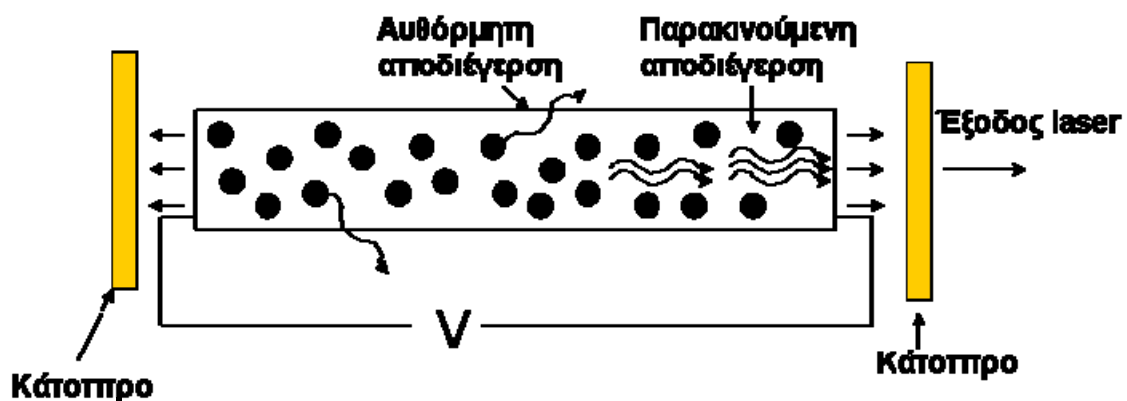


ΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΘΕΜΑ: ΥΠΕΡΒΡΑΧΕΙΣ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΟΙ ΠΑΛΜΟΙ

LASER

ΚΑΙ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΤΟΥΣ



ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ:

Δρ. ΝΕΚΤΑΡΙΟΣ ΠΑΠΑΔΟΓΙΑΝΝΗΣ

ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ ΚΥΜΑΤΙΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

ΑΚΟΥΣΤΙΚΗΣ ΚΑΙ ΟΠΤΙΚΗΣ

Κεφάλαιο 1

A. Εισαγωγή

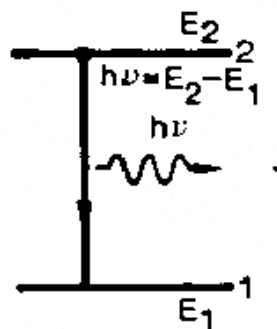
Με τον όρο «laser» αναφερόμαστε σε διατάξεις για την ενίσχυση και την παραγωγή ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων σε διάφορες περιοχές του φάσματος (ορατό φως, υπέρυθρο, υπεριώδες, ακτίνες X) με τη μέθοδο της εξαναγκασμένης εκπομπής ακτινοβολίας, δηλ. μ' ένα μηχανισμό διαφορετικό από αυτόν μιας κλασικής πηγής φωτός. Ο ορισμός αυτός εμπεριέχεται ήδη στην αγγλική ονομασία LASER, που αποτελεί τα αρχικά των λέξεων Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation και η οποία σε ελληνική μετάφραση σημαίνει "ενίσχυση φωτός με εξαναγκασμένη εκπομπή ακτινοβολίας". Ο ίδιος όρος χρησιμοποιείται και για το χαρακτηρισμό των ίδιων των ακτινοβολιών που εκπέμπουν οι διατάξεις αυτές (ακτίνες λέιζερ). Η τεχνική παραγωγής ακτίνων λέιζερ βασίζεται στην απορρόφηση φωτονίων από κατάλληλα υλικά (στερεά, υγρά ή αέρια), των οποίων τα άτομα, τα μόρια ή τα ιόντα βρίσκονται σε κατάσταση διέγερσης μέσω της πρόσληψης ενέργειας. Κατά τη μετάβαση των ηλεκτρονίων που περιβάλλουν τα άτομα από μια ανώτερη ενεργειακή στάθμη σε μια κατώτερη (αποδιέγερση), η προσληφθείσα επί πλέον ενέργεια αποβάλλεται υπό μορφή ακτινοβολίας.

Η διαδικασία αυτή δεν γίνεται όμως αυθόρμητα, όπως στις κλασικές πηγές φωτός, αλλά με την επίδραση ενός εξωτερικού αιτίου, των φωτονίων που απορροφώνται, με αποτέλεσμα τα διεγερμένα άτομα κατά τη στιγμή της αποδιέγερσής τους να εκπέμπουν ακτινοβολία που έχει την ίδια φάση και την ίδια κατεύθυνση διάδοσης με αυτήν που έχουν προσλάβει.

Με άλλα λόγια το laser εκμεταλλεύεται τρία βασικά φαινόμενα που συμβαίνουν όταν ένα ηλεκτρομαγνητικό (Η.Μ.) κύμα αλληλεπιδρά με ένα υλικό, δηλαδή, τις διεργασίες της αυθόρμητης και εξαναγκασμένης εκπομπής και τη διεργασία της απορρόφησης.

α.1 Αυθόρμητη Εκπομπή

Ας θεωρήσουμε δύο ενεργειακά επίπεδα, 1 και 2, κάποιου δεδομένου υλικού, που οι ενέργειές είναι E_1 και E_2 ($E_1 < E_2$). Τα δύο επίπεδα μπορεί να είναι οποιαδήποτε δύο από το άπειρο σύνολο των επιπέδων που έχει το υλικό. Στο σχήμα που ακολουθεί θεωρούμε το επίπεδο E_1 σαν το βασικό επίπεδο. Ας υποθέσουμε πως ένα άτομο ή μόριο του υλικού είναι αρχικά στο επίπεδο 2. Αφού $E_2 > E_1$ το άτομο θα έχει την τάση να αποδιεγερθεί στο Επίπεδο 1. Η αντίστοιχη ενεργειακή διαφορά ($E_2 - E_1$) πρέπει να ελευθερωθεί από το άτομο. Όταν αυτή η ενέργεια αποδίδεται με τη μορφή Η.Μ. κύματος, η διεργασία θα ονομαστεί αυθόρμητη (ή ακτινοβολητική) εκπομπή.



