

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΚΡΗΤΗΣ  
ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΣΠΟΥΔΩΝ  
ΟΠΤΟΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗΣ - ΜΙΚΡΟΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗΣ



«Μελέτη των συνθηκών εμφάνισης μόνιμης επαγόμενης διπλοθλαστικότητας σε τηγμένη πυριτία (fused silica) μετά από ισχυρή εστίαση υπερβραχέων παλμών λέιζερ»

ΚΑΠΕΤΑΝΑΚΗΣ ΕΜΜΑΝΟΥΗΛ  
ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ: ΠΑΠΑΖΟΓΛΟΥ ΔΗΜΗΤΡΗΣ

ΑΚΑΔΗΜΑΪΚΟ ΕΤΟΣ 2007-2008

## Ευχαριστίες

Από το σημείο αυτό θα ήθελα να ευχαριστήσω όλους όσους συνέβαλαν για τη διεκπεραίωση της παρούσας εργασίας και πρώτο από όλους τον επιβλέποντα καθηγητή μου κύριο Δημήτρη Παπάζογλου. Οι γνώσεις, οι δεξιότητες και η εμπειρία που αποκόμισα μέσα από την συνεργασία μας υπήρξαν όντως πολύτιμες.

Ένα μεγάλο ευχαριστώ οφείλω επίσης στον Αποστόλη Εγγλέζη για την τεχνική βοήθειά που μου παρείχε κατά την παραμονή μου στις εγκαταστάσεις του I.T.E. Η συμβολή του υπήρξε καθοριστική για την ολοκλήρωση του εργαστηριακού μέρους της διατριβής.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω την Δέσποινα Αδαμίδου για το υλικό που μου παρείχε από την μελέτη των δειγμάτων στο SEM.

## ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΕΙΣΑΓΩΓΗ</b> .....	<b>5</b>
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ LASER ΜΕ ΔΙΑΦΑΝΗ ΥΛΙΚΑ</b> .....	<b>6</b>
2.1 Θεμελιώδεις φυσικές διεργασίες .....	6
2.2 Μη γραμμικός ιονισμός .....	8
1) Μη γραμμικός φωτοϊονισμός .....	8
2) Ιονισμός χιονοστιβάδας.....	13
2.3 Απορρόφηση ακτινοβολίας από το πλάσμα .....	15
2.4 Αφεστίαση πλάσματος.....	17
2.5. Μηχανισμοί αλλαγής της εσωτερικής δομής .....	18
α) Μακρείς παλμοί.....	18
β) Βραχείς και υπερβραχείς παλμοί.....	20
2.6 Μη γραμμικός δείκτης διάθλασης.....	22
2.7 Οπτικό φαινόμενο Kerr - Αυτοεστίαση ' .....	25
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3 ΔΙΠΛΟΘΛΑΣΤΙΚΟΤΗΤΑ</b> .....	<b>28</b>
3.1 Μηχανικό μοντέλο απεικόνισης .....	28
3.2 Ελλειψοειδές των δεικτών διάθλασης '.....	30
3.3 Καθυστέρηση φάσης σε μονοαξονικό διπλοθλαστικό υλικό.....	35
3.4 Form birefringence (επαγόμενη διπλοθλαστικότητα).....	36
α) Γενική περιγραφή .....	36
β) Ειδική περίπτωση form birefringence: αυτό-οργανωμένα nanogratings στο εσωτερικό fused silica.....	38
3.5 Stress birefringence .....	47
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ</b> .....	<b>49</b>
4.1 Πειραματική διάταξη .....	49
4.2 Δείγματα.....	51
4.3 Χαρακτηρισμός .....	52

<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ.....</b>	<b>55</b>
5.1 Βαθμονόμηση .....	55
5.2 Έλεγχος διπλοθλαστικού άξονα .....	65
5.3 Ανταγωνισμός Stress και Form Birefringence .....	75
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6: ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ .....</b>	<b>90</b>
<b>ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α.....</b>	<b>93</b>
<b>ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β.....</b>	<b>100</b>
<b>ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Γ .....</b>	<b>114</b>
<b>REFERENCES .....</b>	<b>115</b>

## Κεφάλαιο 1: Εισαγωγή

Όταν γραμμικά πολωμένη ακτινοβολία laser, διάρκειας παλμού στην κλίμακα των femtosecond, εστιαστεί στο εσωτερικό διαφανούς υλικού, η ένταση στο χώρο της εστίας μπορεί να γίνει αρκετά υψηλή ώστε να επιτρέψει την απορρόφηση ενέργειας μέσω μη γραμμικών διεργασιών, προκαλώντας μόνιμες τροποποιήσεις του δείκτη διάθλασης στην περιοχή της εστίας. Ανάλογα με το είδος του υλικού, το μήκος κύματος και την διάρκεια παλμού του laser, υπάρχει μία τιμή κατωφλίου για την ένταση μετά την οποία η τροποποίηση του υλικού λαμβάνει τη μορφή μόνιμης, επαγόμενης διπλοθλαστικότητας με τον οπτικό της άξονα παράλληλο προς το διάνυσμα της πόλωσης του laser που χρησιμοποιήθηκε. Το φαινόμενο αυτό παρατηρήθηκε για πρώτη φορά στα τέλη της δεκαετίας του '90, ενώ συστηματικότερα άρχισε να μελετάται μετά το 2003.

Αν και οι διεργασίες απορρόφησης ενέργειας από το υλικό έχουν πλέον κατανοηθεί επαρκώς, οι μηχανισμοί εκείνοι που οδηγούν στο σχηματισμό διπλοθλαστικών δομών στο εσωτερικό υλικών μεγάλου ενεργειακού χάσματος παραμένουν άγνωστοι. Την ίδια στιγμή, από τη διεθνή βιβλιογραφία λείπουν κάποιες συστηματικές μελέτες αφενός μεν ως προς τις *συνθήκες* που οδηγούν στην εμφάνιση επαγόμενης διπλοθλαστικότητας, αφετέρου δε ως προς τον ποσοτικό προσδιορισμό αυτής ως συνάρτηση του μήκους κύματος, της ενέργειας και του πλήθους των παλμών, που αποτελούν και το κύριο αντικείμενο της παρούσας εργασίας.

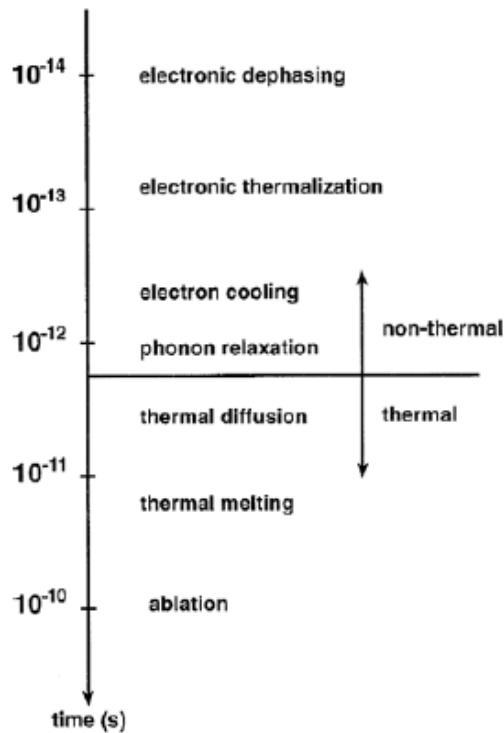
## **Κεφάλαιο 2: Αλληλεπίδραση ακτινοβολίας laser με διαφανή υλικά.**

### **2.1 Θεμελιώδεις φυσικές διεργασίες.**

Για να επιτευχθεί οποιαδήποτε μεταβολή στη δομή ενός υλικού κατά την αλληλεπίδρασή του με ακτινοβολία λέιζερ, θα πρέπει να εναποτεθεί σε αυτό κάποια ενέργεια. Το ποσό της ενέργειας και η κατανομή της στο χώρο και το χρόνο καθορίζουν τη μορφή της μεταβολής που θα λάβει χώρα.

Η αλληλεπίδραση λέιζερ-υλικού προϋποθέτει τη διέγερση ηλεκτρονίων από την αρχική κατάσταση ισορροπίας σε υψηλότερες ενεργειακές στάθμες με την απορρόφηση φωτονίων. Η αρχική διέγερση των ηλεκτρονίων οδηγεί στην εμφάνιση μίας πολύ σύντομης χρονικά σύμφωνης πόλωσης του υλικού. Διάφορες όμως διαδικασίες καταστροφής της φάσης εξαφανίζουν την πόλωση σε διάστημα  $\sim 10$  fs. Η αρχική κατανομή των διεγερμένων ηλεκτρονίων σχετίζεται με τον τρόπο με τον οποίο μεταβαίνουν από την αρχική ενεργειακή στάθμη σε κάποια ανώτερη ενεργειακή στάθμη με απορρόφηση φωτονίων. Στη συνέχεια, αυτή η κατανομή των ηλεκτρονίων αλλάζει μέσω αλληλεπιδράσεων φορέα-φορέα οδηγώντας σε μία κατάσταση μερικής ισορροπίας μέσα σε διάστημα 100 fs. Η τελική κατανομή περιγράφεται από την κατανομή Fermi-Dirac όπου τα ηλεκτρόνια έχουν θερμοκρασία μεγαλύτερη από αυτή του πλέγματος. Τα ηλεκτρόνια αυτά επιστρέφουν στις αρχικές τους καταστάσεις σε διάστημα  $10^{-13}$  -  $10^{-12}$  sec μέσω εκπομπής φωνονίων. Απαιτούνται μόνο μερικά picoseconds για να φτάσει η κατανομή της ενέργειας σε θερμική ισορροπία. Η θερμική διάχυση συνεχίζει μέχρι και 10 ps από την έναρξη των διεργασιών αλληλεπίδρασης λέιζερ-υλικού. Αν γίνει αρκετή εναπόθεση ενέργειας τότε το υλικό μπορεί να φτάσει σε θερμοκρασία τήξης και να αλλάξει φάση από στερεό σε υγρό. Στην περίπτωση που ακτινοβολείται η επιφάνεια του υλικού,

φτάνουμε σε φωτοαποδόμηση (ablation) μέσα σε χρόνο  $10^{-10}$  sec. Οι διαδικασίες που συντελούνται μπορούν να χωριστούν σε δύο κατηγορίες – θερμικές και μη θερμικές- ανάλογα με το χρόνο που απαιτείται για την πραγματοποίησή τους (σχήμα 2.1).



Σχήμα 2.1: Διάγραμμα δευτερευόντων διεργασιών με το χρόνο.

Υπάρχει όπως φαίνεται ένα χαρακτηριστικό όριο ανάμεσα στις θερμικές και μη θερμικές διεργασίες στα  $10^{-12}$  sec. Παλμοί διάρκειας από κάποια picoseconds λοιπόν και πάνω χαρακτηρίζονται από έντονα θερμικά φαινόμενα, ενώ αντίθετα στην περιοχή των femtoseconds η συμβολή των θερμικών φαινομένων μειώνεται δραματικά.

## 2.2 Μη γραμμικός ιονισμός.

Στα διαφανή υλικά, η ενέργεια ενός φωτονίου στο ορατό είναι μικρότερη σε σχέση με το ενεργειακό χάσμα μεταξύ ζώνης σθένους και ζώνης αγωγιμότητας. Ως αποτέλεσμα, μεταφορά ενέργειας από το λέιζερ στο υλικό δεν μπορεί να λάβει χώρα, παρά μόνο σε υψηλές εντάσεις μέσω μη γραμμικών διεργασιών. Υπάρχουν δύο κύριοι μηχανισμοί μη γραμμικής φύσεως που παίζουν ρόλο στην απορρόφηση ενέργειας :α) ο *φωτοϊονισμός* (photoionization) και β) ο *ιονισμός χιονοστιβάδας* (avalanche ionization).

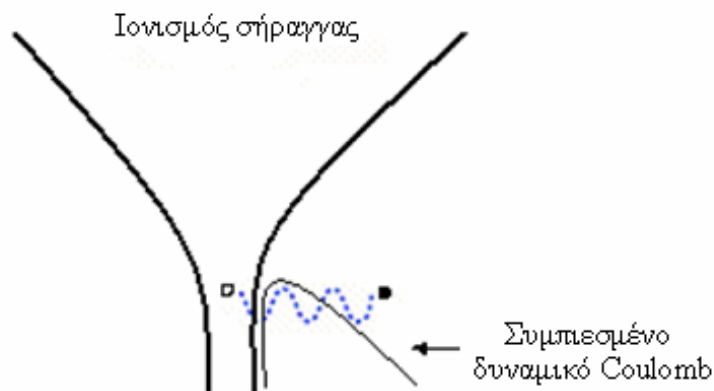
### 1) Μη γραμμικός φωτοϊονισμός

Ο φωτοϊονισμός βασίζεται στην διέγερση ηλεκτρονίων από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας με απευθείας απορρόφηση φωτονίων του προσπίπτοντος λέιζερ. Επειδή τα διαφανή υλικά χαρακτηρίζονται από μεγάλα ενεργειακά χάσματα (π.χ. για το fused silica είναι  $E_g = 7.6 \text{ eV}$ ), ένα φυτόνιο στο ορατό από μόνο του δεν έχει αρκετή ενέργεια για να διεγείρει άμεσα ένα ηλεκτρόνιο από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας. Απαιτείται λοιπόν η απορρόφηση περισσότερων του ενός φωτονίων για να επιτευχθεί διέγερση.

Ανάλογα με τη συχνότητα και την ένταση του λέιζερ, υπάρχουν δύο διαφορετικοί μηχανισμοί φωτοϊονισμού, ο *πολυφωτονικός ιονισμός* (multiphoton ionization) και ο *ιονισμός σήραγγα* (tunneling ionization).

Για ισχυρά πεδία λέιζερ με μικρή συχνότητα υπερισχύει ο ιονισμός σήραγγας. Στον ιονισμό σήραγγας το ηλεκτρικό πεδίο συμπιέζει το δυναμικό Coulomb που δεσμεύει ένα ηλεκτρόνιο της ζώνης σθένους στο μητρικό του άτομο. Αν το πεδίο είναι αρκετά ισχυρό, το δυναμικό Coulomb μπορεί να παραμορφωθεί σε τέτοιο βαθμό ώστε το δέσμιο ηλεκτρόνιο να διέλθει του φράγματος δυναμικού μέσω φαινομένου σήραγγας (σχήμα 2.2).



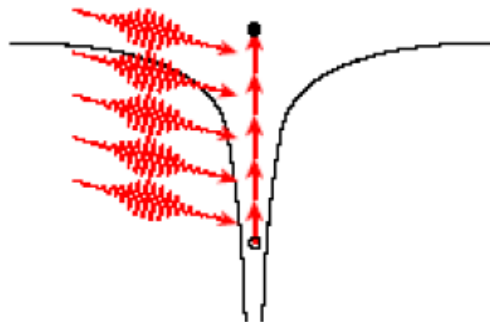


Σχήμα 2.2: Συμπίεση δυναμικού και διαφυγή  $e^-$  μέσω φαινομένου σήραγγας.

Για μεγαλύτερη συχνότητα του λέιζερ (όχι όμως αρκετά μεγάλη ώστε να επιτρέπει μονοφωτονική απορρόφηση) μεταβαίνουμε στην περιοχή του πολυφωτονικού ιονισμού (σχήμα 2.3). Πρόκειται για ισχυρά μη γραμμικό φαινόμενο κατά το οποίο ένα ηλεκτρόνιο μεταπηδά από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας απορροφώντας διαδοχικά δύο ή περισσότερα φωτόνια, ενέργειας το καθένα  $h\nu < E_g$ . Ο πολυφωτονικός ιονισμός καθίσταται δυνατός από την ύπαρξη ιδεατών καταστάσεων (virtual states) ανάμεσα στις πραγματικές ιδιοκαταστάσεις ενός ατόμου. Ο χρόνος ζωής μίας ιδεατής κατάστασης είναι της τάξης των  $10^{-15}$  sec. Ακτινοβολώντας λοιπόν το υλικό με υπερβραχείς παλμούς λέιζερ, έχουμε αρχικά μετάβαση ενός ηλεκτρονίου σε μία ιδεατή κατάσταση. Εάν σε αυτό το διάστημα ένα δεύτερο φωτόνιο απορροφηθεί πριν λάβει χώρα αποδιέγερση, το ηλεκτρόνιο θα μεταβεί σε ανώτερη ενεργειακά κατάσταση. Μετά την απορρόφηση  $n$  φωτονίων το ηλεκτρόνιο μπορεί να προαχθεί από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας. Η διαδικασία αυτή απαιτεί πηγές φωτός με μεγάλη ροή ακτινοβολίας της τάξεως των  $10^{30} \frac{\text{photons}}{\text{sec} \cdot \text{cm}^2}$  που αντιστοιχεί σε ένταση της τάξης των

$$10^{11} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2} \cdot 1$$

Πολυφωτονικός  
ιονισμός



Σχήμα 2.3: Το  $e^-$  διαφεύγει μετά την απορρόφηση επαρκούς αριθμού φωτονίων.

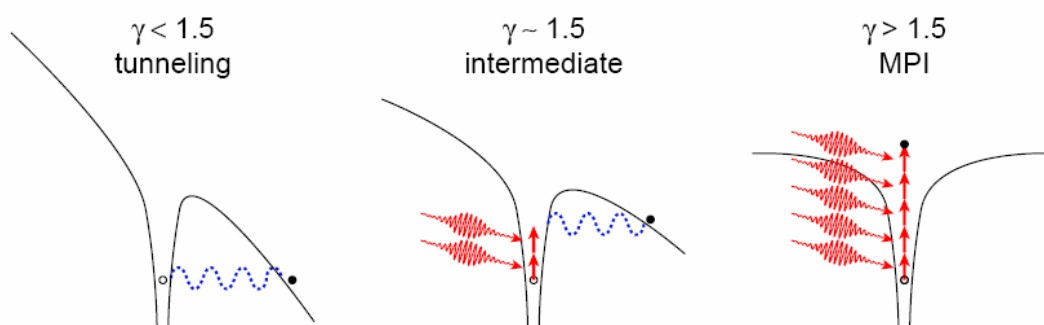
Ο Keldysh <sup>2,3</sup> απέδειξε ότι παρά τις σημαντικές μεταξύ τους διαφορές τόσο ο πολυφωτονικός ιονισμός όσο και ο ιονισμός σήραγγας μπορούν να περιγραφούν μέσα στο ίδιο θεωρητικό πλαίσιο. Μέσω διαφορετικών προσεγγίσεων εξάγονται οι ρυθμοί ιονισμού κάθε μηχανισμού οριοθετώντας τις περιοχές στις οποίες ο καθένας κυριαρχεί.

Μία χαρακτηριστική παράμετρος που καταδεικνύει ποιος μηχανισμός υπερτερεί είναι η αδιαβατική παράμετρος ή αλλιώς παράμετρος Keldysh  $\gamma$  που ορίζεται ως:

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \left[ \frac{mcn\epsilon_0 E_g}{I} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.1)$$

όπου  $\omega$  η συχνότητα του λέιζερ,  $c$  η ταχύτητα του φωτός,  $I$  η ένταση στην εστία,  $m$  και  $e$  η ανηγμένη μάζα και το φορτίο του ηλεκτρονίου αντίστοιχα,  $n$  ο δείκτης διάθλασης του υλικού,  $\epsilon_0$  η διηλεκτρική διαπερατότητα του κενού και  $E_g$  το ενεργειακό χάσμα του υλικού. Για τιμές του παράγοντα Keldysh,  $\gamma < 1.5$ , δηλαδή για ισχυρά πεδία και χαμηλές συχνότητες λειτουργίας του λέιζερ, ο ιονισμός σήραγγας υπερिशύει. Για τιμές  $\gamma > 1.5$ , δηλαδή για ασθενή πεδία και

υψηλές συχνότητες, ο μη γραμμικός ιονισμός που κυριαρχεί είναι ο πολυφωτονικός. Στην ενδιάμεση περιοχή όπου  $\gamma \sim 1.5$  συνδυάζονται και τα δύο φαινόμενα (σχήμα 2.4).



Σχήμα 2.4: Φωτοϊονισμός για διαφορετικές τιμές του παράγοντα Keldysh α) ιονισμός σήραγγας, β) ενδιάμεση περιοχή γ) πολυφωτονικός ιονισμός.

Ο ρυθμός αύξησης των ελευθέρων φορέων  $N_c$  που δημιουργούνται κατά τη μετάβαση ηλεκτρονίων από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{dN_c}{dt} = N\sigma^{(m)}F^m \quad (2.2)$$

όπου  $N$  η πυκνότητα των ιόντων,  $\sigma^{(m)}$  η ενεργός διατομή απορρόφησης  $m$  φωτονίων και  $F$  η ροή των προσπιπτόντων φωτονίων.

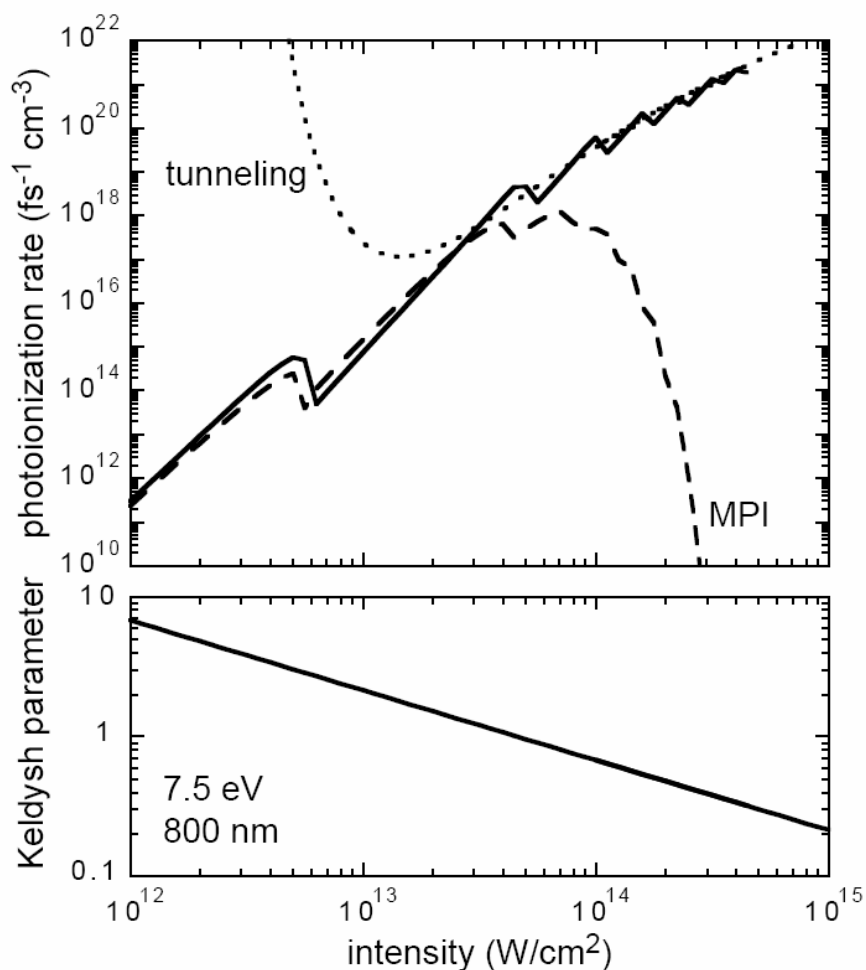
Ο ρυθμός φωτοϊονισμού εξαρτάται ισχυρά από την ένταση του λέιζερ. Στην περιοχή πολυφωτονικού ιονισμού ο ρυθμός αυτός είναι:

$$P(I) = \sigma^{(k)} I^k \quad (2.3)$$

όπου  $\sigma^{(k)}$  ο συντελεστής πολυφωτονικής απορρόφησης για την απορρόφηση  $k$  φωτονίων. Ο αριθμός των φωτονίων που απαιτούνται για τον ιονισμό καθορίζεται από τον μικρότερο ακέραιο που ικανοποιεί τη σχέση  $k\hbar\omega \geq E_g$ .

Στην ειδική περίπτωση π.χ. του fused silica ( $E_g = 7.6$  eV) και για λέιζερ μήκους κύματος  $\lambda = 496$  nm, ισχύει  $k \geq \frac{E_g}{hc} \lambda$  ή  $k \geq 3.04$ , οπότε θα έχουμε  $k = 4$  (περίπτωση τετραφωτονικού ιονισμού). Στην περίπτωση του ιονισμού σήραγγας, η εξάρτηση του ρυθμού ιονισμού από την ένταση του λέιζερ είναι ασθενέστερη.

Η εικόνα 2.5 παρουσιάζει το ρυθμό ιονισμού και τον παράγοντα Keldysh ως συνάρτηση της έντασης του λέιζερ για  $\lambda = 800$  nm σε fused silica (τηγμένη πυριτία όπου  $E_g=7.5$  eV). Οι παύλες, οι κουκίδες και η συνεχής γραμμή απεικονίζουν τον ρυθμό πολυφωτονικού ιονισμού, το ρυθμό ιονισμού λόγω σήραγγας και την πλήρη έκφραση της εξίσωσης Keldysh αντίστοιχα <sup>3</sup>. Προσομοιώσεις για περισσότερα μήκη κύματος λέιζερ και ενεργειακά χάσματα εμφανίζουν την ίδια απότομη μεταβολή από την περιοχή πολυφωτονικού ιονισμού στην περιοχή όπου επικρατεί το φαινόμενο σήραγγας για μία τιμή της παραμέτρου Keldysh  $\gamma \sim 1.5$ .

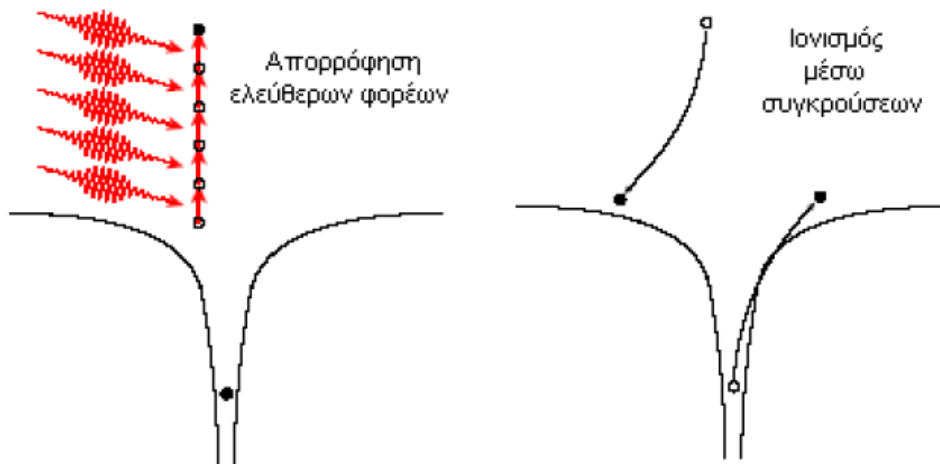


Σχήμα 2.5: Ρυθμός φωτοϊονισμού και παράμετρος Keldysh συναρτήσει της έντασης του λέιζερ για μήκος κύματος 800 nm σε τηγμένη πυριτία.

## 2) Ιονισμός χιονοστιβάδας.

Ο ιονισμός χιονοστιβάδας είναι μία μη γραμμική διεργασία κατά την οποία ελεύθεροι φορείς απορροφούν φωτόνια από την προσπίπτουσα ακτινοβολία προκαλώντας στη συνέχεια ιονισμό μέσω κρούσεων σε ηλεκτρόνια της ζώνης σθένους. Για την επίτευξη του ιονισμού χιονοστιβάδας απαιτείται η αρχική ύπαρξη ελευθέρων ηλεκτρονίων (“seeds”) στη ζώνη αγωγιμότητας του υλικού. Τα αρχικά αυτά ηλεκτρόνια μπορεί να προέρχονται είτε από θερμικά διεγερμένους φορείς, είτε από προσμίξεις που ιονίζονται ευκολότερα είτε από φορείς οι οποίοι προηγουμένως υπέστησαν φωτοδιέγερση

λόγω πολυφωτονικού ιονισμού ή ιονισμού σήραγγας. Οι φορείς που βρίσκονται στη ζώνη αγωγιμότητας απορροφούν γραμμικά έναν αριθμό φωτονίων μεταπηδώντας σε υψηλότερες ενεργειακές στάθμες της ζώνης αγωγιμότητας. Λόγω αρχής διατήρησης της ενέργειας και της ορμής, κάθε φορέας πρέπει να μεταφέρει ορμή είτε μέσω σκεδάσεων από προσμίξεις ή ατέλειες του υλικού είτε απορροφώντας ή εκπέμποντας φωνόνια. Για ηλεκτρόνια που βρίσκονται ψηλά στη ζώνη αγωγιμότητας ο μέσος χρόνος στον οποίο σημειώνεται μία σκέδαση είναι περίπου 1 fs, με αποτέλεσμα οι συχνές αυτές σκεδάσεις να καθιστούν την ελεύθερη απορρόφηση φορέων αποδοτικότερη. Μετά την διαδοχική απορρόφηση  $k$  φωτονίων όπου  $k$  ο μικρότερος αριθμός που ικανοποιεί τη συνθήκη  $k\hbar\omega \geq E_g$ , η ενέργεια του ηλεκτρονίου ξεπερνά το άθροισμα της ενέργειας χάσματος συν το ελάχιστο της ζώνης αγωγιμότητας δίνοντας τη δυνατότητα στο ηλεκτρόνιο να ιονίσει μέσω κρούσεων ένα άλλο ηλεκτρόνιο από τη ζώνη σθένους. Ως αποτέλεσμα έχουμε δύο ηλεκτρόνια κοντά στο ελάχιστο της ζώνης αγωγιμότητας, αφού το αρχικό ηλεκτρόνιο χάνει ενέργεια λόγω της σύγκρουσης. Καθένα εκ των δύο αυτών ηλεκτρονίων μπορεί εν συνεχεία να απορροφήσει ενέργεια μέσω φωτονίων από το λέιζερ και να ιονίσει διαδοχικά με συγκρούσεις περισσότερα ηλεκτρόνια από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας όπως περιγράφεται στο σχήμα 2.6.



Σχήμα 2.6: Τα δύο στάδια του ιονισμού χιονοστιβάδας.

Παρουσία του πεδίου του λέιζερ η διαδικασία επαναλαμβάνεται καταλήγοντας σε μία «χιονοστιβάδα» τέτοιων συγκρούσεων που αυξάνουν εκθετικά τον αριθμό των ελευθέρων ηλεκτρονίων. Η αύξηση αυτή περιγράφεται από τη σχέση:

$$\frac{dN_c}{dt} = nN_c \quad (2.4)$$

όπου  $n$  ο ρυθμός ιονισμού χιονοστιβάδας ο οποίος εξαρτάται ισχυρά από το ηλεκτρικό πεδίο  $E$  και  $N_c$  η πυκνότητα των ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας. Όσον αφορά το ρυθμό ιονισμού χιονοστιβάδας ο Stuart et al, ανέπτυξε ένα μοντέλο σύμφωνα με το οποίο εξαρτάται γραμμικά από την ένταση του λέιζερ ( $n = aI$ , όπου  $a$  ο συντελεστής ιονισμού χιονοστιβάδας).

Η μελέτη του μηχανισμού θέρμανσης του πλέγματος λόγω των ηλεκτρονίων της ζώνης αγωγιμότητας βασίστηκε στο μοντέλο του Drude. Σύμφωνα με αυτό το μοντέλο, ένα ηλεκτρόνιο στη ζώνη αγωγιμότητας ιονίζει μέσω κρούσεων ένα άλλο στη ζώνη σθένους αμέσως μόλις αποκτήσει την ελάχιστη απαιτούμενη ενέργεια. Εν ολίγοις, το μοντέλο προϋποθέτει ότι δεν υπάρχουν ηλεκτρόνια στη ζώνη αγωγιμότητας με ενέργεια μεγαλύτερη του αθροίσματος της ενέργειας χάσματος συν του ελαχίστου της ζώνης αγωγιμότητας –τουλάχιστον όχι μέχρι να υπάρξει πλήρης ιονισμός.

### **2.3 Απορρόφηση ακτινοβολίας από το πλάσμα.**

Οι μηχανισμοί του πολυφωτονικού ιονισμού και του ιονισμού χιονοστιβάδας δημιουργούν ηλεκτρονιακό πλάσμα. Όταν η πυκνότητα του πλάσματος φτάσει σε μία κρίσιμη τιμή, τότε μπορεί να απορροφήσει ισχυρά ενέργεια από τη δέσμη του λέιζερ. Η απορρόφηση αυτή ενέργειας από το

πλάσμα εξηγείται από το μοντέλο του Drude <sup>4</sup>. Η συχνότητα πλάσματος ορίζεται ως:

$$\omega_p = \left[ \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.5)$$

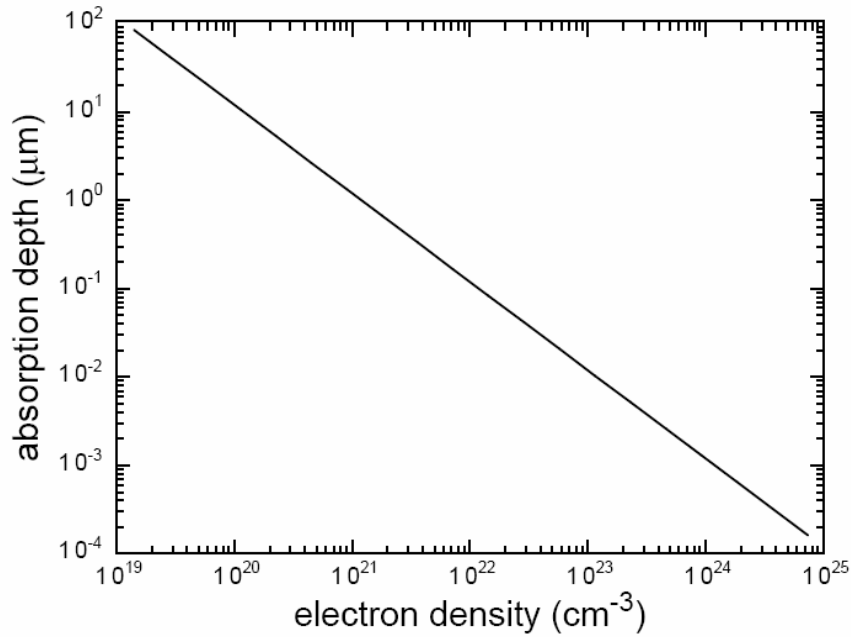
όπου N η πυκνότητα πλάσματος, e και m το φορτίο και η μάζα του ηλεκτρονίου αντίστοιχα. Όταν η πυκνότητα του πλάσματος αυξηθεί αρκετά ώστε η συχνότητα  $\omega_p$  να γίνει ίση με τη συχνότητα του λέιζερ, τότε η απορρόφηση γίνεται μέγιστη. Ο συντελεστής απορρόφησης δίνεται ως:

$$\kappa = \frac{\omega_p^2 \tau}{c(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (2.6)$$

όπου  $\omega$  η συχνότητα του λέιζερ και  $\tau$  ο χρόνος σκέδασης του Drude ο οποίος είναι της τάξης των 0.2 fs. Η χωρική κατανομή του πλάσματος είναι μέγιστη στο κέντρο και μειώνεται ακτινικά προς τα έξω.

