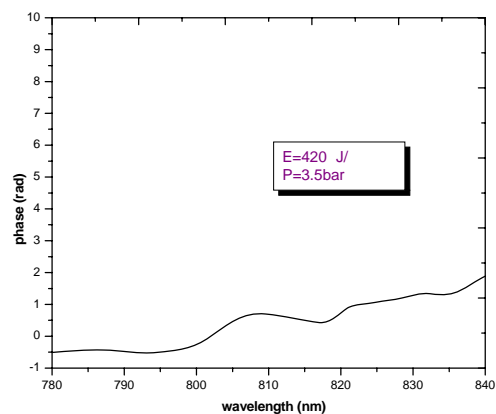
<sup>^</sup> Όλες οι μετρήσεις χρονοδιάρκειας, με τη SPIDER, έχουν ακρίβεια  $\pm 1\text{fs}$ .

από τον τριχοειδή σωλήνα, παλμών, εξαιτίας της μείωσης της ενέργειας. Η χρονοδιάρκεια των παλμών κυμαίνεται 41-44fs.

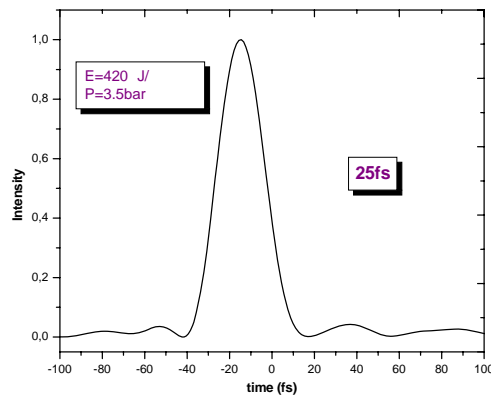


Σχήμα 5.9 : Η φασματική φάση των τελικών παλμών, αρχικής ενέργειας  $E=270\mu\text{J}/\text{παλμό}$  και πίεση Ar,  $P=4\text{bar}$ . Το γράφημα προέκυψε από ένα μέσο όρο 3 γραφημάτων.

Αυξάνοντας την ενέργεια των παλμών ακόμα περισσότερο, στα  $E=420\mu\text{J}/\text{παλμό}$  και για πίεση Ar,  $P=3.5\text{bar}$ , προκύπτουν παλμοί μικρότερης χρονοδιάρκειας. Όπως προκύπτει, οι τελικοί παλμοί έχουν χρονοδιάρκεια 25-28fs και σχεδόν σταθερή κατανομή φασματικής φάσης. Στο Σχήμα 5.10 φαίνεται η φάση των τελικών παλμών. Στο Σχήμα 5.11 φαίνεται η χρονική ένταση των τελικών παλμών, όπως μετρήθηκε με την SPIDER, για την περίπτωση παλμών χρονοδιάρκειας 25fs.



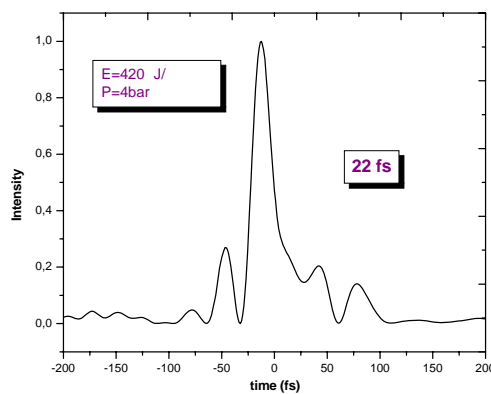
Σχήμα 5.10 : Η φασματική φάση των τελικών παλμών, αρχικής ενέργειας  $E=420\mu\text{J}/\text{παλμό}$  και πίεση Ar,  $P=3.5\text{bar}$ . Το γράφημα προέκυψε από ένα μέσο όρο 5 γραφημάτων.