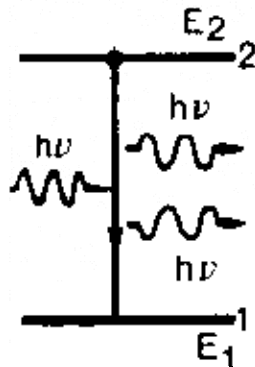
Σχήμα 1.1 Διαγραμματική παρουσίαση **αυθόρμητης** εκπομπής

α.2 Εξαναγκασμένη εκπομπή

Ας υποθέσουμε ότι το άτομο βρίσκεται αρχικά στο επίπεδο 2 και ότι ένα Η.Μ. κύμα συχνότητας ίσης με εκείνη του εκπεμπόμενου κύματος, προσπίπτει στο υλικό. Αφού αυτό το κύμα έχει την ίδια συχνότητα με την ατομική συχνότητα, υπάρχει μια πεπερασμένη πιθανότητα ότι αυτό το κύμα θα εξαναγκάσει το άτομο να υποστεί τη μετάπτωση από το επίπεδο 2 στο 1. Σ' αυτήν την περίπτωση η ενεργειακή διαφορά $E_2 - E_1$ αποδίδεται με τη μορφή ενός Η.Μ. κύματος που προστίθεται στο προσπίπτον. Αυτό είναι το φαινόμενο της εξαναγκασμένης εκπομπής.

Υπάρχει όμως, μία βασική διάκριση μεταξύ της αυθόρμητης και της εξαναγκασμένης εκπομπής. Στην περίπτωση της αυθόρμητης εκπομπής, το άτομο εκπέμπει ένα Η.Μ. κύμα, που δεν έχει σταθερή φασική σχέση με εκείνο που εκπέμπεται από άλλο άτομο. Επιπλέον το κύμα μπορεί να εκπεμφθεί σ' οποιαδήποτε διεύθυνση. Στην περίπτωση της εξαναγκασμένης

εκπομπής, αφού η διεργασία επάγεται από το προσπίπτον Η.Μ. κύμα, η εκπομπή κάθε ατόμου είναι σε φάση με το προσπίπτον κύμα. Αυτό το κύμα επίσης καθορίζει τη διεύθυνση του εκπεμπόμενου κύματος, λόγω διατήρησης της κυματοορμής.



Σχήμα 1.2 Διαγραμματική παρουσίαση **εξαναγκασμένης** εκπομπής

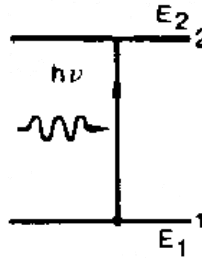
α.3 Απορρόφηση

Ας υποθέσουμε τώρα πως το άτομο είναι αρχικά στο επίπεδο 1. Εάν αυτό είναι το βασικό επίπεδο, το άτομο θα παραμείνει σ' αυτό, εκτός αν κάποιο εξωτερικό ερέθισμα εφαρμοστεί πάνω του. Θα υποθέσουμε, τότε, πως ένα Η.Μ. κύμα συχνότητας ν προσπίπτει στο υλικό. Σ' αυτήν την περίπτωση υπάρχει με πεπερασμένη πιθανότητα ότι το άτομο θα διεγερθεί στο επίπεδο 2. Η διαφορά ενέργειας $E_2 - E_1$ που απαιτείται από το άτομο για να πραγματοποιήσει τη μετάπτωση παρέχεται από την ενέργεια του προσπίπτοντος Η.Μ. κύματος.

Συνοπτικά οι βασικές αρχές των διεργασιών της αυθόρμητης, εξαναγκασμένης εκπομπής και τα απορρόφησης μπορούν να περιγραφούν ως εξής:

- i. Κατά τη διεργασία της αυθόρμητης εκπομπής, το άτομο αποδιεγείρεται από το επίπεδο 2 στο 1 με την εκπομπή ενός φωτονίου.
- ii. Στην εξαναγκασμένη διεργασία, το προσπίπτον φωτόνιο προξενεί τη μετάπτωση από το επίπεδο 2 στο 1 και έχουμε τότε δύο φωτόνια, το εξαναγκάζον και το εξαναγκασμένο.

- iii. Στη διεργασία της απορρόφησης, το προσπίπτον φωτόνιο απορροφάται προξενώντας τη μετάπτωση από το επίπεδο 1 στο 2.¹



Σχήμα 1.3 Διαγραμματική παρουσίαση **απορρόφησης**

B. Βασικοί Τύποι Λείζερ

Τα πρώτα λέιζερ κατασκευάστηκαν το 1960 και τέσσερα χρόνια αργότερα ο αμερικανός φυσικός Τάουνς (Townes) και οι σοβιετικοί Μπασόφ (Basov) και Προκχόροφ (Prokhorov) τιμήθηκαν με το βραβείο Νόμπελ Φυσικής για τις πρωτοποριακές τους έρευνες στον τομέα αυτόν. Έκτοτε και ιδιαίτερα μετά το 1970 η τεχνική των λέιζερ παρουσιάζει ραγδαία ανάπτυξη και μαζί με την μικροηλεκτρονική θεωρείται ο σημαντικότερος τομέας της σύγχρονης τεχνολογίας από την άποψη των πολυάριθμων και οικονομικά εκμεταλλεύσιμων εφαρμογών της. Κατά το διάστημα αυτό εξάλλου, ανάλογα με το υλικό που χρησιμοποιείται για την παραγωγή της ακτινοβολίας, έχουν αναπτυχθεί διάφορα είδη λέιζερ, από τα οποία τα σημαντικότερα όσον αφορά την πρακτική τους σπουδαιότητα είναι:

- **Laser στερεάς κατάστασης:** Τα πιο κοινά στερεά μέσα λέιζερ είναι ράβδοι των ροδοκόκκινων κρυστάλλων και των εμπλουτισμένων με Νεοδύμιο (Nd) γυαλιών και κρυστάλλων. Οι άκρες της ράβδου διαμορφώνονται σε δύο παράλληλες, ημιανακλαστικές επιφάνειες. Τα στερεάς κατάστασης λέιζερ

¹ Ο. Svelto, Αρχές των Λείζερ, Μετάφραση και Επιμέλεια Γ.Α. Κουρούκλης, Α.Α. Σεραφετινίδης, Ο.Ε.Δ.Β., Αθήνα 1988, σελ. 1-3

