



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΕΠΙΣΤΗΜΗΣ
ΥΛΙΚΩΝ
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ
ΦΥΣΙΚΗΣ



Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών

«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»

**Δημιουργία 2ης αρμονικής σε laser σποράς τύπου Nd:YVO₄ και
χαρακτηρισμός της σταθερότητας της συχνότητας της μέσω
συμβολομέτρων Fabry-Perot**

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

του Μάνθου Ιωάννη

Επιβλέπων: κ. Φωκίτης Ε., καθηγητής

Αθήνα, Μάρτιος, 2012

Ευχαριστίες

Τελειώνοντας τη μεταπτυχιακή μου εργασία και κλείνοντας τον κύκλο των μεταπτυχιακών μου σπουδών θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον καθηγητή κ.Ε.Φωκίτη για την πολύτιμη βοήθεια του και την υποστήριξη που μου παρείχε καθ' όλη τη διάρκεια της γνωριμίας μας.

Τον επικ. καθηγητή κ. Σ.Μαλτέζο και την υπόλοιπη πειραματική ομάδα κοσμικών ακτίνων υπερυψηλών ενεργειών του Τομέα Φυσικής του Ε.Μ.Π για την άψογη συνεργασία και τη βοήθεια τους.

Τέλος ιδιαίτερες ευχαριστίες θα ήθελα να δώσω στον υποψήφιο διδάκτορα Ν.Μαραγκό για την παραχώρηση του κώδικα MATLAB για την επεξεργασία των μετρήσεων, καθώς και για την ουσιαστική βοήθεια και τις συμβουλές που μου παρείχε σε όλα τα στάδια της εργασίας μου.

Περίληψη

Στα πλαίσια των διεθνών πειραμάτων ανίχνευσης κοσμικής ακτινοβολίας, διερευνάτε η ανάπτυξη και βελτιστοποίηση συστημάτων High Spectral Resolution Lidar (HSRL) που θα μας δίνει τη δυνατότητα να μελετάμε τις ατμοσφαιρικές συνθήκες που επικρατούν στον τόπο του πειράματος σε πραγματικό χρόνο. Η εκμετάλλευση της διαφορετικής διεύρυνσης Doppler που υπόκεινται τα μόρια του αέρα σε σχέση με τα σωματίδια των αερολυμάτων κάνει την ιδέα της χρήσης του διστατικού Lidar ιδιαίτερα ελκυστική για εφαρμογή σε πειράματα με σκοπό τη μελέτη της επίδρασης των ατμοσφαιρικών συνθηκών στην ανίχνευση των κοσμικών ακτίνων.

Στην παρούσα εργασία έγινε πρόοδος σε κάποια επιμέρους κομμάτια της συλλογικής προσπάθειας που γίνεται από την πειραματική ομάδα κοσμικών ακτίνων υπερυψηλών ενεργειών του Ε.Μ.Π. [25,29,30,31]. Στην εργασία αυτή συγκεκριμένα ασχολούμαστε με την προσπάθεια για δημιουργία μιας αξιόπιστης δέσμης laser η οποία θα πληρεί τις προϋποθέσεις που απαιτούνται για τη χρήση της σε πειράματα ατμοσφαιρικής επισκόπησης, καθώς επίσης και για τη σχεδίαση και κατασκευή ενός Fabry-Perot etalon.

Σχετικά με το laser παρουσιάζονται οι προσπάθειες που έγιναν για την παραγωγή 2^{nd} αρμονικής συχνότητας με τη χρήση μη γραμμικών κρυστάλλων καθώς και ο χαρακτηρισμός μιας συσκευής laser με σκοπό την εξέταση της για το αν πληρεί τα κριτήρια που απαιτούνται (μονοχρωματικότητα, σταθερότητα, ένταση). Η περιγραφή είναι θεωρητική και πειραματική και τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται είναι ιδιαίτερα ενδιαφέροντα.

Όσον αφορά τη σχεδίαση και κατασκευή ενός Fabry-Perot etalon, αξίζει να πούμε ότι παρότι τα etalon αυτά είναι εμπορικά διαθέσιμα, θεωρήθηκε θεμελιώδους σημασίας η απόκτηση της σχετικής τεχνογνωσίας για την κατασκευή τους (φυσικά το ίδιο ισχύει και για τη δέσμη laser) και παρουσιάζεται όλη η μελέτη για το σχεδιασμό που έγινε καθώς και η πειραματική προσπάθεια που πραγματοποιήθηκε με κατεύθυνση την δημιουργία ενός αξιόπιστου Fabry-Perot etalon για το λεγόμενο διάυλο αερολυμάτων και δευτερευόντος για το διάυλο των μορίων.

Abstract

In the frame of international cosmic ray experiments is investigated the development and optimization of High Spectral Resolution Lidar (HSRL) which will enables us to study the atmospheric conditions at the place of the experiment in real-time. The exploitation of different Doppler broadening effect that matters at the air molecules in relation to the aerosol particles makes the idea of using bistatic Lidar particularly attractive for application in experiments with purpose the study of the influence of atmospheric conditions on the detection of cosmic rays.

In the present thesis was made progress on some individual pieces of the collective effort made by the experimental team of Ultra High Energies Cosmic Rays of NTUA [25, 29, 30, 31]. This thesis specifically is involved with the effort to create a reliable laser beam which meets the requirements for use in experiments of atmospheric overview, as well as the design and construction of a Fabry-Perot etalon.

About the laser are presented the efforts made to produce second harmonic frequency with the use of nonlinear crystals and characterization of a laser device with purpose the examination if it meets the required criteria (slm, stability, intensity). The description is theoretical and experimental and results are presented are very interesting.

As for the design and construction of Fabry-Perot etalon, it is worth saying that although these etalons are commercially available, was considered essential the acquisition of skills to build them (of course the same goes for the laser beam) and occurs throughout the study for the design and the experimental effort that was in the direction of the construction of an etalon with high standards for the so-called aerosol channel and secondary for the molecules channel.

Περιεχόμενα

Εισαγωγή.....	13
---------------	----

Κεφάλαιο 1: Αρχές λειτουργίας του Fabry-Perrot etalon

1.1 Το φαινόμενο της συμβολής.....	17
1.2 Συμβολή σε μεταδιδόμενο φως.....	23
1.3 Μη ανακλαστικές επιστροφές.....	25
1.4 Οξύτητα (Sharpness) των κροσσών.....	26
1.5 Μέθοδος των σύνθετων πλατών.....	28
1.6 Παραγωγή της συνάρτησης έντασης (Συνάρτηση Airy).....	30
1.7 Συμβολόμετρο Fabry-Perrot.....	31
1.8 Chromatic Resolving Power.....	32
1.9 Free Spectral Range.....	34
1.10 Finesse (Λεπτότητα).....	36
1.11 Σύγκριση μηκών κύματος με συμβολόμετρο.....	38

Κεφάλαιο 2 : Σχεδίαση και κατασκευή του etalon

2.1 Σχεδίαση του etalon.....	43
2.2 Αποστάτες.....	43
2.2.1 Zerodur.....	43
2.2.2 Invar.....	48
2.3 Λείανση του Invar.....	50
2.4 Μέθοδοι λείανσης.....	51
2.4.1 Magnetorheological Finishing.....	51
2.4.2 Electrolytic In-Process Dressing (ELID).....	52
2.4.3 Chemical Mechanical Planarization.....	53
2.4.4 Float Polishing.....	53

2.4.5 Elastic Emission Machining (EEM).....	54
2.4.6 Plasma Chemical Vaporization Machining.....	54
2.5 Πειραματικός χαρακτηρισμός του etalon.....	55

Κεφάλαιο 3: Λειτουργία μονού διαμήκους ρυθμού και δημιουργία 2^{ης} αρμονικής συχνότητας

3.1 Εισαγωγή.....	63
3.2 Λειτουργία laser μονού διαμήκους ρυθμού (slm).....	64
3.2.1 Το αντηχείο ως etalon.....	64
3.2.2 Φασματικά χαρακτηριστικά της εκπεμπόμενης δέσμης.....	65
3.2.3 Χειρισμός του laser σε λειτουργία μονού ρυθμού.....	66
3.2.3.1 Συμβολομετρική επιλογή ρυθμού.....	68
3.2.3.2 Ενίσχυση της επιλογής διαμήκους ρυθμού.....	72
3.2.3.3 Injection seeding.....	74
3.3 Θεωρητική περιγραφή της δημιουργίας 2 ^{ης} αρμονικής συχνότητας.....	75
3.4 Συνθήκες παραγωγής 2 ^{ης} αρμονικής από τα διαθέσιμα laser.....	82
3.5 Επιλογή κατάλληλου κρυστάλλου.....	85
3.6 Παραγωγή τρίτης αρμονικής.....	87

Κεφάλαιο 4: Πειραματική δημιουργία 2^{ης} αρμονικής και χαρακτηρισμός laser

4.1 Εισαγωγή.....	93
4.2 Παραγωγή 2 ^{ης} αρμονικής συχνότητας.....	93
4.3 Χαρακτηρισμός λειτουργίας του laser.....	94
4.3.1 Η πειραματική διάταξη.....	94
4.3.2 Πρώτη σειρά μετρήσεων.....	97
4.3.3 Δεύτερη σειρά μετρήσεων.....	105

4.3.4 Τρίτη σειρά μετρήσεων.....	113
4.3.5 Τέταρτη σειρά μετρήσεων.....	120
4.3.6 Ατμοσφαιρικές συνθήκες κατά τη διάρκεια των μετρήσεων.....	126
4.4 Γενικότερα συμπεράσματα και προοπτικές.....	128
Αναφορές και βιβλιογραφία.....	131

Εισαγωγή

Η παρούσα μεταπτυχιακή εργασία γίνεται στο πλαίσιο της ολοκλήρωσης των σπουδών μου στο Δ.Π.Μ.Σ. ``Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές`` της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών του Ε.Μ.Π.

Έναυσμα για την ενασχόληση μου με το συγκεκριμένο αντικείμενο σε αυτή την εργασία υπήρξε η εξοικείωση μου με τα θέματα της ανάπτυξης ενός διστατικού φασματογράφου υψηλής διακριτικής ικανότητας (High Spectral Resolution Lidar, HSRL) από την περίοδο που έκανα τη διπλωματική μου εργασία ως τελειόφοιτος προπτυχιακός φοιτητής της Σ.Ε.Μ.Φ.Ε. υπο την επίβλεψη και πάλι του κ. Ε. Φωκίτη.

Η ανάπτυξη ενός HSRL που επιχειρείται από όλη την ομάδα Φυσικής κοσμικών ακτίνων υπερυψηλών ενεργειών στόχο έχει τη βελτιστοποίηση των συστημάτων HSRL τα οποία χρησιμοποιούνται για ατμοσφαιρική επισκόπηση σε πειράματα κοσμικών ακτίνων με σκοπό τη μελέτη της επίδρασης της συγκέντρωσης των αερολυμάτων στην κοσμική ακτινοβολία που φτάνει στην επιφάνεια της Γης. Σαφώς οι εφαρμογές του HSRL δεν περιορίζονται μόνο σε τέτοιου είδους πειράματα μιας και η ανάγκη για ατμοσφαιρική επισκόπηση είναι μεγάλη στον κλάδο της Φυσικής της ατμόσφαιρας και τα HSRL είναι ήδη σημαντικό εργαλείο για την κατανόηση του ρόλου των αερολυμάτων στο φαινόμενο της κλιματικής αλλαγής.

Το έργο της σχεδίασης και ανάπτυξης μιας τέτοιας διάταξης δεν είναι μια απλή υπόθεση και δεν μπορεί να ολοκληρωθεί στα πλαίσια μιας μεταπτυχιακής εργασίας, ούτε καν στα πλαίσια μιας διδακτορικής διατριβής [5], είναι μια συλλογική δουλειά που απαιτεί συνεργασία και καταμερισμό της εργασίας.

Στα πλαίσια αυτού του καταμερισμού της εργασίας, ανέλαβα δυο ενότητες οι οποίες σε πρώτη ανάγνωση δεν έχουν και μεγάλη συγγένεια μεταξύ τους αλλά ξεκάθαρα αποτελούν τμήματα της συνολικής εργασίας που προανέφερα.

Η πρώτη ενότητα αφορά τη σχεδίαση και ανάπτυξη ενός Fabry-Perot etalon το οποίο είναι ο φασματικός αναλυτής του HSRL.

Έτσι λοιπόν στο πρώτο κεφάλαιο ασχολούμαστε με τις αρχές λειτουργίας ενός Fabry-Perot etalon με σκοπό την κατανόηση της λειτουργίας του σε θεωρητικό επίπεδο καθώς και την επεξήγηση των συντελεστών που χαρακτηρίζουν τη λειτουργία του.

Στο δεύτερο κεφάλαιο περιγράφεται η σχεδίαση ενός etalon με έμφαση στους αποστάτες που πρέπει να χρησιμοποιηθούν αλλά και την κατεργασία που πρέπει να υποστούν (λείανση) και παρουσιάζονται οι επικρατούσες τεχνικές λείανσης, ενώ πειραματικά παρουσιάζεται η λείανση που έγινε σε μια τριάδα αποστατών και ο χαρακτηρισμός του etalon το οποίο προέκυψε από αυτούς τους αποστάτες.

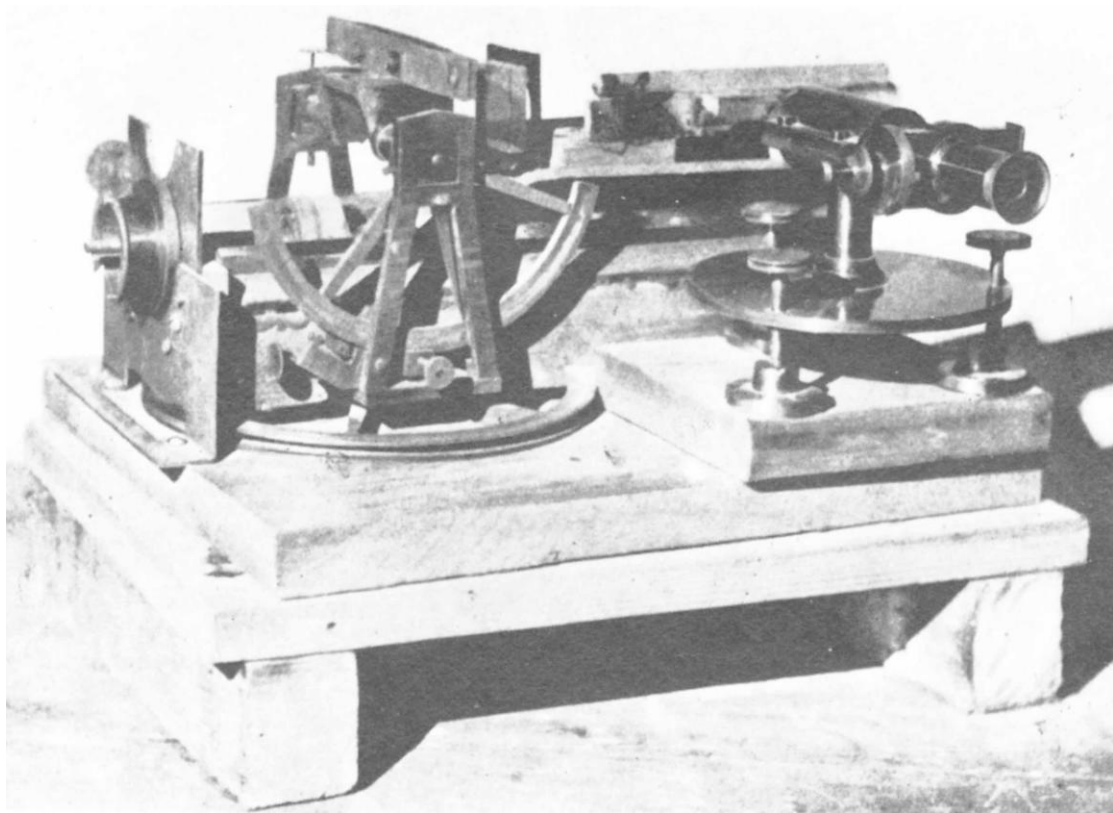
Η δεύτερη ενότητα έχει σχέση με την παραγωγή 2^{15} αρμονικής ακτινοβολίας από laser Nd:YVO₄ τα οποία εκπέμπουν στα 1064nm και το χαρακτηρισμό μιας τέτοιας συσκευής laser από την οποία παράξαμε 2^{11} αρμονική συχνότητα.

Στο τρίτο κεφάλαιο παρουσιάζεται και εξηγείται θεωρητικά η έννοια της μονορυθμικότητας, η δημιουργία 2^{15} αρμονικής ακτινοβολίας και μελετάται η δυνατότητα παραγωγής της από τις διαθέσιμες συσκευές laser, γίνεται η μελέτη για την επιλογή του κατάλληλου μη γραμμικού κρυστάλλου και τέλος γίνεται μια θεωρητική περιγραφή της δημιουργίας 3^{15} αρμονικής συχνότητας που είναι η πλέον χρησιμοποιούμενη σε πειράματα ατμοσφαιρικής επισκόπησης.

Στο τέταρτο κεφάλαιο περιγράφεται η επιτυχής πειραματική παραγωγή της 2^{15} αρμονικής συχνότητας και με χρήση αυτής γίνεται ο χαρακτηρισμός της λειτουργίας της συσκευής laser που την παράγει μέσω μιας διάταξης που είναι παρόμοια με τη διάταξη επεξεργασίας του σήματος του HSRL, κατά το χαρακτηρισμό του laser γίνεται αναλυτική παρουσίαση των δεδομένων, επεξεργασία των μετρήσεων και εξαγωγή συμπερασμάτων. Τέλος παρουσιάζονται τα συμπεράσματα και οι προοπτικές που προκύπτουν από το σύνολο της παρούσας εργασίας.

Κεφάλαιο 1

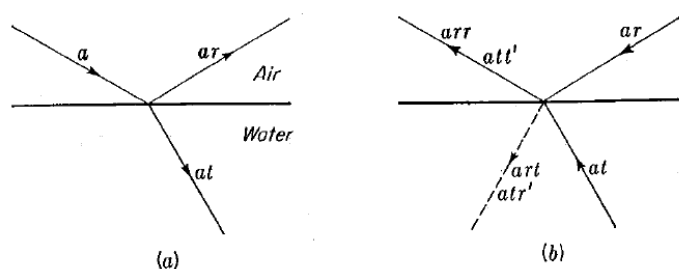
Αρχές λειτουργίας του συμβολομέτρου Fabry-Perot



Στην προηγούμενη εικόνα: Το πρωτότυπο του συμβολομέτρου που εφευρέθηκε από τους Charles Fabry και Alfred Perot το 1897 για την απόλυτη μέτρηση μηκών και μηκών κύματος

1.1 Το φαινόμενο της συμβολής

Τα φαινόμενα συμβολής είναι αποτέλεσμα της πολλαπλής ανάκλασης του φωτός μεταξύ των δύο επιφανειών ενός λεπτού υμενίου από οπτικά διαπερατό υλικό. Αυτά τα φαινόμενα δεν απαιτούν ειδικό εξοπλισμό για την παραγωγή και την παρατήρησή τους και είναι οικεία σε όποιον έχει παρατηρήσει τα χρώματα που φαίνονται σε λεπτές μεμβράνες λαδιού στο νερό, σε σαπουνόφουσκες ή σε ρωγμές ενός γυάλινου κομματιού.



Εικόνα 1.1 : Η θεωρία του Stokes για την ανάκλαση.[1]

Σε μια τέτοια περίπτωση, όπως φαίνεται και στην εικ.(1.1.α) μια ακτίνα φωτός που αναφέρεται ως a , από τον αέρα ή το κενό εισέρχεται σε μια επίπεδη επιφάνεια διαπερατού υλικού όπως το νερό. Φυσικό ακόλουθο είναι η παραγωγή ανακλώμενης και διαδιδόμενης δέσμης, οι οποίες στην εικόνα αναφέρονται ως ar και at αντίστοιχα.

Ένα θέμα ειδικότερου ενδιαφέροντος από την πλευρά της οπτικής Φυσικής είναι αυτό της πιθανής απότομης αλλαγής φάσης των κυμάτων του φωτός όταν αυτά ανακλώνται από την επιφάνεια. Για μια επιφάνεια το αποτέλεσμα διαφέρει, ανάλογα με το εάν το κύμα έρχεται από την πλευρά της μεγαλύτερης ταχύτητας (άρα μικρότερου δείκτη διάθλασης) ή από αυτή με τη μικρότερη ταχύτητα (άρα μεγαλύτερου δείκτη διάθλασης). Ας υποθέσουμε ότι το σύμβολο a στην αριστερή πλευρά της εικ.(1.1.α) αναπαριστά το πλάτος μίας ομάδας κυμάτων που προσπίπτουν στην επιφάνεια, r είναι το κλάσμα του πλάτους που ανακλάστηκε και t το κλάσμα του πλάτους που διαδόθηκε άρα τα πλάτη θα είναι ar και at , αντίστοιχα.

Ακολουθώντας την αρχή της αντιστρεψιμότητας που εισήγαγε ο Stokes και ισχύει για το φως, αν αναστρέψουμε την κατεύθυνση των δεσμών, όπως στο μέρος (b) της εικ.(1.1) και θεωρώντας ότι δεν υπάρχει απώλεια ενέργειας από απορρόφηση, το αποτέλεσμα θα είναι να ακολουθήσει το φως την ίδια διαδρομή. Οι δύο αναστρεφόμενες ακτίνες πλάτους ar και at θα πρέπει να έχουν αποτέλεσμα της

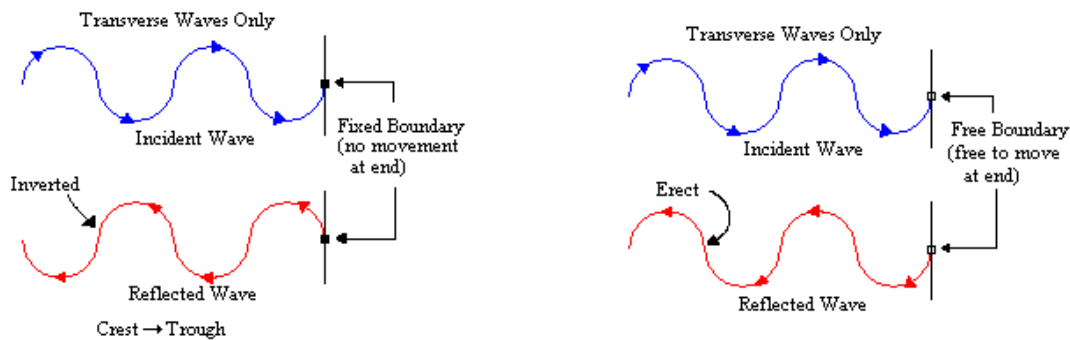
πρόσπτωσης τους στην επιφάνεια ένα κύμα στον αέρα ίδιο σε πλάτος με το αρχικό κύμα το οποίο όμως θα οδεύει προς την αντίθετη κατεύθυνση.

Όπως όμως φαίνεται και στην εικ.(1.1.b) προκύπτουν και άλλα δύο κύματα λόγω ανάκλασης και διάθλασης όταν αναστρέφουμε τη φορά του φωτός, με πλάτη atr' και art . Από την αρχή της αντιστρεψιμότητας ισχύει:

$$att' + arr = a \quad (1.1) \quad \text{και} \quad art + atr' = 0 \quad (1.2)$$

Από την (1) παίρνουμε $tt' = 1 - r^2$ (1.3) και από την (2) παίρνουμε $r' = -r$ (1.4)

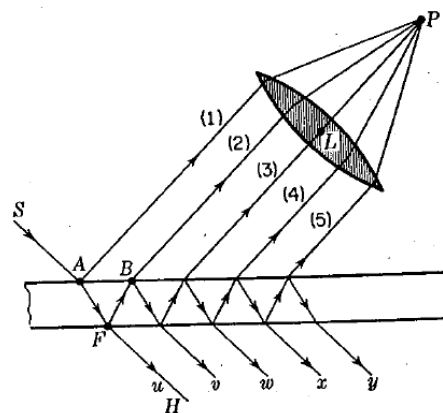
Η δεύτερη από τις σχέσεις του Stokes (1.4) δείχνει την ανακλαστικότητα ή το κλάσμα της έντασης που ανακλάστηκε και είναι το ίδιο για όποια κι από τις δυο πλευρές και αν εισήλθε το φως μιας και το αρνητικό πρόσημο φεύγει τετραγωνίζοντας τα πλάτη (υπενθυμίζουμε ότι η ένταση είναι ανάλογη του τετραγώνου του πλάτους). Η διαφορά στο πρόσημο των πλατών στην (1.4) δείχνει τη διαφορά φάσης π μεταξύ των δύο περιπτώσεων μιας και η αλλαγή προσήμου δηλώνει αναστροφή του κύματος. Αν δεν υπάρχει αλλαγή φάσης από πάνω κατά την ανάκλαση θα υπάρχει αλλαγή φάσης π από κάτω και το ανάποδο. Η αρχή της αντιστρεψιμότητας όπως εφαρμόζεται στα κύματα φωτός χρησιμοποιείται συχνά σε οπτικά προβλήματα, ενώ εδώ είναι θέμα πειραματικής παρατήρησης ότι στην ανάκλαση του φωτός υπό αυτές τις συνθήκες η αλλαγή φάσης π συμβαίνει όταν το φως προσπίπτει στην επιφάνεια από την πλευρά της υψηλότερης ταχύτητας και άρα ισχύει η δεύτερη πρόταση.



Εικόνα 1.2 : Μηχανικό ανάλογο ανάκλασης εγκάρσιων κυμάτων.

Ένα μηχανικό ανάλογο είναι η ανάκλαση εγκάρσιων μηχανικών κυμάτων σε ένα σχοινί (εικ. 1.2). Η ελαστική αντίδραση του σταθερού άκρου αμέσως προκαλεί έναν ανακλώμενο συρμό αντίθετης φάσης που ταξιδεύει προς τα πίσω. Η περίπτωση που η ταχύτητα αυξάνει περνώντας την επιφάνεια αντιστοιχεί στην περίπτωση ανάκλασης από το ελεύθερο άκρο του σχοινιού. Το άκρο υφίσταται μια εκτόπιση διπλάσια από αυτή που θα γινόταν αν το σχοινί ήταν συνεχές και αμέσως ξεκινά ένα κύμα στην αντίθετη κατεύθυνση έχοντας την ίδια φάση με το αρχικό κύμα.

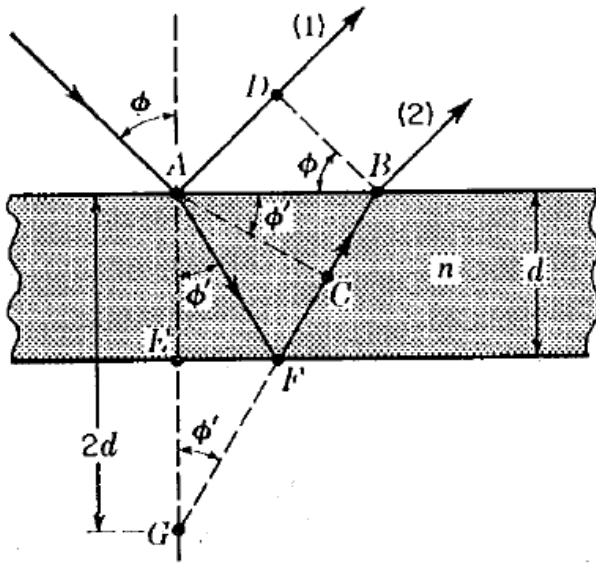
Έστω τώρα μια ακτίνα φωτός από μια πηγή S εισέρχεται στην επιφάνεια ενός τέτοιου υμενίου στο σημείο A (εικ.1.3). Ένα μέρος της θα ανακλαστεί ως ακτίνα 1 και ένα μέρος της θα διαθλαστεί στην κατεύθυνση AF . Όταν φτάσει στο F ένα μέρος της θα ανακλαστεί στο B και ένα μέρος θα διαθλαστεί στο H . Στο B η ακτίνα FB πάλι θα διαιρεθεί κ.ο.κ. Αυτή η διαδικασία θα παράξει δύο ομάδες παράλληλων δεσμών σε κάθε πλευρά του υμενίου. Σε καθεμία από τις ομάδες η ένταση μειώνεται ισχυρά από τη μια δέσμη στην επόμενη. Εάν τώρα με ένα φακό συλλέξουμε τις παράλληλες ανακλώμενες ακτίνες και τις εστιάσουμε σε σημείο P , κάθε ακτίνα θα έχει διανύσει διαφορετική απόσταση άρα και οι σχέσεις της φάσης μπορεί να είναι τέτοιες ώστε να παράγουν ενισχυτική ή αναιρετική συμβολή σε αυτό το σημείο.



Εικόνα 1.3 : Πολλαπλές ανακλάσεις σε ένα επίπεδο-παράλληλο υμένιο.[1]

Σε καθεμία από τις ομάδες η ένταση μειώνεται ισχυρά από τη μια δέσμη στην επόμενη. Εάν τώρα με ένα φακό συλλέξουμε τις παράλληλες ανακλώμενες ακτίνες και τις εστιάσουμε σε σημείο P , κάθε ακτίνα θα έχει διανύσει διαφορετική απόσταση άρα και οι σχέσεις της φάσης μπορεί να είναι τέτοιες ώστε να παράγουν ενισχυτική ή αναιρετική συμβολή σε αυτό το σημείο.

Για να βρούμε τη διαφορά φάσης μεταξύ αυτών των ακτίνων πρέπει να υπολογίσουμε τη διαφορά οπτικού δρόμου που διανύεται από ένα ζεύγος διαδοχικών ακτίνων όπως



Εικόνα 1.4 : Οπτική διαφορά δρόμων μεταξύ δύο διαδοχικών ακτίνων σε πολλαπλή ανάκλαση.[1]

οι ακτίνες 1,2. Στην εικ.(1.4), d είναι το πάχος του υμενίου, n ο δείκτης διάθλασης του, λ το μήκος κύματος του φωτός, ϕ και ϕ' οι γωνίες πρόσπτωσης και διάθλασης. Αν η BD είναι κάθετη στην ακτίνα 1 οι οπτικοί δρόμοι από το B και το D έως το σημείο εστίασης είναι ίσοι. Ξεκινώντας από το A η ακτίνα 2 διανύει δρόμο AFB στο υμένιο

ενώ η ακτίνα 1 δρόμο AD στον αέρα, οπότε έχουμε μια διαφορά οπτικών δρόμων

$$\Delta = n(AFB) - AD \quad (1.5)$$

Αν το BF επεκταθεί ώστε να τέμνει την κάθετη γραμμή AE στο G έχουμε $AF=GF$, λόγω της ισότητας των γωνιών πρόσπτωσης και ανάκλασης στην κάτω επιφάνεια. Έτσι προκύπτει:

$$\Delta = n(GB) - AD = n(GC + CB) - AD \quad (1.6)$$

Το AC είναι σχεδιασμένο κάθετα στο FB και οι διακεκομμένες γραμμές AC και DB αναπαριστούν δύο διαδοχικές θέσεις ενός κυματομετώπου ανακλώμενου από την κάτω επιφάνεια και οι οπτικοί δρόμοι πρέπει να είναι ίδιοι για όποια ακτίνα βρίσκεται μεταξύ αυτών των κυματομετώπων, έτσι μπορούμε να γράψουμε $n(BC) = AD$ και η διαφορά των οπτικών δρόμων γίνεται:

$$\Delta = n(GC) = n(2d \cos \phi') \quad (1.7)$$

Εάν η διαφορά δρόμων είναι ακέραιος αριθμός του μήκους κύματος αναμένουμε οι ακτίνες 1, 2 να αφιχθούν στο εστιακό σημείο σε φάση και να παράξουν ένα μέγιστο έντασης. Ωστόσο πρέπει να λάβουμε υπ' όψιν το γεγονός ότι η ακτίνα 1 υπόκειται σε μια αλλαγή φάσης π κατά την ανάκλαση ενώ η ακτίνα 2 όχι, μιας και ανακλάται εσωτερικά.

Άρα η συνθήκη
$$2nd \cos \phi' = m\lambda \quad (1.8)$$

είναι η συνθήκη για αναιρετική συμβολή όσον αφορά τις ακτίνες 1, 2, ενώ $m=0,1,2,\dots$ είναι η τάξη της συμβολής.

Εξετάζοντας τις φάσεις των υπολοίπων ακτίνων 3,4,5... η διαφορά δρόμου μεταξύ 2 και 3 θα δίνεται πάλι από την (1.7) μιας και έχουμε ίδια γεωμετρία, αλλά εδώ έχουμε μόνο εσωτερικές ανακλάσεις και αν η (1.8) ικανοποιείται, η ακτίνα 3 θα είναι σε φάση με τη 2. Το ίδιο ισχύει για όλα τα επόμενα ζευγάρια και έτσι συμπεραίνουμε ότι η 1 θα είναι εκτός φάσης με τις υπόλοιπες που βρίσκονται σε φάση.

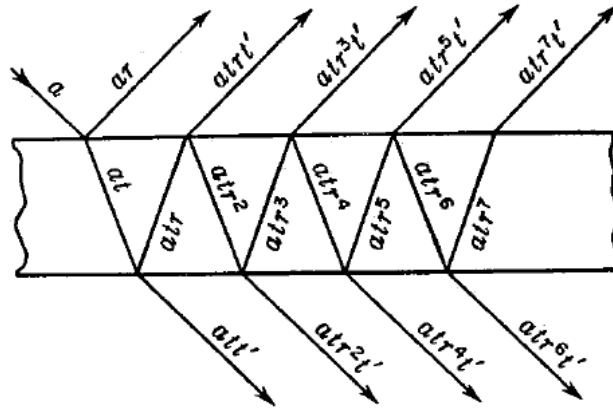
Αν οι συνθήκες είναι τέτοιες ώστε :

$$2nd \cos \varphi' = \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda \quad (1.9)$$

η ακτίνα 2 θα είναι σε φάση με την 1, αλλά οι 3,5,7,... θα είναι εκτός φάσης με τις 2,4,6,... Από τη στιγμή που η 2 είναι πιο έντονη από την 3, η 4 είναι πιο έντονη από την 5 κ.ο.κ. σε αυτά τα ζευγάρια δεν ακυρώνει η μια δέσμη την άλλη, αλλά η δυνατότερη συνδυάζεται με την 1, την πιο ισχυρή από όλες και έτσι έχουμε μέγιστο έντασης.

Για το ελάχιστο έντασης όπως είδαμε η ακτίνα 1 είναι εκτός φάσης με τη 2, αλλά η 1 έχει αρκετά μεγαλύτερο πλάτος από τη 2 και έτσι δεν ακυρώνεται τελείως. Η άθροιση των 3,4,5... που είναι σε φάση με την 2 δίνει ένα συνολικό πλάτος ίσο με τη διαφορά των 1,2 και έτσι έχουμε εντελώς σκοτάδι στα ελάχιστα.

Το παραπάνω αποδεικνύεται θέτοντας a το πλάτος του εισερχόμενου κύματος, r το κλάσμα ανάκλασης και t ή t' το κλάσμα διάδοσης από το πυκνό προς το αραιό ή από το αραιό προς το πυκνό αντίστοιχα. Όπως κάναμε και στην ανάλυση του Stokes για την ανάκλαση, η εικ.(1.4) συντίθεται και τα πλάτη σημειώνονται εκεί σε συμφωνία με την εξ.(1.4) όπου έχουμε θέσει το κλάσμα της εσωτερικής ανάκλασης ίσο με αυτό της εξωτερικής. Προσθέτοντας τα πλάτη όλων των ανακλώμενων ακτίνων στο πάνω μέρος του υμενίου εκτός από της 1^{ης} έχουμε:



Εικόνα 1.5 : Πλάτη διαδοχικών ακτίνων στην πολλαπλή ανάκλαση.[1]

$$A = atrt' + atr^3t' + atr^5t' + atr^7t' + \dots = atrt'(1 + r^2 + r^4 + r^6 + \dots) \quad (1.10)$$

Αφού είναι $r < 1$ η γεωμετρική σειρά στην παρένθεση έχει πεπερασμένο άθροισμα $\frac{1}{1-r^2}$ οπότε

$$A = atrt' \frac{1}{1-r^2} \quad (1.11)$$

Από την (1.3) έχουμε $tt' = 1 - r^2$ άρα $A = ar$ (1.12) που είναι ίσο με το πλάτος της 1^{ης} ανακλώμενης ακτίνας και άρα υπό τις συνθήκες της (1.8) θα έχουμε εντελώς αναιρετική συμβολή.

Εάν εξεταστεί η εικόνα της ανάκλασης μιας εκτεταμένης πηγής σε ένα λεπτό επίπεδο παράλληλο υμένιο, θα βρεθεί ότι αποτελείται από ένα σύστημα διακριτών κροσσών συμβολής, υπό την προϋπόθεση ότι η πηγή εκπέμπει μονοχρωματικό φως και το υμένιο είναι αρκετά λεπτό. Κάθε φωτεινός κροσσός αντιστοιχεί σε μια συγκεκριμένη διαφορά δρόμων που δίνεται από μια ακέραια τιμή του m στην εξίσωση (1.9). Για κάθε κροσσό, η τιμή του φ είναι καθορισμένη και έτσι ο κροσσός θα έχει τη μορφή τόξου ενός κύκλου του οποίου το κέντρο είναι στη βάση της κάθετης γραμμής από το κέντρο της φωτεινής δέσμης προς το επίπεδο του υμενίου.

Σημειώνουμε ότι αν m είναι η τάξη της συμβολής για φως που προσπίπτει στο υμένιο σε γωνία $\varphi=0^\circ$, η εξίσωση (1.8) δίνει:

$$m = \frac{2nd}{\lambda} \quad (1.13)$$

όπου εκεί θα βρίσκεται ένας σκοτεινός κροσσός. Από τη στιγμή που η διαφορά δρόμου για τον 1° , το 2° , τον 3° κ.ο.κ φωτεινό κροσσό θα βρίσκεται σε προοδευτικά μεγαλύτερες γωνίες φ και φ' , εξ (1.9), οι διαδοχικές διαφορές δρόμου θα είναι όλο και μικρότερες και οι φωτεινοί κροσσοί θα εμφανίζονται σε γωνίες όπου το $2nd \cos \varphi'$ είναι ίσο με

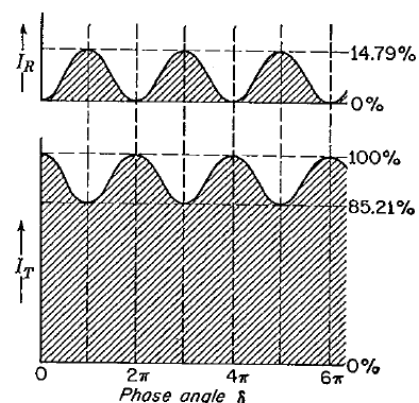
$$\left(m - \frac{1}{2}\right)\lambda, \left(m - \frac{3}{2}\right)\lambda, \left(m - \frac{5}{2}\right)\lambda \text{ κ.ο.κ.} \quad (1.14)$$

Η αναγκαιότητα χρήσης μια εκτεταμένης πηγής γίνεται σαφής στην εικ.(1.3). Εάν μια πολύ μακρινή σημειακή πηγή S χρησιμοποιόταν, οι παράλληλες γραμμές απαραίτητως θα έπεφταν στο μέσο ανίχνευσης μόνο σε μια γωνία (αυτό απαιτείται από το νόμο της ανάκλασης) και θα εστιάζονταν στο σημείο P. Έτσι μόνο ένα σημείο θα φαινόταν, είτε φωτεινό είτε σκοτεινό, ανάλογα με τη διαφορά φάσης σε αυτή τη συγκεκριμένη γωνία.

1.2 Συμβολή σε μεταδιδόμενο φως.

Οι ακτίνες που αναδύονται από το κατώτερο μέρος του υμενίου, όπως φαίνεται στις εικ.(1.3) και (1.5), μπορούν να οδηγηθούν όλες μαζί στη συμβολή μέσω ενός φακού. Εδώ ωστόσο δεν υπάρχουν αλλαγές φάσης στην ανάκλαση για κάθε ακτίνα και οι σχέσεις είναι τέτοιες ώστε η εξ.(1.8) γίνεται τώρα συνθήκη για τα μέγιστα και η εξ.(1.9) για τα ελάχιστα. Στα μέγιστα οι ακτίνες u, v, w, \dots της εικ.(1.3) είναι όλες σε φάση, ενώ στα ελάχιστα οι v, x, \dots είναι εκτός φάσης με τις u, w, \dots

Όταν η ανακλαστικότητα r^2 έχει μικρή τιμή όπως στις επιφάνειες μη επιστρωμένων γυαλιών το πλάτος του u είναι κατά πολύ το μεγαλύτερο της σειράς και τα ελάχιστα δεν είναι μαύρα. Η εικ.(1.6) δείχνει ποσοτικά τις καμπύλες για τη μεταδιδόμενη ένταση I_t και την ανακλώμενη I_R σχεδιασμένη για $r=0,2$. Η αντιστοιχούσα ανάκλαση του 4% είναι κοντά σε αυτή του γυαλιού για κάθετη πρόσπτωση.



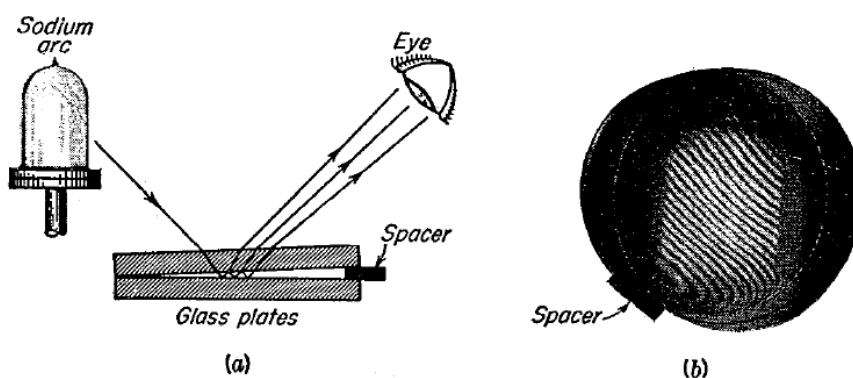
Εικόνα 1.6 : Διαγράμματα έντασης των ανακλώμενων και μεταδιδόμενων κροσσών από υμένιο ανακλαστικότητας 4%. [1]

Ο συντελεστής δ στην εικόνα αναπαριστά τη διαφορά φάσης διαδοχικών ακτίνων στη μεταδιδόμενη ομάδα ή μεταξύ όλων εκτός του

πρώτου ζεύγους στην ανακλώμενη ομάδα ακτίνων και από την εξ (1.7) είναι:

$$\delta = \kappa\Delta = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta = \frac{4\pi}{\lambda}nd \cos\varphi' \quad (1.15)$$

Σε ένα υμένιο το οποίο δεν είναι επίπεδο και παράλληλο, είτε επίπεδες είτε από κατασκευαστικό σφάλμα, ώστε οι επιφάνειες να σχηματίζουν μια αξιοσημείωτη γωνία μεταξύ τους, όπως στην εικ.(1.7.α), οι συμβαλλόμενες ακτίνες δεν εισέρχονται παράλληλα στο επίπεδο απεικόνισης αλλά παρουσιάζουν μια διασπορά. Αν οι δύο επιφάνειες είναι επίπεδες έτσι ώστε τα πλακίδια να είναι σε σχήμα σφήνας οι κροσσοί θα είναι στην πράξη ευθείς



Εικόνα 1.7 : Κροσσοί ίσου πάχους (α)Μέθοδος οπτικής παρατήρησης, (β)Φωτογραφία από camera εστιασμένη στα πλακίδια.[1]

ακολουθώντας τις γραμμές ίσου πάχους. Σε αυτή την περίπτωση η διαφορά δρόμων για ένα δοσμένο ζεύγος ακτίνων είναι αυτή που δίνεται από την εξ.(1.7) και αν οι παρατήρηση γίνεται κάθετα στο υμένιο ο παράγοντας $\cos\varphi'$ γίνεται ίσος με 1 οπότε η συνθήκη των φωτεινών κροσσών γίνεται:

$$2nd = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda \quad (1.16)$$

Πηγαίνοντας από τον ένα κροσσό στον άλλο το m αυξάνει κατά 1 και αυτό απαιτεί το οπτικό πάχος του υμενίου nd να αλλάζει κατά $\lambda/2$.

Οι κροσσοί που σχηματίζονται από λεπτά υμένια φαίνονται εύκολα στο εργαστήριο χρησιμοποιώντας 2 κομμάτια συνηθισμένων επίπεδων πλακιδίων γυαλιού. Εάν τοποθετηθούν μαζί με μια λεπτή λωρίδα χαρτί στην άκρη έχουμε ένα υμένιο αέρα με

σχήμα σφήνας ανάμεσα στα πλακίδια. Όταν παρατηρούμε μια λυχνία νατρίου, όπως στην εικ.(1.7.b), κίτρινοι κροσσοί φαίνονται ξεκάθαρα.

Αυτή η τάξη των κροσσών έχει μεγάλη πρακτική σημασία καθώς εφαρμόζεται στον έλεγχο της παραλληλίας επίπεδων επιφανειών.