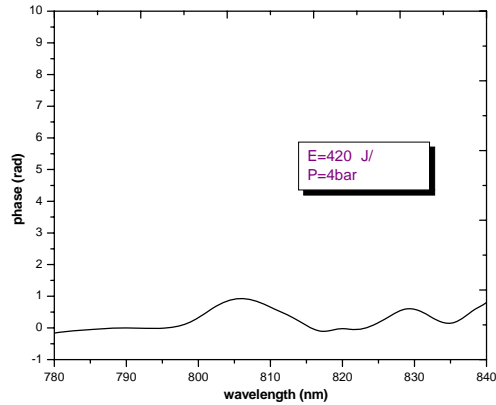
Σχήμα 5.11 : Η χρονική ένταση των τελικών παλμών, αρχικής ενέργειας  $E=420\mu\text{J}/\text{παλμό}$  και πίεση Ar,  $P=3.5\text{bar}$ . Η χρονοδιάρκεια των παλμών είναι 25fs.

Στη συνέχεια, διατηρώντας την ενέργεια των παλμών σταθερή και αυξάνοντας την πίεση του Ar, στα  $P=4\text{bar}$ , προκύπτουν τελικά παλμοί μικρότερης χρονοδιάρκειας, 20-23fs.

Η χρονική ένταση και η φασματική φάση των παλμών, αρχικής ενέργειας  $E=420\mu\text{J}/\text{παλμό}$  και για πίεση Ar στο σωλήνα,  $P=4\text{bar}$ , φαίνονται στα Σχήματα 5.12 και 5.13, αντίστοιχα, για την περίπτωση παλμών χρονοδιάρκειας 22fs.

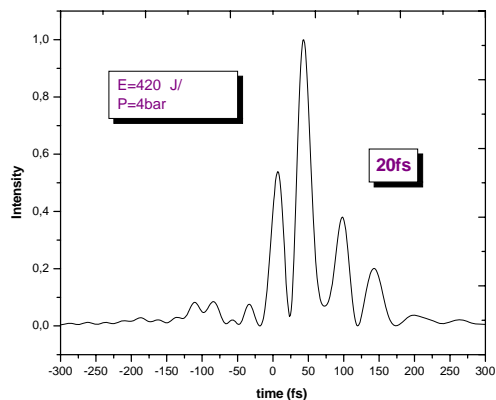


Σχήμα 5.12 : Η χρονική ένταση των τελικών παλμών, αρχικής ενέργειας  $E=420\mu\text{J}/\text{παλμό}$  και πίεση Ar,  $P=4\text{bar}$ . Η χρονοδιάρκεια των παλμών είναι 22fs.



Σχήμα 5.13 : Η φασματική φάση των τελικών παλμών, αρχικής ενέργειας  $E=420\mu\text{J}/\text{παλμό}$  και πίεση Ar,  $P=4\text{bar}$ .

Για τους παλμούς, χρονοδιάρκειας 20fs, όπως μετρήθηκαν με την SPIDER, η χρονική ένταση, φαίνεται στο Σχήμα 5.14. Όπως παρατηρείται, η χρονική ένταση δεν είναι ομοιόμορφη. Εδώ πρέπει να σημειωθεί ότι η οπτική διάταξη SPIDER, είναι κατάλληλη για τον ακριβή χαρακτηρισμό παλμών, χρονοδιάρκειας 20-80fs. Επομένως, οι τελικοί παλμοί που δημιουργούνται, έχουν πιθανότατα μικρότερη χρονοδιάρκεια από 20fs, δηλαδή από αυτήν που μπορεί να μετρηθεί με την SPIDER. Σε αυτό, πιθανότατα οφείλεται η μορφή της χρονικής έντασης του Σχήματος 5.14.



Σχήμα 5.14 : Η χρονική ένταση των τελικών παλμών, αρχικής ενέργειας  $E=420\mu\text{J}/\text{παλμό}$  και πίεση Ar,  $P=4\text{bar}$ . Η χρονοδιάρκεια των παλμών είναι 20fs.