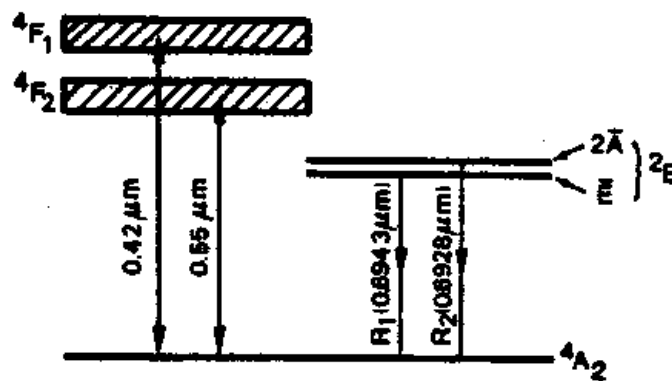
προσφέρουν την παραγωγή υψηλότερης ισχύος. Χρησιμοποιούνται συνήθως για την παραγωγή παλμικής ακτινοβολίας και παράγουν παλμούς που διαρκούν ένα πολύ σύντομο χρόνο. Εκρήξεις τόσο σύντομες όπως 10^{-15} sec έχουν επιτευχθεί, χρήσιμες στη μελέτη φυσικών φαινομένων πολύ γρήγορης διάρκειας. Η άντληση επιτυγχάνεται με το φως από λαμπτήρες ευγενούς αερίου (συνήθως Xe) ή λαμπτήρες τόξων, ή λαμπτήρες ατμών μετάλλων. Το φάσμα συχνότητας έχει επεκταθεί από το υπέρυθρο (IR) στο υπεριώδες (UV) με τον πολλαπλασιασμό της αρχικής συχνότητας λέιζερ με κρυστάλλους διπλασιασμού όπως KDP, BBO κ.α. και σε μήκη κύματος των ακτίνων X έχουν επιτευχθεί στοχεύοντας με ακτίνες λέιζερ άτομα αερίου ή στερεάς επιφάνειες (γένεση αρμονικών). Τα πιο γνωστά λέιζερ στερεάς κατάστασης είναι τα λέιζερ Ρουβιδίου και Νεοδυμίου.

Τα λέιζερ **Ρουβιδίου** αποτελούν τον πρώτο τύπο που τέθηκε σε λειτουργία (T.H. Maiman, 1960) και συνεχίζει να χρησιμοποιείται ακόμη. Το Ρουβίδιο (Ruby) που είναι γνωστό από εκατοντάδες χρόνια είναι ένας φυσικός πολύτιμος λίθος, είναι κρυστάλλος Al_2O_3 (Κορούνδιο) στον οποίο μερικά από τα Al^{3+} έχουν αντικατασταθεί από ιόντα Cr^{3+} . Σαν υλικό λέιζερ λαμβάνεται συνήθως με κρυσταλλική ανάπτυξη από τήγμα μείγματος Cr^{3+} στο πλέγμα του Al_2O_3 (βλ. σχήμα 1.4). Δράση λέιζερ συνήθως συμβαίνει στη μετάπτωση $\bar{E} \rightarrow {}^4A_2$ (R_1 γραμμή ή, $\lambda_1 \approx 694,3nm$, κόκκινη). Το ρουβίδιο έχει δύο κύριες ζώνες άντλησης, τις 4F_1 και 4F_2 με κεντρική ενέργεια στα $0,55\mu m$ (πράσινο) και $0,42\mu m$ (ιώδες) αντίστοιχα. Αυτές οι ζώνες συνδέονται με μια γρήγορη ($10^{-9}s$) μη ακτινοβολητική αποδιέγερση, συμβαίνει θερμική αποκατάσταση των πληθυσμών τους η οποία έχει σαν αποτέλεσμα το επίπεδο \bar{E} να αποκτά μεγάλο πληθυσμό. Ο διαχωρισμός σε συχνότητα μεταξύ των $2\bar{A}$ και \bar{E} ($\sim 29cm^{-1}$) είναι μικρός συγκρινόμενος με το $\frac{kT}{\hbar\omega}$, και λοιπόν είναι δυνατό να επιτευχθεί επίσης δράση από τη μετάπτωση $2\bar{A} \rightarrow {}^4A_2$ (R_2 γραμμή, $\lambda_2 \approx 0.6928 \mu m$). Παρά την περιπλοκότητά του να έχουμε αυτές τις δύο μεταπτώσεις λέιζερ, είναι φανερό πως το ρουβίδιο λειτουργεί σαν λέιζερ τριών επιπέδων.

Τα λέιζερ Ρουβιδίου λειτουργούν συνήθως με παλμικό τρόπο, γι' αυτό χρησιμοποιείται μιας μεσαίας πίεσης ($\approx 500Torr$) λυχνία έκλαμψης ξένου

(Xe). Τυπικές διαμέτροι της ράβδου είναι 5 και 10mm με μήκος μεταξύ 5 και 10cm. Μπορούν όμως να λειτουργήσουν σαν συνεχή (συνεχούς κύματος) αντλούμενα από υψηλής πίεσης λυχνία υδραργύρου.

Παρόλο που κάποτε ήταν ευρέως χρησιμοποιούμενα σήμερα έχουν υπερκεραστεί από τα λέιζερ Νεοδυμίου τα οποία έχουν χαμηλότερη ενέργεια σκαλοπατιού για λέιζερ συγκρίσιμης ισχύος.



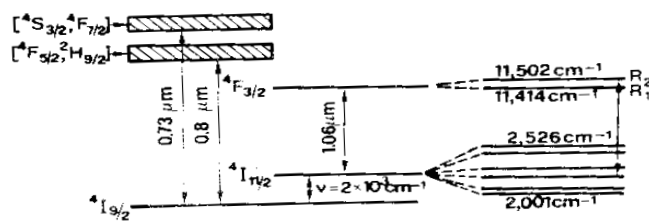
Σχήμα 1.4: Ενεργειακά επίπεδα του Ρουβιδίου

Τα λέιζερ **Νεοδυμίου** είναι ο πιο ευρέως χρησιμοποιούμενος τύπος Laser στερεάς κατάστασης. Το ενεργό μέσο είναι ένας κρύσταλλος $\text{Y}^3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (Yag, Yttrium Aluminum Garnet) στον οποίο μερικά ιόντα Y^{3+} έχουν αντικατασταθεί από ιόντα Nd^{3+} (1%). Πρόκειται για ένα γυαλί που έχει εμπλουτιστεί με ιόντα Nd^{3+} . Τα λέιζερ νεοδυμίου μπορούν να ταλαντώνονται σε μερικές γραμμές, με πιο ισχυρή και έτσι με πιο κοινά χρησιμοποιούμενη τη $\lambda=1,06\mu\text{m}$ (μήκος κύματος εκπομπής το $\lambda=1,06\mu\text{m}$ -υπέρυθρο- και οι αρμονικές του -532,355,266 και 213 nm).

