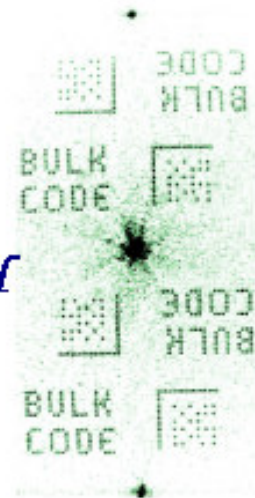




**ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΒΡΑΧΕΩΝ ΠΑΛΜΩΝ LASER
ΜΕ ΔΙΑΦΑΝΗ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΑ**



**ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ
ΕΡΓΑΣΙΑ**



ΛΟΥΛΑΚΗΣ ΜΙΧΑΗΛ

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ: ΠΑΠΑΖΟΓΛΟΥ Δ.

ΗΡΑΚΛΕΙΟ

ΟΚΤΩΒΡΙΟΣ 2005



ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΒΡΑΧΕΩΝ ΠΑΛΜΩΝ LASER ΜΕ ΔΙΑΦΑΝΗ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΑ



**ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ
ΕΡΓΑΣΙΑ**



ΛΟΥΛΑΚΗΣ ΜΙΧΑΗΛ

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ: ΠΑΠΑΖΟΓΛΟΥ Δ.

ΗΡΑΚΛΕΙΟ

ΟΚΤΩΒΡΙΟΣ 2005

Η παρούσα εργασία υπεβλήθη ως μέρος των υποχρεώσεων για την απονομή του μεταπτυχιακού διπλώματος ειδίκευσης του Διατμηματικού Μεταπτυχιακού Προγράμματος Σπουδών «Οπτική και Όραση» και παρουσιάστηκε στην Τριμελή Επιτροπή αποτελούμενη από τους:

1. κ. Παπάζογλου Δημήτριο
2. κ. Ταρουδάκη Μιχαήλ
3. κ. Γκίνη Χαρίλαο

ΠΕΡΙΛΗΨΗ



Η συγκεκριμένη εργασία ασχολείται με την αλληλεπίδραση femtosecond παλμών laser στο κοντινό υπέρυθρο (near IR) με διαπερατά διηλεκτρικά υλικά. Τέτοιου είδους παλμοί ισχυρά εστιασμένοι μπορούν να προκαλέσουν μόνιμη αλλαγή στο δείκτη διάθλασης στο σημείο εστίασης στο εσωτερικό του υλικού χωρίς να παρατηρηθεί η παραμικρή παραμόρφωση στην επιφάνειά του.

Σκοπός αυτής της εργασίας είναι η μελέτη και η κατασκευή ισχυρά διπλοθλαστικών δομών – ολογραμμάτων παραγόμενα από υπολογιστή στο εσωτερικό διαπερατών υλικών με τη χρήση fs παλμών laser. Για πρώτη φορά δείχνουμε ότι είναι δυνατή η κατασκευή διπλοθλαστικών περιθλαστικών στοιχείων με τη χρησιμοποίηση υπέρστενων παλμών (ultrafast lasing) και συγκεκριμένα fs παλμών laser.

Κατά τη διάρκεια της καταγραφής, κάθε pixel του ολογράμματος αναπαριστά μια τοπική ανισότροπη αλλαγή του δείκτη διάθλασης ενώ οι διπλοθλαστικοί άξονες ελέγχονται από την πόλωση της ακτίνας καταγραφής. Οι διπλοθλαστικές περιθλαστικές δομές είναι ευαίσθητες στην πόλωση της ακτίνας ανάγνωσης, ώστε κατά τη διάρκεια της αναπαραγωγής οι περιθλώμενες ακτίνες είναι ελλειπτικές πολωμένες με τον κύριο άξονά τους να έχει στραφεί σε σχέση με τη μη-περιθλώμενη ακτίνα. Αυτό οδηγεί σε μια αύξηση της αναλογίας σήματος/θόρυβο κατά τη διάρκεια της αναπαραγωγής, δεδομένου ότι επιτρέπει την εκλεκτική ισχυρή μείωση της μη-περιθλώμενης ακτίνας, χωρίς την χρήση οποιουδήποτε χωρικού φιλτραρίσματος, όταν το ολόγραμμα αναπαράγεται μεταξύ διασταυρωμένων πολωτών. Ουσιαστικά, τα προαναφερθέντα ολογράμματα παρουσιάζουν μια εκλεκτικότητα στην εισερχόμενη γωνία πόλωσης και άρα διαφορετική συμπεριφορά για ορθογώνιες γραμμικές πολώσεις. Τέτοια ολογραφικά στοιχεία κατασκευασμένα στο εσωτερικό ισότροπων διαπερατών υλικών δίνουν νέες εντυπωσιακές δυνατότητες καθώς αποδεικνύονται ότι μπορούν να είναι χρήσιμα σε πολλές εφαρμογές φωτονικών και οπτικών συστημάτων.

Η χρήση υπέρστενων παλμών αποδεικνύεται ενδιαφέρουσα και πρακτική καθώς η κύρια διαφορά της με τη μέθοδο της λιθογραφίας είναι ότι η πρώτη έχει την ελευθερία κατασκευής δομών τόσο στο εξωτερικό όσο και στο εσωτερικό των υλικών ενώ η δεύτερη ασχολείται με τη δημιουργία δομών μόνο στην επιφάνειά τους.

ABSTRACT



The present work deals with the interaction of femtosecond laser pulses at near IR with transparent dielectric materials. Such laser pulses when powerfully focused in the bulk of a transparent material can cause permanent change in the refraction index at the point of the focus of the beam without any sign of deformity in its surface.

We demonstrate the fabrication of embedded strongly birefringent binary computer generated holograms in the internal of transparent materials with the use of fs laser pulses. We show for the first time that it is possible to manufacture such diffractive elements with the utilisation of ultrafast laser and concretely fs laser pulses.

During the fabrication process each CGH pixel is represented by a local anisotropic variation of the refraction index while the birefringence axes are controlled by the polarization of the recording beam. The birefringent diffractive structures are sensitive to the polarization of the reading beam, thus during reconstruction the diffracted beams are elliptically polarized with their major axis rotated compared to the undiffracted beam. This results to an increase of the signal to noise ratio during reconstruction since it enables the selective strong attenuation of the undiffracted beam, without the need of any spatial filtering, when the CGH is reconstructed between crossed polarizers. Substantially, the pre-mentioned holograms present a selectivity in the entering angle of polarization and hence different behaviour for orthogonal linear polarizations. Such holographic elements manufactured in the internal of isotropic transparent materials show new impressive possibilities as they are proved to be useful in many photonic applications and optical systems.

The use of ultrafast laser pulses is proved to be interesting and practical as the main difference to the method of lithography is that the foremost has the freedom of fabricating structures so in the outer as in the interior of materials while the latter deals with the fabrication of structures only on their surface.

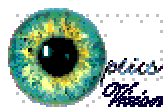
ΠΡΟΛΟΓΟΣ



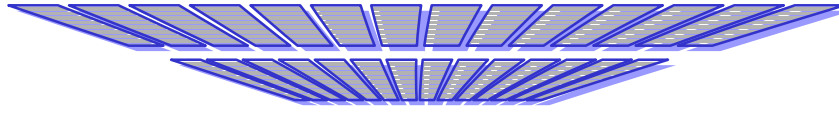
Η μεταπτυχιακή αυτή εργασία έγινε στα πλαίσια έρευνας στα εργαστήρια του Ιδρύματος Ηλεκτρονικής Δομής και Λείζερ του ΙΤΕ στις Βούτες Ηρακλείου, και αφορά τη μελέτη αλληλεπίδρασης βραχέων παλμών Laser με διαφανή διηλεκτρικά υλικά. Συγκεκριμένα, γίνεται μελέτη και κατασκευή ισχυρά διπλοθλαστικών δομών στο εσωτερικό ισότροπων υλικών.

Η παρούσα εργασία εκπονήθηκε στο διάστημα μεταξύ 09/2004 και 09/2005 και παρουσιάστηκε δημόσια στις 03/10/2005 σε Αμφιθέατρο των Σχολών Ιατρικής στις Βούτες Ηρακλείου.

Με το πέρας της εργασίας αυτής, νιώθω την ανάγκη να ευχαριστήσω όλους τους καθηγητές με τους οποίους συνεργάστηκα στο διάστημα αυτό των σπουδών μου για τις γνώσεις που μου προσέφεραν πάνω στο αντικείμενο της οπτικής και όρασης. Ιδιαίτερα, θα ήθελα να εκφράσω τις θερμότερες ευχαριστίες μου προς τον καθηγητή και επιβλέποντα ερευνητή μου κ. Παπάζογλου Δημήτριο για την αμέριστη συμπαράστασή του στην εκπόνηση αυτής της μεταπτυχιακής εργασίας. Με την αμέριστη βοήθειά του και τις γνώσεις που μου προσέφερε απλόχερα διαρκώς κατάφερε να μου κεντρίσει το ενδιαφέρον για τον ερευνητικό αυτό τομέα. Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον κ. Φωτάκη Κων/νο, διευθυντή του Ιδρύματος Ηλεκτρονικής Δομής και Λείζερ (ΙΗΔΛ), για τη δυνατότητα που μου έδωσε να εργαστώ στα εργαστήρια του ΙΤΕ. Τέλος, πολλές ευχαριστίες στον κ. Παπαδάκη Βασίλειο για την αυτοματοποίηση όλων των διατάξεων που χρησιμοποιήθηκαν.



ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ



Πρόλογος.....	5
1. Εισαγωγή.....	8
1.1 Εισαγωγή στην επεξεργασία υλικών με laser.....	8
2. Μερικά ενδιαφέροντα θέματα για fs παλμούς λέιζερ.....	11
2.1 Ιστορική αναδρομή παραγωγής υπέρσustenων παλμών λέιζερ.....	11
2.2 Πολυφωτονικός ιονισμός και παραγωγή αρμονικών με τη χρήση fs παλμών laser.....	12
2.3 Παραγωγή ultrafast X-ray παλμών από τις σχετικιστικές αλληλεπιδράσεις λέιζερ – πλάσματος.....	13
2.4 Επεξεργασία υλικών με Ultrafast laser.....	14
2.5 Οπτικός αισθητήρας δόνησης - fs laser micromachining.....	15
2.6 Η περιοχή Terahertz (THz).....	16
3. State of the art.....	17
3.1 Μέθοδος της Λιθογραφίας.....	17
4. Διάδοση στο κενό – Διάδοση στο εσωτερικό υλικού.....	21
4.1 Εισαγωγή.....	21
4.2 Διάδοση fs παλμών όταν εστιάζονται στον αέρα.....	23
4.3 Διάδοση fs παλμών όταν εστιάζονται στο εσωτερικού διαπερατού υλικού.....	27

5. Αλληλεπίδραση fs παλμών laser με διαφανή υλικά.....	28
5.1 Θεμελιώδεις φυσικές διεργασίες.....	28
5.2 Μη γραμμικός ιονισμός.....	31
5.2.1 Φωτοϊονισμός.....	32
5.2.2 Ιονισμός χιονοστιβάδας.....	36
5.2.3 Απορρόφηση πλάσματος.....	37
5.2.4 Μηχανισμοί αλλαγής της εσωτερικής δομής.....	38
6. Πειραματικό μέρος.....	41
6.1 Εισαγωγή.....	41
6.2 Πειραματικές διατάξεις καταγραφής των δομών.....	43
6.3 Συνθήκες καταγραφής – Βαθμονόμηση.....	44
6.4 Κατασκευή ποικίλων διπλοθλαστικών δομών.....	45
6.5 Αναπαραγωγή - Μελέτη διπλοθλαστικών ολογραμμάτων.....	49
6.6 Διπλοθλαστικότητα.....	56
6.7 Παραγόμενη Διπλοθλαστικότητα.....	60
7. Συμπεράσματα.....	62
Παράρτημα Α.....	63
A.1 Computer Generated Holograms.....	63
Παράρτημα Β.....	66
B.1 Γραμμική διάδοση.....	66
B.2 Μη γραμμική διάδοση.....	67
B.3 Μη γραμμικός δείκτης διάθλασης.....	68
B.4 Το φαινόμενο της αυτοεστίασης.....	70
Παράρτημα Γ.....	72
Γ.1 Pump probe experiments.....	72
Αναφορές.....	75

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ



1.1 Εισαγωγή στην επεξεργασία υλικών με laser

Η αλματώδης ανάπτυξη της τεχνολογίας των laser έχει αναμφισβήτητα προκαλέσει ένα τεράστιο φάσμα επιστημονικών και τεχνολογικών εφαρμογών. Ο μοναδικός συνδυασμός του μήκους κύματος και της διάρκειας του παλμού που εκπέμπει κάθε είδους laser άνοιξε νέους ορίζοντες στην επιστημονική κοινότητα για μια πληθώρα εφαρμογών, από την πιο απλή μέχρι και την πιο περίπλοκη^{1-5, 94-102}.

Ανάλογα με τον τρόπο λειτουργίας τους (συνεχές ή παλμικό) και τον τύπο τους (αερίων, στερεάς κατάστασης, χρωστικών, ημιαγωγών, ελεύθερων ηλεκτρονίων κ.α) τα laser χρησιμοποιούνται και σε διαφορετικό επιστημονικό πεδίο με εξαιρετικά επιτεύγματα π.χ. ολογραφία, τηλεμετρία, κοπή – διάτρηση - συγκόλληση υλικών, τηλεπικοινωνίες, αποθήκευση ψηφιακής πληροφορίας, μελέτη και επεξεργασία υλικών, οφθαλμολογικές επεμβάσεις κ.λ.π.

Η επεξεργασία υλικών με laser (laser-machining) είναι μια ολοένα και αναπτυσσόμενη τεχνολογία που έκανε την πρώτη της εμφάνιση στις αρχές του 1970, ενώ σήμερα αποτελεί μια διαδικασία ρουτίνας σε πολλές βιομηχανίες, κυρίως στην κοπή μετάλλων με τη χρήση CO₂ laser. Αρχικά η επεξεργασία υλικών βασιζόταν σε laser με σχετικά μεγάλη διάρκεια παλμών (long-pulse lasers) ή ακόμα και σε laser συνεχούς ακτινοβολίας (CW). Η χρήση αυτών των 'συμβατικών' laser εισήγαγε αρκετούς περιορισμούς που περιόριζαν την ακρίβεια και την ποιότητα του επεξεργαζόμενου υλικού λόγω της έντονης εμφάνισης θερμικών φαινομένων (melting). Με το πέρασμα των χρόνων οι επιστήμονες άρχισαν να βρίσκουν τρόπους ελαχιστοποίησης των αρνητικών επιρροών των θερμικών φαινομένων.

Στις αρχές του 1990 ερευνητές¹⁰³ από το πανεπιστήμιο του Michigan (Ann Arbor, MI) ανακάλυψαν ότι η μεταφορά θερμότητας από τη δέσμη laser στο υλικό μπορούσε να ελεγχθεί αν βραχείς παλμοί laser αντικαθιστούσαν τους συνήθεις παλμούς μεγάλης διάρκειας. Η επεξεργασία υλικών με υπέρστενους παλμούς

(ultrafast laser pulses) εξαλείφει πρακτικά τα θερμικά φαινόμενα στο υλικό μέσω διαδικασιών των οποίων εκτενής αναφορά θα γίνει στις παρακάτω σελίδες. Η ανακάλυψη αυτή άνοιξε το δρόμο για την επεξεργασία των υλικών που δεν περιορίζεται μόνο στην επιφάνειά του αλλά και στο εσωτερικό του. Παλμοί τόσο μικρής διάρκειας μπορούν να χρησιμοποιηθούν ώστε να επιτύχουμε μια αξιοσημείωτη χρονική διακριτική ικανότητα (time-resolution) σε διαδικασίες που λαμβάνουν μέρος σε ημιαγωγούς. Διαδικασίες όπως η απορρόφηση ελεύθερων φορέων καθώς και η μετάπτωσή τους σε κβαντικά πηγάδια μπορούν εύκολα να παρατηρηθούν. Επίσης μπορούμε να ακολουθήσουμε τις ταλαντωτικές και περιστροφικές κινήσεις ενός απομονωμένου συστήματος μορίων τη ίδια χρονική στιγμή που συμβαίνουν πράγμα αδύνατο με τη συμβατική φασματοσκοπία⁶. Επίσης έχουν αναφερθεί πολλές ιατρικές εφαρμογές που βασίζονται σε υπέρστενους παλμούς π.χ. αφαίρεση νευρικού ιστού χωρίς οποιοδήποτε σημαντικό σημάδι της θερμικής ή δομικής αποδόμησης στον παρακείμενο ιστό⁷, όπως επίσης και ενδοστρωματική διαθλαστική χειρουργική⁸. Πρόσφατα, υπέρυθροι παλμοί laser διάρκειας λιγότερο από 10 fs έχουν επιτρέψει την παραγωγή σύμφωνων ακτίνων X με ενέργειες φωτονίων που υπερβαίνουν τα 500 eV⁹. Τέτοιες πηγές προετοιμάζουν το έδαφος προς την επέκταση της μη γραμμικής οπτικής και της φασματοσκοπίας στο πεδίο των ακτίνων X.

Όπως είναι κατανοητό με την χρήση υπέρστενων παλμών laser έχει ανοίξει ο δρόμος για διάφορα ερευνητικά πεδία. Ένα σχετικά πρόσφατο επιστημονικό πεδίο είναι και αυτό που ασχολείται με τη κατασκευή διπλοθλαστικών ολογραμμάτων που έχουν παραχθεί από ηλεκτρονικό υπολογιστή (Computer Generated Hologram).

Μία είναι η κύρια τεχνική που χρησιμοποιείται αυτή τη στιγμή για την κατασκευή ολογραμμάτων: η μέθοδος της λιθογραφίας ακτίνων ηλεκτρονίων (e-lithography). Η λιθογραφία ακτίνων ηλεκτρονίων είναι μια τεχνική που χρησιμοποιείται για την κατασκευή οπτικών περιθλαστικών στοιχείων και ολογραμμάτων παραγόμενα από υπολογιστή (CGH) για τις εφαρμογές ασφάλειας και επικύρωσης²⁰. Αυτά τα οπτικά στοιχεία έχουν σημαντικά πλεονεκτήματα: Υπάρχει υψηλός βαθμός ελευθερίας στη σχεδίαση και οι περίπλοκες 'ανύπαρκτες' εικόνες μπορούν να αναπαραχθούν με πολύ υψηλή περιθλαστική ικανότητα²¹.

Η συγκεκριμένη εργασία ασχολείται με την αλληλεπίδραση femtosecond παλμών laser στο κοντινό υπέρυθρο (near IR) με διαπερατά υλικά. Τέτοιου είδους παλμοί ισχυρά εστιασμένοι μπορούν να προκαλέσουν μόνιμη αλλαγή στο δείκτη

διάθλασης στο σημείο εστίασης στο εσωτερικό του υλικού χωρίς να παρατηρηθεί η παραμικρή παραμόρφωση στην επιφάνειά του. Με αυτόν τον τρόπο μπορούμε να κατασκευάσουμε διάφορες δομές στο εσωτερικό του.

Σκοπός της συγκεκριμένης εργασίας είναι η μελέτη και κατασκευή ισχυρά διπλοθλαστικών ολογραμμάτων παραγόμενα από υπολογιστή στο εσωτερικό διαπερατών υλικών με τη χρήση femtosecond παλμών laser. Για πρώτη φορά δείχνουμε ότι είναι δυνατή η κατασκευή διπλοθλαστικών περιθλαστικών στοιχείων με τη χρησιμοποίηση υπέρσustenων παλμών (ultrafast lasing) και συγκεκριμένα fs παλμών laser. Η παρουσία της διπλοθλαστικότητας καθιστά ευαίσθητες τις περιθλώμενες δομές στην πόλωση έτσι ώστε όταν το ολόγραμμα τοποθετηθεί ανάμεσα σε διασταυρωμένους πολωτές (crossed polarizers) και ακτινοβοληθεί, μπορεί να αναπαραχθεί χωρίς τη χρήση κάποιου χωρικού φίλτρου αφού το ποσοστό της δέσμης που δεν περιθλάται (undiffracted) πρακτικά μηδενίζεται από τον αναλυτή. Το γεγονός ότι η πόλωση της περιθλώμενης και της μη-περιθλώμενης δέσμης είναι διαφορετική, ουσιαστικά δίνει υψηλή αναλογία σήματος προς θόρυβο (signal to noise ratio). Ουσιαστικά, τα προαναφερθέντα ολογράμματα παρουσιάζουν μια εκλεκτικότητα στην εισερχόμενη γωνία πόλωσης και άρα διαφορετική συμπεριφορά για ορθογώνιες γραμμικές πολώσεις. Τέτοια ολογραφικά στοιχεία κατασκευασμένα στο εσωτερικό ισότροπων διαπερατών υλικών δίνουν νέες εντυπωσιακές δυνατότητες καθώς αποδεικνύονται ότι μπορούν να είναι χρήσιμα σε πολλές εφαρμογές, όπως στο πακετάρισμα οπτοηλεκτρονικών συστημάτων, στις εσωτερικές οπτικές διασυνδέσεις ελεύθερου χώρου και στην επεξεργασία εικόνας⁴⁸, και γενικότερα σε εφαρμογές φωτονικών και οπτικών συστημάτων.

Η χρήση υπέρσustenων παλμών αποδεικνύεται ενδιαφέρουσα και πρακτική καθώς η κύρια διαφορά της με τη μέθοδο της λιθογραφίας είναι ότι η πρώτη έχει την ελευθερία κατασκευής δομών τόσο στο εξωτερικό όσο και στο εσωτερικό των υλικών ενώ η δεύτερη ασχολείται με τη δημιουργία δομών μόνο στην επιφάνεια τους. Ουσιαστικά, πρόκειται για διαφορετικές μεθόδους που δεν πρέπει κανείς να συγκρίνει.

2. ΕΝΔΙΑΦΕΡΟΝΤΑ ΘΕΜΑΤΑ



2. Μερικά ενδιαφέροντα θέματα για fs παλμούς laser...

(Σκέψεις και τρέχοντα projects παγκοσμίως...)

2.1 Ιστορική αναδρομή παραγωγής υπέρσθενων παλμών laser

Η παραγωγή των υπέρσθενων παλμών της τάξεως picoseconds και femtoseconds γίνεται δυνατή από μια τεχνική που καταδεικνύεται πρώτα στα μέσα της δεκαετίας του '60²². Γύρω σε αυτή την περίοδο, η ανάπτυξη των πηγών laser στερεάς κατάστασης άρχισε με το πρώτο laser ιόντων – μετάλλων²³. Το 1964 τα παραπάνω αντικαταστήθηκαν από το laser Nd:YAG²⁴ και τα laser χρωστικών ουσιών²⁵ (dye lasers). Τη δεκαετία του '70 δημιουργήθηκαν οι πρώτοι femtosecond παλμοί laser (~300 fs) που παρήχθησαν χρησιμοποιώντας τα laser χρωστικών ουσιών²⁶. Όμως κυρίως η αναξιπιστία αυτών των laser οδήγησαν σε ένα ανανεωμένο ενδιαφέρον για τα laser στερεάς κατάστασης που παρήγαγαν το laser alexandrite (Cr:BeAl₂O₂) το 1979²⁷ και το laser Ti:Sapphire (Ti:Al₂O₃) το 1982²⁸.

Κατά τη διάρκεια της δεκαετίας του '80 αναπτύχθηκαν νέα υλικά στερεάς κατάστασης ευρείας ζώνης τα οποία ανανέωσαν το ενδιαφέρον για την παραγωγή υπερβραχέων παλμών δεδομένου ότι η ευρεία εκπομπή φθορισμού τους έδινε τη δυνατότητα να υποστηριχθούν παλμοί που διαρκούν μόνο μερικά femtoseconds. Τα

τελευταία χρόνια οι διάφορες τεχνικές εγκλειδωσης ρυθμών (modelocking) έχουν χρησιμοποιηθεί για την παραγωγή υπερβραχέων παλμών από Ti:Sapphire.

Η σημαντικότερη τεχνική modelocking παρουσιάστηκε το 1991 από τους Spence, Kean και Sibbett^{29,30} και ονομάστηκε Kerr-lens modelocking. Η ουσιαστική διαφορά μεταξύ αυτής και των προηγούμενων καθιερωμένων τεχνικών modelocking είναι η απουσία ενός πρόσθετου modelocking στοιχείου εντός της οπτικής κοιλότητας. Αυτή η σημαντική ανακάλυψη οδήγησε στην παραγωγή παλμών διάρκειας 6,5 fs από ένα laser Ti:sapphire που είναι οι πιο σύντομοι παλμοί που παράγονται από έναν ταλαντωτή laser μέχρι και σήμερα³¹.

Η παραγωγή των υπερβραχέων παλμών laser συνεχίζει να είναι ένας πολύ ενεργός τομέας της έρευνας. Αυτή η τεχνολογία έχει βρει πολλαπλές εφαρμογές στους τομείς της βιοϊατρικής οπτικής, στις επικοινωνίες υψηλών ταχυτήτων, και η έρευνα για τις μη γραμμικές ultrafast διαδικασίες στα υλικά και τις συσκευές ημιαγωγών³².

2.2 Πολυφωτονικός ιονισμός και παραγωγή αρμονικών με τη χρήση fs παλμών laser

Τα τελευταία χρόνια η παραγωγή των υπερβραχέων παλμών laser που παρουσιάζουν πεδία δυναμικού συγκρίσιμα με εκείνα των εσωτερικών ατομικών πεδίων είναι πολύ συνηθισμένη. Όταν τα άτομα εκτεθούν σε τέτοια ακτινοβολία παλμών laser παρουσιάζουν διάφορα εντυπωσιακά φαινόμενα. Ιδιαίτερα ξεχωρίζουν η απορρόφηση περισσότερων φωτονίων από όσα είναι απαραίτητα για τον ιονισμό (above-threshold ionization), και η παραγωγή υψηλών αρμονικών (high-harmonic generation), η οποία φαίνεται να είναι μια άκρως ενδιαφέρουσα μέθοδος για την παραγωγή σύμφωνης ακτινοβολίας με μήκη κύματος που φθάνουν στη περιοχή των ακτίνων X.