### 5.5 Χρονική συμπίεση παλμών Excimer KrF laser

Στο δεύτερο μέρος της μεταπτυχιακής αυτής εργασίας, εξετάζεται η δυνατότητα χρήσης, της ίδιας μορφής Συμπιεστή, για τη χρονική συμπίεση των παλμών του Excimer KrF laser. Οι παλμοί του KrF laser, δεν είναι "Fourier limited" αλλά έχουν θετικό chirp.

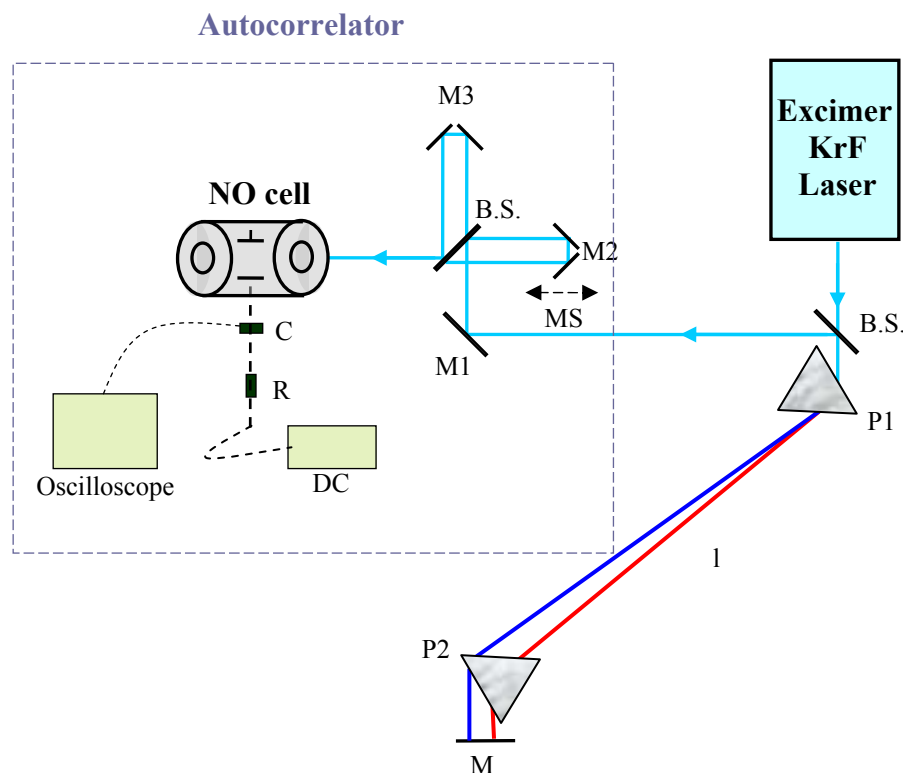
Έτσι, εισάγοντας στους παλμούς του KrF laser αρνητικό chirp, μέσω του Συμπιεστή πρισμάτων, μπορούν να παραχθούν τελικά παλμοί, με μικρότερη χρονοδιάρκεια. Συγκεκριμένα, μετράται η χρονοδιάρκεια των παλμών του KrF laser, μετά τη διέλευση τους από το Συμπιεστή πρισμάτων, για διαφορετικές αποστάσεις μεταξύ των δύο πρισμάτων, με σκοπό τον προσδιορισμό της βέλτιστης απόστασης, για μέγιστη συμπίεση.

Το Excimer KrF laser του ΙΗΔΛ, παρέχει παλμούς χρονοδιάρκειας ~500fs, στα 248nm, ενέργειας ~9mJ/παλμό και επαναληψιμότητας 4Hz. Το σύστημα laser αξιοποιεί ένα συμβατικό Excimer laser. Το Excimer laser χρησιμοποιείται ως πηγή άντλησης, το οποίο αντλεί μία sub-ps διάταξη generator-ενισχυτή χρωστικών, καθώς επίσης και ως ενισχυτής, για την διπλής συχνότητας, έξοδο του laser χρωστικών.