Τα ενεργειακά επίπεδα του Nd:YAG φαίνονται στο σχήμα 1.5. Η $\lambda=1,06\mu\text{m}$ μετάπτωση λέιζερ είναι η πιο ισχυρή από τις $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{11/2}$ μεταπτώσεις. Οι δύο κύριες ζώνες άντλησης παρουσιάζονται στα 0,73 και 0,8 μm αντίστοιχα. Αυτές οι ζώνες είναι συζευγμένες με μια γρήγορη μη ακτινοβολητική αποδιέγερση με το $^4F_{3/2}$ επίπεδο ενώ το χαμηλότερο $^4I_{11/2}$ επίπεδο είναι επίσης συζευγμένο με μια γρήγορη μη ακτινοβολητική αποδιέγερση με το $^4I_{9/2}$ βασικό επίπεδο. Επιπλέον η ενεργειακή διαφορά

μεταξύ των επιπέδων ${}^4I_{11/2}$ και ${}^4I_{9/2}$ είναι σχεδόν μια τάξη μεγέθους μεγαλύτερη από το kT . Συνεπώς συμπεραίνουμε πως το Nd^{3+} λέιζερ δουλεύει σαν ένα σύστημα τεσσάρων επιπέδων. Όπως στην περίπτωση του ρουβιδίου η μετάπτωση λέιζερ είναι (κατά κύριο λόγο) ομογενώς διευρυμένη και το αντίστοιχο πλάτος της είναι $\Delta\nu_0=6,5\text{cm}^{-1}=195\text{ GHz}$ στους $T=300^\circ\text{ K}$. Ο χρόνος ζωής του υψηλότερου επιπέδου λέιζερ είναι σ' αυτήν την περίπτωση πολύ μεγάλος ($\tau=0,23\text{ms}$) επειδή η μετάπτωση είναι απαγορευμένη για ηλεκτρική διπολική αλληλεπίδραση.

Τα λέιζερ $Nd:YAG$ μπορούν να λειτουργήσουν είτε ως συνεχή είτε ως παλμικά. Και για τις δύο περιπτώσεις η άντληση γίνεται με λυχνίες και με διοδικά λέιζερ $AlGaAs$.²



Σχήμα 1.5: Ενεργειακά επίπεδα του $Nd:YAG$

- **Τα Laser αερίου** χαρακτηρίζονται από μικρή διεύρυνση των ενεργειακών επιπέδων επειδή οι μηχανισμοί διεύρυνσης της γραμμής είναι ασθενέστεροι από ό,τι στα στερεά.

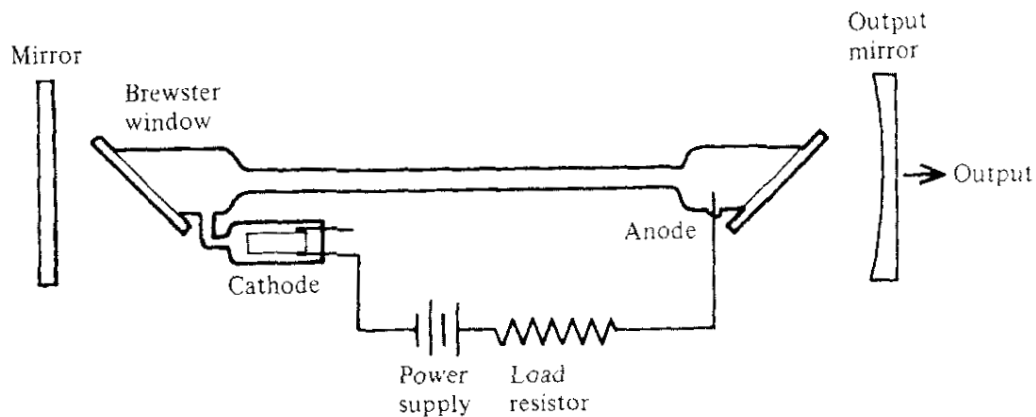
Συνήθως διεγείρονται με ηλεκτρικά μέσα, δηλαδή η άντληση επιτυγχάνεται περνώντας ένα αρκετά μεγάλο ρεύμα (dc ή παλμικό) δια

² O. Svelto, ο.π. σελ. 184-185

μέσου του αερίου. Έτσι παράγονται ιόντα και ελεύθερα ηλεκτρόνια που καθώς επιταχύνονται από το ηλεκτρικό πεδίο αποκτούν περισσότερη κινητική ενέργεια και είναι ικανά να διεγείρουν με κρούση ουδέτερα άτομα. Στην περίπτωση αυτή της διέγερσης με σύγκρουση, η κίνηση των ιόντων είναι συνήθως λιγότερο σημαντική από την κίνηση των ηλεκτρονίων. Πράγματι για αέριο χαμηλής πίεσης, η μέση ενέργεια των ηλεκτρονίων είναι πολύ μεγαλύτερη από την αντίστοιχη ενέργεια των ιόντων. Μετά από λίγο χρόνο, δημιουργείται μια κατάσταση ισορροπίας μεταξύ των ηλεκτρονίων και αυτό μπορεί να περιγραφεί με την ενεργό θερμοκρασία ηλεκτρονίων T_e .³

Άλλοι μηχανισμοί άντλησης είναι η άντληση με εκτόνωση δυναμικής αερίου, η χημική και η οπτική άντληση μέσω ενός άλλου λέιζερ. Το μέσο λέιζερ ενός λέιζερ αερίου μπορεί να είναι ένα καθαρό αέριο, ένα μίγμα αερίων ή ακόμα και ατμός μετάλλων και περιλαμβάνεται συνήθως σε έναν κυλινδρικό σωλήνα γυαλιού ή χαλαζία. Δύο καθρέφτες βρίσκονται έξω από τις άκρες του σωλήνα για να διαμορφώσουν την κοιλότητα λέιζερ. Τα λέιζερ αερίου αντλούνται από το υπεριώδες φως, τις δέσμες ηλεκτρονίων, το ηλεκτρικό ρεύμα, ή τις χημικές αντιδράσεις. Το λέιζερ ηλίου-νέου είναι γνωστό για τη σταθερότητα υψηλής συχνότητας, την καθαρότητα χρώματος, και την κατευθυντικότητά τους. Τα μόρια του Ηλίου λειτουργούν ως μεταφορείς ενέργειας. Διεγείρονται από τα ηλεκτρόνια της ηλεκτρικής διέγερσης και με τη σειρά τους διεγείρουν τα μόρια του Νέου, στα οποία εκπέμπουν την ακτινοβολία λέιζερ.