Στο διάγραμμα του σχήματος 2.7, φαίνεται το βάθος απορρόφησης από το πλάσμα ως συνάρτηση της πυκνότητάς του για λέιζερ μήκους κύματος στα 800 nm.<sup>5</sup> Για πυκνότητα πλάσματος  $\sim 10^{21}$  ηλεκτρόνια/cm<sup>3</sup> το βάθος απορρόφησης είναι περίπου 1  $\mu$ m. Για ισχυρή εστίαση το μήκος Rayleigh είναι επίσης της τάξης του  $\mu$ m. Όταν λοιπόν το πλάσμα φτάσει στην κρίσιμη πυκνότητα ένα μεγάλο μέρος της ενέργειας του παλμού απορροφάται στον όγκο της εστίας προκαλώντας μόνιμες μετατροπές στο υλικό. Για πυκνότητες μεγαλύτερες της κρίσιμης τιμής το πλάσμα γίνεται ισχυρά ανακλαστικό.<sup>6, 3</sup>





Σχήμα 2.7: Το βάθος απορρόφησης για μήκος κύματος 800 nm ως συνάρτηση της πυκνότητας πλάσματος.

## 2.4 Αφεστίαση πλάσματος.

Εκτός από την ισχυρή απορρόφηση ενέργειας σε υψηλές πυκνότητες, το πλάσμα που δημιουργείται κατά τον μη γραμμικό ιονισμό μπορεί να προκαλέσει αφεστίαση σε έναν παλμό λέιζερ. Αυτό οφείλεται στη μείωση του δείκτη διάθλασης του υλικού εξαιτίας των ελευθέρων ηλεκτρονίων. Υποθέτοντας ότι η δέσμη έχει Gaussian προφίλ, η χωρική κατανομή της πυκνότητας των ελευθέρων ηλεκτρονίων παίρνει υψηλότερες τιμές στο κέντρο της δέσμης, ενώ μειώνεται στην περιφέρειά της. Η χωρική αυτή κατανομή στο ηλεκτρονιακό πλάσμα λειτουργεί ως ένας αποκεντρωτικός φακός ο οποίος προκαλεί από-εστίαση στον διερχόμενο παλμό. Η αφεστίαση αυτή λόγω πλάσματος είναι ο μηχανισμός που σταματά την αυτό-εστίαση. Καθώς η ένταση του λέιζερ αυξάνει λόγω αυτό-εστίασης, παράγονται ελεύθερα ηλεκτρόνια μέσω μη γραμμικού ιονισμού. Όταν το πλάσμα φτάσει σε μία

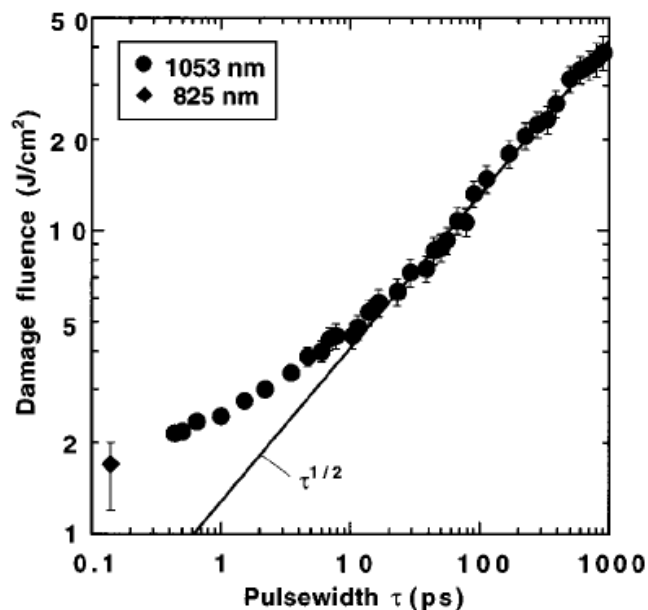
πυκνότητα της τάξης των  $10^{17} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , η μείωση στον δείκτη διάθλασης εξισορροπεί τον μη γραμμικό όρο  $n_2 I$ .

## **2.5. Μηχανισμοί αλλαγής της εσωτερικής δομής**

Όταν αρκετή ενέργεια εναποτεθεί στο υλικό μέσω των προαναφερθέντων μη γραμμικών μηχανισμών, τότε στο εσωτερικό του υλικού δημιουργείται μία μόνιμη εντοπισμένη μεταβολή. Η ενότητα αυτή σχετίζεται με τις διαφορές που παρατηρούνται μεταξύ των διαφόρων μηχανισμών μεταβολής του υλικού για μακρείς και βραχείς παλμούς.

### **α) Μακρείς παλμοί.**

Για παλμούς χρονικής διάρκειας μεγαλύτερης από μερικές δεκάδες picosecond, παρατηρείται σημαντική μεταφορά ενέργειας από τα διεγερμένα ηλεκτρόνια στο πλέγμα, σε μία χρονική κλίμακα ίση με αυτή της διάρκειας παλμού. Η ενέργεια μεταφέρεται λόγω θερμικής διάχυσης σε μία περιοχή εκτενέστερη της περιοχής εστίασης. Αλλαγή στο υλικό σημειώνεται όταν η θερμοκρασία του φτάσει σε μία αρκετά υψηλή τιμή ώστε το υλικό να υποστεί τήξη ή κατάρρευση. Το κατώφλι για την καταστροφή του υλικού καθορίζεται από τους σχετικούς ρυθμούς εναπόθεσης της ενέργειας και θερμικής διάχυσης. Αποδεικνύεται ότι το κατώφλι της ενέργειας ανά μονάδα επιφάνειας (fluence) που απαιτείται για την καταστροφή του υλικού εξαρτάται από την τετραγωνική ρίζα της διάρκειας του παλμού  $\tau^{1/2}$  (σχήμα 2.8).



Σχήμα 2.8: Διάγραμμα του κατωφλίου καταστροφής του υλικού σε fused silica ως συνάρτηση της διάρκειας παλμού.

Για παλμούς τόσο μεγάλης διάρκειας η πιθανότητα πολυφωτονικού ιονισμού είναι πολύ μικρή. Τα αρχικά ηλεκτρόνια που προκαλούν τις μεταβολές στο υλικό προέρχονται είτε από θερμικώς διεγερμένα ηλεκτρόνια είτε από ατέλειες και προσμίξεις στο πλέγμα. Κυρίαρχος μηχανισμός ιονισμού στην περίπτωση των μακρών παλμών είναι ο *ιονισμός χιονοστιβάδας*. Η μεγάλη διάρκεια του παλμού επιτρέπει την εκθετική αύξηση της πυκνότητας των ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας σε μεγαλύτερο βάθος χρόνου. Μία υψηλή συγκέντρωση ατελειών και προσμίξεων στο πλέγμα ελαττώνει το κατώφλι οπτικής κατάρρευσης σε σύγκριση με το κατώφλι κατάρρευσης του «ανόθευτου» υλικού. Αυτό καθιστά ιδιαίτερος δυσχερή τον ακριβή καθορισμό του κατωφλίου κατάρρευσης, επιτρέποντας τελικά τον προσδιορισμό του μέσα σε πιθανοκρατικά/στατιστικά πλαίσια. Μία χαρακτηριστική συγκέντρωση ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας εξαιτίας των ατελειών σε ένα διαφανές υλικό είναι της τάξης των  $10^8 \text{ cm}^{-3}$  οπότε για έναν εστιακό όγκο της τάξης των  $10^{-8} \text{ cm}^3$  έχουμε κατά μέσο όρο ένα ηλεκτρόνιο λόγω πρόσμιξης στην ζώνη αγωγιμότητας. Για σταθερή ενέργεια του λέιζερ, κοντά στην τιμή κατωφλίου, μερικοί παλμοί λέιζερ θα προκαλέσουν μεταβολή στο υλικό, ενώ κάποιои

άλλοι όχι, αναλόγως πόσα “seeds” υπήρχαν αρχικά στον όγκο της εστίας. Οποιαδήποτε διακύμανση στο πλήθος των αρχικών ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας επηρεάζει δραματικά την διαδικασία οπτικής κατάρρευσης.

## **β) Βραχείς και υπερβραχείς παλμοί.**

Για παλμούς βραχείας χρονικής διάρκειας, μικρότερης των μερικών picosecond, ο ρόλος των θερμικών φαινομένων περιορίζεται σημαντικά. Η μη γραμμική απορρόφηση συμβαίνει σε μία χρονική κλίμακα μικρότερη εκείνης που απαιτείται για τη μεταφορά ενέργειας στο πλέγμα μέσω θερμικής διάχυσης. Η πυκνότητα ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας αυξάνεται μέσω ιονισμού χιονοστιβάδας μέχρι η συχνότητα πλάσματος να φτάσει την κρίσιμη τιμή της. Όταν συμβεί αυτό, το πλάσμα απορροφά ενέργεια από το λέιζερ εντονότερα. Μετά το πέρας του παλμού εναποτίθεται ενέργεια από τα ηλεκτρόνια του πλάσματος στο πλέγμα σε χρόνο μικρότερο των 10 ps, θερμαίνοντας το πριν υπάρξει διαφυγή ενέργειας προς μεγαλύτερο όγκο μέσω θερμικής διάχυσης.

Στις περιπτώσεις βραχέων παλμών, ο φωτοϊονισμός διαδραματίζει σημαντικό ρόλο στην δημιουργία ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας. Ο φωτοϊονισμός λαμβάνει χώρα χρονικά στην αρχή του παλμού εξασφαλίζοντας τα αρχικά ηλεκτρόνια (“seeds”) που απαιτούνται για τον ιονισμό χιονοστιβάδας κατά τη διάρκεια του υπόλοιπου παλμού. Όταν η ένταση του λέιζερ φτάσει σε μία τιμή κατωφλίου, επιτυγχάνεται η δημιουργία πλάσματος το οποίο προκαλεί συνθήκες υψηλής θερμοκρασίας και πίεσης στην εστία με αποτέλεσμα την εκτίναξη υλικού από το κέντρο και τη συμπύκνωσή του στις γύρω περιοχές. Αυτό που απομένει είναι είτε κενό (voids) είτε υλικό μικρότερης πυκνότητας σε σχέση με το περιβάλλον υλικό.

Ο αυξημένος ρόλος του φωτοϊονισμού στην όλη διαδικασία μειώνει την εξάρτηση από θερμικά διεγερμένα ηλεκτρόνια, ατέλειες και προσμίξεις στο υλικό, με αποτέλεσμα ο μηχανισμός αλληλεπίδρασης βραχέων και υπερβραχέων παλμών λέιζερ με διαφανή υλικά να προσλαμβάνει έναν πιο

ελεγχόμενο χαρακτήρα. Αυτό σημαίνει ότι το κατώφλι της ενέργειας ανά μονάδα επιφανείας για καταστροφή του υλικού από στενούς παλμούς μπορεί να προσδιοριστεί με ακρίβεια. Μάλιστα για πολύ στενούς παλμούς ( $\tau < 30$  fs), ο φωτοϊονισμός υπερσχύει του ιονισμού χιονοστιβάδας παράγοντας επαρκή πυκνότητα ηλεκτρονιακού πλάσματος ώστε να προκαλέσει καταστροφή στο υλικό από μόνος του.

Όπως προκύπτει από την παραπάνω ανάλυση, στην περιοχή των παλμών διάρκειας 500 femtosecond που χρησιμοποιήθηκαν στα πλαίσια της εργασίας, η μεταβολή στο υλικό είναι πιο συστηματοποιημένη από παλμό σε παλμό και περισσότερο εντοπισμένη σε σχέση με ο,τι θα ίσχυε σε μακρείς παλμούς. Και αυτό οφείλεται στο «seeding» αρχικών ηλεκτρονίων λόγω φωτοϊονισμού. Επιπλέον, οι παλμοί femtosecond απαιτούν μικρότερη ενέργεια για την δημιουργία υψηλότερων εντάσεων στην εστία. (Είναι χαρακτηριστικό ότι με παλμούς ενέργειας μερικών μόλις  $\mu\text{J}$  επιτυγχάνονται τοπικά εντάσεις μεγαλύτερες από  $10^{13} \text{ W/cm}^2$ ). Κατά συνέπεια, η ένταση κατωφλίου για την επαγωγή μόνιμων δομικών μεταβολών στο υλικό μπορεί να επιτευχθεί μέσω της εναπόθεσης στο υλικό μικρότερης ενέργειας. Η εναπόθεση όμως μικρότερης ενέργειας στο υλικό δίνει την δυνατότητα περισσότερο εντοπισμένης μορφοποίησης του υλικού και με μεγαλύτερη ακρίβεια.

## 2.6 Μη γραμμικός δείκτης διάθλασης

Στη μη γραμμική οπτική ο δείκτης διάθλασης δεν παραμένει σταθερός, αλλά εξαρτάται από την ένταση του προσπίπτοντος φωτός με μία σχέση της μορφής:

$$n = n_0 + n_2 \langle E^2 \rangle \quad (2.7)$$

όπου  $n_0$  ο γραμμικός δείκτης διάθλασης και  $n_2$  ο δείκτης διάθλασης δεύτερης τάξης, που δείχνει τον ρυθμό με τον οποίο αυξάνεται ο δείκτης διάθλασης με την αύξηση της έντασης. Το  $\langle E^2 \rangle$  δίνει το μέσο όρο της μεταβολής του ηλεκτρικού πεδίου σε σχέση με τον χρόνο. Αν έχουμε μονοχρωματική ακτινοβολία  $E(t) = E(\omega)e^{-i\omega t}$  (2.8)

τότε

$$\langle E^2 \rangle = 2E(\omega)E(\omega)^* = 2|E(\omega)|^2 \quad (2.9)$$

από όπου προκύπτει

$$n = n_0 + 2n_2 |E(\omega)|^2 \quad (2.10)$$

Η αλληλεπίδραση μίας δέσμης φωτός με ένα μη γραμμικό οπτικό υλικό μπορεί να εκφραστεί και σε σχέση με τους όρους της μη γραμμικής πόλωσης. Ο όρος που επηρεάζει τη διάδοση ακτινοβολίας συχνότητας  $\omega$  είναι

$$P(\omega) = 3\chi^{(3)}(\omega = \omega + \omega - \omega) |E(\omega)|^2 E(\omega) \quad (2.11)$$

Για απλότητα θεωρούμε ότι το προσπίπτον φως είναι γραμμικά πολωμένο οπότε και η ηλεκτρική επιδεκτικότητα δεν εκφράζεται πλέον μέσω τανυστή, αλλά αποτελεί ένα βαθμωτό μέγεθος. Η συνολική πόλωση του υλικού περιγράφεται από την σχέση

$$P_{total}(\omega) = \chi^{(1)}E(\omega) + 3\chi^{(3)}|E(\omega)|^2 E(\omega) = \chi_{eff}E(\omega) \quad (2.12)$$

όπου  $\chi_{eff} = \chi^{(1)} + 3\chi^{(3)}|E(\omega)|^2$  (2.13) η ενεργός επιδεκτικότητα.

Για να συνδέσουμε τη μη γραμμική επιδεκτικότητα  $\chi^{(3)}$  με το μη γραμμικό δείκτη διάθλασης  $n$ , χρησιμοποιούμε τη γενική σχέση

$$n^2 = 1 + 4\pi\chi_{eff} \quad (2.14)$$

και αντικαθιστώντας τις σχέσεις (2.10) και (2.13) στην (2.14) έχουμε

$$\begin{aligned} (n_o + 2n_2|E(\omega)|^2)^2 &= 1 + 4\pi(\chi^{(1)} + 3\chi^{(3)}|E(\omega)|^2) \\ (n_o + 2n_2|E(\omega)|^2)^2 &= 1 + 4\pi\chi^{(1)} + 12\pi\chi^{(3)}|E(\omega)|^2 \end{aligned} \quad (2.15)$$

Αναπτύσσοντας τους όρους μέχρι και  $|E(\omega)|^2$  προκύπτουν οι εξής σχέσεις για το γραμμικό και μη γραμμικό δείκτη διάθλασης

$$n_o^2 + 4n_o n_2 |E(\omega)|^2 = (1 + 4\pi\chi^{(1)}) + 12\pi\chi^{(3)} |E(\omega)|^2 \quad (2.16)$$

$$n_o = (1 + 4\pi\chi^{(1)})^{1/2} \quad (2.17)$$

$$n_2 = \frac{3\pi\chi^{(3)}}{n_o} \quad (2.18)$$

Μία εναλλακτική προσέγγιση του μη γραμμικού δείκτη διάθλασης μπορεί να γίνει μέσω της σχέσης

$$n = n_o + \hat{n}_2 I \quad (2.19)$$

όπου το  $I$  δηλώνει το μέσο όρο της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου και δίνεται από την

$$I = \frac{n_o c}{2\pi} |E(\omega)|^2 \quad (2.20)$$

Προφανώς ο συνολικός δείκτης διάθλασης  $n$  πρέπει να είναι ο ίδιος ανεξάρτητα από την περιγραφή που χρησιμοποιούμε για το μη γραμμικό κομμάτι. Έτσι συγκρίνοντας τις σχέσεις 2.20 και 2.29 προκύπτει

$$2n_2 |E(\omega)|^2 = \hat{n}_2 I \quad (2.21)$$

και αντικαθιστώντας από τη σχέση 2.20 έχουμε

$$\hat{n}_2 = \frac{4\pi}{n_o c} n_2 \quad (2.22)$$



Τέλος χρησιμοποιώντας την σχέση 2.18 που έχουμε για τον μη γραμμικό δείκτη διάθλασης και την μη γραμμική επιδεκτικότητα προκύπτει από την προηγούμενη σχέση ότι

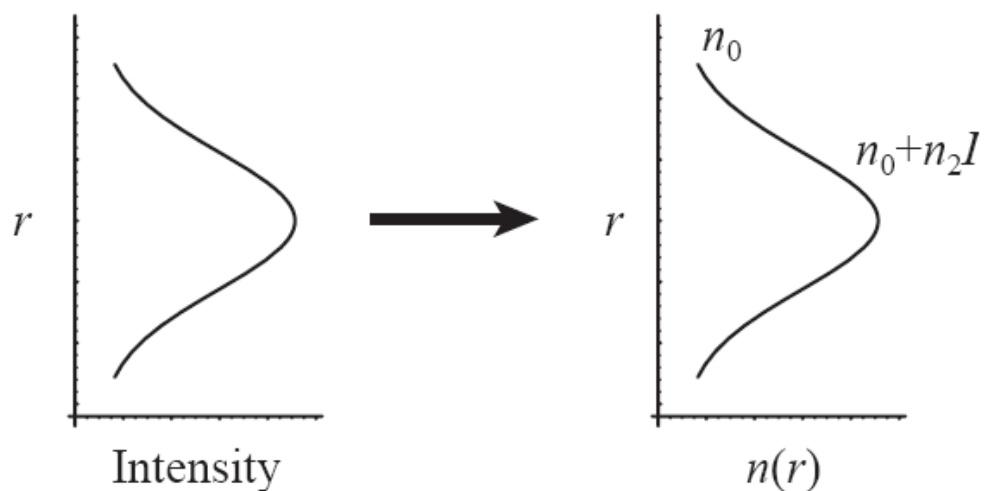
$$\hat{n}_2 = \frac{12\pi^2}{n_o^2 c} \chi^{(3)} \quad (2.23)$$

## 2.7 Οπτικό φαινόμενο Kerr - Αυτοεστίαση <sup>4, 7</sup>

Το φαινόμενο της αυτο-εστίασης οφείλεται στην εξάρτηση του δείκτη διάθλασης από την ένταση της ακτινοβολίας σύμφωνα με τη σχέση:

$$n = n_o + n_2 I \quad (2.24)$$

Στα περισσότερα υλικά ο μη γραμμικός δείκτης διάθλασης  $n_2$  είναι θετικός. Αν θεωρήσουμε λοιπόν ότι η δέσμη έχει γκαουσιανό προφίλ το κεντρικό τμήμα της συναντά μεγαλύτερο δείκτη διάθλασης απ' ό,τι τα άκρα.



Σχήμα 2.9. Σχηματική απεικόνιση της αυτό-εστίασης.

Αυτό έχει ως αποτέλεσμα το υλικό να λειτουργεί σαν συγκεντρωτικός φακός και η δέσμη να εστιάζεται, γεγονός που προκαλεί περαιτέρω ενίσχυση του φαινομένου οδηγώντας συχνά σε τοπική καταστροφή του υλικού.

Αν η ισχύς του laser είναι πολύ χαμηλή, η τάση της δέσμης να αποκλίνει λόγω φαινομένων περίθλασης υπερτερεί της τάσης να συγκλίνει λόγω μεταβολής του δείκτη διάθλασης  $n$ . Υπάρχει όμως μία κρίσιμη ισχύς  $P_{crit}$  (της τάξης συνήθως των μερικών MW) για την οποία η αυτό-εστίαση εξισορροπεί την διασπορά λόγω περίθλασης με αποτέλεσμα την δημιουργία νηματίου (filament).

Κατά την αυτό-εστίαση, η ένταση της δέσμης αυξάνεται προοδευτικά προκαλώντας -από ένα σημείο και μετά- φαινόμενα μη γραμμικού ιονισμού στο εσωτερικό του υλικού. Το ηλεκτρονικό πλάσμα που δημιουργείται λειτουργεί ως αποκλίνοντας φακός αποεστιάζοντας την δέσμη. Έτσι, η τιμή της ισχύος επιστρέφει στην κρίσιμη τιμή αυτό-εστίασης και το φαινόμενο επαναλαμβάνεται. Με τον τρόπο αυτό εξισορροπείται η αυτο-εστίαση και η ολική κατάρρευση της δέσμης αποφεύγεται.

Με την χρήση μερικών απλών θεωρητικών μοντέλων βρίσκουμε ότι η κρίσιμη αυτή ισχύς δίνεται από τη σχέση:

$$P_{crit} = \frac{\pi}{4} d^2 I = \frac{\pi(0.61\lambda)^2}{8n_o n_2} \quad (2.25)$$

Για δεδομένο επομένως υλικό ( $n_o, n_2$ ) και δεδομένο μήκος κύματος  $\lambda$ , η ισχύς για την οποία έχουμε δημιουργία filament είναι συγκεκριμένη και ανεξάρτητη της διαμέτρου  $d$  της δέσμης.

Η διάμετρος της δέσμης μέσα στο υλικό εξαρτάται από την ένταση μέσω της σχέσης

$$d = 0.61\lambda(2n_o n_2 I)^{-1/2} \quad (2.26)$$

Ενώ η απόσταση από την επιφάνεια εισόδου της δέσμης μέχρι το σημείο αυτο-εστιασης  $z_f$ , δίνεται από την:

$$z_f = \frac{2n_o}{0.61} \frac{w_o^2}{\lambda} \frac{1}{(P/P_{crit})^{1/2}} \quad (2.27)$$

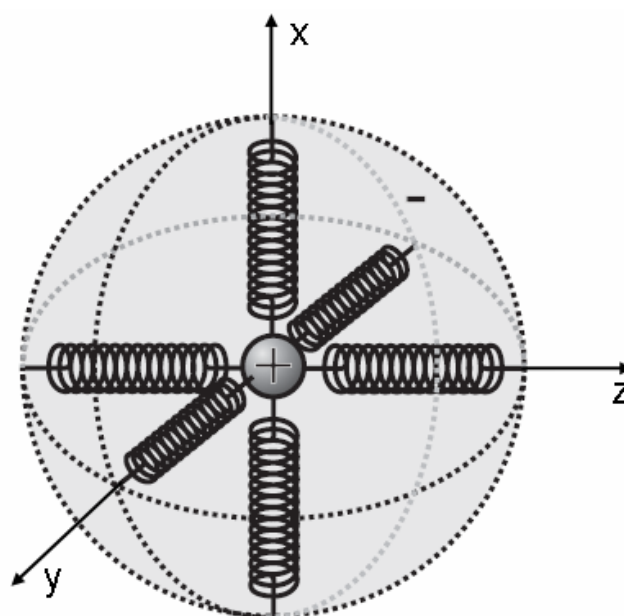
όπου  $w_o$  η ακτίνα της δέσμης πριν την είσοδό της στο υλικό. Η απόσταση  $z_f$  εξαρτάται αντιστρόφως ανάλογα από το πηλίκιο  $P/P_{crit}$ . Όταν επομένως αυξάνεται η ισχύς της δέσμης, το  $z_f$  ελαττώνεται και η εστία μετακινείται πιο κοντά στην επιφάνεια από την οποία η δέσμη laser εισέρχεται στο υλικό.

## Κεφάλαιο 3 Διπλοθλαστικότητα

### 3.1 Μηχανικό μοντέλο απεικόνισης <sup>8</sup>

Ένα μέσο είναι οπτικά ισότροπο όταν ο δείκτης διάθλασής του είναι ο ίδιος προς όλες τις διευθύνσεις. Αυτή η ιδιότητα ισχύει για άμορφα υλικά όπως το γυαλί, τα πλαστικά, το νερό και ο αέρας ή για κρυστάλλους του κυβικού συστήματος, όπως το NaCl. Υπάρχουν όμως και υλικά οι οπτικές ιδιότητες των οποίων διαφέρουν προς διαφορετικές διευθύνσεις με αποτέλεσμα να διαφέρουν και οι αντίστοιχοι δείκτες διάθλασης.

Τα υλικά αυτά λέγονται ανισότροπα και μπορούν να περιγραφούν με το απλό μηχανικό μοντέλο ενός αρνητικά φορτισμένου κελύφους, δέσμιου σε ένα θετικό πυρήνα μέσω ελατηρίων διαφορετικών συντελεστών σκληρότητας (σχήμα 3.1).



Σχήμα 3.1: Μηχανικό μοντέλο απεικόνισης με ταλαντωτές ενός ανισότροπου μέσου.

Καθώς το φως διαδίδεται μέσα από ένα διαφανές υλικό, τα άτομα του μέσου διεγείρονται, τα ηλεκτρόνια τίθενται σε εξαναγκασμένη ταλάντωση από το ηλεκτρικό πεδίο  $E(t)$  του φωτός και στη συνέχεια επανεκπέμπουν δημιουργώντας δευτερεύοντα κύματα. Η ταχύτητα του συνολικού κύματος το οποίο προκύπτει και επομένως ο δείκτης διάθλασης καθορίζονται από την διαφορά ανάμεσα στη συχνότητα  $\omega$  του πεδίου  $E$  και στην φυσική συχνότητα συντονισμού  $\omega_0$  των ατόμων του μέσου σύμφωνα με τη σχέση:

$$n^2(\omega) = 1 + \frac{Nq_e^2}{\epsilon_0 m_e} \sum_j \frac{f_j}{(\omega_{0j}^2 - \omega^2 + i\gamma_j \omega)} \quad (3.1)$$

όπου  $N$  ο αριθμός ηλεκτρικών διπόλων ανά μονάδα όγκου,  $f_j$  η πιθανότητα μετάβασης προς την διεγερμένη κατάσταση  $j$ ,  $\epsilon_0$  η ηλεκτρική επιδεκτικότητα του κενού,  $q_e$  και  $m_e$  το φορτίο και η μάζα του  $e$ . Ο όρος  $i\gamma_j \omega$  εκφράζει την ενέργεια που χάνεται με την μορφή θερμότητας κατά την απορρόφηση και επανεκπομπή του φωτός κατά την διάδοσή του στο εσωτερικό του υλικού.

Ένα ηλεκτρόνιο λοιπόν που έχει μετατοπιστεί από την θέση ισορροπίας κατά την διεύθυνση ενός εκ των «ελατηρίων», θα πραγματοποιήσει ταλάντωση διαφορετικής χαρακτηριστικής συχνότητας σε σχέση με εκείνη που θα εμφάνιζε αν η μετατόπιση ήταν προς άλλη διεύθυνση. Για διευθύνσεις όπου η ακαμψία του «ελατηρίου» είναι μεγαλύτερη, η φυσική συχνότητα των ηλεκτρονίων θα είναι υψηλότερη ( $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m_e}}$ ).

Για  $k_x > k_y$ , θα ισχύει  $\omega_{0x} > \omega_{0y}$  και το υλικό θα παρουσιάζει δύο δείκτες διάθλασης. Διπλοθλαστικότητα είναι η ιδιότητα αυτή ορισμένων υλικών να παρουσιάζουν δύο διαφορετικούς δείκτες διάθλασης.

### 3.2 Ελλειψοειδές των δεικτών διάθλασης<sup>9,10</sup>

Οι διηλεκτρικές ιδιότητες ενός ανισότροπου υλικού περιγράφονται από την βασική εξίσωση:

$$\bar{\mathbf{D}} = \epsilon_0 [\boldsymbol{\epsilon}] \bar{\mathbf{E}} \quad (3.2)$$

όπου  $\epsilon_0$  η ηλεκτρική διαπερατότητα του κενού,  $\bar{\mathbf{D}}$  η ηλεκτρική μετατόπιση,  $\bar{\mathbf{E}}$  η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου και  $[\boldsymbol{\epsilon}]$  ο διηλεκτρικός τανυστής:

$$[\boldsymbol{\epsilon}] = \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & \epsilon_{13} \\ \epsilon_{21} & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{31} & \epsilon_{32} & \epsilon_{33} \end{bmatrix}$$

Έχουμε την δυνατότητα να επιλέξουμε ένα σύστημα συντεταγμένων στο οποίο ο τανυστής θα είναι διαγώνιος. Σε αυτό το σύστημα συντεταγμένων το οποίο καλείται σύστημα των κυρίων αξόνων ο τανυστής θα είναι:

$$[\boldsymbol{\epsilon}] = \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{bmatrix} \quad (3.3)$$

ή εκπεφρασμένος ως προς τους δείκτες διάθλασης

$$[\boldsymbol{\varepsilon}] = \begin{bmatrix} n_x^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_z^2 \end{bmatrix} \quad (3.4)$$

Στην περιοχή όμως των οπτικών συχνοτήτων πιο συχνά χρησιμοποιείται ο αντίστροφος του διηλεκτρικού τανυστή  $[\boldsymbol{\varepsilon}]$ , γνωστός ως τανυστής της αντιδιαπερατότητας  $[\mathbf{B}]$  (impermeability tensor) ο οποίος περιγράφεται από τη σχέση:

$$[\mathbf{B}] = [\boldsymbol{\varepsilon}]^{-1} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{bmatrix}^{-1}, \varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji} \quad \forall i \neq j$$

ή

$$\mathbf{B}_{ij} = \begin{bmatrix} \mathbf{B}_{11} & \mathbf{B}_{12} & \mathbf{B}_{13} \\ \mathbf{B}_{12} & \mathbf{B}_{22} & \mathbf{B}_{23} \\ \mathbf{B}_{13} & \mathbf{B}_{23} & \mathbf{B}_{33} \end{bmatrix} \quad (3.5)$$

Η εξίσωση που περιγράφει τις οπτικές ιδιότητες του υλικού θα είναι τότε:

$$\bar{\mathbf{E}} = \frac{1}{\varepsilon_0} [\mathbf{B}] \bar{\mathbf{D}} \quad (3.6)$$

ενώ στο σύστημα των κυρίων αξόνων:

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} = \frac{1}{\varepsilon_o} \begin{bmatrix} B_{11} & 0 & 0 \\ 0 & B_{22} & 0 \\ 0 & 0 & B_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} D_1 \\ D_2 \\ D_3 \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

Ο τανυστής της αντιδιαπερατότητας μπορεί επίσης να εκφραστεί στην ακόλουθη μορφή:

$$\sum_{ij} B_{ij} x_i x_j = 1 \Rightarrow$$

$$B_{11} x_1^2 + B_{22} x_2^2 + B_{33} x_3^2 + 2B_{12} x_1 x_2 + 2B_{23} x_2 x_3 + 2B_{13} x_1 x_3 = 1$$

(3.8)

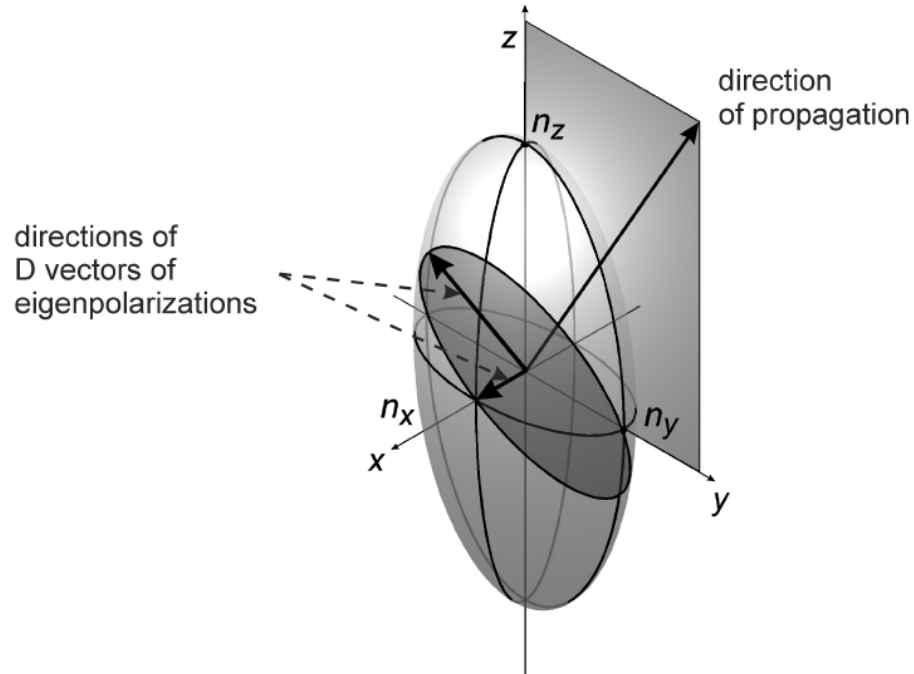
με  $x_1, x_2, x_3$  τους κύριους άξονες του τανυστή της αντιδιαπερατότητας  $[B]$ .

Η σχέση αυτή εκφράζει το *ελλειψοειδές των δεικτών διάθλασης*, μία γεωμετρική κατασκευή που περιγράφει πλήρως τις οπτικές ιδιότητες ενός υλικού.

Για ένα *ισότροπο* μέσο, οι κύριες συνιστώσες  $B_{ij}$  του τανυστή συνδέονται με τον δείκτη διάθλασης με τη σχέση  $B = 1/n^2$ . Για ένα *ανισότροπο* όμως μέσο, τουλάχιστον μία από τις συνιστώσες  $B_{ij}$  του τανυστή είναι διαφορετική από τις υπόλοιπες. Στο εσωτερικό ενός τέτοιου υλικού, για κάθε κυματοκάθετο  $\vec{k}$  αποδεικνύεται ότι υπάρχουν μόνον δύο κύματα, το καθένα με διαφορετική ταχύτητα  $v$ , που μπορούν να διαδοθούν. Τα κύματα αυτά αποτελούν ιδιοκαταστάσεις του υλικού για τη συγκεκριμένη διεύθυνση της κυματοκαθέτου, οπότε για το καθένα ορίζεται ένας διαφορετικός δείκτης διάθλασης  $n = c/v$ . Απουσία οπτικής ενεργότητας, οι ιδιοκαταστάσεις αυτές είναι γραμμικά πολωμένες με επίπεδα πόλωσης κάθετα μεταξύ τους. Επομένως, δεν μπορούμε να κάνουμε λόγο για δείκτη διάθλασης  $n$  «ενός



υλικού», αλλά για δείκτη διάθλασης σε συγκεκριμένη διεύθυνση διάδοσης  $\vec{k}$  και σε συγκεκριμένη κατάσταση πόλωσης.