Η δέσμη του KrF laser, οδηγείται στο Συμπιεστή πρισμάτων. Ο Συμπιεστής, αποτελείται από δύο όμοια, ισόπλευρα, LiF πρίσματα, σε αντιπαράλληλη διάταξη, όπως ακριβώς στο Σχήμα 2.8.1. Η γωνία Brewster, για την οποία ελαχιστοποιούνται οι απώλειες, για το LiF πρίσμα, είναι  $\phi_{Br} = \tan^{-1}[n(0.248)] = 54.8^\circ$ .

Η πειραματική διάταξη, με την οποία πραγματοποιείται η χρονική συμπίεση των παλμών του KrF laser και ο χρονικός χαρακτηρισμός των παραγόμενων παλμών, φαίνεται στο Σχήμα 5.15. Αρχικά η δέσμη του KrF laser, μέσω ενός fused silica, με επίστρωση, διαχωριστή δέσμης 50-50, διαχωρίζεται σε δύο. Η μία από αυτές προσπίπτει υπό γωνία Brewster, στο πρώτο πρίσμα του Συμπιεστή. Αφού περάσει και από το δεύτερο πρίσμα, η δέσμη ανακλάται από το κάτοπτρο M και εξέρχεται τελικά από το ίδιο σημείο, δηλαδή είναι συγγραμμική με την προσπίπτουσα δέσμη. Τελικά, η εξερχόμενη δέσμη, ανακλάται από το διαχωριστή δέσμης, όπου διαχωρίζεται από την προσπίπτουσα δέσμη και κατευθύνεται στην διάταξη αυτοσυσχέτισης  $2^{ns}$  τάξης, για τη μέτρηση της χρονοδιάρκειας των παραγόμενων παλμών. Η διάταξη αυτοσυσχέτισης είναι ένα συμβολόμετρο τύπου Michelson.

Στο συμβολόμετρο, η δέσμη χωρίζεται αρχικά σε δύο μέρη, μέσω ενός fused silica, με επίστρωση, διαχωριστή δέσμης 50-50. Ο ένας από τους δύο παλμούς, καθυστερείται ή προηγείται χρονικά, σε σχέση με τον άλλο, μέσω της μετακίνησης του κατόπτρου M2, το οποίο βρίσκεται πάνω σε μικρομετρικό σύστημα μετακίνησης. Οι δύο δέσμες στη συνέχεια, ενώνονται συγγραμικά, καθώς εξέρχονται από το συμβολόμετρο και οδηγούνται σε ένα κελί, στο οποίο εισάγεται αέριο NO και λειτουργεί σαν μη γραμμικός ανιχνευτής.

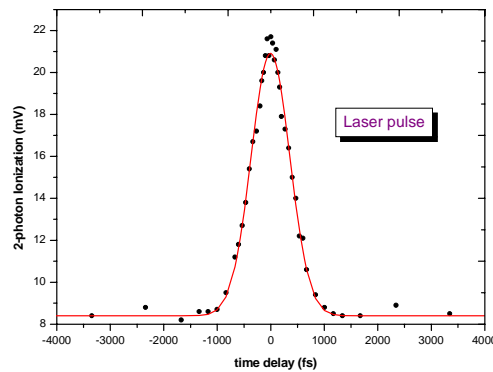


Σχήμα 5.15 : Η πειραματική διάταξη, για τη χρονική συμπίεση των παλμών του KrF laser και το χρονικό χαρακτηρισμό των παραγόμενων παλμών. M1-M3:Κάτοπτρα, B.S.:Διαχωριστές Δέσμης 50-50, P1-P2:Πρίσματα, MS:Μικρομετρικό σύστημα μετακίνησης, C:Πυκνωτής, R:Αντίσταση, DC:Τροφοδοτικό συνεχούς τάσης, Oscilloscope:Παλμογράφος.