Αν ένα υμένιο αέρα σχηματιστεί μεταξύ δύο επιφανειών μια από τις οποίες είναι εντελώς επίπεδη και η άλλη όχι, οι κροσσοί που θα εμφανιστούν θα είναι ακανόνιστοι σε σχήμα. Όπως έχουμε δει κάθε κροσσός χαρακτηρίζεται από μια συγκεκριμένη τιμή του m στην εξ. (1.16) και ως εκ τούτου θα ακολουθεί αυτά τα κομμάτια του υμενίου όπου το d είναι σταθερό. Το διάστημα ανάμεσα σε δύο διαδοχικούς κροσσούς είναι $\lambda/2$ και αφού για τον αέρα έχουμε $n=1$ η μετάβαση από τον ένα κροσσό στον επόμενο μας δίνει μια αύξηση του d κατά το ίδιο ποσό ($\lambda/2$).

Αυτή η μέθοδος παραγωγής οπτικά επίπεδων επιφανειών χρησιμοποιεί επαναλαμβανόμενες παρατηρήσεις των κροσσών που σχηματίζονται μεταξύ της επιφάνειας που επεξεργαζόμαστε και ενός optical flat, ενώ η λείανση συνεχίζεται μέχρι οι κροσσοί να γίνουν κανονικοί. Στην εικ.(1.7.b) φαίνεται ότι υπάρχει μια σημαντική παραμόρφωση ενός από τα πλακίδια στο κάτω μέρος.

1.3 Μη ανακλαστικές επιστρώσεις.

Μια απλή και πολύ βασική εφαρμογή των αρχών της συμβολής σε λεπτά υμένια είναι η παραγωγή επιστρωμένων επιφανειών. Αν ένα υμένιο διαφανούς ουσίας δείκτη διάθλασης n' εναποτίθεται με πάχος $\frac{1}{4}$ του μήκους κύματος του φωτός, έτσι ώστε $d = \frac{\lambda}{4n'}$, σε ένα γυαλί μεγαλύτερου δείκτη διάθλασης n , το φως που ανακλάται σε μια κάθετη πρόσπτωση έχει σχεδόν εξαφανιστεί και δεν παρατηρείται στη συμβολή. Αυτό αντιστοιχεί στη συνθήκη $m=0$ στην εξ.(1.9) η οποία εδώ γίνεται συνθήκη για ελάχιστο, λόγω των ανακλάσεων στις δύο επιφάνειες από αραιό προς πυκνό. Τα κύματα που ανακλώνται από τη χαμηλότερη επιφάνεια διανύουν έναν έξτρα δρόμο μισού μήκος κύματος σε σχέση με αυτά της πάνω επιφάνειας και συνδυαζόμενα με ασθενέστερα κύματα από πολλαπλές ανακλάσεις συμβάλλουν αναιρετικά. Για να είναι πλήρης η αναίρεση ο λόγος του πλάτους που ανακλάται σε κάθε μια από τις δυο επιφάνειες πρέπει να είναι ο ίδιος και αυτό αποδεικνύεται από την εξ.(1.12)

Αυτό είναι αληθές για ένα υμένιο σε επαφή με ένα υλικό υψηλότερου δείκτη διάθλασης μόνο αν ο δείκτης διάθλασης του υμενίου ακολουθεί τη σχέση

$$n' = \sqrt{n}$$

Αυτό αποδεικνύεται από την παρακάτω σχέση, αντικαθιστώντας n' για το δείκτη διάθλασης της πάνω επιφάνειας και n/n' για αυτόν της κάτω επιφάνειας.

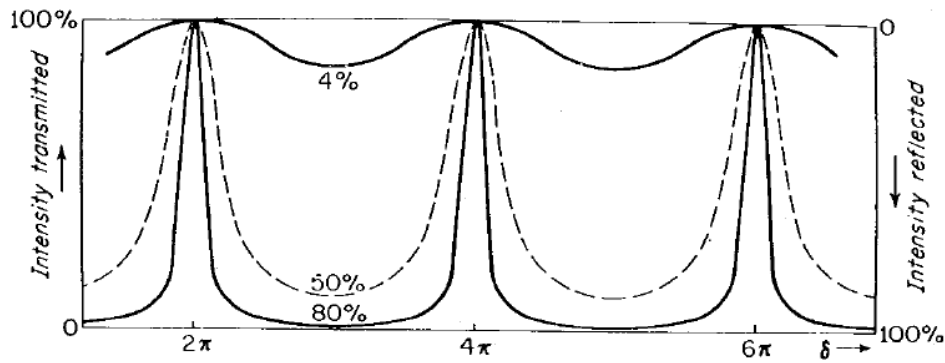
$$\frac{R^2}{E^2} = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$$

Παρόμοιοι λογισμοί θα δείξουν ότι ένα τέτοιο υμένιο θα δώσει μηδενική ανάκλαση από την πλευρά του γυαλιού και από τη μεριά του αέρα. Φυσικά το φως δεν καταστρέφεται από μία μη ανακλαστική επίστρωση, απλώς υπάρχει αύξηση της διάδοσης.

Η πρακτική σημασία της χρήσης των υμενίων επιστρώσεων είναι ότι μπορούν να μειώσουν τις απώλειες φωτός λόγω ανάκλασης σε πολλές επιφάνειες. Το τυχαίο φως που φτάνει στην εικόνα σαν αποτέλεσμα αυτών των ανακλάσεων εξαλείφεται σε μεγάλο βαθμό με αποτέλεσμα την αύξηση της αντίθεσης (contrast), ενώ η χρήση τους είναι τόσο διαδεδομένη που σχεδόν όλα τα οπτικά στοιχεία υψηλής ποιότητας είναι επιστρωμένα με σκοπό τη μείωση των ανακλάσεων.

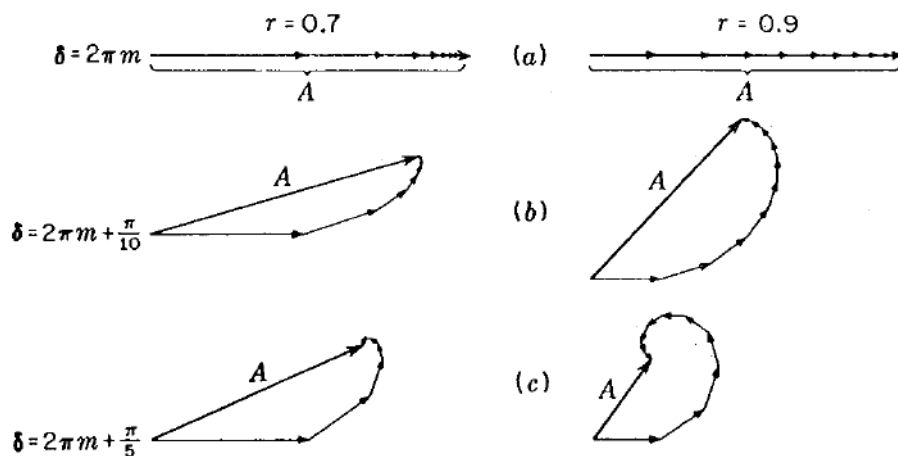
1.4 Οξύτητα (sharpness) των κροσσών.

Καθώς η ανακλαστικότητα των επιφανειών αυξάνεται, οι κροσσοί λόγω πολλαπλών ανακλάσεων γίνονται αρκετά στενότεροι. Η εντυπωσιακή αλλαγή που συμβαίνει φαίνεται στην εικ.(1.8) η οποία είναι σχεδιασμένη για $r^2 = 0.04$, 0.50 , 0.80 . Η καμπύλη του 4% είναι αυτή που αντιστοιχεί στο μη επιστρωμένο γυαλί που είχαμε στην εικ.(1.6) . Απουσία απορρόφησης η ένταση που μεταδίδεται πρέπει να είναι συμπληρωματική της ανάκλασης ενώ στο διάγραμμα της εικ.(1.8) αναπαρίστανται η ανάκλαση και η διάδοση μαζί .



Εικόνα 1.8: Διαγράμματα έντασης των κροσσών λόγω πολλαπλών ανακλάσεων, όπου φαίνεται η εξάρτηση της οξύτητας από την ανακλαστικότητα.[1]

Στοχεύοντας να κατανοήσουμε το λόγο για το στένεμα των κροσσών όταν η ανακλαστικότητα είναι μεγάλη, χρησιμοποιούμε τη γραφική μέθοδο της σύνθεσης των πλατών. Γυρνώντας στην εικ.(1.5) σημειώνουμε ότι τα πλάτη των μεταδιδόμενων ακτίνων δίνονται από τα att' , att'^2 , att'^4 ... Έτσι έχουμε να βρούμε τη συνισταμένη ενός άπειρου αριθμού πλατών που μειώνονται σε μέγεθος όσο μικραίνει το κλάσμα της ανάκλασης r . Στην εικ.(1.9.α) το μέγεθος των πλατών των πρώτων 10 μεταδιδόμενων ακτίνων σχεδιάζεται για το 50% και 80% της εικ.(1.9) με $r=0,7$ και $0,9$ αντίστοιχα. Ξεκινώντας από ένα αρχικό μέγιστο, με $\delta=2\pi m$ αυτά τα ανεξάρτητα πλάτη θα είναι σε φάση μεταξύ τους και τα διανύσματα σχεδιάζονται παράλληλα για να δώσουν αποτέλεσμα ίδιο και στις δυο περιπτώσεις. Εάν τώρα πάμε ελαφρώς προς τη μια μεριά του μέγιστου, όπου εισάγεται διαφορά φάσης μεταξύ διαδοχικών ακτίνων $\pi/10$, κάθε ανεξάρτητο διάνυσμα πρέπει να σχεδιαστεί με μια γωνία $\pi/10$ από το προηγούμενο του και η συνισταμένη βρίσκεται προσθέτοντας διανυσματικά και τα 10 διανύσματα. Το αποτέλεσμα που φαίνεται στο (b) μέρος της εικ.(1.9) μας δείχνει ότι στην περίπτωση $r=0,9$ τα ανεξάρτητα πλάτη είναι περισσότερο ίσα το ένα με το άλλο και η συνισταμένη R είναι αρκετά μικρότερη από την προηγούμενη περίπτωση.



Εικόνα 1.9 : Γραφική σύνθεση των πλατών για τις 10 πρώτες ανακλούμενες ακτίνες με δύο διαφορετικές ανακλαστικότητες.[1]

Στο διάγραμμα (c) όπου η φάση άλλαξε κατά $\pi/5$ η επίδραση είναι πιο φανερή, η συνισταμένη έχει πέσει σε σημαντικά χαμηλότερη τιμή στην αριστερή εικόνα. Αν και για μια σωστή εικόνα θα έπρεπε να είχαμε άπειρο αριθμό διανυσμάτων τα τελευταία από αυτά έχουν πολύ μικρά πλάτη που δεν επηρεάζουν το αποτέλεσμα σε σχέση με αυτό που λαμβάνουμε από τα πρώτα 10. Αυτοί οι ποιοτικοί λογισμοί μπορούν να γίνουν πιο ακριβείς έχοντας μια ακριβή εξίσωση για την ένταση, όπου A είναι το διανυσματικό άθροισμα μιας άπειρης σειράς φθίνουσων πλατών που έχουν μια σταθερή διαφορά φάσης δ η οποία βρίσκεται από την εξ.(1.15), η μέθοδος που θα μας οδηγήσει στη συνάρτηση έντασης είναι η μέθοδος των σύνθετων πλατών (complex amplitudes)

1.5 Μέθοδος των σύνθετων πλατών

Αντί της χρήσης sine ή cosine στην αναπαράσταση ενός απλού αρμονικού κύματος, μπορούμε να γράψουμε τη συνάρτηση στην εκθετική μορφή:

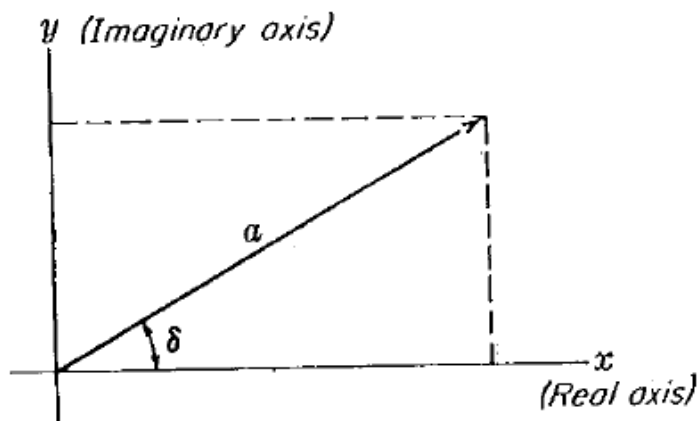
$$y = ae^{i(\omega t - kx)} = ae^{i\omega t} e^{-i\delta} \quad \text{όπου } \delta = kx \text{ και είναι σταθερό για ένα συγκεκριμένο}$$

σημείο στο χώρο. Η παρουσία του $i = \sqrt{-1}$ σε αυτή την εξίσωση κάνει τις ποσότητες σύνθετες. Μπορούμε ωστόσο να χρησιμοποιήσουμε την αναπαράσταση και στο τέλος του προβλήματος να πάρουμε είτε το πραγματικό (cosine) είτε το φανταστικό (sine) μέρος της έκφρασης που θα έχουμε. Ο χρονοεξαρτημένος παράγοντας $\exp(i\omega t)$ είναι μικρής σημασίας στα συνδυαζόμενα κύματα ίδιας

συχνότητας από τη στιγμή που τα πλάτη και οι σχετικές φάσεις είναι ανεξάρτητες από το χρόνο. Ο άλλος παράγοντας $a \exp(-i\delta)$ καλείται σύνθετο πλάτος (complex amplitude), είναι ένας σύνθετος αριθμός όπου a είναι το πραγματικό πλάτος και ο όρος δ δίνει τη φάση σε σχέση με μια στάνταρ φάση. Γενικά το διάνυσμα a δίνεται από :

$$a = a e^{i\delta} = x + iy = a(\cos \delta + i \sin \delta) \quad (1.17)$$

Όμως ισχύει $a = \sqrt{x^2 + y^2}$ και $\tan \delta = \frac{y}{x}$, έτσι αν το a αναπαριστάται όπως στην εικ.(1.10), σχεδιάζοντας οριζόντια το πραγματικό μέρος και κατακόρυφα το φανταστικό, θα έχουμε την ποσότητα a και τη γωνία δ με τον άξονα x που απαιτούνται για την πρόσθεση διανυσμάτων. Το πλεονέκτημα της χρήσης σύνθετων πλατών βρίσκεται στο γεγονός ότι το αλγεβρικό άθροισμα 2 ή περισσότερων πλατών είναι ισοδύναμο με το διανυσματικό άθροισμα των πραγματικών μεταβλητών.



Εικόνα 1.10 : Αναπαράσταση του διανύσματος του σύνθετου επιπέδου.[1]

Έτσι για 2 ποσότητες $A e^{i\theta} = a_1 e^{i\delta_1} + a_2 e^{i\delta_2}$, έτσι ώστε:

$$x_1 + x_2 = a_1 \cos \delta_1 + a_2 \cos \delta_2 = X$$

$$y_1 + y_2 = a_1 \sin \delta_1 + a_2 \sin \delta_2 = Y$$

Θα δούμε ότι απαιτείται $A^2 = X^2 + Y^2$ και $\tan \theta = \frac{Y}{X}$

Έτσι για να έχουμε το διανυσματικό άθροισμα, αρκεί να βρούμε τα αλγεβρικά διανύσματα $X = \sum x_i$ και $Y = \sum y_i$ των πραγματικών και φανταστικών μερών αντίστοιχα, των σύνθετων μεταβλητών.

Για να έχουμε τη συνισταμένη ένταση ανάλογη του τετραγώνου του πραγματικού πλάτους πολλαπλασιάζουμε το συνισταμένο σύνθετο πλάτος με τη σύνθετη σύζευξη, η οποία είναι η ίδια έκφραση με το i να αντικαθίσταται από το $-i$. Η αιτιολόγηση αυτής της διαδικασίας προκύπτει από τις εξισώσεις:

$$(X + iY)(X - iY) = X^2 + Y^2 = A^2$$

$$Ae^{i\theta} Ae^{-i\theta} = A^2 \quad (1.18)$$

1.6 Παραγωγή της συνάρτησης έντασης (Συνάρτηση Airy)

Για το σύστημα των κροσσών που σχηματίζεται από το μεταδιδόμενο φως, το άθροισμα των σύνθετων πλατών είναι (εικ.1.5):

$$Ae^{i\theta} = att' + att'r^2 e^{i\delta} + att'r^4 e^{i2\delta} + \dots = a(1-r^2)(1 + r^2 e^{i\delta} + r^4 e^{i2\delta} + \dots) \quad (1.19)$$

Όπου το $1 - r^2$ έχει αντικατασταθεί από το tt' σύμφωνα με τη σχέση του Stokes (1.3). Η άπειρη γεωμετρική σειρά στη δεύτερη παρένθεση έχει κοινό παράγοντα το $r^2 < 1$. Αθροίζοντας τις σειρές, προκύπτει ότι:

$$Ae^{i\theta} = \frac{a(1-r^2)}{1-r^2 e^{i\delta}} \quad (1.20)$$

Από την εξ.(1.18) η ένταση είναι προϊόν της ποσότητας της σύνθετης σύζευξης από όπου προκύπτει:

$$I_T \approx \frac{a(1-r^2)a(1-r^2)}{1-r^2 e^{i\delta} 1-r^2 e^{-i\delta}} = \frac{a^2(1-r^2)^2}{1-r^2(e^{i\delta} + e^{-i\delta}) + r^4} \quad (1.21)$$

και αφού $\frac{e^{i\delta} + e^{-i\delta}}{2} = \cos \delta$ και $a^2 = I_0$ όπου I_0 η ένταση της αρχικής δέσμης. Σε όρους πραγματικών ποσοτήτων μόνο έχουμε:

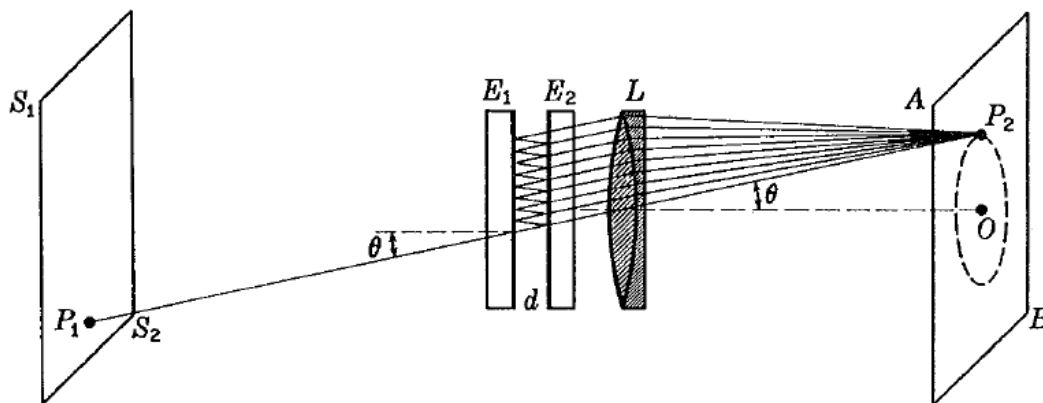
$$I_T = I_0 \frac{(1-r^2)^2}{1-2r^2 \cos \delta + r^4} = \frac{I_0}{1+[4r^2/(1-r^2)^2] \sin^2(\delta/2)} \quad (1.22)$$

Το κύριο χαρακτηριστικό της έντασης περιγράφεται στην εικ.(1.8) και προκύπτει από αυτή την εξίσωση. Στο μέγιστο, όπου $\delta=2\pi m$, έχουμε $\sin^2(\delta/2)=0$ και $I_T = I_0$. Όταν η

ανακλαστικότητα r^2 είναι μεγάλη, πλησιάζοντας τη μονάδα, η ποσότητα $4r^2/(1-r^2)^2$ θα είναι επίσης μεγάλη και ακόμα και μια μικρή μεταβολή του δ από τη μέγιστη τιμή θα επιφέρει ραγδαία πτώση της έντασης.

1.7 Συμβολόμετρο Fabry-Perot

Το όργανο αυτό αξιοποιεί τους κροσσούς που παράγονται στο μεταδιδόμενο φως ύστερα από πολλαπλή ανάκλαση στο στρώμα αέρα που υπάρχει μεταξύ των 2 επίπεδων πλακιδίων που έχουν μια λεπτή επίστρωση στις εσωτερικές επιφάνειες, εικ.(1.11). Από τη στιγμή που η απόσταση d μεταξύ των ανακλαστικών επιφανειών είναι συνήθως αρκετά μεγάλη σε σχέση με το μήκος κύματος (από 0,1cm έως 10cm) και η παρατήρηση γίνεται σε κάθετη κατεύθυνση οι κροσσοί ανήκουν στην κατηγορία των κροσσών που έχουν ίδια κλίση. Για να παρατηρήσουμε κροσσούς, το φως από μια μονοχρωματική πηγή (S_1 S_2) πρέπει να διασχίζει τα πλακίδια E_1 E_2 του συμβολομέτρου. Από τη στιγμή που κάθε ακτίνα που εισέρχεται στην πρώτη επιστρωμένη επιφάνεια σπάει λόγω ανάκλασης σε μια σειρά παράλληλων μεταδιδόμενων ακτίνων και είναι απαραίτητη η χρήση ενός φακού L για να φέρουμε αυτές τις παράλληλες ακτίνες μαζί για συμβολή.



Εικόνα 1.11 : Διάταξη συμβολομέτρου Fabry-Perot που δείχνει το σχηματισμό κυκλικών κροσσών συμβολής από πολλαπλή ανάκλαση.[1]

Στην εικ.(1.11) μια ακτίνα από το σημείο P_1 της πηγής εισέρχεται υπό γωνία θ παράγοντας μια σειρά παράλληλων ακτίνων υπό την ίδια γωνία, οι οποίες συμπίπτουν στο σημείο P_2 στην οθόνη AB . Πρέπει να σημειωθεί ότι το P_2 δεν είναι μια εικόνα του P_1 . Η συνθήκη για ενίσχυση των μεταδιδόμενων ακτίνων δίνεται από την εξ. (1.8) με

$n=1$ (αέρας) και $\varphi'=\theta$, έτσι έχουμε $2d \cos \theta = m\lambda$ για το μέγιστο. Αυτή η συνθήκη εκπληρώνεται από όλα τα σημεία ενός κύκλου που ανήκει το P_2 με κέντρο το O , το κέντρο του άξονα του φακού με την οθόνη AB . Όταν η γωνία θ μειώνεται το \cos αυξάνεται μέχρι να φτάσουμε σε ένα άλλο μέγιστο στο οποίο το m είναι μεγαλύτερο από $1,2,\dots$ Έτσι έχουμε για το μέγιστο μια σειρά από ομόκεντρους κύκλους στην οθόνη με κέντρο τους το O , ενώ η απόσταση ανάμεσα στους δακτυλίους αλλάζει με μεταβολή της απόστασης d .

1.8 Chromatic resolving power

Το μεγάλο πλεονέκτημα του συμβολομέτρου Fabry-Perot έγκειται στην οξύτητα των κροσσών, έτσι είναι δυνατόν να εξάγουμε απευθείας πληροφορίες για τη λεπτή δομή και το εύρος της γραμμής.

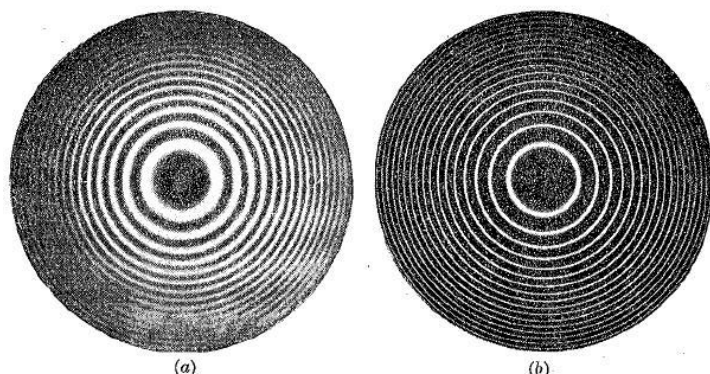
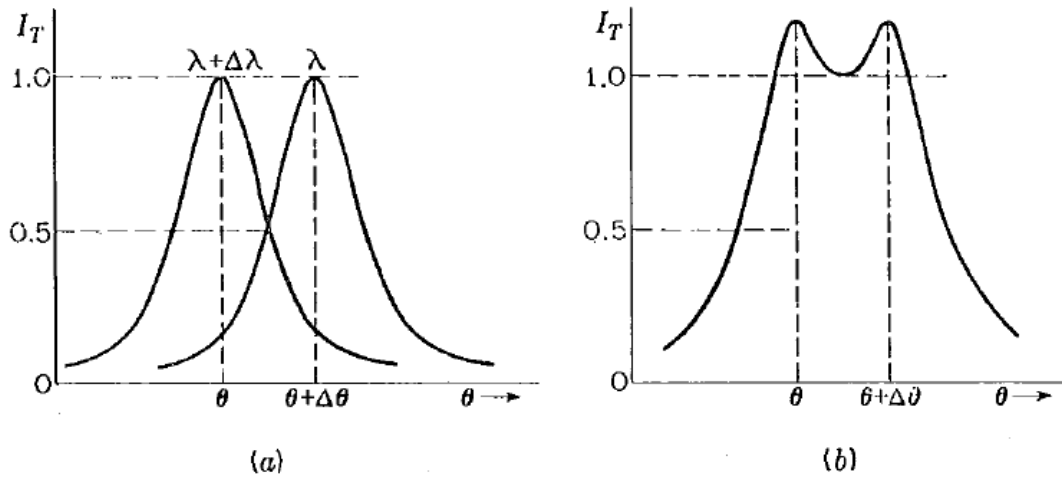


FIGURE 14N
Comparison of the types of fringes produced with (a) the Michelson interferometer and (b) the Fabry-Perot interferometer with surfaces of reflectance 0.8.

Εικόνα 1.12 : Σύγκριση των κροσσών που παράγονται με α) συμβολόμετρο Michelson και β) με συμβολόμετρο Fabry-Perot με ανακλαστικότητα 0,812.[1]

Συγκρίνοντας το όπως φαίνεται και στην εικ.(1.12) με το συμβολόμετρο Michelson, στην περίπτωση ύπαρξης και δεύτερης φασματικής γραμμής στο συμβολόμετρο Michelson (b) θα είχαμε μια μείωση της ορατότητας ενώ στο Fabry-Perot (a) θα φαινόταν ως ένα ξεχωριστό σετ δακτυλίων και όπως θα δούμε αυτό επιτρέπει μεγάλης ακρίβειας μετρήσεις του μήκους κύματος.



Εικόνα 1.13 : Διάγραμμα έντασης δύο κροσσών Fabry-Perot που μόλις που διακρίνονται (α) ξεχωριστά, (β) προστιθέμενοι, μας δίνουν το παρατηρούμενο αποτέλεσμα.[1]

Είναι σημαντικό να ξέρουμε πόσο κοντά είναι τα μήκη κύματος ενώ ακόμα διακρίνονται σαν ξεχωριστοί δακτύλιοι. Η ικανότητα κάθε τύπου φασματοσκοπίου να ξεχωρίζει μήκη κύματος εκφράζεται με το λόγο $\lambda/\Delta\lambda$ όπου λ είναι το μέσο μήκος κύματος του αναλυόμενου ζεύγους και $\Delta\lambda$ η διαφορά μεταξύ των 2 γραμμών. Ο λόγος αυτός ονομάζεται διακριτική ικανότητα (chromatic resolving power) του οργάνου σε αυτό το μήκος κύματος. Στην παρούσα περίπτωση είναι βολικό να λέμε ότι οι κροσσοί σχηματίζονται από λ και $\Delta\lambda$ τα οποία μόλις που αναλύονται όταν τα διαγράμματα της έντασης των δυο γραμμών βρίσκονται στις θέσεις που φαίνονται στην εικ.(1.13). Εάν ο διαχωρισμός $\Delta\theta$ είναι τέτοιος ώστε οι καμπύλες να τέμνονται στο σημείο που έχουν τη μισή ένταση, $I_T = 0,5I_0$, θα υπάρχει ένα κεντρικό βύθισμα 17% στο άθροισμά τους όπως φαίνεται και στο (b) μέρος της εικόνας. Το μάτι τότε μπορεί εύκολα να διακρίνει τις 2 γραμμές.

Έχοντας σκοπό να βρούμε το $\Delta\lambda$ σύμφωνα με τα παραπάνω πρέπει να σημειώσουμε πρώτα ότι πηγαίνοντας από το μέγιστο στο σημείο που έχουμε τη μισή ένταση, η διαφορά φάσης πρέπει να αλλάζει κατά το ποσό που είναι απαραίτητο για να γίνεται ο δεύτερος όρος του παρονομαστή της εξ.(1.22) ίσος με τη μονάδα. Αυτό απαιτεί

$$\sin^2 \frac{\delta}{2} = \frac{(1-r^2)^2}{4r^2} \quad (1.23)$$

Εάν οι κροσσοί είναι αρκετά οξείς, η αλλαγή του $\delta/2$ από ένα πολλαπλάσιο του π θα είναι μικρή και τότε το \sin μπορεί να θεωρηθεί ίσο με τη γωνία και αν δηλώσουμε με $\Delta\delta$ την αλλαγή που έχουμε πηγαίνοντας από το ένα μέγιστο στο άλλο έχουμε:

$$\left(\sin \frac{1}{2}\right) \left(\frac{\Delta\delta}{2}\right) \approx \frac{\Delta\delta}{4} = \frac{1-r^2}{2r} \quad (1.24)$$

Ο όρος $\frac{1-r^2}{2r} = \frac{1}{\sqrt{F}}$ όπου F είναι η αντίθεση (contrast) και η χρήση του εισάγει τη σχετική διάδοση του διηλεκτρικού υμενίου στη συνάρτηση Airy.

Η σχέση μεταξύ της γωνιακής μεταβολής $\Delta\theta$ και της αλλαγής φάσης $\Delta\delta$ μπορεί εύκολα να βρεθεί διαφορίζοντας την εξ.(1.15), θέτοντας $\varphi'=\theta$ και $n=1$

$$\Delta\delta = -\frac{4\pi d}{\lambda} \sin \theta \Delta\theta \quad (1.25)$$

Επιπροσθέτως, αν το μέγιστο για $\lambda+\Delta\lambda$ συμβαίνει για τον ίδιο γωνιακό διαχωρισμό $\Delta\theta$, η εξ.(1.8) απαιτεί:

$$-2d \sin \theta \Delta\theta = m\Delta\lambda$$

Από το συνδυασμό των παραπάνω προκύπτει για τη διακριτική ικανότητα:

$$-2d \sin \theta \Delta\theta = m\Delta\lambda \quad (1.26)$$

Δηλαδή η διακριτική ικανότητα εξαρτάται από 2 ποσότητες, την τάξη m, η οποία μπορεί να τεθεί $2d/\lambda$ και την ανακλαστικότητα r^2 των επιφανειών, εάν αυτή είναι κοντά στη μονάδα επιτυγχάνονται μεγάλες διακριτικές ικανότητες.

Για παράδειγμα, με $r^2=0,9$ ο 2^{ος} όρος στην εξ.(1.24) γίνεται 30 και με απόσταση πλακιδίων μόνο 1cm η διακριτική ικανότητα για $\lambda=5000\text{nm}$ γίνεται $1,20 \times 10^6$. Έτσι τα συστατικά μιας διπλέτας μόλις $0,0042\text{\AA}$ εύρους μπορούν να φανούν ως διακριτά.

1.9 Free Spectral Range (FSR)

Εφαρμόζοντας τις (1.25) και (1.26) στην (1.24) έχουμε:

$$\Delta\delta = 2\pi m \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{2(1-r^2)}{r} \quad (1.27)$$

Η chromatic resolving power έτσι είναι:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{m\pi r}{1-r^2} = \frac{m\pi}{2} \sqrt{F} \quad (1.28)$$

Όπου βλέπουμε από την (1.26) ότι η τάξη m έχει μέγιστη τιμή όταν $\cos\theta_t = 1$ που σημαίνει ότι το m είναι μέγιστο στο κέντρο της απεικόνισης των κροσσών και το μέγιστο δίνεται από τη σχέση :

$$m_{max} = \frac{2d}{\lambda} \quad (1.29)$$

Οι κορυφές στη μεταδιδόμενη ένταση συμβαίνουν όταν η απόσταση d είναι πολλαπλάσιο του $\lambda/2$ και κάθε φορά που το d αλλάζει κατά $\lambda/2$ άλλος ένας φωτεινός κροσσός ανιχνεύεται από τον ανιχνευτή.

Η διαφορά μήκους κύματος ($\Delta\lambda$) που αντιστοιχεί σε αλλαγή του d κατά $\lambda/2$ ή αλλιώς η αλλαγή του m κατά μια τάξη ονομάζεται **Free Spectral Range (FSR)**. Η παράμετρος αυτή είναι η μέγιστη διαφορά μήκους κύματος που μπορεί να μετρηθεί με βεβαιότητα από το etalon. Όταν έχουμε αλλαγή της τάξης κατά 1, η φάση αλλάζει κατά $\Delta\delta=2\pi$ και έτσι έχουμε τη σχέση

$$\Delta\delta = 2\pi m \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \quad (1.30)$$

που μας επιτρέπει να γράψουμε για το FSR

$$(\Delta\lambda)_{SR} = \frac{\lambda}{m} \quad (1.31)$$

Αντικαθιστώντας τη μέγιστη τιμή του m στην παραπάνω εξίσωση παίρνουμε το ελάχιστο FSR:

$$(\Delta\lambda)_{SR} = \frac{\lambda^2}{2d} \quad (1.31) \quad \text{και σε όρους συχνότητας } (\Delta\nu)_{SR} = \frac{c}{2d} .$$

Αντικαθιστώντας την (1.29) στην (1.28) βλέπουμε ότι αυξάνοντας το d αυξάνουμε τη resolving power του Fabry-Perot, αλλά αυτό συνοδεύεται με μείωση του FSR όπως φαίνεται από τη (1.31). Αν δύο μελετούμενα μήκη κύματος απέχουν μεταξύ τους περισσότερο από το FSR θα έχουμε μια λάθος τιμή για τη διαφορά των μηκών κύματος, αυτό συμβαίνει γιατί η τάξη m στα Fabry-Perot μπορεί να πάρει πολύ μεγάλες τιμές ενώ δεν υπάρχει κάποια ετικέτα επισήμανσης του κροσσού π.χ. δεν μπορούμε να διακρίνουμε τον κροσσό $(m+1)\lambda_1$ από τον κροσσό $(m-1)\lambda_2$. Αυτό σημαίνει ότι ο διαχωρισμός μεταξύ των κροσσών είναι ένα πολλαπλάσιο του

διαχωρισμού του μήκους κύματος. Για τη σωστή λειτουργία του συμβολομέτρου μας πρέπει να διασφαλίζουμε ότι το πολλαπλάσιο αυτό είναι ο αριθμός 1.

1.10 Finesse (Λεπτότητα)

Ο λόγος του FSR προς το ελάχιστο αναλυόμενο μήκος κύματος καλείται Finesse (λεπτότητα) F , χρησιμοποιώντας τη (1.28) και τη (1.30) μπορούμε να γράψουμε:

$$F = \frac{(\Delta\lambda)_{SR}}{\Delta\lambda} = \frac{\pi}{2} \sqrt{F} \quad (1.32)$$

Η λεπτότητα παίζει κυρίαρχο ρόλο στη λειτουργία και στην επίδοση του etalon.

Θα πίστευε κανείς ότι αυξάνοντας την ανακλαστικότητα και έτσι την αντίθεση (contrast) F , θα μπορούσαμε να αυξήσουμε τη finesse απεριόριστα. Κάτι τέτοιο όμως δεν είναι εφικτό καθώς η επιπεδότητα των κατόπτρων θέτει όρια στην αναλυτική ικανότητα του συμβολομέτρου. Για να δούμε το γιατί, γυρνάμε στην έκφραση για τη διαφορά φάσης κάθε μεταδιδόμενου κύματος και θεωρούμε ότι το κύμα διαδίδεται στο κενό και ότι υπάρχει μόνο ένα κύμα ώστε $\cos\theta_t = 1$, έτσι προκύπτει $\delta = \frac{4\pi d}{\lambda}$ και η μεταβολή του δ από το d είναι:

$$\Delta\delta = \frac{2\pi\Delta d}{\lambda} \quad (1.33)$$

Θεωρούμε ότι επειδή τα κάτοπτρα δεν είναι τέλεια επίπεδα το d μεταβάλλεται κατά μήκος του Fabry-Perot κατά ένα κλάσμα του μήκους κύματος το οποίο βρίσκεται από:

$$\Delta\delta = \frac{\lambda}{M} \quad (1.34)$$

Και άρα η μεταβολή φάσης λόγω της διακύμανσης της επιπεδότητας των κατόπτρων είναι:

$$\Delta\delta = \frac{4\pi}{M} \quad (1.35)$$

Χρησιμοποιώντας τη (1.30) μπορούμε να γράψουμε τη chromatic resolving power με τους όρους του κατόπτρου:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{m}{2} M \quad (1.36)$$

Άρα , λόγω της ανακλαστικότητας των κατόπτρων η μεταβολή στη φάση είναι :

$$\Delta\delta < \frac{2(1-r^2)}{r} \quad (1.37)$$

$$\text{Εάν έχουμε } \frac{1}{M} < \frac{1-r^2}{2\pi r} = \frac{1}{\pi} \sqrt{F} = \frac{1}{2F}$$

Τότε η μορφή του κατόπτρου και όχι η ανακλαστικότητα του θα καθορίζει την ανάλυση του μήκους κύματος, έτσι καθορίζουμε μια νέα Finesse την figure finesse για να χαρακτηρίσουμε την απόδοση ενός Fabry-Perot περιοριζόμενη από την επιπεδότητα του κατόπτρου

$$F_F = \frac{2}{M} \quad (1.38)$$

Το μέγεθος α μιας οπής που χρησιμοποιείται για να περιορίσει τη 'θέα' του ανιχνευτή μπορεί επίσης να επιδράσει στην ανάλυση του μήκους κύματος. Έτσι υπάρχει μια pinhole finesse η οποία ορίζεται:

$$F_P = \frac{4\lambda f^2}{a^2 d} \quad (1.39)$$

Όπου f είναι το εστιακό μήκος του φακού. Η πηγή αυτής της σχέσης είναι η περίθλαση.

Η συνολική finesse λόγω του μεγέθους της οπής, του κατόπτρου και της ανακλαστικότητας ονομάζεται instrument finesse F_I και δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{1}{F_I^2} = \frac{1}{F^2} + \frac{1}{F_F^2} + \frac{1}{F_P^2} \quad (1.40)$$

Σημείωση: εδώ η Finesse έχει επισημανθεί με κόκκινο χρώμα προκειμένου να αποφευχθεί σύγχυση με την αντίθεση (contrast) που συμβολίζεται με το ίδιο γράμμα. Στη βιβλιογραφία [2] η Finesse συμβολίζεται με ένα καλλιγραφικό F

1.11 Σύγκριση μηκών κύματος με συμβολόμετρο

Η σύγκριση μηκών κύματος που δεν είναι πολύ κοντινά (π.χ οι κίτρινες γραμμές του υδραργύρου) μπορεί να γίνει στο εργαστήριο με ένα συμβολόμετρο του οποίου το ένα

κάτοπτρο κινείται. Αυτή η μέθοδος βασίζεται στην παρατήρηση των θέσεων συμφωνίας και ασυμφωνίας των κροσσών που σχηματίζονται από τα δύο μήκη κύματος. Όταν ξεκινάμε με δύο κάτοπτρα σχεδόν σε επαφή το σύστημα των δακτυλίων λόγω των 2 μηκών κύματος πρακτικά συμπίπτει, καθώς το d αυξάνεται βαθμιαία χωρίζουν και όταν συμβεί η μέγιστη ασυμφωνία οι δακτύλιοι του ενός σετ είναι στη μισή απόσταση από αυτούς του άλλου σετ. Περιορίζοντας την προσοχή μας στους δακτύλιους στο κέντρο ($\cos\theta=1$) από την εξ.(13) έχουμε:

$$2d_1 = m_1\lambda = \left(m_1 + \frac{1}{2}\right)\lambda' \quad (1.41)$$

Όπου φυσικά $\lambda > \lambda'$, από αυτό και στην περίπτωση που η διαφορά μεταξύ λ και λ' είναι μικρή έχουμε:

$$m_1(\lambda - \lambda') = \frac{2d_1}{\lambda}(\lambda - \lambda') = \frac{\lambda'}{2} \quad \text{και} \quad \lambda - \lambda' = \frac{\lambda\lambda'}{4d_1} = \frac{\lambda^2}{4d_1}$$

Απομακρύνοντας τα κάτοπτρα οι δακτύλιοι θα συμπίπτουν και θα διαχωρίζονται ξανά. Στην επόμενη ασυμφωνία έχουμε :

$$2d_2 = m_2\lambda = \left(m_2 + 1\frac{1}{2}\right)\lambda' \quad (1.42)$$

Συνδιάζοντας τις (1.41) και (1.42) έχουμε:

$$2(d_2 - d_1) = (m_2 - m_1)\lambda = (m_2 - m_1)\lambda' + \lambda' \quad (1.43)$$

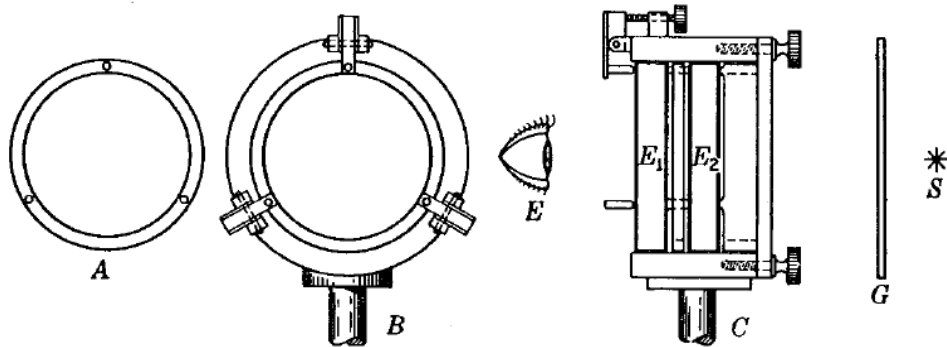
Από όπου διαπιστώνουμε ότι το λ είναι περίπου ίσο με το λ' και βρίσκουμε :

$$\lambda - \lambda' = \frac{\lambda^2}{2(d_2 - d_1)} \quad (1.44)$$

Έτσι μπορούμε να καθορίσουμε τη διαφορά $d_2 - d_1$ είτε άμεσα από την κλίμακα είτε μετρώντας τον αριθμό των κροσσών του γνωστού μήκους κύματος λ μεταξύ των ασυμφωνιών.

Για πιο αξιόπιστη δουλειά το σύστημα κροσσών των φασματικών γραμμών φωτογραφίζεται ταυτόχρονα με το σταθερό διαχωρισμό d των πλακιδίων. Γι αυτό το σκοπό τα πλακίδια κρατούνται σε σταθερή απόσταση με τη χρήση αποστατών οι οποίοι κατασκευάζονται από ειδικό υλικό έτσι ώστε να μην μεταβάλλεται το μήκος τους με τη θερμοκρασία. Ένα ζεύγος Fabry-Perrot πλακιδίων που κρατούνται με

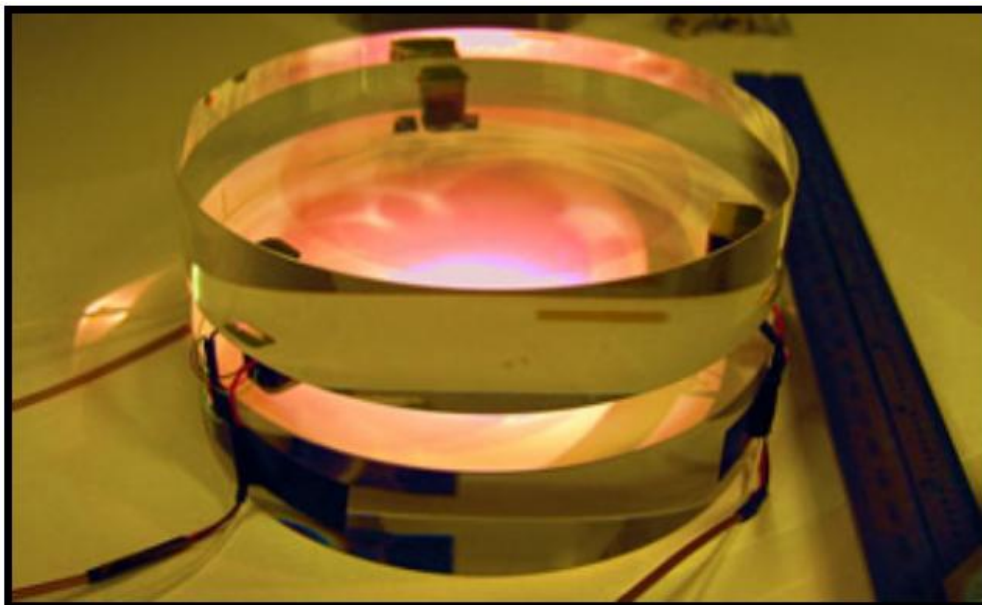
αυτόν τον τρόπο ονομάζεται **etalon**, εικ.(1.14). Το etalon χρησιμοποιείται για τον ακριβή προσδιορισμό της σχέσης των μηκών κύματος πολλών φασματικών γραμμών από μόνο μια φωτογραφική λήψη.