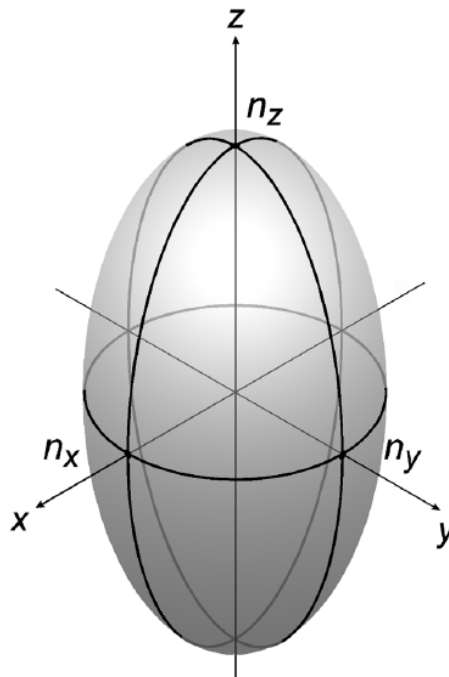


Σχήμα 3.2: Ελλειψοειδές των δεικτών διάθλασης. Η κύρια τομή κάθετα στο κυματοδιάνυσμα  $\vec{k}$

Έστω η κυματοκάθετος  $\vec{k}$  για την οποία αναζητούμε τις ιδιοκαταστάσεις και τους αντίστοιχους δείκτες διάθλασης. Η κεντρική τομή του ελλειψοειδούς των δεικτών διάθλασης, που είναι κάθετη στο  $\vec{k}$ , ορίζει πάντα μία έλλειψη. Τα μήκη (OA) και (OB) των κύριων αξόνων της έλλειψης αυτής, ισούνται με τους δείκτες διάθλασης των αντίστοιχων ιδιοκαταστάσεων. Τα επίπεδα πόλωσής τους ορίζονται από τις διευθύνσεις των αξόνων OA και OB και την κυματοκάθετο  $\vec{k}$ .

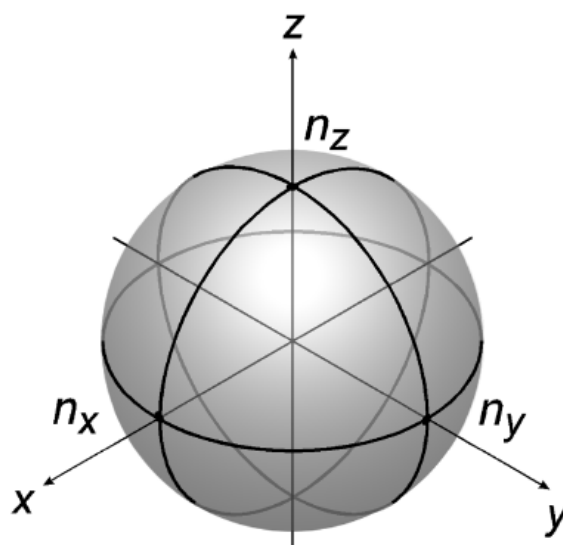
Για ένα μονοαξονικό διπλοθλαστικό κρύσταλλο π.χ., στον οποίο  $n_x = n_y \neq n_z$ , το ελλειψοειδές θα έχει κυκλική τομή κάθετη προς τον άξονα των z και θα ισχύει:

$$n_x = n_y = n_{ordinary} \quad \text{και} \quad n_z = n_{extraordinary}$$



Σχήμα 3.3: Ελλειψοειδές των δεικτών διάθλασης για μονοαξονικό κρύσταλλο. Ο οπτικός άξονας είναι κατά μήκος του z ( $n_e = n_z$  ενώ  $n_x = n_y$ )

Προφανώς για ένα ισότροπο υλικό το ελλειψοειδές θα πάρει τη μορφή σφαίρας ( $n_x = n_y = n_z$ )



Σχήμα 3.4: Ελλειψοειδές των δεικτών διάθλασης για οπτικά ισότροπο υλικό.

### 3.3 Καθυστέρηση φάσης σε μονοαξονικό διπλοθλαστικό υλικό<sup>9</sup>.

Σε μονο-αξονικούς, διπλοθλαστικούς κρυστάλλους, έχουμε μόνον έναν άξονα συμμετρίας που ονομάζεται οπτικός άξονας και δύο δείκτες διάθλασης, οι οποίοι ουσιαστικά αναφέρονται σε ταλαντώσεις του ηλεκτρικού πεδίου παράλληλα και κάθετα προς τον οπτικό άξονα. Ένα παράδειγμα μονοαξονικού διπλοθλαστικού κρυστάλλου είναι αυτό του ασβεστίτη ( $\text{CaCO}_3$ ), όπου οι ομάδες  $\text{CO}_3$  είναι τοποθετημένες σε παράλληλα μεταξύ τους επίπεδα, κάθετα προς τον οπτικό άξονα.

Έστω μία γραμμικά πολωμένη δέσμη η οποία διαπερνά ένα τέτοιο οπτικά ανισότροπο υλικό πάχους  $d$ . Στις περιπτώσεις εκείνες που το ηλεκτρικό πεδίο  $\vec{E}$  του διερχόμενου ηλεκτρομαγνητικού κύματος μπορεί να αναλυθεί σε δύο συνιστώσες, το φως θα χωριστεί σε δύο ακτίνες οι οποίες θα διαδίδονται με διαφορετικές ταχύτητες:

α) μία *τακτική* (ordinary) ακτίνα με το διάνυσμα της πόλωσης παντού κάθετο προς τον οπτικό άξονα και ταχύτητα  $v_{\perp} = c/n_o$  και

β) μία *έκτακτη* (extraordinary) με πόλωση παράλληλη προς τον οπτικό άξονα και ταχύτητα  $v_{\parallel} = c/n_e$ .

Εξερχόμενες από την διπλοθλαστική δομή, οι δύο ακτίνες θα έχουν αποκτήσει μία σχετική διαφορά φάσης  $\Delta\phi$ . Η σχετική διαφορά στον οπτικό δρόμο που διένυσαν θα είναι:

$$\Lambda = d |n_o - n_e| \quad (3.9)$$

Επομένως

$$\Delta \phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} d |n_o - n_e| \quad (3.10)$$

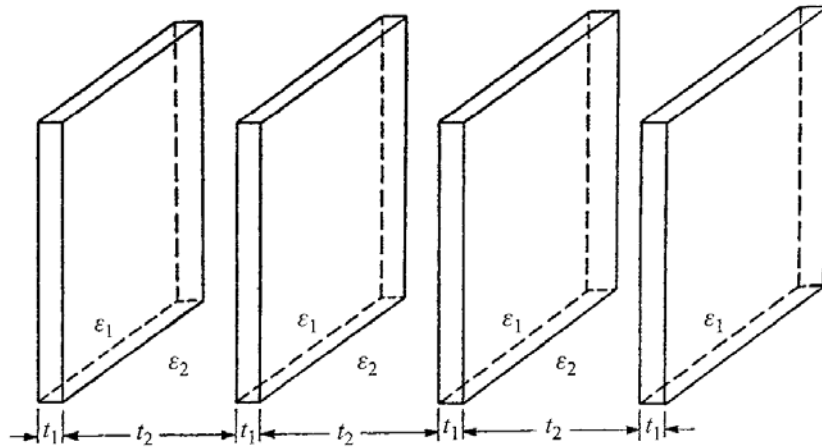
όπου  $\lambda_0$  το μήκος κύματος στο κενό και  $d$  το πάχος της δομής κατά μήκος διάδοσης του φωτός. Η διαφορά  $\Delta n = (n_e - n_o)$  δίνει ένα μέτρο της διπλοθλαστικότητας του υλικού. Το συνολικό ηλεκτρομαγνητικό κύμα που προκύπτει θα είναι η υπέρθεση του τακτικού και του έκτακτου κύματος. Η κατάσταση πόλωσης του εξερχόμενου φωτός εξαρτάται προφανώς από το  $\Delta \phi$  και τα πλάτη των ορθογώνιων συνιστωσών του εισερχόμενου στη δομή πεδίου.

### **3.4 Form birefringence (επαγόμενη διπλοθλαστικότητα)**

#### **α) Γενική περιγραφή <sup>11</sup>**

Οι διπλοθλαστικές ιδιότητες ενός υλικού συνήθως οφείλονται στην ανισότροπη συμπεριφορά των μορίων που το αποτελούν. Διπλοθλαστικότητα ωστόσο μπορεί να προκύψει επίσης λόγω ανισοτροπίας σε κλίμακες πολύ μεγαλύτερες της μοριακής και συγκεκριμένα όταν υπάρχει μία περιοδική κατανομή από περιοχές ισότροπου υλικού με μέγεθος μεγαλύτερο των διαστάσεων του μορίου, αλλά μικρότερο σε σχέση με το μήκος κύματος του φωτός. Σε μία τέτοια περίπτωση έχουμε form birefringence (διπλοθλαστικότητα μορφής).

Θα διερευνήσουμε το φαινόμενο αυτό χρησιμοποιώντας το εξιδανικευμένο μοντέλο του σχήματος 3.5.



Σχήμα 3.5: Περιθλαστικό φράγμα αποτελούμενο από παράλληλες λεπτές περιοχές διηλεκτρικής σταθεράς  $\epsilon_1$  και δείκτη διάθλασης  $n_1$ .

Έστω ότι  $t_1$  είναι το πάχος κάθε περιοχής και  $t_2 > t_1$  το πάχος του χώρου μεταξύ δύο διαδοχικών τέτοιων περιοχών. Ας υποθέσουμε επίσης ότι  $n_1$  είναι ο δείκτης διάθλασης για κάθε μία εξ αυτών των περιοχών και  $n_2$  ο δείκτης διάθλασης του υλικού στα ενδιάμεσα διαστήματα. Η περίοδος της δομής θα είναι τότε  $\Lambda = t_1 + t_2$  (3.11)

Αποδεικνύεται ότι όταν η περίοδος  $\Lambda$  ενός τέτοιου διηλεκτρικού φράγματος είναι μικρότερη από το μήκος κύματος  $\lambda$  της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, θα λαμβάνει χώρα περίθλαση μηδενικής τάξεως και μόνον, ενώ όλες οι υπόλοιπες τάξεις θα υφίστανται απόσβεση. Σε μία τέτοια περίπτωση, ο περιοδικός αυτός σχηματισμός συμπεριφέρεται ως ένας μονοαξονικός διπλοθλαστικός κρύσταλλος με τον οπτικό του άξονα κάθετο στο επίπεδο των πλακών που τον συναπαρτίζουν. Αυτό σημαίνει ότι ένα προσπίπτον ηλεκτρομαγνητικό κύμα θα διαχωριστεί σε δύο επιμέρους κύματα. Το τακτικό (ordinary) κύμα θα έχει επίπεδο πόλωσης κάθετο στον οπτικό άξονα, δηλαδή παράλληλο στο επίπεδο της κάθε πλάκας πάχους  $t_1$  και θα «βλέπει» δείκτη διάθλασης  $n_o$ , ενώ το έκτακτο (extraordinary) κύμα θα είναι πολωμένο παράλληλα προς τον οπτικό άξονα και θα «βλέπει» δείκτη διάθλασης  $n_e$ .

Αν το μήκος των πλακών είναι μεγάλο και τα πλάτη  $t_1$  και  $t_2$  μικρά σε σχέση με το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, το πεδίο στις πλάκες και τα ενδιάμεσα διαστήματα μπορεί να θεωρηθεί ομοιογενές. Από τις συνοριακές συνθήκες που ισχύουν για το ηλεκτρικό πεδίο  $E$  και την ηλεκτρική μετατόπιση  $D$ , προκύπτει ότι:

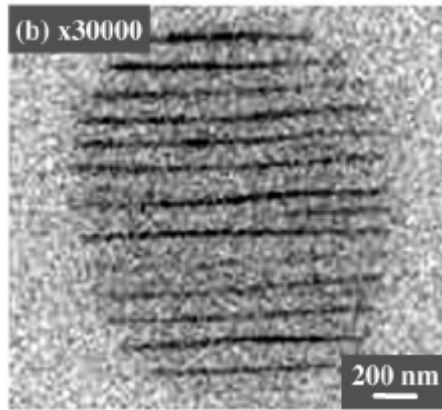
$$n_e^2 - n_o^2 = - \frac{f_1 f_2 (n_1^2 - n_2^2)^2}{f_1 n_2^2 + f_2 n_1^2} \quad (3.12)$$

όπου  $f_1 = \frac{t_1}{\Lambda}$ , ο filling factor του grating και  $f_2 = 1 - f_1$

Παρατηρούμε ότι  $n_e < n_o$ , δηλαδή μία περιοδική δομή αυτής της μορφής λειτουργεί ως ένας αρνητικός μονοαξονικός κρύσταλλος.

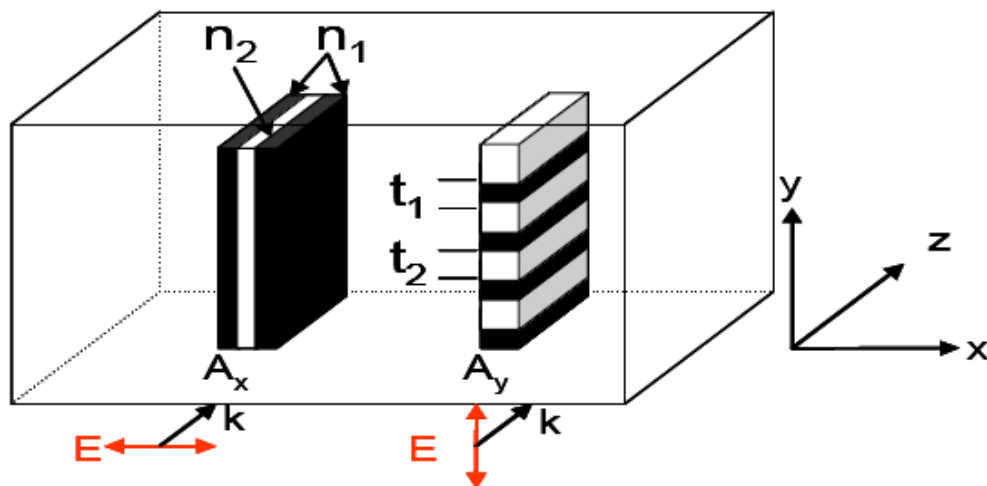
### **β) Ειδική περίπτωση form birefringence: αυτό-οργανωμένα nanogratings στο εσωτερικό fused silica**

Το 2001 παρατηρήθηκε για πρώτη φορά <sup>12</sup> ότι εστιάζοντας femtosecond παλμούς στο εσωτερικό ορισμένων ισότροπων υλικών, υπάρχει μία τιμή καταωφλίου για την ένταση πέρα από την οποία επάγεται στο εσωτερικό του υλικού μόνιμη, μονοαξονική διπλοθλαστικότητα με τον οπτικό της άξονα να ταυτίζεται με την κατεύθυνση πόλωσης του λέιζερ εγγραφής. Το 2002 διατυπώθηκε η θεωρία <sup>13</sup> ότι η διπλοθλαστικότητα αυτή οφείλεται στη δημιουργία αυτό-οργανωμένων, περιοδικών nanogratings («φραγμάτων») στο χώρο της εστίας προσανατολισμένων κάθετα προς την κατεύθυνση της πόλωσης εγγραφής. Η πρώτη άμεση παρατήρηση τέτοιων nanogratings έγινε το 2003 και πρόκειται για τις μικρότερες ενσωματωμένες δομές που δημιουργήθηκαν ποτέ με το φως (Σχήμα 3.6) <sup>14</sup>.



Σχήμα 3.6: Εικόνα “Backscattering Electron” από διπλοθλαστική δομή στο εσωτερικό SiO<sub>2</sub> μετά από λείανση στο επίπεδο εστίασης της δέσμης. Η μεγέθυνση είναι x30.000 (Shimotsuma et al)

Τα nanogratings αποτελούνται από επίπεδες περιοχές δείκτη διάθλασης  $n_1$  και πάχους  $t_1 \leq 10$  nm, οι οποίες διαχωρίζονται από μεγαλύτερες περιοχές δείκτη διάθλασης  $n_2$  και πάχους  $t_2 > t_1$ . Οι περιοχές αυτές είναι παράλληλες μεταξύ τους, παρατεταγμένες κάθετα προς την κατεύθυνση πόλωσης της δέσμης εγγραφής, με μία περίοδο  $\Lambda = t_1 + t_2$  συγκρίσιμη του μήκους κύματος  $\lambda$  (σχήμα 3.7)



Εικόνα 3.7: Σχηματική απεικόνιση των αυτό-οργανωμένων περιοδικών δομών για δύο διαφορετικές κατευθύνσεις της πόλωσης εγγραφής<sup>15</sup>

Όπως σχολιάστηκε προηγουμένως, ένα τέτοιο grating δεν δίνει περίθλαση με αποτέλεσμα να συμπεριφέρεται ως μονοαξονικός διπλοθλαστικός κρύσταλλος. Αποδεικνύεται ότι η διαφορά ανάμεσα στον τακτικό και τον έκτακτο δείκτη διάθλασης για  $t_1 \ll t_2$  είναι

$$\Delta \equiv n_o - n_e \approx \frac{2}{\Lambda} \left( \frac{\delta n^2}{n_2} + \frac{\delta n^3}{n_2^2} \right) t_1$$

όπου  $\Lambda$  η περίοδος,  $t_1$  το πάχος των νανο-επιπέδων και  $\delta n = n_2 - n_1$  η διαφορά ανάμεσα στους δείκτες διάθλασης των τροποποιημένων περιοχών και του ενδιάμεσου υλικού. Η διπλοθλαστικότητα παρουσιάζει μία γραμμική εξάρτηση από το πάχος  $t_1$  των νανοεπιπέδων και μία πολύ ισχυρότερη εξάρτηση από το  $\delta n$ .

Για την εξήγηση του φαινομένου της δημιουργίας αυτό-οργανωμένων nanogratings κατά την αλληλεπίδραση με γραμμικά πολωμένους παλμούς fs υπάρχουν δύο κυρίως θεωρίες. Η πρώτη θεωρία οφείλεται στους Yasuhiko Shimotsuma και Peter G. Kazansky <sup>16</sup>

και περιγράφει τον σχηματισμό των nanogratings ως αποτέλεσμα της συμβολής μεταξύ κυμάτων ηλεκτρονιακού πλάσματος και του πεδίου του λέιζερ. Η δεύτερη θεωρία διατυπώθηκε από τους Cyril Hnatovsky, Paul B. Corkum και P P Rajeen και αποδίδει το φαινόμενο στην δημιουργία νανο-πλασμονίων στο χώρο της εστίας και σε μία τοπική ενίσχυση πεδίου που προκαλούν <sup>17</sup>.

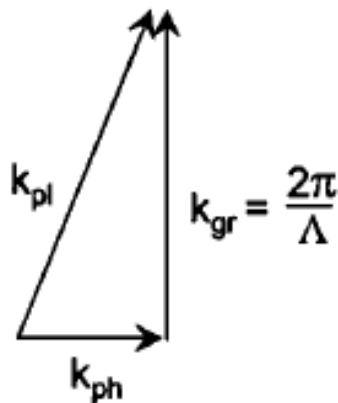
Αναλυτικότερα:

1) Η θεωρία της συμβολής μεταξύ κυμάτων ηλεκτρονιακού πλάσματος και πεδίου λέιζερ.

Κατά την εστίαση ισχυρών femtosecond παλμών λέιζερ στο εσωτερικό ενός διαφανούς υλικού λαμβάνει χώρα πολυφωτονικός ιονισμός, ο οποίος παράγει μία αρκετά υψηλή πυκνότητα ελευθέρων ηλεκτρονίων με τη



συμπεριφορά πλάσματος. Ένα κύμα φωτός που διαδίδεται στο εσωτερικό πλάσματος θέτει τα ελεύθερα ηλεκτρόνια σε κίνηση, διεγείροντας κύματα ηλεκτρονιακού πλάσματος, διαμήκη κύματα με το διάνυσμα του ηλεκτρικού τους πεδίου παράλληλο προς την κατεύθυνση διάδοσης. Ένα τέτοιο κύμα ηλεκτρονιακού πλάσματος μπορεί να συζευχθεί με το προσπίπτον φως μόνον όταν διαδίδεται στο επίπεδο της πόλωσης του φωτός. Η αρχική σύζευξη οφείλεται σε ανομοιογένειες λόγω της κίνησης ηλεκτρονίων στο επίπεδο πόλωσης του φωτός. Η σύζευξη αυτή ενισχύεται από μία περιοδική δομή η οποία προκύπτει από το “pattern” συμβολής ανάμεσα στο πεδίο του προσπίπτοντος φωτός και στο ηλεκτρικό πεδίο του κύματος ηλεκτρονιακού πλάσματος. Το “pattern” συμβολής προκαλεί μία περιοδική διαμόρφωση στη συγκέντρωση του ηλεκτρονιακού πλάσματος που με τη σειρά της προκαλεί δομικές αλλαγές στο εσωτερικό του γυαλιού. Το κύμα ηλεκτρονιακού πλάσματος θα ενισχυθεί μόνον αν το κυματόνισμα  $k_{pi}$  βρίσκεται στο επίπεδο πόλωσης του φωτός και μόνον αν η κατεύθυνση του συμφωνεί με την αρχή διατήρησης της ορμής (σχήμα 3.8). Η ενίσχυση του κύματος ηλεκτρονιακού πλάσματος θα οδηγήσει σε εκθετική αύξηση των περιοδικών δομών κάθετα προς την πόλωση του φωτός, οι οποίες στερεοποιούνται στο εσωτερικό του υλικού.



Σχήμα 3.8. Συμβολή κύματος ηλεκτρονιακού πλάσματος και του πεδίου λέιζερ

Η περίοδος  $\Lambda$  του grating ορίζεται από την συνθήκη διατήρησης της ορμής σύμφωνα με τη σχέση:

$$k_{gr} = \frac{2\pi}{\Lambda} = \sqrt{k_{pl}^2 - k_{ph}^2}$$

,όπου  $k_{pl}$  το κυματόνισμα του ηλεκτρονιακού πλάσματος και  $k_{ph}$  το κυματόνισμα της προσπίπτουσας ακτινοβολίας.

Λαμβάνοντας υπόψη και την αρχή διατήρησης της ενέργειας προκύπτει ότι

$$\Lambda = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{T_e} \left( \frac{m_e \omega^2}{3K_B} - \frac{e^2 N_e}{3\epsilon_0 K_B} \right) - k_{ph}^2}}$$

Όπως δείχνει η παραπάνω σχέση, η περίοδος του grating αυξάνεται με την αύξηση της συγκέντρωσης  $N_e$  και της θερμοκρασίας  $T_e$  των ηλεκτρονίων. Τα ηλεκτρόνια του πλάσματος δημιουργούνται κατά τη διαδικασία διάρρηξης των δεσμών Si-O-Si μέσω πολυφωτονικής απορρόφησης, η οποία συνοδεύεται από τη δημιουργία δεσμών Si-Si. Τα αρνητικά φορτισμένα ιόντα οξυγόνου που προκύπτουν απωθούνται από τις περιοχές υψηλής συγκέντρωσης ηλεκτρονίων, με αποτέλεσμα τη δημιουργία λεπτών περιοχών που χαρακτηρίζονται από έλλειψη ατόμων οξυγόνου.

Σοβαρό μειονέκτημα της διαδικασίας αποτελεί το γεγονός ότι προϋποθέτει μία πολύ υψηλή κρίσιμη πυκνότητα ηλεκτρονιακού πλάσματος της τάξης των  $10^{21} \text{ cm}^{-3}$  που έρχεται σε αντίφαση με πρόσφατες μελέτες που την προσδιορίζουν ως δύο τάξεις μεγέθους μικρότερη.

2) Η θεωρία των νανοπλασμονίων και της τοπικής ενίσχυσης πεδίου.

Σύμφωνα με τη θεωρία αυτή, τα nanogratings δεν οφείλονται στη συμβολή μεταξύ λείζερ και κυμάτων πλάσματος, αλλά στη δημιουργία νανοπλασμονίων κατά τη διάρκεια μη γραμμικών ιονισμών στον χώρο της

εστίας. Ο ιονισμός στο εσωτερικό διαφανών υλικών είναι μία διεργασία ανομοιογενής στην κλίμακα των nm. Αντί για τη δημιουργία ομογενούς πλάσματος, δημιουργούνται διάσπαρτα νανοσταγονίδια πλάσματος τα οποία μετά από αρκετούς παλμούς λέιζερ εξελίσσονται σε νανοπλασμόνια. Στη συνέχεια, τα νανοπλασμόνια με την πρόσπτωση μερικών χιλιάδων παλμών επεκτείνονται ταχέως προς την κατεύθυνση της πόλωσης του λέιζερ σχηματίζοντας τις νανοδομές.

Ο πολυφωτονικός ιονισμός ενός διηλεκτρικού υλικού μπορεί να είναι ανομοιογενής από τον πρώτο κιάλας παλμό εξαιτίας δύο κυρίως παραγόντων:

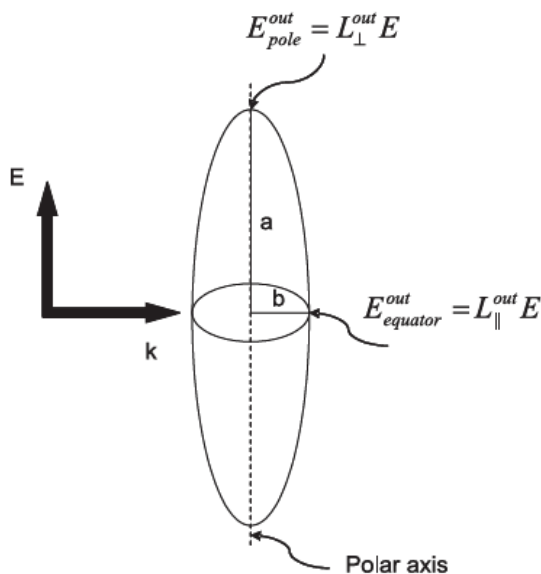
- α) της παρουσίας θερμικά διεγερμένων ηλεκτρονίων και
- β) της παρουσίας τοπικών ατελειών στο πλέγμα όπως π.χ. χρωματικών κέντρων και προσμίξεων. Τα χρωματικά κέντρα είναι σημειακές ατέλειες στο πλέγμα όπου βρίσκονται παγιδευμένα ηλεκτρόνια ή οπές που μπορούν να ιονιστούν ευκολότερα λόγω χαμηλότερου δυναμικού ιονισμού.

Αμφότεροι οι δύο αυτοί παράγοντες παρέχουν κάποια αρχικά ηλεκτρόνια (“seeds”) τα οποία μπορούν στη συνέχεια να πυροδοτήσουν ιονισμό χιονοστιβάδας σε χρονικό διάστημα που υπό άλλες συνθήκες θα ήταν πολύ βραχύ για να λάβει χώρα ένα τέτοιο φαινόμενο.

Οι τοπικές τροποποιήσεις από τον πρώτο παλμό δημιουργούν ένα είδος «μνήμης» στο υλικό η οποία ενισχύει τον μηχανισμό αλληλεπίδρασής του με το λέιζερ. Η μνήμη αυτή μπορεί να οφείλεται στη δημιουργία μετασταθών χρωματικών κέντρων ή σε μόνιμες αλλαγές στην ηλεκτρονική δομή λόγω χημικής αναδιοργάνωσης του υλικού. Έχει μετρηθεί ότι κάθε παλμός λέιζερ μειώνει το κατώφλι ιονισμού. Περιοχές επομένως που έχουν ήδη υποστεί ιονισμό από έναν παλμό λέιζερ παρουσιάζουν μεγαλύτερη πιθανότητα να ιονιστούν εκ νέου από τους επόμενους παλμούς. Η μείωση αυτή του κατωφλίου ιονισμού φτάνει σε κορεσμό μετά από αρκετούς χιλιάδες παλμούς στο 80% περίπου σε σχέση με το αρχικό κατώφλι. Ο εντοπισμένος ανομοιογενής ιονισμός που προκάλεσε ο πρώτος παλμός θα ενισχυθεί, οδηγώντας στην παραγωγή νανοπλασμονίων στον εστιακό όγκο αντί για ομοιογενές πλάσμα.

Μόλις σχηματιστεί ένα νανοπλασμόνιο, η εξέλιξή του παρουσία του προσπίπτοντος πεδίου του φωτός καθορίζεται από την μεταβολή της πυκνότητάς του σε σχέση με τον χρόνο. Τα νανοπλασμόνια μεταβάλλουν τα τοπικά πεδία στον περιβάλλοντα χώρο τους, γεγονός που με τη σειρά του επηρεάζει την ανάπτυξή τους όσο εξελίσσεται ο ιονισμός. Σε αντίθεση με ό,τι ισχύει στις μεταλλικές δομές, τα νανοπλασμόνια έχουν ηλεκτρικό πεδίο στο εσωτερικό τους, ισχυρότερο του προσπίπτοντος πεδίου του λέιζερ. Οι συνοριακές όμως συνθήκες ορίζουν ότι η παράλληλη συνιστώσα του ηλεκτρικού πεδίου έξω από τη δομή πρέπει να είναι συνεχής, με αποτέλεσμα το πεδίο αυτό να ενισχύεται

Από ηλεκτροστατιστικής άποψης, η κατανομή πεδίου μπορεί να υπολογιστεί λύνοντας τις εξισώσεις Laplace με τις κατάλληλες συνοριακές συνθήκες ανάλογα με το σχήμα της δομής. Έστω λοιπόν ένα σφαιροειδές νανοπλασμόνιο με διηλεκτρική συνάρτηση ίση προς  $\epsilon_r + i\epsilon_i$ , περιβαλλόμενο από υλικό διηλεκτρικής σταθεράς  $\epsilon_d$  και το οποίο έχει πυκνότητα ηλεκτρονίων μικρότερη της κρίσιμης πυκνότητας πλάσματος. Έστω και ένα επίπεδο, γραμμικά πολωμένο κύμα το οποίο διαδίδεται κάθετα προς τον άξονα των πόλων του σφαιροειδούς με την πόλωση παράλληλη προς τον άξονα των πόλων του σφαιροειδούς (σχήμα 3.9)



Σχήμα 3.9. Ανακατανομή πεδίου κοντά σε σφαιροειδές στο οποίο προσπίπτει ακτινοβολία πολωμένη παράλληλα προς τον πολικό άξονα του σφαιροειδούς.

Το τοπικό ηλεκτρικό πεδίο σε ένα σημείο πάνω στον άξονα των πόλων ακριβώς έξω από το σφαιροειδές είναι:

$$E_{pol}^{out} = \frac{f(a/b)\varepsilon}{[\varepsilon - 1 + f(a/b)]} E$$

ενώ ακριβώς έξω από το επίπεδο του «ισημερινού» θα είναι:

$$E_{equator}^{out} = \frac{f(a/b)}{[\varepsilon - 1 + f(a/b)]} E$$

,όπου  $\varepsilon = \varepsilon_r/\varepsilon_d$  και  $f(a/b)$  η συνάρτηση κατανομής του σφαιροειδούς.

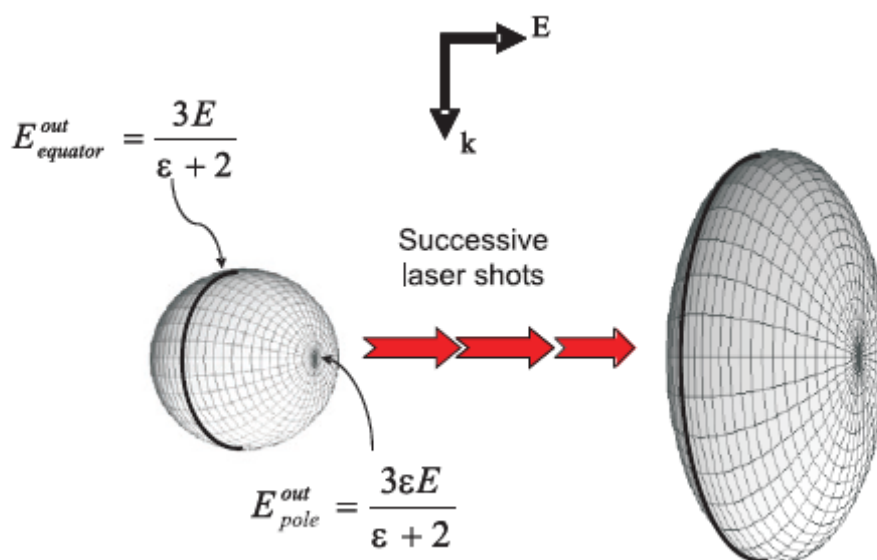
Για μία σφαίρα ισχύει  $a/b=1$  και  $f(a/b)=3$ , οπότε οι παραπάνω εξισώσεις γίνονται:

$$E_{pol}^{out} = \frac{3\varepsilon}{[\varepsilon + 2]} E \quad \text{και} \quad E_{equator}^{out} = \frac{3}{[\varepsilon + 2]} E$$

όπου  $0 < \varepsilon < 1$  με αποτέλεσμα να ισχύει:  $E_{equator}^{out} > E_{pol}^{out}$

Όταν η πυκνότητα ηλεκτρονίων στο νανοπλασμόνιο είναι στο μισό της κρίσιμης τιμής της, η ενίσχυση πεδίου,  $E_{equator}^{out}/E_{pol}^{out}$ , είναι ένας παράγοντας του 2 ενώ αυξάνεται σημαντικά καθώς προσεγγίζεται η τιμή κρίσιμης πυκνότητας. Το σχήμα 3.10 απεικονίζει την επίδραση της τοπικής ενίσχυσης πεδίου σε σφαιρικό νανοπλασμόνιο στο εσωτερικό διηλεκτρικού υλικού. Αφού  $E_{equator}^{out} > E_{pol}^{out}$ , το πεδίο στο εσωτερικό της δομής ενισχύεται κατά μήκος του κύκλου που είναι κάθετος προς την πόλωση του

φωτός. Η παραμικρή όμως μεταβολή στο ηλεκτρικό πεδίο έχει πολύ μεγάλη επίδραση στην εξέλιξη του πολυφωτονικού ιονισμού, με αποτέλεσμα ο ιονισμός κατά μήκος αυτής της κατεύθυνσης να ενισχύεται κατά πολύ προκαλώντας ιονισμό σε περισσότερα άτομα του διηλεκτρικού μέσου σε αυτή την κατεύθυνση σε σχέση με τις υπόλοιπες κατευθύνσεις, αναγκάζοντας έτσι το νανοπλασμόνιο να επιμηκυνθεί παίρνοντας το σχήμα ελλειψοειδούς το οποίο μετά από πολλούς παλμούς εξελίσσεται σε ένα νανο-επίπεδο όπως του σχήματος 3.10.



Σχήμα 3.10. Ανάπτυξη νανοπλάσματος. Η ενίσχυση πεδίου κοντά στο νανοπλασμόνιο, κατά μήκος του επιπέδου κάθετα στην πόλωση της δέσμης, το αναγκάζει να επιμηκυνθεί και να εξελιχθεί σε νανο-επίπεδο.

Η επιμήκυνση του νανοπλασμόνιου λαμβάνει χώρα μόνον κατά τη διάρκεια του παλμού, όμως μπορεί να συνεχιστεί περαιτέρω προς την ίδια διεύθυνση και μετά από αρκετούς παλμούς λέιζερ. Αυτό οφείλεται στη «μνήμη» που χαρακτηρίζει τη διαδικασία, καθώς ο ιονισμός επιτυγχάνεται ευκολότερα σε περιοχές που προηγουμένως είχαν ήδη υποστεί ιονισμό.

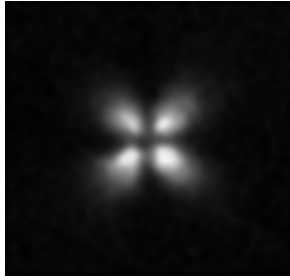
### 3.5 Stress birefringence<sup>9</sup>

Με την εφαρμογή μηχανικού stress, ένα οπτικά ισότροπο μέσο μπορεί να μετατραπεί σε ανισότροπο. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται φωτοελαστικότητα ή stress birefringence.