Το αέριο NO, ιονίζεται, μέσω διφωτονικής απορρόφησης και το σήμα των ηλεκτρονίων που παράγονται, συλλέγονται μέσω ενός ηλεκτροδίου, σε θετικό ηλεκτρικό δυναμικό, το οποίο βρίσκεται μέσα στο κελί. Η τάση στο ηλεκτρόδιο, εφαρμόζεται από ένα τροφοδοτικό συνεχούς τάσης, μέσω της αντίστασης R. Το σήμα των ηλεκτρονίων, συλλέγεται μέσω του πυκνωτή C και καταγράφεται τελικά στον παλμογράφο.

Έτσι, εισάγοντας αέριο NO στο κελί, σε πίεση  $P=140\text{mbar}$  και εφαρμόζοντας τάση στον ανιχνευτή  $V=200\text{V}$ , καταγράφεται η απόδοση του διφωτονικού ιονισμού ως συνάρτηση των διαφορετικών χρονικών καθυστερήσεων μεταξύ των δύο παλμών, μετράται δηλαδή η  $2^{\text{ης}}$  τάξης καμπύλη αυτοσυσχέτισης έντασης<sup>[29]</sup>.

Η  $2^{\text{ης}}$  τάξης καμπύλη αυτοσυσχέτισης έντασης, για τους παλμούς του KrF laser, πριν περάσουν από το Συμπιεστή πρισμάτων, φαίνεται στο Σχήμα 5.16. Υποθέτοντας Gaussian κατανομή ηλεκτρικού πεδίου, η χρονοδιάρκεια των παλμών του KrF laser, προκύπτει  $\sim 595\text{fs}$ . Τα σημεία, στο Σχήμα 5.16, είναι οι πειραματικές μετρήσεις (μέσος όρος 30 παλμών) και η καμπύλη είναι η καλύτερη προσαρμογή καμπύλης Gauss που υποθέσαμε.



Σχήμα 5.16 : Η  $2^{\text{ης}}$  τάξης καμπύλη αυτοσυσχέτισης έντασης, για τους παλμούς του KrF laser. Η καμπύλη έχει  $FWHM=851\text{fs}$ . Υποθέτοντας Gaussian κατανομή, η χρονοδιάρκεια των παλμών του KrF laser προκύπτει  $595\text{fs}$ . Ο λόγος κορυφής προς υπόβαθρο προκύπτει 2.5. Τα σημεία είναι οι πειραματικές μετρήσεις (μέσος όρος 30 παλμών) και η καμπύλη είναι η καλύτερη προσαρμογή καμπύλης Gauss που υποθέσαμε.

Στη συνέχεια, μετράται η χρονοδιάρκεια των συμπιεσμένων παλμών, για διαφορετικές αποστάσεις μεταξύ των δύο πρισμάτων του Συμπιεστή, με σκοπό την εύρεση της βέλτιστης απόστασης, για την οποία προκύπτουν παλμοί μικρότερης χρονοδιάρκειας. Η χρονοδιάρκεια των παραγόμενων παλμών, για τις διαφορετικές αποστάσεις  $l$ , φαίνεται στον Πίνακα 5.A. Όπως διαπιστώνεται, η ελάχιστη χρονοδιάρκεια προκύπτει για απόσταση πρισμάτων  $l=3\text{m}$ . Η χρονοδιάρκεια των παλμών, προκύπτει από τις καμπύλες αυτοσυσχέτισης, υποθέτοντας Gaussian κατανομή ηλεκτρικού πεδίου. Ο λόγος κορυφής προς υπόβαθρο, όπως προκύπτει από

τις καμπύλες αυτοσυσχέτισης είναι 2.7-2.9, που είναι πολύ κοντά στην αναμενόμενη τιμή<sup>^</sup>.