Εικόνα 1.14 : Μηχανικές λεπτομέριες ενός Fabry-Perot etalon.[1]

Κεφάλαιο 2

Σχεδίαση και κατασκευή του etalon



2.1 Σχεδίαση του etalon

Για την κατασκευή ενός Fabry-Perot etalon όπως έχουμε δει, δυο είναι τα βασικά δομικά συστατικά, ο αποστάτης και τα κάτοπτρα. Το γεγονός ότι αποτελείται από μόνο δύο βασικά υλικά κάνει την κατασκευή του να φαίνεται απλή υπόθεση, όπως όμως θα δούμε στη συνέχεια οι τεχνικές απαιτήσεις που υπάρχουν καταστούν την κατασκευή ενός αξιόπιστου και υψηλής ποιότητας etalon μια σύνθετη διαδικασία η οποία μόνο εύκολη δεν είναι σε ένα εργαστήριο.

2.2 Αποστάτες

Το υλικό που χρησιμοποιείται ως αποστάτης μεταξύ των κατόπτρων του etalon πρέπει να είναι ένα υλικό το οποίο να μπορεί να κρατά σταθερή την απόσταση κάτω από οποιεσδήποτε θερμοκρασιακές συνθήκες. Τα υλικά που επικρατούν σε αυτή την εφαρμογή είναι το zerodur και το invar. Και τα δύο αυτά υλικά είναι διαθέσιμα στο εργαστήριο και χρησιμοποιήθηκαν για τους σκοπούς της παρούσας εργασίας.

2.2.1 Zerodur

Το υλικό zerodur, το οποίο επινοήθηκε το 1968 από τη γερμανική εταιρία Schott AG πληρεί τις προϋποθέσεις για σταθερότητα του μήκους του κάτω από θερμοκρασιακές μεταβολές.

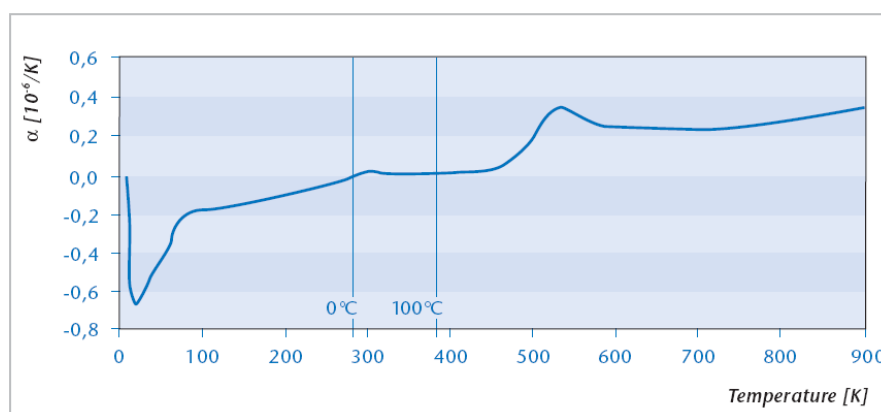
Το κεραμικό γυαλί zerodur είναι ένα ανόργανο κεραμικό υλικό το οποίο έχει μη κατευθυντική ιστροπική δομή. Το 70 με 78% της κατά βάρος περιεκτικότητας του αποτελείται από μικροκρυστάλλους χαλαζία μεγέθους 30-50nm οι οποίοι βρίσκονται ενσωματωμένοι στην υαλώδη φάση του υπόλοιπου υλικού που αποτελεί το 22 με 30% [3]. Οι μικροκρύσταλλοι του χαλαζία συστέλλονται με την αύξηση της θερμοκρασίας ενώ το γυαλί διαστέλλεται και αυτή τη διαφορά στις ιδιότητες των δυο υλικών είναι που εκμεταλλευόμαστε και σε συνδυασμό με τον κατάλληλο υπολογισμό του μεγέθους και του αριθμού των μικροκρυστάλλων οδηγούμαστε σε μια εξαιρετικά χαμηλή θερμική διαστολή η οποία μάλιστα είναι και ιδιαίτερα ομογενής.

Για πολλά χρόνια η μηδενική θερμική διαστολή του zerodur παρέχει αξιόπιστους σχεδιασμούς σε εφαρμογές της οπτικής της μικρολιθογραφίας και της τεχνολογίας μετρήσεων.

Πίνακας 2.1: Ιδιότητες zerodur [3]

Ιδιότητα	Τιμή
Πυκνότητα	2,53 g/cm ³ στους 25 °C
Μέτρο του Young	9,0 × 10 ¹⁰ Pa
Λόγος Poisson	0,24
Θερμοχωρητικότητα (στοις 25°C)	0,196 cal/(g·K)= 0,82 j/(g·K)
Συντελεστής θερμικής διαστολής	0,05±0,10 ×10 ⁻⁶ K
Θερμική αγωγιμότητα λ (90°C)	1,46 W/(m·K)
Μέγιστη θερμοκρασία	600 °C

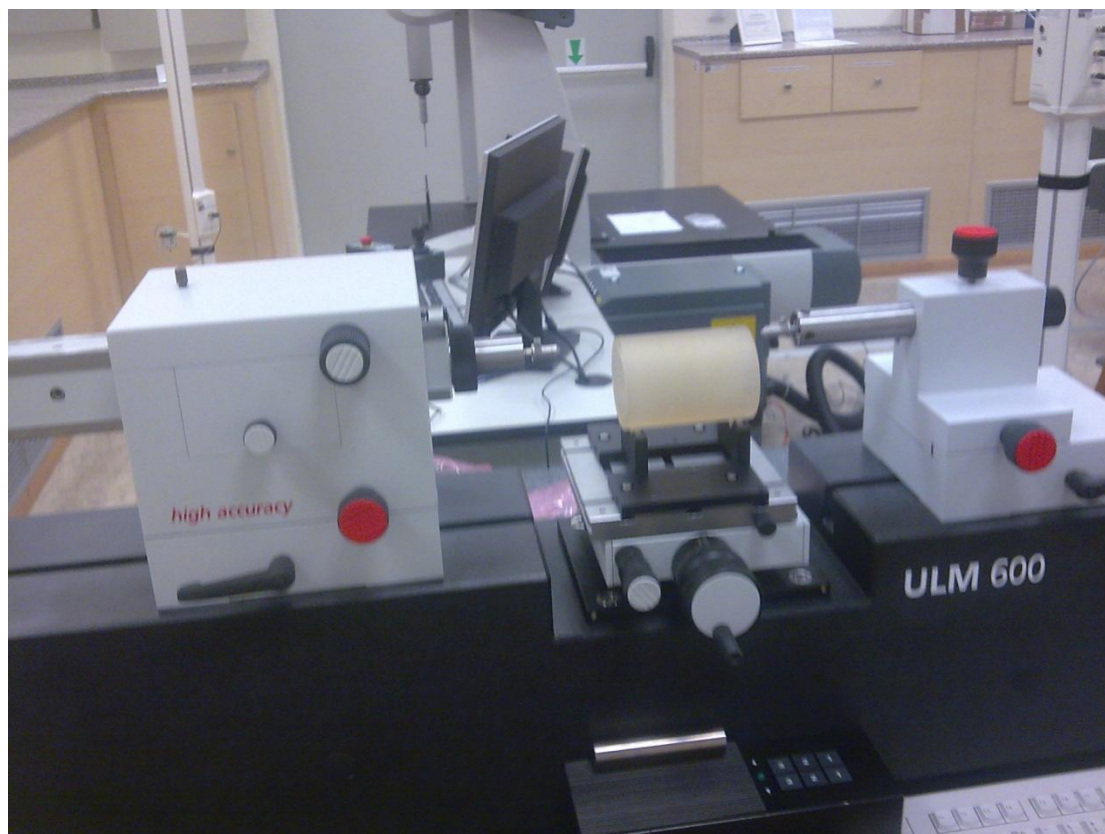
Η πολύ καλή συμπεριφορά του υλικού στη θερμική διαστολή φαίνεται στο διάγραμμα εικ.(2.1) που ακολουθεί, όπου η θερμική διαστολή είναι συνάρτηση της θερμοκρασίας .



Εικόνα 2.1 : Συντελεστής θερμικής διαστολής Zerodur συναρτήση της θερμοκρασίας. [3]

Για τη λειτουργία του Fabry-Perot etalon είναι απαραίτητο οι δυο πλευρές του αποστάτη να είναι επίπεδες και παράλληλες μεταξύ τους. Στο εργαστήριο διαθέτουμε

έναν τέτοιο κρύσταλλο zerodur μήκους 10cm και διαμέτρου 7cm τον οποίο θέλουμε να χρησιμοποιήσουμε ως αποστάτη, γι' αυτό το λόγο έπρεπε να ελεγχθεί ως προς το μήκος του και την παραλληλία των πλευρών του.



Εικόνα 2.2 : Η μετρητική διάταξη.

Η μέτρηση του μήκους του παραπάνω κρυστάλλου zerodur έγινε στο Μετροτεχνικό εργαστήριο της σχολής Μηχανολόγων Μηχανικών του Ε.Μ.Π.

Η παραπάνω διάταξη ουσιαστικά αποτελεί ένα παχύμετρο το οποίο έχει διακριτική ικανότητα 1 μ m, και οι μετρήσεις του μήκους του κρυστάλλου έγιναν σε τυχαία σημεία τα οποία απείχαν μεταξύ τους περίπου 10 μοίρες. Για κάθε σημείο ελήφθησαν 3 μετρήσεις και προέκυψε ο μέσος όρος.

Οι μετρήσεις που προέκυψαν παρατίθενται στον παρακάτω πίνακα. Τα σημεία Α και Β είναι σχεδόν αντιδιαμετρικά, ενώ οι παρακάτω τιμές είναι σε mm.

Πίνακας 2.2: Μετρήσεις μήκους zerodur

100.43336	100.42371
-----------	-----------

100.42747	100.44218
100.41585	100.45267
100.40343	100.46474
100.39090	100.46508
100.38825	100.45900
100.39808	100.44638
100.41225	100.43777
100.42977	100.43274

Με κόκκινο έχει σημειωθεί η μικρότερη μέτρηση ενώ με μπλε η μεγαλύτερη.

Παρατηρούμε ότι υπάρχει μια σημαντική απόκλιση των τιμών όπου η διαφορά του μέγιστου από το ελάχιστο μήκος φτάνει τα $0,07649 \text{ mm} = 76,49 \mu\text{m}$

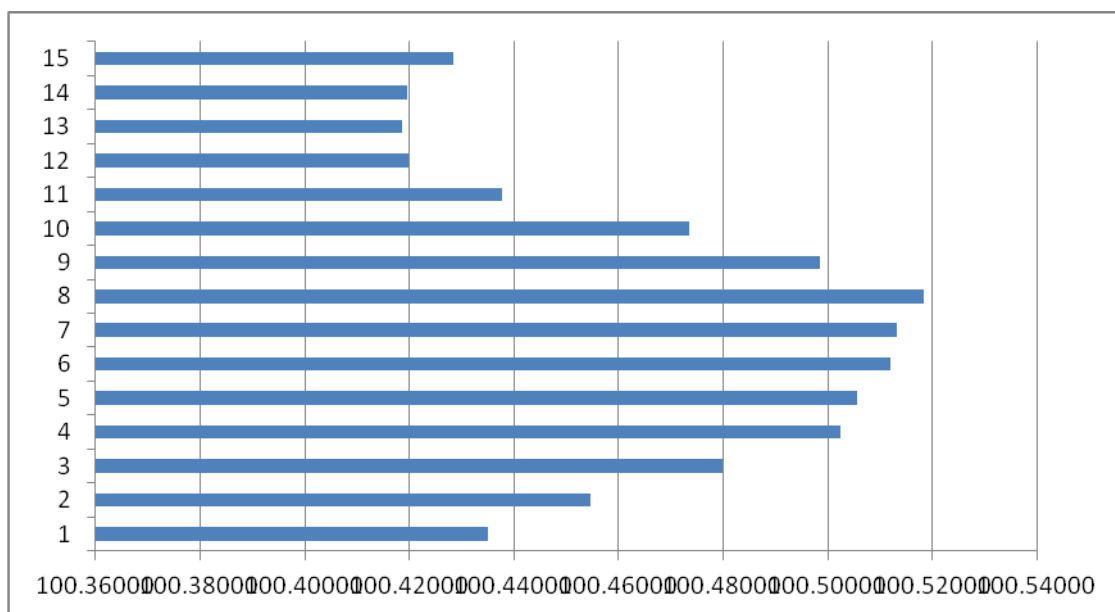
Βέβαια πρέπει να λάβουμε υπ'οψιν μας ότι στις μετρήσεις έχουν υπεισέλθει οι ανομοιομορφίες του κρυστάλλου και από τις 2 πλευρές που θεωρώ ότι διπλασιάζουν την απόκλιση που υπάρχει στην κάθε πλευρά του κρυστάλλου.

Ύστερα από μελέτη θεωρήθηκε σωστό ο κρύσταλλος να ξαναπάει στο μετροτεχνικό εργαστήριο της Σχολής Μηχανολόγων Μηχανικών του Ε.Μ.Π για να γίνει μια περαιτέρω μέτρηση που υπήρχε δυνατότητα να γίνει .

Σκοπός αυτής της μέτρησης ήταν να προσπαθήσουμε να δούμε κατά πόσο είναι παράλληλες οι δύο απέναντι πλευρές του κρυστάλλου, πράγμα που είναι απαραίτητο για την κατασκευή του etalon.

Έτσι λοιπόν η διαδικασία αυτής της μέτρησης έγινε ως εξής: ο κρύσταλλος τοποθετήθηκε κατακόρυφα σε ένα επίπεδο το οποίο ήταν και το επίπεδο αναφοράς και στην πάνω μεριά του κρυστάλλου έγιναν μετρήσεις σε 15 σημεία τα οποία απείχαν περίπου το ίδιο μεταξύ τους, δηλαδή έγιναν μετρήσεις της απόστασης του κάτω επιπέδου έως το κάθε σημείο ξεχωριστά, οι μετρήσεις επαναλήφθηκαν και την επόμενη μέρα δίνοντας διαφορετικά αποτελέσματα αλλά και τις 2 μέρες έδειξαν την ίδια κατανομή στην ανομοιομορφία του κρυστάλλου, η οποία φαίνεται και στο παρακάτω διάγραμμα.

Πίνακας 2.3: Μέτρηση μήκους zerodur



Οι ακριβείς τιμές του μέσου όρου των μετρήσεων παρατίθενται στον επόμενο πίνακα, ενώ σχετικά με την ακρίβεια τους η απάντηση δεν είναι εύκολη λόγω των πολλών παραμέτρων της μέτρησης αλλά και των διαφορετικών τιμών που βρέθηκαν στην επανάληψη της μέτρησης και μπορεί να οφείλονται σε οποιονδήποτε παράγοντα (π.χ θερμοκρασία).

Πίνακας 2.4: Μέτρηση μήκους zerodur.

Σημείο	Μήκος (mm)
1	100.43513
2	100.45455
3	100.47996
4	100.50241
5	100.50555
6	100.51189
7	100.51327
8	100.51840
9	100.49843
10	100.47353
11	100.43778

12	100.41973
13	100.41873
14	100.41958
15	100.42829

Παρατηρούμε ότι η διαφορά ανάμεσα στο μέγιστο και στο ελάχιστο είναι 99,68μm δηλαδή σχεδόν 0,1mm , αριθμός αρκετά μεγάλος, γεγονός που υποδηλώνει κατά την άποψη μου ότι το επίπεδο κοπής του κρυστάλλου δεν ήταν το ίδιο και για τις 2 πλευρές του με αποτέλεσμα να υπάρχει αυτή η σχετική κλίση.

Ο παραπάνω κρύσταλλος θα είναι ο αποστάτης του etalon μήκους 100mm που σκοπεύουμε να κατασκευάσουμε, γι αυτό το λόγο στο τέλος της εργασίας αναλύονται οι στόχοι και οι προοπτικές που υπάρχουν με σκοπό την αξιοποίηση του.

2.2.2 Invar

Το δεύτερο υλικό που χρησιμοποιήσαμε ως αποστάτη είναι το invar (FeNi36) το οποίο είναι ένα κράμα νικελίου και χάλυβα [6] και είναι γνωστό για τον εξαιρετικά χαμηλό συντελεστή θερμικής διαστολής (α). Το όνομα του προέρχεται από τη λέξη invariable (αμετάβλητο) και αναφέρεται στην απουσία συστολής ή διαστολής κατά τη μεταβολή της θερμοκρασίας.

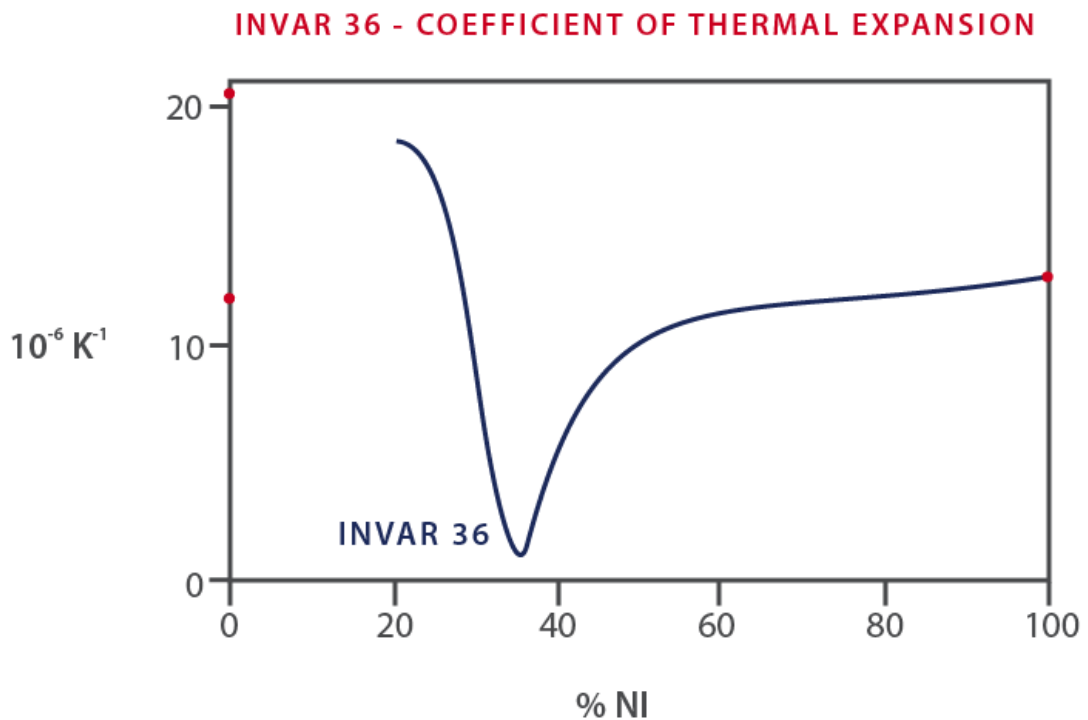
Ανακαλύφθηκε το 1896 από τον Ελβετό επιστήμονα Charles Edouard Guillaume, ο οποίος για αυτή του την ανακάλυψη τιμήθηκε με το βραβείο Nobel το 1920 καθώς έδωσε ώθηση στην κατασκευή επιστημονικών οργάνων.

Τα συνήθη invar έχουν συντελεστή θερμικής διαστολής (στην περιοχή 20-100 °C) περίπου $1,2 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ (1,2 ppm/°C). Τα εξαιρετικά καθαρά invar (<0,1% Co) μπορούν εύκολα να έχουν τιμές 0,62-0,65 ppm/°C

Η χρήση του είναι διαδεδομένη σε εφαρμογές όπου απαιτείται υψηλή σταθερότητα μήκους και οι εφαρμογές του δεν περιορίζονται στις επιστημονικές μετρήσεις (π.χ Fabry-Perot etalon, σειсмоγράφοι κ.α.) αλλά επεκτείνονται και στη βιομηχανία (πλαίσια τηλεοράσεων, βαλβίδες μηχανών κ.α.).

Υπάρχουν αρκετές παραλλαγές του αρχικού υλικού invar που έχουν μικρές διαφορές στο συντελεστή θερμικής διαστολής α

- Inonco , που είναι Fe-33Ni-4,5Co με $\alpha=0,55 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ (20-100°C)
- FeNi42 με 42% Ni και $\alpha=5,3 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ που ταιριάζει με το πυρίτιο και έχει ευρεία χρήση στα ηλεκτρονικά.
- FeNiCo , ονομάζεται Kovar ή Dilver P και έχει όμοια συμπεριφορά διαστολής με το borosilicate glass και χρησιμοποιείται σε ευρεία κλίμακα θερμοκρασιών στα οπτικά μέρη εφαρμογών (π.χ. δορυφόρους).



Εικόνα 2.3 : Συντελεστής θερμικής διαστολής του Invar. [6]

Αναλυτική εξήγηση για τον περιέργως χαμηλό συντελεστή α δεν έχει βρεθεί ακόμη. Όλα τα πλούσια σε σίδηρο εδροκεντρωμένα κυβικά πλέγματα (fcc) που αποτελούν κράματα Fe-Ni παρουσιάζουν ανωμαλίες στις θερμικές και μαγνητικές ιδιότητες που μάλιστα εξαρτώνται από τη σύνθεση του κράματος. Η επικρατούσα άποψη είναι ότι η μετάβαση από τη χαμηλή ορμή (moment) σε υψηλή ορμή είναι ακόλουθο μιας υψηλής μαγνητικής ορμής η οποία αναιρεί τη σιδηρομαγνητική κατάσταση και έτσι δημιουργεί την παρατηρούμενη ανωμαλία στη θερμική διαστολή.

Όπως έχουμε πει οι αποστάτες χρησιμοποιούνται για να διατηρούν σταθερή την απόσταση μεταξύ των κατόπτρων, όμως απαραίτητη προϋπόθεση για να λειτουργεί το etalon είναι η παραλληλία των κατόπτρων, γεγονός που συνεπάγεται την

παραλληλία των επιπέδων των επιφανειών των αποστατών που εφάπτονται στα κάτοπτρα.

Σύμφωνα με την αναφορά [7] η επιπεδότητα των επιφανειών πρέπει να προσεγγίζει την τιμή $\lambda/200$, όπως είδαμε όμως για το zerodur οι μετρήσεις που προέκυψαν από το μετροτεχνικό εργαστήριο της σχολής Μηχανολόγων Μηχανικών του Ε.Μ.Π. είναι αρκετά μακριά από την επιθυμητή τιμή, παρόμοια αποτελέσματα είχαμε μετρώντας και τα δοκίμια από invar που διαθέταμε τα οποία μετρήσαμε με ένα κοινό παχύμετρο.

2.3 Λείανση του Invar

Η κατεργασία που κάναμε για τη λείανση του invar είχε ως εξής. Μετρώντας όπως είπαμε τους αποστάτες από invar με παχύμετρο καταλήξαμε στις τιμές του μήκους που φαίνονται στον πίνακα για κάθε έναν από τους 4 αποστάτες (χρειαζόμαστε 3).

Πίνακας 2.5: Μέτρηση μήκους invar

	Invar I	Invar II	Invar III	Invar
	(mm)	(mm)	(mm)	ανώνυμο (mm)
Προ λείανσης	12,99	13,045	13,00	13,025
Μετά τη λείανση		13,00	13,00	13,00

Βλέπουμε ότι μεταξύ τους υπάρχει μια διαφορά στο μήκος η οποία είναι απαγορευτική για τη χρήση τους ως αποστάτες του etalon. Γι'αυτό το λόγο έγινε λείανση των επιφανειών των αποστατών ώστε να μειωθεί αυτή η διαφορά, χρησιμοποιώντας ένα απλό εμπορικό γυαλόχαρτο No 180 (το πιο λεπτό που διατίθεται στο εμπόριο) και ακολουθώντας τη διαδικασία που περιγράφεται στην αναφορά [8], τόσο ως προς την κίνηση που θα έπρεπε να ακολουθήσουμε (σχήματος ∞), όσο και ως προς την κατασκευή μίας λειαντικής κεφαλής (εικ.2.4) ώστε η λείανση να γίνεται ομοιόμορφα και να μην επηρεάζεται από τις δυνάμεις του χεριού μας. Έτσι ξαναμετρώντας τις τιμές των μηκών βλέπουμε στον πίνακα ότι βελτιώθηκε η ακρίβεια της ισότητας των αποστατών (το κομμάτι I δεν λειάνθηκε).



Εικόνα 2.4 :Κάτω και άνω όψη της λειαντικής κεφαλής.

Είναι σαφές ότι και με αυτή τη λείανση η ακρίβεια στο μήκος των αποστατών έφτασε στα 10^{-5} m, απέχει όμως πάρα πολύ από την απαιτούμενη τιμή $\lambda/200$ (περίπου 4 τάξεις μεγέθους) γεγονός που κάνει τους αποστάτες αυτούς μη χρήσιμους για επεξεργασία δεδομένων με Fabry-Perot etalon, αργότερα που θα επιχειρηθεί και ο χαρακτηρισμός ενός Fabry-Perot etalon με αυτούς τους αποστάτες θα φανεί του λόγου το αληθές.

Γι' αυτό το λόγο έγινε μια έρευνα στη βιβλιογραφία για τις μεθόδους λείανσης επιφανειών (invar ή zerodur) που υπάρχουν και δίνουν τέτοια αποτελέσματα που να μας ικανοποιούν.

2.4 Μεθοδοι λείανσης

Υπάρχουν διάφορες μέθοδοι λείανσης ενός δοκιμίου [9] οι οποίες θα αναφερθούν εν συντομία παρακάτω και θα εξηγήσουμε ποια είναι η βέλτιστη και γιατί. Οι μέθοδοι λείανσης είναι οι εξής:

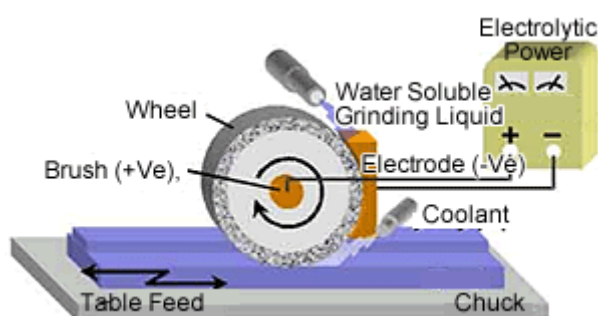
- Magnetorheological finishing (MRF)
- Electrolytic In-Process Dressing (ELID)
- Chemical Mechanical Planarization (CMP)
- Float Polishing
- Elastic Emission Machining (EEM)
- Plasma chemical Vaporization Machining (PCVM)

2.4.1 Magnetorheological finishing

Η διαδικασία αυτή [10] αξιοποιεί πολτούς στίλβωσης που βασίζονται σε υλικά τα οποία παρουσιάζουν αύξηση στο ιξώδες τους παρουσία μαγνητικού πεδίου. Αυτά τα υλικά αναμιγνύονται αναλόγως στην υγρή τους κατάσταση και ύστερα εφαρμόζοντας το κατάλληλο μαγνητικό πεδίο αποκτούν την επιθυμητή ημιστερεά κατάσταση που εφαρμόζεται στις επιφάνειες των προς κατεργασία υλικών. Οι τιμές απομάκρυνσης υλικού μπορούν να προσαρμοσθούν σε ευρεία κλίμακα αλλάζοντας διάφορες παραμέτρους της διαδικασίας (π.χ. μείγμα των υλικών, μαγνητικό πεδίο) επιτρέποντας την απομάκρυνση με κάθε επανάληψη από 10μm έως 10nm υλικού. Ο χειρισμός της διαδικασίας γίνεται σε real time και με τη χρήση αλγορίθμων σε υπολογιστή μπορεί να γίνει χαρτογράφηση και έλεγχος της απομάκρυνσης υλικού κατά μήκος του υλικού κατεργασίας. Το μειονέκτημα αυτής της μεθόδου είναι ότι ασκεί τάσεις στο υλικό κατεργασίας οι οποίες μπορεί να επηρεάσουν τη δομή του στην περιοχή κοντά στην επιφάνεια κατεργασίας.

2.4.2 Electrolytic In-Process Dressing (ELID)

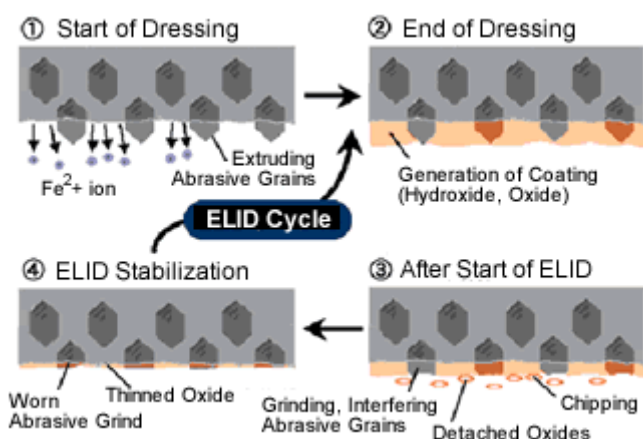
Πρόκειται για μια τεχνική [11] που προσφέρει υψηλής ποιότητας και αποτελεσματικότητας λείανση. Ένας μεταλλικός τροχός, όπως φαίνεται και στην εικόνα αποτελεί το θετικό ηλεκτρόδιο ενώ το αρνητικό ηλεκτρόδιο βρίσκεται απέναντι από την προς λείανση επιφάνεια, η απόσταση ανάμεσα στους 2 πόλους είναι από 0,1 έως 0,3 mm .



Εικόνα 2.5 : Απεικόνιση της τεχνικής ELID. [11]

Τροφοδοτώντας με ηλεκτρικό ρεύμα τα δύο ηλεκτρόδια, απομακρύνονται ηλεκτρολυτικά μεταλλικοί δεσμοί από τον τροχό επιστρώνοντας την επιφάνεια του.

Σύμφωνα με το μηχανισμό λειτουργίας ο τροχός ηλεκτρολύεται με αποτέλεσμα τα λειαντικά, που πρόκειται για κόκκους διαμαντιού, να προεξέχουν καταλλήλως. Η διαδικασία αυτή ταυτόχρονα παράγει μη αγωγίμο οξειδωμένο σίδηρο ο οποίος συσσωρεύεται στην επιφάνεια του τροχού σχηματίζοντας μια επίστρωση και μειώνοντας έτσι το ρεύμα της ηλεκτρόλυσης. Έτσι η επίστρωση ολοκληρώνεται σε αυτό το σημείο. Όταν ξεκινά η λείανση η επίστρωση έρχεται σε επαφή με την επιφάνεια που λειαινουμε και απομακρύνεται με τριβή, ενώ οι κόκκοι του διαμαντιού λειαινουν την επιφάνεια. Αυτό όμως μειώνει το πάχος της επίστρωσης και έτσι το ρεύμα αρχίζει πάλι να ρέει επιθέτοντας πάλι οξείδιο του σιδήρου στην επιφάνεια του τροχού. Έτσι έχουμε μια μέθοδο η οποία παρέχει σταθερή επιφάνεια τριβής η οποία δεν φθείρεται.



Εικόνα 2.6 : Διαδικασία λείανσης. [11]

Βέβαια και αυτή η μέθοδος έχει το μειονέκτημα ότι επιφέρει τάσεις στην προς λείανση επιφάνεια προκαλώντας φθορές στη δομή του υλικού.

2.4.3 Chemical Mechanical Planarization

Η διαδικασία [12] αυτή χρησιμοποιεί ένα λειαντικό και διαβρωτικό υδαρώδες σε συνδυασμό με μια λειαντική πετσέτα που έχει μεγαλύτερες διαστάσεις από το προς κατεργασία υλικό. Η πετσέτα και το υλικό πιέζονται μαζί με μια δυναμική λειαντική κεφαλή η οποία έχει τη δυνατότητα να κινείται σε διαφορετικούς άξονες περιστροφής. Έτσι αφαιρείται υλικό και τείνει να εξαλείφεται κάθε ανώμαλη τοπογραφία κάνοντας το κατεργαζόμενο υλικό επίπεδο.

2.4.4 Float Polishing

Πρόκειται για μέθοδο παρόμοια με το chemical mechanical planarization με τη διαφορά ότι δε χρησιμοποιείται διαβρωτικό υγρό, το προς κατεργασία υλικό βρίσκεται και εδώ μέσα σε μια κεφαλή που έχει τη δυνατότητα να κινείται κατά προτίμηση σε σχήμα 8 έτσι ώστε η διαδικασία της λείανσης να μην έχει προτιμώμενη κατεύθυνση και να γίνεται ισοτροπικά. Κάτω από το υλικό, στον πάγκο εργασίας είναι τοποθετημένες ειδικές πετσέτες (pads) πάνω στις οποίες είναι διασκορπισμένη ειδική σκόνη η οποία είναι αναλόγου διαμέτρου της ζητούμενης επιπεδότητας της επιφάνειας.

2.4.5 Elastic Emission Machining (EEM)

Η τεχνική αυτή [13] βασίζεται στην αρχή ότι όταν δυο στερεά υλικά για πρώτη φορά τοποθετηθούν μαζί και ύστερα διαχωριστούν, άτομα της μιας επιφάνειας ίσως μετακινηθούν στην άλλη. Η συνθήκη της απομάκρυνσης υλικού επιτυγχάνεται με τη μίξη υπέρ-λεπτών σωματιδίων σκόνης, συνήθως ZrO_2 διαμέτρου μικρότερης από $1,0\mu m$ με νερό.

Τα σωματίδια επιταχύνονται προς την επιφάνεια εργασίας μέσω μιας περιστρεφόμενης σφαίρας πολουρεθάνης κομμένης με ακρίβεια μικρότερη από $1\mu m$ και τραχύτητα επιφάνειας $1\mu m$, το οποίο είναι μεγαλύτερο από τα σωματίδια και είναι κατασκευασμένη έτσι ώστε η επιφάνεια εργασίας να μην καταστρέφεται. Τυπική αξιοπιστία κατεργασίας και λείανσης της επιφάνειας είναι μεταξύ $0,1\mu m$ και 30\AA .

2.4.6 Plasma Chemical Vaporization Machining

Η μέθοδος αυτή έχει άριστα αποτελέσματα προκαλώντας χημική αντίδραση φθορίωσης, όπου μέσω της χημικής αντίδρασης απομακρύνεται το Si από το υλικό μας παράγοντας SiF_x . Η μέθοδος αυτή όμως είναι ακατάλληλη για την περίπτωση μας γιατί προκαλεί χάραξη (με ιδιαίτερη ακρίβεια βέβαια), που μας είναι ανεπιθύμητη.

Συμπερασματικά βλέπουμε ότι κάθε μέθοδος έχει τα υπέρ και τα κατά της, MRF, ELID και CMP έχουν το μειονέκτημα ότι πρέπει να εφαρμοστούν είτε ομοιόμορφες είτε μεμονομένες δυνάμεις στην επιφάνεια κατεργασίας οι οποίες αυξάνουν την ένταση της ενέργειας που αποθηκεύεται στην επιφάνεια που εργαζόμαστε και της

προκαλεί αναπόφευκτες καταστροφές. Αντίθετα οι μέθοδοι λείανσης με κατεργασίες μη επαφής, όπως το float Polishing και το EEM δεν έχουν το παραπάνω μειονέκτημα και μπορούν να φτάσουν σε εξαιρετικά επίπεδα επιπεδότητας, όμως η αποδοτικότητα τους είναι ιδιαίτερα χαμηλή συγκρινόμενες με τις προηγούμενες μεθόδους.

Συνυπολογίζοντας ότι κάποιες από αυτές τις μεθόδους για την υλοποίηση τους απαιτούν υψηλή εξειδίκευση και ακριβό εξοπλισμό καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι η μέθοδος Float Polishing είναι μια μέθοδος που μπορεί να δώσει αποτελέσματα, με σχετικά μικρό κόστος, χωρίς να απαιτείται υψηλή εξειδίκευση και άλλωστε έχει χρησιμοποιηθεί στο παρελθόν στο εργαστήριο μας για την κατεργασία αποστατών Fabry-Perot etalon με επιτυχία [16].

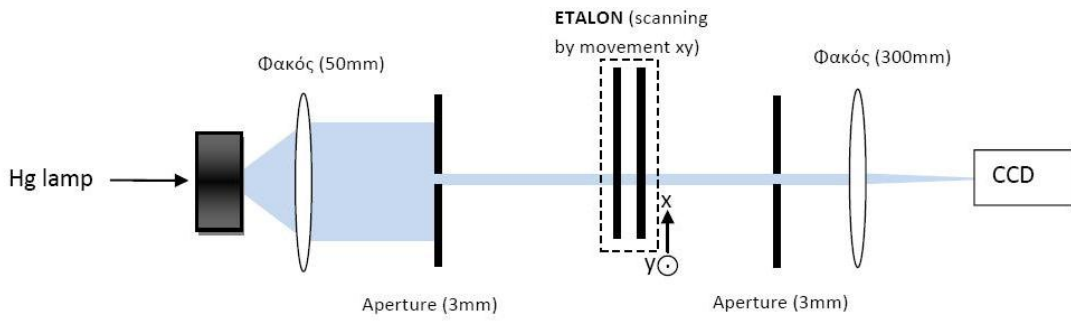
2.5 Πειραματικός χαρακτηρισμός του etalon

Είναι προφανές ότι για τη λειτουργία ενός HSRL είναι απαραίτητη η παρουσία δύο Fabry-Perot etalon με διαφορετική απόσταση ανάμεσα στα κατοπτρά τους ώστε να έχουν διαφορετική διακριτική ικανότητα [14], έτσι απαιτείται ένα Fabry-Perot etalon με απόσταση 100mm για το κανάλι των αερολυμάτων και ένα δεύτερο με απόσταση 10mm για το μοριακό κανάλι.

Σύμφωνα με αυτά που έχουμε πει, οι αποστάτες που διαθέτουμε προφανώς αντιστοιχούν ο μεν κρύσταλλος zerodur στο κανάλι των αερολυμάτων, οι δε από invar στο μοριακό κανάλι.

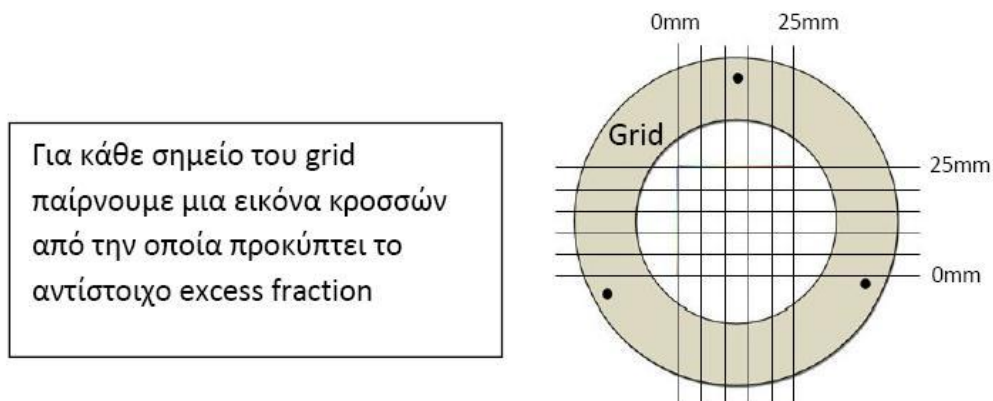
Στους αποστάτες από invar έγινε όπως είδαμε μια προσπάθεια λείανσης με χαμηλού κόστους υλικά, η διαδικασία και τα αποτελέσματα της οποίας θα παρουσιαστούν παρακάτω με το χαρακτηρισμό του Fabry-Perot etalon που κατασκευάστηκε από αυτούς τους αποστάτες.

Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε παρουσιάζεται στην παρακάτω εικ.(2.7) και τα βασικά της στοιχεία είναι η λυχνία Hg που παράγει μια γραμμή στα 435nm και είναι η πηγή μας, οι φακοί που σκοπό έχουν τον έλεγχο της δέσμης, η CCD που χρησιμοποιείται για την απεικόνιση των κροσσών και φυσικά το προς χαρακτηρισμό Fabry-Perot etalon.



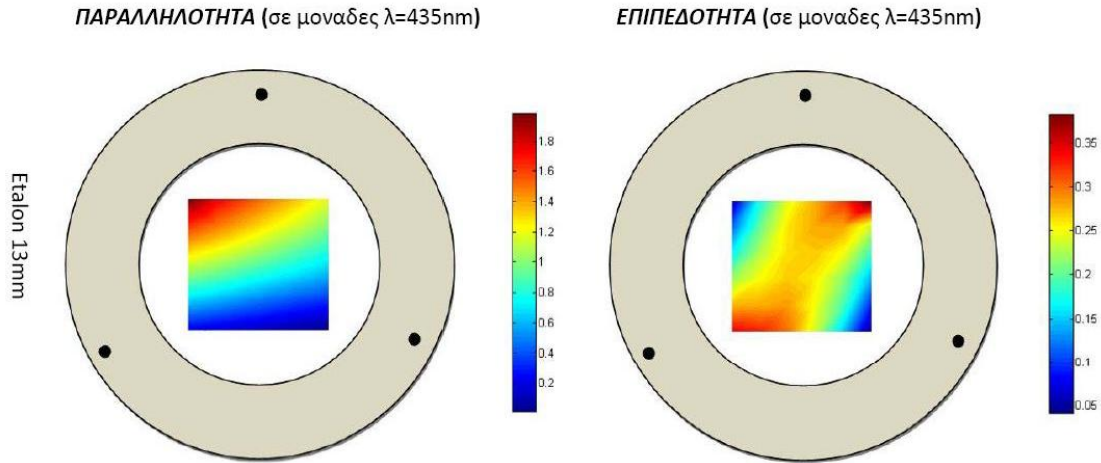
Εικόνα 2.7 : Η πειραματική διάταξη.

Όπως φαίνεται και στην εικ.(2.8) έγινε μια σάρωση της επιφάνειας του etalon και για κάθε σημείο του πλέγματος (grid) πάρθηκε μια εικόνα των κροσσών συμβολής από την οποία υπολογίζεται το excess fraction με τον ίδιο τρόπο που περιγράφεται και στη σελίδα 96 της παρούσας εργασίας.



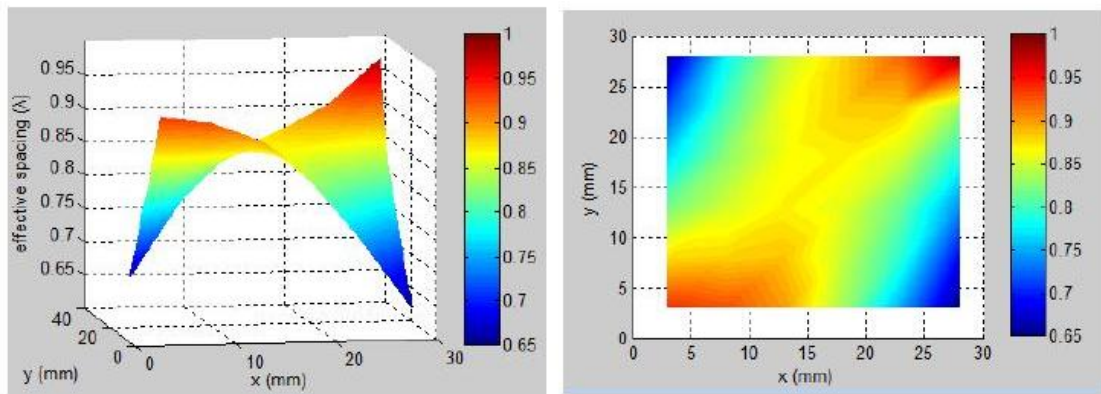
Εικόνα 2.8

Από την επεξεργασία των μετρήσεων προέκυψαν τα αποτελέσματα τα οποία φαίνονται και στην εικ.(2.9) και αφορούν την επιπεδότητα του etalon η οποία είναι περίπου $\lambda/4$ και η γωνία μεταξύ των κατόπτρων είναι $\tan \varphi = 30 \times 10^{-6}$.



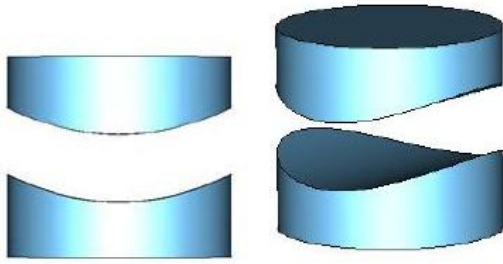
Εικόνα 2.9 : Αναπαράσταση παραλληλότητας και επιπεδότητας του etalon.

Από αυτά τα αποτελέσματα, αφ' ενός είναι φανερό ότι η λείανση που επιτύχαμε δεν είναι ικανοποιητική (αναμενόμενο άλλωστε) μιας και η γωνία που σχηματίζουν τα κατόπτρα είναι σχετικά μεγάλη, αλλά αφ'ετέρου η επιπεδότητα του etalon είναι εξαιρετική και φαίνεται και στη χαρτογράφηση της ενεργής απόστασης μεταξύ των κατόπτρων του etalon των 13mm όπου βλέπουμε ότι υπάρχει μια συμμετρία και μια ομαλότητα στις μεταβολές (το γράφημα παρακάτω φαίνεται σε δύο μορφές).