2.3 Παραγωγή *ultrafast X-ray* παλμών από τις σχετικιστικές αλληλεπιδράσεις *laser* – πλάσματος

Μεταξύ των εφαρμογών των υψηλής έντασης παλμών *laser*, η παραγωγή των έντονων και υπερβραχέων κυματομορφών ($\Delta t < 100$ fs) των ακτίνων X είναι ένας στόχος που προσελκύει αυτήν την περίοδο την επιστημονική κοινότητα παγκοσμίως. Υπάρχουν σκέψεις ότι η διαθεσιμότητα των *ultrafast* παλμών στο XUV, VUV και όσα φαινόμενα σχετίζονται με τις ακτίνες X, ίσως να επέτρεπαν την έρευνα για τη δυναμική της δομής της ύλης στο θεμελιώδες χρονικό διάστημα της ατομικής κίνησης, και θα προωθούσε πολύ την έρευνα στη φυσική στερεάς κατάστασης, τη χημεία, και τις βιολογικές επιστήμες³³. Αξίζει να σημειωθεί ότι ένας μεγάλος αριθμός διαφορετικών προσεγγίσεων ερευνάται προς το παρόν παγκοσμίως για την παραγωγή υπερβραχέων κυματομορφών ακτίνων X χρησιμοποιώντας παλμούς *laser*. Ήδη ερευνώνται οι προοπτικές δύο τεχνικών: α) συμπίεση παλμού με τη βοήθεια σχετικιστικών κατόπτρων και β) παραγωγή παλμού ακτίνων X μέσω της διασποράς Thomson ενός παλμού *laser*^{34,35}. Και τα δύο σχέδια υιοθετούν δύο μεγάλης έντασης παλμούς *laser* που διαδίδονται αντίθετα σε πλάσμα εξαιρετικά χαμηλής πυκνότητας το οποίο προέρχεται από τον ιονισμό ενός αδύναμου αερίου. Κατά τη διάρκεια της διάδοσής του μέσω του ασθενούς αυτού πλάσματος, ένας υπερβραχύς, έντονος παλμός *laser* θα προκαλέσει υψηλού εύρους ταλαντώσεις πλάσματος (*wake-fields*). Ένα πολύ μεγάλο ηλεκτροστατικό πεδίο (μέχρι 10^{12} V/m) συνδέεται με αυτές τις ταλαντώσεις, οι οποίες μπορούν να επιταχύνουν τα ηλεκτρόνια πλάσματος προσδίδοντας τους εξαιρετικά υψηλές κινητικές ενέργειες (~MeV). Οι υπολογιστικές μελέτες προβλέπουν ότι, εάν ο παλμός είναι αρκετά έντονος, οι ταλαντώσεις λαμβάνουν τη μορφή «ακίδων» υψηλής πυκνότητας (*spikes*) που προωθούνται μέσω του πλάσματος με την ταχύτητα του φωτός. Ένας παλμός *laser* αντίθετης διάδοσης μπορεί κατόπιν να ανακλαστεί αποτελεσματικά από τα μέτωπα των ταλαντώσεων του πλάσματος, τα οποία συμπεριφέρονται ως σχετικιστικοί καθρέφτες. Το ανακλώμενο φως, λόγω του φαινομένου Doppler, θα είναι μετατοπισμένο στη φασματική περιοχή XUV, και ο παλμός στη συνέχεια θα γίνει πιο στενός, που οδηγεί σε πολύ ισχυρούς, φωτεινούς παλμούς με διάρκεια μικρότερη από fs. Η άλλη διαδικασία στηρίζεται

στην αλληλεπίδραση μεταξύ του laser και της σχετικιστικής δέσμης ηλεκτρονίων που επιταχύνεται με τη βοήθεια laser. Τα φωτόνια διασκορπίζονται από τα ηλεκτρόνια και μετατοπίζονται, ενεργειακά προς τα πάνω, σχετικιστικά στην ενέργεια των ακτίνων X, οδηγώντας επίσης στην παραγωγή φωτεινών και υπέρσustenων παλμών στην περιοχή των ακτίνων X. Αυτή η προσέγγιση έχει ερευνηθεί μέχρι τώρα με τη χρησιμοποίηση δεσμών ηλεκτρονίων από επιταχυντές, αλλά ποτέ μέχρι τώρα με τη χρησιμοποίηση δεσμών ηλεκτρονίων επιταχυνόμενων από laser υπέρσustenων παλμών³⁶.

2.4 Επεξεργασία υλικών με Ultrafast laser

Επίσης ένα γεγονός που χαρακτηρίζει τους υπέρσustenους παλμούς laser είναι και η απορρόφηση τους από την ύλη που πραγματοποιείται σε μία κλίμακα χρόνου πολύ πιο σύντομη από την μεταφορά ενέργειας των διεγερμένων ηλεκτρονίων στα ατομικό πλέγμα (τυπικά $\lesssim 10$ ps). Έτσι μπορεί να αποφευχθεί ουσιαστικά η επιφανειακή αποδόμηση των υλικών με τη βοήθεια ενός προστατευτικού καλύμματος προερχόμενο από το πλάσμα, αποδόμηση που πραγματοποιείται με τη χρησιμοποίηση ns laser. Ως εκ τούτου, η χρησιμοποίηση femtosecond παλμών laser έχει πολλά πλεονεκτήματα για την ακριβή επεξεργασία υλικών και βρίσκει πολλές εφαρμογές ως αποτέλεσμα της αποδοτικής ενεργειακής εναπόθεσης και ταυτόχρονης ελαχιστοποίησης της μεταφοράς θερμότητας και θερμικής ζημιάς στο περιβάλλουσα περιοχή του υλικού. Εντάσεις μεγαλύτερες από 10^{13} W/cm² τοπικά, μπορούν να επιτευχθούν εύκολα με παλμούς ενέργειας μόλις μερικών μJ, και η επεξεργασία διαφανών διηλεκτρικών να πραγματοποιηθεί μέσω της πολυφωτονικής απορρόφησης. Αυτή τη στιγμή μελετάται η χρήση fs παλμών laser σε μια σειρά υλικών (π.χ. μέταλλα, πολυμερή σώματα, γυαλιά κλπ) για την κατανόηση των εξαιρετικά σύντομων αλληλεπιδράσεων υλικών - laser με σκοπό την εφαρμογή αυτού του νέου καθεστώτος επεξεργασίας σε ένα ευρύ φάσμα εφαρμογών.

2.5 Οπτικός αισθητήρας δόνησης – *fs laser micromachining*

Οι μετρήσεις δονήσεων διαδραματίζουν έναν σημαντικό ρόλο σε πολλούς τομείς, συμπεριλαμβανομένων της shock-wave ανίχνευσης, την ακουστική καταγραφή σημάτων, τη δομική αξιολόγηση υλικών σε πραγματικό χρόνο, και τον προσδιορισμό της ακριβούς θέσης συστημάτων MEMS. Επειδή οι ηλεκτρικοί αισθητήρες δόνησης είναι επιρρεπείς σε τυχόν παρέμβαση ηλεκτρομαγνητικών πεδίων, έχουν προταθεί διάφορα σχέδια για τους οπτικούς αισθητήρες. Μερικά παραδείγματα περιλαμβάνουν τα Bragg φράγματα ινών, ένα κενό μεταξύ δύο ινών, και των κυματοδηγών φωτονικών κρυστάλλων⁴⁹. Καθένα όμως από τα παραπάνω τρία παρουσιάζει κάποια μειονεκτήματα. Έτσι, τα Bragg φράγματα ινών είναι ευαίσθητα στη θερμοκρασία, στη μηχανική τάση και στην πίεση. Οι ανιχνευτές που χρησιμοποιούν δύο ίνες είναι εξαιρετικά εύθραυστοι ενώ, οι κυματοδηγοί φωτονικών κρυστάλλων απαιτούν πολύπλοκες κατασκευαστικές τεχνικές.

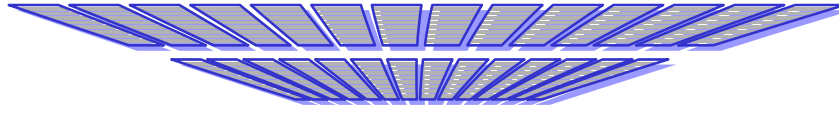
Όπως έχει προαναφερθεί τα fs laser μπορούν να προκαλέσουν μόνιμες αλλαγές του δείκτη διάθλασης στο εσωτερικό ποικίλων διαπερατών υλικών, δίνοντας έτσι τη δυνατότητα καταγραφής εμπεδωμένων οπτικών κυματοδηγών. Αξιοποιώντας την παραπάνω ιδιότητα οι Eric Mazur et al κατασκεύασαν ένα οπτικό αισθητήρα δόνησης⁵⁰, ο οποίος αποτελείται από ένα ευθύ και απλό κυματοδηγό καταγεγραμμένο κατά μήκος της ένωσης μίας σειράς τριών κομματιών γυαλιού. Το κεντρικό κομμάτι καθίσταται ευαίσθητο σε τυχόν μηχανική δόνηση, επιτάχυνση ή εξωτερική δύναμη. Μια τυχαία μετατόπιση αυτού του κεντρικού κομματιού ανιχνεύεται ως μια μεταβολή στην οπτική διαπερατότητα του κυματοδηγού. Κατασκευαστικά, ο αισθητήρας είναι μικρός, απλός και δεν απαιτείται κάποια ιδιαίτερη ευθυγράμμιση. Επίσης, παρουσιάζει γραμμική απόκριση σε μια περιοχή συχνοτήτων από 20 Hz – 2 kHz, μπορεί να ανιχνεύσει μικρές επιταχύνσεις της τάξης των 0,01m/s² και είναι ανεξάρτητος από την θερμοκρασία. Είναι εύκολα κατανοητό οι τεράστιες δυνατότητες και οι ορίζοντες που ανοίγονται μπροστά μας με τη σχετικά νέα αυτή τεχνολογία.

2.6 Η περιοχή Terahertz (THz)

Η περιοχή Terahertz (THz) του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος ($\nu = 1 \text{ THz} = 33 \text{ cm}^{-1}$ ή $E = 4 \text{ meV}$ ή $\lambda = 300 \text{ }\mu\text{m}$) κείται στο μακρινό υπέρυθρο όπου οι συμβατικές θερμικές πηγές είναι πολύ ασθενικές. Παραδείγματος χάριν, μια πηγή με θερμοκρασία $\sim 2000\text{K}$ (blackbody) παρέχει χαρακτηριστικά λιγότερο από $1 \text{ }\mu\text{W}/\text{cm}^2$. Η περιοχή αυτή του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος προσελκύει το ενδιαφέρον για μια ευρεία σειρά εφαρμογών που κυμαίνονται από τη διάγνωση των δεσμών ηλεκτρονίων μέχρι και τη βιολογική απεικόνιση. Για παράδειγμα, αυτό έγινε με τη χρησιμοποίηση ενός δίσκου πυριτίου InAs ακτινοβολούμενου από femtosecond laser ελεύθερων ηλεκτρονίων (FEL) στο Thomas Jefferson National Accelerator Facility⁴⁴. Ειδικότερα, ανιχνεύθηκαν επίπεδα ακτινοβολίας THz της τάξης των μερικών mW όταν υπήρξε διέγερση με παλμούς FEL στα $1,06 \text{ }\mu\text{m}$ και μέση ισχύ 10 W ⁴⁵. Πρόσφατα, ουσιαστικά υψηλότερες ισχύς femtosecond THz παλμοί παρήχθησαν από την εκπομπή δέσμης ηλεκτρονίων synchrotron. Οι μετρήσεις επιβεβαιώνουν την παραγωγή ευρείας και σύμφωνης ακτινοβολίας THz από τα σχετικιστικά ηλεκτρόνια με μέση ισχύ σχεδόν 20 W , ένα παγκόσμιο ρεκόρ σε αντίστοιχο μήκος κύματος κατά έναν παράγοντα $\sim 10,000$. Εδώ αξίζει να σημειωθεί ότι για να επιτευχθεί μια ενέργεια περίπου $1 \text{ }\mu\text{J}$ ανά παλμό χρειάζεται να εφαρμοστούν μέγιστες ισχύς της τάξης των MW αλλά σε συχνότητα επανάληψης του 1 kHz , ώστε τα μέσα επίπεδα ισχύος να είναι μόλις μερικά mW⁴⁶. Το FEL χρησιμοποιήθηκε για να παραγάγει τέτοια ακτινοβολία με τη χρήση ενός ημιαγωγού⁴⁷. Πιθανές εφαρμογές αυτής της νέας εντυπωσιακής πηγής περιλαμβάνουν εκτέλεση μελετών pump-probe των δυναμικών ιδιοτήτων νέων υλικών και τη μελέτη των μοριακών δονήσεων και των περιστροφών των πρωτεϊνικών κινήσεων χαμηλής συχνότητας και φωνονίων, μελέτη των ενεργειακών χασμάτων υπεραγωγών και της ηλεκτρονιακής διασποράς, συλλογική μελέτη των ηλεκτρονικών διεγέρσεων (π.χ., κύματα πυκνότητας φορτίων) κ.α.⁴³.

Όλα τα παραπάνω καταδεικνύουν περίτρανα ότι η χρησιμοποίηση fs παλμών laser έχει ήδη ανοίξει νέους ορίζοντες σε πολλούς τομείς της τεχνολογίας με πολλά και εξαιρετικά επιτεύγματα. Η μελέτη αλληλεπίδρασης τους με διαφανή διηλεκτρικά αποτελεί ένα σχετικά πρόσφατο ερευνητικό πεδίο το οποίο δείχνει ότι έχει να δώσει πάρα πολλά ακόμα αν και σε πειραματικό στάδιο.

3. State of the art



3. Λιθογραφία

3.1 Μέθοδος της Λιθογραφίας

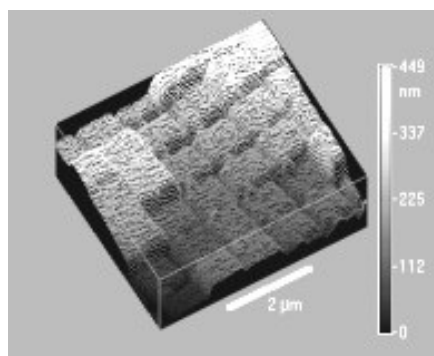
Αναμφισβήτητα, τα ολογράμματα είναι «ελκυστικά» οπτικά στοιχεία που χρησιμοποιούνται κυρίως για λόγους ασφάλειας και πιστοποίησης αυθεντικότητας καθώς είναι δύσκολο να πλαστογραφηθούν. Γι' αυτό το λόγο έχουν αναπτυχθεί διάφορες μέθοδοι καταγραφής τους πάνω σε υλικά που η αναπαραγωγή τους καταδεικνύει τις δυνατότητές τους. Σήμερα, μία είναι η κύρια τεχνική που χρησιμοποιείται ευρέως για την κατασκευή τους, η μέθοδος της λιθογραφίας ενώ προτάσσεται και η παρούσα μέθοδος καταγραφής με υπέρστενους παλμούς laser. Ασφαλώς, κάθε μια έχει τα πλεονεκτήματα και τα μειονεκτήματά της, ανάλογα με τον τρόπο χρησιμοποίησης τους.

Η ανάπτυξη των νέων τεχνολογιών σίγουρα αναδύει νέες δυνατότητες στην παραγωγή επίπεδων περιθλαστικών δομών. Η υπεριώδης (D-UV) φωτολιθογραφία, ο 'ήρωας' της ηλεκτρονικής επεξεργασίας, έχει εξελιχθεί στα επίπεδα απόδοσης που απαιτούνται, άμεσα ή έμμεσα, για τη δημιουργία δομών υψηλής διακριτικής ικανότητας σε ποσότητα και με χαμηλότερο κόστος.

Οι εφαρμογές της φωτολιθογραφίας στον τομέα της φωτονικής είναι αξιοθαύμαστες ειδικά σε σχέση με την ολογραφία και τη δυνατότητα εφαρμογής της

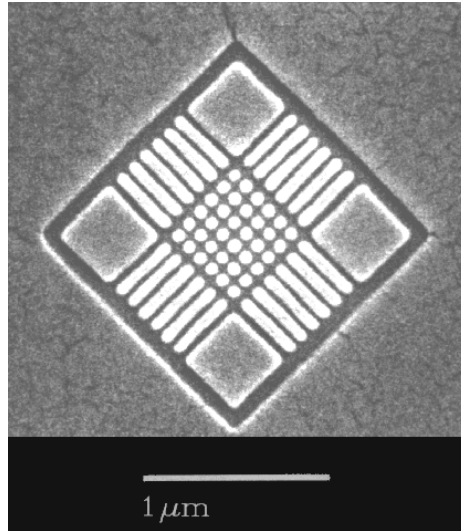
στους επίπεδους κυματοδηγούς. Οι πολυάριθμες διατάξεις και οι προσεγγίσεις φωτονικών κυκλωμάτων πραγματοποιούνται τώρα από την εφαρμογή της νέας λιθογραφικής ικανότητας στα ολογράμματα όγκου σχεδιασμένα από υπολογιστή που παράγονται στους επίπεδους κυματοδηγούς. Αυτά τα ‘χαραγμένα’ επίπεδα ολογράμματα παρέχουν μια ενοποιημένη τεχνολογική προσέγγιση σε πληθώρα φωτονικών κυκλωμάτων που συμπεριλαμβάνει χωρική οδήγηση, εστίαση, ταίριασμα κυματομορφής, φασματικό φιλτράρισμα, διαμόρφωση παλμού, χρονική συσχέτιση σήματος, κ.α.

Συνήθως, ένα τυπικό δείγμα που στη συνέχεια θα ακτινοβοληθεί αποτελείται από τρία ή και παραπάνω διαπερατά διηλεκτρικά στρώματα με διαφορετικούς δείκτες διάθλασης πάχους $\sim 5\mu\text{m}$ τοποθετημένα πάνω σε ένα υπόστρωμα. Με κατάλληλη μέθοδο γίνεται χάραξη αυτών των στρωμάτων έτσι ώστε το τελικό αποτέλεσμα να είναι σε θέση να δώσει χωρικό φιλτράρισμα και να διαμορφώσει ένα μέτωπο κύματος. Ανάλογα με την επιφάνεια και το βάθος χάραξης μπορεί να γίνει διαμόρφωση του πλάτους και της φάσης αντίστοιχα (εικόνα 1¹⁰⁴). Όλη η παραπάνω διαδικασία είναι ελεγχόμενη από ένα υπολογιστή και με τη βοήθεια μιας κατάλληλης μάσκας μπορεί να γίνει μια φωτολιθογραφική σχεδίαση^{72,73}.

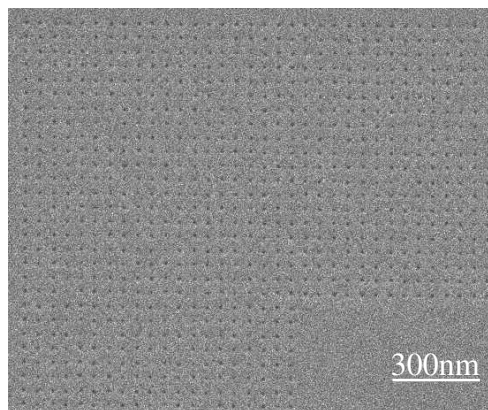


Εικόνα 1. Χάραξη επιφάνειας και βάθους για τη διαμόρφωση του πλάτους - φάσης

Δύο τυπικά δείγματα κατασκευασμένα με τη μέθοδο της λιθογραφίας απεικονίζονται παρακάτω στις εικόνες 2 και 3.



Εικόνα 2. Μάσκα όπου οι εσωτερικές γραμμές 45° είναι πλάτους 30 nm και εκτέθηκαν σε ένα ενιαίο πέρασμα της ακτίνας. {Copyright (c) 1996 JC Naby Lithography Systems. All rights reserved}



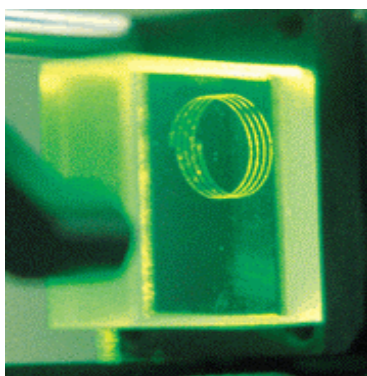
Εικόνα 3. Αποψη της ανώτερης αριστερής γωνίας μιας ελικοειδούς δομής που η έκθεση έχει παραγάγει τα σημεία σε ένα τετραγωνικό πλέγμα 50 nm, (SEM photo)

{Copyright (c) 1996 JC Naby Lithography Systems. All rights reserved}

Αυτό όμως που καθιστά την παραπάνω διαδικασία πολύπλοκη και όχι ιδιαίτερα πρακτική είναι το γεγονός ότι θα πρέπει να γίνεται κάθε φορά η κατασκευή μιας μάσκας που θα καθορίζει το πλάτος, την πόλωση και τη φάση της αναπαραγόμενης δέσμης. Επίσης, όλες οι παραπάνω διαδικασίες γίνονται στην

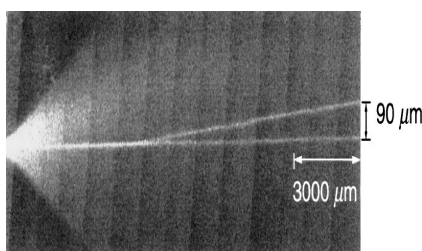
επιφάνεια των στρωμάτων με δυσάρεστα πολλές φορές αποτελέσματα καθώς δεν είναι προστατευμένα από τυχόν ζημιές.

Με τις νέες δυνατότητες που προσφέρουν οι υπέρστενοι παλμοί και όλες οι ιδιότητες της αλληλεπίδρασης τους με διαπερατά υλικά καθιστούν την παραπάνω διαδικασία σαφώς πιο προσπελάσιμη. Το γεγονός αυτό δίνει καταπληκτικές δυνατότητες τόσο στην κατασκευή οπτικών στοιχείων όσο και στην επεξεργασία τους καθώς μπορούμε να ελέγξουμε ανά σημείο αλληλεπίδρασης όλες τις παραπάνω οπτικές ιδιότητες . Το μεγάλο κυρίως πλεονέκτημα της χρήσης υπέρστενων παλμών είναι ότι πλέον όλες οι διαδικασίες μπορούν να γίνουν και στο εσωτερικό διαπερατών υλικών. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα την αποθήκευση και προφύλαξη ολόκληρων διατάξεων ή ολογραμμάτων στον όγκο υλικών, πράγμα πολύ σημαντικό για ευαίσθητες δομές. Παρακάτω στις εικόνες 4 και 5 απεικονίζεται ένας κυκλικός κυματοδηγός στο εσωτερικό ενός κρυστάλλου καθώς και πως γίνεται η διάδοση του φωτός από ένα Y-splitter¹⁰⁵.



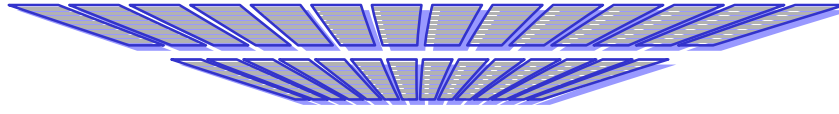
Εικόνα 4. Κυκλικός κυματοδηγός στο εσωτερικό ενός κρυστάλλου

{*Laser Focus World* April, 2000 }



Εικόνα 5. Διάδοση από ένα Y-splitter

4. ΔΙΑΔΟΣΗ Η/Μ ΠΑΛΜΟΥ



4. Διάδοση στο κενό – Διάδοση στο εσωτερικό υλικού

4.1 Εισαγωγή

Αμέσως μετά την κατασκευή του πρώτου laser από τον Maiman το 1960³⁷, υπήρξε μια συνεχής προσπάθεια ώστε να παραχθούν ολοένα και μικρότερης διάρκειας παλμοί. Το πρώτο παλμικό laser ρουβιδίου παρήγαγε παλμούς διάρκειας μερικών εκατοντάδων ms³⁸. Στη συνέχεια, το 1962 και με την εφαρμογή της μεθόδου Q-switching παρήχθησαν παλμοί μερικών μόνο δεκάτων του ns³⁹. Η εισαγωγή όμως της μεθόδου της εγκλείδωσης ρυθμού (mode-locking) μείωσε το διαθέσιμο εύρος παλμού μόλις σε 100 ps, και από τις αρχές του 1981 μειώθηκε κι άλλο φτάνοντας έτσι σε εύρος παλμού της τάξης των 100 fs με νέες μεθόδους και συνδυασμό των παραπάνω.

Η αναζήτηση ολοένα και μικρότερης διάρκειας παλμού οφείλεται κυρίως σε δύο λόγους. Πρώτα απ' όλα δίνει τη δυνατότητα μεγαλύτερης χρονικής διακριτικής ικανότητας σε πειράματα pump-probe, επιτρέποντας έτσι τη μελέτη μιας πληθώρας φυσικών διεργασιών όπως επανασυνδυασμό των φορέων φορτίου, ταλαντώσεις του πλέγματος, δημιουργία πλάσματος ακόμα και σπάσιμο χημικών δεσμών. Ο δεύτερος λόγος συνίσταται στο ότι ένας παλμός μικρού χρονικού εύρους μπορεί να παραγάγει εξαιρετικά μεγάλες τιμές ισχύος με σχετικά μικρές ενέργειες. Ένα τυπικό παλμικό laser Ti:Sapphire μπορεί να παραγάγει παλμούς ενέργειας ~1 mJ και διάρκειας

~ 100 fs που αντιστοιχούν σε ισχύ της τάξης των 10 GW ($P = E/t$). Όταν οι παλμοί αυτοί εστιαστούν σε μικρότερη επιφάνεια (π.χ 10 μm^2) μπορούν να επιτευχθούν εντάσεις μεγαλύτερες από $10^{21} \text{ W}/\mu\text{m}^2$, εντάσεις όπου το ηλεκτρικό πεδίο του παλμού είναι συγκρίσιμο με το πεδίο δεσμού μεταξύ ηλεκτρονίων και ιόντων στο πλέγμα. Όπως έχει άλλωστε προαναφερθεί, σε περιοχές υψηλών εντάσεων μπορούν να παρατηρηθούν πολλά μη γραμμικά φαινόμενα όπως η γένεση δεύτερης και τρίτης αρμονικής, η αυτοεστίαση της δέσμης, πολυφωτονική απορρόφηση, αυτοδιαμόρφωση της φάσης, κ.α. Επίσης πολλά άλλα φαινόμενα μπορούν να γίνουν πιο προσιτά όπως η γένεση πολύ υψηλών αρμονικών, η δημιουργία ακτίνων X με διάρκεια παλμού της τάξης των attosecond (10^{-18} s) και η σχετικιστική μη γραμμική οπτική.

Η παραγωγή του πλάσματος και ενός ορατού σπινθήρα (laser-induced breakdown) παρατηρήθηκε αρχικά σε ένα διαφανές αέριο χρησιμοποιώντας ένα Q-switched laser ρουβιδίου το 1962⁴⁰ και αυτό το αποτέλεσμα οδήγησε σε μια μακροχρόνια σειρά μελετών των κατώτατων ορίων κατάρρευσης του υλικού (breakdown thresholds) καθώς και τις συνθήκες πολυφωτονικού ιονισμού και ιονισμού χιονοστιβάδας στα αέρια. Δεδομένου ότι η κύρια αιτία της αποδόμησης στην οπτική των laser είναι η κατάρρευση της ύλης από τους ισχυρούς παλμούς, η προσοχή γύρισε στη μελέτη επίσης των μηχανισμών αλληλεπίδρασης των διαφανών στερεών όπως τα οπτικά γυαλιά και οι κρύσταλλοι με το laser. Συγχρόνως, οι ολοένα και υψηλότερες εντάσεις που ήταν πλέον διαθέσιμες επέτρεψαν τη μελέτη και άλλων αλληλεπιδράσεων που απαιτούνταν παλμοί μικρής διάρκειας όπως το οπτικό φαινόμενο Kerr, η αυτοεστίαση της δέσμης τόσο σε υγρά όσο και σε στερεά, η γένεση λευκού φωτός σε διαπερατά στερεά, υγρά και αέρια, κ.α.

Βέβαια, η μελέτη όλων αυτών των θεμάτων που περιγράφονται παραπάνω και σχετίζονται με την εστίαση παλμών laser στο εσωτερικό διαπερατών υλικών καταδεικνύει μια σημαντική εξάρτηση του αντίστοιχου φαινομένου από το αριθμητικό άνοιγμα και άρα από το πόσο ισχυρά εστιασμένη είναι η δέσμη σε σημείο. Είναι σημαντικό να γνωρίζει κάποιος τι αριθμητικό άνοιγμα χρειάζεται και τι ποσό ενέργειας θα πρέπει να χρησιμοποιήσει ώστε να είναι σε θέση να δημιουργήσει διάφορες δομές με ποικίλες αλλά συνάμα και ελεγχόμενες ιδιότητες.