Όταν βρεθεί υπό συμπίεση ή τάση, το υλικό αποκτά ιδιότητες αρνητικού ή θετικού μονοαξονικού διπλοθλαστικού κρυστάλλου αντίστοιχα. Και στις δύο περιπτώσεις ο οπτικός άξονας ακολουθεί την κατεύθυνση του stress και η επαγόμενη διπλοθλαστικότητα είναι ανάλογη του εφαρμοζόμενου stress. Αν το stress δεν είναι ομοιόμορφο σε όλο το δείγμα, τότε δεν είναι ομοιόμορφη ούτε η διπλοθλαστικότητα που το stress επάγει.

Η διαφορά φάσης σε κάθε σημείο του δείγματος είναι ανάλογη προς το principal stress difference ( $\sigma_1 - \sigma_2$ ), όπου  $\sigma_1$  και  $\sigma_2$  οι ορθογώνιοι κύριοι συντελεστές stress. Για παράδειγμα αν το δείγμα είχε υποστεί κάποια τάση αποκλειστικά κατά την κατακόρυφη διεύθυνση, το  $\sigma_1$  θα ήταν το μέγιστο κύριο stress στην κατακόρυφη κατεύθυνση ενώ το  $\sigma_2$  στην οριζόντια κατεύθυνση θα ήταν μηδέν. Σε κάθε σημείο στο οποίο το ηλεκτρικό πεδίο  $E$  του προσπίπτοντος, γραμμικά πολωμένου φωτός είναι παράλληλο προς οποιονδήποτε από τους τοπικούς οπτικούς άξονες λόγω stress, το κύμα θα περάσει ανεπηρέαστο από το δείγμα ανεξαρτήτως μήκος κύματος. Μεταξύ δύο διασταυρωμένων πολωτών το φως αυτό θα απορροφηθεί από τον αναλυτή δημιουργώντας μία σκοτεινή ζώνη. Η εικόνα που προκύπτει με αυτό τον τρόπο δίνει έναν ποιοτικό χάρτη του stress καθώς και μία βάση για ποσοτικούς υπολογισμούς.

Στο σχήμα 3.11 παρουσιάζεται μία χαρακτηριστική περίπτωση stress birefringence, που δημιουργήθηκε στην επιφάνεια πλακιδίου τηγμένης πυριτίας κατά την αλληλεπίδραση με παλμούς λέιζερ femtosecond.



Σχήμα 3.11. Χαρακτηριστική εικόνα «μαλτέζικου σταυρού» εξαιτίας stress birefringence

Η κατεύθυνση του άξονα διπλοθλαστικότητας μεταβάλλεται από σημείο σε σημείο δημιουργώντας μία ακτινωτή μορφή. Όσο απομακρυνόμαστε από το κέντρο της δομής, η τιμή του stress birefringence μειώνεται. Ο «σταυρός» προκύπτει από τους διασταυρωμένους άξονες του πολωτή και του αναλυτή. Περιστρέφοντας τους δύο πολωτές διατηρώντας τους συνεχώς διασταυρωμένους ο «σταυρός» περιστρέφεται επίσης. Η μέγιστη μετρούμενη τιμή του transmission όμως παραμένει σταθερή ανεξαρτήτως της γωνίας στροφής.

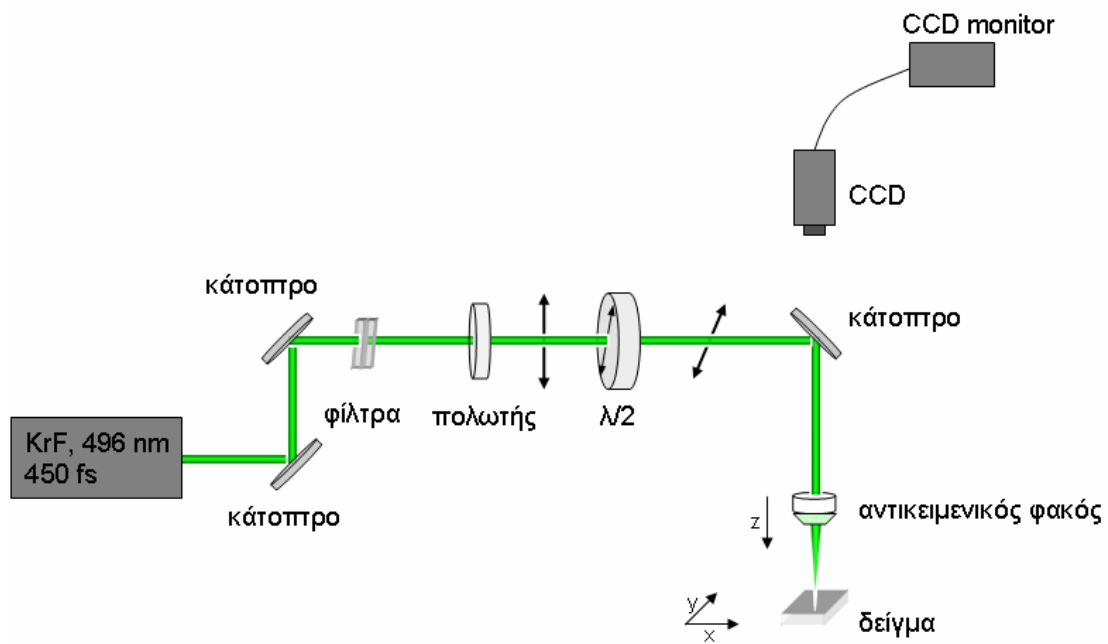


## Κεφάλαιο 4: Πειραματική διαδικασία

Στο κεφάλαιο αυτό περιγράφονται οι πειραματικές διαδικασίες που εφαρμόστηκαν κατά την διάρκεια των πειραμάτων.

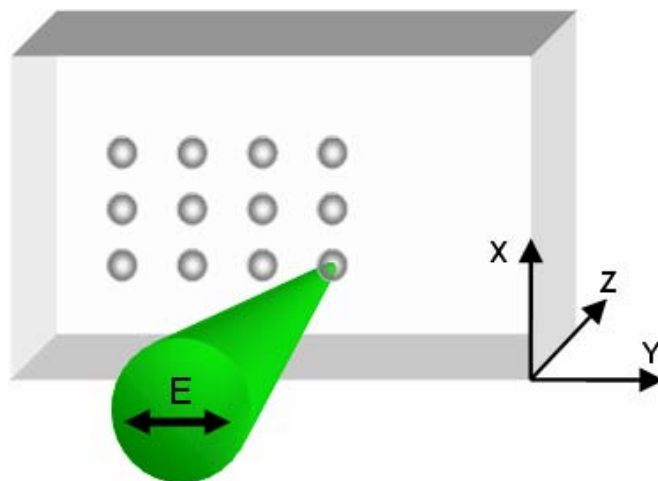
### 4.1 Πειραματική διάταξη

Για την πραγματοποίηση του πειράματος χρησιμοποιήθηκε η seed δέσμη ενός λέιζερ KrF/Excimer, με μήκος κύματος στα 496 nm, διάρκεια παλμού στα 450 fs και συχνότητα επανάληψης έως και 10 Hz. Η δέσμη κατευθύνεται με τη χρήση κατόπτρων σε έναν γραμμικό πολωτή ο οποίος μετατρέπει την δέσμη από κατακόρυφα ελλειπτικά πολωμένη σε κατακόρυφα γραμμικά πολωμένη. Με τη βοήθεια ενός πλακιδίου καθυστέρησης  $\lambda/2$  μπορεί να ελεγχθεί η κατεύθυνση πόλωσης του λέιζερ ανάλογα με την γωνία στροφής του ταχέως άξονα ως προς την κατακόρυφο. Στη συνέχεια, μέσω ενός αντικειμενικού φακού μεγέθυνσης 40x και αριθμητικού ανοίγματος NA 0.75 η δέσμη εστιάζεται στο εσωτερικό δείγματος τηγμένης πυριτίας SiO<sub>2</sub>. Το δείγμα είναι τοποθετημένο πάνω σε μία βάση που έχει τη δυνατότητα μετακίνησης στις δύο διαστάσεις με βήμα 1  $\mu\text{m}$ . Ο αντικειμενικός φακός είναι προσαρμοσμένος σε ειδική πλατφόρμα με δυνατότητα μετακίνησης κατά τον κατακόρυφο άξονα z, επιτρέποντας με τον τρόπο αυτό τον έλεγχο του βάθους εστίασης στο εσωτερικό του δείγματος. Παρεμβάλλοντας κάθε φορά κατάλληλο συνδυασμό από ουδέτερα φίλτρα στην πορεία της δέσμης μπορούμε να ρυθμίσουμε την ενέργεια της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Η ενέργεια ανά παλμό που φτάνει στον αντικειμενικό φακό μπορεί να μετρηθεί με τη βοήθεια ενός βολομετρικού ανιχνευτή αμέσως μετά το  $\lambda/2$ . Μία CCD κάμερα επιτρέπει την άμεση παρακολούθηση των διεργασιών μέσα στο υλικό (σχήμα 4.1)



Σχήμα 4.1: Σχηματική αναπαράσταση της διάταξης που χρησιμοποιήθηκε για την εγχάραξη των δομών στο εσωτερικό του δείγματος.

Με τον τρόπο αυτό μπορούμε να δημιουργήσουμε arrays από spots στο εσωτερικό του υλικού, σε ένα βάθος εστίασης το οποίο επιλέγουμε να είναι  $\sim 120 \mu\text{m}$ .



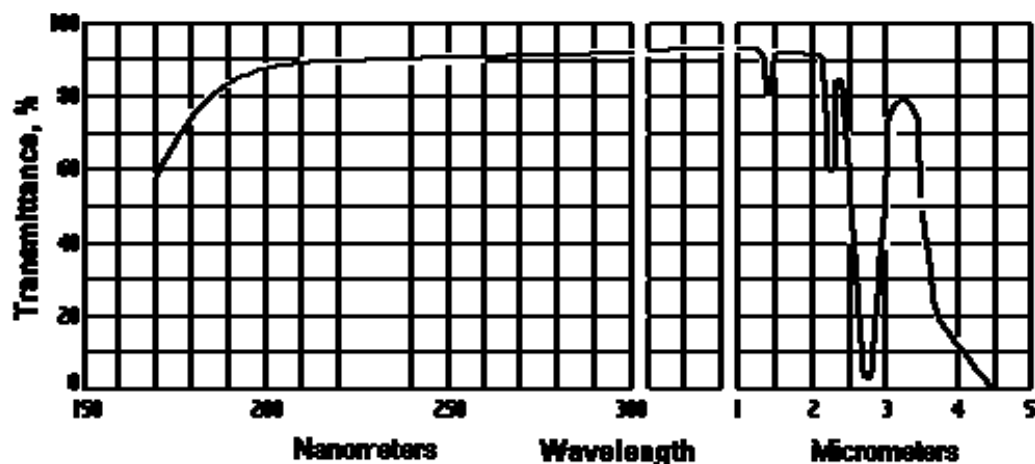
Σχήμα 4.2: Δημιουργία array από spots στο εσωτερικό fused silica.

## 4.2 Δείγματα

Τα δείγματα που χρησιμοποιήθηκαν ήταν πλακίδια κατασκευασμένα από τηγμένη πυριτία (fused silica). Πρόκειται για διοξείδιο του πυριτίου ( $\text{SiO}_2$ ), άμορφο και επομένως ισότροπο το οποίο χαρακτηρίζεται από χαμηλό συντελεστή θερμικής διαστολής ( $0.55 \times 10^{-6}/\text{K}$ ), χαμηλή διηλεκτρική σταθερά και ανθεκτικότητα σε θερμικές διαταραχές και χάραξη. Στον πίνακα που ακολουθεί εκτίθενται ορισμένες χαρακτηριστικές ιδιότητες του  $\text{SiO}_2$  οι οποίες το καθιστούν ιδανικό για τη μελέτη της αλληλεπίδρασης υπερβραχέων παλμών λέιζερ και ύλης.

Μοριακό βάρος	60.1g/mol
Πυκνότητα	2.6g/cm <sup>3</sup>
Σημείο Βρασμού	2230 °C
Σημείο Τήξης	1710 °C
Ενεργειακό χάσμα (Eg)	7.6 eV
Δείκτης διάθλασης ( $\lambda=496$ nm)	1.463
Συντελεστής θερμικής διαστολής	$0.55 \times 10^{-6}/\text{K}$
Συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας	1.38W/mK
Συγκέντρωση OH	>1000ppm

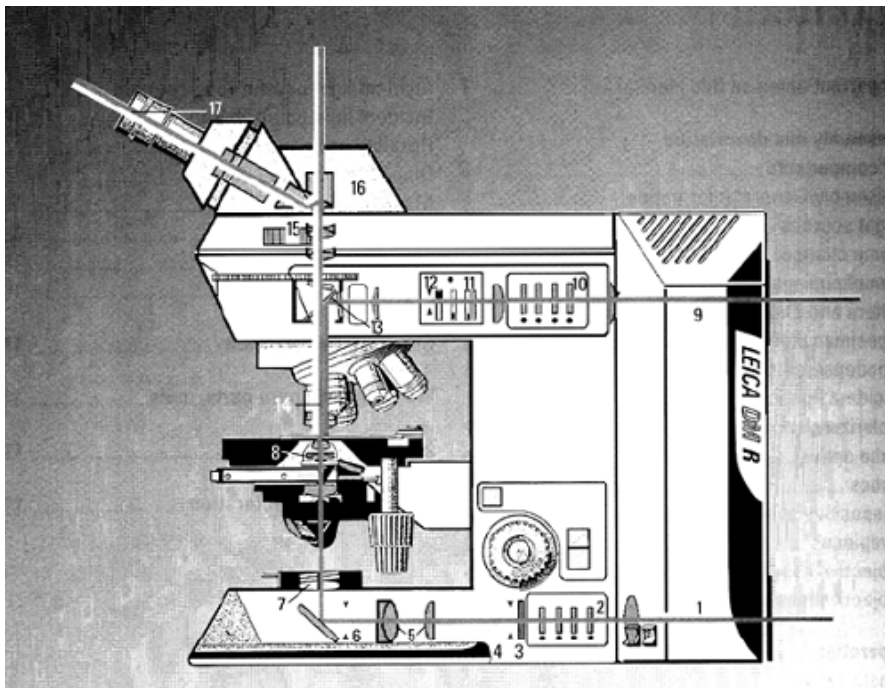
Το φάσμα απορρόφησης της τηγμένης πυριτίας (fused silica) στο υπέρυθρο και το υπεριώδες έχει τη μορφή του σχήματος 4.2.



Σχήμα 4.2: Το φάσμα απορρόφησης της τηγμένης πυριτίας.

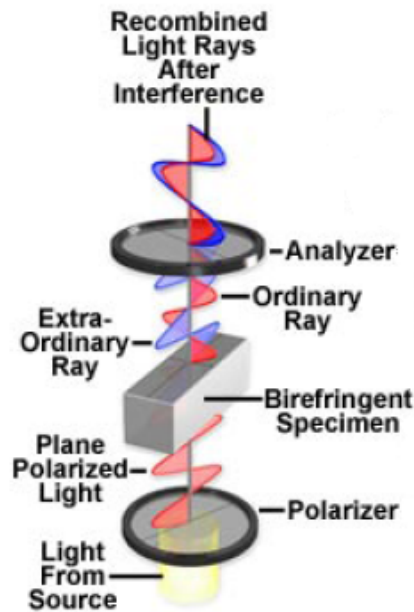
### 4.3 Χαρακτηρισμός

Για την παρατήρηση των δειγμάτων μετά την επεξεργασία έγινε χρήση οπτικού μικροσκοπίου (σχήμα 4.3) με φακούς διαφόρων μεγεθύνσεων ( $5\times$  έως  $100\times$ ). Χρησιμοποιώντας φυσικό (μη πολωμένο) φως μπορούμε να παρατηρήσουμε αλλαγές που σχετίζονται με την πυκνότητα του υλικού και κατ' επέκταση την ισοτροπική μεταβολή του δείκτη διάθλασης. Στο πολωμένο φως μπορούμε να αντλήσουμε πληροφορίες για την ανισοτροπική μεταβολή του δείκτη διάθλασης και επομένως την εμφάνιση του φαινομένου της διπλοθλαστικότητας.



Σχήμα 4.3: Το οπτικό μικροσκόπιο της Leica που χρησιμοποιήθηκε σε transmission mode.

Μετά την επεξεργασία, το δείγμα τοποθετείται μεταξύ δύο διασταυρωμένων πολωτών με το μικροσκόπιο ρυθμισμένο σε transmission mode. Το φως της πηγής πολώνεται σύμφωνα με την διεύθυνση του πολωτικού άξονα του πρώτου πολωτή και στη συνέχεια εισέρχεται στο δείγμα. Φως που διέρχεται μέσα από ισότροπο δείγμα δεν αλλάζει επίπεδο ταλάντωσης με αποτέλεσμα να προσπίπτει με την πόλωση κάθετα στον πολωτικό άξονα του δεύτερου πολωτή δημιουργώντας ένα σκοτεινό background. Όταν όμως η δέσμη φωτός διέλθει μέσα από περιοχή του δείγματος που παρουσιάζει διπλοθλαστικότητα, τότε η δέσμη αυτή χωρίζεται σε δύο γραμμικά πολωμένες ,κάθετα μεταξύ τους, δέσμες , οι οποίες διαδίδονται με διαφορετικές ταχύτητες. Η μία δέσμη ονομάζεται τακτική (ordinary), είναι πολωμένη κάθετα προς τον οπτικό άξονα της διπλοθλαστικής δομής και αντιστοιχεί σε δείκτη διάθλασης  $n_o$ , ο οποίος είναι ίδιος προς όλες τις διευθύνσεις. Η δεύτερη επίπεδα πολωμένη δέσμη ονομάζεται έκτακτη (extraordinary) έχει το επίπεδο πόλωσης παράλληλο προς τον οπτικό άξονα της δομής και αντιστοιχεί σε έναν δείκτη διάθλασης  $n_e$  ο οποίος διαφέρει αναλόγως με την κατεύθυνση. Για περιοχές του δείγματος λοιπόν που εμφανίζουν διπλοθλαστικότητα, το εξερχόμενο φως δεν ταλαντώνεται μόνο στο επίπεδο του οπτικού άξονα του πρώτου πολωτή, αλλά και στο επίπεδο κάθετα αυτού. Καθώς εξέρχεται τελικά το φως από το δείγμα, ο αναλυτής επιτρέπει να διέλθουν μόνον οι συνιστώσες που διαδίδονται προς την ίδια κατεύθυνση και ταλαντώνονται στο ίδιο επίπεδο, παράλληλα προς τον οπτικό του άξονα (σχήμα 4.4)



Σχήμα 4.4: Διαχωρισμός της δέσμης σε τακτική και έκτακτη ακτίνα διαμέσου διπλοθλαστικού δείγματος

Η παραπάνω διαδικασία ονομάζεται *μικροσκοπία πολωμένου φωτός* και χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό της διαφοράς φάσης που χαρακτηρίζει μία διπλοθλαστική δομή έχοντας προηγουμένως προσδιορίσει το transmission  $T$ , την ένταση δηλαδή της διερχόμενης ακτινοβολίας για διάφορες γωνίες στροφής του δείγματος ως προς τους άξονες των διασταυρωμένων πολωτών.

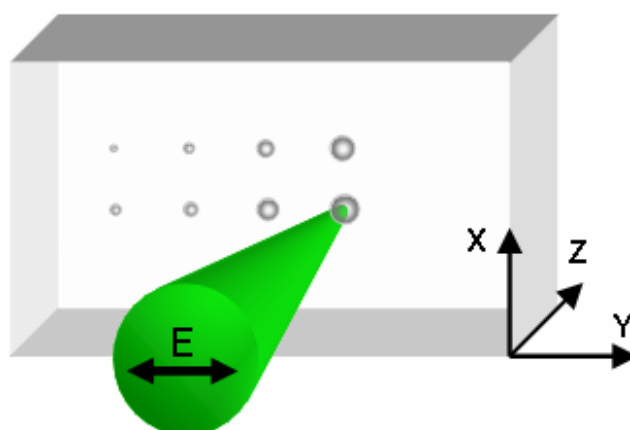
Η σχέση που συνδέει το transmission με τη γωνία στροφής  $\theta$  του δείγματος και την διαφορά φάσης  $\phi$  που δημιουργήθηκε κατά την επεξεργασία του υλικού είναι (παράρτημα Α):

$$T = \frac{1}{2} \sin^2(2\theta)(1 - \cos(\phi))$$

## Κεφάλαιο 5: Πειραματικά αποτελέσματα και συζήτηση

### 5.1 Βαθμονόμηση

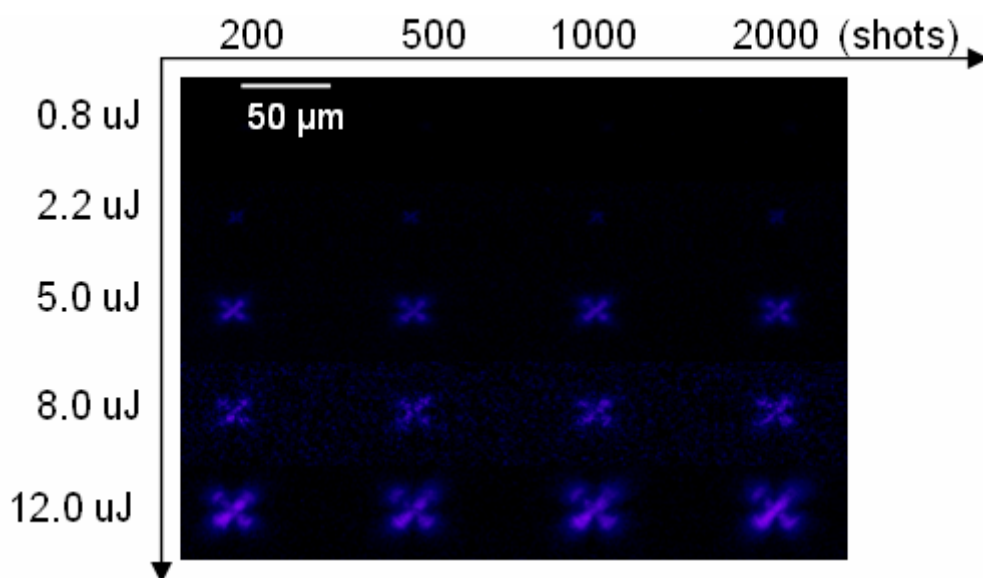
Στόχος μας στο πρώτο στάδιο των πειραμάτων είναι μία όσο το δυνατόν ακριβέστερη βαθμονόμηση που θα συνδέει την επαγόμενη στο δείγμα διπλοθλαστικότητα με την ενέργεια και το πλήθος των παλμών που αυτό δέχτηκε. Κατασκευάζουμε λοιπόν στο εσωτερικό του υλικού έναν «χάρτη» από spots μεταβάλλοντας την ενέργεια του λέιζερ από 0.2  $\mu\text{J}/\text{pulse}$  μέχρι 12  $\mu\text{J}/\text{pulse}$  και το πλήθος των παλμών από 1 παλμό/spot μέχρι 2000 παλμούς/spot. Η εστίαση γίνεται σε ένα βάθος περίπου 120  $\mu\text{m}$  με συχνότητα επανάληψης στα 2 Hz, το λέιζερ είναι γραμμικά πολωμένο, η κατεύθυνση πόλωσης της δέσμης εγγραφής διατηρείται σε όλη τη διάρκεια της διαδικασίας σταθερή (σχήμα 5.1).



Σχήμα 5.1: Κατασκευή χάρτη βαθμονόμησης της διπλοθλαστικότητας συναρτήσει της ενέργειας και του αριθμού παλμών διατηρώντας την πόλωση εγγραφής σταθερή

Μετά το πέρας της διαδικασίας, το δείγμα τοποθετήθηκε μεταξύ δύο διασταυρωμένων πολωτών και φωτογραφήθηκε με τη βοήθεια μίας CCD κάμερας σύμφωνα με τη μέθοδο που εκτέθηκε στην παράγραφο 4.3. Στην εικόνα 5.2 παρουσιάζεται ενδεικτικά ένα τμήμα του «χάρτη βαθμονόμησης» για ενέργειες εγγραφής: 0.8  $\mu\text{J}/\text{pulse}$ , 2.2  $\mu\text{J}/\text{pulse}$ , 5  $\mu\text{J}$ , 8  $\mu\text{J}/\text{pulse}$  και 12  $\mu\text{J}/\text{pulse}$ . Ο αριθμός των παλμών ανά spot αυξάνει από αριστερά προς τα δεξιά (200 pulses/spot  $\rightarrow$  500 pulses/spot  $\rightarrow$  1000 pulses/spot  $\rightarrow$  2000 pulses/spot). Η δέσμη είχε κατεύθυνση διάδοσης κάθετη προς το επίπεδο της εικόνας.

Προκύπτει ότι όταν η πόλωση παρατήρησης συμπίπτει με την πόλωση εγγραφής, (όταν δηλαδή ο οπτικός άξονας του πρώτου πολωτή ταυτίζεται με την κατεύθυνση πόλωσης που είχε η δέσμη εγγραφής), η διερχόμενη από το δείγμα ακτινοβολία ελαχιστοποιείται χωρίς όμως να μηδενίζεται τελείως. Σε αυτή την περίπτωση, εμφανίζεται μόνον ο χαρακτηριστικός «μαλτέζικος σταυρός» που καταδεικνύει την ύπαρξη διπλοθλαστικότητας λόγω stress (σχήμα 5.2.α, όπου η φωτεινότητα της εικόνας έχει διπλασιαστεί τεχνητά).

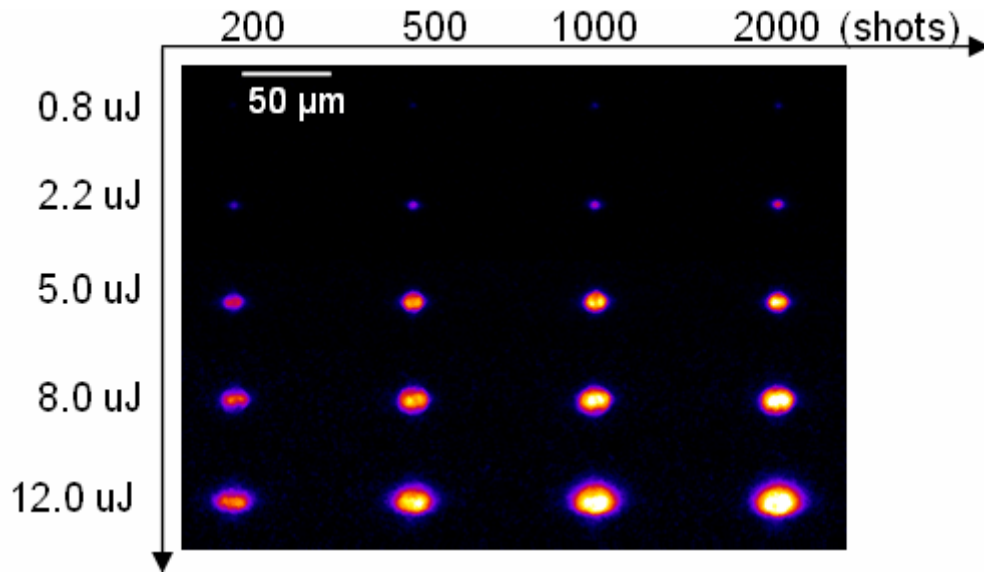


Σχήμα 5.2.α: Όταν η πόλωση παρατήρησης συμπίπτει με την πόλωση εγγραφής, η ένταση της διερχόμενης ακτινοβολίας ελαχιστοποιείται.

Στρέφοντας σταδιακά το δείγμα σε μεγαλύτερες γωνίες σε σχέση με τους διασταυρωμένους πολωτές, η ένταση της διερχόμενης ακτινοβολίας (το

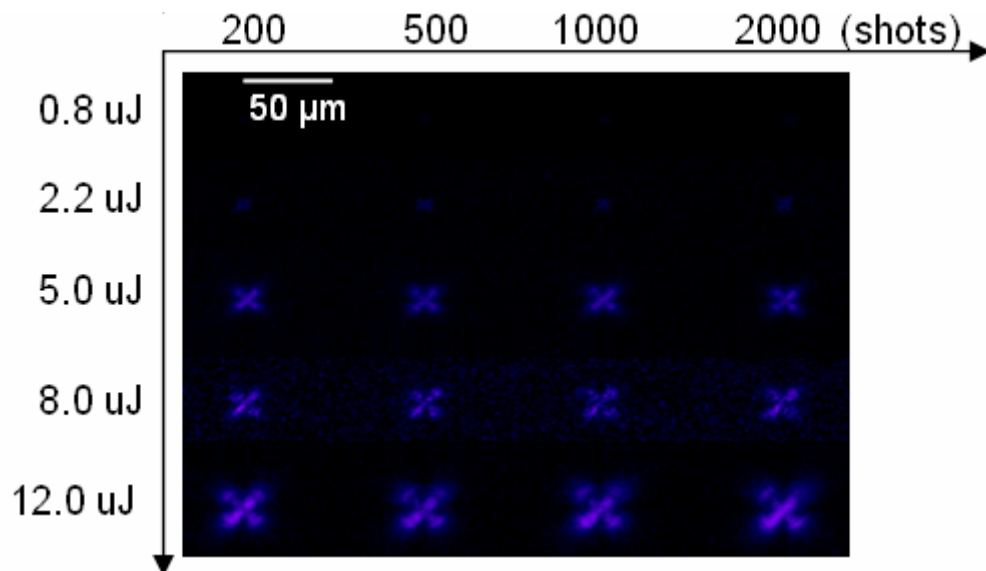


“transmission”) αυξάνει μονοτονικά με τη γωνία στροφής μέχρι περίπου τις  $45^\circ$  οπότε το transmission φτάνει στη μέγιστη τιμή του (σχήμα 5.2.β).



Σχήμα 5.2.β: Όταν η πόλωση παρατήρησης σχηματίζει γωνία  $45^\circ$  με την πόλωση εγγραφής, η ένταση της διερχόμενη ακτινοβολίας μεγιστοποιείται.

Για γωνίες στροφής μεγαλύτερες των  $45^\circ$  η διέλευση ακτινοβολίας αρχίζει να μειώνεται μέχρι τις  $90^\circ$  οπότε το transmission γίνεται και πάλι ελάχιστο (σχήμα 5.2.γ, όπου η φωτεινότητα έχει διπλασιαστεί τεχνητά προς διευκόλυνση του αναγνώστη).



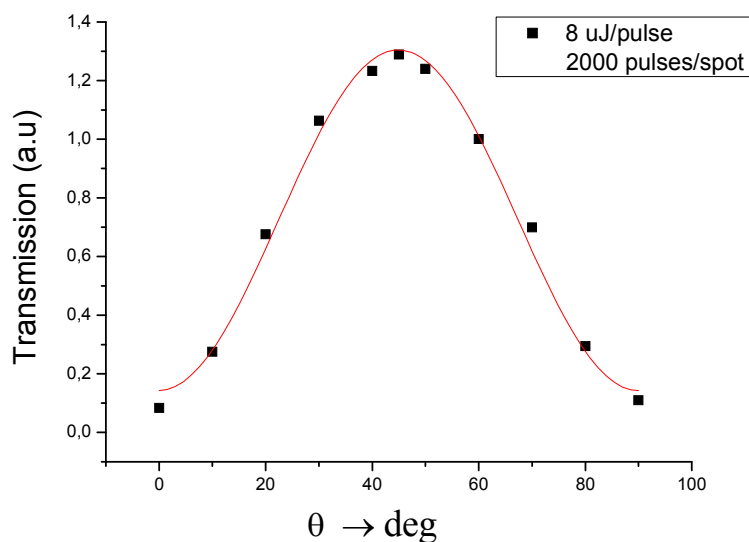
Σχήμα 5.2.γ: Όταν η πόλωση παρατήρησης σχηματίζει γωνία  $90^\circ$  με την πόλωση εγγραφής, η ένταση της διερχόμενη ακτινοβολίας ελαχιστοποιείται και πάλι.

Καταγράφοντας την διερχόμενη ακτινοβολία διαμέσου ενός τροποποιημένου spot, συναρτήσει της στροφής του δείγματος ως προς τους διασταυρωμένους πολωτές προκύπτουν ημιτονοειδή διαγράμματα της μορφής του σχήματος 5.3. Η διερχόμενη ακτινοβολία ελαχιστοποιείται ανά  $90^\circ$ .

Η παρατήρηση αυτή συμφωνεί με την προηγούμενη θεωρητική ανάλυση, σύμφωνα με την οποία η ένταση  $T$  της διερχόμενης ακτινοβολίας από ένα μονοαξονικό διπλοθλαστικό υλικό τοποθετημένο μεταξύ δύο διασταυρωμένων πολωτών εξαρτάται από τη γωνία  $\theta$  στροφής του δείγματος σε σχέση με τους πολωτές ως:

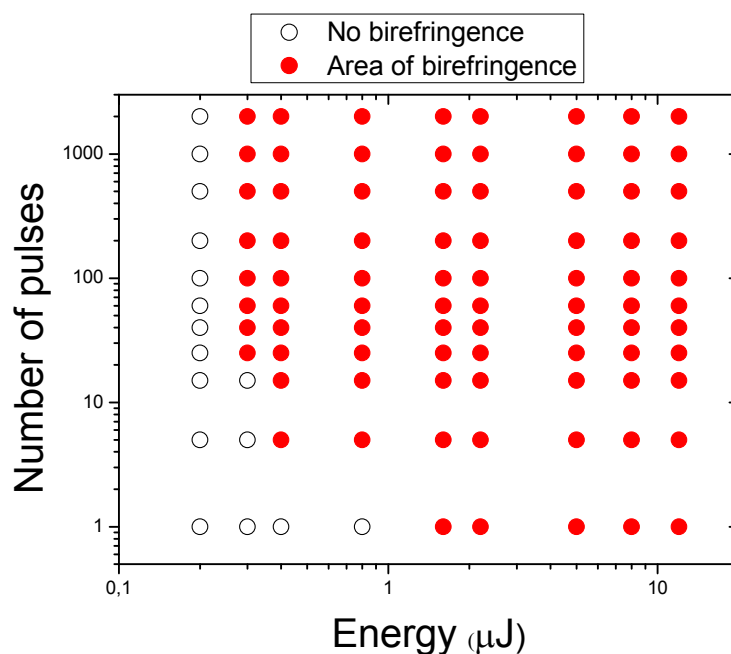
$$T = \frac{1}{2} \sin^2(2\theta)(1 - \cos(\Delta\phi))$$

όπου  $\Delta\phi$  η διαφορά φάσης που αντιστοιχεί στη δομή.



Σχήμα 5.3: Μεταβολή της διερχόμενης έντασης από ένα spot που προέκυψε από 2000 παλμούς ενέργειας  $8\mu\text{J}$  συναρτήσει της γωνίας στροφής του δείγματος ανά  $10^\circ$ .

Στο σχήμα 5.4 παρουσιάζεται ένα ποιοτικό διάγραμμα του χάρτη βαθμονόμησης (σε λογαριθμική κλίμακα) από το οποίο φαίνεται για ποιες ενέργειες και για πόσους παλμούς εμφανίστηκε στο δείγμα διπλοθλαστικότητα και σε ποιες όχι.