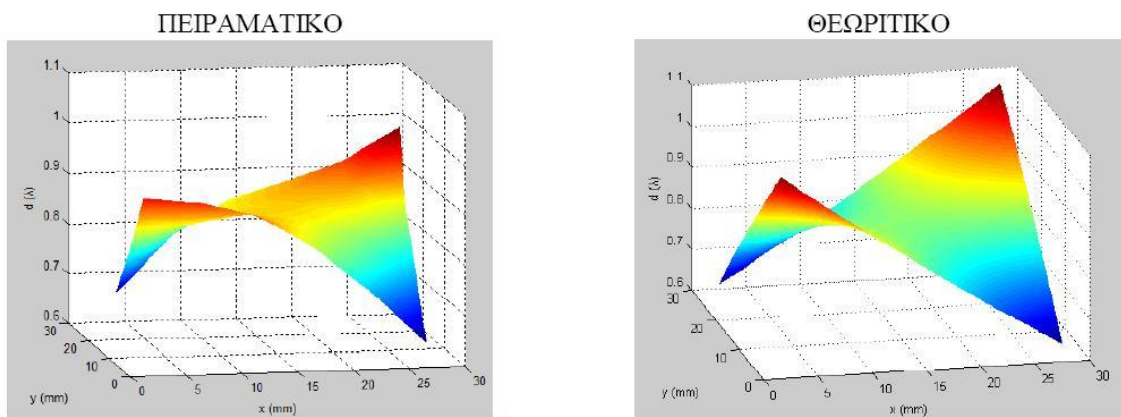
Εικόνα 2.10 : Ενεργή απόσταση μεταξύ των κατόπτρων.

Μια εξήγηση της ομαλότητας θα μπορούσε να είναι η εξής: Αν οι επιφάνειες των κατόπτρων έχουν παρόμοια απόκλιση από την επιπεδότητα, όπως φαίνεται και στην παρακάτω εικ.(2.11) και έχουν τοποθετηθεί με τη σωστή αζιμουθιακή γωνία τότε η απόσταση των κατόπτρων $d(x,y)$ είναι σταθερή σε όλη την επιφάνεια του etalon. Αν όμως έχει γίνει σφάλμα κατά την τοποθέτησή τους τότε το $d(x,y)$ δεν είναι σταθερό.



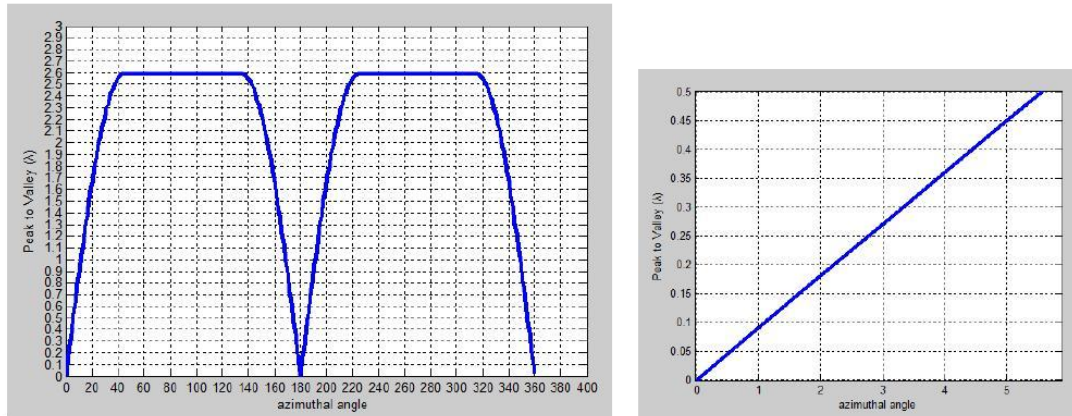
Εικόνα 2.11 : Πιθανή θέση κατόπτρων.

Αν θεωρήσουμε ότι η ακτίνα καμπυλότητας των κατόπτρων είναι $R=150\text{m}$ (ή αλλιώς το Peak to Valley είναι περίπου 4λ) και τα δύο κάτοπτρα έχουν τοποθετηθεί με σφάλμα αζιμουθιακής γωνίας $d\phi=3^\circ$ τότε το $d(x,y)$ προσομοιώνει αρκετά καλά την πειραματική μορφή. Παρακάτω (εικ.2.12) παρατίθεται το θεωρητικό και το πειραματικό $d(x,y)$ στην ίδια χρωματική κλίμακα.



Εικόνα 2.12 : Απόσταση $d(x,y)$ των κατόπτρων.

Επιπροσθέτως στις παρακάτω γραφικές παραστάσεις (εικ.2.13) φαίνεται η μεταβολή του Peak to Valley σε μονάδες μήκους κύματος $\lambda=435\text{nm}$ συναρτήση του αζιμούθιου σφάλματος σε μοίρες στην τοποθέτηση κατόπτρων για ακτίνα καμπυλότητας $R=150\text{m}$.

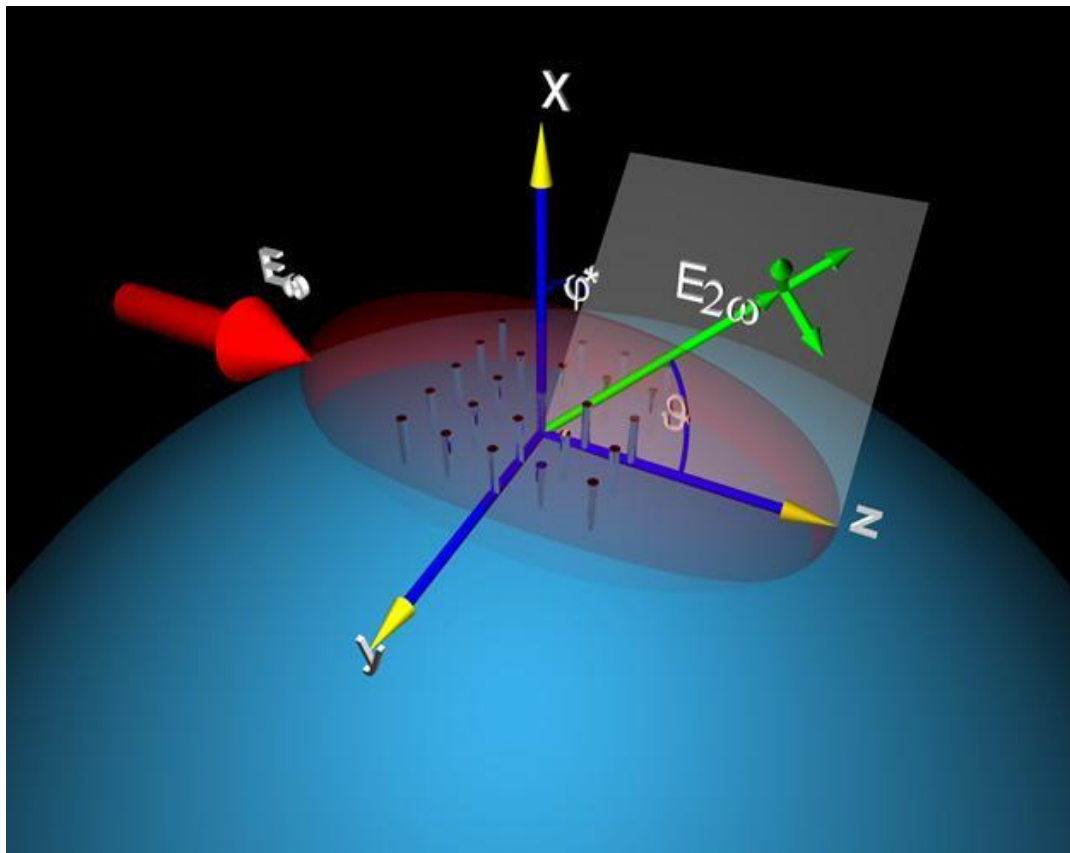


Εικόνα 2.13 : Μεταβολή Peak to Valley

Η παραπάνω ανάλυση έρχεται με τη σειρά της να μας επιβεβαιώσει την ανεπάρκεια της μεθόδου λείανσης που επιλέχθηκε (κοινά εμπορικά γυαλόχαρτα) και να κάνει επιβεβλημένη την ανάγκη για το σχεδιασμό και τη βελτιστοποίηση του τρόπου που θα γίνει λείανση μέσω της μεθόδου float polishing που αναπτύχθηκε παραπάνω, κάτι που σαφώς δεν αφορά μόνο τον αποστάτη από Invar αλλά και αυτόν από Zerodur.

Κεφάλαιο 3

Λειτουργία μοναδικού διαμήκους ρυθμού και δημιουργία 2ης αρμονικής συχνότητας



3.1 Εισαγωγή

Στα πλαίσια του χαρακτηρισμού του etalon που θέλουμε να κατασκευάσουμε αλλά και για τους γενικότερους σκοπούς της ανάπτυξης του HSRL χρειαζόμαστε μια αξιόπιστη δέσμη laser, η οποία να παρέχει εξαιρετική μονοχρωματικότητα, δηλαδή να είναι slm. Το εργαστήριο μας διαθέτει δύο τέτοιες συσκευές laser οι οποίες είναι οι παρακάτω:

- Η πρώτη συσκευή είναι ένα Nd:YVO₄ το οποίο εκπέμπει στα 1064nm, είναι συνεχούς λειτουργίας (cw) και η συσκευή αυτή μας παρέχει ισχύ 500 mW.
- Η δεύτερη συσκευή είναι πάλι Nd:YVO₄ της εταιρίας Elforgight (Model:SPOT-SPOT-1064-SLM-BETA) που εκπέμπει παλμικά στα 1064nm με διάρκεια παλμού έως 4ns(ανάλογα την ένταση του ρεύματος τροφοδοσίας του διοδικού master laser) και μέγιστη ένταση 50μJ .

Η φασματική περιοχή αυτή όμως (1064nm) δεν μας είναι ιδιαίτερα χρήσιμη στην παρούσα φάση καθώς από τις θεμελιώδεις αρχές της ατμοσφαιρικής επισκόπησης με High Spectral Resolution Lidar (HSRL) γνωρίζουμε ότι τα μικρά μήκη κύματος είναι χρήσιμα, μιας και στη μοριακή οπισθοσκέδαση η ενεργός διατομή είναι ανάλογη του λ^{-4} ενώ στην οπισθοσκέδαση αερολυμάτων η ενεργός διατομή κυμαίνεται από λ^{-2} έως λ^{-1} αναλόγως το σωματίδιο[14].

Γενικά η πιο διαδεδομένα χρησιμοποιούμενη δέσμη στα HSRL είναι η 3^η αρμονική του Nd:YAG στα 355nm, εμείς όμως σε πρώτη φάση θα προσπαθήσουμε να παράξουμε τη δεύτερη αρμονική του Nd:YVO₄ στα 532nm με προφανές όφελος την ευκολία στην ανίχνευση της μιας που σε αντίθεση με τις δύο προαναφερόμενες φασματικές γραμμές ανήκει στο ορατό και είναι εύκολα ανιχνεύσιμη όχι μόνο από εμάς αλλά και από το χρησιμοποιούμενο CCD, αλλά είναι και πιο εύκολη η προφύλαξη μας από αυτή τη δέσμη. Γι αυτό το λόγο σε αυτό το κεφάλαιο θα ασχοληθούμε με τη διερεύνηση της θεωρίας και των τρόπων εξαγωγής δέσμης slm από μια συσκευή laser, καθώς και με την παραγωγή της 2^{ης} αρμονικής σε ένα laser και πως αυτή παράγεται από τις μεθόδους της μη γραμμικής οπτικής.

Αντίθετα σε αυτό το κεφάλαιο θα μπορούσαμε να αφιερώσουμε αρκετές σελίδες σχετικά με τις αρχές λειτουργίας των lasers (εξαναγκασμένη εκπομπή, αναστροφή

πληθυσμών, αντηχείο κ.α.), κάτι τέτοιο όμως έχει ήδη γίνει [14], οπότε η αναλυτική περιγραφή των παραπάνω δεν κρίνεται σκόπιμη.

3.2 Λειτουργία laser μονού διαμήκους ρυθμού (slm)

3.2.1 Το αντηχείο ως etalon

Το αντηχείο του laser είναι ουσιαστικά ένα Fabry-Perot etalon και άρα η ανάλυση που προηγήθηκε στο 1^ο κεφάλαιο ισχύει και για το αντηχείο του laser.

Από την εξ.1.8 έχουμε τη συνθήκη ενισχυτικής συμβολής στο etalon:

$$2nd \cos \theta = m\lambda, m = 1,2,3 \dots$$

Αυτό σημαίνει στην πράξη ότι το εύρος της δέσμης laser δεν είναι συνεχές αλλά κατά κάποιο τρόπο είναι κβαντισμένο και επιτρέπει μόνο σε συγκεκριμένες τιμές του μήκους κύματος (ρυθμούς) να ταλαντωθούν στην κοιλότητα όπου σε συνδυασμό με την καμπύλη συχνοτήτων μετάπτωσης του laser ορίζουν τις συχνότητες που περιέχονται στην εκπεμπόμενη ακτινοβολία η οποία εξαρτάται από το μήκος κύματος λ , το οπτικό βάθος nd και τη γωνία της δέσμης θ . Μία μεταβολή της καθεμιάς από αυτές τις ποσότητες θα μετέβαλλε τα επιτρεπόμενα από το etalon μήκη κύματος. Η διαφορά μήκους κύματος μεταξύ δύο επιτρεπόμενων ρυθμών είναι το FSR του etalon. Παρακάτω παρουσιάζονται οι μεταβολές που απαιτούνται για να μετακινηθεί το φάσμα του laser κατά ένα FSR.

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{2nd \cos \theta} \quad (3.1) \quad , \quad \Delta\nu = \frac{c}{2nd \cos \theta} \quad (3.2) \quad ,$$

$$\Delta(nd) = \frac{\lambda_0}{2 \cos \theta} \quad (3.3) \quad , \quad \Delta\theta = \left(\frac{\lambda}{nd}\right)^{1/2} \quad , \text{για } \theta = 0 \quad (3.4)$$

Αν θεωρήσουμε ότι η δέσμη μας έχει μόνο έναν ρυθμό ταλάντωσης τότε σύμφωνα με τα παραπάνω ο διαχωρισμός των διαμήκων ρυθμών δίνεται από την

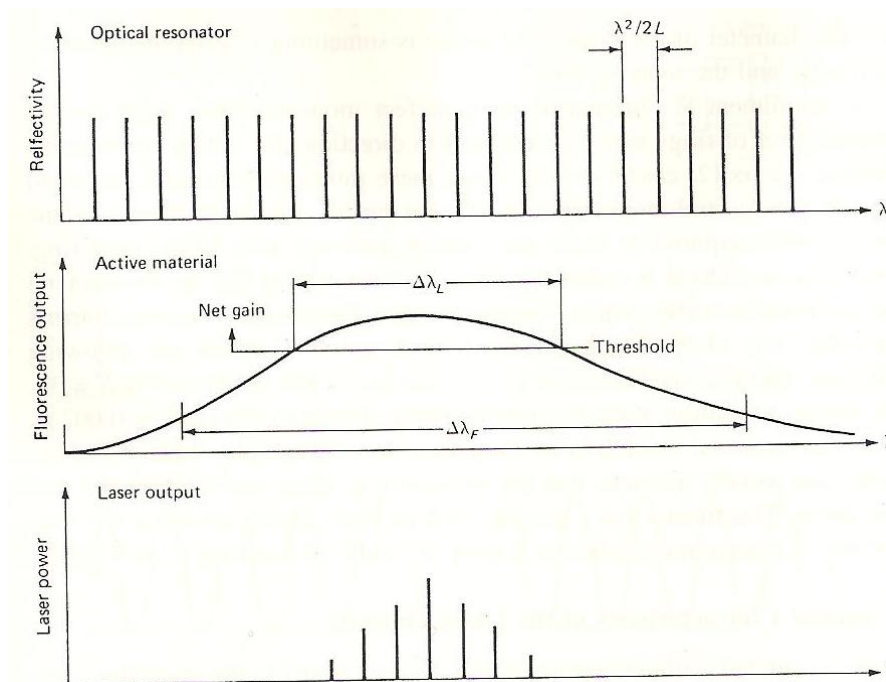
$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{2L} \quad \text{ή} \quad \Delta\nu = \frac{c}{2L} \quad \text{όπου } L \text{ το μήκος του αντηχείου} \quad (3.5)$$

Βέβαια στην περίπτωση της παρουσίας πολλών εγκάρσιων ρυθμών παρουσιάζονται επιπρόσθετες συχνότητες να ενισχύονται στην κοιλότητα, όμως οι εγκάρσιοι ρυθμοί

αφενός περιορίζονται με τη χρήση φίλτρων ή ταλαντωτή [4] αφετέρου δεν ανήκουν στους στόχους της παρούσας ανάλυσης.

3.2.2 Φασματικά χαρακτηριστικά της εκπεμπόμενης δέσμης

Εάν ένα laser λειτουργεί χωρίς κανένα στοιχείο επιλογής ρυθμού στο αντηχείο, το φάσμα της εξόδου του θα αποτελείται από ένα μεγάλο αριθμό διακριτών συχνοτήτων που καθορίζονται από τους εγκάρσιους και αξονικούς ρυθμούς. Το εύρος του μήκους κύματος του laser περιορίζει τον αριθμό των ρυθμών που έχουν επαρκές κέρδος κατά την ταλάντωση. Η κατάσταση σχηματοποιείται στην εικ.(3.1) όπου φαίνονται οι επιτρεπόμενες συχνότητες ενός οπτικού αντηχείου και η γραμμή φθορισμού ενός ενεργού υλικού. Εκπομπή laser συμβαίνει σε αυτά τα μήκη κύματος στα οποία το γινόμενο του κέρδους της διάδοσης laser και η ανακλαστικότητα των κατόπτρων υπερβαίνει τη μονάδα. Στο εξειδανικευμένο παράδειγμα της εικόνας το laser θα μπορούσε να ταλαντώνεται σε 7 διαμήκεις ρυθμούς.



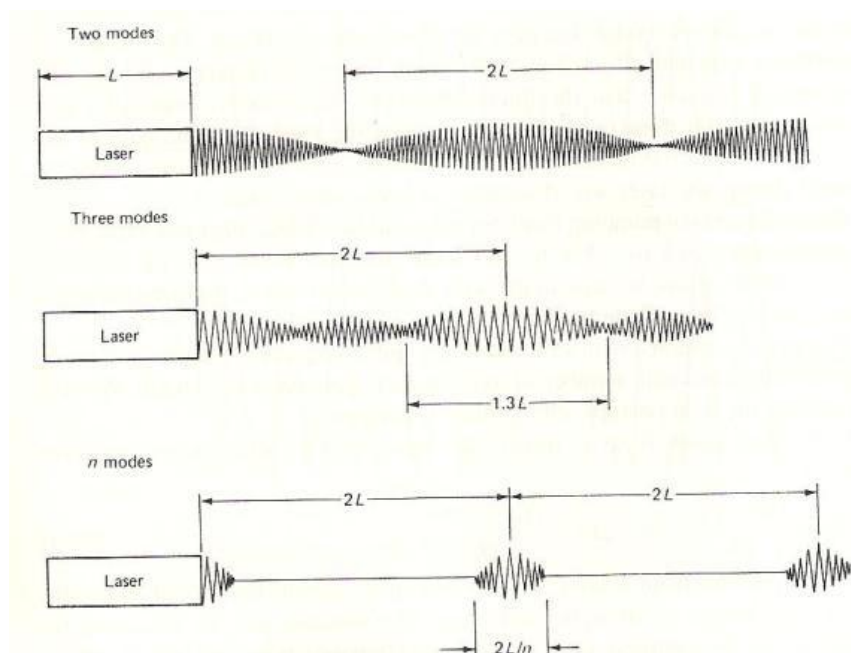
Εικόνα 3.1 : Σχηματικό διάγραμμα της φασματικής εξόδου ενός laser χωρίς επιλογή ρυθμού. [15]

Τα φασματικά χαρακτηριστικά ενός laser συχνά περιγράφονται με όρους εύρους συχνότητας, εύρους μήκους κύματος, αριθμού αξονικών ρυθμών και μήκους συμφωνίας, οι σχέσεις μεταξύ αυτών των ποσοτήτων δίνονται από τις παρακάτω

σχέσεις όπου μας δίνουν το εύρος συχνοτήτων μεταξύ των δύο ακραίων ρυθμών, αν το laser εκπέμπει σε K διαμήκεις ρυθμούς

$$\Delta\nu = \frac{(K-1)c}{2L} \quad \text{ή} \quad \Delta\lambda = \frac{(K-1)\lambda^2}{2L} \quad (3.6)$$

Η δέσμη που εκπέμπεται από ένα laser περιέχει διακριτό αριθμό κοντινών μηκών κύματος και διαμορφώνεται πολύ ισχυρά. Η κατάσταση απεικονίζεται καταγράφοντας την απλούστερη περίπτωση δύο υπερτιθέμενων κυμάτων των οποίων τα μήκη κύματος βρίσκονται σε γειτονικούς διαμήκεις ρυθμούς και φαίνεται σχηματικά στην εικ.(3.2), τα δύο κύματα που συμβάλλουν παράγουν κινούμενους κόμβους οι οποίοι απέχουν το διπλάσιο του μήκους της κοιλότητας. Όταν εκπέμπονται οι γραμμές 3 τέτοιων συχνοτήτων (3 γειτονικά modes), το output γίνεται πιο διαμορφωμένο ωστόσο τα μέγιστα είναι ακόμα διαχωρισμένα κατά απόσταση διπλάσια από την απόσταση των κατόπτρων. Όσο ο αριθμός των ρυθμών αυξάνεται τόσο η περιοχή της κατασκευαστικής συμβολής γίνεται στενότερη.



Εικόνα 3.2 : Output ενός laser χειριζόμενο σε δύο, τρεις και n διαμήκεις ρυθμούς. [15]

3.2.3 Χειρισμός του laser σε λειτουργία μονού ρυθμού

Το εύρος του μήκους κύματος της εξόδου ενός laser που λειτουργεί σε μονό διαμήκη ρυθμό είναι συνήθως αρκετές τάξεις μεγέθους στενότερο από το εύρος ενός κενού ή

παθητικού αντηχείου. Το θεωρητικό όριο του εύρους της γραμμής καθορίζεται από την αυθόρμητα εκπεμπόμενη ακτινοβολία η οποία αναμιγνύεται με το κύμα που είναι ήδη παρόν στο αντηχείο και παράγει διακυμάνσεις φάσης, τα φωτόνια στο αντηχείο αντιστοιχούν όλα σε συμφασικά κύματα εκτός από αυτά της αυθόρμητης εκπομπής, η οποία συμβαίνει στην ίδια συχνότητα αλλά σε τυχαία φάση.

Το εύρος της γραμμής σε λειτουργία ενός ρυθμού δίνεται από τη σχέση Schallow-Townes

$$\Delta\nu_L = \frac{2\pi\hbar\nu(\Delta\nu_c)}{P_{OUT}} \quad (3.7)$$

όπου $\Delta\nu_c$ το εύρος συχνοτήτων του παθητικού αντηχείου, $\hbar\nu$ η ενέργεια του φωτονίου και P_{OUT} η ισχύς εξόδου του laser. Το εύρος $\Delta\nu_c$ είναι ανάλογο του χρόνου ζωής του φωτονίου, του μήκους l' του αντηχείου, των απωλειών κατά μήκος μίας κυκλικής διαδρομής L και της διάδοσης T στην έξοδο ως εξής:

$$\tau_c = \frac{1}{2\pi(\Delta\nu_c)} = \frac{2l'}{c(L+T)} \quad (3.8)$$

Από αυτή την (3.8) η (3.7) γίνεται:

$$\Delta\nu_L = \frac{\hbar\nu}{2\pi\tau_c^2 P_{OUT}} \quad (3.9)$$

Όμως η ισχύς εξόδου του laser P_{OUT} είναι ίση με τον αριθμό των φωτονίων στο αντηχείο επί την ενέργεια ανά φωτόνιο προς το χρόνο ζωής των φωτονίων τ_c , άρα

$$P_{OUT} = \frac{n\hbar\nu}{\tau_c} \quad (3.10)$$

και έτσι βρίσκουμε ότι το εύρος της γραμμής είναι ίσο με το εύρος της γραμμής του άδειου αντηχείου δια τον αριθμό των φωτονίων.

$$\Delta\nu_L = \frac{\Delta\nu_c}{n} \quad (3.11)$$

Η πιο σύμφωνη πηγή στερεάς κατάστασης είναι το διοδικά αντλούμενο ring Nd:YAG laser, όπου το μικρό σε μήκος και σταθερό design του αντηχείου διαχωρίζει τους διαμήκεις ρυθμούς επαρκώς ώστε να εξασφαλίζεται η λειτουργία ενός ρυθμού. Η διοδική άντληση εξαλείφει αστάθειες που υπεισέρχονται από την άντληση και είναι

παρούσες σε flashlamps, ενώ η ring διαμόρφωση αποτρέπει το χωρικό hole burning που θα εξηγήσουμε παρακάτω.

Σημαντικοί παράγοντες που καθορίζουν στην πράξη τη συχνότητα του laser είναι οι θερμοκρασιακές μεταβολές, οι μηχανικές δονήσεις και αστάθειες που παράγουν τυχαίες μεταβολές στη συχνότητα. Για παράδειγμα η επίδραση της θερμοκρασίας σε ένα Nd:YAG laser @1064nm βιβλιογραφικά [15] είναι 3,1GHz/°C.

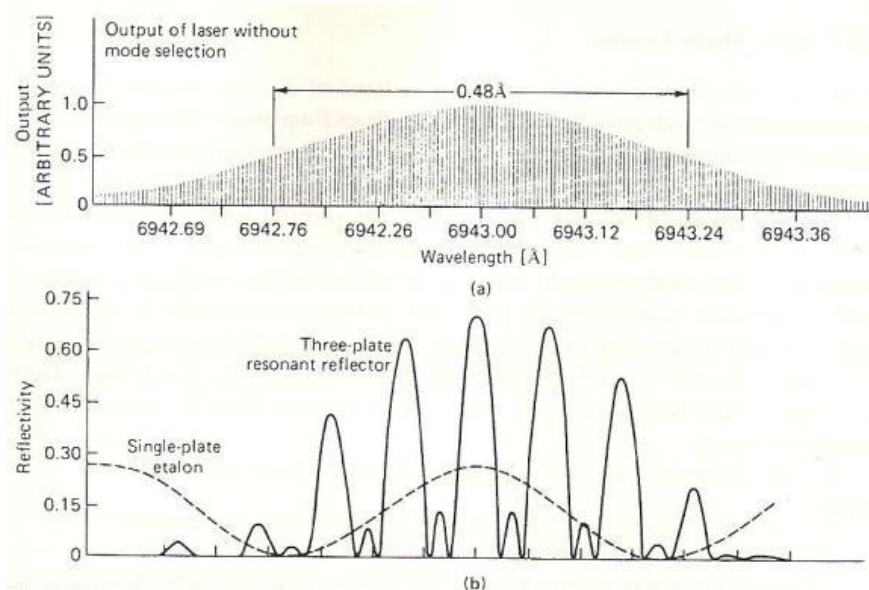
Ένα τυπικό laser στερεάς κατάστασης ταλαντώνεται σε μια μάντα διακριτών συχνοτήτων οι οποίες έχουν ένα συνολικό εύρος περίπου 10^{-4} της συχνότητας του laser. Εφόσον όμως μιλάμε για μια μονοχρωματική πηγή φωτός υπάρχουν πολλές εφαρμογές (όπως το HSRL) που απαιτούν μεγαλύτερη φασματική καθαρότητα. Από τις πολλές τεχνικές που έχουν αναπτυχθεί γι' αυτό το σκοπό ξεχωρίζουν 3 τεχνικές επιλογής ρυθμού.

- Συμβολομετρική επιλογή ρυθμού
- Ενίσχυση της επιλογής διαμήκους ρυθμού
- Injection seeding

3.2.3.1 Συμβολομετρική επιλογή ρυθμού

- Κάτοπτρα συντονισμού (resonant reflectors)

Αντικαθιστώντας τη συνήθη διηλεκτρική επίστρωση του εμπρόσθιου κατόπτρου με κάτοπτρο συντονισμού ο αριθμός των ταλαντούμενων ρυθμών μπορεί να μειωθεί δραματικά. Παράδειγμα στην εικ.(3.3) φαίνεται το φάσμα εξόδου ενός laser ρουβινίου το οποίο χειρίζεται χωρίς κανένα στοιχείο επιλογής ρυθμού στην κοιλότητα. Όταν το laser χειρίζεται με δύο διηλεκτρικά επιστρωμένα κάτοπτρα εκπέμπει μια δέσμη με εύρος περίπου 0,5Å στο 50% της ισχύος.



Εικόνα 3.3 : (α) Φασματική έξοδος ενός laser ρουβινίου χωρίς επιλογή ρυθμού (β) καμπύλες συντονισμού στοιχείων επιλογής ρυθμού. [15]

Το εύρος φθορισμού του ρουβινίου είναι $5,5\text{\AA}$ σε θερμοκρασία δωματίου, ωστόσο πάνω από το κατώφλι του laser μειώνεται κατά έναν παράγοντα 10. Η περιοχή εύρους $0,5\text{\AA}$ περιέχει περίπου 160 διαμήκεις ρυθμούς για ένα αντηχείο 75cm και ο κάθε ρυθμός απέχει από τον επόμενο $0,003\text{\AA}$. Η διακεκομμένη γραμμή στην εικ.(3.3.b) δείχνει την ανακλαστικότητα συναρτήσει μήκους κύματος ενός μονού sapphire etalon πλάτους $3,2\text{mm}$. Η καμπύλη σχεδιάστηκε ώστε η κορυφή της ανακλαστικότητας να συμπίπτει με το μέγιστο του κέρδους, σε αυτή την περίπτωση το laser θα εκπέμπει μια δέσμη με εύρος $0,06\text{\AA}$ (20 ρυθμοί). Στην πραγματικότητα αν το etalon δεν ελέγχεται θερμοκρασιακά η κορυφή της ανακλαστικότητας μπορεί να βρεθεί οπουδήποτε σε σχέση με την καμπύλη κέρδους. Η χειρότερη θέση θα ήταν εκεί όπου η ανακλαστικότητα έχει ελάχιστο στην κορυφή της γραμμής του laser, σε αυτή την περίπτωση παίρνουμε μια έξοδο που αποτελείται από 2 ομάδες γραμμών που απέχουν $0,45\text{\AA}$.

Στην εικ.(3.3) επίσης φαίνεται η καμπύλη ανακλαστικότητας ενός κατόπτρου συντονισμού 3-πλακιδίων, οι κορυφές ανακλαστικότητας αυτής της συσκευής είναι πολύ στενότερες συγκρινόμενες με κάτοπτρο ενός πλακιδίου, αυτό κάνει μια τέτοια μονάδα καλύτερο επιλογέα ρυθμού. Πειράματα έχουν δείξει ότι αυτός ο τύπος επιλογέα ρυθμού μπορεί να μειώσει τον αριθμό των αξονικών ρυθμών από 1 έως 3 κάτω από κατάλληλες συνθήκες λειτουργίας.

Κάτοπτρα συντονισμού με 1,2 ή 3 etalons χρησιμοποιούνται και κατασκευάζονται συνήθως από χαλαζία ή sapphire. Και τα δύο υλικά έχουν υψηλό κατώφλι καταστροφής αλλά το πλεονέκτημα του sapphire έναντι του χαλαζία είναι η υψηλότερη κορυφή ανακλαστικότητας που μπορεί να επιτευχθεί στον ίδιο αριθμό επιφανειών. Οι κορυφές ανακλαστικότητας για μονό- , διπλό- , τριπλό-κάτοπτρο συντονισμού είναι 0.13 , 0.40 , 0.66 με χαλαζία και 0.25 , 0.66 και 0.87 με sapphire αντίστοιχα. Το πάχος του etalon είναι περίπου 2 με 3mm το οποίο διασφαλίζει ένα σχετικά μεγάλο φασματικό διαχωρισμό του μέγιστου της ανακλαστικότητας μέσα στην καμπύλη φθορισμού έτσι ώστε το lasing να συμβαίνει σε μια μόνο κορυφή. Σε κάτοπτρα πολλαπλών πλακιδίων η απόσταση μεταξύ των etalons είναι 20-25mm με σκοπό να κατορθώνεται ένα στενό εύρος της κύριας γραμμής.

Ο σχεδιασμός των κατόπτρων πολλαπλών πλακιδίων μπορεί να βελτιστοποιηθεί με τη βοήθεια προγραμμάτων που λαμβάνουν υπ' όψιν την επιθυμητή ανακλαστικότητα, το εύρος και το διαχωρισμό των ταλαντούμενων ρυθμών. Είναι σημαντικό η διαφορά στο πάχος των πλακιδίων που βρίσκονται στο ίδιο αντηχείο να είναι μικρότερη από το 1/10 του μήκους κύματος ενώ και ο παραλληλισμός των αποστατών μεταξύ των πλακιδίων πρέπει να έχει την ίδια ανοχή. Λόγω της σχετικά χαμηλής κορυφής ανακλαστικότητας των κατόπτρων αυτές οι διατάξεις χρησιμοποιούνται με Q-switched laser στερεάς κατάστασης.

Η βέλτιστη επιλογή ρυθμού από ένα κάτοπτρο συντονισμού επιτυγχάνεται μόνο όταν το μέγιστο της ανάκλασης της συσκευής τοποθετείται στην κορυφή της καμπύλης φθορισμού του ενεργού υλικού και ιδανικά το κέρδος σε γειτονικά μέγιστα ανάκλασης είναι ανεπαρκές να προκαλέσει ταλάντωση. Η ρύθμιση της θερμοκρασίας είναι ο πιο συνήθης τρόπος μετακίνησης των κορυφών ανάκλασης των κατόπτρων σε σχέση με το εύρος του laser.

- Συντονισμός της κοιλότητας (intracavity resonances)

Η επιλογή ρυθμού μπορεί επίσης να επιτευχθεί χρησιμοποιώντας το αντηχείο του laser σαν etalon, ευθυγραμμίζοντας προσεκτικά το επίπεδο και μη επιστρωμένο άκρο του αντηχείου σε μια επίπεδη κοιλότητα κατόπτρων ή προσθέτοντας κάτοπτρα που σχηματίζουν τριών ή τεσσάρων κατόπτρων αντηχεία laser.

- Κεκλιμένα etalon εντός της κοιλότητας

Η σταθερότητα, η απλότητα, το χαμηλό κόστος και η ευρεία αποδοχή του εύρους κύματος και του FSR κάνουν τα κεκλιμένα etalon έναν ευέλικτο επιλογέα ρυθμού

Το etalon εισέρχεται με μια μικρή γωνία στο αντηχείο του laser, η κλίση αποσυνδέει αποτελεσματικά την εσωτερική διάδοση του etalon από το αντηχείο, δηλαδή καμία άλλη ταλάντωση δε θα σχηματιστεί στις άλλες επιφάνειες του κύριου αντηχείου. Αν το etalon δεν είναι επαρκώς ευθυγραμμισμένο δρα απλά σαν ένα φίλτρο διάδοσης. Το κεκλιμένο etalon δεν έχει απώλειες ανάκλασης για συχνότητες που ανταποκρίνονται στο μέγιστο διάδοσης του Fabry-Perot. Σε άλλες συχνότητες οι ανακλάσεις από αυτόν τον επιλογέα ρυθμού χάνονται από την κοιλότητα και έτσι έχουμε έναν μηχανισμό απωλειών ανάλογου της συχνότητας.

Μια μικρή περιοχή υψηλής διάδοσης μπορεί να επιτευχθεί χρησιμοποιώντας υψηλής ανακλαστικότητας επιστρώσεις στο etalon. Το γεγονός ότι για αποδοτική επιλογή ρυθμού τα κεκλιμένα etalon πρέπει να είναι διηλεκτρικά επιστρωμένα είναι μειονέκτημα σε συστήματα υψηλής ισχύος γιατί υπάρχει ο κίνδυνος καταστροφής, ειδικά από τη στιγμή που η ένταση της ισχύος μέσα στο etalon είναι υψηλότερη από το κυρίως αντηχείο κατά ένα παράγοντα $(1 - R)^{-1}$. Οπότε η υψηλότερη αντοχή των κατόπτρων συντονισμού είναι ο λόγος που προτιμούνται σαν επιλογείς ρυθμού στα παλμικά Q-switched lasers. Απ' την άλλη τα κάτοπτρα συντονισμού δε μπορούν να χρησιμοποιηθούν για cw-αντλούμενα Nd:YAG laser γιατί η μέγιστη ανακλαστικότητα είναι πολύ χαμηλή σε αυτές τις συσκευές, οπότε για αυτά τα κεκλιμένα etalon είναι ο κύριος επιλογέας ρυθμού.

Το μέγιστο διάδοσης μπορεί να ρυθμιστεί στην κεντρική περιοχή της καμπύλης κέρδους αλλάζοντας τη γωνία της κλίσης ή τη θερμοκρασία του etalon. Μια απαίτηση για επιλογή ρυθμού είναι η διάδοση του etalon να μειώνεται αρκετά απότομα ώστε να επιτρέπει την ταλάντωση σε ένα μόνο ρυθμό. Η διάδοση T μπορεί να επεκταθεί γύρω από το μέγιστο και να γίνει:

$$T(\nu) = \left[1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \left(\frac{2\pi nd \, d\nu}{c} \right)^2 \right]^{-1} \quad (3.12)$$

όπου $d\nu$ η μεταβολή της συχνότητας από το μέγιστο διάδοσης και R η ανακλαστικότητα των επιφανειών του etalon. Αν θεωρήσουμε ότι ένας ρυθμός ταλαντώνεται στο κέντρο της καμπύλης διάδοσης του etalon ($d\nu=0$), ο ρυθμός με το

2° μεγαλύτερο T θα απέχει $dv = c/2L$. Για λειτουργία σε μονό ρυθμό το κεκλιμένο Fabry-Perot etalon θα πρέπει να έχει επαρκή επιλεκτικότητα ώστε να αποκόψει γειτονικούς διαμήκεις ρυθμούς και το FSR του πρέπει να είναι αρκετά μεγάλο ώστε ώστε το κέρδος του laser να μειώνεται επαρκώς στην επόμενη ταλάντωση. Η δυσκολία η οποία προκύπτει από αυτές τις 2 απαιτήσεις στην επιλογή του κατάλληλου ως προς το πάχος etalon αναιρείται χρησιμοποιώντας 2 etalon διαφορετικού πάχους στο αντηχείο, τα etalons πρέπει να είναι θερμοκρασιακά ρυθμιζόμενα στο κέντρο της καμπύλης κέρδους και σταθεροποιημένα σε ένα εύρος $0,01^\circ\text{C}$.

3.2.3.2 Ενίσχυση της επιλογής διαμήκους ρυθμού

Εδώ θα συζητήσουμε το γεγονός ότι η λειτουργία slm είναι ευκολότερο να επιτευχθεί υπό ορισμένες συνθήκες όπως π.χ. σε ένα laser μικρού εύρους μήκος κύματος, με μικρό μήκος αντηχείου, μεγάλο αριθμό round-trips σε Q-switch laser και διαμόρφωση φάσης του στάσιμου κύματος μέσα στο υλικό.

- Ψύξη του ενεργού υλικού

Το εύρος του φάσματος εκπομπής στα laser στερεάς κατάστασης μειώνεται, μειούμενης της θερμοκρασίας. Έτσι μειώνεται ο αριθμός των διαμήκων ρυθμών που έχουν κέρδος στην ταλάντωση.

- Μείωση του οπτικού αντηχείου

Ο φασματικός διαχωρισμός γειτονικών διαμήκων ρυθμών είναι αντιστρόφως ανάλογος προς το μήκος του αντηχείου, έτσι σε ένα μικρότερο αντηχείο είναι ευκολότερο να διακρίνουμε τους ανεπιθύμητους ρυθμούς.

- Επιμήκυνση του χρόνου χτισίματος του παλμού (build-up time)

Έχει παρατηρηθεί ότι το παθητικό Q-switching δρα ως επιλογέας ρυθμού. Η επιλογή διαμήκους ρυθμού στα laser συμβαίνει ενώ ο παλμός δημιουργείται από θόρυβο, κατά τη διάρκεια του χρόνου δημιουργίας οι ρυθμοί που έχουν μεγαλύτερο κέρδος αυξάνονται σε πλάτος πιο γρήγορα από τους άλλους ρυθμούς, όμως παρά αυτή τη διαφορά υπάρχει και άλλος ένας παράγοντας που καθορίζει τη φασματική έξοδο του

laser. Αυτός είναι ο αριθμός των πλήρων κύκλων που κάνει ο παλμός μέχρι να δημιουργηθεί από το θόρυβο, η διαφορά στο πλάτος μεταξύ δύο ρυθμών γίνεται μεγαλύτερη αν αυξηθεί ο αριθμός των πλήρων κύκλων, οπότε για μια δεδομένη διαφορά κέρδους μεταξύ δύο ρυθμών είναι σημαντικό για καλή επιλογή ρυθμού να επιτρέψουμε όσους περισσότερους πλήρεις κύκλους μπορούμε. Μάλιστα το παθητικό Q-switch απαιτεί περισσότερους πλήρεις κύκλους για την ανάπτυξη ενός παλμού συγκρινόμενο με μια κυψέλη Pockels και άρα έχει μεγαλύτερες ικανότητες επιλογής ρυθμού.

Σε συμφωνία με τα παραπάνω είναι η χρήση ενεργού Q-switch, το οποίο όμως να λειτουργεί έτσι που να εξασφαλίζει μεγάλο χρόνο δημιουργίας. Αυτό γίνεται χρησιμοποιώντας μία Q-switch κυψέλη Pockels με τρόπο ανάλογο του κορεσμένου αποσβεστήρα, με αυτή την τεχνική η κυψέλη Pockels είναι μερικώς ανοιχτή και έτσι παρουσιάζει μια απώλεια ανάλογη της απώλειας χαμηλής στάθμης λόγω απορρόφησης ενός κορεσμένου αποσβεστήρα. Σαν αποτέλεσμα της άντλησης το συνολικό κέρδος αυξάνεται μέχρι να φτάσει στη μονάδα και ξεκινά η δημιουργία ενός γιγαντιαίου παλμού, αυτό καταγράφεται από μια φωτοδίοδο και το σήμα της χρησιμοποιείται για να σκανδαλίσει την κυψέλη Pockels να ανοίξει εντελώς όταν το προκαθορισμένο επίπεδο σήματος έχει επιτευχθεί. Έτσι ένας μεγάλος χρόνος χτισίματος κατορθώνεται με ένα ενεργό Q-switch να χρησιμοποιείται με τρόπο παρόμοιο με τον παθητικό κορεσμένο αποσβεστήρα Q-switch.

- Μείωση του χωρικού καψίματος οπής (hole burning)

Οι περιορισμοί στην επιτυχία ενός μεγαλύτερου μονορυθμικού output συχνά αποδίδονται στο χωρικό κάψιμο οπής. Τα άτομα που βρίσκονται σε γειτονία με κομβικά επίπεδα ενός διαμήκους ρυθμού κατά προτίμηση θα συνεισφέρουν σε άλλους ρυθμούς. Στα laser αερίου το χωρικό κάψιμο οπής υπάρχει αλλά εμποδίζεται από τις θερμικές κινήσεις των ατόμων, στους κρυστάλλους όμως τα πλάτη των πλεγματικών ταλαντώσεων είναι μικρά συγκρινόμενα με το μήκος κύματος του φωτός και έτσι χωρικό averaging δε μπορεί να πραγματοποιηθεί. Η απόδοση της επιλογής διαμήκους ρυθμού μπορεί να αυξηθεί παρέχοντας σχετική κίνηση μεταξύ των ατόμων στο ενεργό υλικό και του ηλεκτρικού πεδίου του αντηχείου.

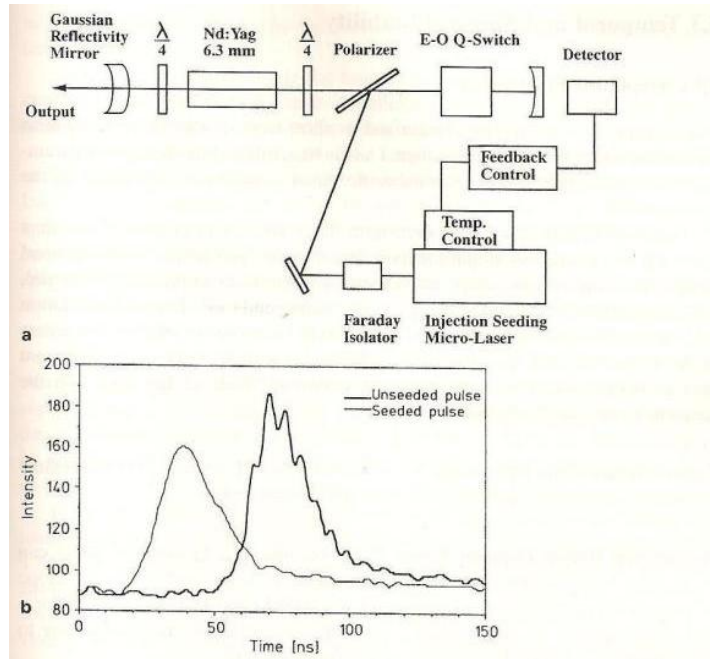
Αρχικά το χωρικό κάψιμο οπής μπορεί να εξαλειφθεί με οδεύοντα κύματα με δομή δακτυλίου, δημιουργώντας κυκλικά πολωμένο φως στη ράβδο με μηχανική κίνηση ή

ηλεκτροοπτική ρύθμιση της φάσης. Τα ring lasers παρουσιάζουν ιδιαίτερη επιτυχία στην επίτευξη γραμμής στενού εύρους από αρκετά laser στερεάς κατάστασης.