³ O. Svelto, ο.π. σελ. 85



Σχήμα 1.6: Λέιζερ αερίων

Τα λέιζερ διοξειδίου του άνθρακα είναι πολύ αποδοτικά, και συνεπώς είναι τα ισχυρότερα λέιζερ συνεχών κυμάτων (CW) - **Τα λέιζερ διοξειδίου του άνθρακα**. Το ενεργό υλικό τους είναι μείγμα $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ σε αναλογία 1:1:8. Εκπέμπει στα 10.6 μm και 9,6 μm και είναι λέιζερ 4 επιπέδων με απόδοση έως και 45%. Χαρακτηρίζονται από υψηλότερη ένταση και χρησιμοποιούνται κυρίως στην κατεργασία των μετάλλων (κοπή και συγκόλληση) και σε διάφορους τομείς της ιατρικής.

Στα λέιζερ διεγερμένων διμερών (Excimer lasers) το ενεργό υλικό είναι διμερή μόρια που αποτελούνται από ένα άτομο ευγενούς αερίου και ένα άτομο αλογόνου. Τα μόρια αυτά μπορούν να υπάρξουν μόνο κάτω από ειδικές συνθήκες και ο χρόνος ζωής τους είναι μερικά ns. Εκπέμπουν στην περιοχή του υπεριώδους και είναι παλμικά με τυπικούς χρόνους παλμού 10-50ns. Το μεγαλύτερο μειονέκτημά τους είναι η επικινδυνότητα των αλογόνων και η οξειδωτική τους δράση.

Τα πιο συμπαγή λέιζερ είναι αυτά των **λέιζερ ημιαγωγών** που αποτελείται συνήθως από μια σύνδεση μεταξύ των στρωμάτων των ημιαγωγών με τις διαφορετικές ηλεκτρικές ιδιότητες τους. Το αρσενικό Γάλιο (GaAs) είναι ο πιο κοινός ημιαγωγός χρησιμοποιούμενος για αυτά. Τα λέιζερ ημιαγωγών αντλούνται από την άμεση εφαρμογή του ηλεκτρικού ρεύματος πέρα από τη σύνδεση, και μπορούν να χρησιμοποιηθούν σαν λέιζερ συνεχών κυμάτων με καλύτερη από 50% αποδοτικότητα. Μια μέθοδος που επιτρέπει ακόμη αποδοτικότερη χρήση της ενέργειας έχει επινοηθεί και περιλαμβάνει

μικροσκοπικά λέιζερ κάθετα σε κυκλώματα, σε μια πυκνότητα περισσότερο από $10^6/\text{cm}^2$.

Το διάγραμμα ενεργειακών επιπέδων για ένα εξιδανικευμένο ημιαγωγό φαίνεται στο σχήμα 1.7. Το φάσμα ενεργειακών επιπέδων αποτελείται από πολύ ευρείες ζώνες: Αυτές είναι η ζώνη σθένους V και η ζώνη αγωγιμότητας C , διαχωρισμένες από μια περιοχή απαγορευμένων ενεργειών (ζώνη χάσματος). Κάθε ζώνη αποτελείται πρακτικά από ένα μεγάλο αριθμό πολύ κοντά τοποθετημένων ενεργειακών καταστάσεων. Σύμφωνα με την απαγορευτική αρχή του Pauli, μπορεί να βρίσκονται μόνο δύο ηλεκτρόνια με αντίθετο σπιν σε κάθε ενεργειακή κατάσταση. Κατά συνέπεια η πιθανότητα κατάληψης $f(E)$ δεδομένης κατάστασης ενέργειας E δίνεται από τη στατιστική Fermi-Dirac $F \rightarrow E_F$. Έτσι:

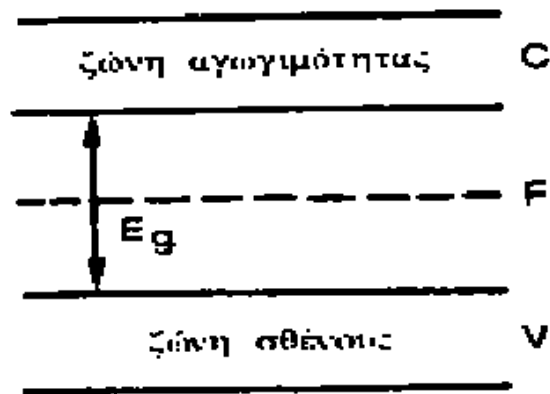
$$f(E) = \{1 + \exp[E/kT]\}^{-1}$$

Όπου f είναι η ενέργεια του αποκαλούμενου επιπέδου Fermi. Αυτό το επίπεδο έχει την ακόλουθη φυσική σημασία: όταν $T \rightarrow 0$ έχουμε,

$$f = 1 \quad (\text{για } E < E_F)$$

$$f = 0 \quad (\text{για } E > E_F)$$

Έτσι ώστε αυτό το επίπεδο παριστά το σύνορο μεταξύ των πλήρως κατειλημμένων και των τελείως κενών επιπέδων σε $T=0^\circ\text{K}$. Για μη εκφυλισμένους ημιαγωγούς το επίπεδο Fermi βρίσκεται μέσα στη ζώνη χάσματος. Έτσι λοιπόν για $T=0^\circ\text{K}$ η ζώνη σθένους θα είναι πλήρως κατειλημμένη και η ζώνη αγωγιμότητας τελείως κενή. Μπορεί να δειχθεί ότι, κάτω απ' αυτές τις συνθήκες, ο ημιαγωγός δεν θα άγει, και είναι ως εκ τούτου ένας μονωτής.