Σχήμα 5.4: Χάρτης βαθμονόμησης. Οι λευκοί κύκλοι δείχνουν τις περιοχές που δεν εμφάνισαν καμία διπλοθλαστικότητα. Οι κόκκινοι κύκλοι παριστάνουν τις περιοχές που εμφάνισαν διπλοθλαστικότητα

Για ενέργεια 0.2  $\mu\text{J/pulse}$  και για πλήθος παλμών από 1 έως 2000 δεν ανιχνεύεται ανισότροπη μεταβολή στον δείκτη διάθλασης μέσα στα όρια της διακριτικής ικανότητας του μικροσκοπίου. Η πρώτη διπλοθλαστική δομή στο δείγμα εμφανίζεται μετά από **25 παλμούς**, ενέργειας **0.3  $\mu\text{J/pulse}$** . Για ενέργειες μεγαλύτερες ή ίσες των **0.4  $\mu\text{J/pulse}$**  εμφανίζεται διπλοθλαστικότητα ήδη από τους **5 παλμούς** ανά spot (σχήμα 5.5). Για ενέργεια **1.6  $\mu\text{J/pulse}$**  εμφανίζεται η πρώτη διπλοθλαστική δομή στον «χάρτη» που προέκυψε **από έναν και μόνο παλμό** (σχήμα 5.6). Όλες οι εικόνες που ακολουθούν αντιστοιχούν σε γωνίες στροφής του δείγματος όπου η ένταση της διερχόμενης ακτινοβολίας από τα spots ήταν μέγιστη.



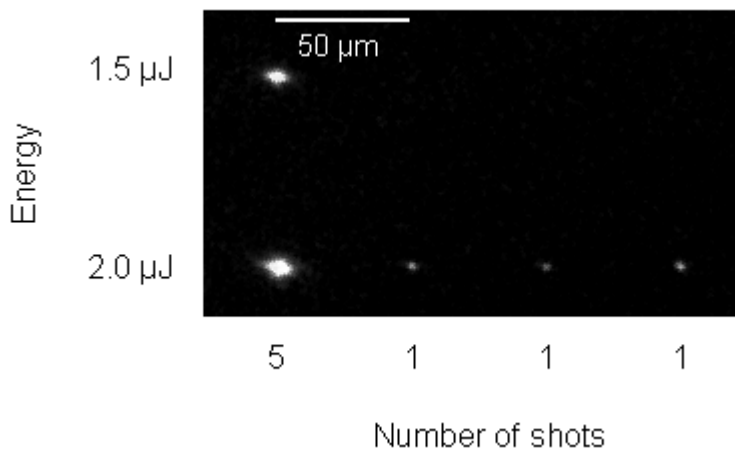
Σχήμα 5.5.α: Από αριστερά προς τα δεξιά διακρίνονται 4 spots (σε κατάσταση μέγιστου transmission) των 100, 60, 40, 25 pulses/spot για ενέργεια 0.3  $\mu\text{J}/\text{pulse}$ . Το spot των 25 παλμών διακρίνεται οριακά.



Σχήμα 5.5.β: Από αριστερά προς τα δεξιά διακρίνονται 6 spots (σε κατάσταση μέγιστου transmission) των 100, 60, 40, 25, 15, 5 pulses/spot για ενέργεια 0.4  $\mu\text{J}/\text{pulse}$ . Το spot των 5 παλμών διακρίνεται οριακά.

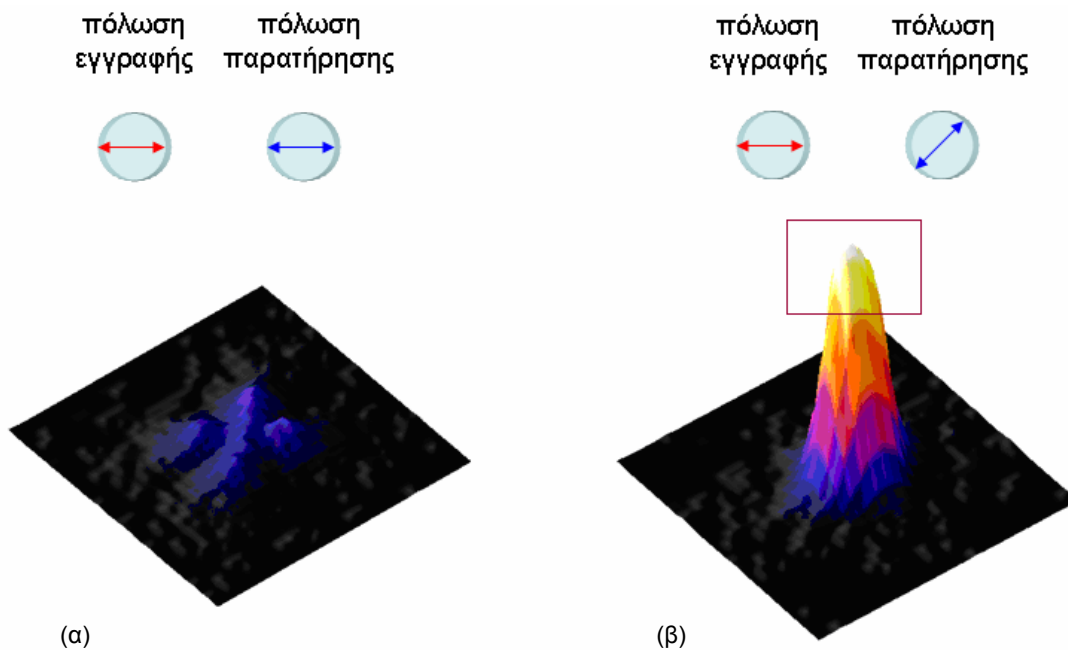


Σχήμα 5.6.α: Εικόνα σε μέγιστο transmission από spot του ενός “shot” ενέργειας 1.6  $\mu\text{J}/\text{pulse}$ .



Σχήμα 5.6.β: Εικόνα σε μέγιστο transmission από spots του ενός “shot” ενέργειας 2  $\mu\text{J}/\text{pulse}$ . Για ενέργεια 1.5  $\mu\text{J}/\text{pulse}$  δεν προκύπτει διπλοθλαστική δομή “single shot”

Η διαφορά φάσης  $\Delta\phi$  που αντιστοιχεί σε κάθε διπλοθλαστική δομή μπορεί να προσδιοριστεί μετρώντας το “peak” της διερχόμενης έντασης στο κέντρο του spot, για εκείνη τη γωνία στροφής του δείγματος στην οποία η διέλευση ακτινοβολίας γίνεται μέγιστη (σχήμα 5.7)



Σχήμα 5.7.(α) Τρισδιάστατη ψευδοχρωματική απεικόνιση ενός spot που προέκυψε από 2000 παλμούς ενέργειας 5  $\mu\text{J}/\text{pulse}$ . Η πόλωση της δέσμης παρατήρησης ταυτίζεται με την πόλωση της δέσμης εγγραφής. (β) Εικόνα του ίδιου spot όταν η πόλωση παρατήρησης σχηματίζει γωνία  $45^\circ$  με την πόλωση που είχε η δέσμη εγγραφής. Το transmission έχει γίνει μέγιστο.

Για τη διερχόμενη από τον αναλυτή ένταση ισχύει :

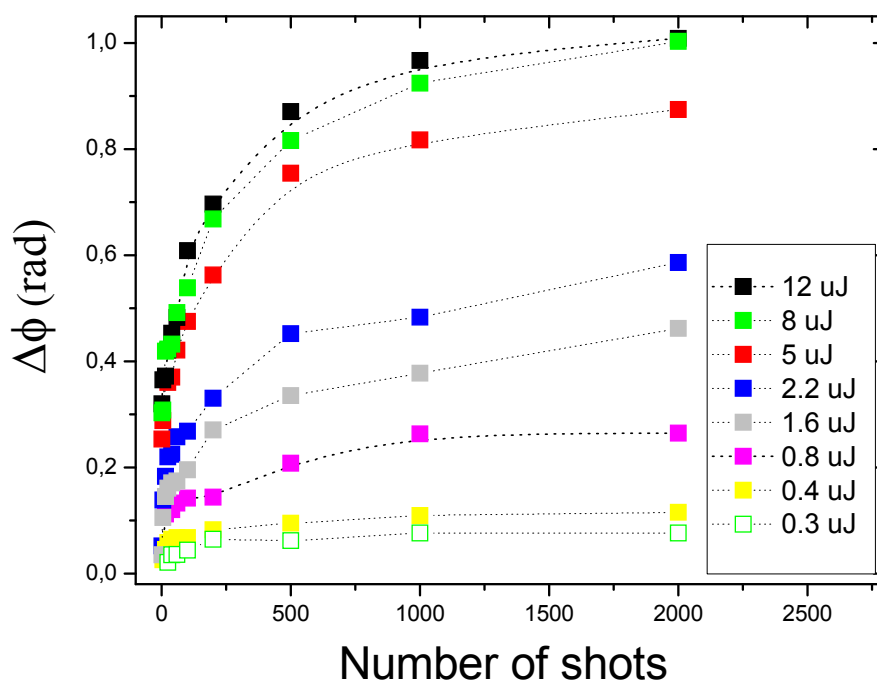
$$T = \frac{1}{2} \sin^2(2\theta)(1 - \cos(\Delta\phi))$$

ή για  $\theta = 45^\circ$

$$\Delta\phi = \text{ArcCos}(1 - 2T)$$

επομένως από την κανονικοποιημένη τιμή της μέγιστης διερχόμενης έντασης (“Absolute Transmission”) μπορεί να εξαχθεί η επαγόμενη διαφορά φάσης ανά spot.

Με τον τρόπο αυτό προκύπτουν τα διαγράμματα 5.8 και 5.9, που αντιστοιχίζουν τη διαφορά φάσης  $\Delta\phi$  με το πλήθος των παλμών ανά spot και με την ενέργεια ανά παλμό αντίστοιχα.



Σχήμα 5.8. Η διαφορά φάσης συναρτήσεως του πλήθους των παλμών που προσέπεσαν ανά spot. (Οι διακεκομμένες γραμμές είναι απλώς βοηθητικές και δεν αποτελούν προσαρμογή).

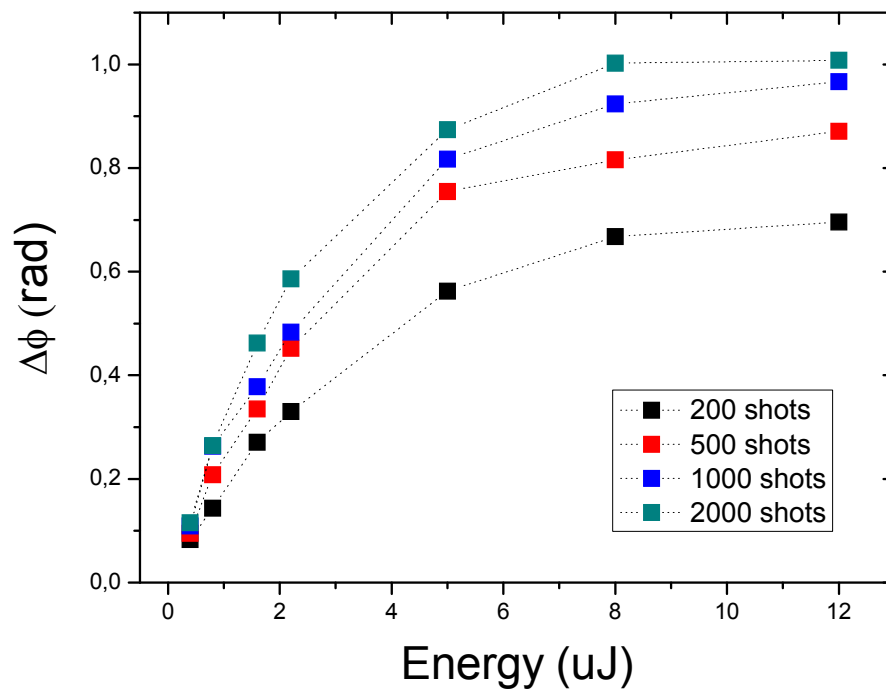
Το διάγραμμα στο σχήμα 5.8 καταδεικνύει ότι η επαγόμενη από το λέιζερ διπλοθλαστικότητα αρχικά αυξάνει τάχιστα με το πλήθος των παλμών και στη συνέχεια φτάνει σε κορεσμό. (Στους πρώτους 100 παλμούς η διαφορά φάσης

αυξάνεται περίπου κατά 90%, ενώ από τους 1000 παλμούς μέχρι τους 2000 παλμούς η αύξηση κυμαίνεται στο 5% με 10%). Η σχέση που συνδέει τη διαφορά φάσης  $\Delta\phi$  με τον αριθμό των παλμών  $N$  είναι εκθετική της μορφής:

$$\Delta\phi = A \left( 1 - Be^{-\frac{N}{\gamma}} \right)$$

Στην ενεργειακή ζώνη π.χ. των 8  $\mu\text{J}/\text{pulse}$ :

$$\Delta\phi = 0.96 \left( 1 - 0.64e^{-\frac{N}{286}} \right)$$



Σχήμα 5.9. Η διαφορά φάσης συναρτήσει της ενέργειας ανά παλμό για διάφορους αριθμούς παλμών. (Οι διακεκομμένες γραμμές είναι απλώς βοηθητικές και δεν αποτελούν προσαρμογή).

Με την αύξηση της ενέργειας ανά παλμό, η επαγόμενη διπλοθλαστικότητα αυξάνει μονότονα και μετά τα 8 μJ προσεγγίζει σταδιακά μία τιμή κορεσμού.

Η διαφορά φάσης εξαρτάται εκθετικά από την ενέργεια E μέσω μίας σχέσης της μορφής.

$$\Delta\phi = A' \left( 1 - B'e^{-\frac{E}{\gamma'}} \right)$$

η οποία για ένα πλήθος παλμών  $N = 1000$ , γίνεται:

$$\Delta\phi \approx 1 - e^{-\frac{E}{3}}$$

Όπως προκύπτει από τα διαγράμματα 5.8 και 5.9, η διπλοθλαστικότητα που μπορούμε να προκαλέσουμε στο δείγμα ανά spot έχει πεπερασμένη τιμή. Αυτό οφείλεται εν μέρει στο γεγονός ότι με την αύξηση της ενέργειας και του πλήθους των παλμών ανά spot, το δείγμα υπόκειται σε έντονες τροποποιήσεις ήδη πριν το χώρο της εστίας με αποτέλεσμα από ένα σημείο και μετά να εμποδίζεται η εστίαση της δέσμης και κατά συνέπεια η περαιτέρω εναπόθεση ενέργειας στο υλικό. Και το ίδιο όμως το φαινόμενο της επαγόμενης διπλοθλαστικότητας λόγω του σχηματισμού nanogratings στην περιοχή της εστίας φαίνεται να παρουσιάζει ένα κόρο. Πέρα από κάποιες τιμές της ενέργειας και του πλήθους των παλμών, η εξέλιξη των nanogratings σταματάει. Για τα πειράματα που έλαβαν χώρα στη φάση της βαθμονόμησης, η μέγιστη επαγόμενη διαφορά φάσης αντιστοιχεί σε spots που προέκυψαν από 2000 παλμούς και ενέργεια 12 μJ/pulse :

$$\Delta\phi \sim 1 \text{ rad}$$

Στο σημείο αυτό είναι χρήσιμο να υπολογίσουμε την τιμή  $P_{\text{critical}}$  της κρίσιμης ισχύος για την τηγμένη πυριτία για μήκος κύματος στα 496 nm.



$$P_{\text{crit}} = \frac{3.77\lambda^2}{8\pi n_0 n_2} = \frac{3.77 (496 \times 10^{-9} \text{m})^2}{8 \pi (1.46) (3.2 \times 10^{-20} \frac{\text{m}^2}{\text{W}})} = 0.8 \text{MW}$$

Για χρονική διάρκεια παλμού στα 450 fs, η ενέργεια ανά παλμό που αντιστοιχεί στην κρίσιμη ισχύ είναι:

$$P_{\text{crit}} \times \tau = 0.8 \times 450 \times 10^{-15} \times 10^6 \text{ J} =$$

$$0.8 \times 450 \times 10^{-9} \text{ J} = 0.4 \times 10^{-6} \text{ J} = 0.36 \mu\text{J}$$

Παρατηρούμε ότι διπλοθλαστικότητα επάγεται στο δείγμα και για ενέργειες της τάξης των 0.3 μJ/pulse, πολύ κοντά στην τυπική κρίσιμη ισχύ για τηγμένη πυριτία στο συγκεκριμένο μήκος κύματος ( $\lambda=496 \text{ nm}$ ).

## 5.2 Έλεγχος διπλοθλαστικού άξονα

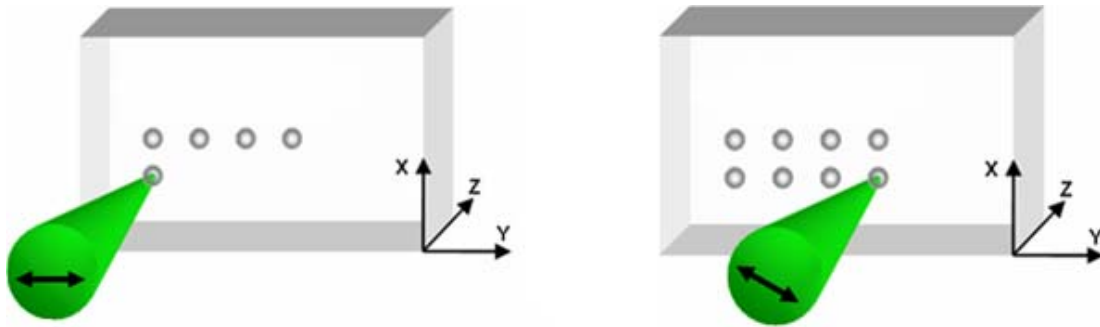
Όπως συζητήθηκε προηγουμένως, η εστίαση στο εσωτερικό τηγμένης πυριτίας, ενός γραμμικά πολωμένου λέιζερ, διάρκειας παλμού 450 fs, μπορεί να οδηγήσει από μία ορισμένη ένταση και πάνω στη δημιουργία διπλοθλαστικών δομών ο οπτικός άξονας των οποίων ταυτίζεται με την κατεύθυνση πόλωσης της δέσμης εγγραφής. Στον επόμενο κύκλο πειραμάτων προσδιορίζονται οι συνθήκες επεξεργασίας του υλικού για τις οποίες διαπιστώνεται έλεγχος της επαγόμενης διπλοθλαστικότητας.

Σε ένα βάθος εστίασης  $\sim 120 \mu\text{m}$  και εφαρμόζοντας τις συνθήκες που προσδιορίστηκαν κατά την βαθμονόμηση, δημιουργούμε “arrays” από 10 spots διατηρώντας την ενέργεια και το πλήθος των παλμών ανά spot σταθερά (σχήμα 5.10). Το μόνο που μεταβάλλεται είναι η κατεύθυνση πόλωσης της

δέσμης εγγραφής από  $0^\circ$  έως  $90^\circ$  (με βήμα  $10^\circ$  από spot σε spot). Επομένως, όποια αλλαγή παρατηρηθεί στη διπλοθλαστική συμπεριφορά των δομών, θα οφείλεται στην αλλαγή της κατεύθυνσης πόλωσης εγγραφής σύμφωνα με τη σχέση

$$T = \frac{1}{2} \sin^2 [2(u - \varphi)] (1 - \cos(\frac{2\pi}{\lambda} d \Delta n))$$

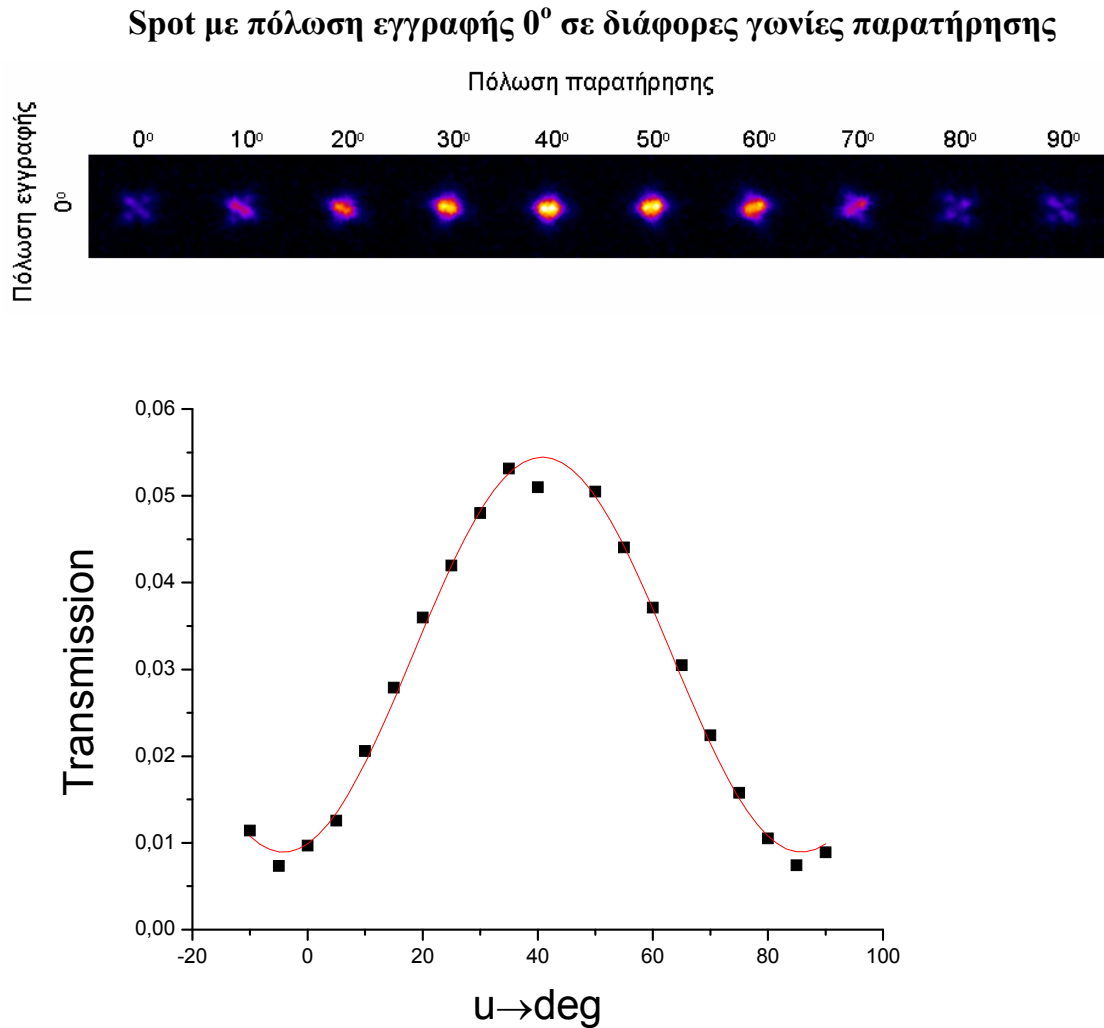
όπου  $\varphi$  η γωνία του οπτικού άξονα της δομής σε σχέση με την κατεύθυνση  $y$  του σχήματος 5.10,  $u$  η κατεύθυνση της πόλωσης της δέσμης παρατήρησης (ή η γωνία στροφής του δείγματος ως προς τους διασταυρωμένους πολωτές),  $d$  το πάχος της δομής κατά μήκος της διάδοσης του φωτός,  $\Delta n$  το birefringence και  $\lambda$  το μήκος κύματος της δέσμης παρατήρησης.



Σχήμα 5.10. Κατασκευή arrays μεταβάλλοντας ανά spot την πόλωση εγγραφής.

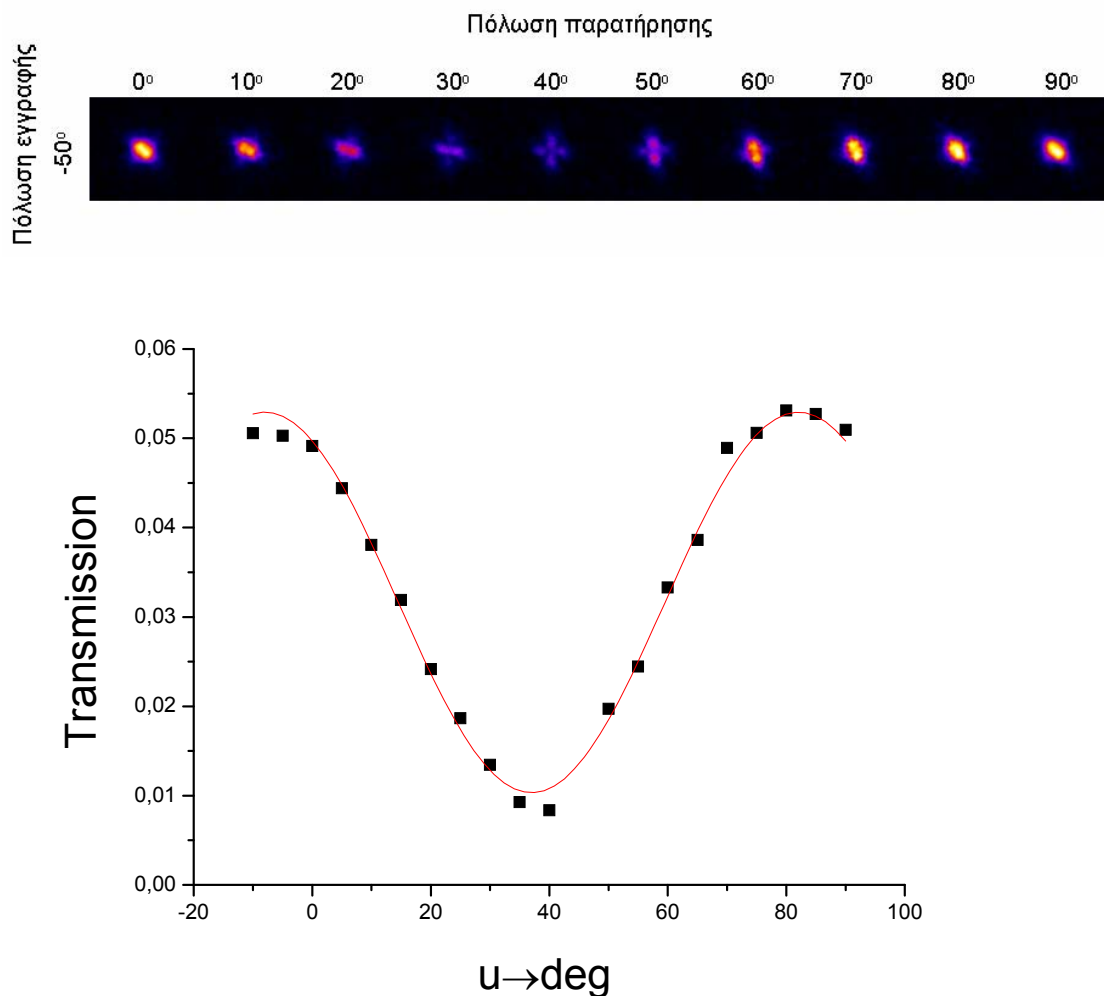
Μετά την επεξεργασία το δείγμα εξετάζεται όπως προηγουμένως με μικροσκοπία πολωμένου φωτός. Μεταβάλλοντας ανά  $5^\circ$  την κατεύθυνση  $u$  της πόλωσης παρατήρησης από  $0^\circ$  έως  $90^\circ$  (εν ολίγοις στρέφοντας το δείγμα ως προς τους διασταυρωμένους πολωτές) καταγράφουμε την διερχόμενη -για κάθε γωνία- ένταση της ακτινοβολίας. Με τον τρόπο αυτό κατασκευάζουμε για κάθε spot ξεχωριστά το διάγραμμα του transmission συναρτήσει της γωνίας  $u$ . Η γωνία απόσβεσης στο διάγραμμα προσδιορίζει την κατεύθυνση του οπτικού άξονα της διπλοθλαστικής δομής (παράρτημα Α).

Ακολουθεί ενδεικτικά η περίπτωση 2 spots που χαράχτηκαν με 200 παλμούς ενέργειας 3.4  $\mu\text{J}/\text{pulse}$ . Στο πρώτο spot, η πόλωση της δέσμης εγγραφής ήταν παράλληλη προς τον άξονα των  $y$ , ενώ στο δεύτερο σχημάτιζε γωνία  $-50^\circ$  με τον άξονα των  $y$ . (Σχήμα 5.11)



Σχήμα 5.11.α. Διαδοχικές φωτογραφίες ενός spot για διαφορετικές κατευθύνσεις ( $u$ ) της πόλωσης παρατήρησης, καθώς και το διάγραμμα του απόλυτου transmission ως συνάρτηση της κατεύθυνσης αυτής. Το spot προέκυψε από 200 παλμούς των 3.4  $\mu\text{J}/\text{pulse}$ , με την πόλωση της δέσμης εγγραφής παράλληλη προς τον άξονα των  $y$  της εικόνας 5.10. Η απόσβεση εμφανίζεται στις  $-4^\circ$ .

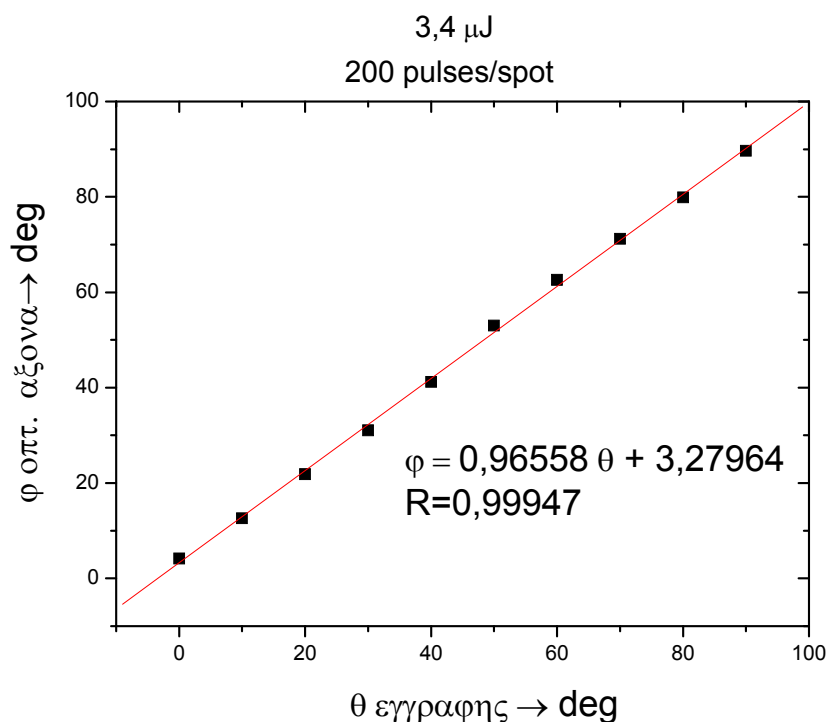
### Spot με πόλωση εγγραφής $40^\circ$ σε διάφορες γωνίες παρατήρησης



Σχήμα 5.11.β. Διαδοχικές φωτογραφίες ενός spot για διαφορετικές κατευθύνσεις ( $u$ ) της πόλωσης παρατήρησης, καθώς και το διάγραμμα του απόλυτου transmission ως συνάρτηση της κατεύθυνσης αυτής. Το spot προέκυψε από 200 παλμούς των  $3.4 \mu\text{J/pulse}$ , με την πόλωση της δέσμης εγγραφής να σχηματίζει  $-50^\circ$  σε σχέση με την πόλωση εγγραφής του προηγούμενου spot. Η απόσβεση εμφανίζεται στις  $37^\circ$  κοντά δηλαδή στις  $40^\circ$  που προβλέπει η θεωρία (παράρτημα Α)

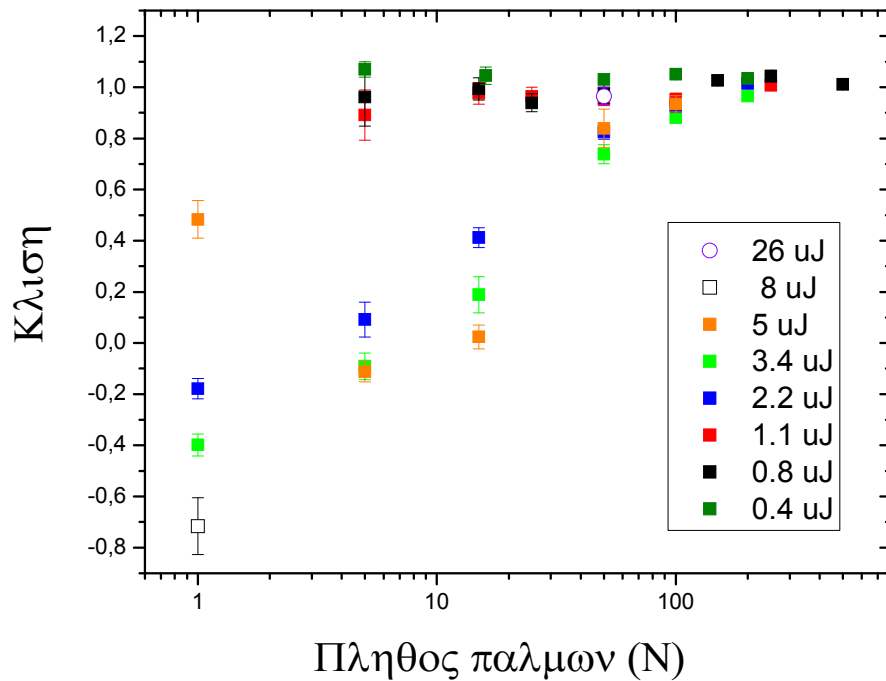
Επαναλαμβάνοντας την ίδια διαδικασία για καθένα από τα 10 spots, προκύπτει η ευθεία του σχήματος 5.12 η οποία εκφράζει την κατεύθυνση  $\varphi$  του άξονα διπλοθλαστικότητας συναρτήσει της πόλωσης  $\theta$  της δέσμης εγγραφής.

Κάθε σημείο της ευθείας αντιστοιχεί και σε ένα spot. Όταν η κλίση της ευθείας προσεγγίζει τη μονάδα, σημαίνει ότι δέσμη εγγραφής με την πόλωση στις  $0^\circ$  επάγει διπλοθλαστικότητα με άξονα στις  $0^\circ$ , δέσμη εγγραφής με την πόλωση στις  $10^\circ$  επάγει διπλοθλαστικότητα με άξονα στις  $10^\circ$  κ.ο.κ. Η επαγόμενη διπλοθλαστικότητα τότε είναι πλήρως ελεγχόμενη, αφού ο άξονάς της ακολουθεί την πόλωση εγγραφής.



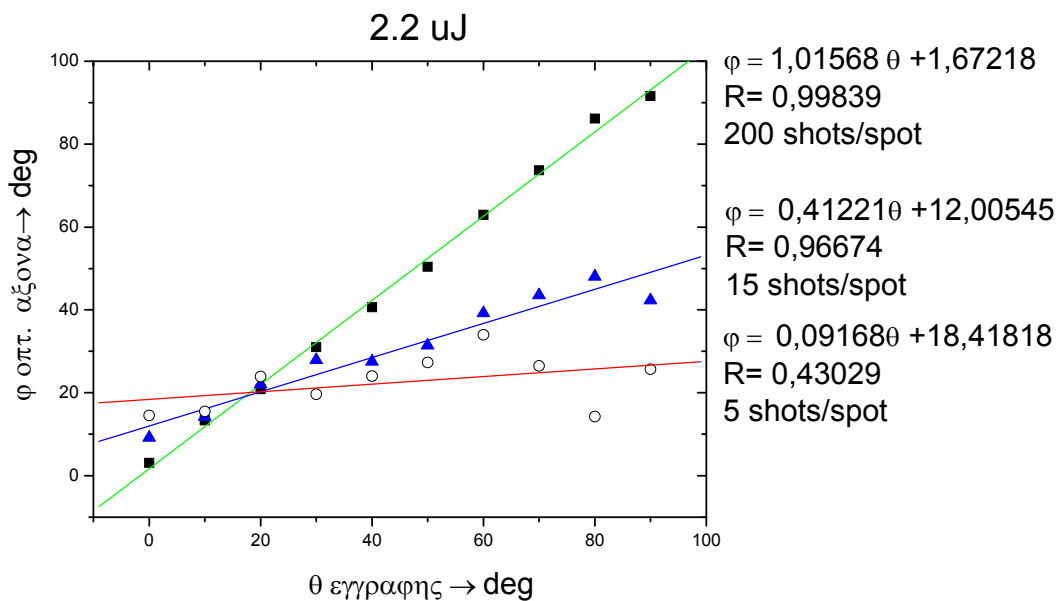
Σχήμα 5.12. Καθένα εκ των 10 spots που χαρακτήθηκαν από 200 παλμούς των 3.4 μJ, συμπεριφέρεται ως μονοαξονική διπλοθλαστική δομή. Όπως φαίνεται, η γωνία φ κατεύθυνσης του οπτικού άξονα του κάθε spot τείνει να ακολουθεί την πόλωση της δέσμης εγγραφής. Η κλίση της ευθείας είναι  $a = 0.96558 \pm 0.01107$ .