4.2 Διάδοση fs παλμών όταν εστιάζονται στον αέρα

Ας θεωρήσουμε μια δέσμη laser που έχει προφίλ Gaussian, μιας και οι περισσότερες πηγές laser παράγουν τέτοια μορφή. Έχει ενδιαφέρον να παρατηρήσει κανείς τι ακριβώς συμβαίνει όταν μια γκαουσιανή δέσμη laser εστιαστεί από ένα φακό δεδομένης εστιακής απόστασης. Μια πρώτη προσέγγιση είναι οι εξισώσεις Fresnel σε άμεση σχέση με τις εξισώσεις Maxwell, δεδομένου ότι το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο είναι ένα διανυσματικό πεδίο και θα πρέπει να εξαχθεί μια προσέγγιση για τις βαθμωτές κυματικές εξισώσεις.

Με τον ίδιο τρόπο που οι εξισώσεις Maxwell χρησιμοποιούνται για να κατασκευάσουν την κυματική εξίσωση για το ηλεκτρικό πεδίο \vec{E} και το μαγνητικό πεδίο \vec{B} , το δυναμικό που καθορίζεται από την εξίσωση $\mu \vec{H} = \nabla \times \vec{A}$ επίσης ικανοποιεί την εξίσωση κύματος, δηλαδή:

$$\nabla^2 \vec{A} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = 0 \quad (4.1)$$

Το δυναμικό αποδεικνύεται πιο χρήσιμο για την περιγραφή της διάδοσης αρμονικών δεσμών γιατί μπορεί να γραφεί και ως βαθμωτό μέγεθος με μια διανυσματική κατεύθυνση:

$$\vec{A}(r, t) = \hat{n} \psi(x, y, z) e^{i\omega t} \quad (4.2)$$

Χρησιμοποιώντας τώρα τις δύο παραπάνω εξισώσεις (4.1) και (4.2) μπορεί να παραχθεί μια βαθμωτή εξίσωση κύματος για το ψ :

$$\nabla^2 \psi + k^2 \psi = 0, \quad \text{όπου } k^2 = \mu \varepsilon \omega^2 \quad (4.3)$$

Μια γενική λύση σε αυτήν την εξίσωση μπορεί να γραφτεί ως ένα άθροισμα των επίπεδων κυμάτων $e^{-ik_x x}, e^{-ik_y y}, e^{-ik_z z}$ αλλά αυτή η λύση μπορεί να απλοποιηθεί πολύ εάν τα k-διανύσματα υποτεθούν ότι είναι κατά προσέγγιση στην

κατεύθυνση του k_z , όπως ακριβώς και είναι σε μια δέσμη laser. Συγκεκριμένα, εάν $\frac{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}{k} \ll 1$ τότε το k_z μπορεί να γραφτεί ως $k_z = k - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k}$, και έτσι να μείνει εκτός της έκφρασης του ψ . Αυτή η υπόθεση αποτελεί και την παραξονική προσέγγιση και επιτρέπει στο βαθμωτό πεδίο να γραφτεί ως

$$\psi(x, y, z) \approx u(x, y, z)e^{-ikz} \quad (4.4)$$

όπου η u αποτελεί μια συνάρτηση πλάτους που εξαρτάται μόνο από την «αρχική κατάσταση πλάτους».

Έτσι, αν θεωρήσουμε μια παράλληλη με τον οπτικό άξονα Gaussian δέσμη διαμέτρου w που διαθλάται από ένα λεπτό φακό εστιακής απόστασης f , τότε η συνάρτηση πλάτους θα έχει την ακόλουθη μορφή:

$$u_0(x, y) = C e^{-\frac{x^2 + y^2}{w^2}} \quad (4.5)$$

Η διάδοση της δέσμης μέσω ενός λεπτού φακού δεν θα έχει επιπτώσεις στη κατανομή του πλάτους, αλλά θα εισαγάγει μια καθυστέρηση φάσης που μειώνεται στην ακτινωτή κατεύθυνση, δηλαδή όσο απομακρυνόμαστε από το κέντρο της:

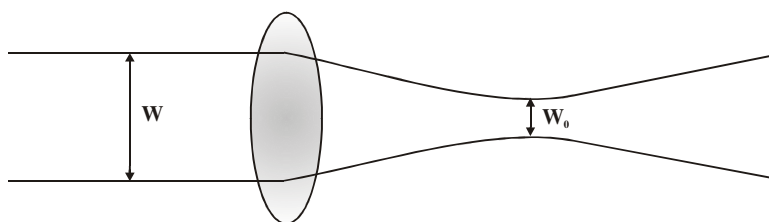
$$u_1(x, y) = C e^{-\frac{x^2 + y^2}{w^2}} e^{i\frac{k(x^2 + y^2)}{2f}} \quad (4.6)$$

Αν τώρα γίνουν οι θεωρήσεις ότι α) η ελεύθερη διάδοση της ακτίνας συμπληρώνεται έπειτα από τις εξισώσεις Fresnel για τη διάθλαση και β) η ακτίνα της δέσμης και η «κυρτότητα» της φάσης σαν συναρτήσεις της διάδοσής της στον z καθορίζονται με την εξαγωγή του πραγματικού και φανταστικού μέρους της εξίσωσης (3.6), τότε μπορεί να παραχθεί το εξής:

$$z = f \left[1 - \left(\frac{f\lambda}{\pi w^2} \right)^2 + \dots \right] \approx f - \frac{f^3 \lambda^2}{\pi^2 w^4} \quad (4.7)$$

Αυτό πρακτικά σημαίνει ότι το πραγματικό σημείο εστίασης μιας Gaussian δέσμης είναι ελαφρώς κοντύτερα από τη γεωμετρική εστία του φακού. Σε ότι αφορά με τη διάμετρο της δέσμης στην εστία προκύπτει ότι:

$$w_0 = \frac{f \lambda}{\pi w} \quad (4.8)$$



Εικόνα 1. Διάμετρος της δέσμης πριν και μετά την εστίαση της από φακό

Μαζί με όλους τους παραπάνω υπολογισμούς και θεωρήσεις μπορούμε να υπολογίσουμε και το μήκος Rayleigh z_R , δηλαδή την απόσταση από την εστία στην οποία η ακτίνα της δέσμης αυξάνεται κατά το συντελεστή $\sqrt{2}$ και άρα η έντασή της έχει υποδιπλασιαστεί:

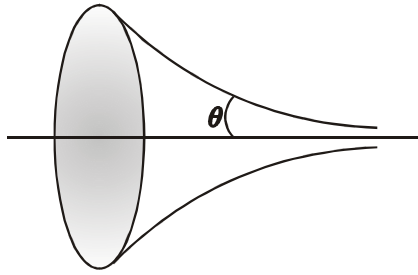
$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (4.9)$$

Το αξονικό μήκος περιμετρικά από την εστία δηλαδή από το $(f - z_R)$ στο $(f + z_R)$ αναφέρεται και ως ομοεστιακός παράγοντας³⁸, και εξασφαλίζει ένα αξιόπιστο μέτρο περιγραφής της απόστασης κατά την οποία η δέσμη παραμένει καλώς εστιασμένη.

Όπως είναι φανερό από τις εξισώσεις (4.8) και (4.9) το μέγεθος της εστίας και το μήκος Rayleigh καθορίζονται από το λόγο της εστιακής απόστασης προς το αρχικό μέγεθος της εστίας στο φακό. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα να υπάρχουν πολλοί συνδυασμοί που παράγουν το ίδιο αποτέλεσμα σε συνθήκες εστίασης. Γι' αυτό το λόγο είναι αναγκαίο να οριστεί μια αδιάστατη ποσότητα που να περιγράφει πλήρως τις παραπάνω συνθήκες. Η ποσότητα αυτή δεν είναι άλλη από το αριθμητικό άνοιγμα

(NA), που ορίζεται ως το ημίτονο της μισής γωνίας του κώνου που δημιουργείται λόγω εστίασης από ένα φακό δηλαδή

$$NA = n \sin \theta = n \frac{w}{\sqrt{w^2 + f^2}} \quad (4.10)$$



Εικόνα 2. Αριθμητικό άνοιγμα φακού

Ξαναγράφοντας τις εξισώσεις (4.8) και (4.9) με τη βοήθεια της εξίσωσης (4.10) προκύπτουν οι παρακάτω σχέσεις που περιγράφουν το μέγεθος της εστίας και το μήκος Rayleigh σε συνάρτηση με το αριθμητικό άνοιγμα για εστίαση στον αέρα (n=1):

$$w_0 = \frac{\lambda}{\pi} \left[\frac{\sqrt{1 - (NA)^2}}{(NA)} \right] , \quad z_R = \frac{\lambda}{\pi} \left[\frac{1 - (NA)^2}{(NA)^2} \right] \quad (4.11)$$

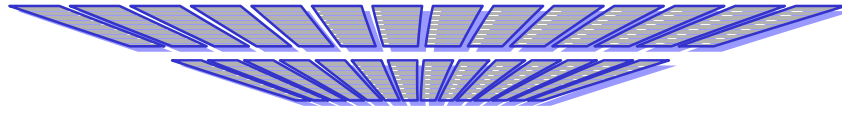
4.3 Διάδοση fs παλμών όταν εστιάζονται στο εσωτερικού διαπερατού υλικού

Όλη η παραπάνω ανάλυση έγινε για δέσμες Gauss που εστιάζονται στο αέρα. Έτσι, είναι σημαντικό να αναφερθεί πως επηρεάζονται οι παραπάνω εξισώσεις για εστίαση μέσα σε υλικό. Η ανάλυση είναι αρκετά περίπλοκη⁵¹ καθώς θα πρέπει να εισαχθεί η μιγαδική περιγραφή της δέσμης Gauss. Το αποτέλεσμα όμως είναι εξαιρετικά απλό. Οι διαστάσεις της εστίας μέσα στο υλικό είναι ακριβώς οι ίδιες με αυτές στον αέρα ενώ υπάρχει μια μικρή αλλαγή στο μήκος Rayleigh. Έτσι:

$$w_{0(material)} = \frac{f \lambda}{\pi w} = w_{0(air)} \quad , \quad z_{R(material)} = n \frac{\pi w_0^2}{\lambda_0} = n z_{R(air)} \quad (4.12)$$

όπου λ_0 είναι το μήκος κύματος στο κενό. Το συμπέρασμα από τα παραπάνω είναι ότι η δέσμη εστιάζεται n φορές μακρύτερα από την απόσταση εστίασης στον αέρα, ο ομοεστιακός παράγοντας αυξάνεται n φορές, ενώ η διάμετρος της εστίας παραμένει αμετάβλητη.

5. ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ fs LASER ΜΕ ΔΙΑΦΑΝΗ ΥΛΙΚΑ



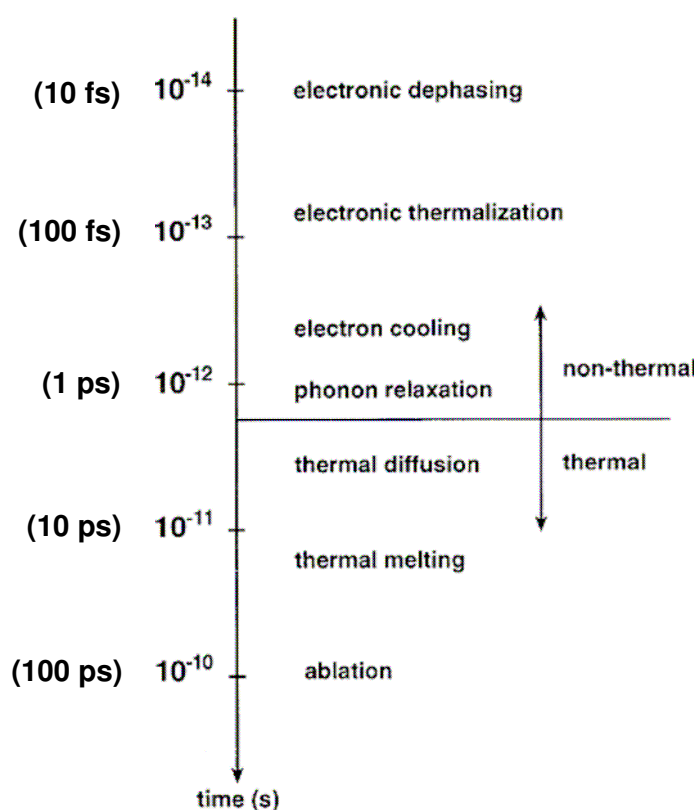
5. Αλληλεπίδραση fs παλμών laser με διαφανή υλικά

5.1 Θεμελιώδεις φυσικές διεργασίες

Όπως έχει αναφερθεί σε προηγούμενο κεφάλαιο ένας παλμός fs με μόλις μέτρια ενέργεια μπορεί να έχει μια εξαιρετικά υψηλή μέγιστη ισχύ και άρα και μέγιστη ένταση. Όταν τα υλικά υποβάλλονται σε τέτοιες ισχύεις και εντάσεις, η απόκρισή τους γίνεται μη γραμμική. Παραδείγματος χάριν, ο δείκτης διάθλασης του υλικού εξαρτάται από την ένταση ενώ η ενέργεια του παλμού απορροφάται από ένα ‘κανονικά’ διαφανές υλικό, παράγοντας ελεύθερα ηλεκτρόνια.

Η πρωταρχική αλληλεπίδραση laser – υλικού προϋποθέτει τη διέγερση ηλεκτρονίων από την κατάσταση ισορροπίας σε υψηλότερες ενεργειακές στάθμες με απορρόφηση φωτονίων. Η αρχική διέγερση των ηλεκτρονίων οδηγεί στην εμφάνιση μιας πολύ σύντομης χρονικά σύμφωνης πόλωσης του υλικού, που όμως διάφορες διαδικασίες καταστροφής της φάσης εξαφανίζουν την προκαλούμενη πόλωση σε διάστημα ~ 10 fs (10^{-14} s). Η κατανομή βέβαια των διεγερμένων ηλεκτρονίων σχετίζεται με τον τρόπο με τον οποίο μεταβαίνουν από τη χαμηλότερη ενεργειακή στάθμη σε ανώτερη με απορρόφηση φωτονίων. Σε χρονικό διάστημα της τάξης των 100 fs (10^{-13} s) η κατανομή τους περιγράφεται από τη κατανομή Fermi – Dirac όπου τα ηλεκτρόνια έχουν θερμοκρασία μεγαλύτερη από αυτή του πλέγματος. Σε αυτό το σημείο μπορεί να καθοριστεί η θερμοκρασία του διεγερμένου υλικού και η

αντίστοιχη κατανομή της ενέργειας. Είναι χαρακτηριστικό ότι χρειάζονται μόνο μερικά picoseconds για να φτάσουμε σε θερμική ισορροπία. Αυτό γενικά που ισχύει είναι ότι μπορεί να γίνει ένας συσχετισμός μεταξύ της χωρικής κατανομής της ενέργειας με το «προφίλ» της θερμοκρασίας. Έτσι η θερμική διάχυση συνεχίζεται μέχρι και 10 ps (10^{-11} s) από την έναρξη των διεργασιών της αλληλεπίδρασης laser – υλικού. Αν γίνει αρκετή εναπόθεση ενέργειας στο υλικό τότε μπορεί να φτάσει τη θερμοκρασία τήξης και το υλικό να αλλάξει φάση από στερεό σε υγρό. Στην περίπτωση που ακτινοβολείται η επιφάνεια του υλικού μπορεί να επιτευχθεί η φωτοαποδόμηση του (ablation) σε χρόνο 10^{-10} s. Όλα τα παραπάνω περιγράφονται παραστατικά στο παρακάτω διάγραμμα των δευτερευόντων διεργασιών με το χρόνο⁵².



Εικόνα 1. Διάγραμμα δευτερευόντων διεργασιών με το χρόνο

Όπως είναι φανερό από το παραπάνω διάγραμμα υπάρχει ένα χαρακτηριστικό όριο ανάμεσα στις θερμικές και μη θερμικές διεργασίες (10^{-12} s) το οποίο σηματοδοτεί και δύο διαφορετικές περιοχές όσον αφορά τη διάρκεια των παλμών

laser. Παλμοί διάρκειας από κάποια picoseconds και πάνω συμπεριλαμβάνουν θερμικά φαινόμενα, ενώ αντίθετα στην περιοχή των femtoseconds τα θερμικά φαινόμενα ουσιαστικά μειώνονται δραματικά. Στην πραγματικότητα, δεν πρέπει να ξεχνάμε ότι για να υπάρξει διέγερση από μια ενεργειακή στάθμη σε μια υψηλότερη θα πρέπει να βρεθούν φωτόνια που θα συγκρουστούν με τα ηλεκτρόνια του υλικού, θα τους μεταφέρουν την ενέργειά τους και θα τα διεγείρουν. Μια τυπική πυκνότητα των ελεύθερων φορέων στο εσωτερικό του υλικού είναι $\sim 10^8$ electrons/cm³. Στην περίπτωση των fs παλμών laser, αν η δέσμη laser εστιαστεί ισχυρά μέσω ενός φακού μικροσκοπίου με σχετικά μεγάλο NA θα δημιουργηθούν υψηλές εντάσεις στην περιοχή της εστίας όπου και θα έχουμε εντοπισμένη απορρόφηση ενέργειας. Αυτό θα έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία ενδιάμεσων ενεργειακών σταθμών (defects) μέσω πολυφωτονικής απορρόφησης καθώς η υψηλή ένταση των παλμών «συγκεντρωμένη» σε μικρό όγκο δημιουργεί ελεύθερα ηλεκτρόνια ($\sim 10^{15}$ electrons/cm³) στη ζώνη αγωγιμότητας (seed). Έπειτα, μέσω του ιονισμού κρούσης (impact ionization) και του ιονισμού χιονοστιβάδας (avalanche ionization) μπορούμε να φτάσουμε σε τυπικές πυκνότητες ελεύθερων φορέων της τάξης των $\sim 10^{21}$ electrons/cm³. Με τη χρησιμοποίηση ενός ns laser, ακόμα κι αν το εστιάσουμε ισχυρά, δεν μπορούμε να δημιουργήσουμε ελεύθερα ηλεκτρόνια λόγω μικρής έντασης στην περιοχή της εστίας. Έτσι, έχουμε ελεύθερα ηλεκτρόνια μόνο από defects και όχι από ενδιάμεσες στάθμες. Επίσης, η διαδικασία της πολυφωτονικής απορρόφησης είναι ασήμαντη, ενώ μέσω του ιονισμού κρούσης και χιονοστιβάδας έπεται η δημιουργία ‘σπασιμάτων’ (cracks) στο υλικό. Όλοι όμως αυτοί οι μηχανισμοί θα εξηγηθούν λεπτομερώς παρακάτω.

Η μελέτη της εξέλιξης αυτής της κατάστασης με την fs φασματοσκοπία δίνει τη δυνατότητα λεπτομερέστατης εξήγησης των στοιχειωδών αυτών διαδικασιών που συμβαίνουν σε μια «γρήγορη» χρονική κλίμακα⁵³. Τα τρέχοντα μοντέλα για την περίπτωση των διηλεκτρικών υλικών είναι βασισμένα στη διέγερση των ηλεκτρονίων από τη ζώνη σθένους (VB) στη ζώνη αγωγιμότητας (CB) μέχρι να επιτευχθεί μια κρίσιμη πυκνότητα^{54,55,56}. Σε αυτό το σημείο το κρυσταλλικό πλέγμα γίνεται εξαιρετικά ασταθές. Η υψηλή πυκνότητα ηλεκτρονίων οδηγεί σε μια ισχυρή (γραμμική) απορρόφηση σε ένα λεπτό επιφανειακό στρώμα συγκρίσιμο με το μήκος κύματος.

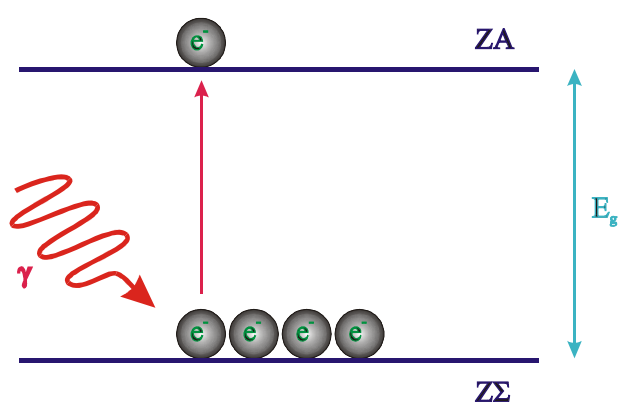
5.2 Μη γραμμικός ιονισμός

Ένα από τα θεμελιώδη ζητήματα είναι πώς παράγεται αυτή η κρίσιμη πυκνότητα ηλεκτρονίων. Όντας διαφανή στην ακτινοβολία κοντινού IR, τα διηλεκτρικά υλικά πρέπει να διεγερθούν με μια μη γραμμική οπτική διαδικασία, η οποία είναι δυνατή εξ αιτίας της υψηλής έντασης του fs παλμού σύμφωνα με τη θεωρία Keldysh⁵⁷. Όταν τα υλικά υποβάλλονται σε αυτές τις υψηλές εντάσεις, η υλική απόκρισή τους γίνεται ιδιαίτερα μη γραμμική. Παραδείγματος χάριν, ο δείκτης διάθλασης του υλικού εξαρτάται από την ένταση και η υπέρυθη ακτινοβολία απορροφάται από ένα κανονικά διαφανές υλικό, που παράγει με τη σειρά του ελεύθερα ηλεκτρόνια. Όταν τα ηλεκτρόνια βρεθούν στη ζώνη αγωγιμότητας μπορούν να κερδίσουν επιπρόσθετη ενέργεια από την ακτινοβολία (free electron absorption, inverse Bremsstrahlung) μέχρι να αποκτήσουν ενέργεια ικανή για ιονισμό κρούσης (impact ionization). Ο παραπάνω ιονισμός αναφέρεται σε σύγκρουση ενός ενεργητικού ηλεκτρονίου από τη ζώνη αγωγιμότητας και ενός ηλεκτρονίου από τη ζώνη σθένους, η οποία έχει σαν αποτέλεσμα τη δημιουργία δύο ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας. Αυτό μπορεί να οδηγήσει σε μια εκθετική αύξηση της πυκνότητας ηλεκτρονίων της ζώνης αγωγιμότητας, μηχανισμός γνωστός και ως ιονισμός χιονοστιβάδας (avalanche ionization).

Ας δούμε όμως λίγο αναλυτικότερα τις παραπάνω διεργασίες. Δύο είναι οι κύριοι μηχανισμοί του ιονισμού των ηλεκτρονίων: α) ο φωτοϊονισμός (photoionization) και β) ο ιονισμός χιονοστιβάδας (avalanche ionization). Το πλάσμα που θα δημιουργηθεί από αυτή τη μη γραμμική διέγερση επίσης θα επηρεάσει τη διάδοση του παλμού μέσα στο υλικό.

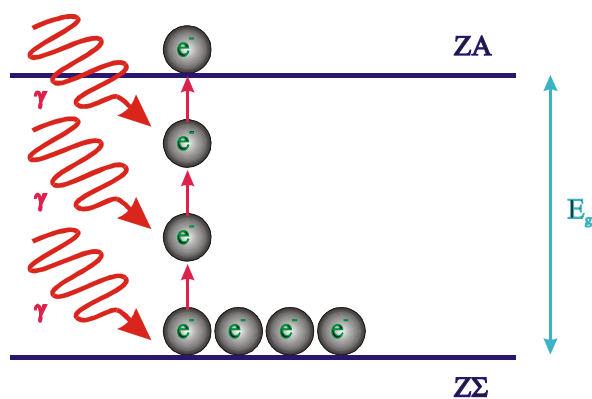
5.2.1 Φωτοϊονισμός

Ο φωτοϊονισμός αναφέρεται στην απευθείας διέγερση του ηλεκτρονίου από το πεδίο ακτινοβολίας του laser. Βέβαια, προϋπόθεση να γίνει κάτι τέτοιο είναι η ενέργεια του φωτονίου γ να είναι αρκετή ώστε να καταφέρει να ιονίσει μονομιάς το ηλεκτρόνιο από τη Ζώνη Σθένους στη Ζώνη Αγωγιμότητας. Σχηματικά η παραπάνω διαδικασία φαίνεται στην εικόνα 2.



Εικόνα 2. Σχηματική αναπαράσταση του Φωτοϊονισμού

Στα οπτικά υλικά τα οποία παρουσιάζουν μεγάλο ενεργειακό χάσμα μεταξύ της ζώνης σθένους και της ζώνης αγωγιμότητας (π.χ. για το fused silica είναι $E_g = 7,6 \text{ eV}$) τα φωτόνια του ορατού φάσματος δεν έχουν αρκετή ενέργεια για να ιονίσουν άμεσα κάποιο ηλεκτρόνιο. Ωστόσο αυτό είναι εφικτό με την απορρόφηση δύο ή και περισσότερων φωτονίων (εικόνα 3).



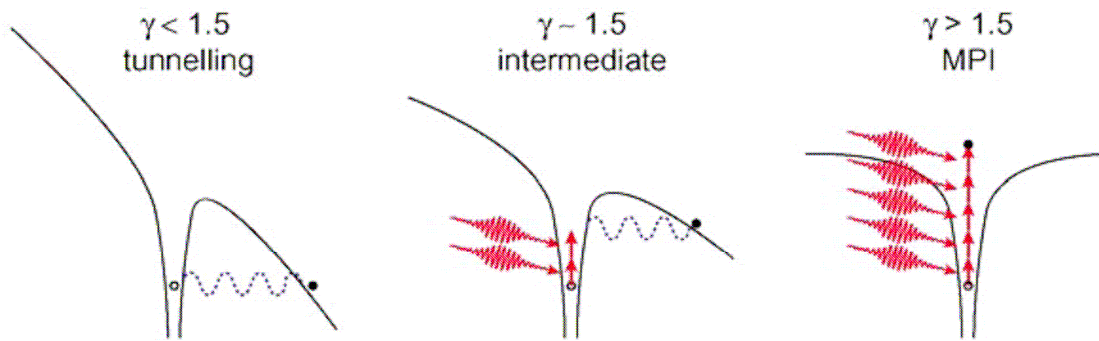
Εικόνα 3. Σχηματική αναπαράσταση του Πολυφωτονικού Ιονισμού

Ανάλογα με την παραγόμενη ένταση και τη συχνότητα λειτουργίας του laser, υπάρχουν δύο «περιοχές» φωτοϊονισμού: η περιοχή του πολυφωτονικού ιονισμού (multiphoton ionization - MPI) και η περιοχή του ιονισμού σήραγγας (tunneling ionization), που αν και έχουν σημαντικές διαφορές μεταξύ τους μπορούν να περιγραφτούν από ένα ενιαίο πλαίσιο σύμφωνα με τη θεωρία του Keldysh⁵⁸.

Για ισχυρά πεδία laser με μικρή συχνότητα λειτουργίας υπερισχύει ο ιονισμός σήραγγας. Σ' αυτή την περίπτωση το ηλεκτρικό πεδίο ελαττώνει το δυναμικό Coulomb που συγκρατεί το ηλεκτρόνιο της ζώνης σθένους στο άτομο. Αν το πεδίο είναι αρκετά ισχυρό τότε είναι σε θέση να ελαττώσει το δυναμικό Coulomb τόσο ώστε το ηλεκτρόνιο να μπορέσει να διαφύγει μέσω του φαινομένου σήραγγας. Για μεγαλύτερη συχνότητα laser μεταβαίνουμε στην περιοχή του πολυφωτονικού ιονισμού όπου ένα ηλεκτρόνιο μεταπηδά από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας απορροφώντας παραπάνω από ένα φωτόνια. Ο αριθμός των φωτονίων πρέπει να είναι τέτοιος ώστε η ενέργεια που προσφέρεται στο ηλεκτρόνιο να είναι μεγαλύτερη από το ενεργειακό χάσμα. Υπάρχει και μια τρίτη περιοχή στην οποία συνδυάζονται τα δύο παραπάνω φαινόμενα. Μια χαρακτηριστική παράμετρος που δείχνει ακριβώς σε περιοχή βρισκόμαστε είναι η αδιαβατική παράμετρος ή αλλιώς παράμετρος Keldysh γ που ορίζεται ως:

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \left[\frac{m c n \varepsilon_0 E_g}{I} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.1)$$

όπου ω η συχνότητα του laser, I η ένταση στην εστία, e και m το φορτίο και η μάζα του ηλεκτρονίου, c η ταχύτητα του φωτός στο κενό, n ο δείκτης διάθλασης του υλικού, E_g το ενεργειακό χάσμα του υλικού, και ε_0 η διηλεκτρική διαπερατότητα του κενού. Όταν η παράμετρος γ είναι μεγαλύτερη από 1.5 τότε βρισκόμαστε στην περιοχή του πολυφωτονικού ιονισμού ($\gamma > 1.5$), ενώ όταν είναι μικρότερη από 1.5 βρισκόμαστε στην περιοχή του ιονισμού σήραγγας ($\gamma < 1.5$). Υπάρχει και η τρίτη περιοχή με $\gamma \sim 1.5$ όπου συνδυάζονται τα δύο φαινόμενα (εικόνα 4)⁵⁹.