Σχήμα 1.7: Ζώνη σθένους, ζώνη αγωγιμότητας και επίπεδο Fermi για έναν ημιαγωγό

Για να κατανοήσουμε τη λειτουργία ενός λέιζερ ημιαγωγού υποθέτουμε πρώτα ότι ο ημιαγωγός είναι σε $T=0^{\circ}\text{K}$. Στο σχήμα 1.8 η γραμμοσκιασμένη περιοχή αντιστοιχεί σε εντελώς πλήρεις ενεργειακές καταστάσεις. Υποθέτουμε τώρα ότι ηλεκτρόνια διεγείρονται κατά κάποιο τρόπο από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας. Μετά από ένα πολύ βραχύ χρόνο ($\sim 10^{-13}\text{s}$) τα ηλεκτρόνια στη ζώνη αγωγιμότητας θα έχουν πέσει στα χαμηλότερα επίπεδα μέσα στη ζώνη και επίσης τα ηλεκτρόνια κοντά στην κορυφή της ζώνης σθένους θα έχουν πέσει στα χαμηλότερα μη κατειλημμένα επίπεδα, αφήνοντας έτσι την κορυφή της ζώνης σθένους γεμάτη «οπές». Αυτό σημαίνει πως υπάρχει τότε αντιστροφή πληθυσμών μεταξύ των ζωνών σθένους και αγωγιμότητας. Τα ηλεκτρόνια στη ζώνη αγωγιμότητας πέφτουν πίσω στη ζώνη σθένους εκπέμποντας στη διαδικασία ένα φωτόνιο (ακτινοβολία επανασύνδεσης). Δεδομένης μιας αντιστροφής πληθυσμών μεταξύ των ζωνών σθένους και αγωγιμότητας η διεργασία της εξαναγκασμένης εκπομπής της ακτινοβολίας επανασύνδεσης θα παράγει ταλάντωση λέιζερ όταν ο ημιαγωγός τοποθετηθεί σε μία κατάλληλη κοιλότητα. Η συχνότητα της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας πρέπει να ικανοποιεί τη συνθήκη

$$E_g < h\nu < E_{F_C} - E_{F_V}$$

η οποία δημιουργεί το εύρος γραμμής απολαβής του ημιαγωγού.

Εξετάζουμε τώρα την κατάσταση όπου ο ημιαγωγός διατηρείται σε θερμοκρασία $T > 0$. Αν και ο ημιαγωγός στην ολότητά του δεν είναι σε

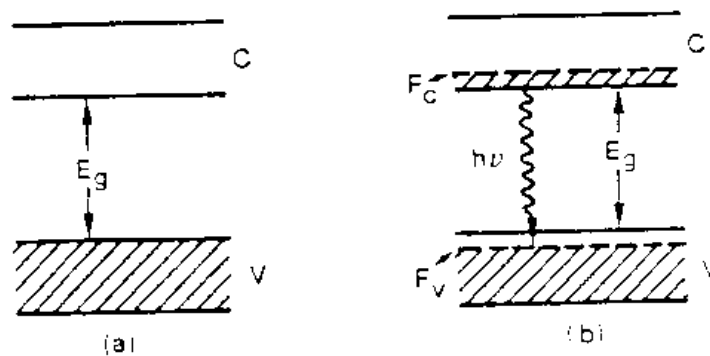
θερμική ισορροπία, παρ' όλα αυτά ισορροπία θα επιτευχθεί εντός μιας μόνης ζώνης σε πολύ βραχύ χρόνο.

Μπορούμε λοιπόν να μιλούμε για πιθανότητες κατάληψης για τις ζώνες σθένους και αγωγιμότητας χωριστά, όπου f_v και f_c δίνονται από τις εκφράσεις:

$$f(v) = \{1 + \exp[(E - E_{Fv})/kT]\}^{-1}$$

$$f(c) = \{1 + \exp[(E - E_{Fc})/kT]\}^{-1}$$

Όπου E_{Fv} και E_{Fc} είναι οι ενέργειες των αποκαλούμενων επιπέδων Fermi των ζωνών σθένους και αγωγιμότητας αντίστοιχα. Είναι φανερό πως οι τιμές των E_{Fv} και E_{Fc} εξαρτώνται από τον αριθμό των ηλεκτρονίων που διεγείρονται στη ζώνη αγωγιμότητας με την αντλητική διεργασία.

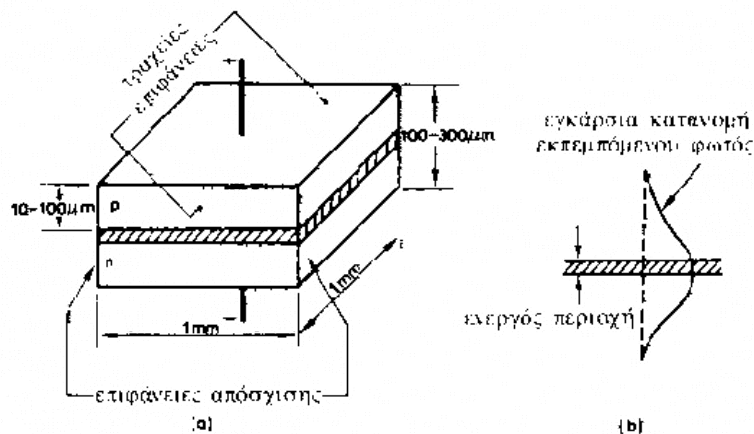


Σχήμα 1.8: Αρχή λειτουργίας ενός λέιζερ ημιαγωγού

Οι αντλητικές διεργασίες σε ένα λέιζερ ημιαγωγών επιτυγχάνονται συνήθως προπαρασκευάζοντας τον ημιαγωγό υπό την μορφή μια διοδικής επαφής p-n με υψηλά εκφυλισμένες p-τύπου και n-τύπου περιοχές δηλαδή πολύ εμπλουτισμένες.