3.2.3.3 Injection seeding

Η ανάπτυξη του injection seeding έγινε δυνατή λόγω της επάρκειας μικροσκοπικών seed lasers και επιτυγχάνεται εισάγοντας ακτινοβολία από ένα χαμηλής ισχύος (συνήθως cw) σταθερό slm laser με TEM₀₀ που έχει το ρόλο του master στην υψηλής ισχύος κοιλότητα του Q-switch κατά τη διάρκεια της δημιουργίας του παλμού. Η ακτινοβολία του master laser μαζί με την τυχαία εκπομπή από το slave laser ενισχύονται στην κοιλότητα του slave, αν το εγχυμένο σήμα έχει αρκετή ισχύ στην κοιλότητα αντήχησης του slave ο μονός διαμήκης ρυθμός του θα κορέσει τελικά το ομογενώς διευρυμένο κέρδος του υλικού και με την απουσία του καψίματος οπής θα εμποδιστεί η ανάπτυξη οποιουδήποτε άλλου διαμήκη ρυθμού από τυχαία εκπομπή.

Η εικ.(3.4) αναπαριστά την τεχνική του injection seeding που μπορεί να μετατρέψει το slm output ενός cw seed laser σε ένα ισχυρό Q-switch παλμό. Η δέσμη ενός διοδικού laser εισάγεται στην κοιλότητα του αντηχείου μέσω ανάκλασης από το διαχωριστή δέσμης, ένας ρότορας Faraday μαζί με έναν πολωτή συνδιάζονται και παρέχουν την απαραίτητη απομόνωση μεταξύ του master και του Q-switch slave laser για προστασία του master από πιθανή καταστροφή αλλά και για να εμποδίσουμε αποσταθεροποιητική ανάδραση στον ταλαντωτή του master. Με την κοιλότητα ταλάντωσης του slave laser σε χαμηλή Q-κατάσταση ο εγχυμένος παλμός κάνει ένα κυκλικό ταξίδι στην κοιλότητα και μετά απορρίπτεται στον πολωτή, καθώς το Q-switch ανοίγει ο εγχυμένος παλμός αυξάνει απότομα στην κοιλότητα εξάγοντας ενέργεια από το υλικό, αν το αρχικά εγχυόμενο σήμα είναι επαρκούς έντασης ο ρυθμός του laser που θα δημιουργείται θα ανταποκρίνεται σε αυτόν της πηγής έγχυσης. Κέρδος ισχύος 10^9 μπορεί να επιτευχθεί μεταξύ του master και του slave laser με αυτή την τεχνική.



Εικόνα 3.4 : (α) Σχηματική αναπαράσταση ενός injection seeded slave laser, (β) Χρονικό σχήμα παλμού με και χωρίς seeding. [15]

Για χειρισμό μοναδικού διαμήκους ρυθμού (slm) είναι απαραίτητο να αποφύγουμε το χωρικό κάψιμο οπής στη ράβδο του laser, αυτό είναι αναγκαίο ειδικά στα συστήματα υψηλού κέρδους όπου η μη εξαγόμενη ενέργεια αυξάνει το "post lasing" που ακολουθεί τον κύριο Q-Switch παλμό. Γι' αυτό το σκοπό είναι απαραίτητο να αποφύγουμε το σχηματισμό στάσιμων κυμάτων στη ράβδο του laser εισάγοντας $\lambda/4$ πλακίδια στο αντηχείο σε κάθε πλευρά της ράβδου του ενεργού υλικού, όπως φαίνεται στην εικόνα. Τα $\lambda/4$ πλακίδια μετατρέπουν τα οδεύοντα κύματα σε κυκλικά πολωμένα στη ράβδο, η υπέρθεση δύο κυκλικά πολωμένων κυμάτων τα οποία είναι χωρικά διαχωρισμένα το ένα σε σχέση με το άλλο κατά $\lambda/4$ παράγουν ένα twisted ηλεκτρικό πεδίο στη ράβδο με χωρική περίοδο ενός οπτικού μήκους κύματος. Κάθε πολωτικό στοιχείο του ηλεκτρικού πεδίου σχηματίζει ένα στάσιμο κύμα αλλά με διαφορά φάσης 90° μεταξύ των συστατικών του που εξασφαλίζει ότι η συνολική ένταση ενέργειας σε ένα ρυθμό είναι ομοιογενής κατά μήκος της ράβδου και έτσι αποτρέπεται το hole burning στη ράβδο.

3.3 Θεωρητική περιγραφή της δημιουργίας 2^{ns} αρμονικής συχνότητας

Στη γραμμική οπτική η επαγόμενη διηλεκτρική πόλωση ενός μέσου σχετίζεται γραμμικά με το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο, δηλαδή

$$P = \varepsilon_0 \chi E \quad (3.13)$$

Όπου χ η ηλεκτρική επιδεκτικότητα. Σε περιπτώσεις που έχουμε υψηλά ηλεκτρικά πεδία (π.χ. στις δέσμες laser) η παραπάνω γραμμική σχέση δεν είναι καλή προσέγγιση και λαμβάνουμε υπ'όψιν και επιπλέον όρους στους οποίους το P σχετίζεται με υψηλότερης τάξης δυνάμεις του E και αυτή η μη γραμμική απόκριση οδηγεί σε ανταλλαγή ενέργειας μεταξύ ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων σε διάφορες συχνότητες. Η επαγόμενη μη γραμμική πόλωση P^{NL} σχετίζεται με το ηλεκτρικό πεδίο E του ηλεκτρομαγνητικού κύματος μέσω της βαθμωτής σχέσης :

$$P^{NL} = 2\varepsilon_0 d E^2 \quad (3.14)$$

Όπου d ένας συντελεστής με διάσταση αντίστροφη του ηλεκτρικού πεδίου. Η φυσική προέλευση της (3.14) οφείλεται στη μη γραμμική παραμόρφωση των εξωτερικών, χαλαρά δέσμιων, ηλεκτρονίων ενός ατόμου ή ατομικού συστήματος όταν υποστεί υψηλά ηλεκτρικά πεδία.

Συγκρίνοντας την (3.13) με την (3.14) βλέπουμε ότι ο μη γραμμικός όρος της πόλωσης γίνεται συγκρίσιμος με το γραμμικό για ένα ηλεκτρικό πεδίο

$$E \cong \frac{\chi}{d} \quad (3.15)$$

Όμως $\chi \approx 1$, άρα το $1/d$ πρέπει να είναι η ένταση του πεδίου για την οποία ο γραμμικός και ο μη γραμμικός όρος γίνονται συγκρίσιμοι, δηλαδή θα έχουμε μια ικανοποιητικού μεγέθους μη γραμμική παραμόρφωση των εξωτερικών ηλεκτρονίων. Η δημιουργία 2^{ης} αρμονικής εξετάζεται μόνο στα μη κεντροσυμμετρικά υλικά καθώς η συμμετρία των κεντροσυμμετρικών υλικών (αρκετοί κρύσταλλοι, υγρά και αέρια) επιβάλλει $d=0$.

Ας θεωρήσουμε ένα μονοχρωματικό επίπεδο κύμα συχνότητας ω διαδιδόμενο στη διεύθυνση z μέσω ενός μη γραμμικού κρυστάλλου. Για ένα επίπεδο κύμα ομοιόμορφης έντασης γράφουμε την ακόλουθη έκφραση για το ηλεκτρικό πεδίο:

$$E_{\omega(z,t)} = \frac{1}{2} \{ E_{(z,\omega)} \exp[i(\omega t - \kappa_{\omega} z)] + c.c. \} \quad (3.16)$$

Όπου $c.c.$ = το μιγαδικό συζυγές του όρου που βρίσκεται στην αγκύλη (complex conjugate), $\kappa_{\omega} = \frac{\omega}{c_{\omega}} = \frac{n_{\omega} \omega}{c_0}$, c_{ω} = η ταχύτητα του φωτός στον κρύσταλλο, n_{ω} = δείκτης διάθλασης στη συχνότητα ω , c_0 = η ταχύτητα του φωτός στο κενό.

Αντικατάσταση της (3.16) στην (3.15) δείχνει ότι η P^{NL} περιέχει έναν όρο ταλαντούμενο σε συχνότητα 2ω , δηλαδή:

$$P_{2\omega}^{NL} = \frac{\epsilon_0 d}{2} \{ E_{(z,\omega)}^2 \exp[i(2\omega t - 2k_\omega z)] + c. c. \} \quad (3.17)$$

Η εξίσωση (3.17) περιγράφει μια πόλωση ταλαντούμενη σε συχνότητα 2ω της οποίας η χωρική μεταβολή θα είναι υπό τη μορφή ενός κύματος που θα ακτινοβολεί σε συχνότητα 2ω , δημιουργώντας έτσι ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα στη συχνότητα της $2^{ης}$ αρμονικής 2ω , το οποίο έχει τη μορφή:

$$E_{2\omega(z,t)} = \frac{1}{2} \{ E_{(z,2\omega)} \exp[i(2\omega t - \kappa_{2\omega} z)] + c. c. \} \quad (3.18)$$

Όπου $\kappa_{2\omega} = \frac{2\omega}{c_{2\omega}} = \frac{2n_\omega \omega}{c_0}$ είναι το κυματόνισμα στη συχνότητα 2ω .

Η φυσική προέλευση της $2^{ης}$ αρμονικής βρίσκεται πίσω από το γεγονός ότι σαν αποτέλεσμα της γραμμικής σχέσης (3.14) το ηλεκτρομαγνητικό κύμα στη βασική συχνότητα ω αυτοσυντονίζεται και παράγει πόλωση σε συχνότητα 2ω . Συγκρίνοντας την (3.17) με την (3.18) βλέπουμε μια πολύ σημαντική συνθήκη που πρέπει να ισχύει αν θέλουμε αυτή η διεργασία να συμβεί αποδοτικά. Η φασική ταχύτητα του κύματος πόλωσης $v_p = 2\omega / 2\kappa_\omega$ πρέπει να γίνει ίση προς εκείνη του παραγόμενου ηλεκτρομαγνητικού κύματος $v_E = 2\omega / \kappa_{2\omega}$, δηλαδή πρέπει να ισχύει

$$\kappa_{2\omega} = 2\kappa_\omega \quad (3.19)$$

Αν δεν ικανοποιείται αυτή η συνθήκη, η φάση του κύματος πόλωσης σε κάποιο σημείο σε απόσταση l μέσα στον κρύσταλλο (όπου η φάση είναι $\kappa_\omega l$) θα είναι διαφορετική από εκείνη του παραγόμενου κύματος (φάση $\kappa_{2\omega} l$). Αυτή η αυξανόμενη διαφορά φάσης με την απόσταση l σημαίνει ότι το παραγόμενο κύμα δεν αυξάνει προσθετικά με την απόσταση l αφού δεν επάγεται από πόλωση με την κατάλληλη φάση. Η συνθήκη αυτή (3.19), είναι η συνθήκη ταιριάσματος φάσης (phase matching) και ανάγεται στην

$$n_{2\omega} = n_\omega \quad (3.20)$$

Αν οι διευθύνσεις του E_ω και του P^{NL} (άρα και του $E_{2\omega}$) ήταν πράγματι ίδιες, όπως φαίνεται από την (3.14), δεν θα ήταν δυνατό να ικανοποιηθεί η (3.20) εξαιτίας της

διασποράς $\Delta n = n_{2\omega} - n_{\omega}$ του κρυστάλλου. Αυτό θα έθετε ένα αυστηρό όριο στο μήκος του κρυστάλλου l_c για το οποίο η P^{NL} μπορεί να δίνει συνεισφορά η οποία συνεχίζει να προστίθεται αθροιστικά για να σχηματίσει το κύμα της 2^{ης} αρμονικής. Αυτό το μήκος l_c (μήκος συμφωνίας) πρέπει πραγματικά να αντιστοιχεί στην απόσταση μέσα στην οποία το κύμα P και το κύμα $E_{2\omega}$ παρουσιάζουν διαφορά φάσης π , δηλαδή

$$\kappa_{2\omega} l_c - 2\kappa_{\omega} l_c = \pi \quad \text{το οποίο γίνεται : } l_c = \frac{\lambda}{4\Delta n} \quad , \quad (3.21)$$

Όπου $\lambda = \frac{2\pi c_0}{\omega}$, μήκος κύματος θεμελιώδους κύματος στο κενό .

Αν λυθούν οι εξισώσεις του Maxwell για τις δύο δέσμες σε μη γραμμικό μέσο, ο λόγος της ενέργειας της 2^{ης} αρμονικής προς την αρχική ακτινοβολία δίνεται από τη (3.14) και είναι:

$$\frac{P_{2\omega}}{P_{\omega}} = \tan h^2 \left[lK^{1/2} \left(\frac{P_{\omega}}{A} \right)^{1/2} \frac{\sin \Delta\kappa l/2}{\Delta\kappa l/2} \right] \quad \text{όπου } K = 2\eta^3 \omega_1^2 d_{eff}^2 \quad , \quad l \text{ το μήκος του μη}$$

γραμμικού κρυστάλλου, A το εμβαδόν της αρχικής δέσμης και $\eta = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0\epsilon} = 377/n_0 \text{ V/A}$ είναι η αντίσταση του κύματος.

Στη συνήθη περίπτωση όπου οι αποδοτικότητες μετατροπής είναι μικρές η παραπάνω σχέση απλοποιείται ως εξής:

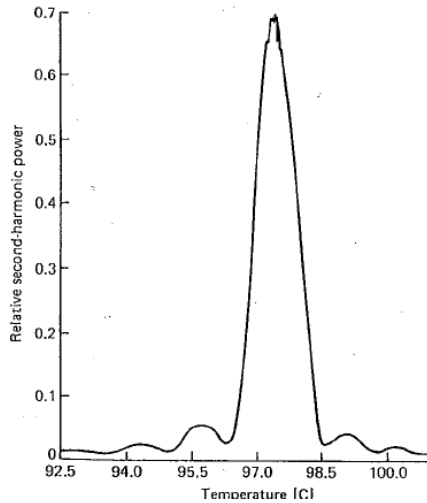
$$\frac{P_{2\omega}}{P_{\omega}} = l^2 K \frac{P_{\omega}}{A} \frac{\sin \Delta\kappa l/2}{(\Delta\kappa l/2)^2} \quad (3.22)$$

Για δοσμένο μη γραμμικό υλικό και μήκος αυτού το K είναι μια σταθερά.

Η αποδοτικότητα της μετατροπής εξαρτάται από:

- το μήκος του κρυστάλλου,
- την ένταση της δέσμης και
- την αναντιστοιχία της φάσης (phase mismatch).

Για ένα κρύσταλλο με καθορισμένο μήκος η ενέργεια της παραγόμενης 2^{ης} αρμονικής εξαρτάται ισχυρά από το phase mismatch το οποίο εκφράζεται με μια συνάρτηση του sinc^2 όπως φαίνεται και στην εικ.(3.5), σε αυτή την περίπτωση η διακύμανση του $\Delta\kappa$ επιτυγχάνεται αλλάζοντας τη θερμοκρασία του κρυστάλλου.



Εικόνα 3.5 : Δημιουργία 2^{ης} αρμονικής σα συνάρτηση της θερμοκρασίας σε κρύσταλλο Ba₂Na₅O₁₅ για διπλασιασμό συχνότητας ενός Nd:YAG laser. [5]

Η ενέργεια της αρμονικής ακτινοβολίας είναι σε μέγιστο όταν $\Delta k=0$, δηλαδή σε θερμοκρασία που έχουμε ακριβές ταίριασμα φάσης.

Για κρύσταλλο όπου το Δk είναι καθορισμένο η ενέργεια της παραγόμενης 2^{ης} αρμονικής σαν συνάρτηση της απόστασης l αυξάνεται και μειώνεται με περίοδο $\Delta k l / 2 = \pi$. Η μισή από αυτή την απόσταση ονομάζεται μήκος συμφωνίας l_c και είναι η απόσταση από την πρόσοψη της εισόδου του κρυστάλλου έως το σημείο όπου η ενέργεια της 2^{ης} αρμονικής έχει τη μέγιστη τιμή της. Για κανονική πρόσπτωση το μήκος συμφωνίας είναι όπως έχουμε δει:

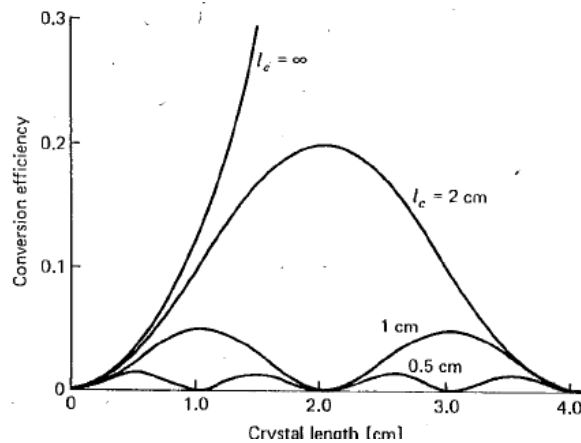
$$l_c = \frac{\lambda}{4\Delta n}$$

Εκφράζοντας το phase mismatch Δk σε όρους μήκους συμφωνίας προκύπτει:

$$\frac{P_{2\omega}}{P_{\omega}} = l_c^2 K \frac{4}{\pi^2} \frac{P_{\omega}}{A} \sin^2 \left(\frac{\pi l}{2l_c} \right) \quad (3.23)$$

Η ταλαντωτική συμπεριφορά αυτής της σχέσης φαίνεται στην εικ.(3.6) για διάφορες τιμές του l_c . Για την ιδανική περίπτωση $l_c = \infty$ η απόδοση μετατροπής σε 2^η αρμονική είναι ανάλογη με το τετράγωνο του μήκους του κρυστάλλου, τουλάχιστον σε προσέγγιση μικρής ισχύος

$$\frac{P_{2\omega}}{P_{\omega}} = l_c^2 K \frac{P_{\omega}}{A} \quad (3.24)$$



Εικόνα 3.6 : Απόδοση μετατροπής ισχύος $2^{\text{ης}}$ αρμονικής σε συνάρτηση της απόστασης l από την επιφάνεια εισόδου ενός CDA κρυστάλλου. Παράμετρος είναι το μήκος συμφωνίας l_c ($K=1,3 \times 10^{-9} \text{ W}^{-1}$, $\lambda=1,06\mu\text{m}$, $I=100\text{MW/cm}^2$). [5]

Είναι φανερό πως αν στον κρύσταλλο δεν ισχύει $l_c = \infty$, η υψηλότερη ενέργεια $2^{\text{ης}}$ αρμονικής που μπορούμε να παράξουμε είναι το σήμα που αποκτούμε αφού η δέσμη διαπεράσει το μήκος συμφωνίας χωρίς να παίζει ρόλο πλέον το υπόλοιπο μήκος του κρυστάλλου. Η μείωση της ενέργειας της αρμονικής στο αμέσως επόμενο κομμάτι (π.χ μεταξύ l_c και $2l_c$) εξηγείται από την αντιστροφή της ροής της ισχύος, δηλαδή αντί η ενέργεια να πηγαίνει από το αρχικό, πολωμένο κύμα προς το ηλεκτρομαγνητικό κύμα της $2^{\text{ης}}$ αρμονικής συμβαίνει το αντίθετο, η ενέργεια επιστρέφει στην αρχική δέσμη και έτσι προκύπτει ότι η ενέργεια ταλαντώνεται μεταξύ των 2 κυμάτων.

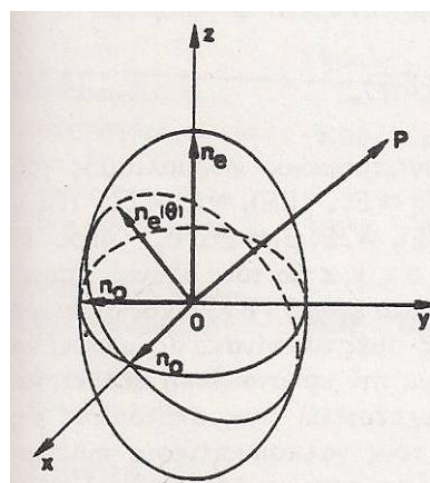
Σχεδόν σε όλες τις πρακτικές εφαρμογές το μήκος συμφωνίας περιορίζεται από τη διασπορά και το φασματικό εύρος της δέσμης του laser, τις θερμοκρασιακές διακυμάνσεις του κρυστάλλου αλλά και τις διακυμάνσεις της γωνίας πρόσπτωσης της δέσμης στον κρύσταλλο.

Με τις τυπικές τιμές διασποράς στην ορατή περιοχή, το μήκος συμφωνίας στους περισσότερους κρυστάλλους μειώνεται περίπου στα 10 μm , γι' αυτό το λόγο η ένταση της ακτινοβολίας της $2^{\text{ης}}$ αρμονικής είναι τόσο μικρή, οπότε η αντιμετώπιση της διασποράς είναι απαραίτητη.

Η συνθήκη ταιριάσματος φάσης μπορεί να ικανοποιηθεί σε έναν κατάλληλο ανισότροπο κρύσταλλο. Σε έναν ανισότροπο κρύσταλλο έχει δειχθεί ότι για μια δεδομένη διεύθυνση διάδοσης υπάρχουν δυο διαφορετικά πολωμένα επίπεδα κύματα που μπορούν να διαδοθούν. Σε αυτές τις διαφορετικές πολώσεις αντιστοιχούν 2

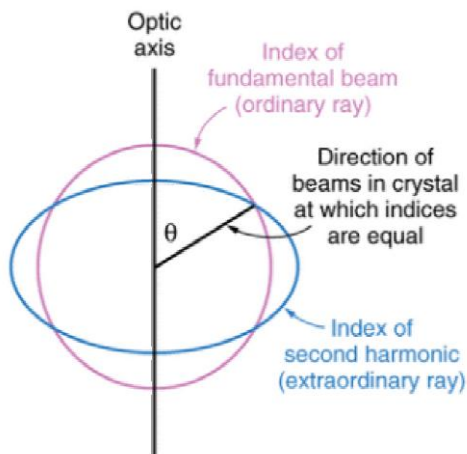
διαφορετικοί δείκτες διάθλασης. Το φαινόμενο αυτό αναφέρεται ως διπλοθλαστικότητα, αντισταθμίζει την επίδραση της διασποράς και περιγράφεται με το ελλειψοειδές του δείκτη διάθλασης, το οποίο για έναν μονοαξονικό κρύσταλλο, είναι ελλειψοειδές εκ περιστροφής γύρω από τον οπτικό άξονα (άξονας z της εικ.(3.7)).

Οι δυο επιτρεπόμενες διευθύνσεις πόλωσης και οι αντίστοιχοι δείκτες διάθλασης βρίσκονται ως ακολούθως [15]: Από το κέντρο του ελλειψοειδούς χαράζουμε μια γραμμή στη διεύθυνση διάδοσης της δέσμης (γραμμή OP στην εικόνα) και ένα επίπεδο κάθετο προς αυτή τη γραμμή. Η τομή του επιπέδου με το ελλειψοειδές είναι μια έλλειψη. Οι δύο άξονες αυτής της έλλειψης είναι παράλληλοι προς τις δύο διευθύνσεις πόλωσης και το μήκος κάθε ημιάξονα είναι ίσο με το δείκτη διάθλασης γι'αυτή τη διεύθυνση πόλωσης. Μια από αυτές τις διευθύνσεις είναι αναγκαστικά κάθετη προς τον οπτικό άξονα και το κύμα που έχει αυτή την πόλωση ονομάζεται τακτικό κύμα και ο δείκτης διάθλασης του n_o είναι ανεξάρτητος από τη διεύθυνση διάδοσης. Το κύμα με την άλλη διεύθυνση πόλωσης ονομάζεται έκτακτο κύμα και ο αντίστοιχος δείκτης διάθλασης $n_e(\theta)$ παίρνει τιμές από ίση με αυτή του τακτικού κύματος έως μια τιμή n_e , που ονομάζεται έκτακτος δείκτης.



Εικόνα 3.7 : Ελλειψοειδές μονοαξονικού κρυστάλλου.

Ένας ισοδύναμος τρόπος να περιγράψουμε τη διάδοση κύματος είναι μέσω των κανονικών επιφανειών. Σε αυτή την περίπτωση, για μια δεδομένη διεύθυνση διάδοσης είτε για τακτικό είτε για έκτακτο κύμα, το μήκος της ακτίνας στη διεύθυνση διάδοσης δίνει το δείκτη διάθλασης του κύματος.



Εικόνα 3.8: Μέθοδος κανονικών επιφανειών.[15]

Όπως φαίνεται και στην εικ.(3.8) η κανονική επιφάνεια για το τακτικό κύμα είναι μια σφαίρα, ενώ η κανονική επιφάνεια για το έκτακτο κύμα είναι ένα ελλειψοειδές εκ περιστροφής γύρω από τον οπτικό άξονα .

3.4 Συνθήκες παραγωγής 2^{ης} αρμονικής από τα διαθέσιμα laser

Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία [17] για την παραγωγή της 2^{ης} αρμονικής απαιτείται ισχύς ακτινοβολίας 10^9 W/m^2 έτσι ώστε να δημιουργηθεί στον κρύσταλλο το απαιτούμενο ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο. Στην περίπτωση που θέλουμε να δημιουργήσουμε 2^η αρμονική συχνότητα με το συνεχές laser που διαθέτουμε των 500mW εύκολα μπορούμε να υπολογίσουμε το μέγιστο εμβαδό που πρέπει να έχει η δέσμη μας για να δημιουργείται η απαιτούμενη ισχύς.

$$\frac{500\text{mW}}{S} = 10^9 \text{ W/m}^2 \Rightarrow S = 5 \times 10^{-10} \text{ m}^2 = 5 \times 10^2 \mu\text{m}^2 \quad (3.25)$$

Το εμβαδό αυτό αντιστοιχεί σε ένα κύκλο με διάμετρο περίπου 25,2 μm , άρα διαπιστώνουμε ότι το μέγιστο εμβαδόν της δέσμης προκειμένου να έχουμε παραγωγή 2^{ης} αρμονικής είναι τα $5 \times 10^2 \mu\text{m}^2$, με δεδομένο το γεγονός ότι η δέσμη που προκύπτει από το συγκεκριμένο laser έχει διάμετρο 1mm για να επιτευχθεί η απαιτούμενη ισχύς πρέπει με ισχυρούς φακούς μικρού μεγέθους να γίνει σμίκρυνση της διαμέτρου της δέσμης κατά ένα λόγο 40 ή να τοποθετηθεί ο μη γραμμικός κρύσταλλος μέσα στην κοιλότητα του laser.

Αντίστοιχα για το δεύτερο laser που διαθέτουμε (το παλμικό Nd:YVO₄ @1064nm) έχει μέγιστη ενέργεια παλμού 50 μJ και διάρκεια παλμού 2ns, αυτό συνεπάγεται ισχύ

$$P = \frac{E}{t} = \frac{50 \times 10^{-6} J}{2 \times 10^{-9} s} = 25 \times 10^3 W \quad (3.26)$$

Και για να έχουμε παραγωγή 2^{ης} αρμονικής αυτό αντιστοιχεί σε εμβαδό δέσμης

$$\frac{25 \times 10^3 W}{S} = 10^9 \frac{W}{m^2} \Rightarrow S = 25 \times 10^{-6} m^2 = 25 mm^2 \quad (3.27)$$

Ασφαλώς η δέσμη που παράγει αυτό το laser είναι κάτω από αυτό το κατώφλι οπότε αναμένουμε να έχουμε παραγωγή δεύτερης αρμονικής από αυτό το laser τοποθετώντας τον κρύσταλλο έξω από την κοιλότητα του laser.

Μια δεύτερη και εξίσου σημαντική παράμετρος για την επιτυχή λειτουργία του κρυστάλλου στην παραγωγή της ζητούμενης δέσμης είναι η μη υπέρβαση του κατωφλίου ασφαλούς λειτουργίας του κρυστάλλου, γιατί είναι προφανές ότι σε περίπτωση που η προσπίπτουσα ισχύ είναι μεγαλύτερη από αυτή που μπορεί να δεχθεί ο κρύσταλλος, όχι απλά δεν θα έχουμε παραγωγή 2^{ης} αρμονικής αλλά θα συμβεί και καταστροφή του μη γραμμικού κρυστάλλου. Βέβαια κάθε μη γραμμικός κρύσταλλος έχει το δικό του κατώφλι καταστροφής (damage threshold), το οποίο όπως μπορεί να φανταστεί κανείς εξαρτάται από τη δομή αλλά και τη θερμοκρασία του κρυστάλλου.

Είναι σαφές ότι ζητούμενο για την παραγωγή δέσμης με διπλασιασμένη συχνότητα από την αρχική είναι η εύρεση ενός ‘παραθύρου’ λειτουργίας ανάμεσα στην ελάχιστη απαιτούμενη ισχύ και στο κατώφλι καταστροφής του μη γραμμικού κρυστάλλου.

3.5 Επιλογή κατάλληλου κρυστάλλου

Οι βιβλιογραφικά διαθέσιμοι κρύσταλλοι είναι πάνω από 40 και το πρόγραμμα SNLO [17] προσφέρει πολύτιμη βοήθεια [18] στην επιλογή του κατάλληλου μη γραμμικού κρυστάλλου για κάθε πιθανή εφαρμογή, αλλά και υποδεικνύει την κατάλληλη γωνία πρόσπτωσης της δέσμης ώστε να έχουμε ταίριασμα φάσης.

Σύμφωνα με το SNLO πολλοί κρύσταλλοι παρουσιάζουν μεγάλη διαπερατότητα στα 1064nm αυτοί είναι οι: KDP,BBO, BiBO, CBO, DADP, DKDP, GdCOB, KTA, KTP, LBO, LITA, RBBF, RTA, RTP και YCOB

Από τους παραπάνω κρυστάλλους ξεχωρίζει ο KTP (KTiOPO_4) ο οποίος είναι το μη γραμμικό οπτικό υλικό που χρησιμοποιείται ευρύτατα για την παραγωγή 2^{ης} αρμονικής των Nd:lasers που εκπέμπουν περίπου στο 1μm. Αν και αρκετά μεμονωμένα χαρακτηριστικά άλλων υλικών είναι καλύτερα, ο KTP παρουσιάζει τέτοιο συνδυασμό ιδιοτήτων που τον κάνουν μοναδικό για μη γραμμικές οπτικές εφαρμογές 2^{ης} τάξης και συγκεκριμένα για την παραγωγή 2^{ης} αρμονικής των Nd:lasers.

Οι κύριοι ανταγωνιστές του KTP είναι οι LBO,KDP,KD*P,BBO ,που όμως δεν καταφέρνουν να επικρατήσουν του KTP για διάφορους λόγους

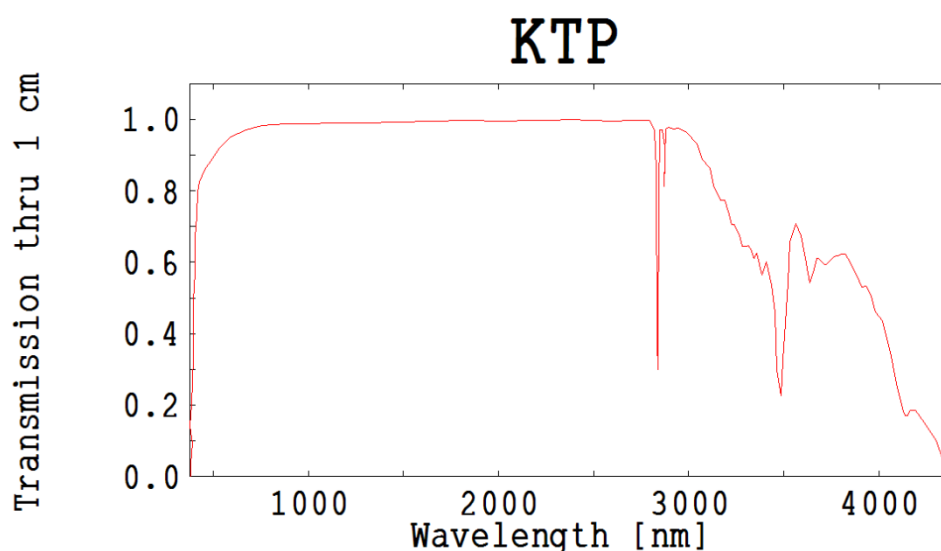
- το LBO έχει μικρότερη διπλοθλαστικότητα και το φασματικό εύρος ταιριάσματος φάσης είναι μικρότερο, επίσης εμπορικά είναι περιορισμένα διαθέσιμος. Αποτελεί τον εναλλακτικό του KTP για δημιουργία 2^{ης} αρμονικής στα Nd:lasers.
- Το KDP και το ισόμορφο του KD*P αν και κατασκευάζεται εύκολα και είναι ανθεκτικό στο laser, παρουσιάζει μικρό δείκτη διάθλασης (1,50-1,55) γεγονός που σημαίνει μικρούς μη γραμμικούς συντελεστές .
- Το BBO είναι ένας εξαιρετικός κρύσταλλος αλλά λειτουργεί καλύτερα σε μικρότερα μήκη κύματος (~200nm).

Ο κρύσταλλος KTP, που κρυσταλλώνεται στην ορθορομβική ομάδα mm2, έχει μεγάλους μη γραμμικούς συντελεστές, ενώ η επαρκής διπλοθλαστικότητα στα επίπεδα y-z και x-z επιτρέπει το ταίριασμα φάσης πιο αποτελεσματικά σε διεργασίες τύπου 2 λόγω της ευρείας περιοχής μηκών κύματος. Επίσης έχει ευρεία περιοχή γωνιών αποδοχής, ασυνήθιστα μεγάλο θερμοκρασιακό εύρος λειτουργίας, σχετικά καλές θερμικές ιδιότητες και υψηλό κατώφλι καταστροφής.

Παρά το γεγονός ότι έχει αναδειχθεί ως το καλύτερο μη γραμμικό υλικό για Nd:lasers τα τελευταία χρόνια, κύριο μειονέκτημα του είναι οι δύσκολες διαδικασίες ανάπτυξης του, γεγονός που οδηγεί σε μικρούς και υψηλού κόστους κρυστάλλους. Οι δυσκολίες στην διαδικασία ανάπτυξης έχουν να κάνουν με το γεγονός ότι το KTP

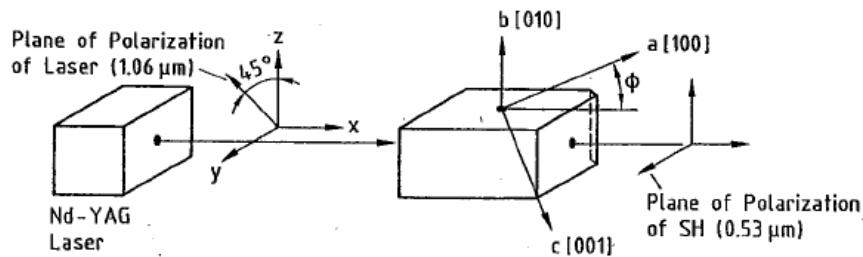
αποδομείται πάνω από το σημείο τήξης (1150°C) και έτσι οι συνήθεις διαδικασίες τήξης δεν μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την ανάπτυξη του κρυστάλλου, παρόλα αυτά μονοκρυστάλλοι KTP μπορούν να δημιουργηθούν με υδροθερμικές τεχνικές καθώς και με ειδικές τεχνικές τήξης. Αυτή η δυσκολία στην κατασκευή έχει ως αποτέλεσμα να υπάρχουν εμπορικά διαθέσιμοι κρύσταλλοι έως 20mm μήκος.

Στην εικ.(3.9) φαίνεται η καμπύλη διαπερατότητας για τον KTP. Το υλικό είναι διαπερατό από $0,35\mu\text{m}$ έως περίπου $4\mu\text{m}$, το οπτικό φάσμα είναι χωρίς δομές εκτός από ίχνη περιοχών απορρόφησης του υδροξειδίου (OH^-) στα 2,8 και $3,5\mu\text{m}$.



Εικόνα 3.9 : Καμπύλη διαπερατότητας κρυστάλλου KTP μήκους 1cm. [17]

Η παρακάτω εικ.(3.10) δείχνει την κρυσταλλική κατεύθυνση για τη συνθήκη ταιριάσματος φάσης στα $1,06\mu\text{m}$. Πρέπει να σημειωθεί ότι η γωνία φ του ταιριάσματος φάσης που μετρείται από τον άξονα χ στο επίπεδο χ - y είναι διαφορετική για τους κρυστάλλους που αναπτύσσονται υδροθερμικά από αυτούς που αναπτύσσονται με μεθόδους τήξης. Η κατεύθυνση του ταιριάσματος φάσης στο KTP για δημιουργία $2^{\text{ης}}$ αρμονικής από τα $1,06\mu\text{m}$ έχει αποτέλεσμα μια παρέκκλιση της κατεύθυνσης μεταξύ της αρχικής και της $2^{\text{ης}}$ αρμονικής δέσμης κατά $4,5\text{mrad}$.



Εικόνα 3.10 : Προσανατολισμός του KTP για αλληλεπίδραση τύπο-II στα 1.06μm , $\phi=26^\circ$ για υδροθερμικά ανεπτυγμένο και $\phi=21^\circ$ για flux-grown υλικό. [15]

Οι αποδοτικότητες του διπλασιασμού συχνότητας, που φτάνουν το 65%, είναι εύκολα κατορθωτές από KTP που αντλείται από υψηλής ποιότητας δέσμες laser. Παρότι τα κατώφλια καταστροφής του όγκου και της επιφάνειας είναι αρκετά υψηλά στα 1,06 μm, ένας αριθμός μηχανισμών καταστροφής συμβαίνουν με αποτέλεσμα το KTP να υπόκειται σε σταδιακή φωτοχημική υποβάθμιση (gray tracking) η οποία είναι συσσωρευτική με την έκθεση σε συνδυασμό 2^{ης} αρμονικής και αρχικής ακτινοβολίας. Αυτή η υποβάθμιση οδηγεί σε αυξημένη απορρόφηση στον κρύσταλλο γεγονός που μπορεί να οδηγήσει στην καταστροφή του κρυστάλλου. Η συμπεριφορά της δημιουργίας αυτής της υποβάθμισης στο KTP είναι πολύπλοκη και συνήθως έχει να κάνει με χημικές προσμίξεις (Ti^{3+} ή Fe^{3+}), φυσικά ελαττώματα (όπως ιζήματα) και μη στοιχειομετρικά αποτελέσματα (π.χ. κενές θέσεις οξυγόνου). Το αρχικό βήμα που οδηγεί σε καταστροφές είναι η εισαγωγή φορτίων στο πλέγμα, τα οποία πιστεύεται ότι δημιουργούνται μέσω διαδικασιών απορρόφησης 2 και 3 φωτονίων από την ακτινοβολία. Η φωτοχημική επίδραση αναστρέφεται με το χειρισμό του κρυστάλλου σε αυξημένη θερμοκρασία (70 - 100 °C). Οι κρύσταλλοι που υφίστανται επίπεδα ροής 150 MW/cm² και 80 °C παρουσιάζουν μέγιστο χρόνο ζωής τους 20 εκατομμύρια παλμούς με απόδοση >60% ενώ σε κρυστάλλους που λειτουργούν κάτω από τους 65°C εμφανίζονται καταστροφές στον όγκο τους. Μεγαλύτερες θερμοκρασίες θα επιτάχυναν την διόρθωση του κρυστάλλου αλλά θα προκαλούσαν συσσώρευση προβλημάτων στη δομή του.

Αναλυτικά οι ιδιότητες του κρυστάλλου KTP αλλά και πλήθους άλλων κρυστάλλων βρίσκονται βιβλιογραφικά από την αναφορά [19]

3.6 Παραγωγή τρίτης αρμονικής

Στην αρχή του παρόντος κεφαλαίου αναφέρθηκε ότι ιδανική για πειράματα ατμοσφαιρικής επισκόπησης είναι η 3^η αρμονική συχνότητα των Nd:laser η οποία βρίσκεται στα 355nm όποτε είναι σκόπιμο να αναφερθούν οι βασικές αρχές της παραγωγής αυτής της ακτινοβολίας.

Η ακτινοβολία της τρίτης αρμονικής συχνότητας μπορεί να δημιουργηθεί με 2 τρόπους.

Η πρώτη προσέγγιση είναι η δημιουργία τρίτης αρμονικής κατευθείαν με όρους αλληλεπίδρασης 3^{ης} τάξης στην οποία το πλάτος της μη-γραμμικής πόλωσης δίνεται από τη σχέση:

$$P_{(3\omega)} = \chi^{(3)} E^3 \quad (3.28)$$

Οι τρίτης τάξης αλληλεπιδράσεις αυτού του τύπου (αλλά και ανώτερης τάξης αλληλεπιδράσεις π.χ. 5^η και 7^η αρμονική) τείνουν να είναι λιγότερο αποτελεσματικές από τις αλληλεπιδράσεις 2^{ης} τάξης αλλά έχουν το πλεονέκτημα οτι μπορούν να χρησιμοποιηθούν ακόμα και σε μικρά μήκη κύματος όπου οι μη γραμμικοί κρύσταλλοι δεν ανταποκρίνονται. Η προσέγγιση αυτή για τη μη γραμμική ακτινοβολία περιγράφεται αναλυτικά στις βιβλιογραφικές αναφορές [21] και [22]

Η άλλη προσέγγιση για τη δημιουργία ακτινοβολίας στην 3^η αρμονική συχνότητα είναι να δημιουργήσουμε πρώτα ένα πεδίο σε συχνότητα 2 ω με διαδικασίες δημιουργίας 2^{ης} αρμονικής ακολουθούμενο από υποδιπλασιασμό της συχνότητας των πεδίων των συχνοτήτων ω και 2 ω παράγοντας ένα output σε συχνότητα 3 ω .

Είναι σαφές ότι η δημιουργία της 3^{ης} αρμονικής με αυτό τον τρόπο είναι μια διαδικασία 2 βημάτων που εμπλέκει δύο αρμονικές γεννήσεις, στον πρώτο κρύσταλλο (doubler) ένα κλάσμα της αρχικής ακτινοβολίας μετατρέπεται σε δεύτερη αρμονική και ακολούθως σε έναν δεύτερο κρύσταλλο (Tripler) η αρχική ακτινοβολία που δεν είχε μετατραπεί αναμιγνύεται με τη δεύτερη αρμονική παράγοντας τρίτη αρμονική.

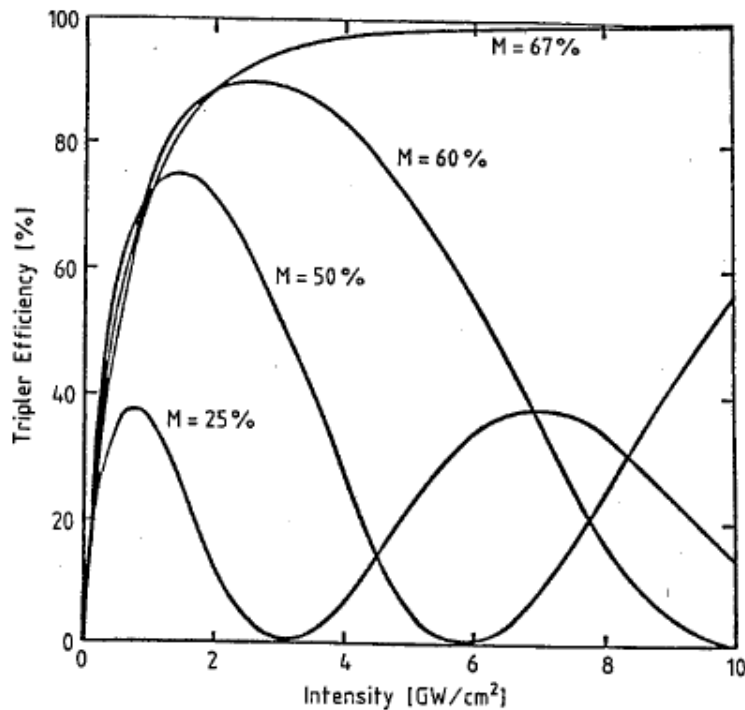
Οι εξισώσεις που ισχύουν στη μίξη συχνοτήτων σε μη γραμμικούς κρυστάλλους δίνονται στη βιβλιογραφική αναφορά [23] και είναι οι παρακάτω:

$$dE_1/dz = -jK_1E_3E_2^*exp(-j\Delta\kappa \cdot z) - \frac{1}{2}\gamma_1E_1$$

$$dE_2/dz = -jK_2E_3E_1^*exp(-j\Delta\kappa \cdot z) - \frac{1}{2}\gamma_2E_2 \quad (3.29)$$

$$dE_3/dz = -jK_3E_1E_2exp(-j\Delta\kappa \cdot z) - \frac{1}{2}\gamma_3E_3$$

Τα E_j είναι το σύνθετο ηλεκτρικό διάνυσμα των κυμάτων που διαδίδονται στην κατεύθυνση z με συχνότητες ω_j όπου $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. Το ηλεκτρικό πεδίο του κύματος j είναι το πραγματικό μέρος των $E_j exp(i\omega_j t - ik_j z)$ και το phase mismatch $\Delta\kappa = \kappa_3 - (\kappa_1 + \kappa_2)$ είναι ανάλογο της παρέκκλισης $\Delta\theta$ της πορείας της δέσμης από την κατεύθυνση του ταιριάσματος φάσης. Τα γ_i είναι συντελεστές απορρόφησης. Για τριπλασιασμό συχνότητας έχουμε $\omega_2 = 2\omega_1$ και $\omega_3 = 3\omega_1$ τα οποία αντιστοιχούν $K_2 \approx 2K_1$ και $K_3 \approx 3K_1$



Εικόνα 3.11 : Αποδοτικότητα τριπλασιασμού για ένα 9mm phase-matched KDP τύπου-II σε συνάρτηση της συνολικής εισερχόμενης έντασης, για διάφορα ποσοστά του M της 2^{ης} αρμονικής στην είσοδο. Μία μικρή απορρόφηση $0,04\text{cm}^{-1}$ έχει ληφθεί υπ'όψιν. [20]

Οι παραπάνω εξισώσεις περιγράφουν τόσο ακτίνες φωτός όσο και δέσμες και οι λύσεις του φαίνονται στην εικ.(3.11) για την περίπτωση που υπάρχει ταίριασμα φάσης, δηλαδή $\Delta k=0$. Η αποδοτικότητα αναφέρεται στην εικόνα στη συνδιασμένη αρχική και 2^η αρμονική ακτινοβολία ως input στον κρύσταλλο τριπλασιασμού.