Εικόνα 4. Οι διάφορες περιοχές του φωτοϊονισμού ενός ηλεκτρονίου σε ένα ατομικό δυναμικό για διαφορετικές τιμές της παραμέτρου Keldysh.

Ο ρυθμός φωτοϊονισμού εξαρτάται ισχυρά από την ένταση του laser και μάλιστα αυξάνεται με την αύξηση της έντασης. Στην περιοχή του πολυφωτονικού ιονισμού ο ρυθμός αυτός είναι:

$$P(I)_{MPI} = \sigma^{(m)} I^m \quad (5.2)$$

όπου $\sigma^{(m)}$ είναι ο συντελεστής πολυφωτονικής απορρόφησης για την απορρόφηση m φωτονίων⁶⁰. Ο αριθμός των φωτονίων που απαιτούνται για τον ιονισμό καθορίζεται ως ο μικρότερος αριθμός m που ικανοποιεί τη σχέση:

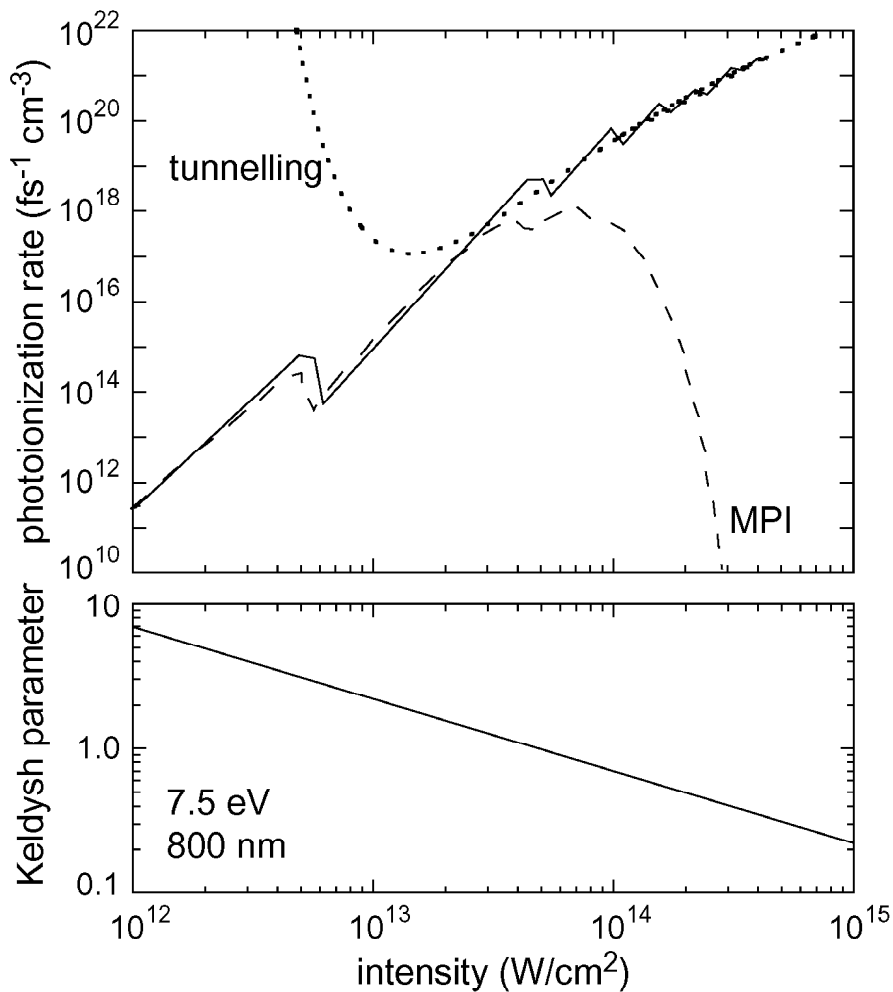
$$m \hbar \omega \geq E_g \quad (5.3)$$

Ο ρυθμός αύξησης των ελεύθερων φορέων N_c που δημιουργούνται από μεταβάσεις ηλεκτρονίων από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{dN_c}{dt} = N \sigma^{(m)} F^m \quad (5.4)$$

όπου N είναι η πυκνότητα των ιόντων, $\sigma^{(m)}$ είναι ο γενικότερος συντελεστής ενεργού διατομής της απορρόφησης m φωτονίων και F η ροή των προσπιπτόντων φωτονίων. Για την περίπτωση του φαινομένου σήραγγας ο ρυθμός ιονισμού μεταβάλλεται πολύ ασθενικά με την ένταση του laser και δεν είναι άξιος παρατήρησης. Ενδεικτικά, η εικόνα 5 παρουσιάζει το ρυθμό φωτοϊονισμού και την παράμετρο Keldysh σαν

συνάρτηση της έντασης του laser για $\lambda = 800$ nm σε πυρίτιο (fused silica με $E_g = 7,5$ eV). Οι παύλες, οι κουκίδες και οι συνεχείς γραμμές αντιπροσωπεύουν αντίστοιχα μόνο το ρυθμό πολυφωτονικού ιονισμού, μόνο τον ιονισμό σήραγγας και την πλήρη έκφραση της εξίσωσης Keldysh⁵⁹. Προσομοιώσεις και για άλλα μήκη κύματος laser και ενεργειακά χάσματα παρουσίασαν με συνέπεια αυτήν την πολύ απότομη μετάβαση από την πολυφωτονική περιοχή στην περιοχή φαινομένου σήραγγας για μια παράμετρο Keldysh περίπου 1.5.



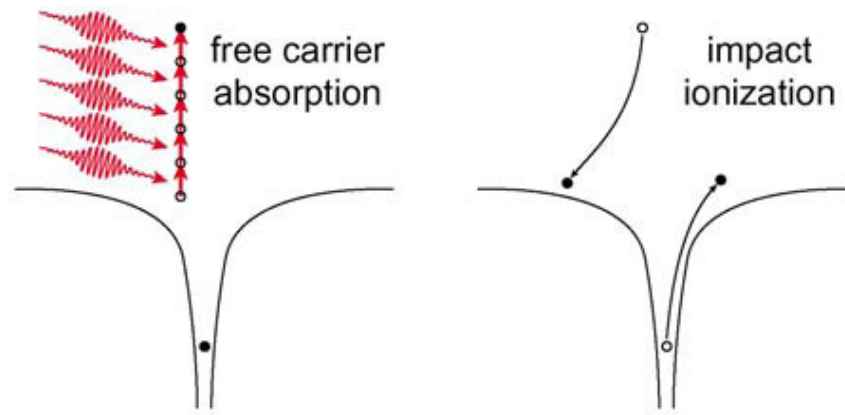
Εικόνα 5. Ρυθμός φωτοϊονισμού και παράμετρος Keldysh σε συνάρτηση με την ένταση laser για μήκος κύματος 800 nm σε πυρίτιο με ενεργειακό χάσμα 7.5 eV.

5.2.2 Ιονισμός χιονοστιβάδας

Ο ιονισμός χιονοστιβάδας περιλαμβάνει την απορρόφηση ελεύθερων μεταφορέων φορτίου που ακολουθούν τον ιονισμό κρούσης (impact ionization). Ένα ηλεκτρόνιο που βρίσκεται ήδη στη ζώνη αγωγιμότητας απορροφά γραμμικά ένα αριθμό φωτονίων διαδοχικά, μεταπηδώντας έτσι σε υψηλότερες ενεργειακές στάθμες στη ζώνη αγωγιμότητας. Για να καταφέρει όμως να διατηρήσει την ορμή του, το ηλεκτρόνιο πρέπει να μεταφέρει ορμή απορροφώντας ή εκπέμποντας φωνόνια ή μέσω της σκέδασης από ‘ατέλειες’ του υλικού όταν απορροφά ένα φωτόνιο⁶¹. Για ηλεκτρόνια που βρίσκονται ψηλά στη ζώνη αγωγιμότητας, ο χρόνος μέσα στον οποίο παρατηρείται μια σκέδαση είναι περίπου ~ 1 fs και άρα οι συχνές συγκρούσεις καθιστούν την ελεύθερη απορρόφηση φορέων ιδιαίτερα αποδοτική⁶². Μετά την συνεχή απορρόφηση n φωτονίων, όπου n ο μικρότερος αριθμός που ικανοποιεί τη σχέση: $n\hbar\omega \geq E_g$, η ενέργεια του ηλεκτρονίου υπερτερεί του ορίου της ζώνης αγωγιμότητας περισσότερο από την ενέργεια του ενεργειακού χάσματος. Το ηλεκτρόνιο μπορεί έπειτα μέσω συγκρούσεων να ιονίσει ένα άλλο ηλεκτρόνιο από τη ζώνη σθένους, έχοντας σαν αποτέλεσμα τη δημιουργία δύο ηλεκτρονίων κοντά στο όριο της ζώνης αγωγιμότητας, αφού και το αρχικό ηλεκτρόνιο χάνει ενέργεια λόγω σύγκρουσης. Καθένα ηλεκτρόνιο με τη σειρά του μπορεί να απορροφήσει ενέργεια μέσω απορρόφησης και στη συνέχεια με συγκρούσεις να ιονίζει διαδοχικά ηλεκτρόνια από τη ζώνη σθένους, όπως φαίνεται στην εικόνα 6. Η διαδικασία αυτή μπορεί αν επαναληφθεί καταλήγοντας σε μια χιονοστιβάδα τέτοιων συγκρούσεων που αυξάνουν εκθετικά τον αριθμό των ελεύθερων ηλεκτρονίων. Η αύξηση αυτή περιγράφεται από τη σχέση:

$$\frac{dN_c}{dt} = \gamma(E)N_c \quad (5.5)$$

όπου $\gamma(E)$ είναι ο συντελεστής ιονισμού χιονοστιβάδας, οποίος εξαρτάται σημαντικά από το ηλεκτρικό πεδίο E και N_c είναι η πυκνότητα των ελεύθερων φορέων.



Εικόνα 6. Διάγραμμα του ιονισμού χιονοστιβάδας.

Για τον ιονισμό χιονοστιβάδας θεωρούμε ότι έχουμε ένα αρχικό αριθμό ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας τα οποία προέρχονται είτε από θερμικά ιονισμένους φορείς, είτε από ιονισμούς από καταστάσεις ατελειών και προσμίξεων, είτε από ιονισμούς ηλεκτρονίων από τη ζώνη σθένους με πολυφωτονικό ιονισμό και ιονισμό φαινομένου σήραγγας.

5.2.3 Απορρόφηση πλάσματος

Οι μηχανισμοί του πολυφωτονικού ιονισμού και του ιονισμού χιονοστιβάδας δημιουργούν ένα ηλεκτρονιακό πλάσμα που αν η ένταση του laser είναι αρκετά υψηλή μπορεί να απορροφήσει την ακτινοβολία, φαινόμενο που εξηγείται από το μοντέλο του Drude. Η συχνότητα του πλάσματος ορίζεται ως:

$$\omega_p = \left[\frac{N_c e^2}{\epsilon_0 m} \right]^{1/2} \quad (5.6)$$

όπου N_c η πυκνότητα του πλάσματος και μπορεί να φτάσει σε τιμές της τάξης των 10^{21} electrons/cm³, e και m το φορτίο και η μάζα αντίστοιχα του ηλεκτρονίου. Η απορρόφηση γίνεται μέγιστη όταν η συχνότητα του πλάσματος γίνει ίση με τη συχνότητα του laser. Ο συντελεστής απορρόφησης δίνεται από τη σχέση:

$$\kappa = \frac{\omega_p^2 \tau}{c(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (5.7)$$

όπου ω είναι η συχνότητα του laser και τα τ ο φαινομενολογικός χρόνος σκέδασης Drude (συνήθως ~ 0.2 fs). Η χωρική κατανομή του πλάσματος είναι μέγιστη στο κέντρο της δέσμης και μειώνεται ακτινικά προς τα έξω.

5.2.4 Μηχανισμοί αλλαγής της εσωτερικής δομής

Όταν οι μηχανισμοί απορρόφησης που περιγράφονται παραπάνω εναποθέσουν ικανοποιητική ενέργεια στο υλικό, τότε δημιουργείται μια μόνιμη εντοπισμένη μεταβολή στο εσωτερικό του.

Όπως έχει προαναφερθεί σε προηγούμενη σελίδα, στην περίπτωση των μακρών παλμών laser μέχρι και μερικών δεκάδων ps, η πιθανότητα πολυφωτονικού ιονισμού είναι πολύ μικρή. Τα αρχικά ηλεκτρόνια που είναι απαραίτητα στη ζώνη αγωγιμότητας προέρχονται είτε από θερμικώς διεγερμένα ηλεκτρόνια είτε από διέγερση ηλεκτρονίων από στάθμες ατελειών και προσμίξεων του υλικού (defects). Έτσι, η ενέργεια του παλμού διεγείρει τα ηλεκτρόνια της ζώνης αγωγιμότητας θερμαίνοντάς τα. Στη συνέχεια η ενέργεια αυτή μεταφέρεται στο πλέγμα και διαχέεται θερμικά πέρα από τον όγκο της εστίας των παλμών. Αλλαγή του υλικού συμβαίνει όταν το υλικό φτάσει στο χαρακτηριστικό του σημείο τήξης ή αποδόμησης. Έτσι, αυτό που καθορίζει το κατώφλι εμφάνισης αλλαγής στη δομή του υλικού αλλά και τον τρόπο που θα γίνει αυτό είναι ο σχετικός ρυθμός εναπόθεσης της ενέργειας και η θερμική διάχυση. Ο κυρίαρχος μηχανισμός ιονισμού στην

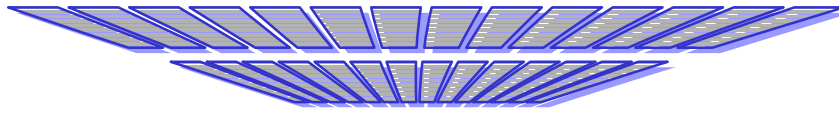
περίπτωση μακρών παλμών είναι ο ιονισμός χιονοστιβάδας. Η μεγάλη διάρκεια του παλμού επιτρέπει την εκθετική αύξηση της πυκνότητας των ιονισμένων ηλεκτρονίων. Επειδή ο ιονισμός χιονοστιβάδας είναι πολύ αποδοτικός, η ένταση laser που απαιτείται για να παραγάγει τη μεταβολή δεν είναι αρκετά υψηλή για να ιονίσει άμεσα τα ηλεκτρόνια. Το κατώφλι οπτικής κατάρρευσης του υλικού εξαρτάται στατιστικά από την καθαρότητα των υλικών δηλαδή από την πυκνότητα των ατελειών και των προσμίξεων. Μια υψηλή συγκέντρωση των ατελειών και των προσμίξεων 'χαμηλώνει' το κατώφλι οπτικής κατάρρευσης σε σχέση με αυτό ενός 'καθαρού' υλικού⁶³.

Στην περίπτωση των βραχέων παλμών τα θερμικά φαινόμενα δεν έχουν προφανή ρόλο και παραμένει ακόμα ανοικτό το ερώτημα το κατά πόσο παίζουν ρόλο στη δομική αλλαγή. Όπως έχει παρατηρηθεί η οριακή πυκνότητα ενέργειας αυξάνεται με τη μείωση της διάρκειας του παλμού⁶⁴. Ο κυρίαρχος μηχανισμός ιονισμού παραμένει ο ιονισμός χιονοστιβάδας αλλά αυξάνεται και ο ρόλος του πολυφωτονικού ιονισμού παρέχοντας τα αρχικά ηλεκτρόνια που είναι αναγκαία για τον ιονισμό χιονοστιβάδας στη ζώνη αγωγιμότητας. Ο αυξημένος ρόλος του πολυφωτονικού ιονισμού «απαλλάσσει» την εξάρτηση του κατωφλίου οπτικής κατάρρευσης από τις ατέλειες - προσμίξεις του υλικού καθώς ο πολυφωτονικός ιονισμός είναι αυτός που τώρα παρέχει τα αρχικά ηλεκτρόνια. Έτσι, ο μηχανισμός αλληλεπίδρασης βραχέων παλμών laser με οπτικά υλικά αποκτάει ένα πιο ελεγχόμενο χαρακτήρα για τη δομική αλλαγή σε αντίθεση με τον καθαρά στατιστικό χαρακτήρα των μακρών παλμών.

Αυτό που ακολουθεί στη συνέχεια είναι η δημιουργία ενός ηλεκτρονιακού πλάσματος, που είναι εντοπισμένο στο χώρο της εστίας της δέσμης laser, καθώς μόνο εκεί η ένταση είναι αρκετά υψηλή για την εμφάνιση των μη γραμμικών φαινομένων. Ταυτόχρονα, η μη γραμμική απορρόφηση πραγματοποιείται σε μια κλίμακα χρόνου αρκετά πιο μικρή από το χρόνο που χρειάζεται για να μεταφερθεί ενέργεια στο πλέγμα. Όταν η ένταση του laser είναι αρκετά πιο υψηλή από το κατώφλι δομικής αλλαγής και έχουμε ισχυρά έντονη εστίαση της δέσμης (με αντικειμενικό φακό μικροσκοπίου σχετικά μεγάλου αριθμητικού ανοίγματος NA) θα έχουμε δημιουργία πλάσματος που οδηγεί σε υψηλές θερμοκρασίες και πιέσεις στην περιοχή της εστίας στο υλικό με αποτέλεσμα την εκτίναξή του από το κέντρο και τη συμπύκνωσή του στη γύρω περιοχή. Αυτό που απομένει είναι είτε κενό (voids) είτε υλικό μικρότερης πυκνότητας από το περιβάλλον υλικό.

Όταν δεν ισχύουν οι παραπάνω συνθήκες η αλληλεπίδραση laser – υλικού δημιουργεί μικρότερες αλλαγές στη δομή του υλικού λόγω συμπίκνωσης του υλικού. Ειδικά για την ακτινοβολία με fs παλμούς οι αλλαγές είναι μόνιμες και αποδίδονται σε μια αναδιαμόρφωση του υλικού ενώ υπάρχουν επιπλέον μηχανισμοί που επηρεάζουν τη δομική αλλαγή. Ένας από αυτούς είναι και ο θερμικός μηχανισμός. Γενικά σ' αυτό το μοντέλο θεωρείται ότι η αλληλεπίδραση laser – υλικού οδηγεί σε τοπική τήξη και στην επαναστερεοποίηση του υλικού οδηγώντας έτσι σε διαφοροποιήσεις της πυκνότητας και άρα του δείκτη διάθλασης (η απορρόφηση της ενέργειας παραμένει μη γραμμική). Η αύξηση της θερμοκρασίας του υλικού δεν περιορίζεται μόνο στον εστιακό όγκο αλλά επεκτείνεται σε μεγαλύτερη περιοχή με την αύξηση του αριθμού των παλμών⁶⁸ οδηγώντας σε μια μεγαλύτερη περιοχή όπου το υλικό επαναστερεοποιείται ανομοιόμορφα. Παράλληλα, μπορεί να παρατηρηθεί διπλοθλαστικότητα, φαινόμενο που φανερώνει αλλαγή του ανισότροπου δείκτη διάθλασης^{69,70}. Κατά τη διαδικασία της τήξης και της επαναστερεοποίησης του υλικού εμφανίζονται πολύ υψηλές θερμοκρασίες και πιέσεις που οδηγούν σε έντονες μηχανικές τάσεις στο εσωτερικό του⁶⁶.

6. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ



6. Πειραματικό μέρος

6.1 Εισαγωγή

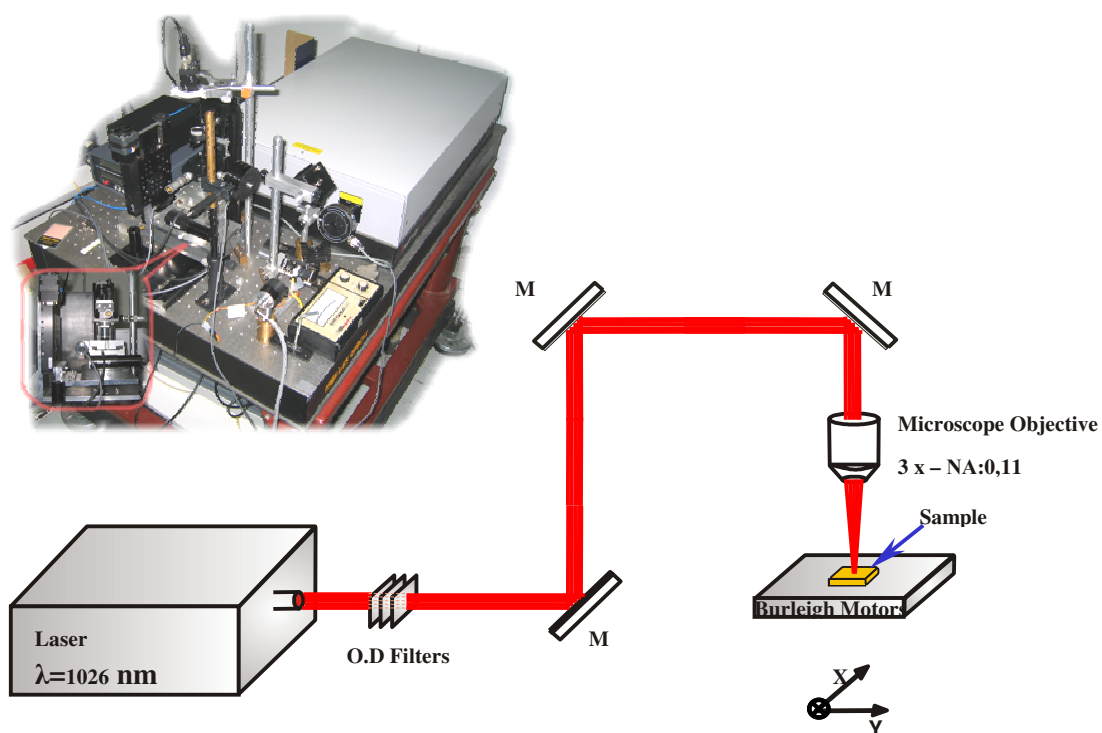
Αυτό που έχει γίνει ήδη κατανοητό είναι ότι μέσω ισχυρής εστίασης ultrafast παλμών laser στο εσωτερικό διάφανων μέσων, η ενέργεια απορροφάται μόνο στον εστιακό όγκο λόγω των μη γραμμικών διαδικασιών ιονισμού που οδηγούν σε μόνιμες αλλαγές των οπτικών ιδιοτήτων⁷⁶. Η επεξεργασία των ενσωματωμένων και οπτικά ισότροπων φωτονικών δομών όπως οι κυματοηχοί, οι συζευκτήρες και οι διαχωριστές δεσμών, και τα περιθλαστικά στοιχεία έγινε δυνατή με τη βοήθεια αυτής της τεχνικής⁷⁷⁻⁸⁰. Επιπλέον, με την κατάλληλη επιλογή των συνθηκών ακτινοβολίας προκαλούνται ανισότροπες αλλαγές των δεικτών διάθλασης, που εντοπίζονται μόνο στον εστιακό όγκο. Ο οπτικός άξονας της προκληθείσας διπλοθλαστικότητας είναι παράλληλος προς στο επίπεδο πόλωσης της δέσμης laser^{81,82,83}. Από την πλευρά της φυσικής, η ερμηνεία για την εμφάνιση διπλοθλαστικότητας δεν είναι ακόμα εντελώς κατανοητή αλλά υπάρχει ισχυρή ένδειξη ότι μπορεί να αποδοθεί στο σχηματισμό μιας ‘αυτό-οργανωμένης’, περιοδικής διαμόρφωσης του δείκτη διάθλασης στον εστιακό όγκο^{84,85,86}. Αν και μέχρι τώρα το φαινόμενο της διπλοθλαστικότητας έχει λάβει λίγη προσοχή για την ανάπτυξη των φωτονικών δομών, η υπάρχουσα δυνατότητα της κατασκευής φωτονικών στοιχείων που ελέγχουν την πόλωση είναι αρκετά ενδιαφέροντα.

Όπως έχει προαναφερθεί, τα CGH έχουν μελετηθεί από τη δεκαετία του '60^{87,88,89} και έχουν χρησιμοποιηθεί σε ένα ευρύ φάσμα εφαρμογών όπως η οπτική διασύνδεση (optical interconnection), έλεγχος των οπτικών στοιχείων, και για λόγους ασφάλειας δεδομένων^{90,91,92}. Σε αντίθεση με τα συμβατικά ολογράμματα, τα CGH συντίθεται από ένα δισδιάστατο πίνακα από pixel που διαμορφώνουν τη φάση ή το πλάτος της προσπίπτουσας κυματομορφής μέσω ενός ιδιαίτερου και διακριτού αριθμού βημάτων⁹³. Οι μέθοδοι επεξεργασίας CGH που χρησιμοποιούνται αυτήν την περίοδο είναι η λιθογραφία ακτίνων ηλεκτρονίων, και οι τεχνικές μικροεπεξεργασίας (microfabrication) με laser. Τα CGH αποτελούνται έτσι από περιοδικές επιφάνειες photoresist τοποθετημένα το ένα πάνω στο άλλο και είναι οπτικά ισοτροπικά. Επίσης, όπως έχει αποδειχθεί, η διπλοθλαστικότητα προκύπτει από την περιοδικότητα δομών που είναι μικρότερη από αυτή του μήκους κύματος. Η επεξεργασία τέτοιου CGH από τις λιθογραφικές τεχνικές είναι μάλλον περίπλοκη δεδομένου ότι κάθε pixel του CGH θα πρέπει να έχει συντεθεί από μια περιοδική δομή με περίοδο μικρότερου του μήκους κύματος. Αφ' ετέρου, οι ισχυρώς εστιασμένοι femtosecond παλμοί laser έχουν χρησιμοποιηθεί για να δημιουργήσουν περιθλαστικά στοιχεία όπως οι πολλαπλών επιπέδων περιθλαστικοί φακοί Fresnel (multilevel Fresnel diffractive lenses) και διπλοθλαστικά πλακίδια ζώνης Fresnel (birefringent Fresnel zone plates) στο εσωτερικό των διαφανών υλικών.