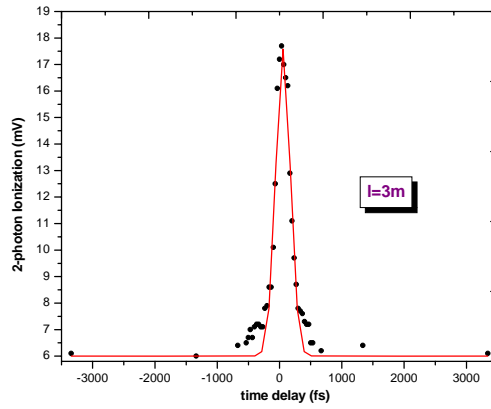
Απόσταση πρισμάτων Συμπιεστή	FWHM 2 <sup>ης</sup> τάξης Καμπύλης αυτοσυσχέτισης (fs)	Χρονοδιάρκεια παλμών (FWHM) (fs)	Λόγος κορυφής προς υπόβαθρο
l=0.5m	787	550 (±17)	2.9
l=1m	572	400 (±22)	2.8
l=1.45m	568	397 (±14)	2.7
l=3m	275	192 (±9)	2.9
l=3.65m	329	230 (±17)	2.9

Πίνακας 5.A : Η χρονοδιάρκεια των παραγόμενων παλμών, για διαφορετικές αποστάσεις  $l$ , μεταξύ των πρισμάτων του Συμπιεστή. Η χρονοδιάρκεια των παλμών, προκύπτει από τις καμπύλες αυτοσυσχέτισης, υποθέτοντας Gaussian κατανομή ηλεκτρικού πεδίου.

Στο Σχήμα 5.17, φαίνεται η 2<sup>ης</sup> τάξης καμπύλη αυτοσυσχέτισης έντασης των παραγόμενων παλμών, για απόσταση πρισμάτων,  $l=3m$ , όπως προκύπτει από τα δεδομένα της διάταξης αυτοσυσχέτισης. Επομένως, για αυτήν την απόσταση, το αρνητικό chirp που εισάγεται από το Συμπιεστή, είναι σχεδόν ίσο με το θετικό chirp των παλμών του KrF laser, με αποτέλεσμα την παραγωγή παλμών χρονοδιάρκειας 192fs, υποθέτοντας Gaussian κατανομή ηλεκτρικού πεδίου. Η ενέργεια των παραγόμενων παλμών είναι  $\sim 0.7mJ/παλμό$ .

<sup>^</sup>Η θεωρητική τιμή του λόγου κορυφής προς υπόβαθρο, για την 2<sup>ης</sup> τάξης καμπύλη αυτοσυσχέτισης έντασης, είναι 3/1.





Σχήμα 5.17 : Η 2<sup>ης</sup> τάξης καμπύλη αυτοσυσχέτισης έντασης, για τους συμπιεσμένους παλμούς, για απόσταση πρισμάτων  $l=3m$ . Η καμπύλη έχει  $FWHM=275fs$ . Υποθέτοντας Gaussian κατανομή, η χρονοδιάρκεια των συμπιεσμένων παλμών προκύπτει  $192fs$ . Ο λόγος κορυφής προς υπόβαθρο προκύπτει 2.9. Τα σημεία είναι οι πειραματικές μετρήσεις (μέσος όρος 30 παλμών) και η καμπύλη είναι η καλύτερη προσαρμογή καμπύλης Gauss που υποθέσαμε.

### Κεφάλαιο 6 : Σύνοψη και Προοπτικές

Στη μεταπτυχιακή αυτή εργασία, αναπτύχθηκε πειραματική διάταξη αποτελούμενη από τριχοειδή σωλήνα αερίου και Συμπιεστή πρισμάτων, με σκοπό τη χρονική συμπίεση των παλμών του Ti:S laser, αρχικής χρονοδιάρκειας ~50fs. Μεταβάλλοντας την πίεση του αερίου Ar στον τριχοειδή σωλήνα και την ενέργεια των εισερχόμενων παλμών, παρήχθησαν τελικά παλμοί με μειωμένη χρονοδιάρκεια. Η ελάχιστη χρονοδιάρκεια που μετρήθηκε ήταν ~20-22fs και η ενέργεια των τελικών παλμών ήταν ~5μJ/παλμό. Οι παραγόμενοι παλμοί, χαρακτηρίστηκαν πλήρως με την τεχνική SPIDER.