Στο σχήμα 1.9 φαίνεται ένα σχηματικό διάγραμμα ενός λέιζερ επαφής p-n, η γραμμοσκιασμένη περιοχή είναι το στρώμα απογύμνωσης. Φαίνεται ότι η δίοδος έχει μικρές διαστάσεις. Το πάχος της περιοχής του στρώματος απογύμνωσης είναι συνήθως πολύ μικρό (0.1μm). Για να πετύχουμε δράση λέιζερ, οι δύο τερματικές επιφάνειες κατασκευάζονται παράλληλες, συνήθως

με κόψιμο κατά μήκος κρυσταλλικών επιπέδων. Οι άλλες δύο αφήνονται επεξεργασμένες ανώμαλα για να εξουδετερωθεί ταλάντωση σε ανεπιθύμητες διευθύνσεις. Συχνά οι δύο επιφάνειες δεν έχουν ανακλαστικές επιστρώσεις. Στην πράξη επειδή ο δείκτης διάθλασης του ημιαγωγού είναι πολύ μεγάλος, υπάρχει ήδη αρκετά μεγάλη ανακλαστικότητα $>(\sim 35\%)$ για τη διαχωριστική επιφάνεια ημιαγωγού-αέρα. Η ενεργός περιοχή αποτελείται από στρώμα πάχους $\sim 1\mu\text{m}$, δηλ., κάπως πλατύτερο από το στρώμα απογύμνωσης. Εξ' αιτίας της περίθλασης η εγκάρσια διάσταση της δέσμης είναι λοιπόν πολύ μεγαλύτερη ($\sim 40\mu\text{m}$) απ' ό,τι το πλάτος της ενεργού περιοχής. Η δέσμη λέιζερ έτσι εκτείνεται κατά πολύ μέσα στις p και n περιοχές.⁴



Σχήμα 1.9: (α) Σχηματικό διάγραμμα ενός λέιζερ ημιαγωγών. (β) εγκάρσια κατανομή έντασης φωτός

Τα λέιζερ ημιαγωγών χρησιμοποιούνται κυρίως σε CD players καθώς και σε εκτυπωτές λέιζερ. Στη δεκαετία του '90 οι επιστήμονες ανέπτυξαν τα μπλε και ιώδη λέιζερ. Επειδή αυτά τα λέιζερ εκπέμπουν φως με μικρά μήκη κύματος, μπορούν να επιτρέψουν σε ένα CD να χωρέσουν περισσότερες πληροφορίες και να κάνουν τους εκτυπωτές λέιζερ να

⁴ O. Svelto, ο.π. σελ. 228,229,231

τυπώνουν πιο καθαρά. Επίσης θα μπορούσαν επίσης να χρησιμοποιηθούν για να κάνουν τον οικιακό φωτισμό να «εξοικονομεί» ενέργεια.

-Λείζερ Χρωστικών: Τα πιο κοινά υγρά μέσα λέιζερ είναι ανόργανες χρωστικές ουσίες που περιλαμβάνονται στα περιβλήματα γυαλιού αυτά αντλούνται από τους έντονους λαμπτήρες λάμπης που περικυκλώνουν τα φιαλίδια των χρωστικών ή από ένα λέιζερ αερίου συνεχούς κύματος. Με άλλα λόγια πρόκειται για λέιζερ στα οποία το ενεργό υλικό αποτελείται από διαλύματα ορισμένων οργανικών χρωστικών διαλυμένα σε υγρά όπως αιθυλική αλκοόλη, μεθυλική αλκοόλη ή νερό. Αυτές οι χρωστικές ανήκουν συνήθως σε μία από τις ακόλουθες κλάσεις: α) πολυμεθινικές χρωστικές (0,7-1μm), β) ξανθοιστικές χρωστικές ((0,5-0,7 μm) γ)κουμαρινικές χρωστικές (0,4-0,5μm) και δ)χρωστικές σπινθιριστών ($\lambda < 0,4\mu\text{m}$). Λόγω της επιλεκτικότητας μήκους κύματος, της κάλυψης ευρείας φασματικής περιοχής και της απλότητάς τους, τα λέιζερ οργανικών χρωστικών παίζουν ένα αυξανόμενο σπουδαίο ρόλο σε διάφορα πεδία εφαρμογών (από τη φασματοσκοπία ως τη φωτοχημεία). Πρόκειται για λέιζερ μεταβλητού μήκους κύματος. Ανάλογα με τη χρωστική, μπορεί να επιτευχθεί υπέρυθρη, ορατή ή υπεριώδης ακτινοβολία.

Γ. Ιδιότητες των Δεσμών Λείζερ

Εκείνο που έκανε τα Laser μια από τις πιο σημαντικές ανακαλύψεις της επιστήμης είναι οι μοναδικές ιδιότητες της ακτινοβολίας τους, οι οποίες είναι οι εξής:

α. Μονοχρωματικότητα της ακτινοβολίας τους.

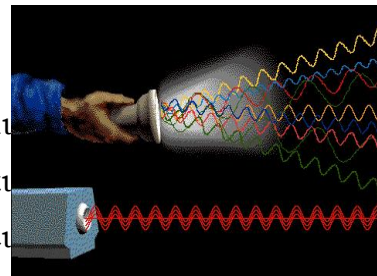
Η πιο ενδιαφέρουσα ίσως ιδιότητα των Laser είναι η μονοχρωματικότητα της ακτινοβολίας τους. Αν και μια πηγή φωτός δεν μπορεί να δώσει απόλυτα μονοχρωματικό φως, τα Laser δίνουν την καλύτερη υπαρκτή προσέγγιση προς το ιδανικό μονοχρωματικό φως.

β. Κατευθυντικότητα της δέσμης.

Κριτήριο για την Κατευθυντικότητα της δέσμης είναι το λεγόμενο "άνοιγμα" της, που στην πράξη είναι το διπλάσιο της γωνίας που σχηματίζει η εξωτερική ακτίνα της δέσμης με την κεντρική ακτίνα. Συνηθίζεται να εκφράζεται σε mrad. Για ένα κλασικό μικρό Laser το άνοιγμα της δέσμης του είναι περίπου 1mrad, πράγμα που αντιστοιχεί σε αύξηση της διαμέτρου της δέσμης του Laser κατά 1mm ανά μέτρο διαδρομής.

γ. Λαμπρότητα δέσμης

Τα Laser είναι πηγές μεγάλης λαμπρότητας και έντασης ακτινοβολίας. Χαρακτηριστικά αναφέρεται ότι η λαμπρότητα της δέσμης ενός Laser He-Ne που έχει ισχύ 1mWatt είναι κατά πολύ μεγαλύτερη από τη λαμπρότητα του ήλιου (τουλάχιστον 100 φορές μεγαλύτερη).