Σκοπός αυτής της εργασίας είναι η επεξεργασία ενσωματωμένων διπλοθλαστικών δυαδικών CGH μέσω ισχυρής εστίασης μιας ultrafast υπέρυθρης ακτίνας laser στο εσωτερικό διαφανών διηλεκτρικών υλικών. Κατά τη διάρκεια της διαδικασίας επεξεργασίας, κάθε pixel του CGH αντιπροσωπεύεται από μια τοπική ανισότροπη μεταβολή του δείκτη διάθλασης ενώ οι διπλοθλαστικοί άξονες ελέγχονται από την πόλωση της ακτίνας καταγραφής. Οι διπλοθλαστικές περιθλαστικές δομές είναι ευαίσθητες στην πόλωση της ακτίνας ανάγνωσης, κατά συνέπεια κατά τη διάρκεια της αναπαραγωγής οι περιθλώμενες ακτίνες είναι ελλειπτικά πολωμένες με το κύριο άξονά τους να έχει στραφεί σε σχέση με την μη περιθλώμενη ακτίνα. Αυτό οδηγεί σε μια αύξηση της αναλογίας σήματος προς θόρυβο (signal to noise ratio) κατά τη διάρκεια της αναπαραγωγής, δεδομένου ότι επιτρέπει την εκλεκτική ισχυρή μείωση της μη περιθλώμενης ακτίνας, χωρίς την ανάγκη οποιουδήποτε χωρικού φιλτραρίσματος, όταν αναπαράγεται το CGH μεταξύ των διασταυρωμένων πολωτών.

6.2 Πειραματικές διατάξεις καταγραφής των δομών

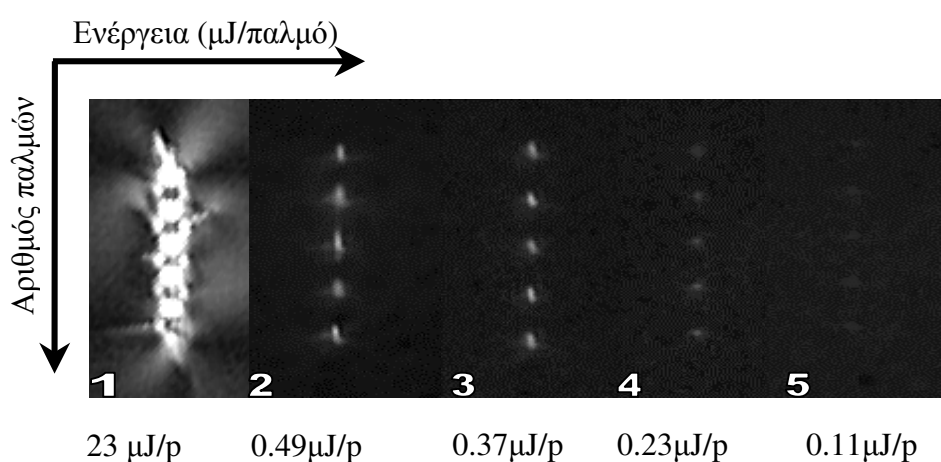
Για τη διεξαγωγή του πειράματος χρησιμοποιήθηκε ένα laser S-Pulse της εταιρίας Amplitude Systemes με κεντρικό μήκος κύματος στα 1026 nm, διάρκεια παλμού στα 400 fs, φασματικό εύρος 5nm και μέση ισχύ 110 mW σε συχνότητα επανάληψης 1 kHz όπως επίσης και ένα laser Ti:Sapphire με κεντρικό μήκος κύματος στα 800 nm, διάρκεια παλμού στα 120 fs και μέση ισχύ 450 mW σε συχνότητα επανάληψης 1 kHz. Με τη βοήθεια κατόπτρων κατευθύνουμε τη δέσμη προς το δείγμα και μέσω ενός αντικειμενικού φακού μικροσκοπίου 3.7x και NA 0.11 εστιάζεται στο εσωτερικό άμορφου SiO₂ (εικόνα 1). Το δείγμα είναι τοποθετημένο σε μια βάση (Burleigh motors) που έχει τη δυνατότητα τρισδιάστατης μετακίνησης στο χώρο. Οι οριζόντιες μετατοπίσεις έχουν βήμα 50 nm ενώ οι κατακόρυφες βήμα 2μm. Προκειμένου να ελεγχθεί το ποσό της προσπίπτουσας ενέργειας έχουν τοποθετηθεί οπτικά φίλτρα στην έξοδο του laser.



Εικόνα 1. Σχηματικά η διάταξη καταγραφής των δομών

6.3 Συνθήκες καταγραφής – Βαθμονόμηση

Βασική προϋπόθεση πριν τη καταγραφή οποιασδήποτε δομής είναι να γίνει μια σωστή βαθμονόμηση μεταξύ των ενεργειών και τον αριθμό παλμών που θα ακτινοβολήσουν το δείγμα ώστε να βρεθεί ένας σωστός συνδυασμός τους και να γνωρίζουμε ταυτόχρονα το ποσό της ενέργειας που έχει συνολικά προσφερθεί. Στην εικόνα 2 φαίνονται ακτινοβολούμενα spots σε δείγμα SiO_2 με μερικές από τις πιο χαρακτηριστικές τιμές της ενέργειας/παλμό και με μειούμενο αριθμό παλμών από πάνω προς τα κάτω (1000 παλμοί \rightarrow 500 παλμοί \rightarrow 250 παλμοί \rightarrow 100 παλμοί \rightarrow 50 παλμοί). Όλες οι εικόνες είναι υπό συνθήκες διασταυρωμένων πολωτών πράγμα που σημαίνει ότι η περιοχή μη αλληλεπίδρασης του ισότροπου υλικού με το laser θα παραμείνει σκοτεινή, ενώ η περιοχή των spots θα είναι φωτισμένη καθώς παρουσιάζουν το φαινόμενο της διπλοθλαστικότητας.



Εικόνα 2. Βαθμονόμηση ενέργειας – αριθμού παλμών

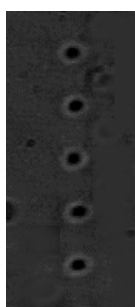
Όπως είναι φανερό στο πλαίσιο 1 της εικόνας 2, σε μεγάλες ενέργειες ανά παλμό οι δομές δεν είναι σαφώς ορισμένες καθώς έχουν δημιουργηθεί ‘ρωγμές’ (cracks) στην περιοχή ακτινοβολήσης. Το ότι στις παραπάνω δομές φαίνεται κάποιου είδους διπλοθλαστικότητα οφείλεται καθαρά σε τάσεις που έχουν δημιουργηθεί λόγω

εσωτερικών σπασιμάτων. Η διπλοθλαστικότητα αυτού του είδους είναι καθαρά ένα τυχαίο γεγονός που σχετίζεται με το σχήμα του pixel.

Μειώνοντας την ενέργεια ανά παλμό – όπως φαίνεται στα πλαίσια 2,3,4 – δεν δημιουργούνται πλέον cracks, ενώ υπάρχει μια γενικότερη ευρύτερη περιοχή ενεργειών στην οποία μπορούμε να κατασκευάσουμε διπλοθλαστικές δομές στο εσωτερικό του υλικού και μάλιστα καλώς ορισμένες

Μειώνοντας περαιτέρω την ενέργεια ανά παλμό (πλαίσιο 5) τότε η δημιουργία δομών στο εσωτερικό του υλικού δεν έχει επαναληψιμότητα.

Αν αντί για το S-Pulse laser ($\lambda = 1026\text{nm}$, $\Delta t = 400\text{ fs}$) χρησιμοποιήσουμε ένα laser Ti:Sapphire ($\lambda = 800\text{ nm}$, $\Delta t = 120\text{ fs}$) και ένα αντικειμενικό φακό μικροσκοπίου 40x, μπορούμε να δημιουργήσουμε μικρά κενά (voids) στο εσωτερικό του υλικού που όμως η κεντρική περιοχή ακτινοβολήσης δεν παρουσιάζει ιδιαίτερη διπλοθλαστικότητα (εικόνα 3).



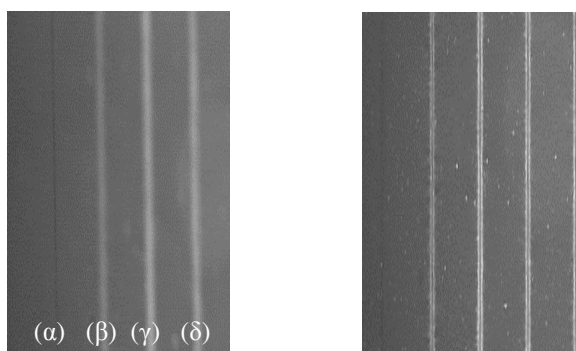
0.48 $\mu\text{J/p}$

Εικόνα 3. Δημιουργία voids

6.4 Κατασκευή ποικίλων διπλοθλαστικών δομών

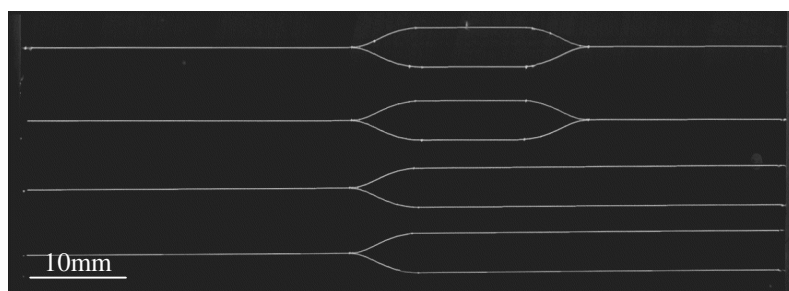
Έχοντας πλέον αποφασίσει ποιος είναι ο σωστός συνδυασμός ενέργειας και αριθμού παλμών έγινε κατασκευή διάφορων δομών τόσο στην επιφάνεια αλλά κυρίως στο εσωτερικό SiO_2 . Στην εικόνα 4 αριστερά απεικονίζεται μια σειρά από

κυματοδηγούς κατασκευασμένους σε διάφορα βάθη από την επιφάνεια με μεγάλη ακρίβεια. Έτσι, ο (α) κυματοδηγός είναι κατασκευασμένος σε βάθος 300 μm , ο (β) σε βάθος 400 μm , ο (γ) σε βάθος 500 μm και ο (δ) σε βάθος 600 μm από την επιφάνεια, ενώ το σύστημα απεικόνισης είναι εστιασμένο στο επίπεδο του (α) κυματοδηγού. Στα δεξιά της εικόνας 4 έχουν κατασκευαστεί διάφορα κανάλια στην επιφάνεια του υλικού.



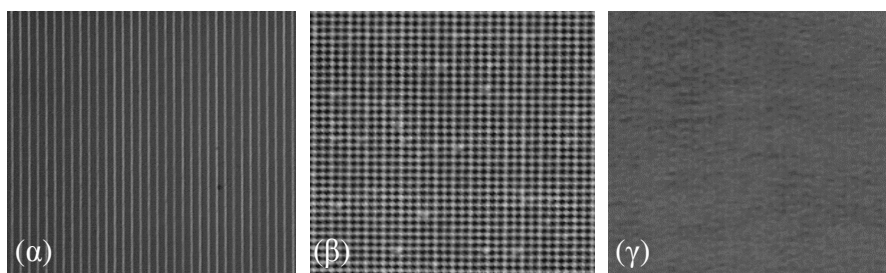
Εικόνα 4. Κυματοδηγοί - Κανάλια

Η μελέτη όμως επικεντρώθηκε κυρίως σε κατασκευές δομών στο εσωτερικό του υλικού. Έτσι, κατασκευάστηκαν οπτικά στοιχεία και συστήματα τόσο σε μικρή όσο και σε μεγάλη κλίμακα. Στην εικόνα 5 παρουσιάζεται η κατασκευή δύο συμβολομέτρων Mach Zehnder και δύο Y-splitter σε βάθος 300 μm από την επιφάνεια του υλικού και υπό συνθήκες διασταυρωμένων πολωτών ενώ το συνολικό τους μήκος φτάνει το 1cm. Όλες οι καταγραφές έγιναν με ταχύτητα των μοτέρ της βάσης στα $\sim 100 \mu\text{m}/\text{sec}$. Είναι φανερή η διπλοθλαστικότητα που παρουσιάζουν όλα τα δείγματα καθώς ο φωτισμός του ισότροπου υπόβαθρου έχει πλήρως κατασβεστεί με το συνδυασμό πολωτή – αναλυτή.



Εικόνα 5. Mach Zehnder – Y splitter

Επίσης κατασκευάστηκαν φράγματα περίθλασης τόσο προς την μια διεύθυνση (εικόνα 6α) όσο και προς τις δύο κάθετες διευθύνσεις (εικόνα 6β).

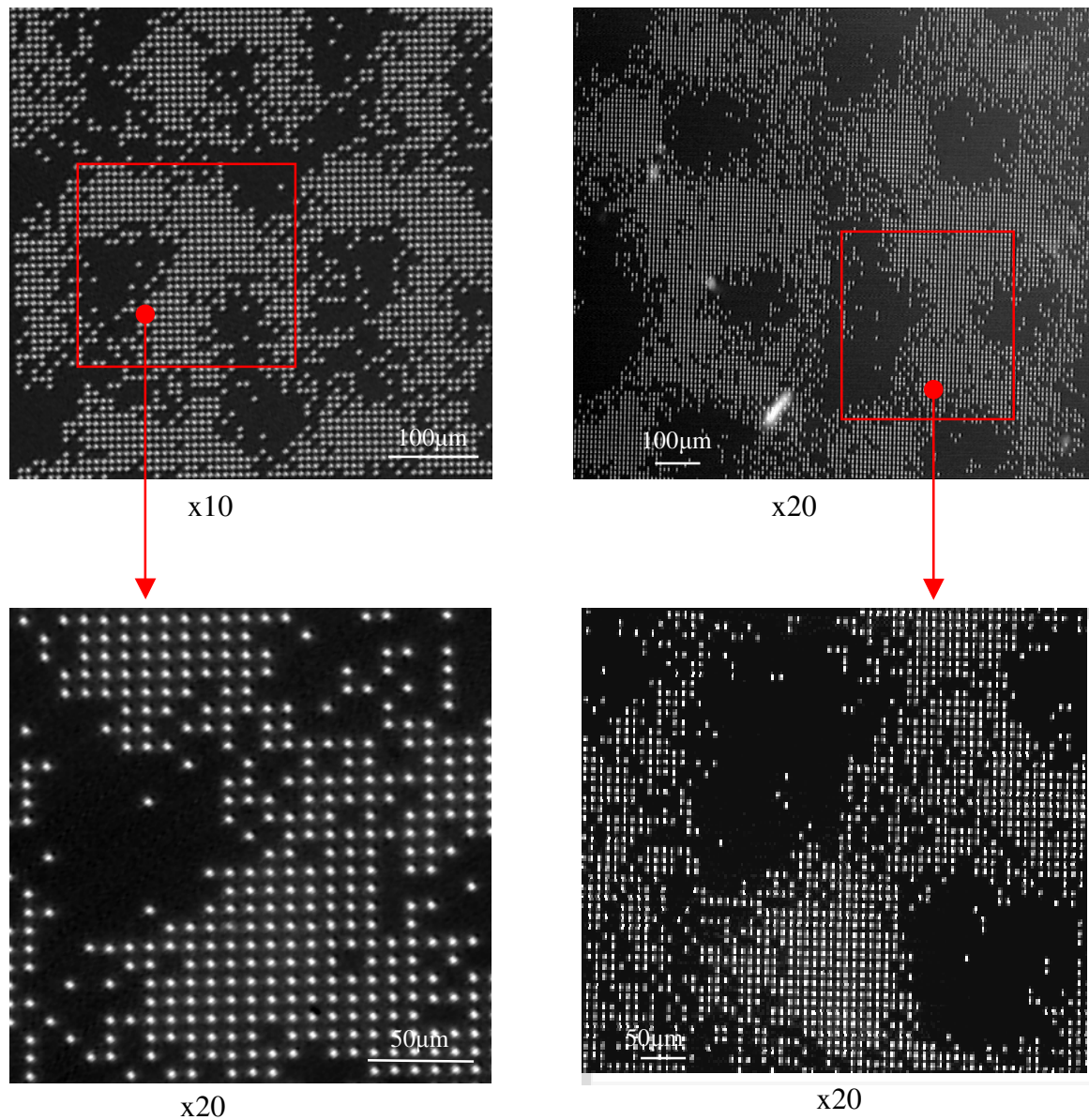


Εικόνα 6. Φράγματα περίθλασης

Στις εικόνες 6α και 6β τα φράγματα περίθλασης έχουν κατασκευαστεί με περίοδο $\Lambda = 10 \mu\text{m}$ και οι γραμμές είναι καλώς ορισμένες και διακριτές. Αντίθετα, στην εικόνα 6γ η περίοδος καταγραφής είναι $\Lambda = 5 \mu\text{m}$ και παρατηρείται μια αλληλοεπικάλυψη μεταξύ των γραμμών. Η κατασκευή φραγμάτων περίθλασης βοηθάει στην παραπέρα μελέτη των ιδιοτήτων των κατασκευών παρέχοντάς μας χρήσιμες πληροφορίες στην ανάλυσή τους.

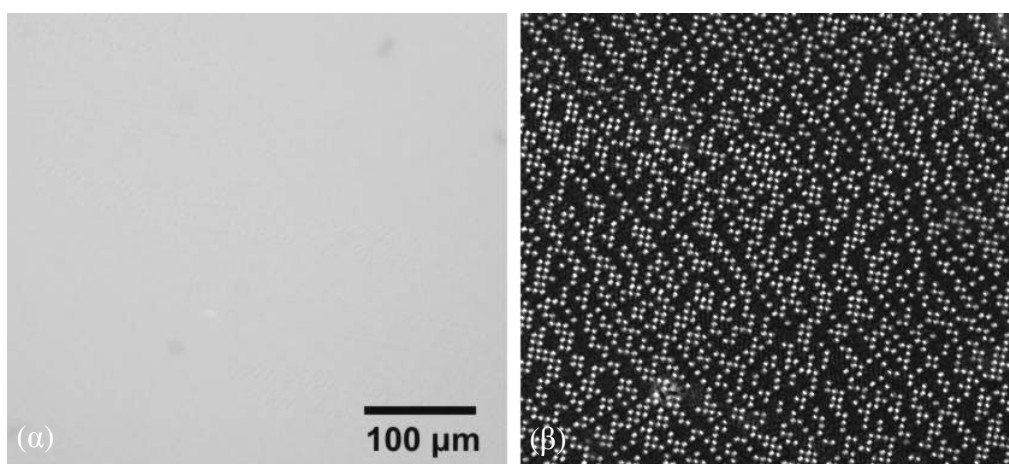
Έπειτα, με τη χρήση του εμπορικού λογισμικού προγράμματος HoloMaster[®] έγινε κατασκευή ολογραμμάτων (βλ. παράρτημα). Συγκεκριμένα, σχεδιάστηκαν δυαδικά (binary) διπλοθλαστικά ολογράμματα παραγμένα από υπολογιστή στο εσωτερικό πλακιδίων διοξειδίου του πυριτίου. Τα δυαδικά CGH ήταν εύρους 128x128 pixel που σχεδιάστηκαν μέσω ενός αλγορίθμου (simulated annealing algorithm), που χρησιμοποιεί το λογισμικό πρόγραμμα Holomaster[®]. Το σχέδιο CGH αποτελείται από ένα 'λογότυπο κειμένου', πλαισιωμένο από ένα σχέδιο 8x8 pixel κωδικοποιημένων στοιχείων. Τα CGH κατασκευάστηκαν με διαδοχική τμηματική ακτινοβολήση pixel προς pixel εστιάζοντας ισχυρά τη δέσμη laser σε βάθος 400 μm κάτω από την επιφάνεια του SiO_2 με τη βοήθεια ενός αντικειμενικού φακού μικροσκοπίου 3.7x, και NA 0.11. Η συχνότητα λειτουργίας του laser τέθηκε στο 1 kHz ενώ κάθε pixel του CGH ακτινοβολήθηκε από 100 παλμούς ενέργειας 3 $\mu\text{J}/\text{παλμό}$ που ρυθμίζεται με τη βοήθεια των ουδέτερων φίλτρων. Το δείγμα πυριτίου τοποθετήθηκε σε μια x-y πιεζοηλεκτρική πλατφόρμα που έχει τη δυνατότητα κίνησης ανά 50 nm. Η απόσταση μεταξύ διαδοχικών pixel τέθηκε στα 10 μm και στις δύο κατευθύνσεις ώστε το τελικό CGH να καλύψει ένα διάστημα 1280 μm x 1280 μm . Το επίπεδο πόλωσης της ακτίνας καταγραφής του laser

ελέγχθηκε με τη βοήθεια του πλακιδίου $\lambda/2$ (Fresnel rhomb). Στην εικόνα 7 φαίνονται δύο χαρακτηριστικές περιπτώσεις ολογραμμάτων σε διαδοχικές μεγεθύνσεις τμημάτων τους. Όπως παρατηρούμε, οι δομές (spots) είναι καλώς ορισμένες και όπως παρατηρήθηκε η κατανομή της έντασης κάθε διπλοθλαστικού pixel είναι γκαουσιανή ενώ οι εγκάρσιες διαστάσεις είναι $\sim 3 \times 4 \mu\text{m}$ (FWHM). Το βάθος κάθε διπλοθλαστικού pixel βρέθηκε να είναι $\sim 20 \mu\text{m}$.



Εικόνα 7. Ολογράμματα παρασκευασμένα από υπολογιστή με τις αντίστοιχες μεγεθύνσεις τους

Αν και το CGH είναι σχεδόν άορατο κάτω από μη πολωμένο φως, τα pixels του CGH είναι σαφώς ορατά κάτω από τους διασταυρωμένους πολωτές. Έτσι, η εικόνα θα δείχνει την απεικόνιση ενός ολογράμματος με μη πολωμένο φως. Όπως είναι φανερό είναι αδύνατο να δούμε το καταγεγραμμένο ολόγραμμα. Αντίθετα, αν χρησιμοποιήσουμε διασταυρωμένους πολωτές ώστε να ελέγξουμε την πόλωση του φωτός τότε το ολόγραμμα είναι πλήρως ορατό ενώ το υπόβαθρο παραμένει σκοτεινό (εικόνα 8β).

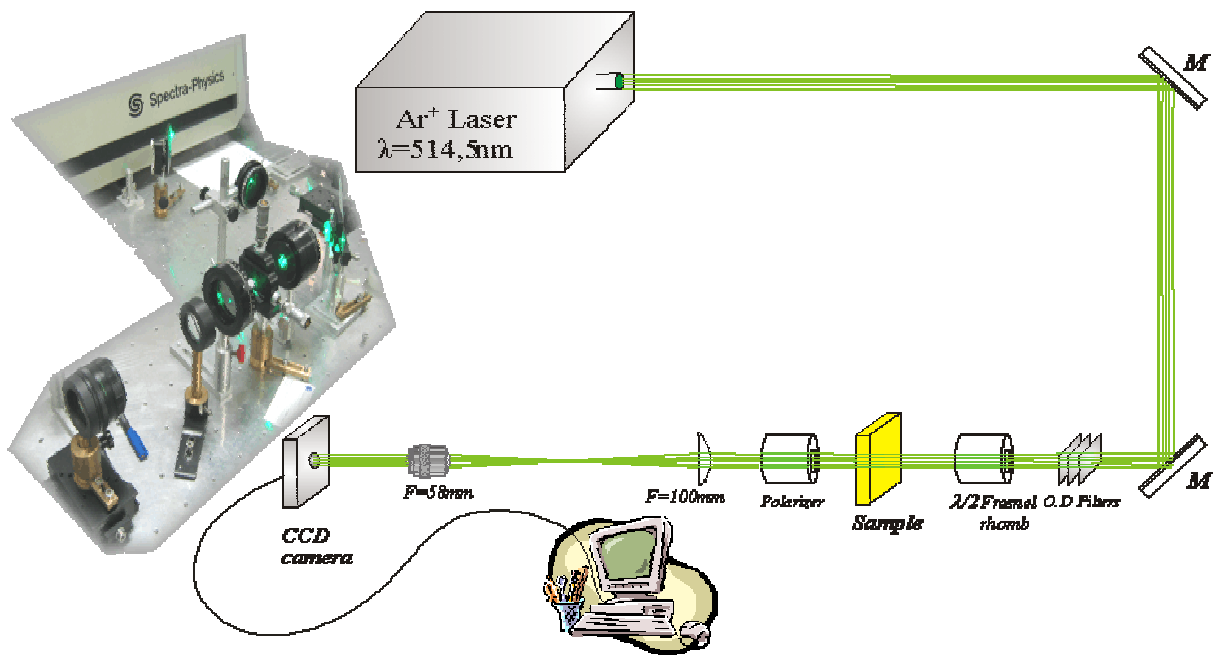


Εικόνα 8. Απεικόνιση CGH με μη πολωμένο & πολωμένο φως αντίστοιχα

6.5 Αναπαραγωγή - Μελέτη διπλοθλαστικών ολογραμμάτων

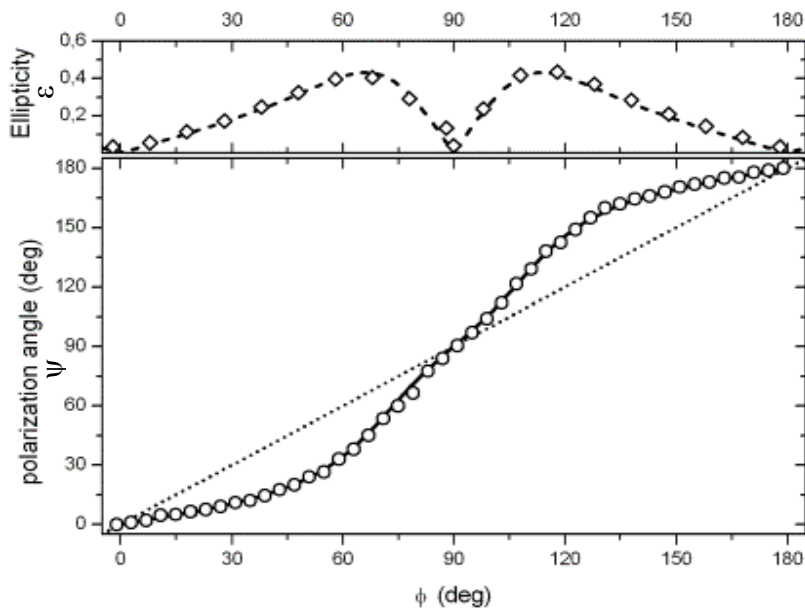
Προκειμένου να μελετήσουμε τις ιδιότητες των ολογραμμάτων έγινε η αναπαραγωγή τους με τη διάταξη της εικόνας 9. Έτσι, η αναπαραγωγή του CGH πραγματοποιήθηκε από ένα Ar^+ laser CW με μήκος κύματος $\lambda = 514.5 \text{ nm}$ και ισχύ 10 mW. Το επίπεδο πόλωσης της ακτίνας ανάγνωσης καθορίζεται από το πλακίδιο $\lambda/2$. Μετά από την αναπαραγωγή, ένας γραμμικός πολωτής χρησιμοποιήθηκε πριν

από το φακό απεικόνισης. Η αναπαραγωγή του CGH διαμορφώθηκε στο πίσω εστιακό επίπεδο του αχρωματικού φακού L_1 ($f_1 = 100$ mm) ενώ η αναπαραγωγή του σε εικόνα έγινε σε μια CCD κάμερα μέσω του φωτογραφικού φακού L_2 ($f_2 = 58$ mm). Ουσιαστικά πρόκειται για ένα $4f$ σύστημα το οποίο προκαλεί σμίκρυνση $M = 0.58$, ώστε να μπορέσει η CCD κάμερα να συλλέξει ένα μεγάλο μέρος της πληροφορίας.



Εικόνα 9. Διάταξη αναπαραγωγής των ολογραμμάτων

Με τη χρήση ενός φωτομέτρου στη θέση της CCD κάμερας μπορούμε να μετρήσουμε τις εντάσεις τόσο των περιθλώμενων (diffracted) ακτίνων από το ολόγραμμα όσο και αυτής της ακτίνας που δεν έχει περιθλαστεί (undiffracted), καθώς και τις αντίστοιχες πολώσεις τους. Στην εικόνα 10 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της πόλωσης και της ελλειπτικότητας του δείγματος στους κατακόρυφους άξονες ενώ στον οριζόντιο άξονα παρουσιάζεται η γωνία εισόδου της δέσμης.