Επιπλέον, ο ίδιας μορφής Συμπιεστής πρισμάτων χρησιμοποιήθηκε για τη χρονική συμπίεση των παλμών του Excimer KrF laser, αρχικής χρονοδιάρκειας ~500fs. Προσδιορίζοντας τη βέλτιστη απόσταση μεταξύ των δύο πρισμάτων του Συμπιεστή για την καλύτερη δυνατή συμπίεση, παρήχθησαν τελικά παλμοί χρονοδιάρκειας ~192fs και ενέργειας ~0.7mJ/παλμό.

Επιπλέον χρονική συμπίεση, των παλμών του Ti:S laser, θα μπορούσε να επιτευχθεί αν αυξηθεί το αρνητικό chirp που εισάγει ο Συμπιεστής στους παλμούς, αυξάνοντας την απόσταση μεταξύ των δύο πρισμάτων. Αυτό δεν είναι εφικτό με τα διαθέσιμα πρίσματα, λόγω των σχετικά μικρών διαστάσεων τους. Με μεγαλύτερα πρίσματα, θα ήταν δυνατή η επιπλέον αύξηση της μεταξύ τους απόστασης, χωρίς τον περιορισμό του φάσματος των παλμών. Επίσης, χρησιμοποιώντας πρίσματα μεγαλύτερων διαστάσεων, θα μπορούσαμε να αυξήσουμε και το μέγεθος της δέσμης που εισέρχεται στο Συμπιεστή πρισμάτων και να αποφύγουμε έτσι τη χρήση της ίριδας. Έτσι, θα αυξανόταν και η ενέργεια των συμπιεσμένων παλμών που προκύπτουν.

Αύξηση της ενέργειας των χρονικά συμπιεσμένων παλμών, θα μπορούσε να επιτευχθεί επίσης, χρησιμοποιώντας ως Συμπιεστή τη διάταξη των τεσσάρων πρισμάτων αντί για αυτή των δύο. Με τη διάταξη των τεσσάρων πρισμάτων, θα αποφεύγονταν οι απώλειες ενέργειας λόγω της χρήσης του διαχωριστή δέσμης. Αυτό θα μπορούσε να εφαρμοστεί τόσο στην περίπτωση των παλμών του Ti:S laser όσο και

του Excimer KrF laser, με αποτέλεσμα την παραγωγή παλμών μεγαλύτερης ενέργειας.

Οι υπερβραχείοι αυτοί παλμοί, μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την παραγωγή χυν ακτινοβολίας και μαλακών ακτίνων x, εάν αλληλεπιδράσουν με άτομα/μόρια, καθώς επίσης και για την παραγωγή παλμών attosecond ( $1\text{as} = 10^{-18}\text{s}$ ). Επίσης μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τη μελέτη της δυναμικής εξέλιξης χημικών αντιδράσεων και για το σύμφωνο έλεγχο μοριακών δεσμών. Γενικά, οι υπερβραχείοι αυτοί παλμοί laser βρίσκουν πληθώρα εφαρμογών, αφού αποτελούν το πιο σημαντικό πειραματικό μέσο για την εξερεύνηση γρήγορα εξελισσόμενων φαινομένων, τόσο στη Φυσική όσο και στη Χημεία και Βιολογία.