Η παράμετρος M είναι ο λόγος της ισχύος της 2^{ης} αρμονικής προς την συνολική εισερχόμενη ισχύ στον κρύσταλλο τριπλασιασμού.

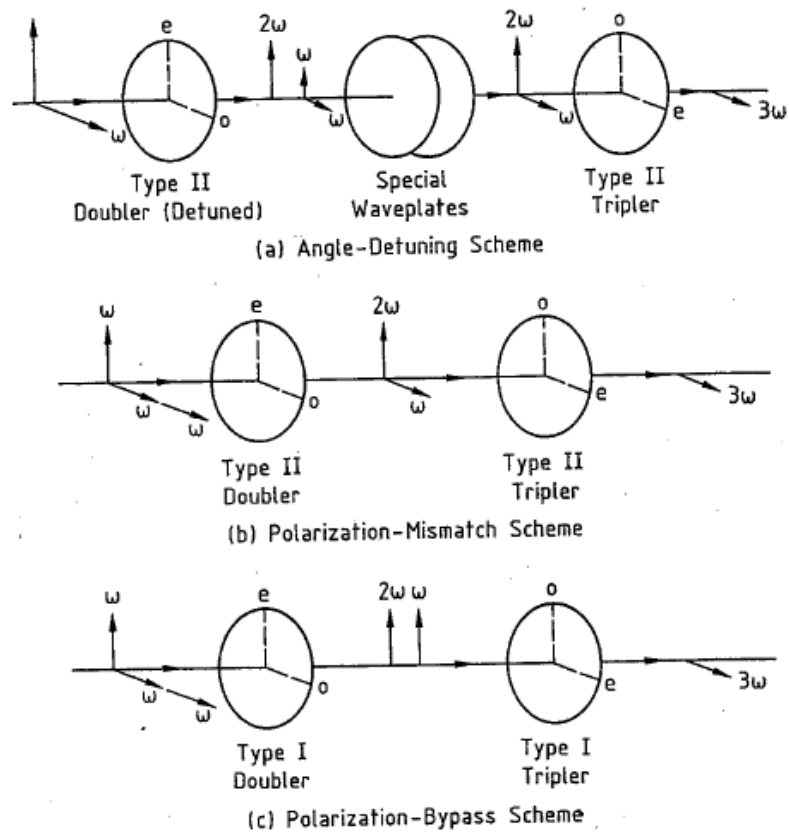
$$M = P_{2\omega} / (P_{\omega} + P_{2\omega}) \quad (3.30)$$

Αν ο λόγος των εισερχόμενων φωτονίων με συχνότητες ω και 2ω είναι 1:1 προκύπτει $P_{2\omega} + 2P_{\omega}$ και $M=0,67$ και φαίνεται ότι ολική μετατροπή της εισερχόμενης ακτινοβολίας σε 3^η αρμονική μπορεί να επιτευχθεί.

Για άλλες τιμές του M και ενώ η ακτίνα έχει διαδοθεί μια βέλτιστη απόσταση Z_{opt} μέσα στον κρύσταλλο, ο αριθμός των φωτονίων μιας εκ των δύο εισερχόμενων ακτινοβολιών πέφτει δραματικά και καθώς το Z (μήκος που διανύει το φως μέσα στον κρύσταλλο) αυξάνεται πάνω από το Z_{opt} η διαδικασία μίξης αντιστρέφεται και η 3^η αρμονική ακτινοβολία φθίνει.

Από τα παραπάνω καταλαβαίνουμε πως ο επιτυχής τριπλασιασμός είναι δύσκολο να επιτευχθεί γιατί η απόσταση Z_{opt} είναι μια ευαίσθητη συνάρτηση του M και της έντασης, για παράδειγμα στην εικ.(3.11) φαίνεται ότι με input $4\text{GW}/\text{cm}^2$ θα έχουμε αποδοτικότητα μετατροπής 25% αν $M=50\%$ αλλά 80% αν $M=60\%$.

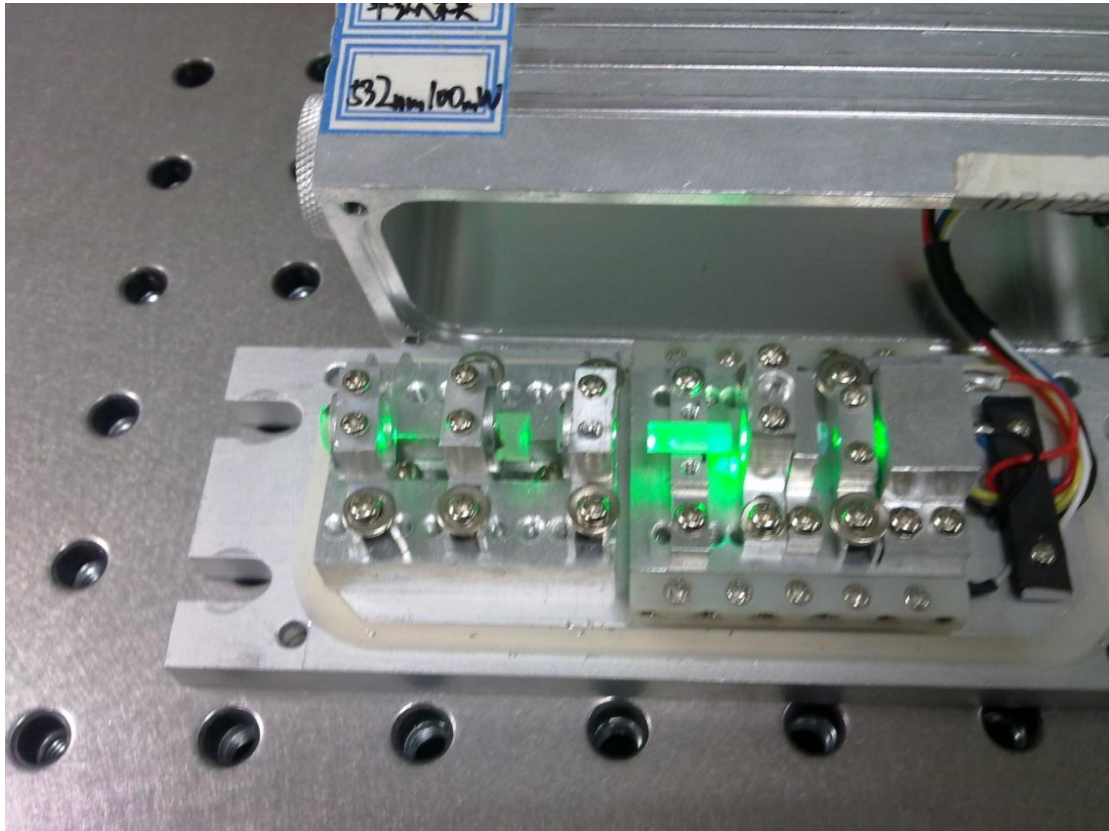
Η αποδοτικότητα του τριπλασιασμού εξαρτάται από τα αρχικά αλλά και από τα διπλασιασμένα φωτόνια της 2^{ης} αρμονικής που εξέρχονται από τον πρώτο κρύσταλλο με αναλογία 1:1 σε μια ευρεία περιοχή εντάσεων. Στην βιβλιογραφική αναφορά [24] έχει δειχθεί ότι αυτή η απαίτηση κατορθώνεται με την κατάλληλη επιλογή γωνίας πόλωσης στον διπλασιαστή. Η εικ.(3.12) δείχνει 3 περιπτώσεις τριπλασιασμού συχνότητας που οδηγούν σε υψηλή απόδοση 3^{ης} αρμονικής. Σε κάθε περίπτωση 2 στα 3 φωτόνια της αρχικής δέσμης που προσπίπτει στον διπλασιαστή με αρχική συχνότητα ω μετατρέπονται σε 2ω . Ανάλογα τον προσανατολισμό και το πάχος του κρυστάλλου τα μη επηρεασμένα φωτόνια της αρχικής δέσμης εξέρχονται από τον κρύσταλλο διπλασιασμού είτε ελλειπτικά πολωμένα στις 45° προς τους άξονες o και e , είτε επίπεδα πολωμένα στον o άξονα ή επίπεδα πολωμένα στον e άξονα.



Εικόνα 3.12 : Διαφορετικές περιπτώσεις τριπλασιασμού. Το αρχικό μήκος κύματος προκύπτει από τον κρύσταλλο διπλασιασμού (α) ελλειπτικά πολωμένο κατά 45° προς τους ο- και e-άξονες, (b) επίπεδα πολωμένο παράλληλα στον ο-άξονα, (c) επίπεδα πολωμένο παράλληλα στον e-άξονα. [15]

Κεφάλαιο 4

Πειραματική δημιουργία 2^{nd} αρμονικής και χαρακτηρισμός laser



4.1 Εισαγωγή

Το πειραματικό μέρος αυτής της εργασίας χωρίζεται σε δυο μέρη τα οποία αν και ασυσχέτιστα μεταξύ τους είναι σαφές ότι αποτελούν μέρος μιας συλλογικής προσπάθειας στα πλαίσια της σχεδίασης και ανάπτυξης ενός συστήματος High Spectral Resolution Lidar (HSRL) με εφαρμογή σε πειράματα ανίχνευσης κοσμικών ακτίνων.

Το πρώτο μέρος έχει ήδη παρουσιαστεί στο κεφάλαιο 2 και αφορούσε την προσπάθεια κατασκευής και χαρακτηρισμού ενός Fabry-Perot etalon.

Στο δεύτερο μέρος ασχοληθήκαμε με την πειραματική συνέχεια των όσων αναφέρθηκαν στο 3^ο κεφάλαιο σχετικά με τη δημιουργία της 2^{ης} αρμονικής συχνότητας της ακτινοβολίας ενός laser. Έρεισμα για την ενασχόληση μας με αυτό το πεδίο υπήρξε η παραγγελία από την ομάδα ενός παλμικού laser Nd:YVO₄ στα 1064nm, που όπως έχουμε εξηγήσει δεν είναι μια "καλή περιοχή" για τη διενέργεια πειραμάτων ατμοσφαιρικής επισκόπησης, οπότε ήταν αναγκαία η παραγωγή των 532nm για να αξιοποιηθεί η συσκευή αυτή.

4.2 Παραγωγή 2^{ης} αρμονικής συχνότητας

Με το σκεπτικό που αναλύεται στο 3^ο κεφάλαιο έγινε η παραγγελία ενός ζεύγους μη γραμμικών κρυστάλλων KTP με διαστάσεις 3x3x10mm και αντιανακλαστικές επιστρώσεις για τα 1064 και 532nm. Αξίζει να αναφερθεί ότι η παραλαβή των μη γραμμικών κρυστάλλων και του laser έγινε με διαφορά λίγων ημερών ύστερα από πολύμηνη αναμονή.

Η παραγωγή της 2^{ης} αρμονικής συχνότητας στην πράξη είναι πολύ εύκολη μιας και το μόνο που χρειάζεται είναι η τοποθέτηση του κρυστάλλου στην πορεία του φωτός είτε μέσα στην κοιλότητα του laser είτε έξω από αυτή (αρκεί να έχει επιλεγεί ο σωστός κρύσταλλος).

Αξιοσημείωτο αναφοράς είναι το γεγονός ότι με την τεχνογνωσία που αποκτήθηκε έγινε εφικτή η επισκευή του DPSS cw laser @532nm που διέθετε το εργαστήριο και είχε τεθεί εκτός λειτουργίας λόγω καταστροφής του μη γραμμικού κρυστάλλου του. Αντικαθιστώντας τον κατεστραμμένο κρύσταλλο με έναν από του δυο κρυστάλλους

που αποκτήθηκαν επιτύχαμε επισκευή του laser με περίπου το $\frac{1}{4}$ του κόστους που απαιτούνταν για την επισκευή του από την κατασκευάστρια εταιρία.

4.3 Χαρακτηρισμός λειτουργίας του laser

Σκοπός των πειραματικών διεργασιών που θα περιγραφούν και θα αναλυθούν στη συνέχεια είναι ο χαρακτηρισμός της λειτουργίας του προαναφερόμενου παλμικού laser @1064nm με στόχο να διαπιστωθεί αν πρόκειται για laser μοναδικού διαμήκους ρυθμού (slm) και να μελετηθεί η σταθερότητα της συχνότητας του (δηλαδή του μήκους κύματος λ)

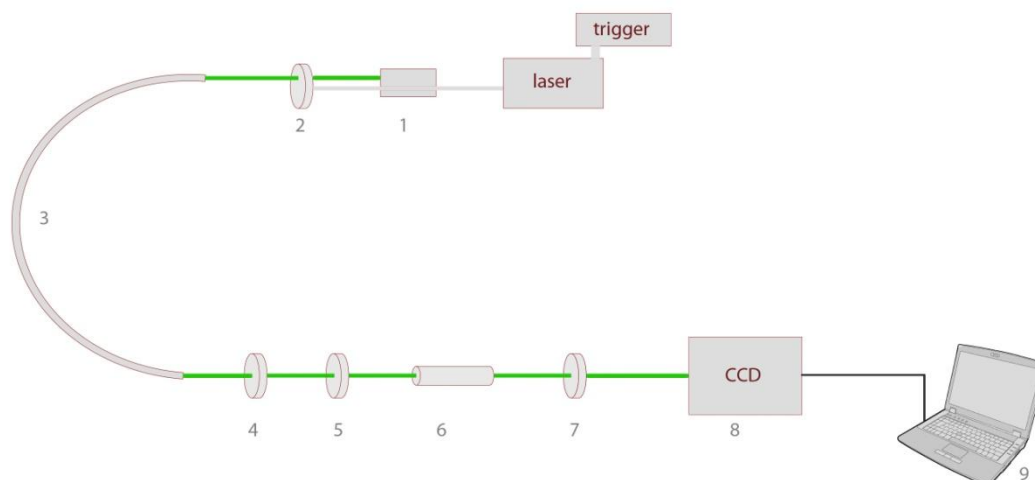
4.3.1 Η πειραματική διάταξη

Η πειραματική διάταξη που αναπτύχθηκε φαίνεται στην παρακάτω εικ.(4.1) και παρέμεινε σε γενικές γραμμές ίδια σε όλες τις μετρήσεις (μόνο το etalon άλλαξε)



Εικόνα 4.1 : Φωτογραφία της πειραματικής διάταξης.

Μια σχηματική αναπαράσταση της διάταξης είναι η παρακάτω.



Εικόνα 4.2 : Σχηματική αναπαράσταση της διάταξης.

- | | |
|----|-------------------------------|
| 1: | Μη γραμμικός κρύσταλλος KTP |
| 2: | Φίλτρο 532nm |
| 3: | Οπτική ίνα |
| 4: | Οπή |
| 5: | Φακός +50mm |
| 6: | Fabry-Perot etalon |
| 7: | Φακός +300mm |
| 8: | Ψυχόμενη CCD (SBIG ST-2000XM) |
| 9: | H/Y |

Πίνακας 4.1: Στοιχεία πειραματικής διάταξης

Ξεκινώντας τις μετρήσεις μας τοποθετήσαμε το etalon των 20mm στη διάταξη και ρυθμίσαμε το laser μέσω του σκανδαλιστή να έχει επαναληψιμότητα 10kHz, επίσης τοποθετήσαμε το laser επάνω στην οπτική τράπεζα με σκοπό την αποφυγή μηχανικών ταλαντώσεων αλλά και την απαγωγή θερμότητας, σε περίπτωση που αυτή παράγεται, έτσι ώστε να ενισχύσουμε τη σταθερότητα του laser και οδηγήσαμε τη δέσμη με οπτική ίνα στην ευθεία που βρίσκεται το etalon και το CCD.

Περιγράφοντας με λίγα λόγια τη διάταξη μας, όπως είπαμε παράγεται παλμική ακτινοβολία με $\lambda=1064\text{nm}$ από το laser η οποία κατευθύνεται αμέσως στο μη γραμμικό κρύσταλλο KTP όπου ένα κλάσμα της μετατρέπεται σε ακτινοβολία υποδιπλασιασμένου μήκους κύματος $\lambda=532\text{nm}$. Στη συνέχεια χρησιμοποιώντας ένα οπτικό φίλτρο στα 532nm απορρίπτουμε από τη διάταξη μας την ακτινοβολία των 1064nm η οποία αν και δεν είναι στην περιοχή ανίχνευσης της CCD ενδεχομένως να επηρέαζε τις μετρήσεις μας. Ακολούθως η δέσμη των 532nm εισέρχεται στην οπτική ίνα και εξερχόμενη από αυτή βρίσκεται στην ευθεία όπου είναι τοποθετημένα το etalon και η CCD, μετά την οπτική ίνα βρίσκεται μια οπή η οποία επιτρέπει μόνο σε ένα κομμάτι του φωτός συγκεκριμένης διαμέτρου να περάσει έτσι ώστε να αποφευχθούν μη επιθυμητές συμβολές και ανακλάσεις, ένας φακός εστιακής απόστασης $+50\text{mm}$ κατευθύνει το φως στο Fabry-Perot etalon το οποίο δεν ήταν το ίδιο σε όλες τις μετρήσεις μας και χρησιμοποιήθηκαν δύο etalon (ένα με αποστατικό 20mm και ένα με αποστατικό 50mm), ενώ ένας φακός εστιακής απόστασης $+300\text{mm}$ οδηγούσε το εξερχόμενο από το etalon φως στη CCD η οποία ήταν συνδεδεμένη με υπολογιστή δίνοντας μας τη δυνατότητα για real-time καταγραφή και επεξεργασία των δεδομένων.

Οι μετρήσεις μας γίνονταν με φωτογράφιση των κροσσών από την ψυχόμενη camera SBIG ST-2000XM η οποία λειτουργούσε σε θερμοκρασία $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ με σκοπό την ελαχιστοποίηση του θερμικού θορύβου. Τα εξαγώμενα από τις μετρήσεις μας ήταν κύριως δύο:

- Η μονορυθμικότητα του laser η οποία θα φαινόταν από τη δομή των κροσσών συμβολής στο διάγραμμα της έντασης των κροσσών που κατάσκευαζόταν στο MATLAB χωρίς κάποια περαιτέρω μαθηματική επεξεργασία
- Η μεταβολή της συχνότητας (άρα και του μήκους κύματος) του laser. Για τον προσδιορισμό της μεταβολής της συχνότητας έγινε μέτρηση της μεταβλητής excess fraction [25] η οποία προκύπτει από τη σχέση

$$\frac{\delta}{2\pi} = \frac{2dn \cos\theta}{\lambda} \Rightarrow \frac{2dn}{\lambda} = m + \varepsilon \quad \text{ή} \quad \frac{2dv}{c} = m + \varepsilon \quad (4.1)$$

Το m είναι πάντα ακέραιο και μας δίνει την τάξη του κροσσού ενώ όταν το $\varepsilon=0$ βρισκόμαστε στην περίπτωση που το μήκος d του etalon είναι ακέραιο πολλαπλάσιο

του $\lambda/2$, ενώ όταν $\varepsilon \neq 0$ δεν είναι ακέραιο πολλαπλάσιο και το ε είναι ουσιαστικά το δεκαδικό συμπλήρωμα του m .

Σκοπός μας δεν είναι να δείξουμε ότι το ε είναι μηδέν αλλά να δείξουμε ότι παραμένει σταθερό, γιατί αν δεν είναι σταθερό κάτι εκ των d, n, λ έχει αλλάξει. Στη συγκεκριμένη περίπτωση ο κύριος παράγοντας που μπορεί να επιφέρει αλλαγές είναι η μεταβολή της θερμοκρασίας η οποία επηρεάζει δύο πράγματα ταυτόχρονα:

- 1) Τη σταθερότητα της συχνότητας του laser
- 2) Την απόσταση d του etalon

Η σταθερότητα της συχνότητας του laser εξαρτάται από το μήκος του ενεργού υλικού το οποίο για το Nd:YVO_4 παρουσιάζει συντελεστή θερμικής διαστολής $11.37 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, ενώ αντίστοιχα όπως έχουμε δει το zerodur παρουσιάζει αντίστοιχο συντελεστή $0.05 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. Βλέπουμε ότι ο λόγος αυτών των 2 συντελεστών είναι περίπου 225 και άρα η συνεισφορά στη μεταβολή του excess fraction από τη μεταβολή της απόστασης d του etalon είναι σημαντικά μικρότερη και θα την θεωρήσουμε αμελητέα.

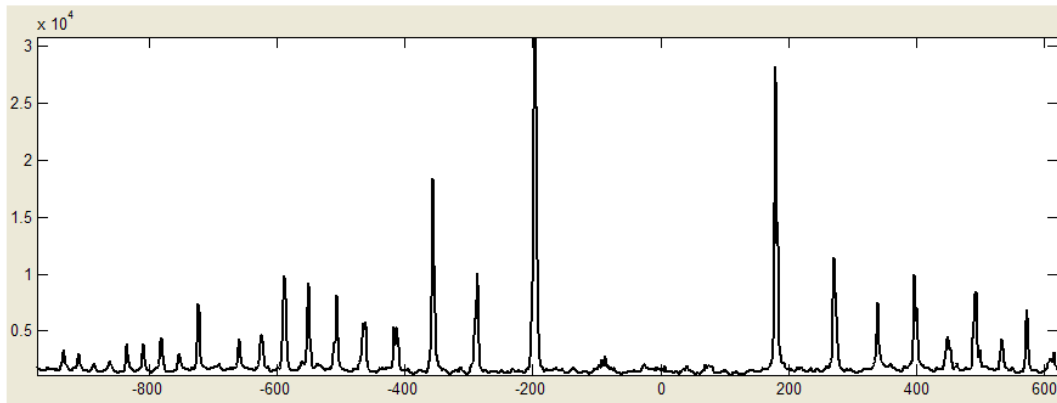
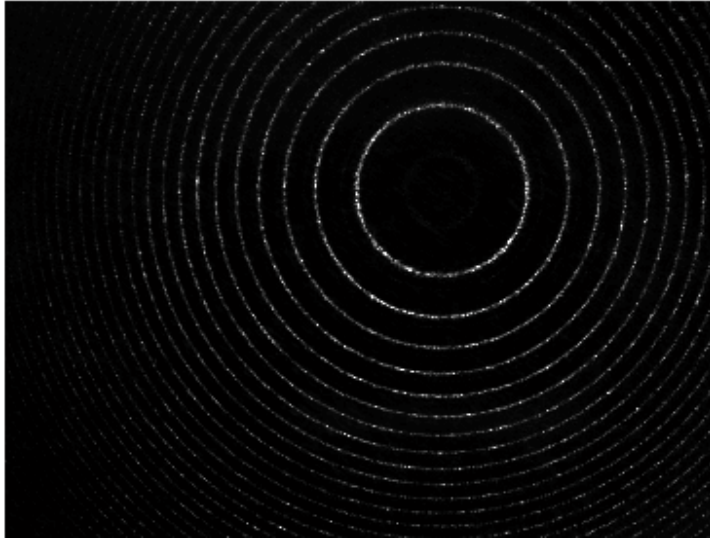
Ενας δεύτερος παράγοντας μεταβολής της συχνότητας είναι οι κραδασμοί και οι μηχανικές ταλαντώσεις όπως έχουμε αναφέρει και στο 3^ο κεφάλαιο, προς αυτή την κατεύθυνση είδαμε ότι όλη η διάταξη μας αλλά και η συσκευή του laser τοποθετήθηκε πάνω σε οπτική τράπεζα.

Για την εξαγωγή συμπερασμάτων απαιτήθηκαν 4 σειρές μετρήσεων οι οποίες παρουσιάζονται παρακάτω με την επεξεργασία και σχολιασμό των αποτελεσμάτων.

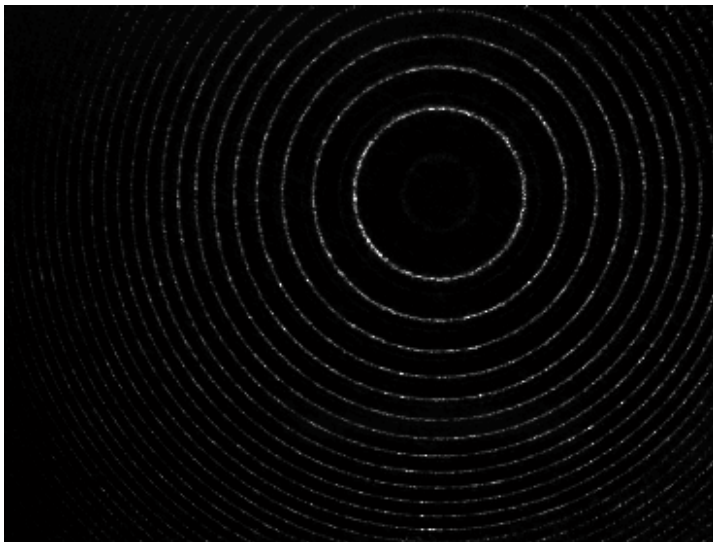
4.3.2 Πρώτη σειρά μετρήσεων

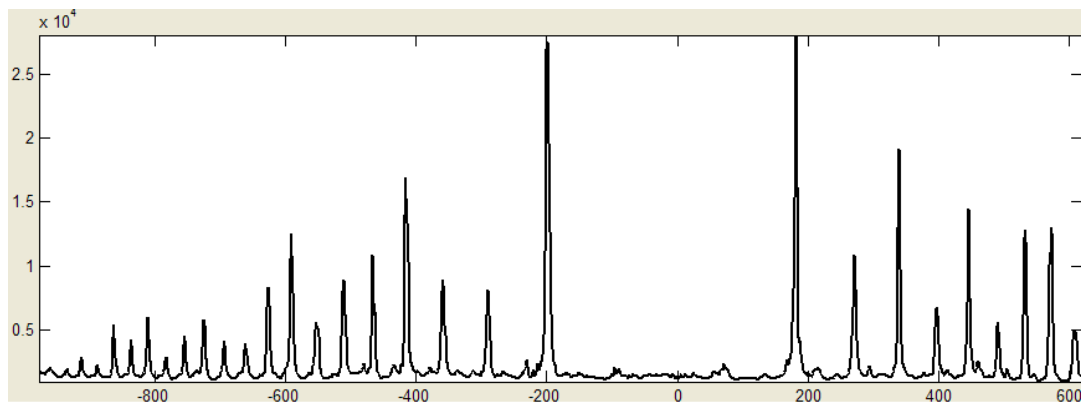
Οι μετρήσεις που λάβαμε με το etalon των 20mm ήταν εικόνες του συμβολογράμματος οι οποίες λήφθηκαν με χρονική απόσταση 5min για χρονική διάρκεια 5h ενώ ο χρόνος λήψης της εικόνας ήταν 1s. Ενδεικτικά παρατίθενται οι εικόνες που λήφθηκαν τις ακέραιες ώρες μαζί με το διάγραμμα της έντασης των κροσσών που προέκυψε για κάθε μια από αυτές.

Τη χρονική στιγμή $t=0\text{min}$

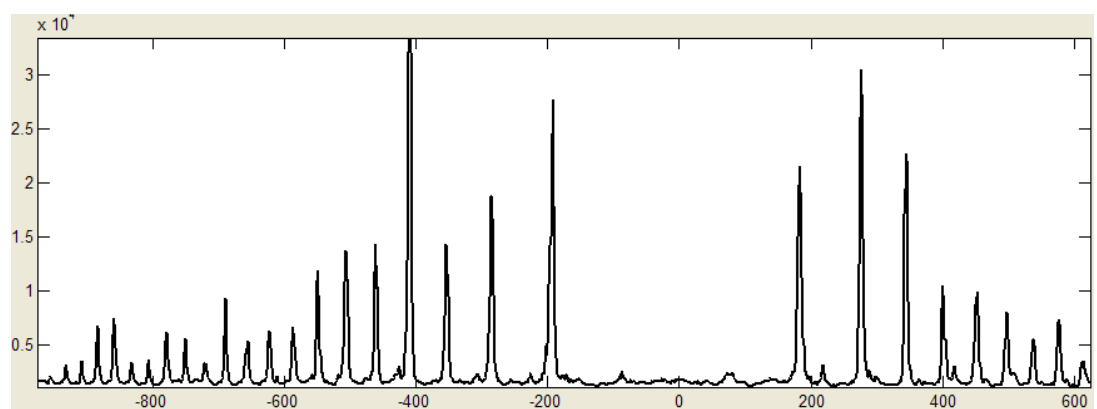
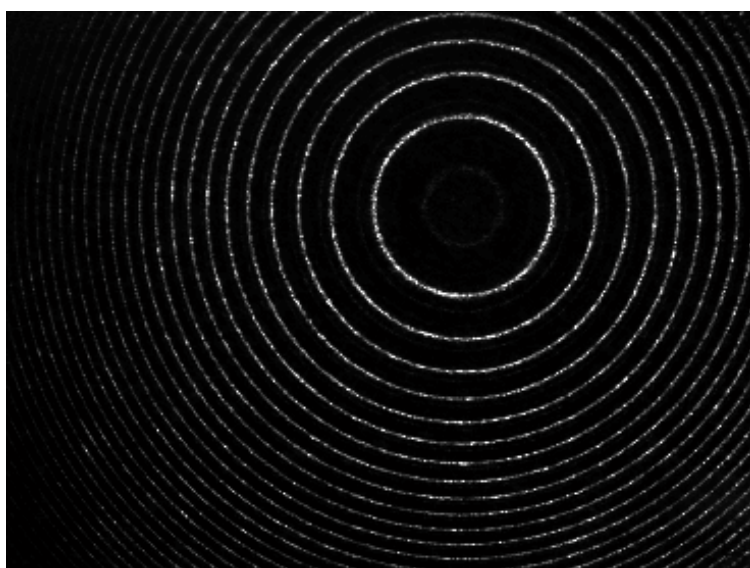


Τη χρονική στιγμή $t=60\text{min}$

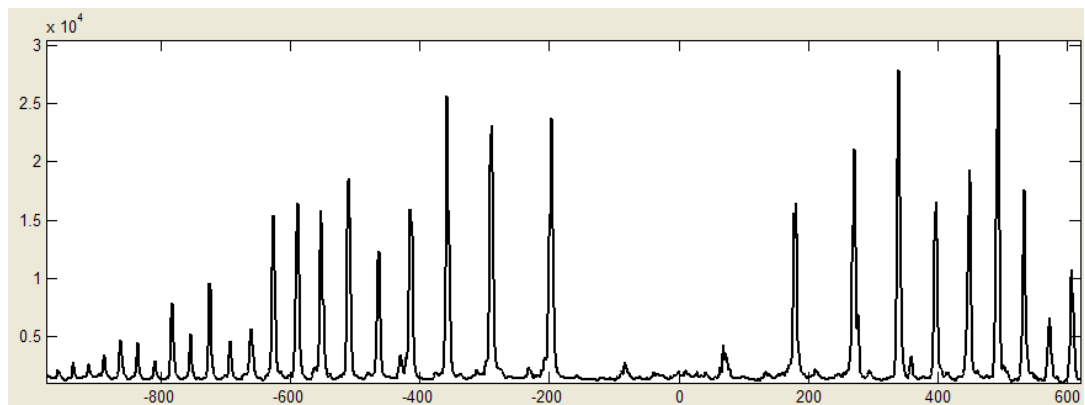
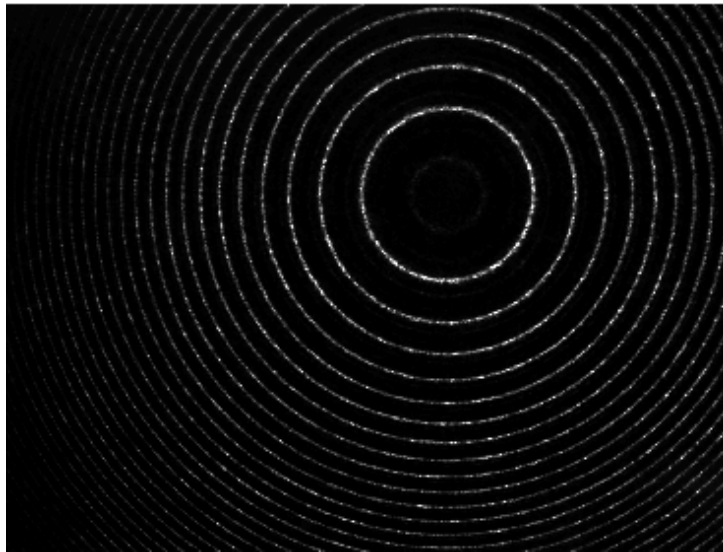




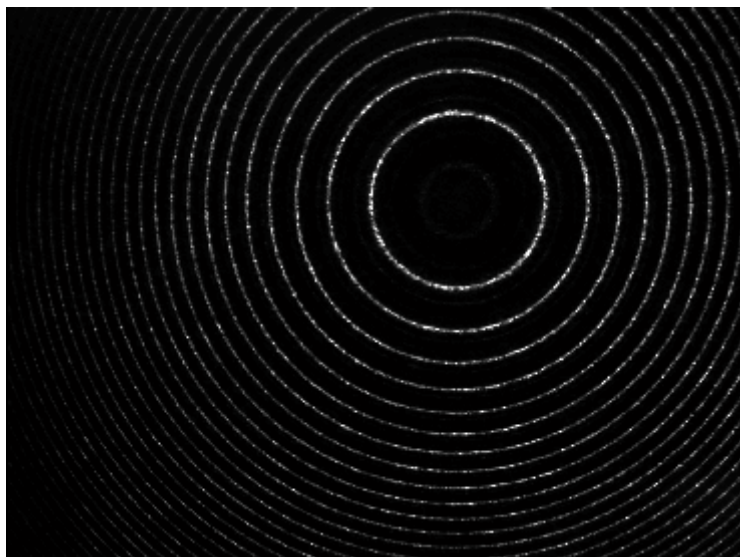
Τη χρονική στιγμή $t=120\text{min}$

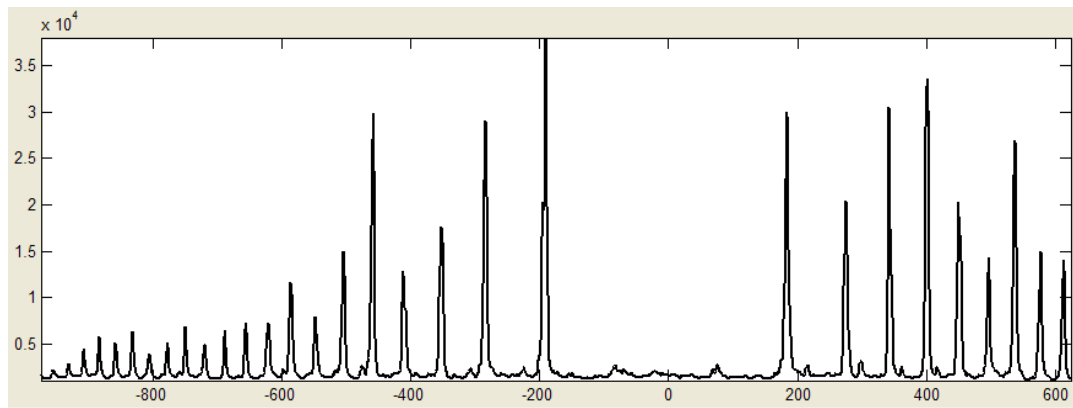


Τη χρονική στιγμή $t=180\text{min}$

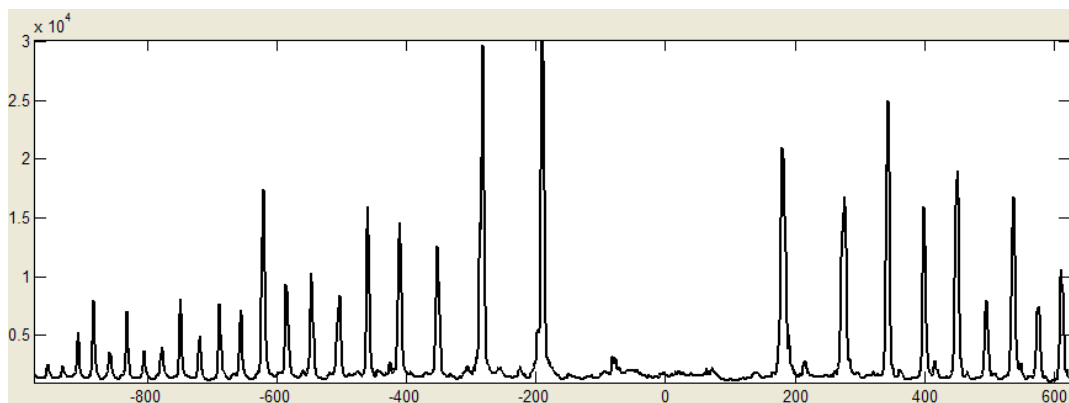
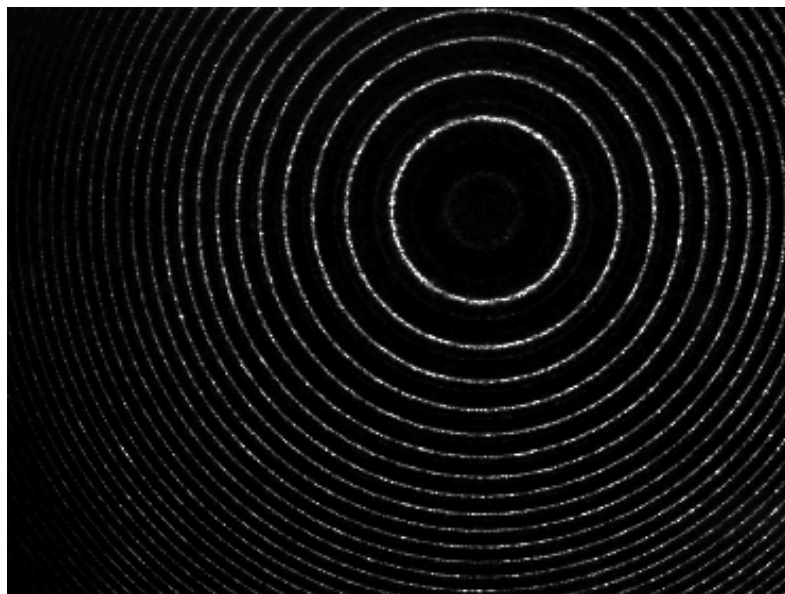


Τη χρονική στιγμή $t=240\text{min}$





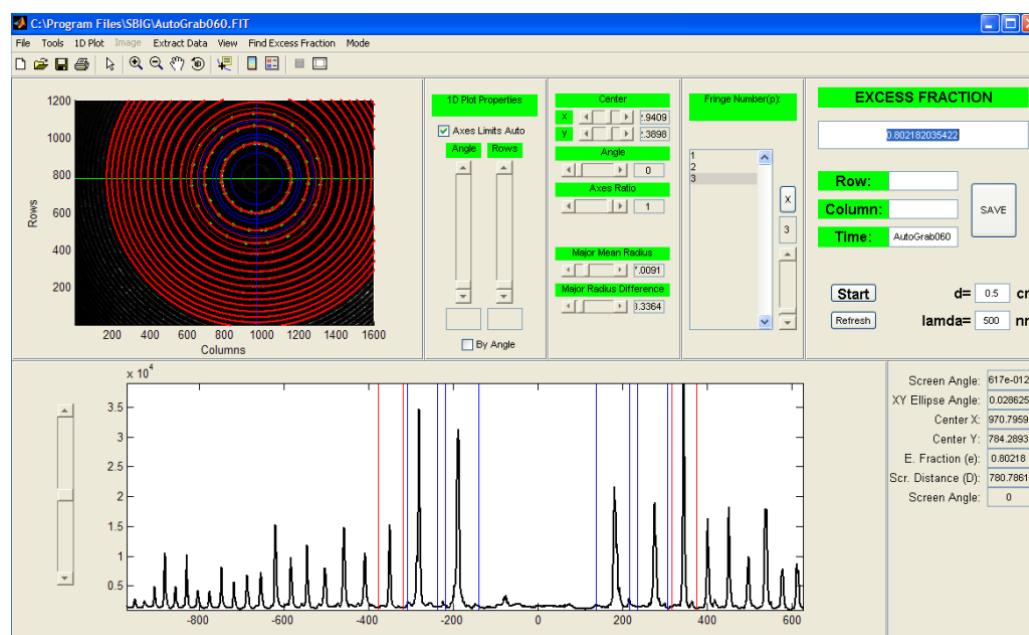
Τη χρονική στιγμή $t=300\text{min}$



Από τις 6 παραπάνω εικόνες αλλά και από το σύνολο των 60 λήψεων, είναι ορατό ότι στους κροσσούς υπάρχει μόνο ένας ρυθμός του laser και έτσι δικαιολογεί τον τίτλο του ως *slm*. Αξίζει να σημειωθεί ότι από τη στιγμή που τέθηκε σε λειτουργία το laser

εως τη στιγμή που πάρθηκε η πρώτη λήψη είχε περάσει περίπου $1\frac{1}{2}$ ώρα (ο χρόνος ο οποίος απαιτήθηκε για το στήσιμο της διάταξης) και άρα δε γνωρίζουμε κάτι για το προαναφερθέν χρονικό διάστημα, επίσης άξιο αναφοράς είναι το γεγονός ότι μετά το τέλος των λήψεων και ύστερα από περίπου 7 ώρες συνεχούς λειτουργίας τόσο η συσκευή του laser όσο και ο μη γραμμικός κρύσταλλος ελέχθησαν για τη θερμοκρασία τους και αμφότεροι βρέθηκαν σε θερμοκρασία περιβάλλοντος, γεγονός που σημαίνει ότι το σύστημα ψύξης του laser κάνει απαγωγή θερμότητας σε τέτοιο βαθμό που να μη θερμαίνεται η συσκευή και ότι ο κρύσταλλος δεν αλληλεπιδρά με την ακτινοβολία με τρόπο τέτοιο ώστε να αναπτύσσεται σημαντική θερμότητα σε αυτόν.

Για την εύρεση της μεταβολής της συχνότητας υπολογίστηκε το excess fraction μέσω κατάλληλου προγράμματος επεξεργασίας των εικόνων από το MATLAB το οποίο απεικονίζεται παρακάτω (εικ.4.3).



Εικόνα 4.3 : Το περιβάλλον εργασίας του προγράμματος επεξεργασίας των δεδομένων.

Έτσι υπολογίζοντας το excess fraction και στη συνέχεια τη μεταβολή του σε συνάρτηση με το χρόνο σε σχέση με την αρχική τιμή της πρώτης μέτρησης του, το μεταφράζουμε στη μεταβολή της συχνότητας του laser, η οποία προέρχεται κυρίως από τη μεταβολή του μήκους της κοιλότητας του λόγω θερμοκρασιακών μεταβολών. Ο υπολογισμός της μεταβολής της συχνότητας δίνεται από τη σχέση :

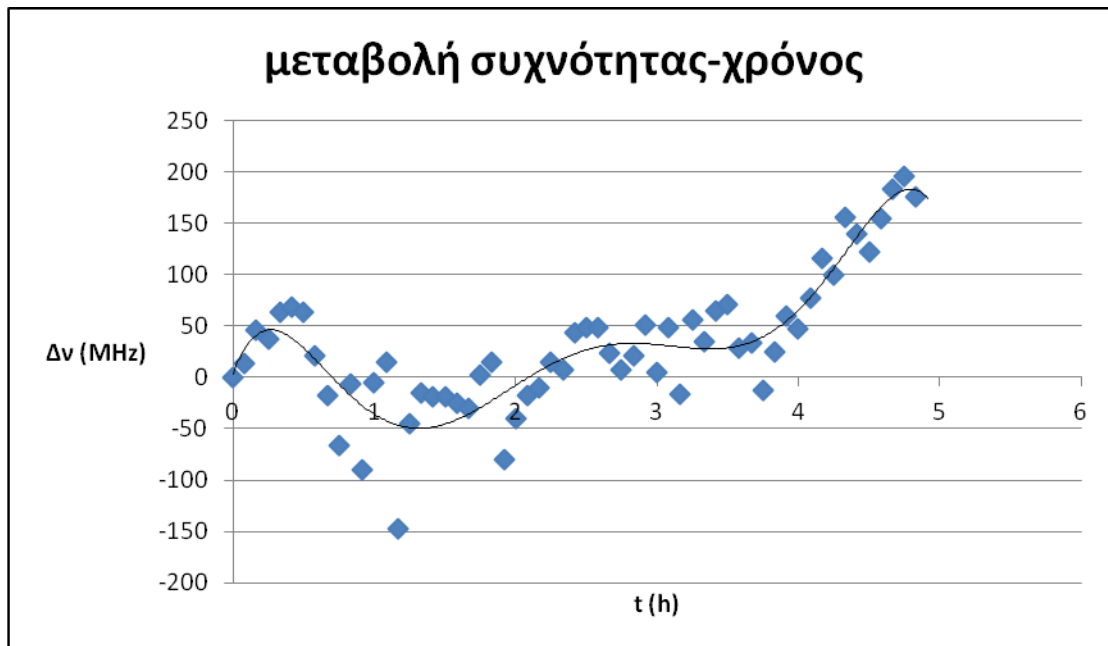
$$\frac{2dv}{c} = m + \varepsilon \Rightarrow \frac{2d}{c} \Delta v = \Delta \varepsilon \Rightarrow \Delta v = \frac{c}{2d} \Delta \varepsilon \quad (4.2)$$

Πίνακας 4.2: Αποτελέσματα 1^{ης} σειράς μετρήσεων.