Εικόνα 10. Πόλωση & ελλειπτικότητα του δείγματος.

- Οι κουκίδες (◊) δείχνουν τη συμπεριφορά της ακτίνας που δεν έχει περιθλαστεί.
- Οι κλειστοί κύκλοι (○) παρουσιάζουν τις πειραματικές μετρήσεις της πόλωσης της +1^{ης} τάξης περίθλασης.
- Η ‘συνεχόμενη’ καμπύλη (—) παρουσιάζει ένα ‘μοντέλο’ που περιγράφει πλήρως τη συμπεριφορά πόλωσης του ολογράμματος.
- Οι ρόμβοι (◊) αναπαριστούν την πειραματική ελλειπτικότητα της περιθλώμενης ακτίνας.
- Οι διακεκομμένες γραμμές (---) παρουσιάζουν ένα ‘μοντέλο’ που περιγράφει πλήρως τη συμπεριφορά ελλειπτικότητας του ολογράμματος.

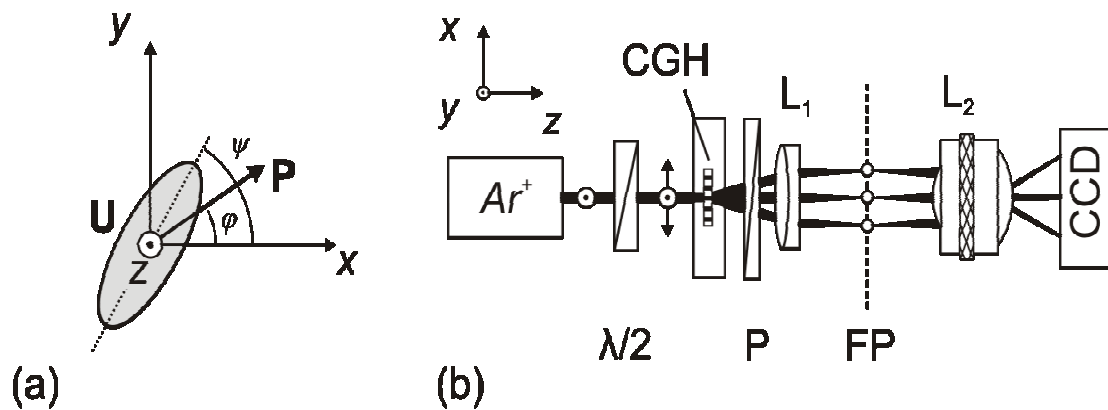
Οι κουκίδες (◊) δείχνουν τη συμπεριφορά της ακτίνας που δεν έχει περιθλαστεί. Είναι φανερό ότι η ακτίνα αυτή δεν παρουσιάζει αλλαγή στην πόλωση (γωνία εισόδου = γωνία πόλωσης). Αυτό οφείλεται σε μεγάλο ποσοστό στο γεγονός ότι το ολόγραμμα έχει σχετικά χαμηλή περιθλαστική ικανότητα (~5 %) όπως θα δειχθεί και παρακάτω.

Οι κλειστοί κύκλοι (○) παρουσιάζουν τις πειραματικές μετρήσεις της πόλωσης της +1^{ης} τάξης περίθλασης. Όπως παρατηρούμε έχει δημιουργηθεί ένα είδος ανισοτροπίας σε οπτικά ισότροπο υλικό, γεγονός που οφείλεται στην παραγόμενη διπλοθλαστικότητα των δομών.

Η ‘συνεχόμενη’ καμπύλη (—) παρουσιάζει ένα ‘μοντέλο’ που περιγράφει πλήρως την παραπάνω συμπεριφορά καθώς ταυτίζεται απόλυτα με τα πειραματικά δεδομένα.

Οι ρόμβοι (◊) αναπαριστούν την πειραματική ελλειπτικότητα της περιθλώμενης ακτίνας ενώ οι διακεκομμένες γραμμές (---) είναι αποτέλεσμα του μοντέλου.

Όπως παρατηρούμε, οι οπτικές ιδιότητες μιας διπλοθλαστικής περιθλαστικής δομής που κατασκευάζεται στο εσωτερικό ενός ισότροπου υλικού ελέγχονται από την προκληθείσα αλλαγή των δεικτών διάθλασης κατά μήκος των διπλοθλαστικών αξόνων. Με την εξέταση μιας γενικής διαμόρφωσης κατά τη διάρκεια της αναπαραγωγής CGH όπως απεικονίζεται στην εικόνα 11a, η κατεύθυνση διάδοσης της δέσμης είναι κατά μήκος του άξονα Oz , ενώ οι διπλοθλαστικοί άξονες είναι κατά μήκος του Ox και του Oy . Στο σχήμα 11b απεικονίζεται παραστατικά η διάταξη όπου φαίνονται οι διπλοθλαστικοί άξονες στο ίδιο επίπεδο.



Εικόνα 11. Συμπεριφορά διπλοθλαστικής δομής

Έτσι, για μια γραμμικά πολωμένη δέσμη \mathbf{P} πολωμένη σε γωνία ϕ σε σχέση με τον άξονα Ox , η περιθλώμενη δέσμη \mathbf{U} , είναι ελλειπτικά πολωμένη με τον κύριο άξονα της έλλειψης να σχηματίζει γωνία ψ με τον άξονα Ox . Οι σχέσεις που περιγράφουν τα παραπάνω είναι:

$$\tan 2\psi = \frac{2S \tan \phi}{1 - S^2 \tan^2 \phi} \cos \Delta \quad (6.1)$$

$$\frac{2\varepsilon}{1 + \varepsilon^2} = \pm \frac{2S \tan \phi}{1 + S^2 \tan^2 \phi} \sin \Delta \quad (6.2)$$

όπου Δ είναι η διαφορά φάσης των περιθλώμενων ακτίνων από τους διπλοθλαστικούς περιθλαστικούς άξονες O_x, O_y , δηλαδή

$$\Delta = \frac{\phi_y - \phi_x}{2} \quad (6.3)$$

S είναι ο λόγος των περιθλαστικών ικανοτήτων, όπου η_x, η_y είναι αντίστοιχα οι περιθλαστικές ικανότητες για εισερχόμενη γραμμικά πολωμένη ακτινοβολία κατά μήκος των διπλοθλαστικών αξόνων, δηλαδή

$$S = \frac{\sin \frac{\phi_y}{2}}{\sin \frac{\phi_x}{2}} \quad (6.4)$$

Η διαφορά στην πόλωση ($\psi - \varphi$) μεταξύ της \mathbf{U} και της \mathbf{P} μπορεί να υπερβεί τις 80° για μια ισχυρά διπλοθλαστική δομή ενώ μηδενίζεται για μια οπτικά ισότροπή δομή. Επιπλέον, η μέγιστη διαφορά στην πόλωση εμφανίζεται όταν η ακτίνα εισαγωγής \mathbf{P} είναι κοντύτερα προς την κατεύθυνση του πιο αδύνατου από τους δύο περιθλαστικούς άξονες, εκεί όπου $\tan \phi = 1/S$. Η πόλωση της μη περιθλώμενης δέσμης επηρεάζεται από το ολόγραμμα μόνο σε περιπτώσεις για τις οποίες η περιθλαστική ικανότητα υπερβαίνει το 30%.

Εξαιτίας του σχετικά μικρού παράγοντα πλήρωσης των pixel του CGH η πόλωση της μη περιθλώμενης ακτίνας ουσιαστικά δεν επηρεάζεται από τη δομή των φραγμάτων. Τα πειραματικά σημεία ταυτίζονται κατάλληλα με το θεωρητικό πρότυπο – μοντέλο για μια κατ' εκτίμηση $S = 0.44 \pm 0.02$ και $\Delta = (0.25 \pm 0.01)\pi$, που συμφωνεί πολύ καλά με την τιμή που συνάγεται από την αναλογία των περιθλαστικών ικανοτήτων των διπλοθλαστικών αξόνων, όπου δίνει: $S = 0.41 \pm 0.03$.

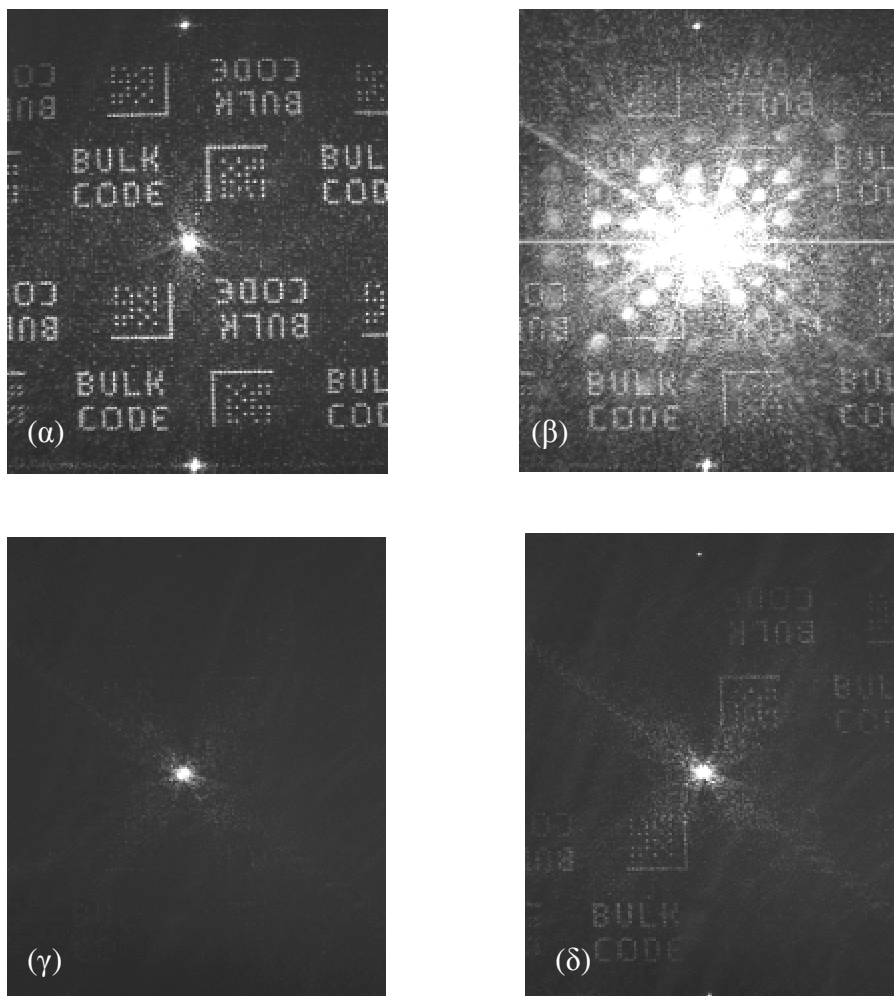
Για να υπολογίσουμε την παραγόμενη διαφορά των δεικτών διάθλασης από τις ιδιαίτερες παραμέτρους καταγραφής, εξετάσαμε τις ιδιότητες περίθλασης ενός γραμμικού φράγματος περίθλασης υπό παρόμοιους όρους καταγραφής. Με τη χρησιμοποίηση των αριθμητικών μεθόδων (θεωρία διάθλασης Fresnel- Kirchoff) και υποθέτοντας μια γκαουσιανή διανομή του δείκτη διάθλασης προέκυψε ότι:

$$\Delta n_x = (5.7 \pm 0.3) 10^{-3}, \quad \Delta n_y = (2.9 \pm 0.2) 10^{-3} \quad (6.5)$$

για δομές βάθους ~ 20 μm . Κάτω από αυτές τις συνθήκες προκύπτει μια μεταβολή φάσης $\Delta\phi_x \sim 0.7\pi$ και $\Delta\phi_y \sim 0.2\pi$, που είναι μικρότερη από τη τιμή σχεδίασης του δυαδικού ολογράμματος ($\Delta\phi = \pi$). Αυτός είναι και ο κύριος λόγος για τη σχετικά χαμηλή περιθλαστική ικανότητα του ολογράμματος ($\sim 5\%$ στην πρώτη τάξη περίθλαση).

Επίσης παρατηρούμε ότι η ελλειπτικότητα γίνεται μέγιστη σε μια γωνία 67.5° . Αυτό πρακτικά σημαίνει ότι σ' αυτή τη γωνία εισόδου η ενέργεια μοιράζεται εξίσου στους δύο περιθλαστικούς άξονες.

Έτσι, με τη βοήθεια μιας CCD κάμερας φωτογραφίσαμε τις αναπαραγώμενες εικόνες του ολογράμματος για τις πιο χαρακτηριστικές γωνίες εισόδου όπως φαίνεται στην εικόνα 12.



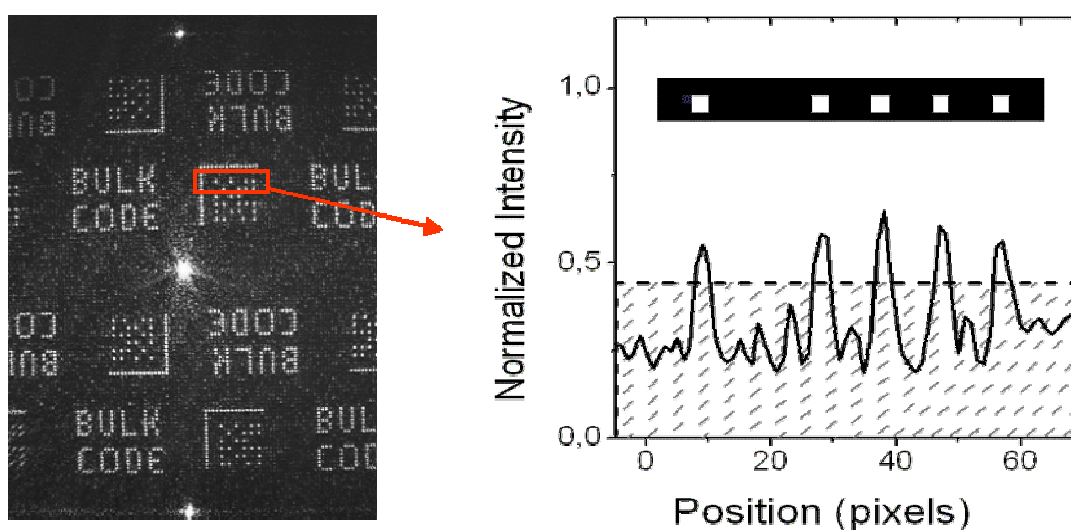
Εικόνα 12. Αναπαραγωγή του ολογράμματος για χαρακτηριστικές γωνίες εισόδου

Στην εικόνα 12α παρουσιάζεται η αναπαραγωγή του ολογράμματος για γωνία εισόδου στις 67.5° , ακριβώς δηλαδή εκεί όπου ουσιαστικά η ενέργεια μοιράζεται στους δύο άξονες. Όπως είναι φανερό, η αναπαραγωγή είναι εξαιρετικά καλή με το ‘θόρυβο’ του υπόβαθρου και της μη περιθλώμενης ακτίνας να μηδενίζεται μόνο με τη διασταύρωση των πολωτών και χωρίς τη χρήση κάποιου ιδιαίτερου φίλτρου.

Η εικόνα 12β παρουσιάζει την αναπαραγωγή του ολογράμματος για την ίδια γωνία εισόδου όπως και πριν αλλά με τον αναλυτή σε τυχαία γωνία τέτοια ώστε να μη διασταυρώνεται με τη γωνία εισόδου. Το ολόγραμμα και πάλι αναπαράγεται καλώς αλλά είναι τόσο αυξημένος ο θόρυβος του υπόβαθρου και της μη περιθλώμενης ακτίνας που ουσιαστικά το καταστρέφει.

Στις εικόνες 12γ και 12δ παρουσιάζονται οι αναπαραγωγές του ολογράμματος όταν έχει γίνει ευθυγράμμιση με τον ασθενικό και τον ισχυρό άξονα διπλοθλαστικότητας αντίστοιχα.

Ενδιαφέρον επίσης παρουσιάζει η μελέτη της αναλογίας σήματος προς θόρυβό (Signal to Noise Ratio). Αν θεωρήσουμε μια μικρή περιοχή της αναπαραγωγής του ολογράμματος στην οποία υπάρχουν και on pixels και off pixels στην εικόνα 13, τότε είναι φανερό ότι το σήμα (πληροφορία) είναι ισχυρά ενισχυμένο σε σχέση με το υπόβαθρο υπό συνθήκες διασταυρωμένων πολωτών. Στην περίπτωση αυτή θεωρούμε on pixel το σημείο αλληλεπίδρασης laser – υλικού που παρουσιάζει διπλοθλαστικότητα ενώ off pixel οποιαδήποτε περιοχή μη αλληλεπίδρασης στο όριο βέβαια του ενός pixel.

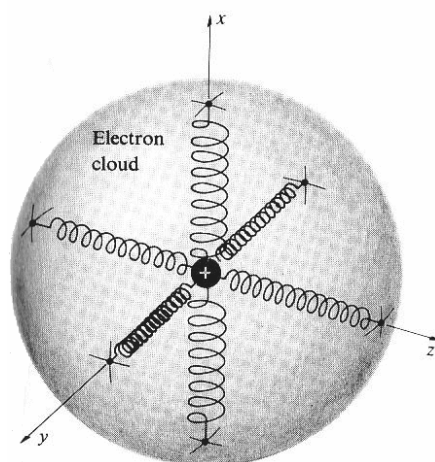


Εικόνα 13. S/N ratio

6.6 Διπλοθλαστικότητα

Στις προηγούμενες σελίδες γίνεται αναφορά για την κατασκευή διπλοθλαστικών δομών στο εσωτερικό διάφανων διηλεκτρικών. Τι είναι όμως η διπλοθλαστικότητα και που οφείλεται;

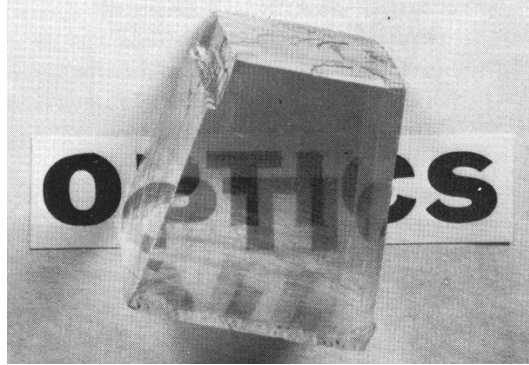
Ένα οπτικά ισότροπο μέσο είναι εκείνο του οποίου ο δείκτης διάθλασης ή διαφορετικά η φασική ταχύτητα κύματος είναι η ίδια προς όλες τις διευθύνσεις. Αυτή η ιδιότητα ισχύει για κρυστάλλους του κυβικού συστήματος, όπως είναι το NaCl, καθώς και για άμορφα υλικά, όπως είναι το γυαλί, τα πλαστικά, το νερό και ο αέρας. Υπάρχουν όμως και υλικά τα οποία είναι ανισότροπα στα οποία οι οπτικές ιδιότητες διαφέρουν προς διαφορετικές διευθύνσεις (εικόνα 14) και αυτό έχει σαν αποτέλεσμα να διαφέρουν και οι δείκτες διάθλασης. Διπλοθλαστικότητα είναι η ιδιότητα ορισμένων υλικών να παρουσιάζουν δύο δείκτες διάθλασης.



Εικόνα 14. Μηχανικό μοντέλο που απεικονίζει ένα αρνητικά φορτισμένο ‘κέλυφος’ δέσμιο σε έναν θετικό πυρήνα από τα ζεύγη των ελατηρίων που έχουν διαφορετική ακαμψία - σκληρότητα

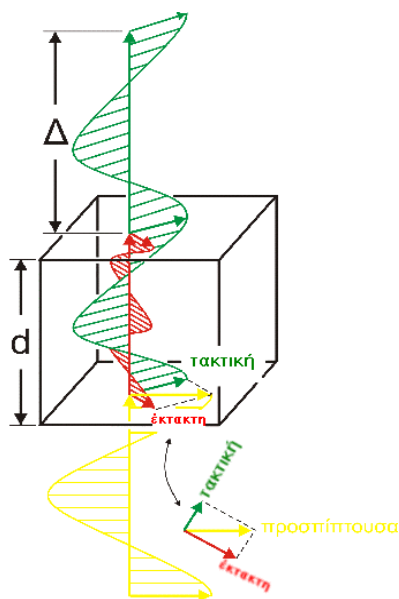
Ας δούμε όμως τι συμβαίνει σε μονάξονες διπλοθλαστικούς κρυστάλλους (που περιλαμβάνονται στο τριγωνικό, εξαγωνικό και τετραγωνικό σύστημα). Ένας τέτοιος κρύσταλλος έχει ένα μόνο άξονα συμμετρίας που ονομάζεται οπτικός άξονας, και δύο δείκτες διάθλασης, που ουσιαστικά αναφέρονται σε ταλαντώσεις του

ηλεκτρικού πεδίου παράλληλα και κάθετα προς τον οπτικό άξονα. Ένα παράδειγμα διπλοθλαστικού κρυστάλλου είναι αυτό του ασβεστίτη (CaCO_3), όπου οι ομάδες CO_3 είναι τοποθετημένες σε παράλληλα επίπεδα που είναι κάθετα προς τον οπτικό άξονα⁷⁵. Η κατανομή των ατόμων είναι φανερά ανισότροπη, όπως είναι άλλωστε και η συμπεριφορά του κρυστάλλου στο φως (εικόνα 15).



Εικόνα 15. Ανισότροπος κρύσταλλος CaCO_3

Ας δούμε όμως τι ακριβώς συμβαίνει σε μια γραμμικά πολωμένη δέσμη που διαπερνά ένα οπτικά ανισότροπο υλικό πάχους d . Κατά τη διέλευση του, το φως θα 'χωριστεί' σε δύο ακτίνες που διαδίδονται με διαφορετική ταχύτητα.



Εικόνα 16. Διάδοση σε ανισότροπο υλικό

Έτσι, στον ίδιο χρόνο η τακτική ακτίνα (ordinary – η πιο γρήγορη στη περίπτωση αυτή) διανύει μεγαλύτερο οπτικό δρόμο απ’ ότι η έκτακτη ακτίνα (extraordinary – αργή στη περίπτωση αυτή). Όμως, για το ίδιο χρονικό διάστημα

ισχύει ότι: $t_e = \frac{d}{c_e} = t$ και $t_o = \frac{d}{c_o} + \frac{\Delta}{c} = t$, άρα

$$\frac{d}{c_e} = \frac{d}{c_o} + \frac{\Delta}{c} \quad (6.6)$$

όπου Δ είναι η οπτική απόσταση που θα έχει διανύσει παραπάνω η τακτική ακτίνα στον ίδιο χρόνο έξω από τον κρύσταλλο. Λύνοντας την εξίσωση (6.6) ως προς Δ προκύπτει ότι:

$$\Delta = d \left(\frac{c}{c_e} - \frac{c}{c_o} \right) \quad (6.7)$$

Δεδομένου όμως ότι $n_e = \frac{c}{c_e}$ και $n_o = \frac{c}{c_o}$ εξ’ ορισμού τότε η εξίσωση (6.7)

δίνει ότι: $\Delta = d(n_e - n_o) = d\delta$ (6.8)

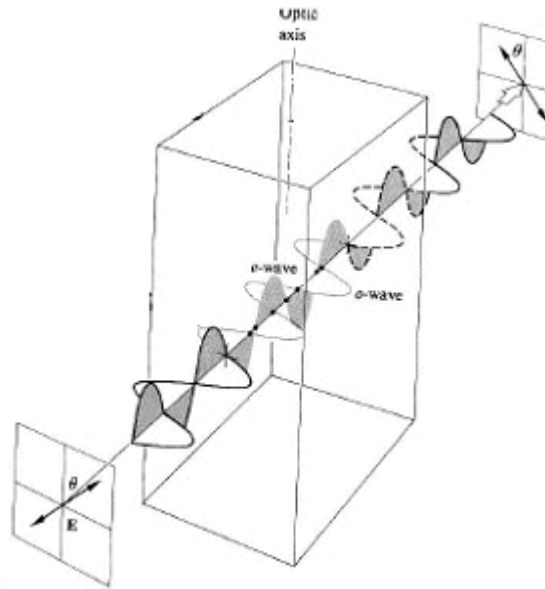
όπου η δ ορίζεται ως την διπλοθλαστικότητα και ισούται με τη διαφορά των δεικτών διάθλασης. Η ύπαρξη της διπλοθλαστικότητας συνεπάγεται και τη δημιουργία μιας διαφοράς φάσης που είναι ανάλογη προς τη διπλοθλαστικότητα και το πάχος του υλικού και αντιστρόφως ανάλογη προς το μήκος κύματος της ακτινοβολίας, δηλαδή:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi d}{\lambda} |n_e - n_o| \quad (6.9)$$

Προφανώς για ένα ισότροπο υλικό η διαφορά φάσης θα μηδενίζεται καθώς οι δύο δείκτες διάθλασης είναι ίσοι. Εκμεταλλευόμενοι την εξάρτηση της διαφοράς φάσης από το πάχος του υλικού κατασκευάζονται τα γνωστά μας πλακίδια καθυστέρησης φάσης λ , $\lambda/2$, $\lambda/4$, για τα οποία ισχύει ότι:

$$\begin{aligned} \Delta\phi = 2\pi &\rightarrow \lambda \text{ plate} \\ \Delta\phi = \pi &\rightarrow \frac{\lambda}{2} \text{ plate} \\ \Delta\phi = \frac{\pi}{2} &\rightarrow \frac{\lambda}{4} \text{ plate} \end{aligned}$$

Στην εικόνα 17 απεικονίζεται η μεταβολή της πόλωσης του φωτός όταν περάσει από ένα πλακίδιο καθυστέρησης φάσης $\lambda/2$.

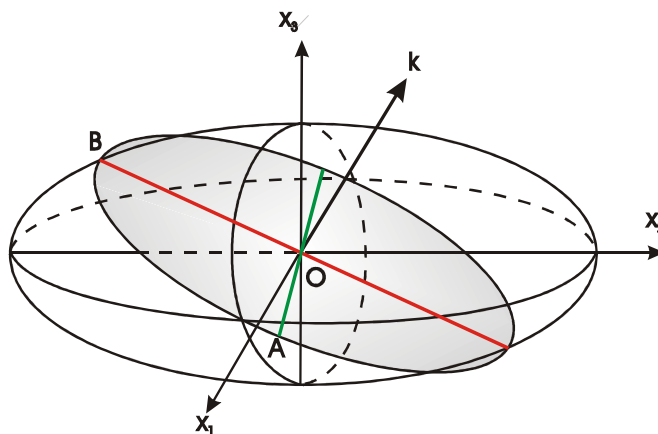


Εικόνα 17. Διάδοση από πλακίδιο $\lambda/2$

Το φαινόμενο της διπλοθλαστικότητας και η εύρεση των δεικτών διάθλασης μπορεί να εξηγηθεί καλύτερα με τη βοήθεια του ελλειψοειδούς των δεικτών διάθλασης, μια γεωμετρική κατασκευή που σχετίζεται με τον ταυστή αντιδιαπερατότητας B . Για ένα ισότροπο μέσο, οι κύριες συνιστώσες B_{ii} του ταυστή συνδέονται με το δείκτη διάθλασης με τη σχέση $B = \frac{1}{n^2}$. Για ένα όμως ανισότροπο μέσο, τουλάχιστον μια από τις κύριες συνιστώσες B_{ii} του ταυστή είναι διαφορετική από τις άλλες. Έτσι, στο εσωτερικό ενός τέτοιου κρυστάλλου και για κάθε κυματάνυσμα k υπάρχουν μόνο δύο κύματα που μπορούν να διαδοθούν, το καθένα με διαφορετική ταχύτητα.