Ακολουθεί συγκεντρωτικό διάγραμμα (σχήμα 5.13) με τις κλίσεις των ευθειών που προέκυψαν με την παραπάνω διαδικασία για διάφορες ενεργειακές ζώνες από 0.4 μJ μέχρι 26 μJ.



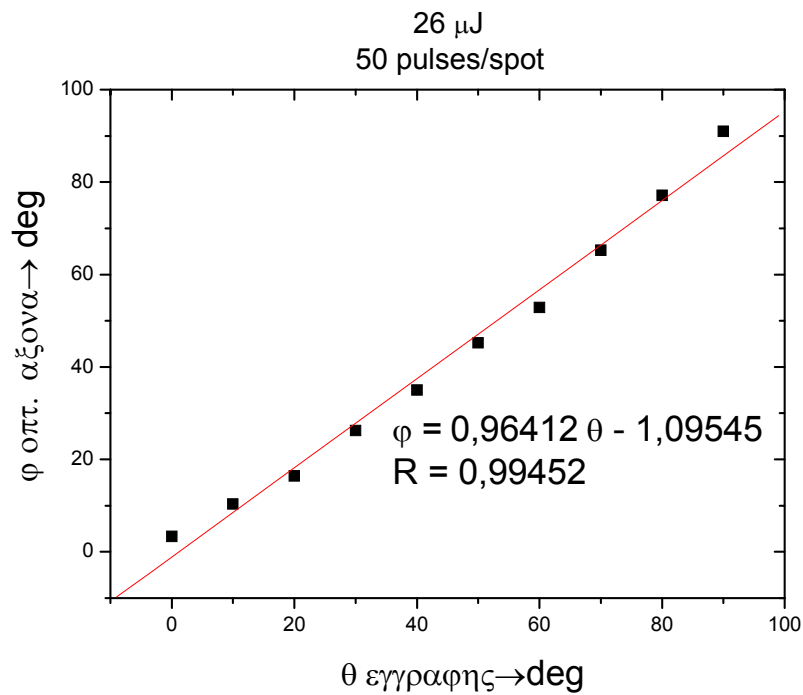
Σχήμα 5.13: Διάγραμμα της κλίσης των ευθειών συναρτήσεων του πλήθους των παλμών για διάφορες ενέργειες. Όταν η κλίση προσεγγίζει την μονάδα ο έλεγχος του οπτικού άξονα της διπλοθλαστικότητας είναι απόλυτος. Για ενέργειες από 0.4  $\mu\text{J}$  έως 26  $\mu\text{J}$  εμφανίζεται συμπεριφορά μοναξονικής διπλοθλαστικής δομής, όχι όμως πάντα ελεγχόμενη.

Παρατηρούμε ότι για ενέργειες μέχρι και 1.1  $\mu\text{J}$  ο έλεγχος της πόλωσης επιτυγχάνεται ήδη από τους 5 παλμούς ανά spot. Για μεγαλύτερες όμως ενέργειες, πλήρης έλεγχος επιτυγχάνεται αυξάνοντας τον αριθμό των παλμών ανά spot (διάγραμμα 5.14). Δομές που επάγονται από έναν και μόνο παλμό παρουσιάζουν απρόβλεπτη συμπεριφορά και χρήζουν περαιτέρω διερεύνησης.



Σχήμα 5.14. Ενέργεια παλμού 2.2  $\mu\text{J}$ : α) για 5 παλμούς ανά spot η κατεύθυνση του οπτικού άξονα παραμένει ανεπηρέαστη από την κατεύθυνση της πόλωσης εγγραφής. β) για 15 παλμούς ανά spot αρχίζει σταδιακά να επηρεάζεται η κατεύθυνση του οπτικού άξονα από την πόλωση εγγραφής. γ) για 200 παλμούς ανά spot, ο έλεγχος είναι απόλυτος με τον οπτικό άξονα να ακολουθεί πλήρως την πόλωση εγγραφής.

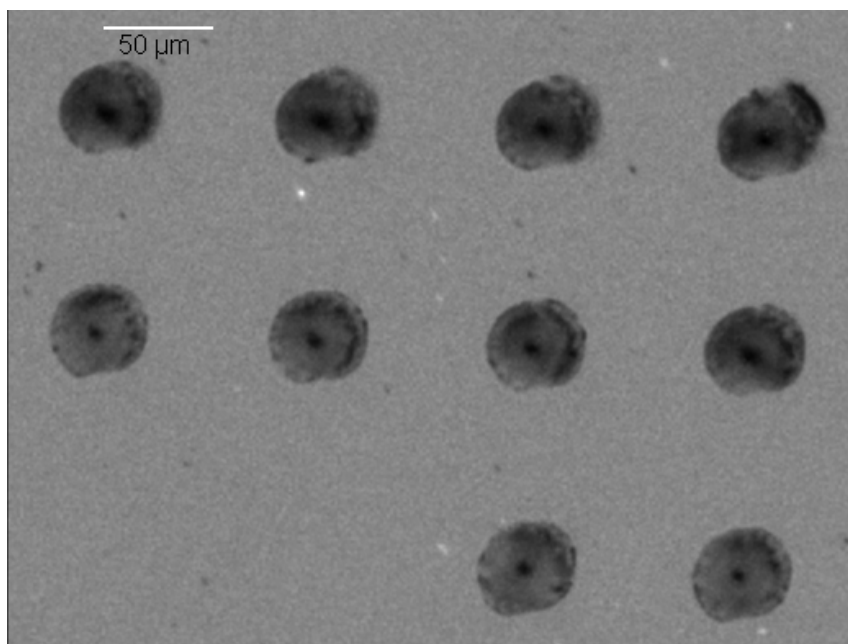
Έλεγχος του διπλοθλαστικού άξονα παρατηρείται και σε πολύ μεγαλύτερες ενέργειες ανά παλμό. Στο διάγραμμα 5.15 παρουσιάζεται η περίπτωση ομάδας spots που προέκυψαν από 50 παλμούς ενέργειας 26  $\mu\text{J}/\text{pulse}$ .



Σχήμα 5.15. Έλεγχος διπλοθλαστικού άξονα στους 50 παλμούς, ενέργειας 26  $\mu$ J. Η κλίση της ευθείας είναι  $0.96412 \pm 0.036$

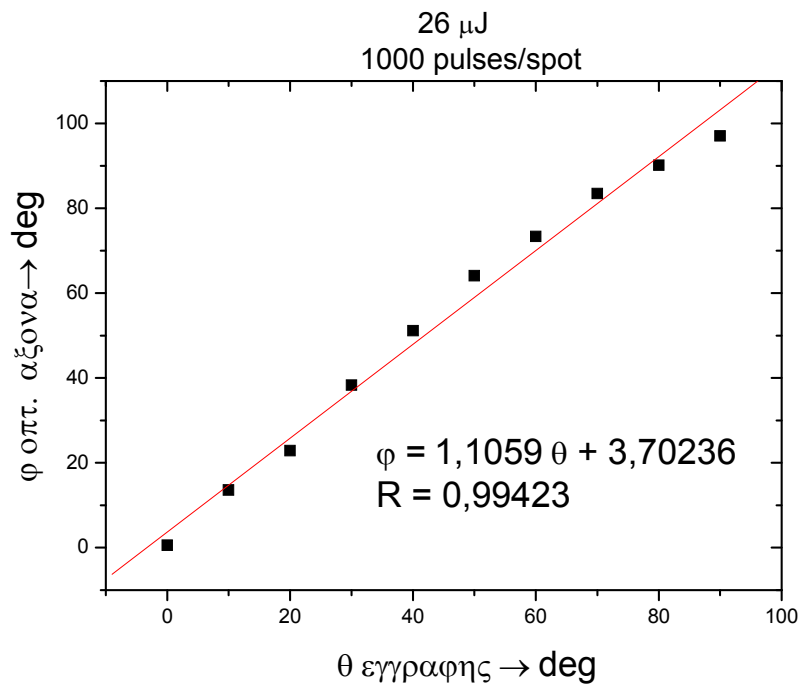
Για 1000 παλμούς ενέργειας 26  $\mu$ J/pulse, δημιουργούνται στην επιφάνεια του δείγματος κρατήρες στο κέντρο καθενός εκ των οποίων παρατηρείται η αρχή filament (εικόνα 5.16.α).



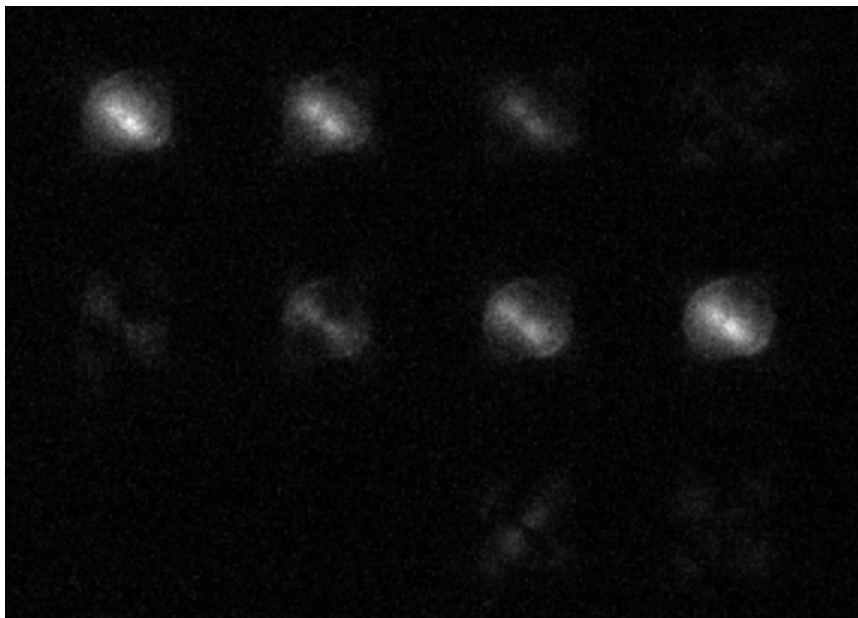


Εικόνα 5.16.α. Φωτογραφίες (x10) με τη χρήση οπτικού μικροσκοπίου από την επιφάνεια δείγματος fused silica μετά από ακτινοβολία με 1000 παλμούς ενέργειας 26  $\mu\text{J}$  ανά παλμό. Αν και η εστίαση είχε γίνει σε βάθος  $\sim 120 \mu\text{m}$ , η επιφάνεια απορρόφησε σημαντικό τμήμα της ενέργειας με αποτέλεσμα τη δημιουργία κρατήρων.

Με τη βοήθεια του οπτικού μικροσκοπίου και σε ένα βάθος  $\sim 60 \mu\text{m}$  κάτω από την επιφάνεια του δείγματος παρατηρείται ακόμη κάποιος έλεγχος της πόλωσης (σχήμα 5.16.β και 5.16.γ). Το γεγονός αυτό οδηγεί στο συμπέρασμα ότι αν και το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας απορροφήθηκε στην επιφάνεια, ένα μέρος της έφτασε σε μεγαλύτερο βάθος προκαλώντας μόνιμη, ελεγχόμενη διπλοθλαστικότητα



Σχήμα 5.16.β. Έλεγχος διπλοθλαστικού άξονα στους 1000 παλμούς, ενέργειας 26  $\mu$ J. Η κλίση της ευθείας είναι  $1.1059 \pm 0.04217$



Σχήμα 5.16.β. Έλεγχος διπλοθλαστικού άξονα στους 1000 παλμούς, ενέργειας 26  $\mu$ J σε βάθος  $\sim 60$   $\mu$ m από την επιφάνεια.

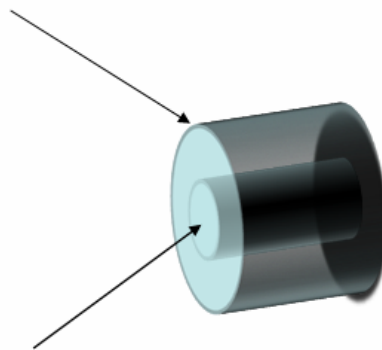
### 5.3 Ανταγωνισμός Stress και Form Birefringence

Στα πλαίσια της παρούσας εργασίας, παρατηρήθηκε ότι η αλληλεπίδραση της seed δέσμης ενός laser KrF/Excimer, διάρκειας παλμού 450 fs και μήκους κύματος 496 nm με τηγμένη πυριτία οδηγεί σε δύο διαφορετικά και εν πολλοίς ανταγωνιστικά φαινόμενα:

- 1) Στην δημιουργία form birefringence (διπλοθλαστικότητας μορφής) εξαιτίας της παρουσίας nanogratings στην περιοχή της εστίας.
- 2) Στην δημιουργία stress birefringence λόγω μηχανικών τάσεων κατά μήκος του όγκου της δομής.

Σχηματικά, οι δομές που προκύπτουν μπορούν να περιγραφούν από την κυλινδρική μορφή του σχήματος 5.17. Το stress είναι κατανομημένο σε όλο τον όγκο της επαγόμενης δομής. Η περιοχή που παρουσιάζει διπλοθλαστικότητα μορφής καταλαμβάνει πιο περιορισμένο χώρο και έχει πάχος (κατά μήκος της διεύθυνσης διάδοσης του λέιζερ εγγραφής) της τάξης των 15  $\mu\text{m}$  με 20  $\mu\text{m}$ .

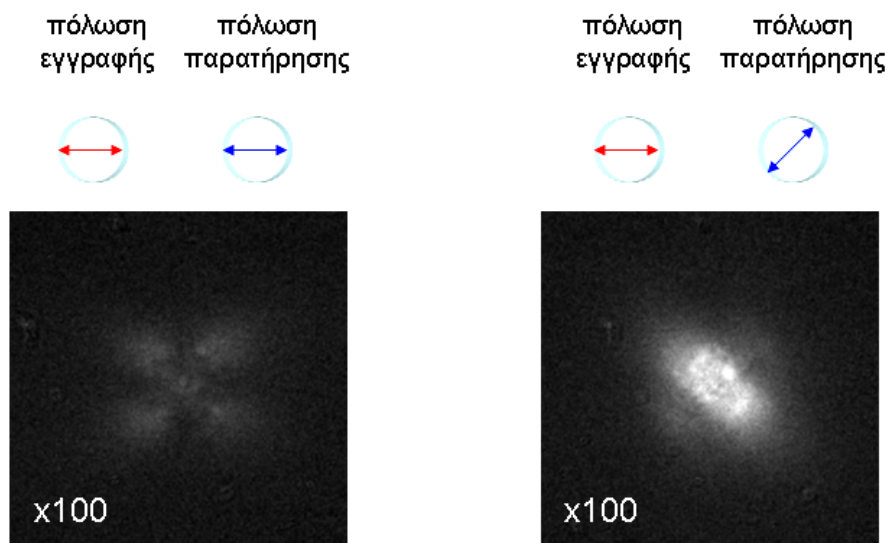
Διπλοθλαστικότητα λόγω stress



Διπλοθλαστικότητα μορφής

Σχήμα 5.17. Σχηματική αναπαράσταση της διπλοθλαστικής δομής στο χώρο. Το stress εκτείνεται σε μεγαλύτερο χώρο σε σχέση με την form birefringent περιοχή.

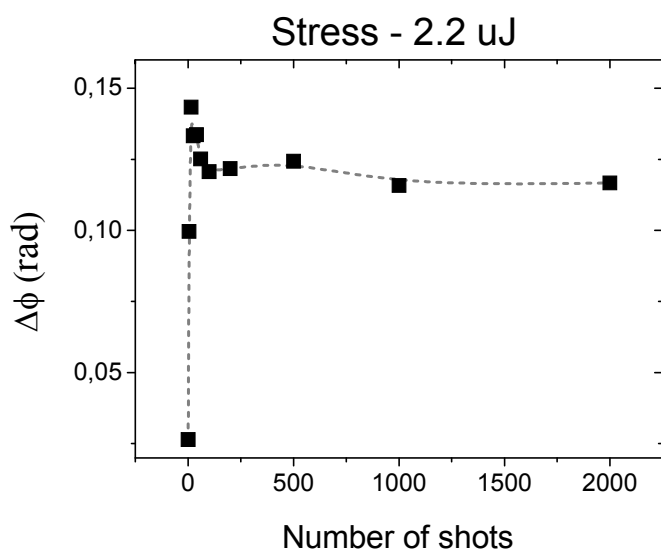
Μεταξύ δύο διασταυρωμένων πολωτών, όταν η πόλωση της δέσμης ανάγνωσης ταυτίζεται με την κατεύθυνση της πόλωσης της δέσμης εγγραφής, η ένταση της διερχόμενης δέσμης ελαχιστοποιείται. Στο οπτικό μικροσκόπιο τότε, εμφανίζεται ο χαρακτηριστικός «μαλτέζικος σταυρός» που συζητήθηκε προηγουμένως και ο οποίος προδίδει την ύπαρξη stress στο υλικό (σχήμα 5.18.α). Όταν η πόλωση στη δέσμη ανάγνωσης σχηματίζει  $45^\circ$  με την πόλωση που είχε η δέσμη εγγραφής, η διερχόμενη ένταση στο κεντρικό τμήμα της δομής -όπου και εντοπίζεται η διπλοθλαστικότητα μορφής- μεγιστοποιείται. Η τιμή της διερχομένης έντασης λόγω stress παραμένει σταθερή με αποτέλεσμα να δημιουργείται περιφερειακά μία χαρακτηριστική «άλω» (5.18.β).



Σχήμα 5.18. Spot που προέκυψε από 50 παλμούς των 2.2  $\mu\text{J}$ . α) Χαρακτηριστικός μαλτέζικος σταυρός λόγω stress όταν η πόλωση παρατήρησης ταυτίζεται με την πόλωση εγγραφής. Η διέλευση λόγω διπλοθλαστικότητας μορφής έχει ελαχιστοποιηθεί. β) Το ίδιο spot σε

κατάσταση μέγιστης διέλευσης. Το stress εκτείνεται σε μεγαλύτερη ακτίνα σε σχέση με την form birefringent περιοχή.

Από τους τέσσερις βραχίονες του «μαλτέζικου σταυρού» (σχήμα 5.18.α) μπορούμε να προσδιορίσουμε το επαγόμενο stress ως συνάρτηση της ενέργειας και του πλήθους των παλμών. Στο σχήμα 5.19 παρουσιάζεται η διαφορά φάσης που επάγεται στο υλικό λόγω stress για μία ομάδα από spots που προέκυψαν κατά την αλληλεπίδραση τηγμένης πυριτίας με παλμούς ενέργειας 2.2.  $\mu\text{J}$ . Στους 15 πρώτους παλμούς παρατηρείται αύξηση του stress της τάξης του 80%. Από τους 15 παλμούς έως του 100 παλμούς ανά spot σημειώνεται μείωση του stress κατά 20% περίπου και σταθεροποίηση του  $\Delta\phi$  λόγω stress ~ στα 0.12 rad.



Σχήμα 5.18. Το stress συναρτήσει του πλήθους των παλμών ανά spot για ενέργεια 2.2  $\mu\text{J}$

Η μέγιστη τιμή του stress που παρατηρήθηκε (σε μονάδες Pa), μπορεί να υπολογιστεί με τη βοήθεια της σχέσης:

$$\Delta\sigma = |\sigma_x - \sigma_y| = \frac{\lambda\Delta\phi}{2\pi t(C_2 - C_1)}$$

,όπου  $t$  το συνολικό πάχος της δομής,  $\lambda$  το μήκος κύματος της ακτινοβολίας παρατήρησης,  $C_1$  και  $C_2$  οι φωτοελαστικές σταθερές που για την τηγμένη πυριτία είναι  $C_1 = 4.2 \times 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$  και  $C_2 = 0.65 \times 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$ .  $\Delta\phi$  η επαγόμενη λόγω stress- διαφορά φάσης<sup>18</sup>.

Το μέγιστο stress παρατηρήθηκε για πλήθος παλμών  $N = 15$ . Η μέγιστη τότε διαφορά φάσης προσδιορίστηκε ως  $\Delta\phi = 0.143 \text{ rad}$ . Για ένα τυπικό μήκος  $\sim 45 \mu\text{m}$ , της συνολικής δομής το μέγιστο επαγόμενο stress είναι:

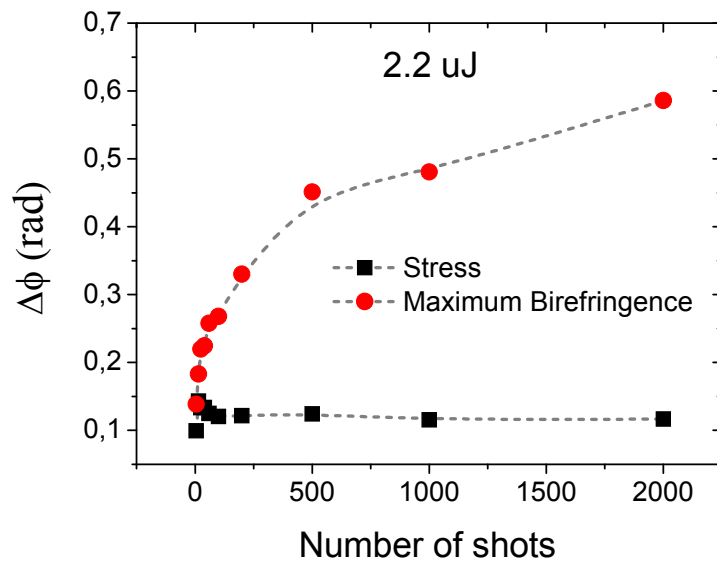
$$\Delta\sigma = |\sigma_x - \sigma_y| = \frac{496 \text{ nm } 0.143}{2\pi 45 \mu\text{m} (4.2 - 0.65) 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}}$$

ή

$$\Delta\sigma = 71 \text{ MPa}$$

Για ένα τυπικό μήκος της δομής  $100 \mu\text{m}$  και  $\Delta\phi = 0.11 \text{ rad}$ , η τιμή του stress τελικά σταθεροποιείται ως  $\Delta\sigma \approx 30 \text{ MPa}$ .

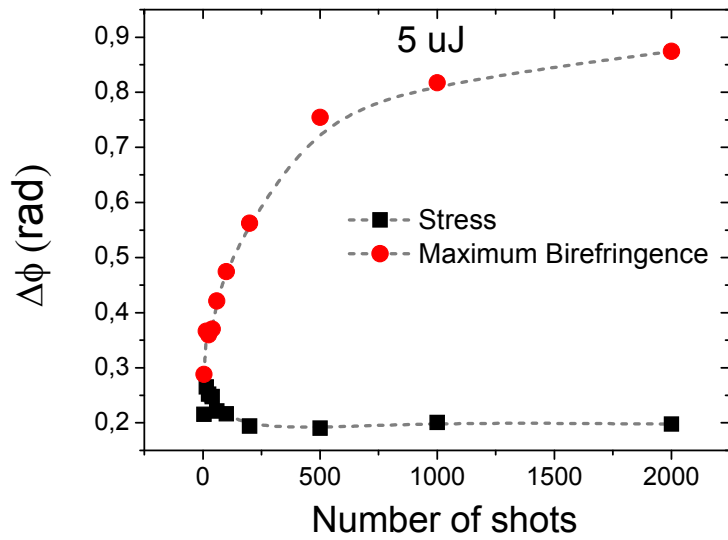
Συγκρίνοντας τη διπλοθλαστικότητα λόγω stress με την μέγιστη ολική διπλοθλαστικότητα που μετρήθηκε (stress + form birefringence) προκύπτει το διάγραμμα του σχήματος 5.19. Αρχικά η διπλοθλαστικότητα λόγω stress έχει συγκρίσιμη τιμή με την διπλοθλαστικότητα μορφής. Από τους 100 παλμούς/spot και μετά σημειώνεται σταθεροποίηση της τιμής του stress, ενώ αντιθέτως η διπλοθλαστικότητα μορφής συνεχίζει να αυξάνει με το πλήθος των παλμών  $N$ , με αποτέλεσμα το ελεγχόμενο τμήμα της διπλοθλαστικής δομής να υπερισχύει σημαντικά έναντι του stress.



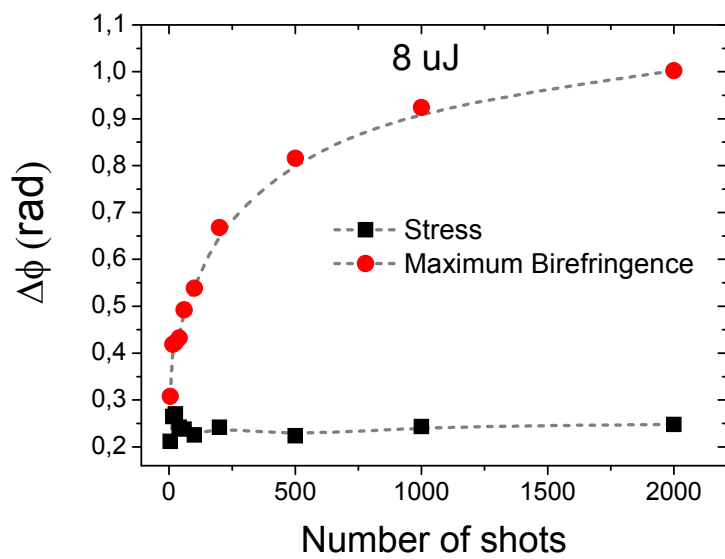
Σχήμα 5.19. Σύγκριση μέγιστης επαγόμενης διπλοθλαστικότητας με τη διπλοθλαστικότητα λόγω stress για spots που χαράχτηκαν με παλμούς ενέργειας 2.2 μJ. Το stress σημειώνεται με μαύρο χρώμα, ενώ η μέγιστη ολική διπλοθλαστικότητα με κόκκινο.

Παρόμοια συμπεριφορά παρατηρείται και για τις υπόλοιπες ενεργειακές ζώνες που ελέγχθηκαν. Αυξάνοντας τον αριθμό των παλμών ανά spot και διατηρώντας την ενέργεια σταθερή παρατηρείται ταχεία αύξηση του stress κατά τους πρώτους παλμούς, την οποία διαδέχεται κάποια «χαλάρωση» του υλικού, οπότε και η τιμή του stress σταθεροποιείται (χαρακτηριστικά διαγράμματα στο 5.20)

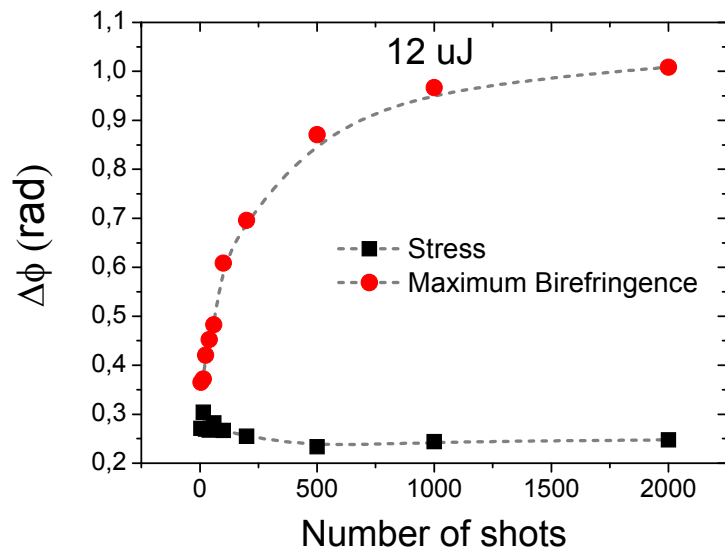




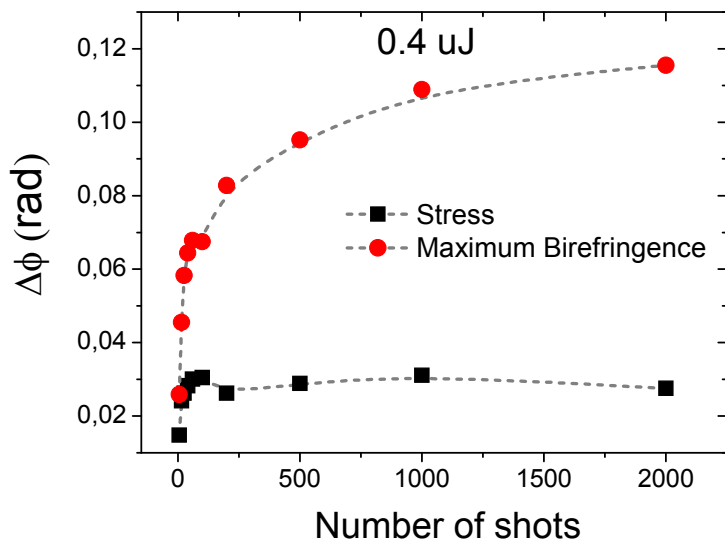
Σχήμα 5.20.α. Σύγκριση μέγιστης επαγόμενης διπλοθλαστικότητας με τη διπλοθλαστικότητα λόγω stress για spots που χαραχτηκαν για ενέργεια 5 μJ.



Σχήμα 5.20.β. Σύγκριση μέγιστης επαγόμενης διπλοθλαστικότητας με τη διπλοθλαστικότητα λόγω stress για spots που χαραχτηκαν για ενέργεια 8 μJ.



Σχήμα 5.20.γ. Σύγκριση μέγιστης επαγόμενης διπλοθλαστικότητας με τη διπλοθλαστικότητα λόγω stress για spots που χαραχτηκαν για ενέργεια 12  $\mu\text{J}$ .

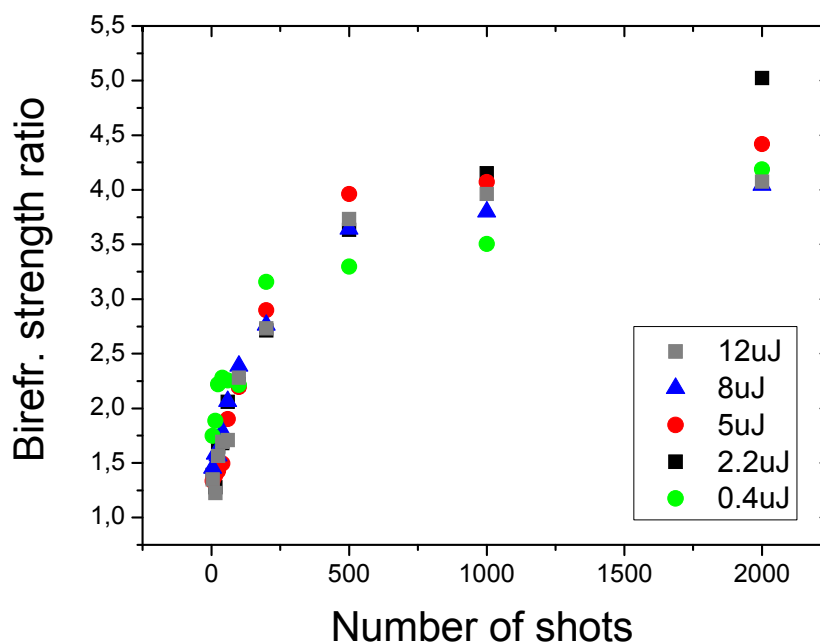


Σχήμα 5.20.δ. Σύγκριση μέγιστης επαγόμενης διπλοθλαστικότητας με τη διπλοθλαστικότητα λόγω stress για spots που χαραχτηκαν για ενέργεια 0.4  $\mu\text{J}$ .

Βάσει των παραπάνω διαγραμμάτων μπορούμε να ορίσουμε την σχετική «ισχύ» της επαγόμενης διπλοθλαστικότητας ως το πηλίκο της επαγόμενης διπλοθλαστικότητας (λόγω των nanogratings) προς την διπλοθλαστικότητα λόγω του stress.

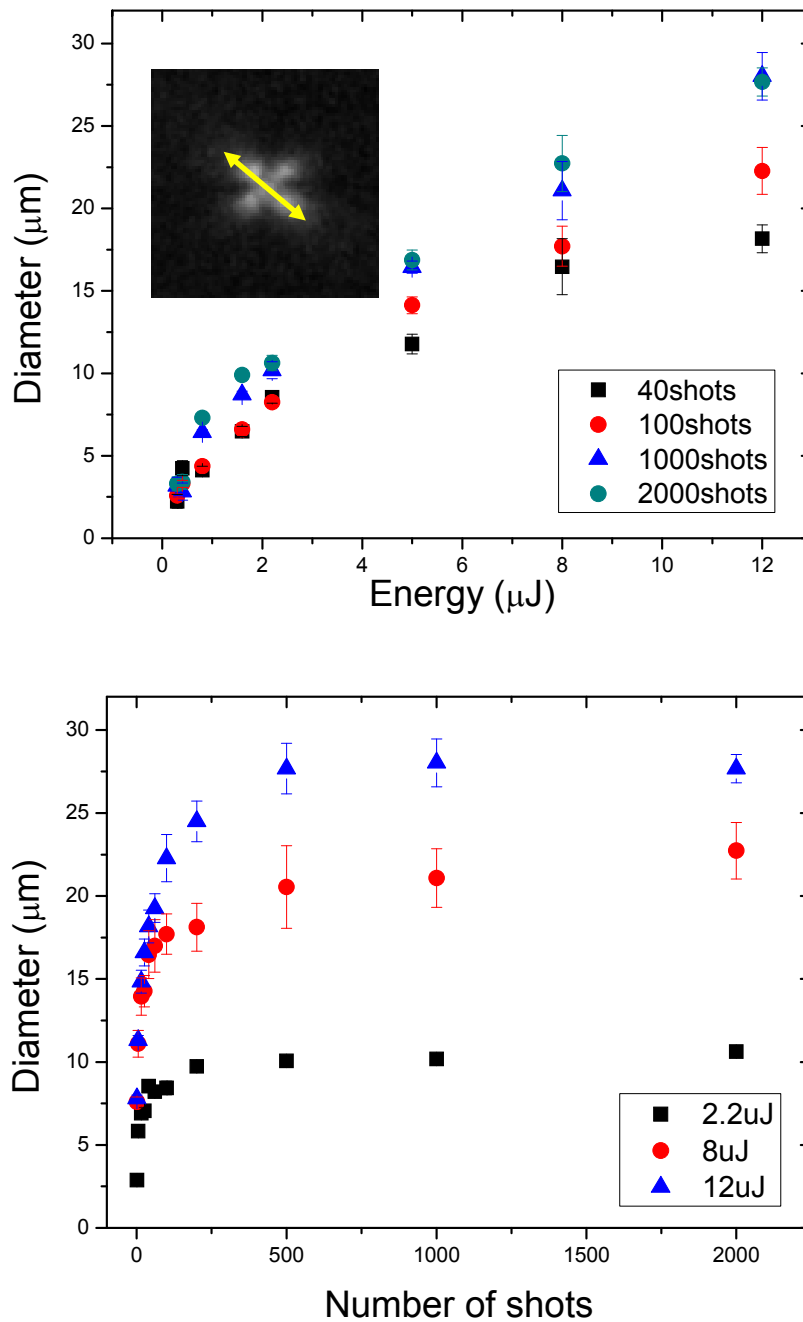
$$\text{Birefringence strength ratio} = \frac{\Delta\phi_{\text{form birefringence}}}{\Delta\phi_{\text{stress birefringence}}}$$

Στο σχήμα 5.21 παρατίθενται οι τιμές της σχετικής ισχύος διπλοθλαστικότητας για διάφορες ενεργειακές ζώνες. Με την αύξηση του πλήθους των παλμών παρατηρείται αύξηση της σχετικής ισχύος. Είναι αξιοσημείωτο ότι το “birefringence strength ratio” δεν εξαρτάται από την ενέργεια, ενώ παρουσιάζει μία πεπερασμένη μέγιστη τιμή της τάξης περίπου του 5, γεγονός αναμενόμενο καθώς η ανάπτυξη των nanogratings μετά από κάποιον αριθμό παλμών παύει να εξελίσσεται.