Χρόνος (s)	Excess fraction (ε)	$\Delta \varepsilon$	Δv (MHz)
0	0.826234686	0	0
5	0.824360633	0.001839	13.79525
10	0.819983105	0.006217	46.62671
15	0.821241335	0.004959	37.18999
20	0.817752783	0.008447	63.35413
25	0.817038705	0.009161	68.70971
30	0.817704715	0.008495	63.71464
35	0.823374729	0.002825	21.18954
40	0.828598735	-0.0024	-17.9905
45	0.835060418	-0.00886	-66.4531
50	0.827024687	-0.00082	-6.18516
55	0.838182951	-0.01198	-89.8721
60	0.826935594	-0.00074	-5.51696
65	0.824199564	0.002	15.00327
70	0.845917808	-0.01972	-147.884
75	0.83216724	-0.00597	-44.7543
80	0.828251735	-0.00205	-15.388
85	0.828680374	-0.00248	-18.6028
90	0.828773675	-0.00257	-19.3026
95	0.829537429	-0.00334	-25.0307
100	0.83026018	-0.00406	-30.4514
105	0.825902461	0.000298	2.231545
110	0.824160374	0.00204	15.29719
115	0.836891485	-0.01069	-80.1861
120	0.831535023	-0.00534	-40.0127
125	0.828532662	-0.00233	-17.495
130	0.827565314	-0.00137	-10.2399
135	0.824286166	0.001914	14.35375
140	0.825253287	0.000947	7.100344
145	0.820319609	0.00588	44.10293
150	0.819760106	0.00644	48.29921
155	0.819746176	0.006454	48.40368
160	0.823130156	0.00307	23.02383
165	0.825223485	0.000977	7.323863
170	0.823448724	0.002751	20.63457
175	0.819413314	0.006787	50.90015
180	0.825506507	0.000693	5.201195

185	0.819722267	0.006478	48.58299
190	0.828312453	-0.00211	-15.8434
195	0.818656956	0.007543	56.57283
200	0.82159784	0.004602	34.5162
205	0.817503187	0.008697	65.2261
210	0.816646871	0.009553	71.64846
215	0.822419123	0.003781	28.35658
220	0.821714647	0.004485	33.64015
225	0.827823133	-0.00162	-12.1735
230	0.822922393	0.003278	24.58205
235	0.818151061	0.008049	60.36705
240	0.819859377	0.006341	47.55468
245	0.815918031	0.010282	77.11476
250	0.810707588	0.015492	116.1931
255	0.812879225	0.013321	99.90581
260	0.805442091	0.020758	155.6843
265	0.807638506	0.018561	139.2112
270	0.809823999	0.016376	122.82
275	0.805604347	0.020596	154.4674
280	0.801696311	0.024504	183.7777
285	0.800056555	0.026143	196.0758
290	0.802759773	0.02344	175.8017
295	0.802182035	0.024018	

Τα δεδομένα του παραπάνω πίνακα μεταφέρονται στην παρακάτω γραφική παράσταση που μας δείχνει την εξέλιξη της μεταβολής της συχνότητας της ακτινοβολίας σε συνάρτηση με το χρόνο.



Πίνακας 4.3: Γραφική παράσταση μεταβολής συχνότητας-χρόνου

Στην παραπάνω γραφική παράσταση παρατηρούμε ότι υπάρχει μια διακύμανση της συχνότητας κατά μια τιμή της τάξης των $\pm 50\text{MHz}$ η οποία είναι μια πάρα πολύ ικανοποιητική τιμή για τη σταθερότητα της συγκεκριμένης συσκευής laser η οποία μάλιστα είναι κάτω από το θεωρητικό όριο που θέτει το Θεώρημα εύρους ζώνης και σύμφωνα με το οποίο για χρόνο παλμού 3ns η ελάχιστη μεταβολή που συμβαίνει στη συχνότητα είναι:

$$\Delta\nu \Delta t = 1 \Rightarrow \Delta\nu = 330\text{MHz} \quad (4.3)$$

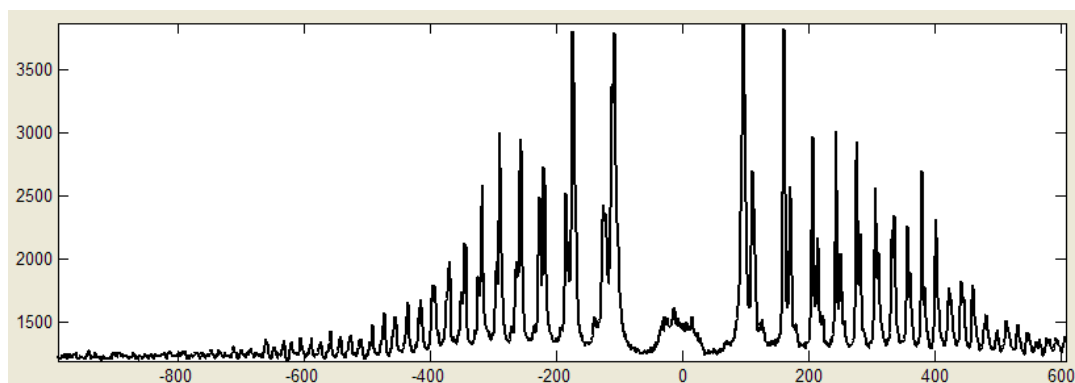
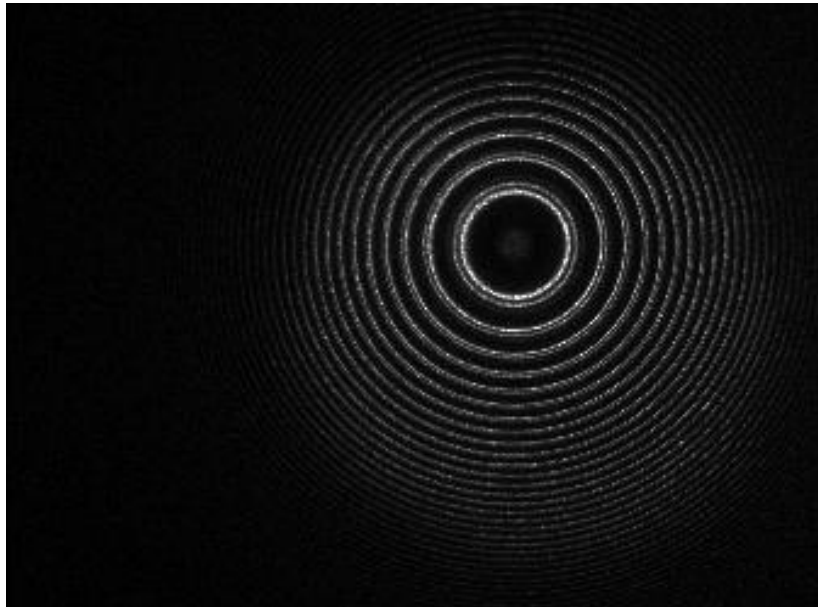
Για το λόγο αυτό καθώς επίσης και για το γεγονός ότι κατά τη διάρκεια της τελευταίας ώρας η μεταβολή της συχνότητας σχεδόν τριπλασιάστηκε κρίθηκε σκόπιμο να επαναληφθούν οι μετρήσεις στην ίδια διάταξη αλλά αυτή τη φορά με το Fabry-Perot etalon των 50mm το οποίο προσφέρει μεγαλύτερη διακριτική ικανότητα από αυτό των 20mm .

4.3.3 Δεύτερη σειρά μετρήσεων

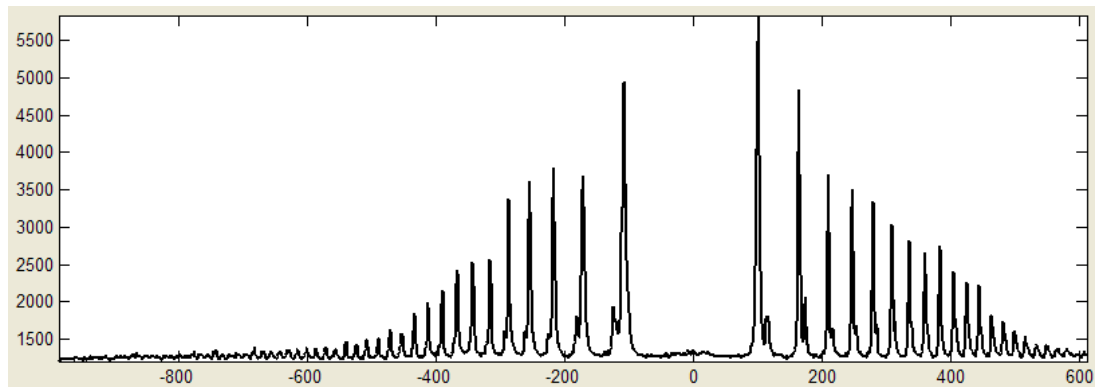
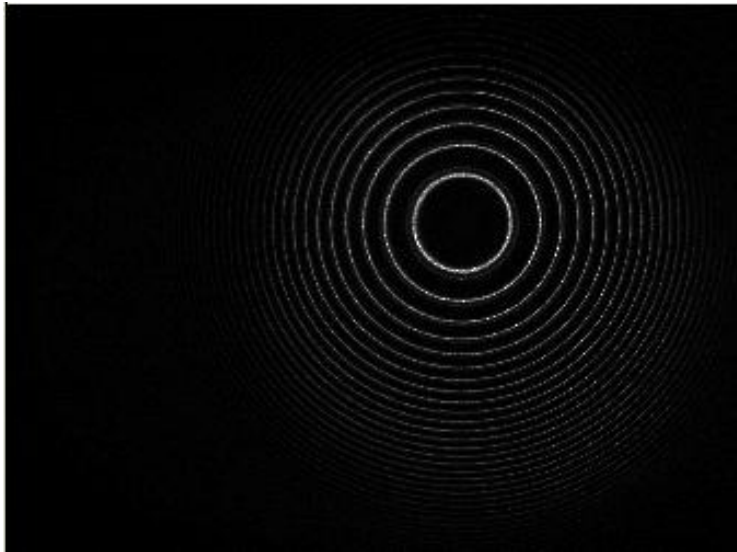
Οι μετρήσεις λοιπόν επαναλήφθηκαν (σε διαφορετική ημερομηνία) με ακριβώς την ίδια μεθοδολογία με μοναδική διαφορά ότι εφόσον η διάταξη ήταν έτοιμη δεν καθυστέρησε η λήψη εικόνων από τη στιγμή που τέθηκε σε λειτουργία το laser (θυμίζουμε ότι στην προηγούμενη σειρά μετρήσεων είχαμε ένα κενό διάστημα περίπου $1\frac{1}{2}$ ώρας)

Οι μετρήσεις διήρκησαν και πάλι 5 ώρες και γινόταν μια λήψη από τη CCD κάθε 5 λεπτά. Ενδεικτικά παραθέτουμε τις εικόνες και τα διαγράμματα έντασης που ελήφθησαν τις ακέραιες ώρες.

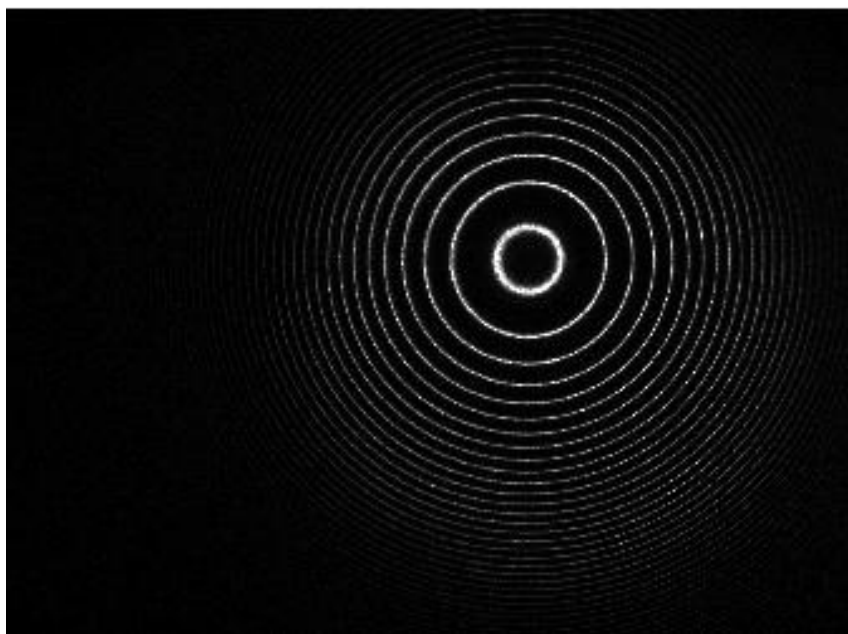
Τη χρονική στιγμή $t=0\text{min}$

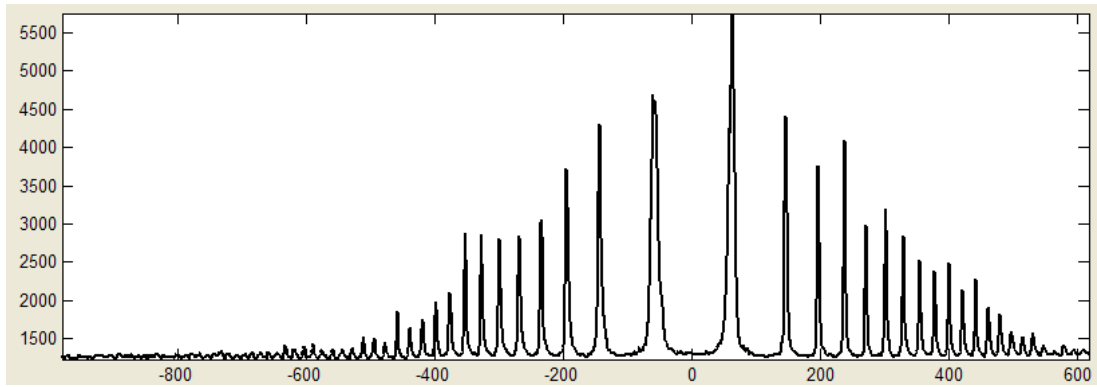


Τη χρονική στιγμή $t=60\text{min}$

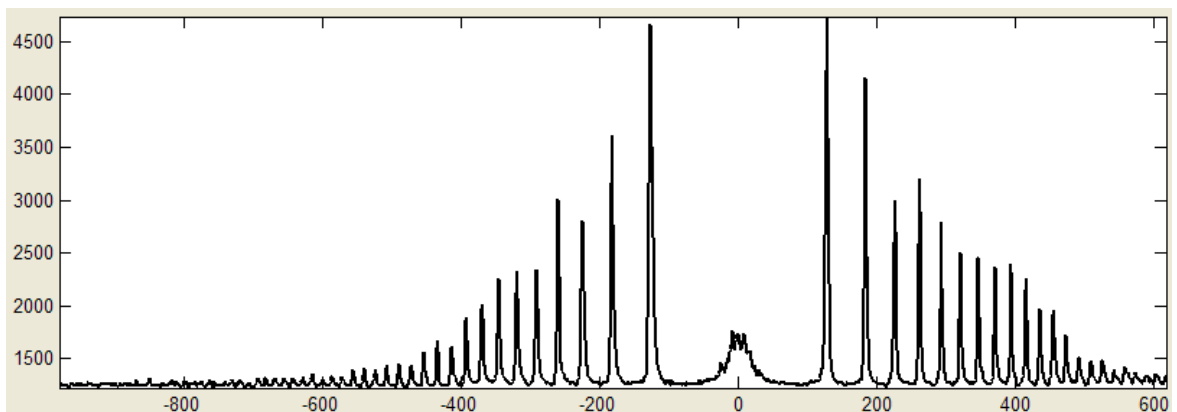
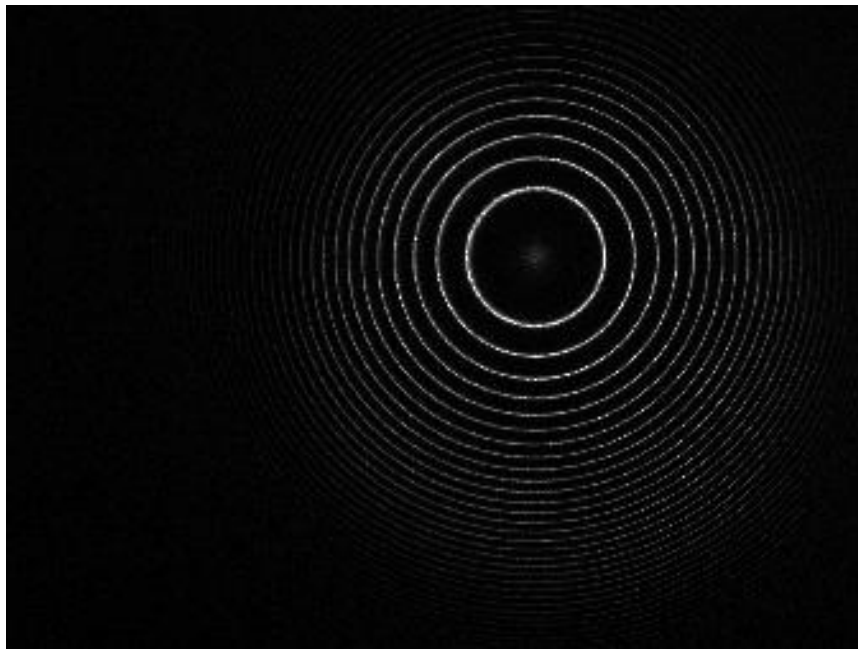


Τη χρονική στιγμή $t=120\text{min}$

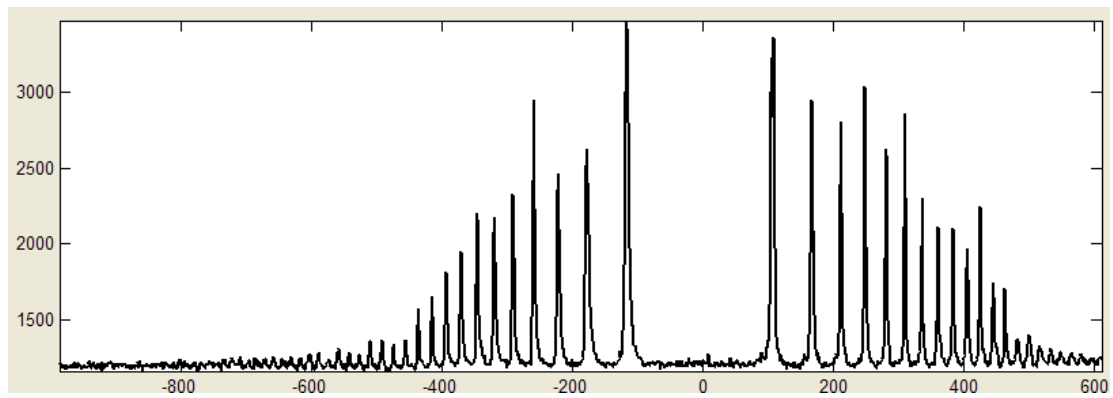
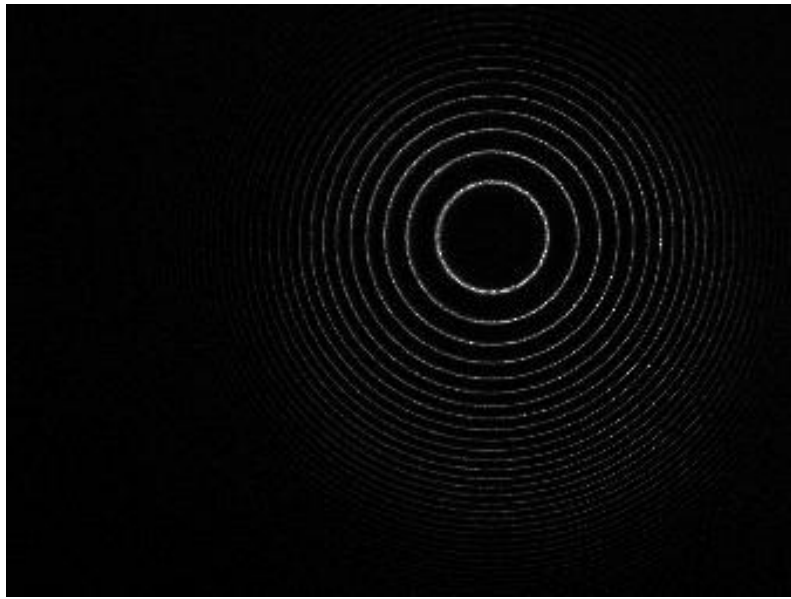




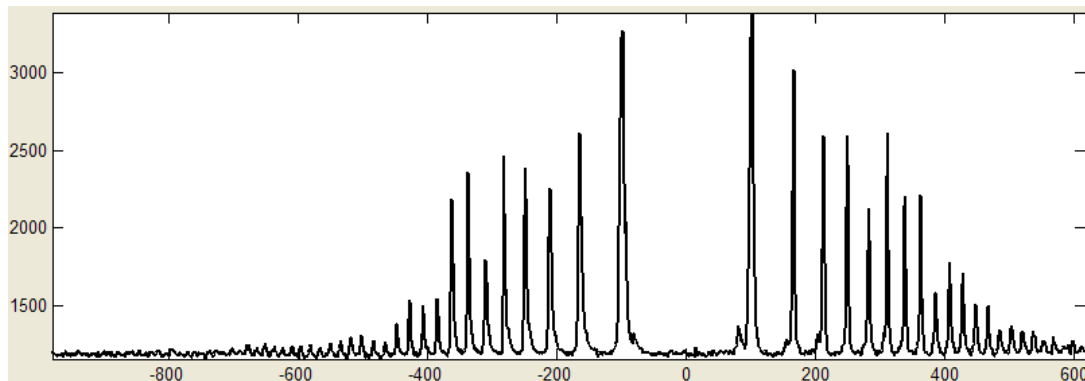
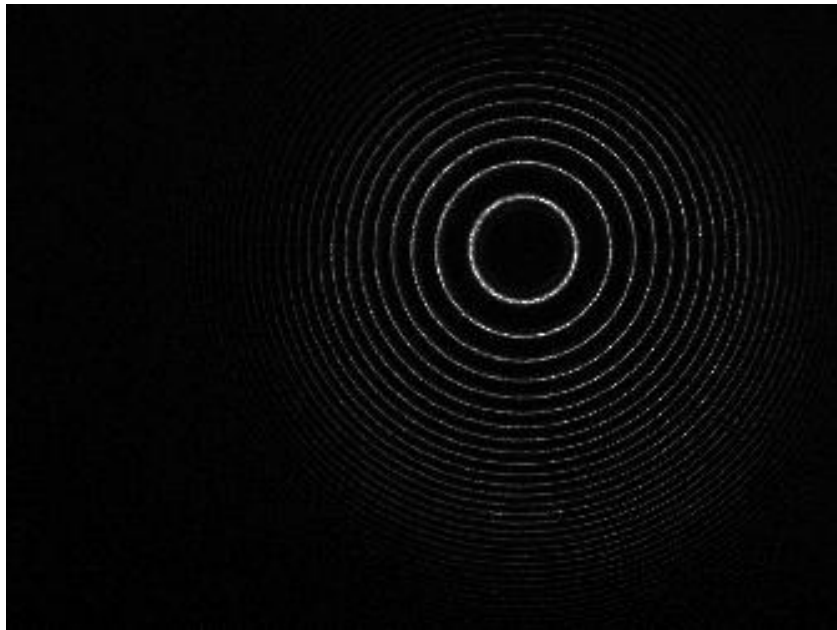
Τη χρονική στιγμή $t=180\text{min}$



Τη χρονική στιγμή $t=240\text{min}$



Τη χρονική στιγμή $t=300\text{min}$



Όσον αφορά τη μονορυθμικότητα του laser από τις παραπάνω εικόνες αλλά και από το σύνολο των εικόνων των κροσσών συμβολής που λήφθησαν οδηγούμαστε στο συμπέρασμα ότι την πρώτη $1\frac{1}{2}$ ώρα υπάρχει και δεύτερος ρυθμός ο οποίος σιγά σιγά εξαλείφεται και γίνεται laser ενός ρυθμού (slm).

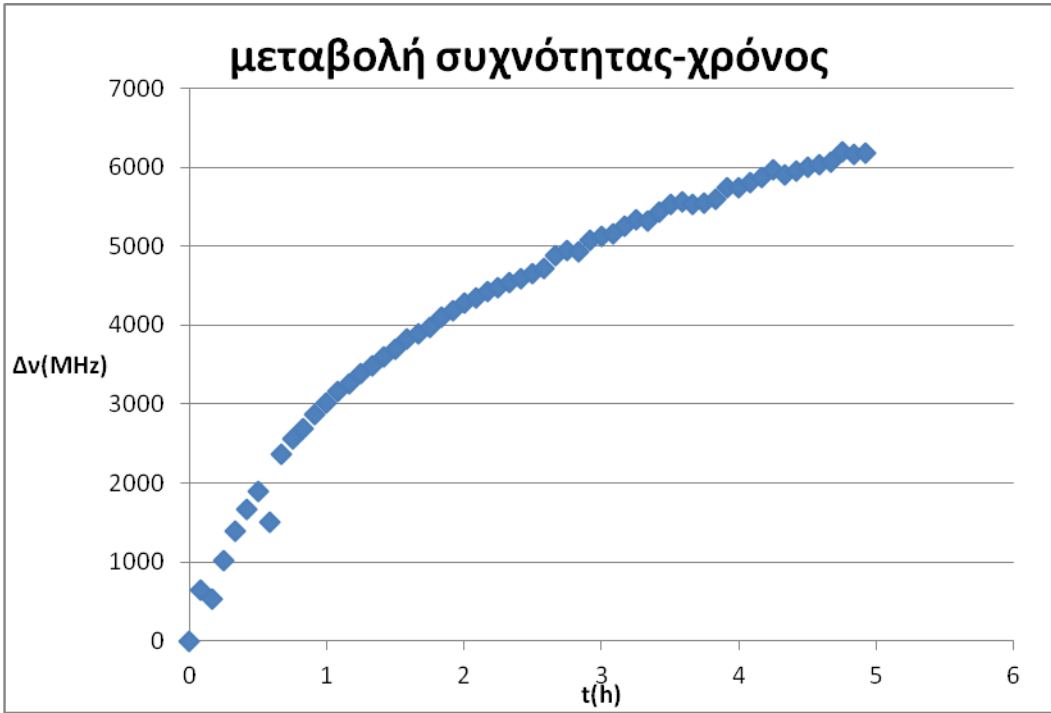
Πίνακας 4.4: Αποτελέσματα 2^{75} σειράς μετρήσεων.

Χρόνος (s)	Excess fraction (ϵ)	$\Delta\epsilon$	$\Delta\nu$ (MHz)
0	0.633232	0	0
5	0.419057	0.214176	642.5274
10	0.454722	0.178511	535.5319
15	0.293669	0.339564	1018.691

20	0.170532	0.462701	1388.102
25	0.079996	0.553237	1659.71
30	0.003433	0.629799	1889.398
35	0.129295	0.503938	1511.813
40	0.847298	0.785934	2357.802
45	0.782482	0.85075	2552.251
50	0.737646	0.895586	2686.759
55	0.676498	0.956734	2870.203
60	0.62682	1.006412	3019.237
65	0.581393	1.051839	3155.517
70	0.544564	1.088669	3266.006
75	0.504459	1.128774	3386.322
80	0.46946	1.163773	3491.319
85	0.435806	1.197427	3592.28
90	0.400468	1.232764	3698.292
95	0.357033	1.276199	3828.597
100	0.337402	1.29583	3887.49
105	0.310094	1.323138	3969.415
110	0.265855	1.367377	4102.132
115	0.238697	1.394535	4183.606
120	0.208476	1.424756	4274.269
125	0.182841	1.450392	4351.175
130	0.159911	1.473321	4419.963
135	0.143588	1.489644	4468.933
140	0.12076	1.512473	4537.418
145	0.10167	1.531562	4594.687
150	0.081692	1.551541	4654.622
155	0.057407	1.575826	4727.478
160	0	1.628617	4885.851
165	0.983218	1.650014	4950.043
170	0.990437	1.642796	4928.387
175	0.938135	1.695098	5085.294
180	0.922434	1.710798	5132.394
185	0.915156	1.718076	5154.229
190	0.879906	1.753326	5259.979
195	0.856473	1.776759	5330.277
200	0.858785	1.774447	5323.341
205	0.820387	1.812845	5438.535
210	0.79124	1.841993	5525.978
215	0.776343	1.856889	5570.668
220	0.788336	1.844896	5534.689
225	0.784601	1.848632	5545.895
230	0.765272	1.86796	5603.88
240	0.716123	1.917109	5751.328
245	0.717403	1.91583	5747.489
250	0.6965	1.936732	5810.196

255	0.674535	1.958697	5876.092
260	0.645235	1.987997	5963.992
265	0.665075	1.968158	5904.473
270	0.647067	1.986165	5958.495
275	0.634319	1.998914	5996.742
280	0.620624	2.012609	6037.826
285	0.608897	2.024335	6073.005
290	0.569195	2.064038	6192.113
295	0.576332	2.0569	6170.701
300	0.571631	2.061602	6184.805

Πίνακας 4.5: Γραφική παράσταση μεταβολής συχνότητας-χρόνου



Από το παραπάνω διάγραμμα παρατηρούμε ότι έχουμε μια έντονη και συνεχή αύξηση της συχνότητας η οποία αργότερα διαπιστώθηκε ότι οφειλόταν στη συνεχή αύξηση της θερμοκρασίας του χώρου λόγω της λειτουργίας του κλιματιστικού.

Είναι σαφές ότι το μόνο χρήσιμο συμπέρασμα που παρήχθει από αυτή τη σειρά των μετρήσεων είναι η επιβεβαίωση της μονορυθμικότητας του laser.

Κατά τη διάρκεια της επεξεργασίας των μετρήσεων αυτών δεν είχε γίνει αντιληπτός ο λόγος της μεγάλης μεταβολής της συχνότητας και γι'αυτό κρίθηκε σκόπιμο να ξαναγίνουν οι ίδιες μετρήσεις αλλά αυτή τη φορά με επαναληπτικότητα παλμών 1kHz για να διερευνηθεί εάν ευθύνεται η υψηλή επαναληπτικότητα παλμών του laser για τη μεγάλη μεταβολή της συχνότητας.

Σε αυτή τη σειρά των μετρήσεων είχαμε την καλύτερη ποιότητα κροσσών από όλες τις υπόλοιπες σειρές μετρήσεων και η εμφανής λειτουργία του laser σε μοναδικό διαμήκη ρυθμό μας δίνει τη δυνατότητα να κάνουμε έναν πειραματικό υπολογισμό της Finesse του Fabry-Perot etalon μήκους 50mm, διαιρώντας το τετράγωνο της απόστασης μεταξύ δύο γειτονικών κροσσών με το FWHM ενός κροσσού. Η διαδικασία αυτή έγινε μέσω του προγράμματος επεξεργασίας των κροσσών του MATLAB που περιγράψαμε παραπάνω, ολοκληρώνοντας σε όλο το μήκος των κροσσών και η τιμή της Finesse που προέκυψε ήταν 13,11.

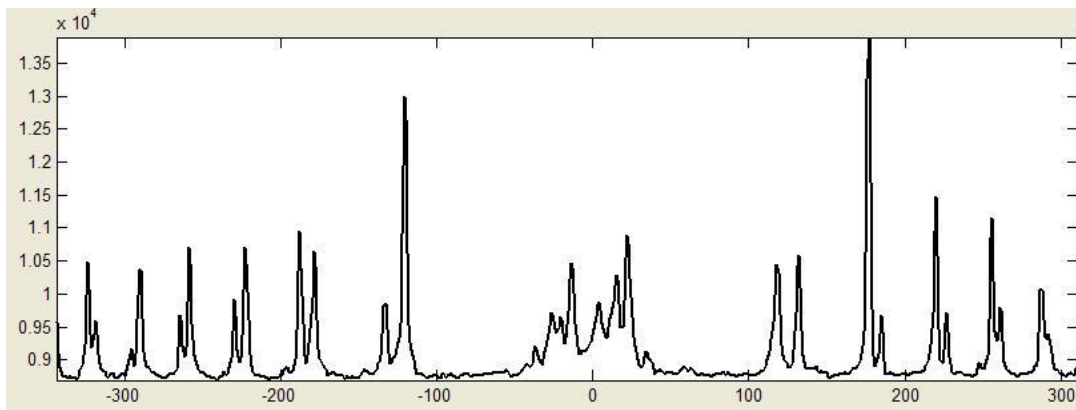
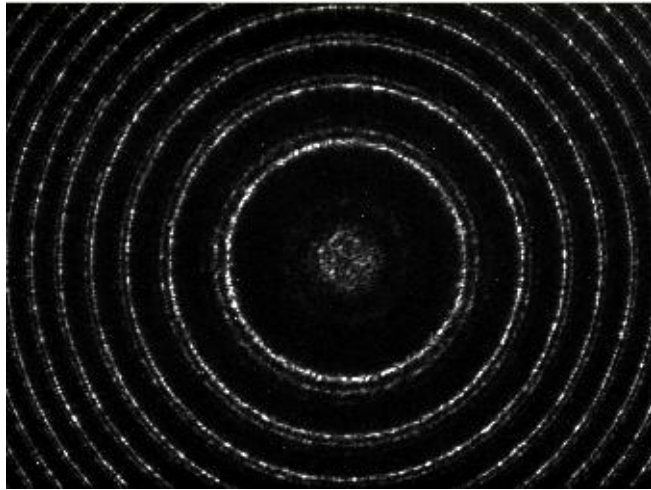
Αντίστοιχα κάνοντας την ίδια διαδικασία για το etalon των 20mm που χρησιμοποιήθηκε στην πρώτη σειρά μετρήσεων προέκυψε η τιμή $F=15,43$.

Οι τιμές αυτές είναι κατώτερες του αναμενόμενου γεγονός που σημαίνει ότι υπάρχουν περιθώρια βελτίωσης της διάταξης μας και κυρίως όσο αφορά το εύρος του pinhole και της εστιακής απόστασης των φακών.

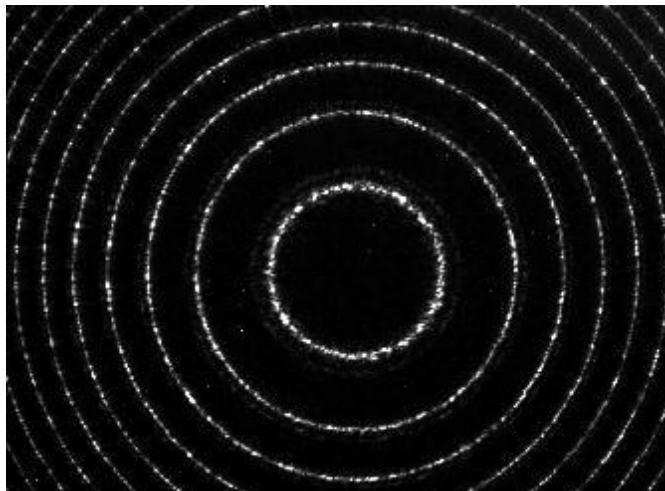
4.3.4 Τρίτη σειρά μετρήσεων

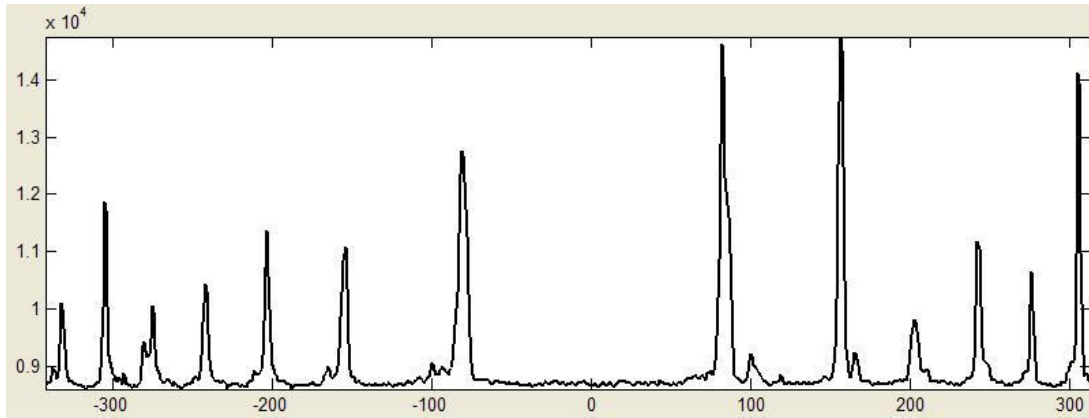
Η τρίτη αυτή σειρά μετρήσεων διήρκεσε 5 ώρες και ενδεικτικά παρατίθενται οι εικόνες των κροσσών αλλά και τα διαγράμματα της έντασης τους κατά τις ακέραιες ώρες. Να σημειωθεί ότι μόνο σε αυτή τη σειρά μετρήσεων και λόγω της χαμηλής έντασης της ακτινοβολίας η διάρκεια λήψης των εικόνων ήταν 2s.

Για $t=0$ min

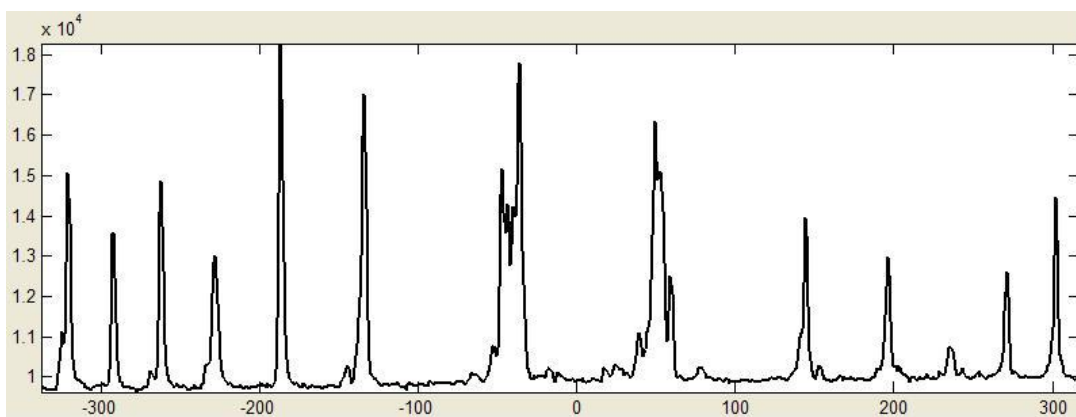
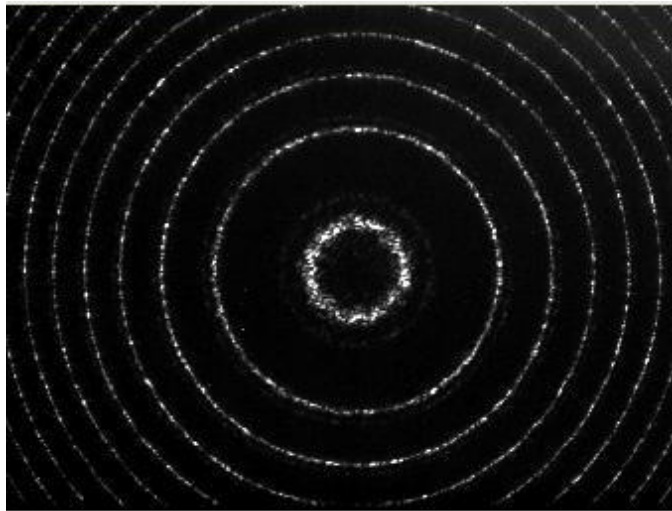


Για $t=60$ min

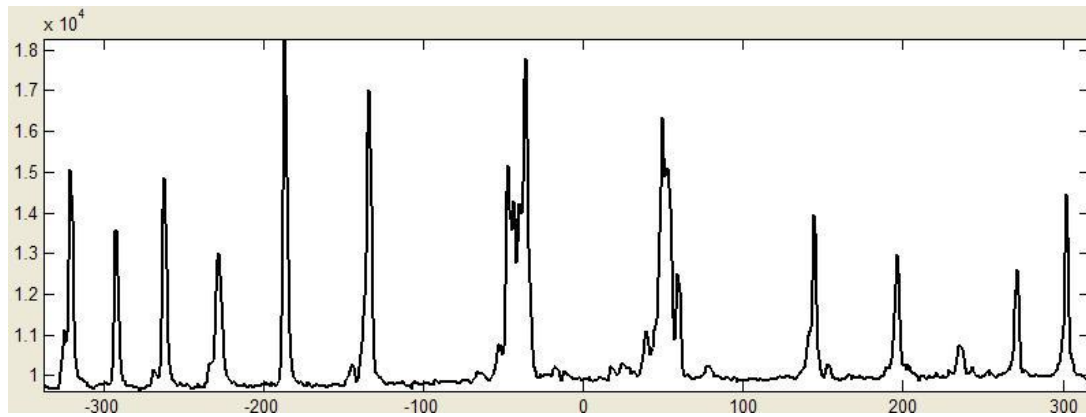
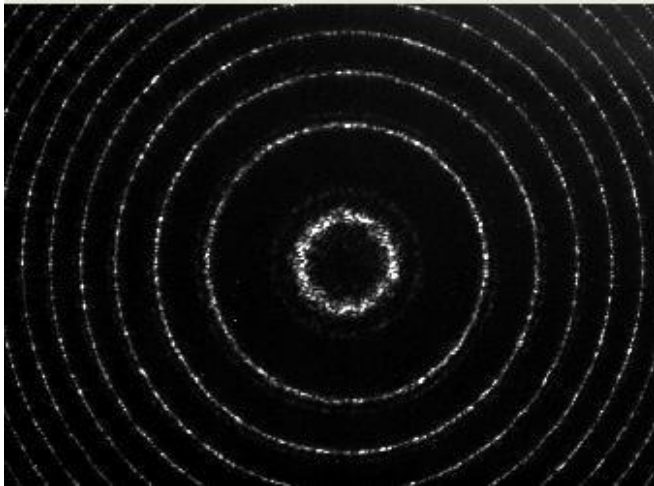