Οι δείκτες διάθλασης μπορούν να υπολογιστούν ως συνάρτηση της διεύθυνσης του κοινού κυματανύσματος k με τη βοήθεια του ελλειψοειδούς των

δεικτών διάθλασης, μια κατασκευή που ορίζεται από την εξίσωση $B_{ij}x_i x_j = 1$, όπου x_1, x_2, x_3 οι κύριοι άξονες του τανυστή B , και όπως έχει αποδειχθεί έχει πάντα τη μορφή ελλειψοειδούς (εικόνα 18).



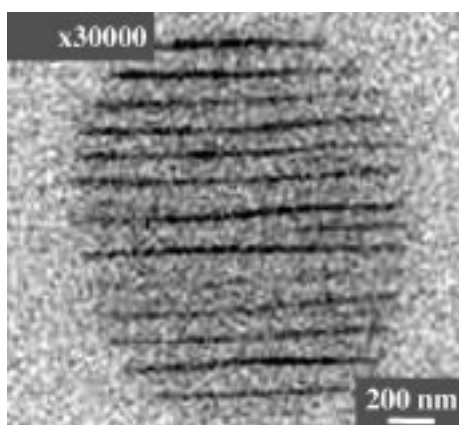
Εικόνα 18. Ελλειψοειδές των δεικτών διάθλασης

Έτσι, έστω το κυματάνυσμα k για το οποίο αναζητούμε τους αντίστοιχους δείκτες διάθλασης. Η κεντρική τομή του ελλειψοειδούς που είναι κάθετη στο k ορίζει πάντοτε μια έλλειψη. Τα μήκη (OA) , (OB) των κυρίων αξόνων αυτής της έλλειψης ισούνται με τους αντίστοιχους δείκτες διάθλασης. Προφανώς, για ένα ισότροπο υλικό το ελλειψοειδές θα πάρει τη μορφή σφαίρας.

6.7 Παραγόμενη Διπλοθλαστικότητα

Το φαινόμενο της διπλοθλαστικότητας που παρουσιάζουν ορισμένα υλικά έχει αρκετό ενδιαφέρον εξαιτίας των ιδιοτήτων της. Πόσο μάλλον όταν είμαστε σε θέση να δημιουργήσουμε δομές που παρουσιάζουν διπλοθλαστικότητα σε υλικά που είναι οπτικά ισότροπα, όπως άλλωστε έχουμε δείξει παραπάνω.

Σύμφωνα με μια μελέτη των Kazansky et al.⁸³, έχει βρεθεί μια σχέση μεταξύ της αλλαγής του δείκτη διάθλασης και της παραγόμενης διπλοθλαστικότητας, η οποία εξηγείται με τη δημιουργία ενός φράγματος διαστάσεων nm στο εσωτερικό του υλικού. Αυτή η δομή έχει ερμηνευθεί σαν μια αυτο-οργανωμένη, περιοδική διαμόρφωση του δείκτη διάθλασης, που παράγεται από το σχέδιο συμβολής μεταξύ της ακτινοβολίας της προσπίπτουσας δέσμης και ενός ακουστοκύματος ηλεκτρονίων που παράγεται μέσα στο δείγμα⁸⁴ (εικόνα 19).



Εικόνα 19. Backscattering electron εικόνα από διπλοθλαστική δομή στο εσωτερικό SiO₂ πολύ κοντά στο επίπεδο εστίασης της δέσμης μετά από λείανση της επιφάνειας. Η μεγέθυνση είναι x30.000

Η παραπάνω εικόνα αποκαλύπτει μια περιοδική δομή γραμμικών σκοτεινών περιοχών με χαμηλή πυκνότητα του υλικού και πλάτους 20 nm που είναι ευθυγραμμισμένη κάθετα προς την κατεύθυνση πόλωσης του λέιζερ καταγραφής.

Ένα τέτοιο φράγμα, του οποίου η περιοδικότητα είναι μικρότερη από το μήκος κύματος της ακτινοβολίας δεν είναι σε θέση να δώσει περίθλαση με αποτέλεσμα να δρα ως ένα διπλοθλαστικό υλικό. Όταν μονοχρωματική ακτινοβολία προσπέσει στο φράγμα αυτό, ο μέσος δείκτης διάθλασης που θα ‘αντιληφθεί’ θα εξαρτάται αποκλειστικά από τη διεύθυνση πόλωσης του φωτός.

7. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ



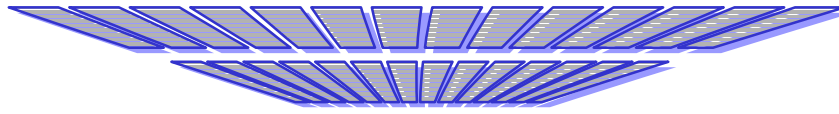
7. Συμπεράσματα

Σ' αυτή τη μεταπτυχιακή εργασία αποδείξαμε ότι μπορούν να κατασκευαστούν διπλοθλαστικά CGH στο εσωτερικό διαφανών υλικών με τη χρησιμοποίηση ultrafast παλμών laser με μήκος κύματος στο IR. Με τη δημιουργία διπλοθλαστικότητας, τα CGH γίνονται ευαίσθητα στην πόλωση της εισερχόμενης ακτίνας 'ανάγνωσης'. Κατ' αυτό τον τρόπο, όταν τα ολογράμματα τοποθετηθούν μεταξύ διασταυρωμένων πολωτών, τα διπλοθλαστικά CGH μπορούν να αναπαραχθούν χωρίς την ανάγκη χρήσης κάποιου χωρικού φιλτραρίσματος της μη περιθλώμενης ακτίνας, γεγονός που δίνει μια αύξηση της αναλογίας του σήματος ως προς τον θόρυβο. Η τεχνική αυτή μπορεί να επεκταθεί και παραπέρα, δεδομένου ότι η δυνατότητα ελέγχου της διπλοθλαστικότητας, όσον αφορά το μέγεθος και τον προσανατολισμό της από pixel σε pixel, καθιστά δυνατή πλέον τη σχεδίαση και την επεξεργασία μιας πληθώρας απολύτως νέων περιθλαστικών δομών στο εσωτερικό διάφανων διηλεκτρικών.

Προχωρώντας παραπέρα, μπορούμε να κατασκευάσουμε πολύ πιο περίπλοκες δομές στο εσωτερικό των υλικών, όπως ολογράμματα τοποθετημένα το ένα πλάι στο άλλο, ή και ακόμα το ένα πίσω από το άλλο με εξαιρετικές εφαρμογές τόσο στον τομέα της οπτικής όσο και στην επεξεργασία υλικών.

Βέβαια, πολλά πρέπει ακόμα να εξηγηθούν στη βάση της θεωρίας καθώς αν και όχι πολύ πρόσφατο ερευνητικό πεδίο, παρουσιάζει αρκετές δυσκολίες στην εξήγηση των προκαλούμενων φαινομένων.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α



A. *Computer Generated Holograms*

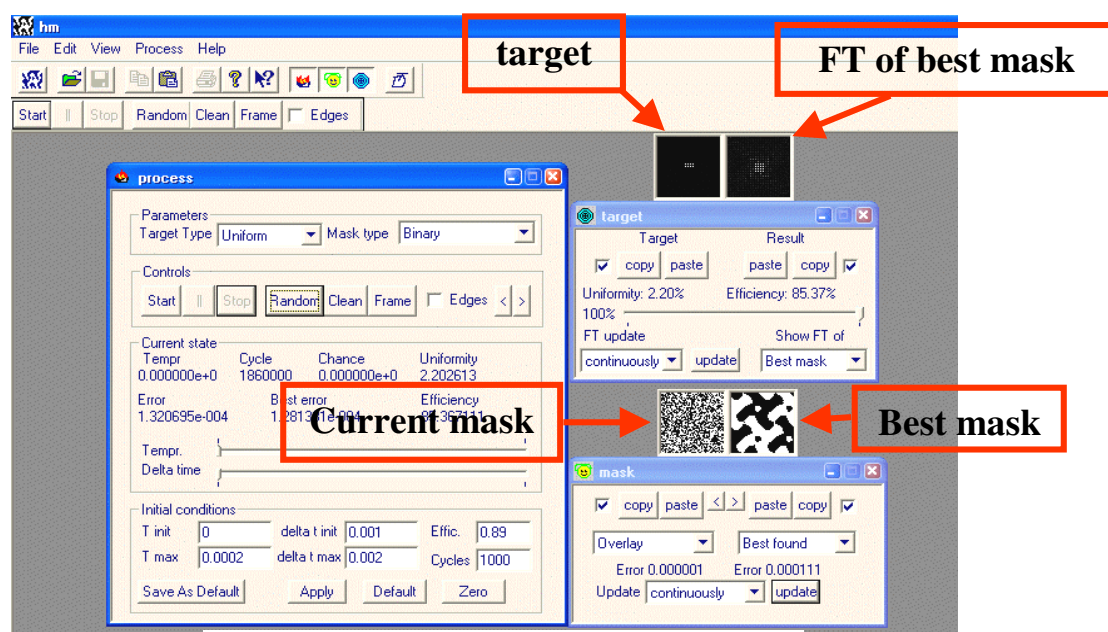
Όπως έχει ήδη προαναφερθεί, η παρούσα εργασία ασχολείται με την κατασκευή ισχυρά διπλοθλαστικών δομών στο εσωτερικό διηλεκτρικών με τη χρήση fs παλμών laser. Οι δομές πάνω στις οποίες κυρίως επικεντρωθήκαμε είναι ολογράμματα που κατασκευάζονται με τη βοήθεια ενός ηλεκτρονικού υπολογιστή (**C**omputer **G**enerated **H**olograms). Προκειμένου όμως να γίνει η σωστή κατασκευή και επεξεργασία τους θα πρέπει πρώτα να γίνει κατανοητός ο τρόπος παρασκευής τους μέσω του λογισμικού προγράμματος Holomaster.

Αναμφίβολα, στις μέρες μας αντιμετωπίζουμε το πρόβλημα της μη εξουσιοδοτημένης χρήσης και διακίνησης πληροφοριών που οφείλεται κυρίως στη ραγδαία ανάπτυξη της σύγχρονης τηλεπικοινωνίας και στις τεχνικές διάδοσης, μιας και η ψηφιακή πληροφορία μπορεί πλέον πολύ εύκολα να αντιγραφεί μέσω του διαδικτύου. Προκειμένου να περιοριστεί το φαινόμενο αυτό έχουν προταθεί διάφορες μέθοδοι απόκρυψης – πιστοποίησης της αρχέτυπης πληροφορίας όπως: ψηφιακή ολογραφία^{10,11}, διπλή αποκωδικοποίηση τυχαίας φάσης^{12,13}, κλασματικός μετασχηματισμός Fourier^{14,15}, εικονική ψηφιακή οπτική¹⁶, καθώς επίσης και τα διπλοθλαστικά CGH¹⁷.

Κάθε μέθοδος βέβαια λειτουργεί καλά για καθορισμένο στόχο. Στην πραγματικότητα, με σκοπό την κρυπτογράφηση μιας εικόνας μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε οποιαδήποτε μετατροπή που αλλάζει την αρχική εικόνα σε μια κρυπτογραφημένη εικόνα εφ' όσον μόνο οι εξουσιοδοτημένοι άνθρωποι ξέρουν τις λεπτομέρειες για το συγκεκριμένο μετασχηματισμό. Αλλά πρέπει να υπάρξουν μερικά κοινά κριτήρια για να αξιολογηθεί η αποτελεσματικότητα αυτών των μεθόδων

πρακτικά. Έτσι, οι βασικές λειτουργίες - κλειδιά πρέπει να είναι δύσκολο να βρεθούν κατά τύχη, οι εικόνες που διανέμονται ευρέως πρέπει να είναι σχέδια έντασης για τη χρήση στο διαδίκτυο, και η αποκρυπτογράφηση πρέπει να είναι σχετικά εύκολη για τους εξουσιοδοτημένους γνώστες. Πολλή προσοχή έχει δοθεί για την πρώτη απαίτηση στις προαναφερόμενες μεθόδους μέχρι τώρα, αλλά δεν είναι όλες οι μέθοδοι ικανοποιητικές από την πλευρά της δεύτερης και της τρίτης απαίτησης¹⁸. Τα ολογράμματα είναι ελκυστικά οπτικά στοιχεία για την ασφάλεια και εφαρμογές επικύρωσης επειδή είναι δύσκολο να πλαστογραφηθούν¹⁹.

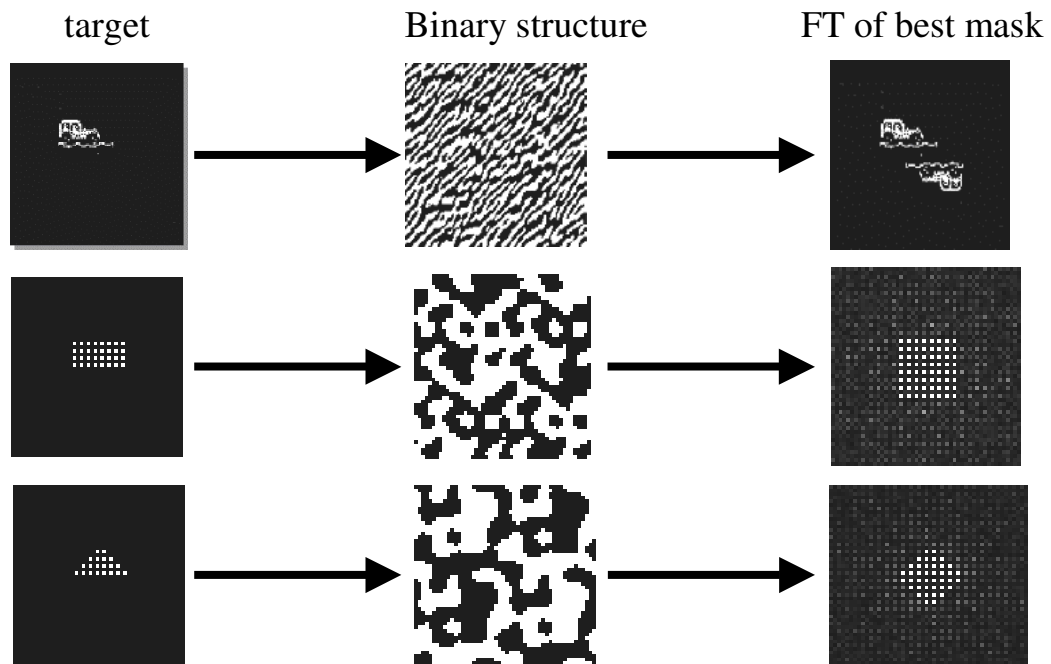
Για την σχεδίαση των ολογραμμάτων χρησιμοποιήθηκε το πρόγραμμα Holomaster[®], άποψη του οποίου παρουσιάζεται παρακάτω.



Εικόνα 1. Άποψη του προγράμματος Holomaster

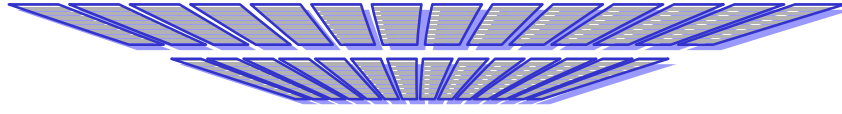
Για τη δημιουργία ενός ολογράμματος ακολουθείται μια συγκεκριμένη διαδικασία μέσω εσωτερικών συναρτήσεων – αλγορίθμων του προγράμματος. Έτσι, τοποθετούμε την εικόνα για την οποία θέλουμε την αναπαραγωγή της με τη μορφή ενός στόχου. Στη συνέχεια γίνεται μια τυχαιοποίηση στην κατανομή της έντασης και κατασκευάζεται μια δυαδική (binary) δομή [1 ή 0] η οποία αποτελεί τη μάσκα της εικόνας. Έπειτα, γίνεται σταδιακή αλλαγή των pixel ένα – ένα μέχρι την δημιουργία μιας άλλης, νέας δομής ελαχιστοποιώντας τα λάθη μέσω μιας εσωτερικής συνάρτησης θερμοκρασίας (stimulated annealing). Μετά από μια σειρά δοκιμών και

επαναλήψεων και αφού η συνάρτηση θερμοκρασίας έχει ελαχιστοποιήσει τη τιμή της, κατασκευάζεται η καλύτερη μάσκα της οποίας ο μετασχηματισμός Fourier προβλέπει την εικόνα της αναπαραγωγής κατά την περίθλαση. Στην εικόνα 2 παρατίθενται τρία παραδείγματα από στόχους, δυαδικές δομές και μετασχηματισμούς Fourier αντίστοιχα.



Εικόνα 2. Στόχοι, δυαδικές δομές και μετασχηματισμοί Fourier αντίστοιχα

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β



B. Γραμμική και μη γραμμική διάδοση

B.1 Γραμμική διάδοση

Η εξίσωση διάδοσης του κύματος γενικά σε ένα οπτικό υλικό⁷¹ δίνεται από τη σχέση:

$$\nabla \times \nabla \times \bar{E}(\vec{r}, t) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = - \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial t^2} \quad (\text{B.1})$$

όπου \bar{E} είναι το ηλεκτρικό πεδίο, ϵ_0 ο τανυστής της διηλεκτρικής διαπερατότητας και \bar{P} η πόλωση του υλικού. Στην περίπτωση η ένταση του laser είναι χαμηλή, δηλαδή στη γραμμική περιοχή, το διάνυσμα της πόλωσης είναι πάντα παράλληλο με το διάνυσμα του ηλεκτρικού πεδίου και συνδέονται μέσω της σχέσης:

$$\bar{P}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \tilde{\chi} \bar{E}(\vec{r}, t) \quad (\text{B.2})$$

όπου $\tilde{\chi}$ είναι η γραμμική ηλεκτρική επιδεκτικότητα, ενώ ταυτόχρονα θεωρούμε ότι η απόκριση του υλικού είναι άμεση (π.χ. όχι φερροηλεκτρικός χαρακτήρας). Για ένα

ισότροπο μέσο η ηλεκτρική επιδεκτικότητα είναι ένα βαθμωτό μέγεθος και έτσι η εξίσωση κύματος (B.1) μπορεί να απλοποιηθεί ως εξής:

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, t) + \frac{n_0^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{B.3})$$

όπου ο γραμμικός δείκτης διάθλασης n_0 δίνεται από τη σχέση:

$$n_0 = \sqrt{1 + \chi^{(1)}} \quad (\text{B.4})$$

Η εξίσωση (B.3) περιγράφει τη διάδοση ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας σε μέσο και αποτελεί το εναρκτήριο σημείο για όλη τη γραμμική οπτική.

B.2 Μη γραμμική διάδοση

Από την εξίσωση (B.1) είναι φανερό ότι η πόλωση μπορεί να επηρεάσει το ηλεκτρικό πεδίο και άρα τη διάδοση του ηλεκτρομαγνητικού κύματος, αφού όταν ο όρος $\frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}$ δεν είναι μηδενικός, φορτία επιταχύνονται και άρα θα έχουμε εκπομπή ακτινοβολίας.

Όταν η ένταση του laser αυξάνεται, η εξίσωση (B.2) παύει πλέον να ισχύει αφού μεταβαίνουμε στο μη γραμμικό κομμάτι της διάδοσης όπου η πόλωση στο εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο εκφράζεται σαν μια σειρά δυνάμεων του \vec{E} , δηλαδή:

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \left[\tilde{\chi}^{(1)} \vec{E} + \tilde{\chi}^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \tilde{\chi}^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots \right] = \left[\vec{P}^{(1)} + \vec{P}^{(2)} + \vec{P}^{(3)} \dots \right] \quad (\text{B.5})$$

όπου $\widetilde{\chi}^{(n)}$ ο τανυστής της μη γραμμικής ηλεκτρικής επιδεκτικότητας τάξεως n και $\overline{P}^{(n)}$ ο όρος της μη γραμμικής πόλωσης τάξεως n . Αυτό πρακτικά σημαίνει ότι το διάνυσμα της πόλωσης δεν είναι πάντα ανάλογο με το αντίστοιχο του ηλεκτρικού πεδίου.

Καθένα από τα ηλεκτρικά πεδία της σχέσης (B.5) μπορεί να έχει συνιστώσες διαφόρων συχνοτήτων με αποτέλεσμα να προκύπτει μη γραμμική πόλωση στο άθροισμα ή στη διαφορά αυτών των συχνοτήτων. Η μη γραμμική πόλωση οδηγεί με τη σειρά της στην εκπομπή ακτινοβολίας σύμφωνα με τη σχέση (B.1). Δεν παρατηρείται όμως ακτινοβολία απ' όλες τις συνιστώσες της πόλωσης. Από τη στιγμή που η δημιουργία και η διάδοση του φωτός εξαρτάται από τη σχέση (B.1) φαίνεται ότι η μη γραμμική διαδικασία θα πρέπει να είναι σε φάση με το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο, διαφορετικά θα υπάρχει καταστροφική συμβολή. Γενικά, το πεδίο που προκύπτει θα έχει διαφορετική συχνότητα από το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο, και επειδή η ταχύτητα φάσης εξαρτάται από τη συχνότητα θα πρέπει να υπάρχουν συγκεκριμένες συνθήκες για να βρεθούν σε φάση. Συχνά, το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο και το πεδίο που παράγεται μη γραμμικά έχουν πολώσεις κάθετα διασταυρωμένες, οπότε σ' ένα διπλοθλαστικό υλικό τα πεδία μπορούν να έχουν την ίδια ταχύτητα φάσης.

B.3 Μη γραμμικός δείκτης διάθλασης

Στην παρούσα εργασία ασχολούμαστε με τη διάδοση fs παλμών laser σε άμορφα υλικά, π.χ. το γυαλί. Επειδή όμως τα άμορφα υλικά είναι ισότροπα και έχουν συμμετρία αντιστροφής, όλοι οι άρτιοι όροι της εξίσωσης (B.5) θα πρέπει να μηδενίζονται. Για παράδειγμα μπορούμε να θεωρήσουμε μια χωρική αντιστροφή σε ένα κεντρο-συμμετρικό υλικό. Αυτό που θα ισχύει είναι:

$\vec{P}^{(2)} \rightarrow -\vec{P}^{(2)}$, $\vec{E} \rightarrow -\vec{E}$, όμως $\chi^{(2)} \rightarrow \chi^{(2)}$ επειδή το υλικό έχει συμμετρία αντιστροφής. Έτσι θα έχουμε:

$$-\vec{P}^{(2)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} (-\vec{E})(-\vec{E}) = \vec{P}^{(2)} \quad (\text{B.6})$$

και άρα $\vec{P}^{(2)} = 0$, που δηλώνει ότι $\chi^{(2)} = 0$. Παρόμοια επιχειρήματα ισχύουν και για υψηλότερους άρτιους όρους της (B.5). Για μέτριες σχετικά εντάσεις laser ($\sim 10^{12} \text{W/cm}^2$) σε κεντρο-συμμετρικά μέσα μπορεί να απαλειφτεί η επέκταση της (B.5) μετά τον 3^ο μη γραμμικό όρο πόλωσης. Επειδή το υλικό είναι ισότροπο τα \vec{P} και \vec{E} είναι παράλληλα και έτσι στο εξής μπορούν να αναπαρίστανται από βαθμωτά μεγέθη. Επίσης, λόγω ισοτροπίας και επειδή ο δείκτης διάθλασης εξαρτάται από τη συχνότητα, οι μόνες διεργασίες που θα είναι φασικά σύμφωνες είναι εκείνες των οποίων τα πεδία έχουν την ίδια συχνότητα και επομένως την ίδια φασική ταχύτητα. Αν συμπεριληφθούν όλες οι παραπάνω συνθήκες – αλλαγές των πεδίων της σχέσης (B.5) που συνεισφέρουν στους όρους 3^{ης} τάξης της μη γραμμικής πόλωσης, τότε η πόλωση γίνεται:

$$P = \varepsilon_0 \left[\chi^{(1)} + \frac{3}{4} \chi^{(3)} |E|^2 \right] E \quad (\text{B.7})$$

Ακολουθώντας τα ίδια βήματα μπορούμε να βρούμε για το δείκτη διάθλασης ότι:

$$n = \sqrt{1 + \chi^{(1)} + \frac{3}{4} \chi^{(3)} |E|^2} \quad (\text{B.8})$$

Αν θεωρήσουμε το μη γραμμικό όρο να είναι μικρός σε σχέση με τη γραμμική επιδεκτικότητα και εκφράσουμε το ηλεκτρικό πεδίο σαν συνάρτηση της έντασης I , παίρνουμε ότι:

$$n = n_0 + n_2 I \quad (\text{B.9})$$

όπου η ένταση του laser είναι:

$$I = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c n_0 |E|^2 \quad (\text{B.10})$$

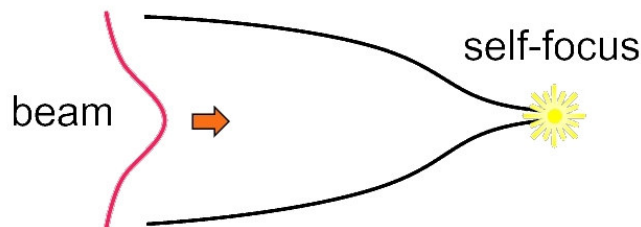
και ο μη γραμμικός δείκτης διάθλασης n_2 ισούται με:

$$n_2 = \frac{3\chi^{(3)}}{4\varepsilon_0 c n_0^2} \quad (\text{B.11})$$

Ο μη γραμμικός δείκτης διάθλασης μπορεί να εξηγήσει πολλά από τα χαρακτηριστικά διάδοσης χαλαρά εστιασμένων στενών παλμών σε διαπερατά υλικά.

B.4 Το φαινόμενο της αυτοεστίασης

Ένα από τα σημαντικότερα φαινόμενα που προκύπτει από την εξάρτηση του δείκτη διάθλασης από την ένταση της ακτινοβολίας είναι αυτό της αυτοεστίασης της δέσμης (self-focusing). Στα περισσότερα υλικά στην εξίσωση (B.9) ο δείκτης διάθλασης n_2 είναι θετικός. Έτσι, αν θεωρήσουμε ότι η δέσμη έχει το προφίλ μιας Gaussian συνάρτησης, τότε το κεντρικό κομμάτι της συναντάει μεγαλύτερο δείκτη διάθλασης απ' ό,τι τα άκρα και έτσι το υλικό λειτουργεί πλέον σαν ένας συγκλίνοντας φακός που εστιάζει τη δέσμη (εικόνα 1).