Σχήμα 5.21. Σχετική ισχύς διπλοθλαστικότητας για διάφορες ενεργειακές ζώνες και για αριθμό παλμών ανά spot από 5 έως 2000.

Η διάμετρος της συνολικής επηρεασθείσας περιοχής μπορεί να προσδιοριστεί ως το FWHM σε  $\mu\text{m}$ , συναρτήσει του πλήθους της ενέργειας και του πλήθους των παλμών που εφαρμόστηκαν (σχήμα 5.22).



Σχήμα 5.22. Η συνολική διάμετρος συναρτῆσει α) της ενέργειας, β) του πλήθους των παλμών.

Η επαγωγή stress στο εσωτερικό του υλικού οφείλεται στην παρουσία ενός κυλινδρικού, ωστικού κύματος κατά την αλληλεπίδραση του υλικού με το λέιζερ, το οποίο επιφέρει μία (ομοιόμορφη στις δύο διαστάσεις), ακτινική συμπίεση προς όλες τις διευθύνσεις. Οι επικρατέστερες ερμηνείες πίσω από το φαινόμενο είναι δύο:

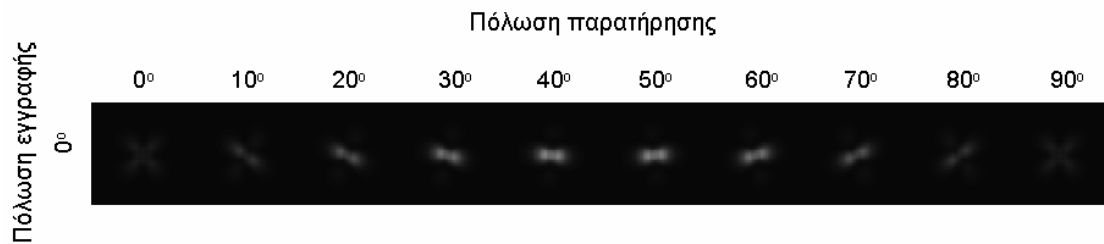
α) Το ωστικό κύμα οφείλεται σε *micro-explosions*<sup>19</sup> που λαμβάνουν χώρα κατά την εστίαση της δέσμης. Η ένταση του λέιζερ φτάσει σε μία αρκετά υψηλή τιμή, οδηγώντας στην δημιουργία πλάσματος που με τη σειρά του προκαλεί συνθήκες υψηλής θερμοκρασίας και πίεσης στην εστία με αποτέλεσμα την εκτίναξη υλικού από το κέντρο τη συμπύκνωσή του στις γύρω περιοχές.

β) Η δημιουργία ωστικού κύματος οφείλεται σε μία απότομη αναδιάταξη των *χημικών δεσμών*<sup>14, 20</sup> του υλικού. Οι ομοιοπολικοί δεσμοί σπάνε οδηγώντας σε πιο εκτεταμένες δομές και συμπίεση των γύρω περιοχών.

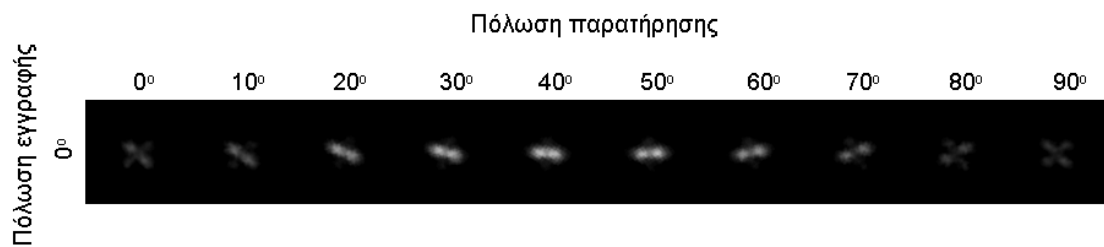
Το ωστικό κύμα προκαλεί μόνιμες παραμορφώσεις στο πλέγμα, χάνοντας την αρχική του ενέργεια. Όσο μεγαλύτερη η αρχική ενέργεια της δέσμης, τόσο τα αντίστοιχα ωστικά κύματα επιβιώνουν σε μεγαλύτερες αποστάσεις δημιουργώντας stress σε μεγαλύτερη ακτίνα. Όπως προκύπτει από τα διαγράμματα του 5.22, η εξάρτηση της συνολικής διαμέτρου από την ενέργεια είναι εκθετική. Αυξανόμενου του πλήθους των παλμών, η παραμόρφωση στο πλέγμα γίνεται ευκολότερα ανιχνεύσιμη από το πολωτικό, οπτικό μικροσκόπιο. Για τις πειραματικές συνθήκες που εφαρμόστηκαν, οι διάμετροι που παρατηρήθηκαν κυμαίνονταν γενικά μεταξύ 2  $\mu\text{m}$  και 30  $\mu\text{m}$ .

Το παραπάνω θεωρητικό μοντέλο το οποίο συνδυάζει την διπλοθλαστικότητα λόγω stress με τη διπλοθλαστικότητα λόγω nanogratings μπορεί να περιγραφεί σε κώδικα Mathematica για την πρόβλεψη της διπλοθλαστικής συμπεριφοράς των επαγόμενων δομών όταν βρίσκονται υπό παρατήρηση μεταξύ δύο διασταυρωμένων πολωτών (παράρτημα Γ).

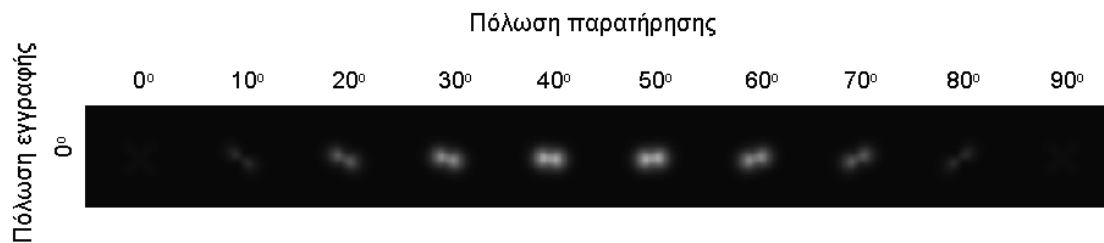
Επιλέγουμε ενδεικτικά την περίπτωση 2 spots που προέκυψαν από 40 και 2000 παλμούς αντίστοιχα, ενέργειας 8  $\mu\text{J}$  με πόλωση εγγραφής στις  $0^\circ$ . Ελέγχοντας κατά πόσο η συμπεριφορά που παρουσιάζουν είναι η ίδια με εκείνη που προβλέπεται θεωρητικά.



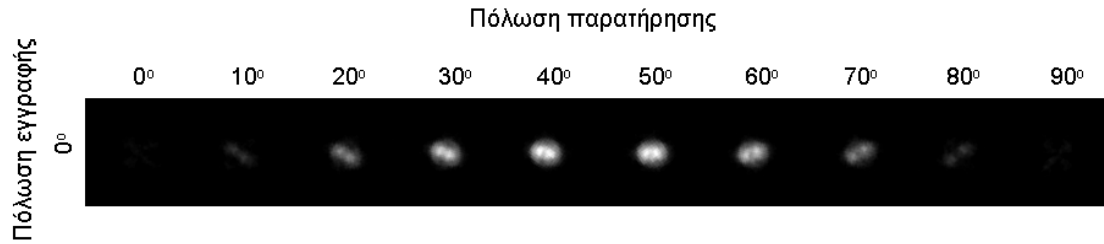
Σχήμα 5.23.α. Ποιοτική προσομοίωση της Mathematica για ένα spot των 40 παλμών (ενέργειας 8  $\mu\text{J}$ ) ανά spot με κατεύθυνση οπτικού άξονα  $\varphi = 0^\circ$ , για διάφορες κατευθύνσεις της πόλωσης παρατήρησης. Η τιμή της σχετικής ισχύος της διπλοθλαστικότητας έχει υπολογιστεί πειραματικά  $\sim 1.8$



Σχήμα 5.23.β. Αντίστοιχα πειραματικά αποτελέσματα για τις ίδιες συνθήκες (μεγέθυνση  $\times 10$ ).



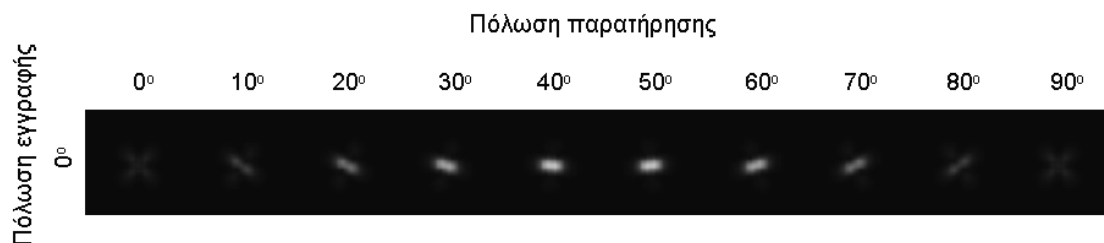
Σχήμα 5.23.γ. Ποιοτική προσομοίωση της Mathematica για ένα spot των 2000 παλμών (ενέργειας 8  $\mu\text{J}$ ) ανά spot με κατεύθυνση οπτικού άξονα  $\varphi = 0^\circ$ , για διάφορες κατευθύνσεις της πόλωσης παρατήρησης. Η τιμή της σχετικής ισχύος της διπλοθλαστικότητας έχει υπολογιστεί πειραματικά  $\sim 4$



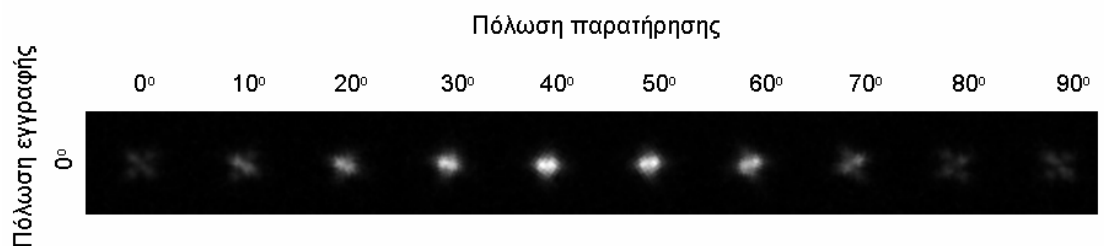
Σχήμα 5.23.δ. Αντίστοιχα πειραματικά αποτελέσματα για τις ίδιες συνθήκες (μεγέθυνση x10).

Όπως προβλέπει και η ποιοτική προσομοίωση, για χαμηλές τιμές της σχετικής ισχύος διπλοθλαστικότητας, η δομή υπό διασταυρωμένους πολωτές δίνει την εικόνα δύο «λοβών». Με την αύξηση της ισχύος διπλοθλαστικότητας, η εικόνα αλλάζει σημαντικά τείνοντας να προσεγγίσει τη μορφή δίσκου ακόμη και για πολύ μικρές εντάσεις της ακτινοβολίας στην δέσμη εισόδου.

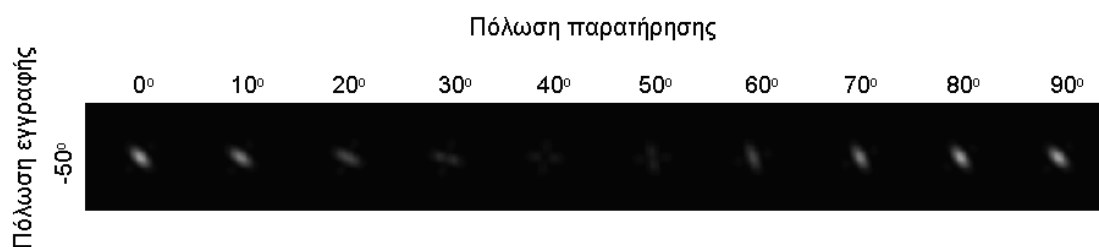
Επαναλαμβάνουμε την ίδια διαδικασία για 3 spots που προέκυψαν από 200 παλμούς ενέργειας 3.4  $\mu\text{J}$  (σχήμα 5.24).



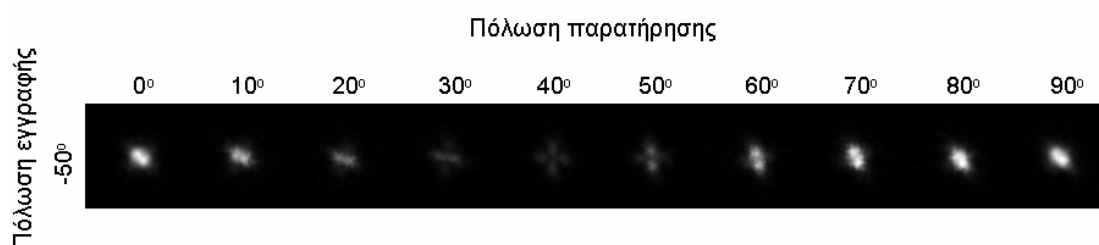
Σχήμα 5.24.α Ποιοτική προσομοίωση της Mathematica για ένα spot των 200 παλμών ανά spot ενέργειας 3.4  $\mu\text{J}$  , για διάφορες κατευθύνσεις της πόλωσης παρατήρησης. Η κατεύθυνση της πόλωσης στην δέσμη εγγραφής ήταν  $\varphi = 0^\circ$



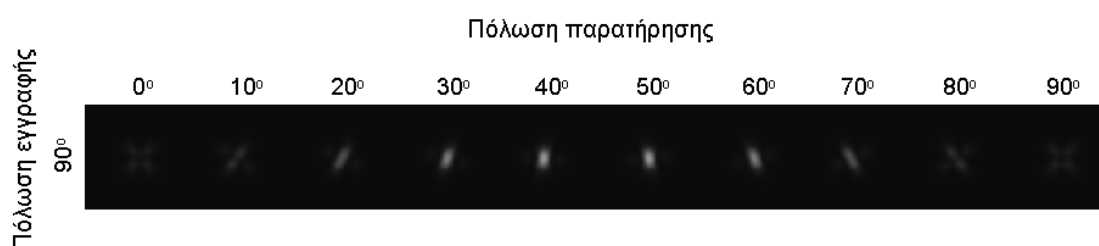
Σχήμα 5.24.β. Αντίστοιχα πειραματικά αποτελέσματα για τις ίδιες συνθήκες όπως στην προηγούμενη εικόνα (μεγέθυνση x10).



Σχήμα 5.24.γ Ποιοτική προσομοίωση της Mathematica για ένα spot των 200 παλμών ανά spot ενέργειας 3.4  $\mu\text{J}$  , για διάφορες κατευθύνσεις της πόλωσης παρατήρησης. Η κατεύθυνση της πόλωσης στην δέσμη εγγραφής ήταν  $\varphi = -50^\circ$

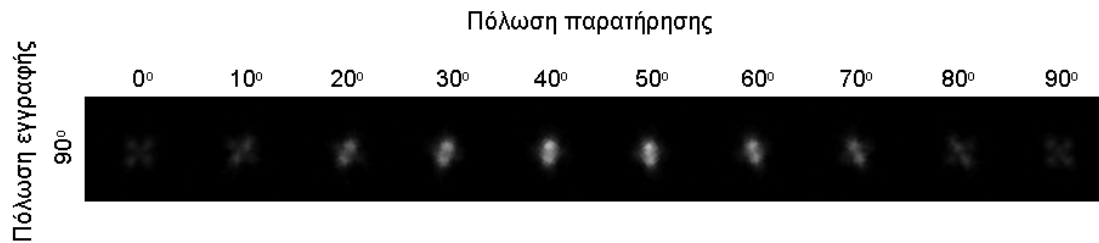


Σχήμα 5.24.δ. Αντίστοιχα πειραματικά αποτελέσματα για τις ίδιες συνθήκες όπως στην προηγούμενη εικόνα (μεγέθυνση  $\times 10$ ).



Σχήμα 5.24.ε Ποιοτική προσομοίωση της Mathematica για ένα spot των 200 παλμών ανά spot ενέργειας 3.4  $\mu\text{J}$  , για διάφορες κατευθύνσεις της πόλωσης παρατήρησης. Η κατεύθυνση της πόλωσης στην δέσμη εγγραφής ήταν  $\varphi = 90^\circ$





Σχήμα 5.24.στ. Αντίστοιχα πειραματικά αποτελέσματα για τις ίδιες συνθήκες όπως στην προηγούμενη εικόνα (μεγέθυνση x10).

Παρατηρούμε ότι μεταβάλλοντας την κατεύθυνση της πόλωσης εγγραφής μεταβάλλεται και η εικόνα που παρουσιάζουν οι δύο δομές όταν βρίσκονται μεταξύ δύο διασταυρωμένων πολωτών.

Αν και η μέγιστη τιμή της διερχόμενης έντασης που προβλέπεται από τη θεωρία είναι η ίδια είτε για κατεύθυνση της πόλωσης εγγραφής στις  $0^\circ$  είτε στις  $90^\circ$  (παράρτημα Α), στη μεν πρώτη περίπτωση το spot μεταξύ δύο διασταυρωμένων πολωτών μοιάζει φαινομενικά να έχει επιμηκυνθεί κατά την οριζόντια διεύθυνση, ενώ στη δεύτερη μοιάζει να έχει επιμηκυνθεί κατά την κατακόρυφη διεύθυνση δηλαδή την διεύθυνση που είχε η πόλωση στην δέσμη εγγραφής. Η συμπεριφορά αυτή των δομών συμφωνεί με όσα προβλέπονται από την ποιοτική προσομοίωση με τη χρήση κώδικα Mathematica.

## Κεφάλαιο 6: Συμπεράσματα

Στα πλαίσια της παρούσας εργασίας μελετήθηκε η επαγωγή μόνιμων διπλοθλαστικών δομών στο εσωτερικό τηγμένης πυριτίας με τη χρήση υπερβραχέων παλμών διάρκειας 450 fs και μήκους κύματος 496 nm. Πρόκειται για μία περιοχή που μέχρι τώρα δεν είχε μελετηθεί συστηματικά καθώς το σύνολο των εργασιών σε αυτό το πεδίο βασίζονται σε συστήματα λέιζερ μήκους κύματος των 800 nm, που παράγουν διαφορετικά αποτελέσματα.

Η τιμή της επαγόμενης διπλοθλαστικότητας αυξάνει εκθετικά με την ενέργεια και το πλήθος των παλμών φτάνοντας από ένα σημείο και μετά σε κάποια τιμή κορεσμού. Η μέγιστη επαγόμενη διαφορά φάσης που μετρήθηκε ήταν της τάξης του  $1 \text{ rad}$ , που αντιστοιχεί σε μία διαφορά στον δείκτη διάθλασης της τάξης των  $4 \times 10^{-3}$ . Είναι αξιοσημείωτο ότι ο κορεσμός για όλες τις ενέργειες έχει επέλθει ήδη μέσα στους πρώτους 1000 παλμούς ανά spot, εν αντιθέσει με άλλες μελέτες στις οποίες χρησιμοποιήθηκε λέιζερ Ti: S μήκους κύματος στα 800 nm. Στις εργασίες αυτές απαιτήθηκαν περισσότεροι από 50.000 παλμοί πριν η διπλοθλαστικότητα αρχίσει να προσεγγίζει κατάσταση κόρου. Είναι ενδεικτικό ότι για την επίτευξη διαφοράς στον δείκτη διάθλασης της τάξης του  $4 \times 10^{-3}$  χρειάστηκαν 250.000 παλμοί <sup>21</sup>.

Σε ο,τι αφορά την δυνατότητα ελέγχου του οπτικού άξονα των επαγομένων διπλοθλαστικών δομών, αυτή μπορεί να επιτευχθεί μετά από ορισμένο πλήθος παλμών για όλες τις ενεργειακές ζώνες που μελετήθηκαν από 0.3 μJ έως και 26 μJ. Για ενέργειες ~2 μJ, ο έλεγχος του διπλοθλαστικού άξονα προσεγγίζεται μετά από έναν αριθμό παλμών της τάξης των 100. Για μικρές ενέργειες μέχρι περίπου 1.1 μJ, ο έλεγχος επιτυγχάνεται ακόμη και για πολύ μικρό αριθμό παλμών (5 παλμοί/spot, 15 παλμοί/spot κ.ο.κ.) Το γεγονός αυτό έρχεται σε αντίθεση με την εδραιωμένη έως τώρα αντίληψη ότι για να προσεγγιστεί κατάσταση ελεγχόμενης διπλοθλαστικότητας απαιτούνται

αρκετές εκατοντάδες έως και αρκετές χιλιάδες παλμών ανά spot. Η εμφάνιση ελεγχόμενης διπλοθλαστικότητας για μικρότερες ενέργειες σχετίζεται με το γεγονός ότι σε αυτές τις περιπτώσεις το stress που εμφανίζεται κατά μήκος της δομής είναι αρκετά ασθενές επιτρέποντας την ελεύθερη ανάπτυξη των nanogratings στην περιοχή της εστίας. Για μεγαλύτερες ενέργειες, το stress λαμβάνει πολύ μεγαλύτερες τιμές διαταράσσοντας τον προσανατολισμό των nanogratings ήδη από τον πρώτο παλμό και περιορίζοντας δραστικά τον ελεγχόμενο χαρακτήρα του φαινομένου. Για όλες τις ενέργειες που χρησιμοποιήθηκαν, μετά τους 100 παλμούς επέρχεται χαλάρωση (“annealing”) του υλικού οπότε σε συνδυασμό με την συνεχή ανάπτυξη των nanogratings, ο έλεγχος του φαινομένου ανακτάται και πάλι.

Για τη μελέτη του ανταγωνισμού μεταξύ stress και form birefringence ορίστηκε μία σχετική «ισχύς» της διπλοθλαστικότητας μορφής η οποία αυξάνει με το πλήθος των παλμών μέχρι μία τιμή κόρου. Η ισχύς διπλοθλαστικότητας για όλες τις ενέργειες από 0.4  $\mu\text{J}$  έως και 12  $\mu\text{J}$  και για ένα πλήθος παλμών ανά spot έως και 2000 δεν ξεπέρασε την τιμή 5. Όπως καταδεικνύεται η τιμή της σχετικής αυτής ισχύος παίζει σημαντικό ρόλο στην μορφή που παρουσιάζουν οι δομές μεταξύ δύο διασταυρωμένων πολωτών.

Η δυνατότητα επαγωγής ελεγχόμενων διπλοθλαστικών δομών στο εσωτερικό τηγμένης πυριτίας δίνει νέες δυνατότητες στον χώρο της επεξεργασίας διαφανών υλικών με υπερβραχείς παλμούς. Ένα υλικό ισότροπο όπως η τηγμένη πυριτία είναι δυνατόν να αποκτήσει διπλοθλαστικότητα με ελεγχόμενα χαρακτηριστικά. Η διαφορά φάσης και το μέγεθος των spots μπορεί να καθοριστεί από την εφαρμοζόμενη ενέργεια και το πλήθος των παλμών, ενώ υπό τις συνθήκες επεξεργασίας που αναλύθηκαν παραπάνω μπορεί να ελεγχθεί και ο προσανατολισμός του διπλοθλαστικού άξονα. Τέτοιες δομές μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τη δημιουργία εκτεταμένων gratings με τα οποία θα επιτρέπεται ο έλεγχος από σημείο σε σημείο τόσο της πόλωσης όσο και της έντασης του διερχομένου φωτός. Το φαινόμενο έχει ήδη αξιοποιηθεί για την δημιουργία ολογραμμάτων (Computer Generated Holograms) στο εσωτερικό fused silica<sup>22</sup>, ενώ κάποιες ερευνητικές ομάδες

μελετούν τις δυνατότητες εφαρμογής του για την δημιουργία nanofluidic channels<sup>23</sup>. Προσφάτως διαπιστώθηκε ότι οι διπλοθλαστικές δομές του συγκεκριμένου τύπου παρουσιάζουν την δυνατότητα διαγραφής και επανεγγραφής αλλάζοντας απλώς την πόλωση στην δέσμη επεξεργασίας. Το γεγονός αυτό σε συνδυασμό με την αξιοσημείωτη ανθεκτικότητα των δομών ανοίγει νέες προοπτικές στην αποθήκευση πληροφορίας στις τρεις διαστάσεις<sup>24</sup>.

## Παράρτημα Α.

Προσδιορίζοντας το transmission  $T$  μέσα από μονοαξονική διπλοθλαστική δομή ως συνάρτηση της γωνίας στροφής  $\theta$  του δείγματος ως προς τους διασταυρωμένους πολωτές και της διαφοράς φάσης  $\phi$ :

$$T = \frac{1}{2} \sin^2(2\theta)(1 - \cos(\phi))$$

### Απόδειξη

Ως γνωστό, μία διπλοθλαστική δομή μπορεί να εκφραστεί με τον πίνακα Jones που θα χρησιμοποιούσαμε και στην περίπτωση ενός «πλακιδίου» καθυστέρησης φάσης  $\phi$ :

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\phi} \end{bmatrix}$$

Στρέφοντας τον άξονα του «πλακιδίου» αυτού κατά γωνία  $\theta$ , ο πίνακας Jones γίνεται:

$$R(-\theta) \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\phi} \end{bmatrix} R(\theta) =$$

$$\begin{bmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\phi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix} =$$

$$\begin{bmatrix} \cos^2(\theta) + \sin^2(\theta)e^{i\phi} & \sin(\theta)\cos(\theta)(1 - e^{i\phi}) \\ \sin(\theta)\cos(\theta)(1 - e^{i\phi}) & \sin^2(\theta) + \cos^2(\theta)e^{i\phi} \end{bmatrix}$$

Τοποθετώντας την δομή μεταξύ διασταυρωμένων πολωτών η το πεδίο της ακτινοβολίας που διέρχεται από αυτή θα είναι:

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos^2(\theta) + \sin^2(\theta)e^{i\phi} & \sin(\theta)\cos(\theta)(1 - e^{i\phi}) \\ \sin(\theta)\cos(\theta)(1 - e^{i\phi}) & \sin^2(\theta) + \cos^2(\theta)e^{i\phi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} =$$

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ \sin(\theta)\cos(\theta)(1 - e^{i\phi}) & \sin^2(\theta) + \cos^2(\theta)e^{i\phi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} =$$

$$\begin{bmatrix} 0 \\ \sin(\theta)\cos(\theta)(1 - e^{i\phi}) \end{bmatrix}$$

Η διερχόμενη λοιπόν ακτινοβολία (“optical transmission”) θα δίνεται από τη σχέση:

$$T = \left[ 0, \sin(\theta) \cos(\theta)(1 - e^{-i\phi}) \right] \begin{bmatrix} 0 \\ \sin(\theta) \cos(\theta)(1 - e^{i\phi}) \end{bmatrix} =$$

$$(\sin(\theta) \cos(\theta))^2 (2 - e^{i\phi} - e^{-i\phi}) =$$

$$\left(\frac{1}{2} \sin(2\theta)\right)^2 (2 - 2 \cos(\phi))$$

$$\frac{1}{2} \sin^2(2\theta)(1 - \cos(\phi))$$

ή

$$T = \frac{1}{2} \sin^2(2\theta)(1 - \cos(\phi))$$

,όπου  $\theta$  η γωνία του οπτικού άξονα του birefringent ως προς τους διασταυρωμένους πολωτές και  $\phi$  η καθυστέρησης φάσης που αυτό εισάγει.

Ημιτονοειδής συμπεριφορά μονοαξονικού διπλοθλαστικού υλικού.

```
Do[
{Print[""];Print["Κατ'όθυσση πόλωσης εγγραφής: ",i,"
deg"]};
Plot[(Sin[(2 (u-i))*Pi/180])^2,{u,0,90}]
},
{i,0,90,10}]
```

για την περίπτωση όπου η κατεύθυνση της πόλωσης εγγραφής μεταβάλλεται κατά τη θετική φορά.

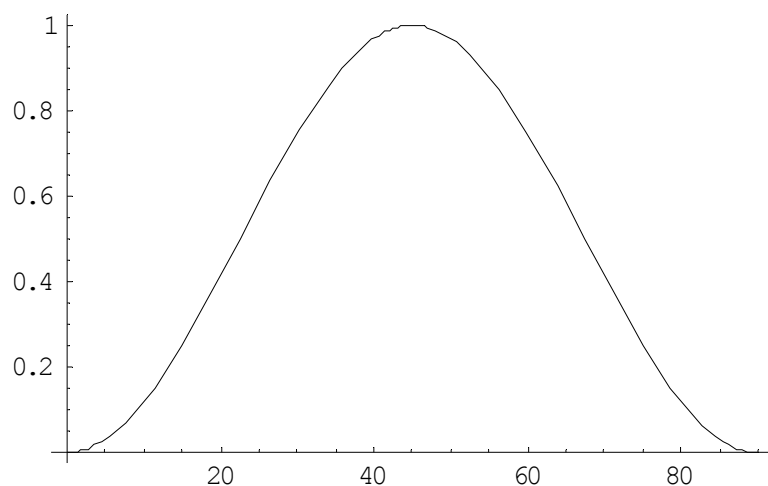
Όταν η κατεύθυνση της πόλωσης εγγραφής μεταβάλλεται κατά την αντίθετη φορά ο αντίστοιχος κώδικας στη Mathematica γίνεται:

```
Do[
{Print[""];Print["Κατεύθυνση πόλωσης εγγραφής: ", i, "
deg"]};
Plot[(Sin[(2 (u-i))*Pi/180])^2,{u,0,90}]
},
{i,0,-90,-10}]
```

,όπου  $i$  η κατεύθυνση της πόλωσης στη δέσμη εγγραφής και  $u$  η γωνία στροφής του δείγματος ως προς τους διασταυρωμένους πολωτές. Συνοπτικά, για την διερχόμενη ένταση έχουμε τα παρακάτω διαγράμματα:

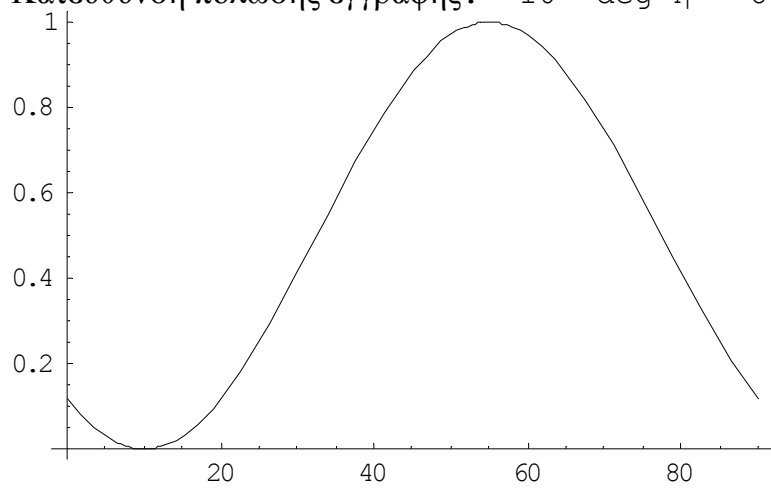
Διαγράμματα transmission συναρτήσει της γωνίας στροφής του δείγματος

Κατεύθυνση πόλωσης εγγραφής: 0 deg ή -90 deg

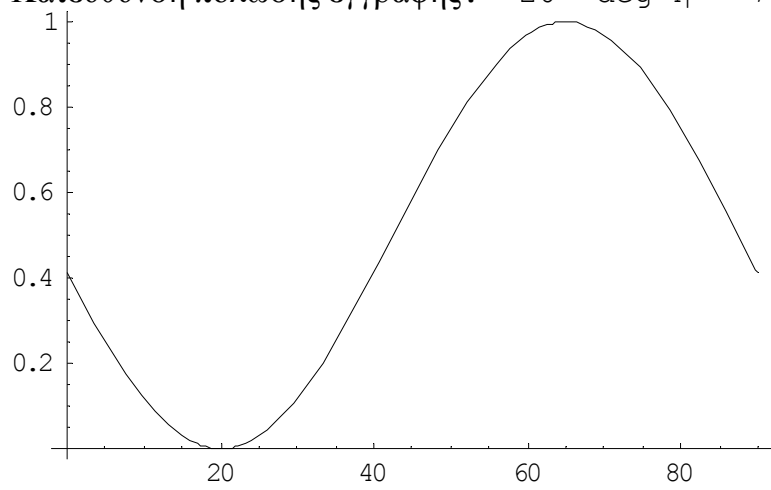




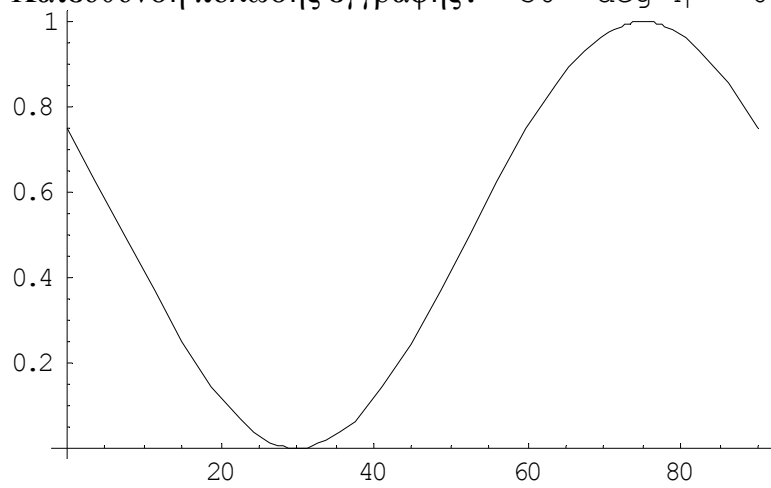
Κατεύθυνση πόλωσης εγγραφής: 10 deg ή -80 deg



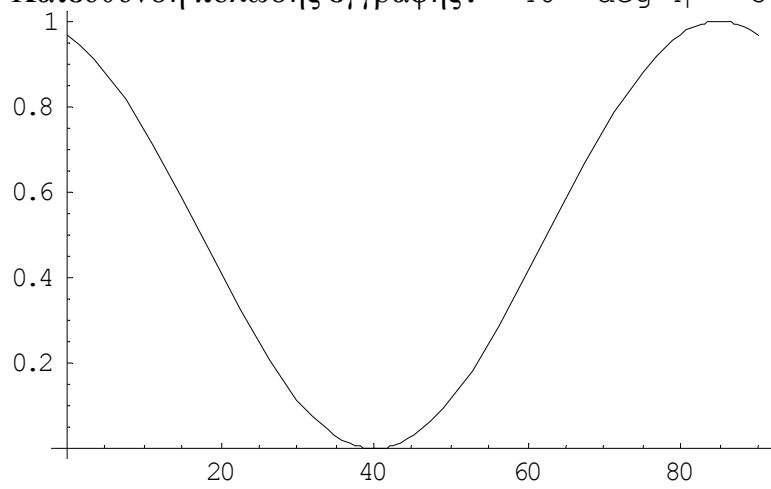
Κατεύθυνση πόλωσης εγγραφής: 20 deg ή -70 deg