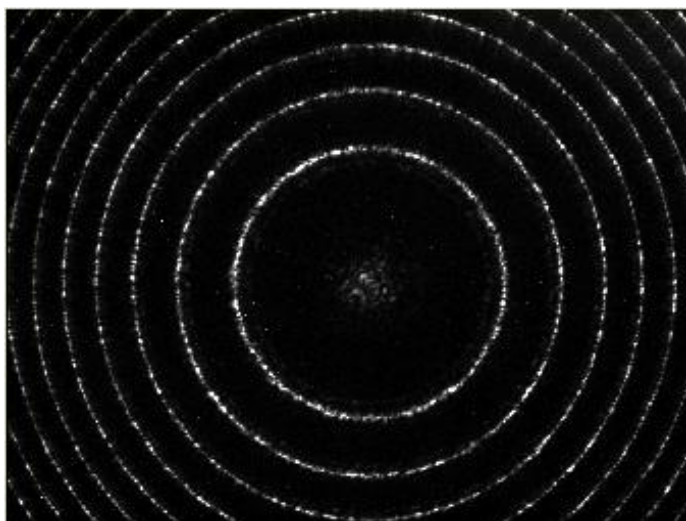
Για $t=120$ min

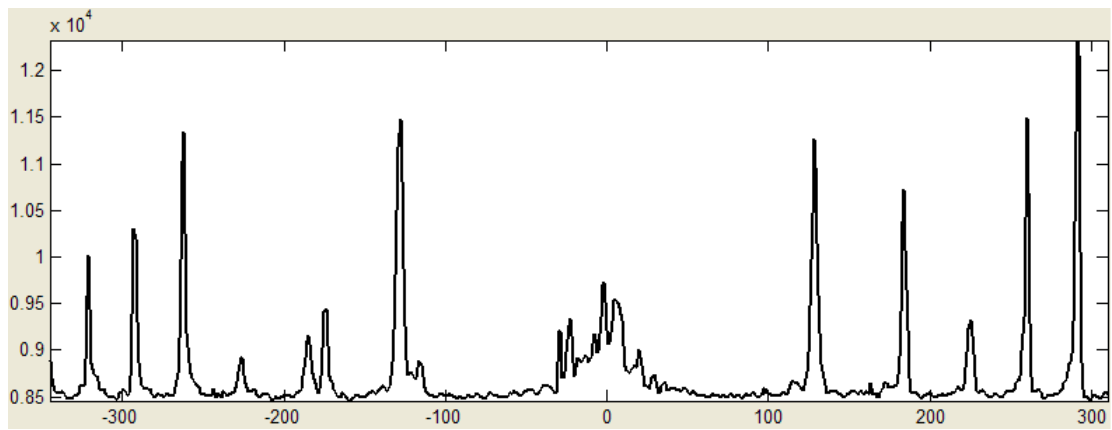


$\Gamma\alpha$ t=180min

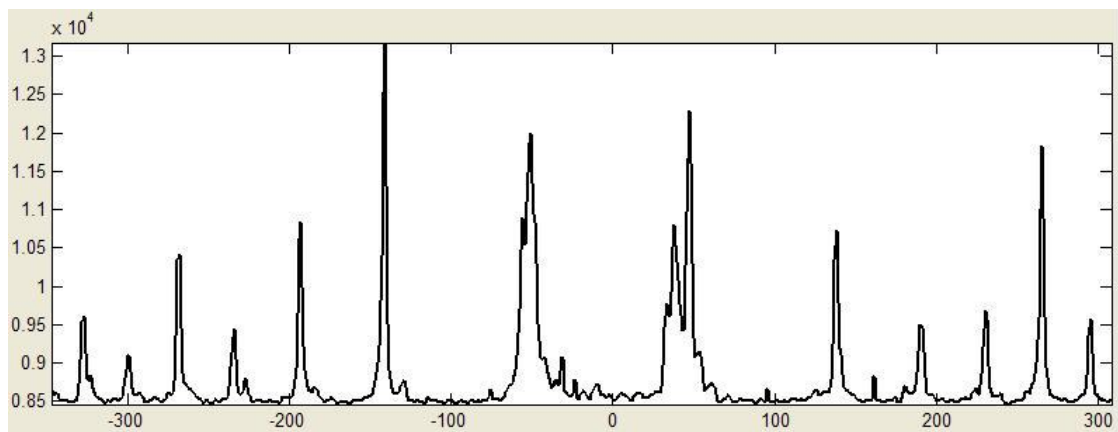
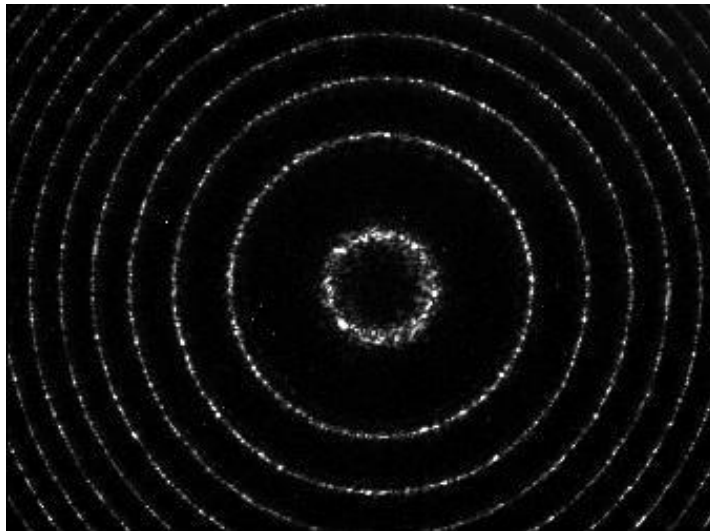


$\Gamma\alpha$ t=240min





$\Gamma\alpha$ t=300min

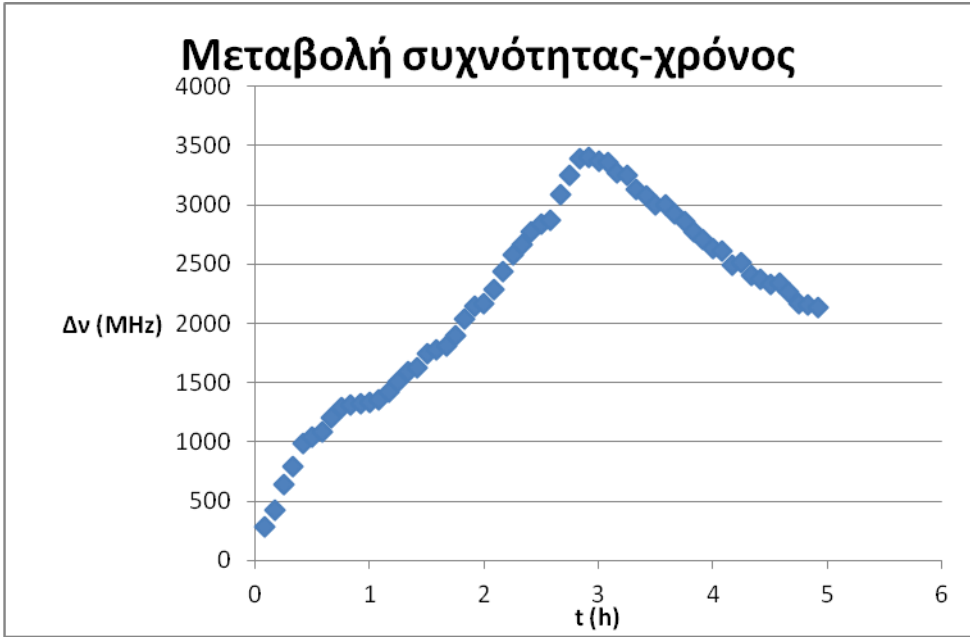


Πίνακας 4.6: Αποτελέσματα 3^{15} σειράς μετρήσεων

Χρόνος (s)	Excess fraction (ϵ)	$\Delta\epsilon$	$\Delta\nu$ (MHz)
0	0.848806	0	0
5	0.755518	0.093288	279.8655
10	0.706422	0.142384	427.1529
15	0.635321	0.213485	640.4549
20	0.584488	0.264318	792.9549
25	0.519897	0.328909	986.7284
30	0.501535	0.347271	1041.812
35	0.486734	0.362072	1086.215
40	0.446832	0.401974	1205.922
45	0.417567	0.431239	1293.717
50	0.412697	0.436109	1308.326
55	0.409324	0.439482	1318.445
60	0.403422	0.445384	1336.153
65	0.39745	0.451356	1354.068
70	0.373686	0.47512	1425.36
75	0.346918	0.501888	1505.664
80	0.31734	0.531466	1594.398
85	0.305733	0.543073	1629.22
90	0.268197	0.580609	1741.827
95	0.254526	0.59428	1782.841
100	0.244203	0.604603	1813.809
105	0.216194	0.632612	1897.835
110	0.17099	0.677816	2033.449
115	0.133913	0.714893	2144.679
120	0.125242	0.723564	2170.692
125	0.086756	0.76205	2286.15
130	0.036948	0.811858	2435.573
135	0.988361	0.860445	2581.334
140	0.959762	0.889044	2667.133
145	0.922614	0.926192	2778.575
150	0.903123	0.945683	2837.049
155	0.891551	0.957255	2871.766
160	0.82058	1.028226	3084.678
165	0.764328	1.084479	3253.436
170	0.717088	1.131718	3395.154
175	0.713998	1.134809	3404.426
180	0.724074	1.124732	3374.197
185	0.728113	1.120693	3362.078
190	0.759548	1.089258	3267.775
195	0.765298	1.083508	3250.525
200	0.806017	1.04279	3128.369
205	0.821399	1.027407	3082.221
210	0.847064	1.001742	3005.225

215	0.849814	0.998992	2996.975
220	0.874819	0.973987	2921.96
225	0.8939	0.954906	2864.718
230	0.924495	0.924311	2772.932
235	0.946495	0.902311	2706.932
240	0.969669	0.879138	2637.413
245	0.979772	0.869034	2607.101
250	0	0.832054	2496.163
255	0.011995	0.836811	2510.432
260	0.046753	0.802054	2406.161
265	0.05917	0.789637	2368.91
270	0.071311	0.777495	2332.486
275	0.070329	0.778477	2335.432
280	0.094189	0.754618	2263.853
285	0.125664	0.723142	2169.426
290	0.129164	0.719642	2158.927
295	0.137682	0.711124	2133.373

Πίνακας 4.7: Γραφική παράσταση μεταβολής συχνότητας-χρόνου



Όπως είναι εύκολα παρατηρήσιμο όχι μόνο από το παραπάνω διάγραμμα αλλά και από τις εικόνες των κροσσών, η συχνότητα και σε αυτή την περίπτωση μεταβαλλόταν συνεχώς με αυξητική τάση και άρα η συχνότητα επαναληπτικότητας των παλμών δεν ήταν ένας παράγοντας που επηρέαζε τη συχνότητα του laser. Στην προσπάθεια μας να εξηγήσουμε το φαινόμενο αυτό τη χρονική στιγμή $t \approx 3h$ τέθηκε εκτός λειτουργίας το κλιματιστικό το οποίο κατά τη διάρκεια των έως εκείνη τη στιγμή μετρήσεων είχε

ανεβάσει τη θερμοκρασία από τους 6.5°C στους 13°C. Όπως φαίνεται στο διάγραμμα αυτό είχε άμεση επίπτωση στη συχνότητα του laser καθώς ενώ άρχισε η πτώση της θερμοκρασίας, ταυτόχρονα άρχισε και η επιστροφή της συχνότητας του laser προς την αρχική συχνότητα, γεγονός που υποδηλώνει την αδυναμία θερμοκρασιακής αυτορρύθμισης της συσκευής και μεταβολή του μήκους της κοιλότητας του laser μιας και ο κρύσταλλος Nd:YVO₄ παρουσιάζει συντελεστή θερμικής διαστολής $11.37 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [28] και σε μικρότερο βαθμό μεταβολή και του μήκους του αποστάτη του etalon. Βέβαια όσο αφορά τη μονορυθμικότητα της συσκευής επιβεβαιώνονται τα συμπεράσματα των προηγούμενων δύο σειρών μετρήσεων.

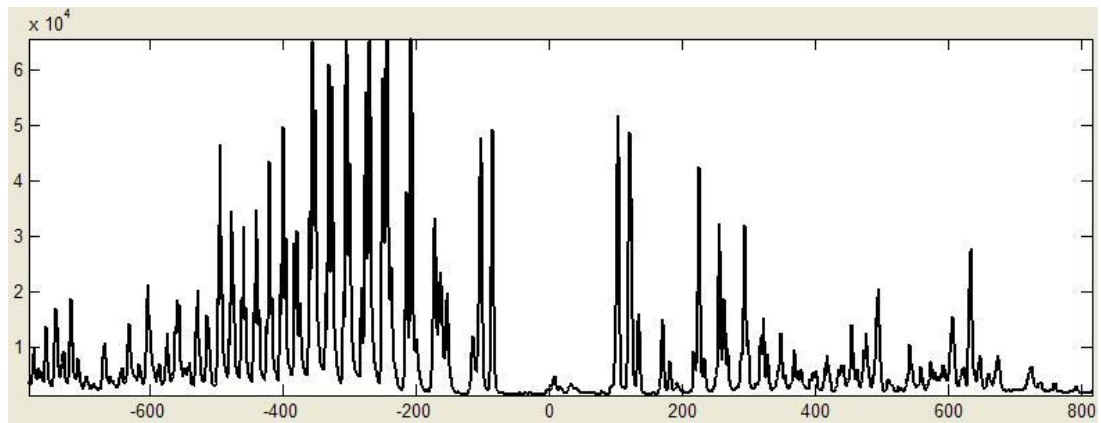
Για την περαιτέρω μελέτη αυτού του φαινομένου ακολούθησε η τέταρτη σειρά μετρήσεων όπου γίνεται προσπάθεια για καλύτερο έλεγχο της θερμοκρασιακής εξάρτησης της συχνότητας του laser.

4.3.5 Τέταρτη σειρά μετρήσεων

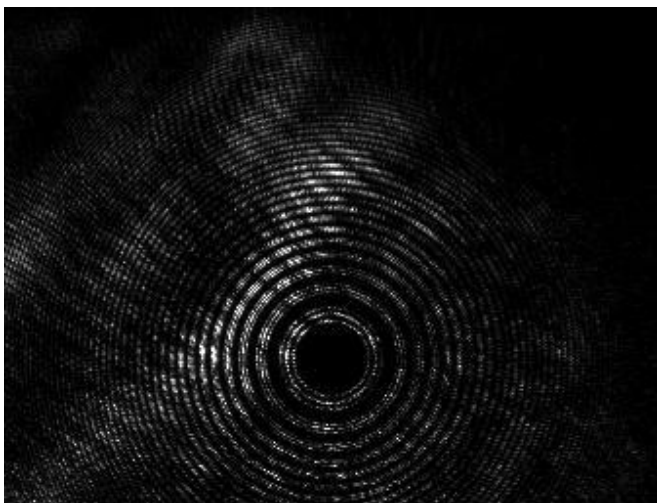
Κατά την τέταρτη σειρά μετρήσεων η επαναληψιμότητα των παλμών του laser επανήλθε στα 10kHz και ο χρόνος λήψης των εικόνων των κροσσών στο 1s. Κατά τη διάρκεια των μετρήσεων αυτών στο χώρο του εργαστηρίου δεν τέθηκε σε λειτουργία το κλιματιστικό και ταυτόχρονα γινόταν μέτρηση της θερμοκρασίας του χώρου, ενώ για την πλήρη επιβεβαίωση των λεγόμενων μας μετά από 2.5h από την έναρξη των μετρήσεων τέθηκε σε λειτουργία το κλιματιστικό. Η συνολική διάρκεια των λήψεων ήταν περίπου 4h.

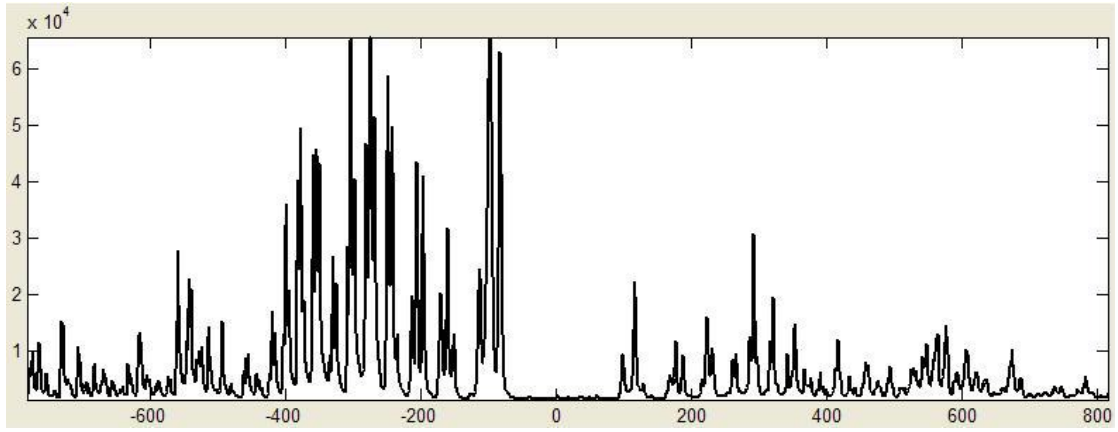
Παρακάτω ακολουθούν ενδεικτικά οι εικόνες των κροσσών με τα αντίστοιχα διαγράμματα έντασης κατά τις ακέραιες ώρες από την έναρξη των λήψεων.

$\Gamma\alpha$ t=0min

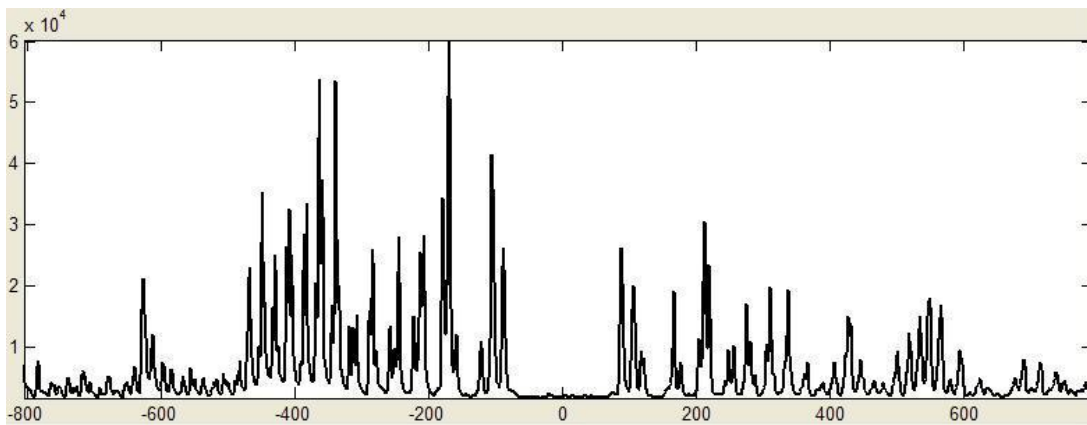
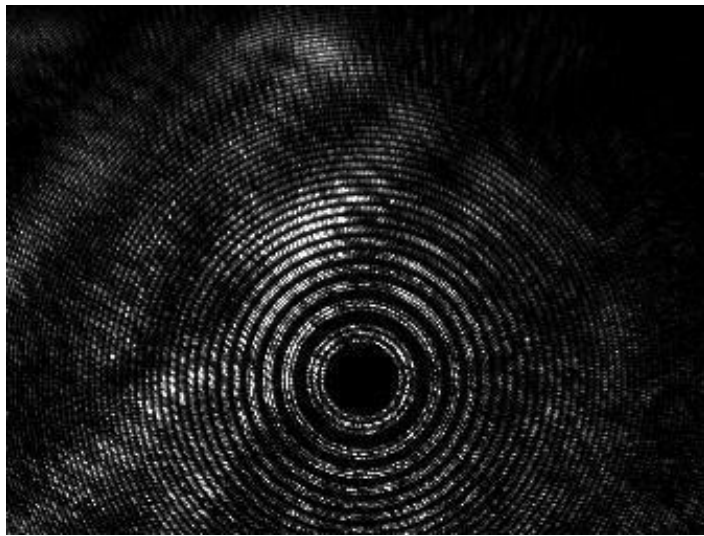


$\Gamma\alpha$ t=60min

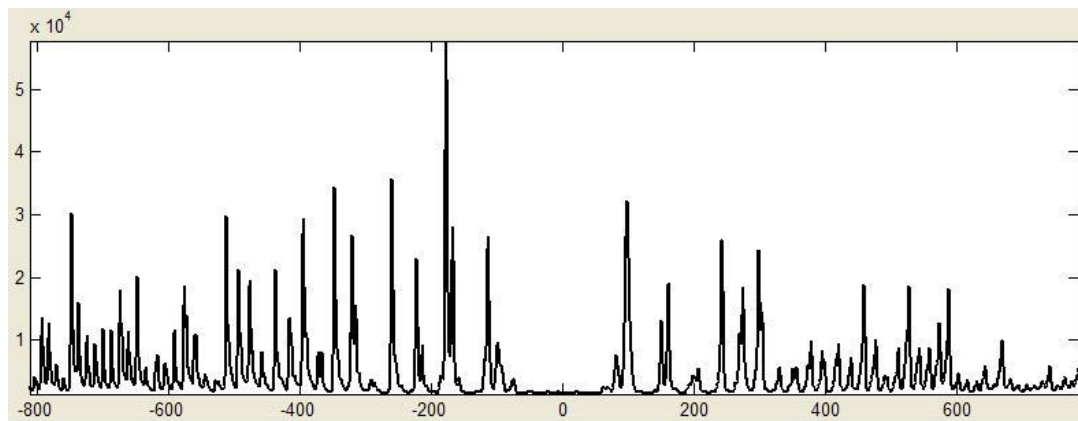




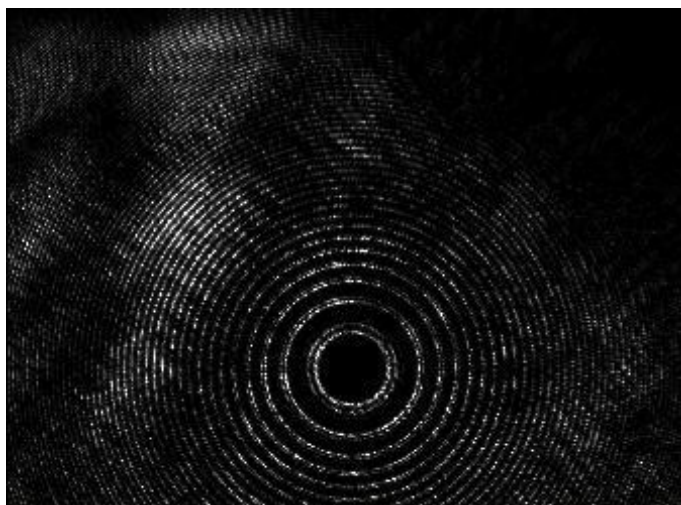
Για $t=120\text{min}$

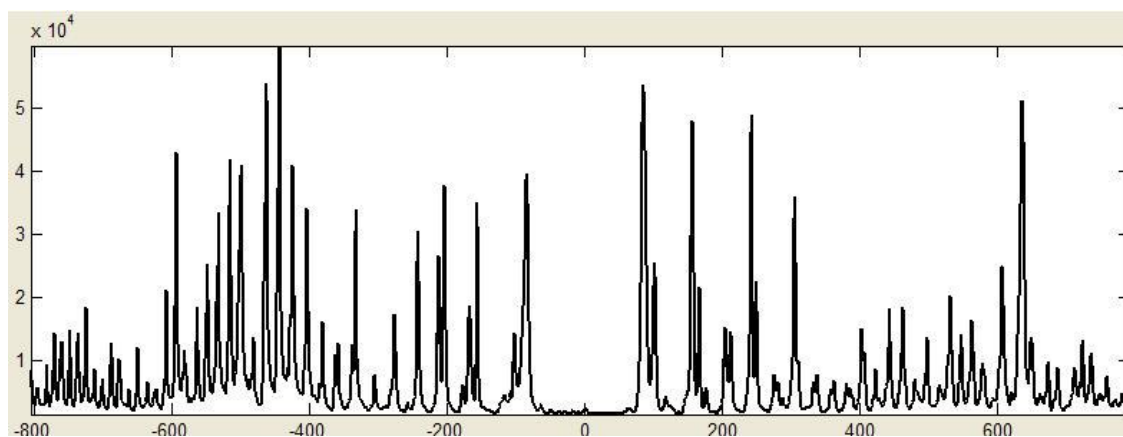


$\Gamma\alpha$ t=180min



$\Gamma\alpha$ t=235min





Στις παραπάνω εικόνες των κροσσών παρατηρείται αυξημένη ένταση στα αριστερά της εικόνας, αυτό οφείλεται σε κάποια αντανάκλαση της δέσμης που υπεισήλθε στις μετρήσεις μας και η προέλευση της έγινε αντιληπτή μετά το πέρας των μετρήσεων, επίσης η δομή που φαίνεται στους κροσσούς δεν οφείλεται στο laser αλλά μάλλον στην όχι και τόσο καλή ευθυγράμμιση της διάταξης μας, καθώς προς στιγμή μπορούσαμε να πάρουμε εικόνες χωρίς δομή στους κροσσούς αλλά δεν κατέστη δυνατή η σταθεροποίηση της διάταξης.

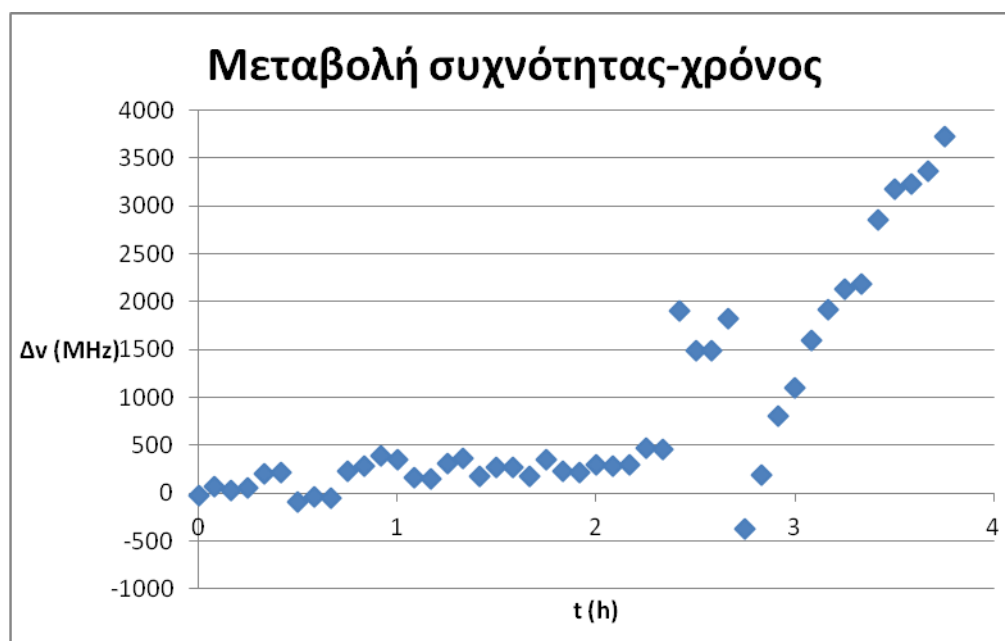
Το διάγραμμα της μεταβολής της συχνότητας σε συνάρτηση με το χρόνο αλλά και αναλυτικά όλα τα δεδομένα από τα οποία προέκυψε παρουσιάζονται παρακάτω, σημειώνουμε ότι σε αυτή τη σειρά μετρήσεων γινόταν έλεγχος και της θερμοκρασίας με ένα συμβατικό θερμόμετρο Hg.

Πίνακας 4.8: Αποτελέσματα 4^{ης} σειράς μετρήσεων

Χρόνος (s)	Excess fraction (ϵ)	$\Delta\epsilon$	$\Delta\nu$ (MHz)	T (°C)
0	0.692979	0	0	7,5
5	0.700767	-0.00779	-23.3647	7,5
10	0.66865	0.024329	72.9873	7,5
15	0.682014	0.010965	32.89647	7,5
20	0.674696	0.018283	54.84959	7,5
25	0.623519	0.06946	208.381	7,5
30	0.623065	0.069914	209.7417	7,5
35	0.725942	-0.03296	-98.888	7,5
40	0.705934	-0.01295	-38.864	7,5
45	0.712212	-0.01923	-57.6984	7,5

50	0.615585	0.077394	232.1832	7,5
55	0.60028	0.092699	278.0977	7,5
60	0.565214	0.127765	383.295	7,5
65	0.57467	0.11831	354.9287	7,5
70	0.63957	0.053409	160.2276	7,5
75	0.642346	0.050633	151.9001	7,5
80	0.590043	0.102936	308.8086	7,5
85	0.571103	0.121876	365.628	7,5
90	0.634143	0.058837	176.5103	7,5
95	0.603641	0.089339	268.0159	7,5
100	0.603795	0.089184	267.5515	7,5
105	0.63239	0.060589	181.7682	7,5
110	0.577854	0.115125	345.376	7,5
115	0.617594	0.075385	226.156	7,5
120	0.622657	0.070323	210.9678	7,5
125	0.594008	0.098972	296.9151	7,5
130	0.598653	0.094327	282.9796	7,5
135	0.593576	0.099404	298.2108	7,5
140	0.537052	0.155927	467.7805	7,5
145	0.540132	0.152847	458.5421	7,5
150	0.058115	0.634864	1904.593	8
155	0.199134	0.493845	1481.536	
160	0.197408	0.495571	1486.714	8,5
165	0.087435	0.605544	1816.631	9,0
170	0.818498	-0.12552	-376.555	9,5
175	0.629945	0.063034	189.1018	9,5
180	0.426557	0.266422	799.266	9,5
185	0.325239	0.367741	1103.222	
190	0.162731	0.530248	1590.745	10
195	0	0.63913	1917.391	
200	0.981252	0.711727	2135.182	
205	0.967073	0.725906	2177.719	10,5
210	0.741625	0.951354	2854.061	
215	0.634397	1.058582	3175.746	
220	0.618	1.074979	3224.937	11
225	0.570971	1.122008	3366.025	
230	0.451664	1.241316	3723.947	

Πίνακας 4.9: Γραφική παράσταση μεταβολής συχνότητας χρόνου



Από το παραπάνω διάγραμμα είναι πλέον ξεκάθαρο ότι διαθέτουμε ένα πολύ σταθερό laser που όμως έχει το μειονέκτημα της μεταβολής της συχνότητας του με τη μεταβολή της θερμοκρασίας, καθώς από τα δεδομένα του παραπάνω διαγράμματος βλέπουμε ότι η συχνότητα παρέμενε σχεδόν σταθερή όσο η θερμοκρασία δεν αλλάζε σημαντικά (όποια μικρή αλλαγή είναι ξεκάθαρα αυξητική και οφείλεται στη μικρή άνοδο της θερμοκρασίας στο εργαστήριο καθώς πλησιάζαμε προς το μεσημέρι) ενώ όταν η θερμοκρασία ανέβηκε κατά περίπου 3.5°C η συχνότητα μεταβλήθηκε κατά $\Delta\nu \approx 3500 \text{ MHz}$, δηλαδή $\approx 1\text{GHz}/^{\circ}\text{C}$.

4.3.6 Ατμοσφαιρικές συνθήκες κατά τη διάρκεια των μετρήσεων

Για τις αλλαγές τις θερμοκρασίας που προείπαμε οι οποίες μαζί με τη μεταβολή της βαρομετρικής πίεσης επηρεάζουν τη συχνότητα του laser παρατίθενται παρακάτω τα διαγράμματα εξέλιξης της θερμοκρασίας και της βαρομετρικής πίεσης στην περιοχή του Ε.Μ.Π. τις ημερομηνίες των μετρήσεων[26].

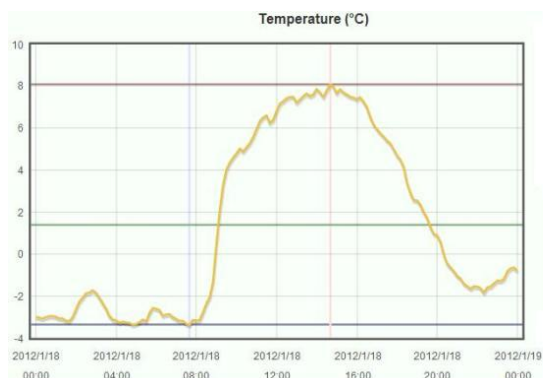
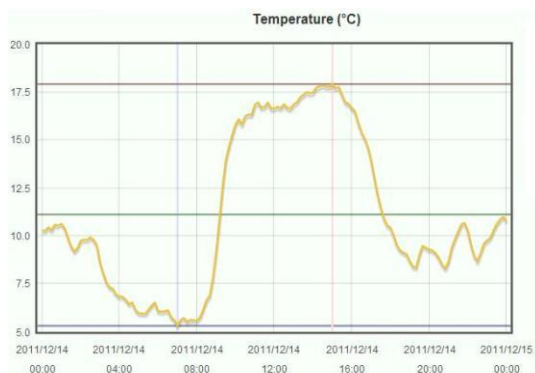
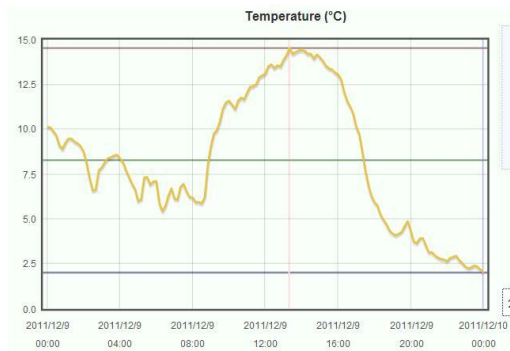
Με σκοπό τη σωστή αντιστοίχιση αναφέρουμε την ημερομηνία της κάθε σειράς μετρήσεων :

1η σειρά μετρήσεων —> 09/12/2011

2η σειρά μετρήσεων —> 14/12/2011

3η σειρά μετρήσεων —> 18/01/2012

4η σειρά μετρήσεων —> 19/01/2012





Σχετικά με την επίδραση της μεταβολής της βαρομετρικής πίεσης στη συχνότητα της ακτινοβολίας, ο τύπος του Edlen [32] μπορεί να μας δώσει τη μεταβολή αυτή. Συγκεκριμένα για την 1^η σειρά μετρήσεων όπου έχουμε από την αρχή ως το τέλος των μετρήσεων μια μεταβολή της βαρομετρικής πίεσης κατά 2hPa= 0,2kPa, από τον τύπο του Edlen προκύπτει μια μεταβολή στο μήκος κύματος κατά 3.1×10^{-4} nm που αντιστοιχεί σε μεταβολή της συχνότητας κατά 0.1MHz, ποσό που είναι αμελητέο σε σχέση με τη μεταβολή της συχνότητας λόγω της μεταβολής της θερμοκρασίας.

4.4 Γενικότερα συμπεράσματα και προοπτικές

Στον επίλογο αυτής της εργασίας και κάνοντας μια προσπάθεια να δούμε την κατάσταση που έχει διαμορφωθεί βλέπουμε ότι το εργαστήριο διαθέτει δύο αξιόπιστες συσκευές laser, που όμως μόνο η μια είναι εκμεταλλεύσιμη αυτή τη στιγμή, οπότε θα πρέπει να γίνει μελέτη για την προμήθεια των κατάλληλων φακών για να μπορέσει να παραχθεί η δεύτερη αρμονική συχνότητα και να γίνει εκμεταλλεύσιμο το laser συνεχούς λειτουργίας.

Σχετικά με το παλμικό laser το οποίο χαρακτηρίσαμε, δείξαμε ότι πρόκειται για ένα slm laser, που είναι ζητούμενο για τις εφαρμογές του HSRL που προσπαθούμε να αναπτύξουμε, αλλά υπάρχει μια ισχυρή εξάρτηση της μεταβολής της συχνότητας από τη θερμοκρασία γεγονός που το καθιστά ασταθές. Προτεραιότητα λοιπόν είναι η προσπάθεια για θερμοκρασιακή σταθεροποίηση του περιβάλλοντος λειτουργίας αυτού του laser και για αυτό έχει ήδη κατασκευαστεί μια ψύκτρα που σκοπό έχει την απαγωγή θερμότητας από τη συσκευή, μελλοντικές δοκιμές θα δείξουν κατά τι ποσοστό βοηθά στην αντιμετώπιση του προβλήματος.

Στο θέμα της παραγωγής 2^{ης} αρμονικής συχνότητας πειραματικά αποδείχθηκε πολύ εύκολη η παραγωγή της και η όλη δυσκολία του εγχειρήματος ήταν στην κατανόηση

του θεωρητικού υποβάθρου, στην επιλογή του μη γραμμικού κρυστάλλου αλλά και στην εύρεση εταιρίας που θα μας προμήθευε τον κρύσταλλο με το χαμηλότερο δυνατό κόστος. Επόμενα βήματα τα οποία θα ολοκλήρωναν αυτό το πακέτο εργασίας θα ήταν η μέτρηση της απόδοσης μετατροπής σε 2^η αρμονική σε σχέση με την αρχική δέσμη, κάτι που πιθανώς μπορεί να γίνει στις εγκαταστάσεις του τομέα Φυσικής του Ε.Μ.Π. και η παραγωγή ακτινοβολίας 3^{ης} αρμονικής συχνότητας που αποτελεί το τελικό ζητούμενο, επίσης με έναν πολωτή, μπορούμε να ελαττώσουμε την ένταση της δέσμης, ώστε να αντιστοιχεί στην αναμενόμενη ένταση μετά από σκέδαση στην ατμόσφαιρα. Έτσι, θα εξομοιώσουμε σε εργαστήριο το φαινόμενο της Rayleigh και Mie σκέδασης από διάφορα ύψη ατμόσφαιρας.

Ένα θέμα που προχώρησε μεν πειραματικά αλλά δεν έφτασε στον τελικό προορισμό του στα πλαίσια της παρούσας εργασίας είναι η κατασκευή του etalon καθώς αποδείχθηκε ότι με κοινά εμπορικά γυαλόχαρτα δεν είναι δυνατή η λείανση των αποστατών σε αποδεκτά επίπεδα. Παρόλα αυτά έχουν γίνει και η έρευνα αγοράς και οι επαφές για την αγορά λειαντικής πούδρας, η οποία μάλιστα δεν είναι ιδιαίτερα ακριβή (είναι της τάξεως των 100€) αλλά υπάρχει το θέμα της κατασκευής μίας λειαντικής κεφαλής όπως αυτής που κατασκευάστηκε για τη λείανση των αποστατών από ίναι που παρουσιάζεται παραπάνω, καθώς και της εύρεσης λειαντικού δίσκου πάνω στον οποίο θα γίνει η λείανση, ένας τέτοιος δίσκος βρίσκεται στον τομέα Μηχανικής του Ε.Μ.Π. αλλά η συμβατότητα με τον αποστάτη από zerodur με διάμετρο 70mm και μήκος 100mm είναι άγνωστη. Σύμφωνα με τα προλεγόμενα είναι σαφές ότι πρώτα πρέπει να γίνει η σχεδίαση ώστε να αποφευχθεί λάθος λείανση ή και καταστροφή του κρυστάλλου (καθώς δεν πρόκειται για ένα οικονομικό υλικό) και μετά να προχωρήσουμε στην πειματική διαδικασία της λείανσης.

Σημειώνεται ότι τα κάτοπτρα που διαθέτουμε για την κατασκευή του etalon με αποστάτες μήκους 100mm, που προορίζεται για το κανάλι των αερολυμάτων, είναι επιστρωμένα για λειτουργία στην περιοχή των 350-400nm γεγονός που συνδυάζεται με την προσπάθεια που πρέπει να γίνει για την ανάπτυξη της 3^{ης} αρμονικής συχνότητας του Nd:YVO₄ στα 355nm. Αντίθετα τα διαθέσιμα etalon που είναι μικρότερα σε μήκος αποστατικού (2cm, 5cm) και προορίζονται για το μοριακό κανάλι, έχουν την περιοχή λειτουργίας τους στο φάσμα του ορατού φωτός και συνδυάζονται με την 2^η αρμονική συχνότητα του Nd:YVO₄ στα 532nm.

Όπως είδαμε σε όλη την εργασία όλες οι απεικονιστικές ανάγκες μας καλύφθηκαν επαρκώς από την ψυχόμενη camera CCD (SBIG ST-2000XM), ενώ στην περίπτωση

που σε κάποιες μετρήσεις παρουσιάζεται χαμηλό σήμα το εργαστήριο διαθέτει και CCD camera ψυχόμενη με άζωτο της εταιρίας XCAM [14]. Παρόλα αυτά και τα δύο αυτά CCD δε μπορούν να ανταποκριθούν στους χαμηλούς χρόνους έκθεσης που απαιτούνται για τη λήψη δεδομένων στην εφαρμογή του HSRL και πρέπει να αναζητηθεί μέθοδος που να ανταποκρίνεται στις ανάγκες μας.

Τέλος ενδιαφέρον παρουσιάζουν και οι σκέψεις για εμπορική εκμετάλλευση του εργαστηρίου με σκοπό την αυτοχρηματοδότηση του για την ενίσχυση των αναγκών της έρευνας. Η εμπειρία που έχει αποκτήσει η ομάδα του εργαστηρίου στη χρήση των Fabry-Perot etalons είναι πλέον μεγάλη και μπορεί να γίνει εκμεταλλεύσιμη κάνοντας διακριβώσεις, δηλαδή χαρακτηρισμούς λειτουργίας, συσκευών laser καθώς και αναπτύσσοντας τεχνικές που μπορούν να γίνουν εφαρμόσιμες με τον υπάρχοντα εξοπλισμό είτε με μικρές προσθήκες, π.χ. μια τέτοια εφαρμογή είναι η Cavity Ring-Down Spectroscopy (CRDS) [27].

Αναφορές και βιβλιογραφία

- [1] F.A. Jenkins, H.E. White "Fundamentals of Optics", fourth edition, McGraw-Hills, (2001)
- [2] R.Guenther "Modern Optics", Wiley, (1990)
- [3] sydor.com/pdfs/schott_zerodur.pdf
- [4] Α.Σεραφετινίδης, Σημειώσεις μαθήματος "Εφαρμογές των lasers", ΔΠΜΣ-Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές, 2010
- [5] Π. Φετφατζής "Ατμοσφαιρική επισκόπηση για τηλεσκόπια φθορισμού σε κοσμικές ακτίνες υπεριωβίων ενεργειών: πειραματική διερεύνηση του Lidar υψηλής διακριτικής ικανότητας (HSRL)" Διδακτορική διατριβή, ΣΕΜΦΕ-ΕΜΠ, 2011
- [6] <http://en.wikipedia.org/wiki/Invar>
- [7] D.Rees, T.J. Fuller-Rowell, A.Lyons, T.L.Killeen and P.B. Hays "Stable and rugged etalon for the Dynamics Explorer Fabry-Perot interferometer. 2: Performance" Applied Optics Vol.21, No. 21, Nov. 1982
- [8] Ι. Κορρές "Τριβείο Λείανσης Κρυστάλλων" Διπλωματική εργασία, Τμήμα Μηχανολόγων Ε.Μ.Π.
- [9] Y.X.Yao, J.H.Wang, H.L.Jin, Y.F.Zhang, S.Dong "Chemical machining of Zerodur material with atmospheric pressure plasma jet" CIRP Annals – Manufacturing Technology, Volume 59, Issue 1, pages 337-340, (2010)
- [10] P.Dumas "Magnetorheological finishing", Accessscience from McGraw-Hill, <http://accessscience.com>
- [11] S.Prabhu, B.K.Vinayagam "Nano-surface generation using Electrolytic In-Process Dressing (ELID) technique in grinding process" International Journal of Manufacturing Research, Vol.4, No 2, pp.137-153, (2009)
- [12] W.Zhengfeng, Y.Ling, S.Huan, T.P.Luan "Chemical Mechanical Planarization", Singapore Institute of Manufacturing Technology, (2001)
- [13] J.A.McGeough "Advanced Methods of Machining", Springer, (1988)
- [14] Ι.Μάνθος "Σχεδίαση Συμβολομέτρων Fabry-Perot για χρήση σε Lidar υψηλής διακριτικής ικανότητας", Διπλωματική εργασία, ΣΕΜΦΕ-ΕΜΠ, (2009)
- [15] W. Koechner "Solid state laser Engineering" fifth edition, Springer, (1999)

- [16] Δ.Ποτηράκη "Αυτόματη καταγραφή μετρήσεων δεικτών διάθλασης αερίων ακτινοβολητών απαριθμητών Cherenkov στη βαθιά υπεριώδη περιοχή", Διπλωματική εργασία, Τμήμα ΗΜΜΥ - Ε.Μ.Π. (1992)
- [17] www.as-photonics.com/snlo
- [18] A.V. Smith "How to select nonlinear crystals and model their performance using SNLO software", Sandia National laboratories
- [19] V.G.Dmitriev, G.G.Gurzadyan, D.N.Nikogosyan "Handbook of nonlinear optical crystals", Springer, (1999)
- [20] C.Webb, J.Jones "Handbook of Laser Technology and Applications, Volume 1: Principles", Institute of Physics, (2004)
- [21] Ward J.F., New G.H.C , Phys. Rev.185, 57, (1969)
- [22] Miles R.B., Harris S.E., IEEE. J. Quantum Electron Q.E.-9, 470, (1973)
- [23] J.A.Armstrong, N.Bloemberger, J.Ducuing, P.S.Pershan, Phys. Rev. 127, 1918, (1962)
- [24] R.S.Craxton, IEEE J.Q.E-17, 1771 (1981); Opt. Commun. 34, 474 (1980)
- [25] N.Maragos, S.Maltezos, E.Fokitis, P.Fetfatzis, V.Gika, Y.Manthos, D.Kastana, M.Kombitsas, "Design Aspects and Characterisation Tests of a Multi-Wavelength Beam HSRL for Atmospheric Monitoring in Ultra High Energy Observatories", Proceedings of the 32nd ICRC, Beijing, (2011)
- [26] http://hoa.ntua.gr/charts/ntua_station
- [27] B.LaFranchi, "Cavity Ring Down Spectroscopy: History, fundamentals, and Applications", (2003)
- [28] X.Peng, A.Asundi, Y.Chen, Z.Xiong "Study of the mechanical properties of Nd:YVO₄ crystal by use of laser interferometry and finite-element analysis", Applied Optics, Vol 40, No 9, Mar. 2001
- [29] A. Aravantinos, E. Fokitis, P. Fetfatzis, A. Georgakopoulou, V.Gika, M. Kompitsas, S. Maltezos, I. Manthos, A.Papayiannis, A. Aravantinos : Review of High Spectral Resolution Techniques for measurements of the Aerosol Phase function and application in Extensive Air Shower Detector Atmospheric Monitoring, 31st International Cosmic Ray Conference
- [30] S. Maltezos, E. Fokitis, P. Fetfatzis, A. Georgakopoulou, V. Gika, G. Koutelieris and I. Manthos: Design and data analysis method of receivers of HSRL for atmospheric monitoring in ultra high energy cosmic ray experiments, 11th ICATPP, Como, Italy , Oct 2009.

[31] E. Fokitis, P. Fetfatzis, S. Galanis, V. Gika, A. Georgakopoulou, M. Kombitsas, G. Koutelias, S. Maltezos, I. Manthos, K. Patrinos, A. Aravantinos: High sensitivity interferometer based on Fabry-Perot etalons: Applications in chemical analysis, IMA 2009, Athens, Greece, Oct 2009

[32] <http://emtoolbox.nist.gov/Wavelength/Edlen.asp>