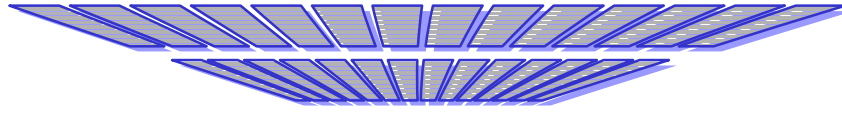
Εικόνα 1. Σχηματική αναπαράσταση του φαινομένου της αυτοεστίασης. Η χωρική εξάρτηση από την ένταση του laser οδηγεί σε μια χωρική εξάρτηση του δείκτη διάθλασης, φτιάχνοντας ένα συγκλίνοντα φακό που εστιάζει τη δέσμη

Αυτό που κάνει εντύπωση είναι ότι το φαινόμενο της αυτοεστίασης εξαρτάται μόνο από την ισχύ της δέσμης του laser, και παρατηρείται μόνο αν αυτή είναι αρκετά μεγάλη ώστε να υπερσχύσει της απόκλισης λόγω περίθλασης. Όσο πιο μεγάλη η ισχύς της δέσμης τόσο πιο έντονο είναι και το φαινόμενο. Όμως, υπάρχει μια κρίσιμη τιμή της ισχύος για την οποία όταν αυτή υπερβεί θα υπάρξει κατάρρευση της δέσμης σε σημείο.. Η κρίσιμη αυτή τιμή δίνεται από τη σχέση:

$$P_{cr} = \frac{3.77\lambda^2}{8\pi n_0 n_2} \quad (\text{B.12})$$

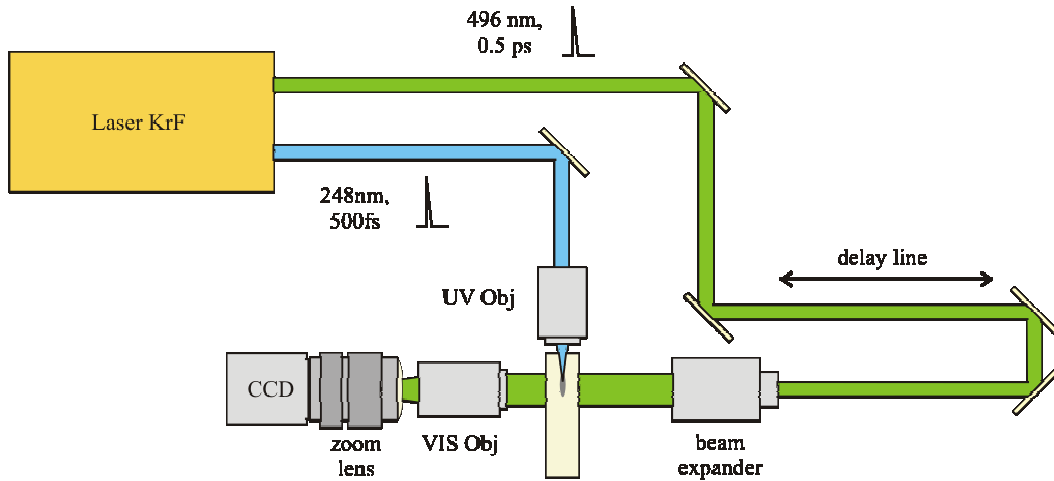
Μια τυπική τιμή της κρίσιμης ισχύος για το υλικό SiO₂ είναι $P_{cr} = 2.3MW$. Βέβαια, όσο αυξάνεται η ισχύς της δέσμης υπάρχει και ταυτόχρονη παραγωγή πλάσματος. Η αλληλεπίδραση laser – πλάσματος οδηγεί στη δημιουργία ενός αποκλίνοντα φακού που αποεστιάζει τη δέσμη. Αυτός ο συνδυασμός συγκλίνοντα και αποκλίνοντα φακού οδηγεί στη δημιουργία ενός νηματίου στο εσωτερικό του υλικού. Καθώς συνεχίζεται όμως η διάδοση της δέσμης πέφτει η τιμή της ισχύος με αποτέλεσμα μετά από λίγο χρονικό διάστημα το φαινόμενο της νηματοποίησης να παύει πλέον να παρατηρείται.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Γ



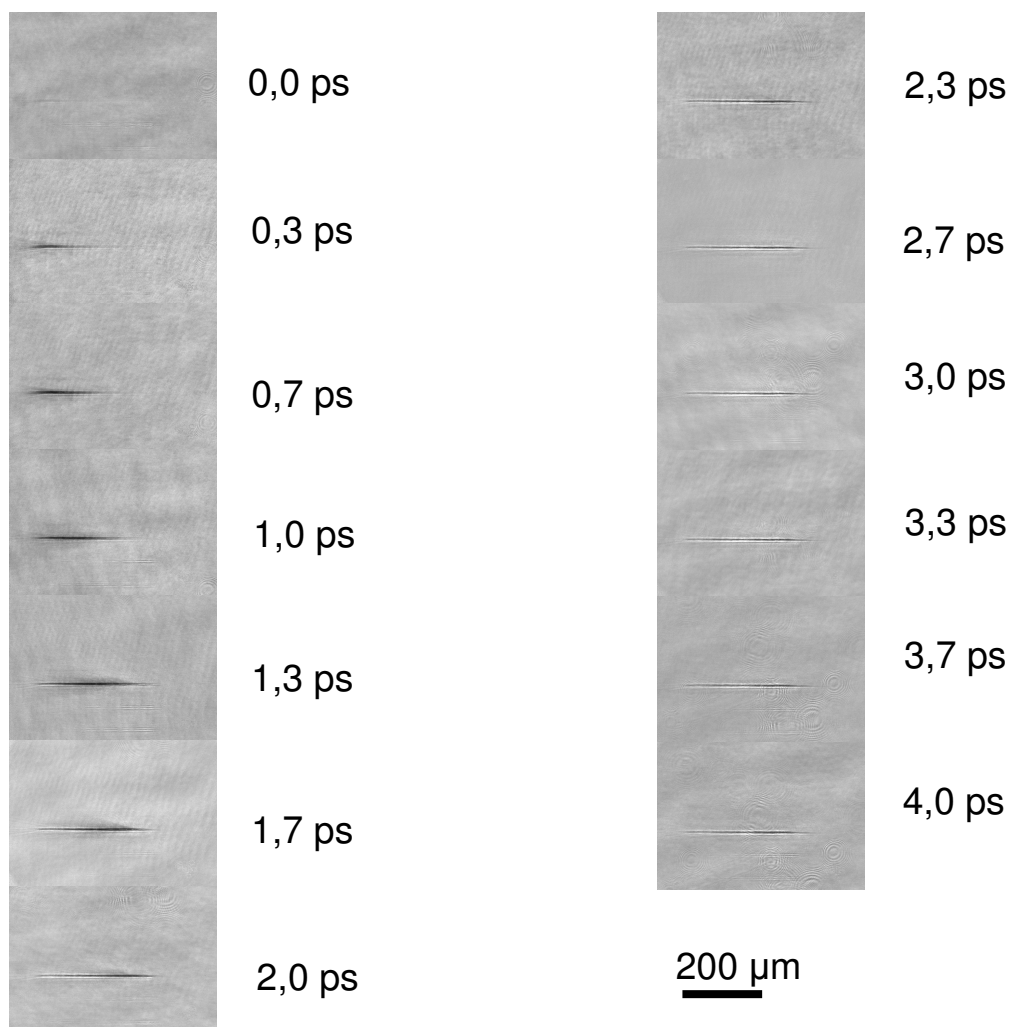
Γ.1 Pump probe experiments

Στα πλαίσια ενός ερευνητικού προγράμματος που έλαβε μέρος στα εργαστήρια του ΙΤΕ (Αύγουστος 2005) πραγματοποιήθηκε μια σειρά από πειράματα pump-probe, μέρος των οποίων παρατίθενται παρακάτω, στα οποία γίνεται μελέτη του φαινομένου της νηματοποίησης. Για την διεξαγωγή του πειράματος έγινε χρήση ενός KrF excimer laser με μήκη κύματος στην έξοδο στα 248nm (UV) -η οποία αποτελεί την pump δέσμη- και στα 496nm (Green) -η οποία αποτελεί την probe δέσμη. Έτσι, με τη βοήθεια κατόπτρου και ενός αντικειμενικού φακού εστιάζουμε ισχυρά τη δέσμη UV στο εσωτερικό ενός γυαλιού SiO₂. Επίσης, με τη βοήθεια κατόπτρων και ενός συστήματος διεύρυνσης της δέσμης (Green) ακτινοβολούμε ('φωτίζουμε') κάθετα την περιοχή την οποία έχει ήδη ακτινοβολήσει η UV δέσμη. Με παράλληλη μετατόπιση δύο κατόπτρων της probe δέσμης μπορούμε να βρούμε τη θέση εκείνη για την οποία και οι δύο δέσμες φτάνουν ταυτόχρονα στο σημείο ακτινοβολίας (zero delay time). Με την κίνηση των κατόπτρων καθυστέρησης, ο οπτικός δρόμος της probe δέσμης μπορεί να αλλάζει ελεγχόμενα, με αποτέλεσμα και η χρονική διαφορά μεταξύ των δύο δεσμών να αλλάζει ελεγχόμενα⁷⁴. Έπειτα, μέσω ενός συστήματος φακών απεικονίζουμε την ακτινοβολούμενη περιοχή στο επίπεδο μιας CCD κάμερας, ώστε να είναι δυνατή η επεξεργασία των αποτελεσμάτων. Η διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για την διεξαγωγή του πειράματος φαίνεται στην εικόνα 1.



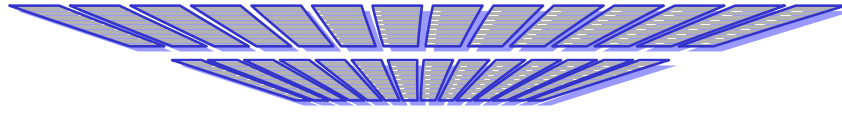
Εικόνα 1. Διάταξη για τα πειράματα Pump-Probe

Στην εικόνα 2, οι φωτογραφίες απεικονίζουν τη χωρική και χρονική μετάδοση ενός παλμού της δέσμης pump κατά τη διάρκεια της ακτινοβολήσης. Τόσο η πειραματική διαδικασία όσο και τα ίδια τα αποτελέσματα που είναι ήδη υπό επεξεργασία παρουσιάζουν τεράστιο ενδιαφέρον. Από τις μετρήσεις της μετάδοσης των παλμών στο χρόνο μπορεί να υπολογιστεί η πυκνότητα του δημιουργούμενου πλάσματος εξαιτίας της αλληλεπίδρασης του laser με το SiO_2 για διάφορους χρόνους καθυστέρησης. Παρατηρώντας τις παρακάτω φωτογραφίες βλέπουμε ότι για $t = 0$ ps μόνο μια μικρή σκοτεινή περιοχή εμφανίζεται κοντά στην επιφάνεια του γυαλιού που οφείλεται είτε σε διεγερμένα ηλεκτρόνια είτε σε δημιουργία ενδιάμεσων ενεργειακών σταθμών. Στους μεγαλύτερους χρόνους καθυστέρησης, το νήμα πλάσματος αυξάνεται περισσότερο, με το σκοτεινότερο τμήμα (ισχυρότερη απορρόφηση) να απομακρύνεται από την επιφάνεια γυαλιού και να διαδίδεται προς τον όγκο.



Εικόνα 2. Διαδοχικές εικόνες νηματοποίησης στο χρόνο στο εσωτερικό SiO₂

ΑΝΑΦΟΡΕΣ



- [1] C.B. Schaffer, A. Brodeur, J.F. Garcia, and E. Mazur, “Micromachining bulk glass by use of femtosecond laser pulses with nanojoule energy”, *Opt. Lett.* **26**, 93-95 (2001)
- [2] J. Krüger and W. Kautek, “The femtosecond pulse laser: a new tool for micromachining”, *Laser Phys.* **9**, 30-40 (1999)
- [3] A. Salleo, T. Sands, and F. Y. Génin, “Machining of transparent materials using an IR and UV nanosecond pulsed laser”, *Appl. Phys. A* **71**, 601-608 (2000)
- [4] P. Simon and J. Ihlemann, “Ablation of submicron structures on metals and semiconductors by femtosecond UV laser pulses”, *Appl. Surf. Sci.* **109/110**, 25-29 (1997)
- [5] D. Ashkenasi, H. Varel, A. Rosenfeld, S.Henz, J. Herrmann, and E. E. B. Campbell, “Application of self-focusing of ps laser pulses for three-dimensional microstructuring of transparent materials”, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 1442-1444 (1998)
- [6] M. Dantus, R. M Bowman & A. H Zewail, "Femtosecond laser observations of molecular vibration and rotation", *Nature*, Vol. 343 p.737, (1990)
- [7] F. H Loesel, F. P Fischer, H. Suhm & J. F Bille, "Non-thermal ablation of neural tissue with femtosecond laser pulses", *Appl. Phys. B.*, Vol. 66 p. 121, (1998)

- [8] “Intrastromal refractive surgery using ultrashort laser pulses”, *Medical laser application*, Vol 17, No 1, pp 4-8
- [9] M. Schnurer, Ch. Spielmann, T. Brabec & F. Krausz, "Coherent 0.5 keV x-ray emission from Helium driven by a sub-10 fs laser", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 80 p.3236 (1998)
- [10] B. Javidi and T. Nomura, “Securiting information by use of digital holography”, *Opt. Lett.*, **25**, 28-30 (2000)
- [11] E. Tajahuerce and B. Javidi, “Encrypting three dimensional information with digital holograpy”, *Appl. Opt.* **39**, 6595-6601 (2000)
- [12] P. Réfrégier and B. Javidi, “Optical image encryption based on input plane and Fourier plane random encoding”, *Opt. Lett.* **20**, 767–769 (1995)
- [13] O. Matoba and B. Javidi, “Encrypted optical memory system using three-dimensional keys in the Fresnel domain”, *Opt. Lett.* **24**, 762–764 (1999)
- [14] G. Unnikrishnan, J. Joseph, and K. Singh, “Optical encryption by double-random phase encoding in the fractional Fourier domain”, *Opt. Lett.* **25**, 887–889 (2000)
- [15] B. Hennelly and J. T. Sheridan, “Optical image encryption by random shifting in fractional Fourier domains,” *Opt. Lett.* **28**, 269–271 (2003)
- [16] L. Yu, X. Peng, and L. Cai, “Parameterized multi-dimensional data encryption by digital optics”, *Opt. Commun.* **203**, 67–77 (2002)
- [17] Y. K. Guo, Q. Huang, J. Du, and Y. Zhang, “Decomposition storage of information based on computer-generated hologram interference and its application in image encryption,” *Appl. Opt.* **40**, 2860–2863 (2001)

- [18] Lu-Zhong Cai, Ming-Zhao He, Qing Liu, and Xiu-Lun Yang, "Digital image encryption and watermarking by phase-shifting interferometry", *Appl. Opt.*, p.3078, Vol. **43**, No. 15 (2004)
- [19] I. M. Lancaster, *Proc. SPIE* **2577**, **71** (1995)
- [20] Crystagram Technology (Toppan Company, Ltd.)
- [21] Nobukazu Yoshikawa, Masahide Itoh, and Toyohiko Yatagai, "Binary computer-generated holograms for security applications from a synthetic double-exposure method by electron-beam lithography", Vol. **23**, No. 18, *OPTICS LETTERS* **1483** (1998)
- [22] L. E Hargrove, R. L. Fork, M. A Pollock, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. **5** p.4 (1964)
- [23] L.F Johnson, R. E Dietz and H. J Guggenheim, "Optical Maser Oscillation from Ni^{2+} in MgF_2 involving simultaneous emission of phonons", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. **11** p.318, (1963)
- [24] J. E Geusic, H. M Marcos & L. G Van Uitert, "Laser Oscillation in Nd:doped yttrium aluminium, yttrium gallium and gadolinium garnets", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. **4** p.182 (1964)
- [25] F. P Schafer, F. P. W Schmidh and J. Volze, "Organic dye solution laser", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 9 p.306 (1966)
- [26] C. V Shank & E. P Ippen, "Subpicosecond kilowatt pulses from a modelocked cw dye laser", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 24 p.373, (1974)
- [27] J. C Walling, H. P Jenssen, R. C Morris, E. W O'Dell & O. G Peterson, "Tunable laser performance in $\text{BeAl}_2\text{O}_4:\text{Cr}^{3+}$ ", *Opt. Lett.*, Vol. 4 p.182 (1979)
- [28] P. F Moulton, "Spectroscopic and laser characteristics of $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ ", *J. Opt. Soc. Am. B.*, Vol. 3 p.125 (1986)

- [29] D. E Spence, P. N Kean & W. Sibbett, "60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser", *Opt. Lett.*, Vol. 16 p.42 (1991)
- [30] D. E Spence, J. M Evans, W. E Sleat & W. Sibbett, "Regeratively initiated self-mode-locked Ti:sapphire laser", *Opt. Lett.*, Vol. 16 p.1762 (1991)
- [31] I. D Jung, F. X Kartner, N. Matuschek, D. H Sutter, F. MorierGenoud, G. Zhang, U. Keller, V. Scheuer, M. Tilsch, T. Tschudi, "Self-starting 6.5-fs pulses from a Ti:Sapphire laser", *Opt. Lett.*, Vol. 22, p.1009 (1997)
- [32] U. Morgner, F.X. Kartner, J.G. Fujimoto, E.P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow and T. Tschudi, "Generation of 5 fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser," *Optics Letters* 26 (6): p. 373-5, (2001)
- [33] A. Rousse et al., Femtosecond x-ray crystallography, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 17 (2001)
- [34] K. Ta Puhoc et al., X-Ray Radiation from Nonlinear Thomson Scattering of an Intense Femtosecond Laser on Relativistic Electrons in a Helium Plasma, *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 195001 (2003)
- [35] ARW Schoenlein et al., Femtosecond x-ray pulses at 0.4 angstrom generated by 90 degrees Thomson scattering: A tool for probing the structural dynamics of materials *Science* **274**, 236 (1996)
- [36] S.V. Bulanov et al., Light Intensification towards the Schwinger Limit, *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 085001 (2003)
- [37] T. H. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby," *Nature* **187**, 493 (1960)
- [38] A. E. Seigman, *Lasers*. (University Science Books, Sausalito, California, (1986)

- [39] R. W. Hellwarth, "Control of fluorescent pulsations," in *Advances in Quantum Electronics*, J. R. Singer, ed. New York: Columbia University Press, 1961, p.334; F. J. McClung and R. W. Hellwarth, *J. Appl. Phys.* **33**, 828 (1962)
- [40] P. D. Maker, R. W. Terhune, and C. M. Savage, Proc. Third Intern. Quantum Electronics Conference, Paris (1963)
- [41] N. Bloembergen, "Laser-Induced Electric Breakdown in Solids," *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-10**, 375 (1974)
- [42] E. Yablonovitch, "Optical dielectric strength of alkali-halide crystals obtained by laser-induced breakdown," *Appl. Phys. Lett.* **19**, 495 (1971)
- [43] G. R. Neil et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **507**, 537–540 (2003)
- [44] S. Winnerl et al., *Appl. Phys. Lett.* **77**, 1259 (2000)
- [45] B. Ferguson, X.-C. Zhang, *Nature Mater.* **1** (2002) 26.
- [46] D. You, R.R. Jones, P. H. Bucksbaum, D. R. Dykaar, *Opt. Lett.* **18** (1993) 290
- [47] M. Tani, et al., Ultrafast Electronics and Optoelectronics Conference (UEO 2001), Lake Tahoe, NV, January 10–12, 2001
- [48] F. Xu and Y. Fainman, *Appl. Opt.* **34**, 256 (1995)
- [49] O. Levy, B. Z. Steinberg, M. Nathan, and A. Boag, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 104102 (2005)
- [50] Eric Mazur et al., "Optical vibration sensor fabricated by femtosecond laser micromachining," *Appl. Phys. Lett.* **87**, 051106 (2005)

- [51] A. Yariv, *Optical Electronics*. (Saunders College Publishing, Philadelphia, PA, 1991.)
- [52] D. von der Linde, K. Sokolowski-Tinten, J. Bialkiwski, *Laser-solid interaction in the femtosecond time regime*, *Appl. Surf. Sci.* 109/110, 1 (1992)
- [53] J.-C. Diels and W. Rudolph. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*. Academic Press, New York, (1996)
- [54] W. L. Smith. *Opt. Eng.*, 17(5):489, (1978)
- [55] A. Vaidyanathan, T. W. Walker, and A. H. Guenther. *J. Quant. Electron.* 16(1):89, (1980)
- [56] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry. *Phys. Rev. B*, 53(4):1749–1761, (1996)
- [57] L. V. Keldysh. *Soviet Physics JETP*, 20(5):1307–1314, (1965)
- [58] C. B. Schaffer, *Interaction of Femtosecond Laser Pulses with Transparent Materials*, PhD Thesis, Harvard University, Cambridge, Massachusetts, (May 2001)
- [59] Chris B Schaffer, André Brodeur and Eric Mazur, ‘*Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses*’, *Meas. Sci. Technol.* **12**, 1784–1794, (2001)
- [60] S. C. Jones, P. Braunlich, R. T. Casper, X.-A. Shen, and P. Kelly, *Opt. Eng.* **28**, 1039 (1989)
- [61] Yu P. Y. and Cardona M. (1996), *Fundamentals of Semiconductor* (Heidelberg: Springer) p 296
- [62] Bloembergen N. (1974), *IEEE J. Quantum Electron.* **10**, 375

- [63] Du D., Liu X., Korn G, Squier J. and Mourou G., (1994), *Appl. Phys. Lett.* **64**, 3071
- [64] D. Du, X. Liu, G. Korn, J. Squier, G. Mourou, *Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO₂ with pulse widths from 7ns to 150fs*, *Appl. Phys. Lett* 64 No. 23, 3071, (1994)
- [65] E.N. Glezer, M. Milosavljevic, L. Huang, R.J. Finlay, T.-H. Her, J.P. Callan, E. Mazur, *Three-dimensional optical storage inside transparent materials*, *Opt. Lett.* 21 No. 24, 2023 (1996)
- [66] E.N. Glezer, E. Mazur, *Ultrafast-laser driven microexplosions in transparent materials*, *Appl. Phys. Lett.* 71 No. 7, 882 (1997)
- [67] S.K. Sundaram, C.B. Schaffer, E. Mazur, *Microexplosions in tellurite glasses*, *Appl. Phys. A* 76, 379 (2003)
- [68] B.B. Schaffer, J. F. Garcia, E. Mazur, *Bulk heating of transparent materials using a high-repetition-rate femtosecond laser*, *Appl. Phys. A* 76, 351 (2003)
- [69] L. Sundrie, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, *Writing of permanent birefringent microlayers in bulk fused silica with femtosecond laser pulses*, *Opt. Commun.* 171, 279 (1999)
- [70] L. Sundrie, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, *Study of damage in fused silica induced by ultra short IR laser pulses*, *Opt. Commun.* 191, 333 (2001)
- [71] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press, (1992)
- [72] C. Greiner, D. Iazikov, and T. W. Mossberg, *J. Lightwave Technology* 22 (1) 136 (2004)

- [73] T. W. Mossberg, C. M. Greiner, and D. Iazikov, *Optics & Photonics News* **15**(5) 26 (2004)
- [74] S. S. Mao, F. Quere, S. Guizard, X. Mao, R. E. Russo, G. Petite, P. Martin, *Dynamics of femtosecond laser interactions with dielectrics*, *Appl. Phys. A* **79**, 1695–1709 (2004)
- [75] E. Hecht, *Optics*, Schaum's Outline Series[®], 1975
- [76] D. Du, X. Liu, G. Korn, J. Squier, G. Mourou, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 3071 (1994).
- [77] K. M. Davies, K. Miura, N. Sugimoto and K. Hirao, *Opt. Lett.* **21**, 1729 (1996).
- [78] E. N. Glezer, M. Milosavljevic, L. Huang, R. J. Finlay, T.-H. Her, J. P. Callan, and E. Mazur, *Opt. Lett.* **24**, 2023 (1996).
- [79] S. Nolte, M. Will, J. Bughoff, A. Tuennermann, *Appl. Phys. A* **77**, 109 (2003).
- [80] K. Yamada, W. Watanabe, Y. Li, K. Itoh, J. Nishii, *Opt. Lett.* **29**, 1846 (2004)
- [81] L. Sundrie, M. Franko, B. Prade, A. Mysyrowicz, *Opt. Commun.* **191**, 333 (2001)
- [82] K. Yamada, W. Watanabe, J. Nishii, K. Itoh, *J. Appl. Phys.* **93**, 1889 (2003)
- [83] E. Bricchi, B. G. Klappauf, P. G. Kazansky, *Opt. Lett.* **29** 119 (2004)
- [84] Y. Shimotsuma, P. G. Kazansky, J. Qiu, K. Hirao, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 247405 (2003)

- [85] J. D. Mills, P. G. Kazansky, E. Bricchi, J. J. Baumberg, Appl. Phys. Lett. **81**, 196 (2002)
- [86] E. Bricchi, J. D. Mills, P. Kazansky, B. Klappauf, J. Baumberg, Opt. Lett. **27**, 2200 (2002).
- [87] B. R. Brown, A. W. Lohman, IBM J. Res. Develop. **13**, 160 (1969)
- [88] M. A. Seldowitz, J. P. Allebach, D. W. Sweeney, Appl. Opt. **26**, 2788 (1987)
- [89] K. S. Urquhart, S. H. Lee, C. C. Guest, M. R. Feldman, H. Farhoosh, Appl. Opt. **28**, 3387 (1989)
- [90] M. R. Feldman, C. C. Guest, Appl. Opt. **18**, 3661 (1979)
- [91] F.Y. Pan, J. Burge , D. Anderson, A. Poleshchuk, Appl. Opt. **43** (28): 5313 (2004)
- [92] N. Yoshikawa, M. Itoh, T. Yatagai, Opt. Lett. **23** (18) 1483 (1998)
- [93] W. H. Lee, Appl. Opt. **18** (21), 3661 (1979)
- [94] Karsten König, Oliver Krauss and Iris Riemann, *Intratissue surgery with 80 MHz nanojoule femtosecond laser pulses in the near infrared*, OPTICS EXPRESS Vol. 10, No. 3, p 171 (2002)
- [95] Heisterkamp A, Thanongsak M, Kermani O, Drommer W, Welling H, Ertmer W, Lubatschowski H; *Intrastromal refractive surgery with ultrashort laser pulses - in vivo study on rabbit eyes*, Graefes Archives of Clinical and Experimental Ophthalmology 241 (6),511-517 (2003)
- [96] Applications of ultrafast lasers in ophthalmology, Proc. SPIE Vol. 5142, p.146-153, (Oct 2003)

- [97] Heisterkamp A, Ripken T, Mamom T, Drommer W, Welling H, Ertmer W, Lubatschowski H., *Nonlinear side effects of fs-pulses inside corneal tissue during photodisruption*, Appl.Phys.B 74, 1-7 (2002)
- [98] Lubatschowski H, Heisterkamp A, Drommer W, Kermani O, Welling H, Ertmer W, *Application of ultrashort laser pulses for refractive surgery of the eye*, Laseropto 6, 40-46 (2001)
- [99] Itzkan I, Izatt JA, *Medical use of Lasers*, in: Brown, Creath, Kogelnik, Kriss Schmit, Weber (Eds); *The Optics Encyclopedia*, Vol. 2, 1211-1250 (2004), Wiley-VCH
- [100] Diels J, Rudolph W. *Ultrashort laser pulse phenomena: Fundamentals, techniques, and applications on a femtosecond time scale*. San Diego, California: Academic Press, 1996.
- [101] Thomas RJ, Noojin GD, Stolarski DJ, et al. *A comparative study of retinal effects from continuous wave and femtosecond mode-locked lasers*. Lasers Surg Med 2002; **31**:9–17.
- [102] Kermani, O.; Schmiedt, K.; Oberheide, U.; Gerten, G. *Hyperopic, Laser in situ Keratomileusis with 5.5-, 6.5-, and 7.0-mm Optical Zones*, Journal of Refractive Surgery, Volume 21, Number 1, 52-58 (2005)
- [103] University of Michigan University Library, www.lib.umich.edu, IMRA PRESS RELEASE - 7/2005
- [104] Frantisek Mateika, Zbynek Ryzi, *ELECTRON BEAM LITHOGRAPHY – A TOOL FOR NANOTECHNOLOGIES?*, Nano '02, Brno 2002
- [105] N. F. Borrelli and C. Smith, *Infrared photosensitivity in silica glasses exposed to femtosecond laser pulses*, OPTICS LETTERS, Vol. 24, No. 18 (1999)