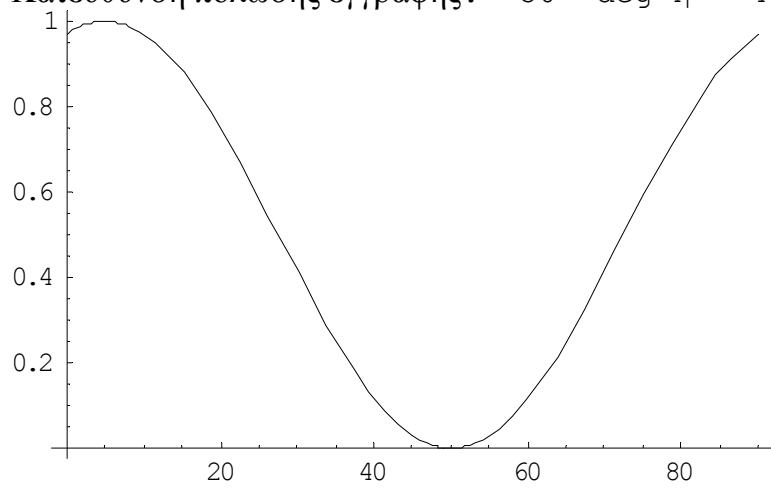
Κατεύθυνση πόλωσης εγγραφής: 30 deg ή -60 deg



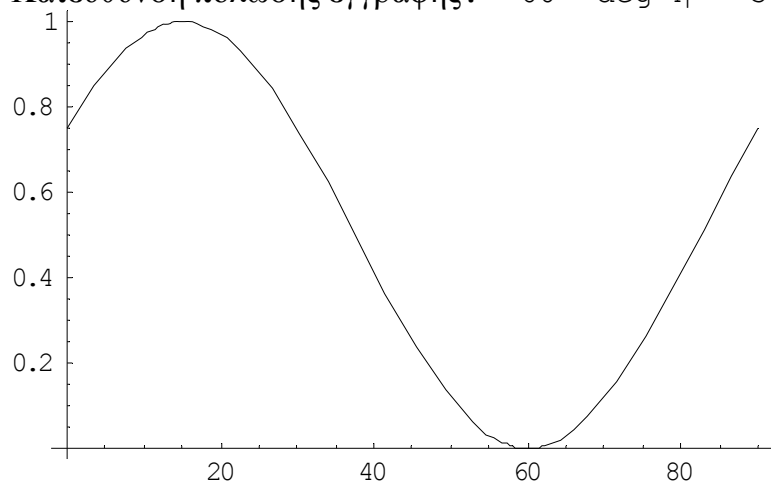
Κατεύθυνση πόλωσης εγγραφής: 40 deg ή -50 deg



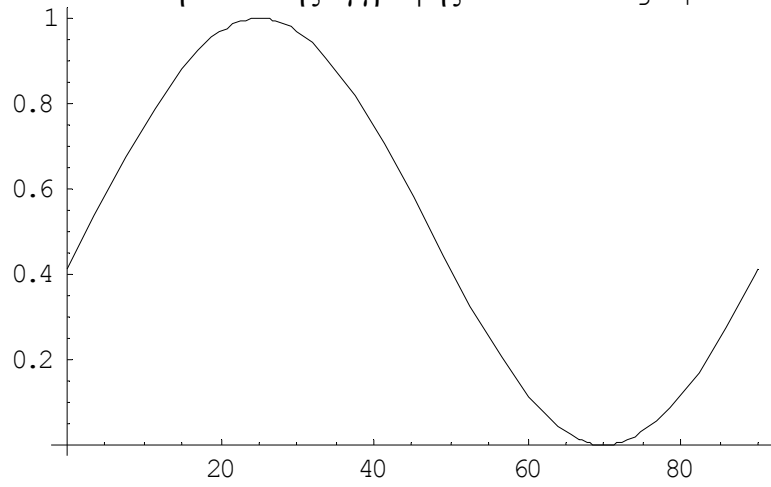
Κατεύθυνση πόλωσης εγγραφής: 50 deg ή -40 deg



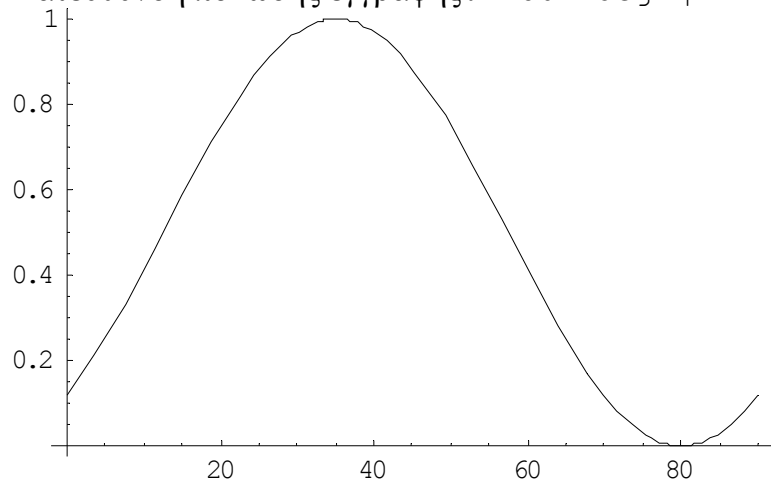
Κατεύθυνση πόλωσης εγγραφής: 60 deg ή -30 deg



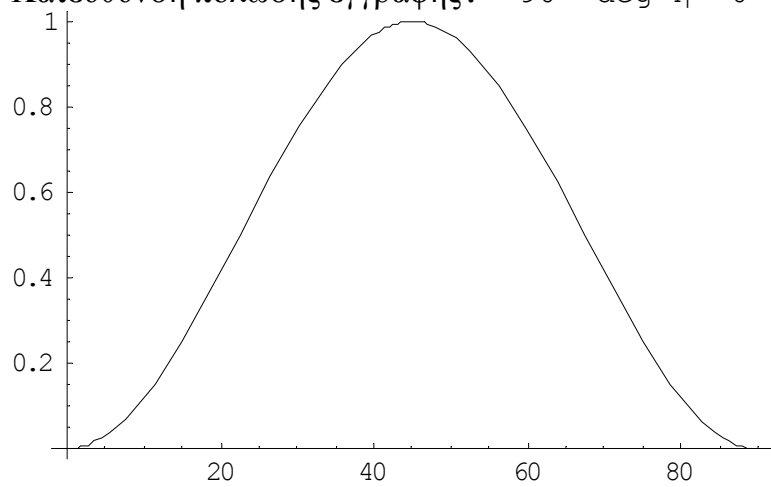
Κατεύθυνση πόλωσης εγγραφής: 70 deg ή -20 deg



Κατεύθυνση πόλωσης εγγραφής: 80 deg ή -10 deg



Κατεύθυνση πόλωσης εγγραφής: 90 deg ή 0 deg



## Παράρτημα Β.

### Αλλαγή βάσης.

Έστω  $V$  ένας διανυσματικός χώρος και έστω  $S = \{ \mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \dots, \mathbf{v}_n \}$  ένα σύνολο διανυσμάτων που ανήκουν στον  $V$ . Ο πίνακας  $S$  εκφράζει μία βάση για τον  $V$ , εάν ισχύουν οι παρακάτω δύο συνθήκες:

α) Οι στήλες του  $S$  είναι γραμμικώς ανεξάρτητες, δηλαδή η εξίσωση  $c_1 \mathbf{v}_1 + c_2 \mathbf{v}_2 + \dots + c_k \mathbf{v}_k = \mathbf{0}$  έχει μοναδική λύση για  $c_1 = c_2 = \dots = c_k = 0$ .

β) Ο  $S$  παράγει τον χώρο  $V$ .

Σε μία τέτοια περίπτωση, κάθε διάνυσμα  $\mathbf{v} \in V$  μπορεί να γραφεί κατά μοναδικό τρόπο ως γραμμικός συνδυασμός των  $\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \dots, \mathbf{v}_n$ :

$$\mathbf{v} = c_1 \mathbf{v}_1 + c_2 \mathbf{v}_2 + \dots + c_n \mathbf{v}_n,$$

οπότε ο πίνακας συντεταγμένων του διανύσματος  $\mathbf{v}$  ως προς τη βάση

$$S = \{ \mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \dots, \mathbf{v}_n \} \text{ είναι } \begin{bmatrix} \mathbf{c}_1 \\ \mathbf{c}_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \mathbf{c}_3 \end{bmatrix}.$$

Αν ο  $V$  έχει  $n$  διαστάσεις, τότε κάθε σύνολο  $n$  γραμμικώς ανεξάρτητων διανυσμάτων του  $V$  αποτελούν μία βάση του  $V$ . Σε κάθε εφαρμογή, μπορούμε να επιλέξουμε ποια βάση θα χρησιμοποιήσουμε. Η μετατροπή του πίνακα συντεταγμένων από μία αρχική βάση σε μία άλλη, διαφορετική βάση ονομάζεται «αλλαγή βάσης».

Θα αναπτύξουμε τη μεθοδολογία αλλαγής βάσης στον διδιάστατο χώρο. Ας υποθέσουμε ότι έχουμε δύο βάσεις που ανήκουν στον  $V$ . Την «παλαιά» βάση,

$$B = \{u, w\}$$

και την «νέα» βάση,

$$B' = \{u', w'\}$$

Γράφοντας καθένα από τα διανύσματα βάσης του  $B'$  ως γραμμικό συνδυασμό των διανυσμάτων του  $B$ , έχουμε:

$$u' = \alpha u + \beta w$$

$$w' = \gamma u + \delta w$$

Αυτό σημαίνει ότι τα διανύσματα-στήλες του πίνακα  $B'$  εκπεφρασμένα ως προς τη βάση  $B$  γράφονται:

$$[u']_B = \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} \quad \text{και} \quad [w']_B = \begin{bmatrix} \gamma \\ \delta \end{bmatrix}$$

Σκοπός μας είναι να γράψουμε το τυχαίο διάνυσμα  $v \in V$  στη μορφή  $[v]_{B'}$  ως προς τη βάση  $B'$ , έχοντας ως δεδομένο τον πίνακα συντεταγμένων  $[v]_B$ , και αντίστροφα. Ο πίνακας συντεταγμένων ως προς τη βάση  $B'$  είναι

$$[v]_{B'} = \begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 \end{bmatrix} \quad \text{ή} \quad v = c_1 u' + c_2 w',$$

ή

$$\mathbf{v} = c_1 (\alpha \mathbf{u} + \beta \mathbf{w}) + c_2 (\gamma \mathbf{u} + \delta \mathbf{w})$$

$$\mathbf{v} = c_1 \alpha \mathbf{u} + c_1 \beta \mathbf{w} + c_2 \gamma \mathbf{u} + c_2 \delta \mathbf{w}$$

$$\mathbf{v} = (c_1 \alpha + c_2 \gamma) \mathbf{u} + (c_1 \beta + c_2 \delta) \mathbf{w}$$

Επομένως ο πίνακας συντεταγμένων του  $\mathbf{v}$  σε σχέση με την «παλαιά» βάση  $B = \{\mathbf{u}, \mathbf{w}\}$  είναι

$$[\mathbf{v}]_B = \begin{bmatrix} c_1 \alpha + c_2 \gamma \\ c_1 \beta + c_2 \delta \end{bmatrix}$$

ή

$$[\mathbf{v}]_B = \begin{bmatrix} c_1 \alpha + c_2 \gamma \\ c_1 \beta + c_2 \delta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha & \gamma \\ \beta & \delta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 \end{bmatrix}$$

ή

$$[\mathbf{v}]_B = \begin{bmatrix} \alpha & \gamma \\ \beta & \delta \end{bmatrix} [\mathbf{v}]_{B'}$$

Ορίζοντας  $P = \begin{bmatrix} \alpha & \gamma \\ \beta & \delta \end{bmatrix}$ , μπορούμε να μετατρέψουμε τον πίνακα συντεταγμένων του διανύσματος  $\mathbf{v}$  ως προς τη βάση  $B'$  σε έναν άλλο πίνακα συντεταγμένων ως προς τη βάση  $B$  μέσω της σχέσης

$$[\mathbf{v}]_B = P [\mathbf{v}]_{B'}$$

Ας εξειδικεύσουμε στην περίπτωση όπου

$$B = \left\{ \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \right\} = \{L_x, L_y\}$$

με διανύσματα βάσης τα διανύσματα Jones του οριζόντια και του κάθετα πολωμένου φωτός αντίστοιχα. Ορίζουμε ως «νέα» βάση την

$$B' = \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}, \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \right\} = \{R, L\}$$

Με διανύσματα βάσης τα διανύσματα Jones του δεξιόστροφα και του αριστερόστροφα κυκλικά πολωμένου φωτός αντίστοιχα.

$$R = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} - \frac{i}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} = \alpha L_x + \beta L_y$$

και

$$L = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} + \frac{i}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} = \gamma L_x + \delta L_y$$

Σύμφωνα με την προηγούμενη ανάλυση, ο πίνακας μετατροπής βάσης γράφεται:

$$P = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -i & i \end{bmatrix}$$

Άρα

$$[\mathbf{v}]_{\mathbf{B}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -i & i \end{bmatrix} [\mathbf{v}]_{\mathbf{B}'}$$

Ο μετασχηματισμός μπορεί να γραφεί και αντίστροφα ως

$$[\mathbf{v}]_{\mathbf{B}'} = \mathbf{P}^{-1} [\mathbf{v}]_{\mathbf{B}}$$

όπου

$$\mathbf{P}^{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & i \\ 1 & -i \end{bmatrix}, \text{ ο αντίστροφος του } \mathbf{P}$$

Ο πίνακας  $\mathbf{P}$  δρα με άλλα λόγια σε ένα διάνυσμα γραμμένο ως προς τη βάση

$$\mathbf{B}' = \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}, \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \right\} = \{\mathbf{R}, \mathbf{L}\}$$

των διανυσμάτων που αντιστοιχούν στη δεξιόστροφα και την αριστερόστροφα κυκλική πόλωση και το μετατρέπει σε διάνυσμα εκπεφρασμένο ως προς την «συνήθη» βάση

$$\mathbf{B} = \left\{ \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \right\} = \{\mathbf{L}_x, \mathbf{L}_y\}$$

των διανυσμάτων που αντιστοιχούν στην οριζόντια και στην κατακόρυφη γραμμική πόλωση.



Αντίστροφα ο πίνακας  $P^{-1}$  δρα σε διάνυσμα γραμμένο ως προς την «συνήθη» βάση

$$B = \left\{ \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \right\}$$

και το μετατρέπει σε διάνυσμα εκπεφρασμένο ως προς

$$B' = \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}, \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \right\} = \{R, L\}$$

### Παράδειγμα

Έστω ότι θέλουμε να γράψουμε το διάνυσμα που αντιστοιχεί στο οριζόντια πολωμένο φως ως προς τη βάση  $B'$  των  $R$  και  $L$ . Σε μία τέτοια περίπτωση έχουμε  $[v]_{B'} = P^{-1} [v]_B$  οπότε

$$\begin{aligned} P^{-1} L_x &= \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & i \\ 1 & -i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}_B &= \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}_{B'} &= \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} &= \\ \frac{1}{\sqrt{2}} R + \frac{1}{\sqrt{2}} L & \end{aligned}$$

όπως αναμέναμε.

Στη γενικότερη περίπτωση όπου έχουμε τυχαία γραμμή της μορφής

$$\begin{bmatrix} \cos(a) \\ \sin(a) \end{bmatrix}_B \text{ γραμμένη ως προς τη συνήθη βάση } B, \text{ ισχύει}$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & i \\ 1 & -i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(a) \\ \sin(a) \end{bmatrix}_{\mathbf{B}} =$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \cos(a) + i \sin(a) \\ \cos(a) - i \sin(a) \end{bmatrix}_{\mathbf{B}'} =$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} e^{ia} \\ e^{-ia} \end{bmatrix}_{\mathbf{B}'} =$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} e^{ia} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} + \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-ia} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} =$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} e^{ia} R + \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-ia} L$$

## Μετασχηματισμοί ομοιότητας

Έστω δύο τετραγωνικοί πίνακες  $2 \times 2$ ,  $A$  και  $B$ . Οι  $A$  και  $B$  λέγονται όμοιοι όταν υπάρχει πίνακας  $P$  (όχι ο μοναδιαίος) τέτοιος ώστε:

$$B = P^{-1} A P$$

Οι πίνακες  $A$  και  $B$  τότε, παριστάνουν τον ίδιο μετασχηματισμό ως προς διαφορετικές βάσεις, έχουν τις ίδιες ιδιοτιμές και κάθε ιδιοδιάνυσμα  $\chi$  του  $A$  αντιστοιχεί σε ένα ιδιοδιάνυσμα  $P^{-1}\chi$  του  $B$ .

Απόδειξη:

$$B = P^{-1} A P \iff A = P B P^{-1}$$

$$A \chi = \lambda \chi$$

$$(P B P^{-1}) \chi = \lambda \chi$$

$$B (P^{-1} \chi) = \lambda (P^{-1} \chi)$$

Στη μελέτη μας θα μας απασχολήσει ο πίνακας Jones του birefringent «πλακιδίου» καθυστέρησης φάσης  $\phi$ , που δημιουργήθηκε στο εσωτερικό του υλικού μέσω της αλληλεπίδρασής του υλικού με τους παλμούς fs.

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(i\phi) \end{bmatrix}$$

με ιδιοτιμές 1,  $\exp(i\phi)$  και αντίστοιχα ιδιοδιανύσματα  $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$ ,  $\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$

Στρέφοντας τον άξονα του «πλακιδίου» κατά γωνία  $\theta$ , ο παραπάνω πίνακας Jones μεταβάλλεται,

$$A = \begin{bmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(i\phi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix}$$

$$A = \begin{bmatrix} \cos^2(\theta) + \sin^2(\theta)e^{i\phi} & \sin(\theta)\cos(\theta)(1 - e^{i\phi}) \\ \sin(\theta)\cos(\theta)(1 - e^{i\phi}) & \sin^2(\theta) + \cos^2(\theta)e^{i\phi} \end{bmatrix}_B$$

$$\text{όπου } B = \left\{ \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \right\}.$$

$$\text{Για } P = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -i & i \end{bmatrix} \text{ και } P^{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & i \\ 1 & -i \end{bmatrix}, \text{ ο πίνακας } T = P^{-1} A P$$

παριστάνει τον ίδιο μετασχηματισμό όπως και ο A, όμως ως προς διαφορετική

$$\text{βάση } B' = \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}, \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \right\}.$$

$$T = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + e^{i\phi} & (1 - e^{i\phi})e^{2i\theta} \\ (1 - e^{i\phi})e^{-2i\theta} & 1 + e^{i\phi} \end{bmatrix}$$

ή

$$T = e^{\frac{i\phi}{2}} \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) & -i \sin\left(\frac{\phi}{2}\right)e^{2i\theta} \\ -i \sin\left(\frac{\phi}{2}\right)e^{-2i\theta} & \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) \end{bmatrix}$$

ή

$$T = e^{\frac{i\phi}{2}} \left\{ \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} - i \sin\left(\frac{\phi}{2}\right) \begin{bmatrix} 0 & e^{2i\theta} \\ e^{-2i\theta} & 0 \end{bmatrix} \right\} \quad (1)$$

όπου  $\phi$  η καθυστέρηση φάσης και  $\theta = \theta(x,y)$  η γωνία προσανατολισμού του fast axis.

## Παράδειγμα

Έστω «πλακίδιο» καθυστέρησης φάσης  $\phi$ , με τον άξονα κατακόρυφο και αντίστοιχο πίνακα Jones  $A = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(i\phi) \end{bmatrix}$  που επιδρά σε κατακόρυφο γραμμικά πολωμένο φως. Τότε:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(i\phi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}_B = \begin{bmatrix} 0 \\ e^{i\phi} \end{bmatrix}_B = e^{i\phi} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}_B, \text{ όπου όλα είναι}$$

εκπεφρασμένα στη συνήθη βάση  $B = \left\{ \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \right\}$ .

Ο αντίστοιχος όμοιος πίνακας για  $\theta=0$  βάσει της (1) είναι:

$$T = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + e^{i\phi} & (1 - e^{i\phi}) \\ (1 - e^{i\phi}) & 1 + e^{i\phi} \end{bmatrix}$$

ο οποίος επιδρά και πάλι σε κατακόρυφο γραμμικά πολωμένο φως ( $\alpha=0$ )

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} e^{ia} \\ e^{-ia} \end{bmatrix}_{B'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} i \\ -i \end{bmatrix}_{B'}, \text{ αυτή τη φορά όμως εκπεφρασμένο ως}$$

προς τα διανύσματα βάσης  $B' = \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}, \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \right\}$

Τότε

$$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1+e^{i\phi} & (1-e^{i\phi}) \\ (1-e^{i\phi}) & 1+e^{i\phi} \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} i \\ -i \end{bmatrix}_{B'} =$$

$$e^{i\phi} \frac{i}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}_{B'} =$$

$$e^{i\phi} \frac{i}{\sqrt{2}} \left( \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} - \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \right) =$$

$$e^{i\phi} \frac{i}{\sqrt{2}} (R - L) =$$

$$e^{i\phi} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}.$$

Στο παραπάνω παράδειγμα φαίνεται παραστατικά ότι και οι δύο πίνακες, Α και Τ, εκφράζουν τον ίδιο μετασχηματισμό ως προς διαφορετικά διανύσματα βάσης.

## Γενικότερα

Αν μία δέσμη έντασης  $\mathbf{E}_{in}$  εισέλθει στην δομή που περιγράφεται από τον πίνακα  $\mathbf{T}$ , τότε η δέσμη που προκύπτει αμέσως μετά, θα έχει τη μορφή

$$| \mathbf{E}_{out} \rangle = \mathbf{T} | \mathbf{E}_{in} \rangle$$

όπου

$$\mathbf{T} = e^{\frac{i\phi}{2}} \left\{ \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} - i \sin\left(\frac{\phi}{2}\right) \begin{bmatrix} 0 & e^{2i\theta} \\ e^{-2i\theta} & 0 \end{bmatrix} \right\}$$

και

$$| \mathbf{E}_{in} \rangle = \begin{bmatrix} \mathbf{C}_R \\ \mathbf{C}_L \end{bmatrix}_{B'}$$

$$| \mathbf{E}_{out} \rangle = \mathbf{T} | \mathbf{E}_{in} \rangle$$

$$| \mathbf{E}_{out} \rangle = e^{\frac{i\phi}{2}} \left\{ \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} - i \sin\left(\frac{\phi}{2}\right) \begin{bmatrix} 0 & e^{2i\theta} \\ e^{-2i\theta} & 0 \end{bmatrix} \right\} | \mathbf{E}_{in} \rangle$$

$$|E_{\text{out}}\rangle = e^{\frac{i\phi}{2}} \left\{ \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} - i \sin\left(\frac{\phi}{2}\right) \begin{bmatrix} 0 & e^{2i\theta} \\ e^{-2i\theta} & 0 \end{bmatrix} \right\} \begin{bmatrix} \mathbf{c}_R \\ \mathbf{c}_L \end{bmatrix}_{B'}$$

$$|E_{\text{out}}\rangle = e^{\frac{i\phi}{2}} \left\{ \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} - i \sin\left(\frac{\phi}{2}\right) \begin{bmatrix} 0 & e^{2i\theta} \\ e^{-2i\theta} & 0 \end{bmatrix} \right\} \begin{bmatrix} \langle \mathbf{R} | E_{\text{in}} \rangle \\ \langle \mathbf{L} | E_{\text{in}} \rangle \end{bmatrix}_{B'}$$

$$|E_{\text{out}}\rangle = e^{\frac{i\phi}{2}} \left\{ \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) |E_{\text{in}}\rangle - i \sin\left(\frac{\phi}{2}\right) \begin{bmatrix} e^{2i\theta} \langle \mathbf{L} | E_{\text{in}} \rangle \\ e^{-2i\theta} \langle \mathbf{R} | E_{\text{in}} \rangle \end{bmatrix}_{B'} \right\}$$

$$|E_{\text{out}}\rangle = e^{\frac{i\phi}{2}} \left\{ \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) |E_{\text{in}}\rangle - i \sin\left(\frac{\phi}{2}\right) (e^{2i\theta} |\mathbf{R}\rangle \langle \mathbf{L} | E_{\text{in}} \rangle + e^{-2i\theta} |\mathbf{L}\rangle \langle \mathbf{R} | E_{\text{in}} \rangle) \right\} \quad (2)$$

Κατασκευάζοντας ένα grating με περίοδο μικρότερη του προσπίπτοντος μήκους κύματος και με μεταβαλλόμενο προσανατολισμό, μπορούμε να πραγματοποιήσουμε ένα χωρο-εξαρτώμενο «πλακίδιο καθυστέρησης». Η σχέση (2) καταδεικνύει ότι το πεδίο που προκύπτει μέσα από ένα τέτοιο στοιχείο αποτελείται από τρία μέρη.

Το πρώτο μέρος διατηρεί την αρχική κατάσταση πόλωσης και τη φάση της εισερχόμενης ακτίνας. Πρόκειται για το μη περιθλώμενο ή μηδενικής τάξεως τμήμα της δέσμης.



Το δεύτερο μέρος ( $e^{2i\theta} | \mathbf{R} \rangle \langle \mathbf{L} | E_{\text{in}} \rangle$ ) είναι δεξιόστροφα κυκλικά πολωμένο και η φάση του σε κάθε σημείο είναι ίση με το διπλάσιο της τοπικής γωνίας προσανατολισμού  $\theta(x,y)$  του ταχέως άξονα του grating ( $e^{2i\theta}$ ).

Το τρίτο μέρος ( $e^{-2i\theta} | \mathbf{L} \rangle \langle \mathbf{R} | E_{\text{in}} \rangle$ ) είναι αριστερόστροφα κυκλικά πολωμένο και η φάση του παρουσιάζει αντίθετο πρόσημο σε σχέση με το δεύτερο μέρος ( $e^{-2i\theta}$ ).

Παρατηρούμε ότι η μεταβολή φάσης του μετώπου κύματος, σε σχέση με το προσπίπτον κύμα, εξαρτάται αποκλειστικώς από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του grating. Η φάση του περιθλώμενου τμήματος της δέσμης όταν η προσπίπτουσα δέσμη είναι κυκλικά πολωμένη, ονομάζεται Diffractive Geometric Phase (DGP). Έτσι για μία δεξιόστροφα κυκλικά πολωμένη δέσμη που διέρχεται μέσα από ένα τέτοιο grating το DGP ισούται με  $-2\theta(x,y)$ , ενώ για μία αριστερόστροφα κυκλικά πολωμένη δέσμη το DGP ισούται με  $2\theta(x,y)$ . Αφού ο προσανατολισμός του grating μπορεί να είναι από 0 έως  $\pi$ , το DGP μπορεί πάρει τιμές μέχρι  $2\pi$ . Καθορίζοντας κατάλληλα τον προσανατολισμό του grating ανά σημείο, μπορούμε να ορίσουμε κάθε φορά την επιθυμητή τιμή του DGP.

Σε αντίθεση με τα συνήθη περιθλαστικά στοιχεία, η μεταβολή της φάσης σε αυτή την περίπτωση δεν προκύπτει από διαφορές οπτικού δρόμου, αλλά από κατάλληλο χειρισμό της κατάστασης πόλωσης. Η απόδοση της περιθλασης όπως προκύπτει από τη (2) εξαρτάται από την καθυστέρηση φάσης  $\phi$  του πλακιδίου καθυστέρησης.

Μία περίπτωση ιδιαίτερου ενδιαφέροντος είναι η  $\phi = \pi$ , στην οποία η απόδοση της περιθλασης είναι 100% με αποτέλεσμα η δεξιόστροφη πόλωση να μετατρέπεται εξολοκλήρου σε αριστερόστροφη.

## Παράρτημα Γ

Κώδικας Mathematica για την προσομοίωση form και stress birefringence. Η περίπτωση ενός spot που προέκυψε από 2000 παλμούς, ενέργειας 8  $\mu\text{J}$  με πόλωση εγγραφής στις  $0^\circ$ .

```
Rot[θ_] := {{Cos[θ], Sin[θ]}, {-Sin[θ], Cos[θ]}};

Stress[δ_, r_, θ_] := Rot[-θ].{{1, 0}, {0, Exp[i δ Exp[-(r/√2 8.)^2]]}}.Rot[θ];

Birefringent[δ_, r_, φ_] := Rot[-φ].{{1, 0}, {0, Exp[i δ Exp[-(r/√2 8 * 0.74)^2]]}}.Rot[φ];

Polarizer[θ_] := Rot[-θ].{{1, 0}, {0, 0}}.Rot[θ];

Field[δ1_, r1_, θ_, δ2_, r2_, φ_, κ_] :=
  Polarizer[κ + Pi / 2.].Stress[δ1, r1, θ].Birefringent[δ2, r2, φ].{{Cos[κ]}, {Sin[κ]}};

Itot[δ1_, r1_, θ_, δ2_, r2_, φ_, κ_] :=
  854 * 1/2 ConjugateTranspose[Field[δ1, r1, θ, δ2, r2, φ, κ]].Field[δ1, r1, θ, δ2, r2, φ, κ];

CalculateImage[δ1_, δ2_, φ_, κ_] :=
  Module[{myNewImg, r1, r2}, myNewImg = Table[1, {i, 100}, {j, 100}];
  dim = Dimensions[myNewImg];
  Do[r1 = Sqrt[((da - dim[[1]] / 2.) ^ 2 + (db - dim[[2]] / 2.) ^ 2];
  r2 = Sqrt[((da - dim[[1]] / 2.) ^ 2 + (db - dim[[2]] / 2.) ^ 2];
  {If[db ≠ dim[[2]] / 2.,
  myNewImg[[da, db]] = Itot[δ1, r1, ArcTan[(da - dim[[1]] / 2.) / (db - dim[[2]] / 2.)], δ2,
  r2, φ * Pi / 180., κ][[1, 1]];,
  myNewImg[[da, db]] = Itot[δ1, r1, Pi / 2., δ2, r2, φ * Pi / 180., κ][[1, 1]];}, {da, 1, dim[[1]]},
  {db, 1, dim[[2]]}];
  myNewImg];

data = Range[100];
Do[data[[di]] = CalculateImage[0.25, 1., 0, di * Pi / 18 - Pi / 18];, {di, 1, 19}];
Do[
  ListDensityPlot[1/16. ListConvolve[{{1, 1, 1, 1}, {1, 1, 1, 1}, {1, 1, 1, 1}, {1, 1, 1, 1}}, data[[di]],
  Mesh → False, PlotRange → {All, All, {0, 200}}, ColorFunction → GrayLevel];
, {di, 1, 19}];
```

## References

---

- <sup>1</sup> Στέφανος Τραχανάς, Κβαντομηχανική ΙΙΙ, Θεωρία διαταραχών-αλληλεπίδραση ύλης και ακτινοβολίας, ΠΕΚ
- <sup>2</sup> L.V. Keldysh, Zh. Eksp. Teor. Fiz 47, 1945 (1964) [Sov. Phys.JETP 20, 1307 (1965)]
- <sup>3</sup> “Laser induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses”, Chris Schaffer, Andre Brodeur and Eric Mazur, Meas. Sci. Technol. 12 1784-1794 (2001)
- <sup>4</sup> R.W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press (1992)
- <sup>5</sup> Interaction of femtosecond laser pulses with transparent materials”, thesis by Chris Schaffer
- <sup>6</sup> -B.C. Stuart et al., Phys. Rev. Lett. 74, No. 12 2248 (1995)
- <sup>7</sup> C.B. Schaffer, *Interaction of femtosecond laser pulses with transparent materials*, PhD Thesis, Harvard University, Cambridge, Massachusetts, (May 2001)
- <sup>8</sup> Eugene Hecht, *Optics*, Pearson International Edition.
- <sup>9</sup> Yariv and Yeh 1984] Yariv, A. and Yeh, P. (1984) *Optical Waves in Crystals* (New York: Wiley and Sons)
- <sup>10</sup> [Dimitriev and Nikogosyan (1993)] Dimitriev, V. G. and Nikogosyan, D. N. (1993) Effective nonlinearity coefficients for three-wave interactions in biaxial crystals of  $mm2$  point group symmetry. *Opt. Comm.*, **95**, 173-182.
- <sup>11</sup> Born & Wolf - *Principles of Optics* [1986]
- <sup>12</sup> L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, Study of damage in fused silica induced by ultra-short IR laser pulses, *Opt. Commun.* 191, 333 (2001).
- <sup>13</sup> J. D. Mills, P. G. Kazansky, E. Bricchi, and J. J. Baumberg, Embedded anisotropic microreflectors by femtosecond laser micromachining, *Appl. Phys. Lett.* 81, 196 (2002).

- 
- <sup>14</sup> Y. Shimotsuma, P. Kazansky, J. Qiu, and K. Hirao, Selforganized nanogratings in glass irradiated by ultrashort light pulses, *Phys. Rev. Lett.* 91, 247405 (2003).
- <sup>15</sup> Self-assembled periodic sub-wavelength structures by femtosecond laser direct writing, *Vol. 14, No. 21 / OPTICS EXPRESS* 10117
- <sup>16</sup> Self-Organized Nanogratings in Glass Irradiated by Ultrashort Light Pulses, *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 44, No. 7A, 2005, pp. 4735–4748#2005 The Japan Society of Applied Physics
- <sup>17</sup> Transient nanoplasmonics inside dielectrics, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 40 (2007) S273–S282
- <sup>18</sup> Nanoindentation and birefringence measurements on fused silica specimen exposed to low-energy femtosecond pulses, Yves Bellouard, 4 September 2006 / *Vol. 14, No. 18 / OPTICS EXPRESS* 8360
- <sup>19</sup> K. Miura, J. Qui, H. Inouye, T. Mitsuyu,, and K. Hirao, *Appl. Physics.Letter* 71, 3329 (1997)
- <sup>20</sup> P.P. Rajeev, M. Gertzvolf, E. Simova, C.Hnatovsky, R.S. Taylor, V.R. Bhardwaj, D.M. Rayner, and P.B. Corkum, *Physical Review Letters*, 97.253001 (2006)
- <sup>21</sup> “Femtosecond laser-pulse-induced birefringence in optically isotropic glass”.Pin Yang, George R. Burns, Junpeng Guo, Ting Shan Luk, and G. Allen Vawter, *Journal Of Applied Physics*, Vol. 95, No. 10 (2004)
- <sup>22</sup> D. G. Papazoglou, M. Loulakis, “Embedded birefringent computer generated holograms fabricated by femtosecond laser pulses”, *Opt. Lett.*, **31**, 1441 (2006)
- <sup>23</sup> Polarization-selective etching in femtosecond laser-assisted microfluidic channel fabrication in fused silica, C.Hnatovsky, R.S. Taylor, E. Simova, V.R. Bhardwaj, D.M. Rayner, and R.B. Corkum, *Optics Letters*, Vol.30, No.14 (2005)
- <sup>24</sup> R. S. Taylor, C. Hnatovsky, E. Simova, P. P. Rajeev,D. M. Rayner, and P. B. Corkum, Femtosecond laser erasing and rewriting of self-organized planar nanocracks in fused silica, *Opt. Lett.* 32, 2888 (2007).