## Αναφορές

- [1] Steinmeyer G. et.al., Science **286**, 1507 (1999)
- [2] Brabec T and Krausz F., Reviews of Modern Physics, **72** (No2), 545 (2000)
- [3] Fork R. L. et.al., Appl. Phys. Lett., **38**, 71 (1981)
- [4] Fork R. L. et.al., IEEE J. Quantum Electron., **19**, 500 (1983)
- [5] Moulton P., Opt. News **8**, 9 (1982)
- [6] Grischkowski D. and Balant A., Appl. Phys. Lett., **41**, 1 (1982)
- [7] Shank C. V. et.al., Appl. Phys. Lett., **40**, 761 (1982)
- [8] Nisoli M. et.al., Opt. Lett., **22**, 522 (1997)
- [9] Sartania S. et.al., Opt. Lett., **22**, 1562 (1997)
- [10] Nisoli M. et.al., Appl. Phys. Lett., **68**, 2793 (1996)
- [11] Diels J. and Rudolph W., *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*, Academic Press (1996)
- [12] Yariv A., *Quantum Electronics*, Wiley (1989).
- [13] Nisoli M. et.al., Appl. Phys. B, **65**, 189 (1997)
- [14] Marcatili E. and Schmeltzer R., Bell Syst.Tech. J., p.1783-1809 (1964)
- [15] Tomlinson W. J. et.al., J. Opt. Soc. Am. B, **1**, 139 (1984)
- [16] Treacy E. B., Phys. Lett., **28A**, 34 (1969)
- [17] Szipöcs R. et.al., Opt. Lett., **19**, 201 (1994)
- [18] Martinez O. E. et.al., J. Opt. Soc. Am. A, **1**, 1003 (1984)
- [19] Gordon J. P. and Fork R. L., Opt. Lett., **9**, 153 (1984)
- [20] Fork R. L. et.al., Opt. Lett., **9**, 150 (1984)
- [21] Walmsley I. A. and Wong V., J. Opt. Soc. Am. B, **13**, 2453 (1996)
- [22] Kane D. J. and Trebino R., IEEE J. Quantum Electron., **29**, 571 (1993)

- [23] Iaconis C. and Walmsley I. A., *Opt. Lett.*, **23**, 792 (1998)
- [24] Iaconis C. and Walmsley I. A., *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 501 (1999)
- [25] Takeda M. et.al., *J. Opt. Soc. Am.*, **72**, 156 (1982)
- [26] Strickland D. and Mourou G., *Opt. Commun.*, **56**, 219 (1985)
- [27] Lehmeier H. et.al., *Opt. Commun.*, **56**, 67 (1985)
- [28] Delgarno A. et.al., *Proc. R. Soc. London*, **259**, 424 (1966)
- [29] Sala K. et.al., *IEEE J. Quantum Electron.*, **16**, 990 (1980)

## Ευχαριστίες

Θα ήθελα να ευχαριστήσω αρχικά, τον επιβλέποντα καθηγητή μου, Δ. Χαραλαμπίδη, για την ευκαιρία που μου έδωσε να συνεργαστώ μαζί του.

Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους Ν. Παπαδογιάννη και G. Nersisyan για την πολύτιμη βοήθεια και το ενδιαφέρον τους, μέσα στο χώρο του εργαστηρίου. Οι συμβουλές και η καθοδήγησή τους, ήταν πολύ σημαντικές για εμένα, κυρίως στην εξοικείωση μου με τον εργαστηριακό χώρο. Ιδιαίτερα, ο Ν. Παπαδογιάννης ήταν κοντά μου, όποτε τον χρειάστηκα, από την αρχή έως το τέλος της μεταπτυχιακής μου εργασίας και γι' αυτό, τον ευχαριστώ πολύ.

Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Κ. Καλπούζο, για τη βοήθεια του με το Ti:S laser, τον Α. Εγγλεζή για τη βοήθεια του με το Excimer KrF laser και την Αντωνία Μπονάρου για τη βοήθεια της με το Ti:S laser.

Ιδιαίτερες ευχαριστίες χρωστάω στους γονείς μου, οι οποίοι μου έδωσαν τα εφόδια και τις ευκαιρίες, για να ξεκινήσω τις σπουδές μου και έως ότου ολοκληρώσω το Master μου.

Πολλά ευχαριστώ σε όλους τους φίλους μου, οι οποίοι είτε ήταν κοντά είτε όχι, με βοήθησαν πολύ, ο καθένας με το δικό του τρόπο.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω, το διευθυντή του Ινστιτούτου Ηλεκτρονικής Δομής και Laser, του ΙΤΕ, κ Κ. Φωτάκη, για την ευκαιρία που μου έδωσε να εργαστώ στα εργαστήρια του Ινστιτούτου και να εκπονήσω εκεί, την μεταπτυχιακή μου εργασία.