Σήμερα υπάρχουν παλμικά Laser που προσεγγίζουν στο μέγιστο της παλμικής εκπομπής τους προσεγγίζουν το PW (1 petta 10^{15} watt)

δ. Σύμφωνη ακτινοβολία

Στα Laser βρίσκουμε τον υψηλότερο δυνατό βαθμό συμφωνίας από οποιαδήποτε άλλη φωτεινή πηγή. Αν μια πηγή φωτός είναι τελείως σύμφωνη και στο χώρο και στον χρόνο, υπάρχει απόλυτη και σταθερή συσχέτιση μεταξύ των μεταβολών του ηλεκτρικού πεδίου της φωτεινής ακτινοβολίας σ' ένα σημείο του χώρου μ' αυτές σε κάθε άλλο σημείο του. Αν η μεταβολή αυτή του ηλεκτρικού πεδίου μετρηθεί και στα δυο σημεία αυτά, μπορεί να πει κανείς με μεγάλη βεβαιότητα σε κάθε επόμενη χρονική στιγμή τι κάνει το ηλεκτρικό πεδίο σ' ένα δεύτερο σημείο, απλώς και μόνο μετρώντας το πεδίο στο πρώτο σημείο.

ε. Η πόλωση της δέσμης LASER

Το φως των ηλεκτρικών λαμπτήρων, των λαμπτήρων φθορισμού, του ήλιου και των πολλών άλλων φωτεινών πηγών συμπεριφέρεται γενικά σαν "μη πολωμένο" ή "τυχαία πολωμένο". Αντίθετα, πολλά Laser παράγουν πολωμένο φως. Θα μπορούσαμε λοιπόν να πούμε, ότι η ακτινοβολία τους έχει και αυτή την ιδιότητα σαν χαρακτηριστικό της.

Στην πράξη η πόλωση της δέσμης του Laser επιτυγχάνεται με την χρήση ενός οπτικού πολωτικού στοιχείου που τοποθετείται μέσα στο οπτικό αντηχείο. Τα πιο συνηθισμένα από αυτά στοιχεία είναι οπτικές επιφάνειες σε γωνίες Brewster, (που συνήθως ονομάζονται "παράθυρα Brewster"), πρίσματα, φράγματα ανάκλασης, οπτικοί πολωτές κλπ.

Κεφάλαιο 2

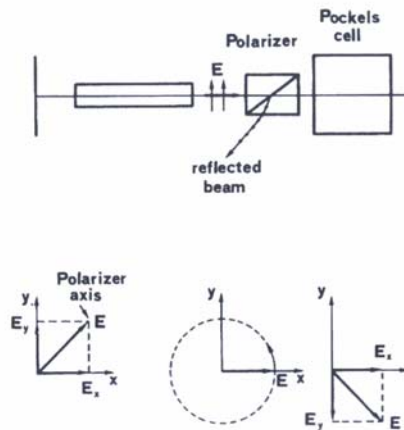
A. Q-switching, Παλμικά Λείζερ

Η τεχνική της μετατροπής Q (Q-switch) επιτρέπει τη δημιουργία παλμών λέιζερ μικρής χρονικής διάρκειας και υψηλής ισχύος κορυφής. Η αρχή της τεχνικής αυτής έχει ως εξής: Ας υποθέσουμε ότι ένα διάφραγμα εισάγεται μέσα στην κοιλότητα λέιζερ. Εάν το διάφραγμα είναι κλειστό, δράση λέιζερ δεν συμβαίνει και η αναστροφή πληθυσμών μπορεί να φτάσει σε πολύ μεγάλη τιμή. Εάν το διάφραγμα ανοίξει απότομα, το λέιζερ θα έχει μια απολαβή πολύ μεγαλύτερη από τις απώλειες και η αποθηκευμένη ενέργεια θα απελευθερωθεί με τη μορφή ενός παλμού μικρής χρονικής διάρκειας και μεγάλης έντασης. Επειδή η τεχνική αυτή περιλαμβάνει μετατροπή του παράγοντα Q της κοιλότητας από μια χαμηλή τιμή σε μια υψηλή τιμή, είναι γνωστή σαν μετατροπή Q. Με την προϋπόθεση ότι το άνοιγμα του διαφράγματος γίνεται σε μικρό χρονικό διάστημα σε σύγκριση με το χρόνο που απαιτείται για τη δημιουργία του παλμού λέιζερ (ταχεία μετατροπή) η έξοδος του λέιζερ αποτελείται πράγματι από ένα μόνο γιγαντοπαλμό. Στην περίπτωση βραδείας μετατροπής όμως, μπορούν να δημιουργηθούν πολλαπλοί παλμοί. Πράγματι η αποθηκευμένη ενέργεια στο ενεργό υλικό πριν τη μετατροπή εξαντλείται σε μια σειρά βημάτων και κάθε βήμα αντιστοιχεί στην εκπομπή ενός παλμού. Κάθε παλμός οδηγεί την απολαβή κάτω από το στιγμιαίο κατώφλι, απαγορεύοντας έτσι περαιτέρω ταλάντωση, έως ότου ο μετατροπέας μειώσει πάλι τις απώλειες στην κοιλότητα του λέιζερ.⁵

Τα πιο διαδεδομένα συστήματα μετατροπής Q -switching που χρησιμοποιούνται σήμερα είναι τα ηλεκτρο-οπτικά διαφράγματα, τα μηχανικά διαφράγματα, τα διαφράγματα κορέσιμου απορροφητή και το ακουστοοπτικό Q -switching.

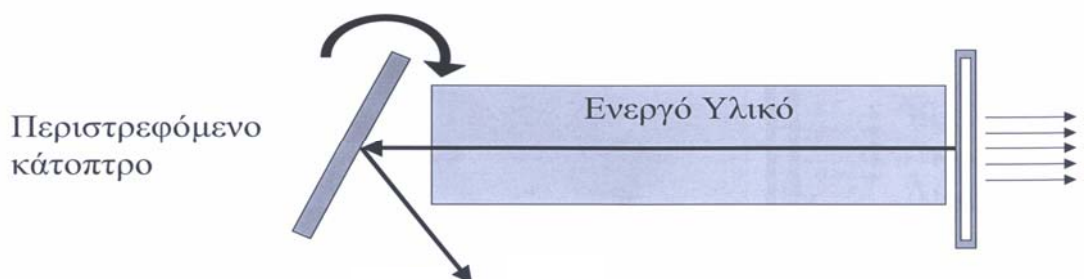
⁵ O. Svelto, ο.π. σελ. 161

Η λειτουργία των **ηλεκτρο-οπτικών διαφραγμάτων** στηρίζεται στο ηλεκτρο-οπτικό φαινόμενο. Όταν εφαρμόζεται ηλεκτρικό πεδίο πάνω σε μία κυψελίδα rockels, το περιεχόμενο, κρύσταλλος ή ειδικό υγρό, γίνεται διπλοθλαστικό και περιστρέφει την πόλωση του φωτός κατά 45° και την ανακλώμενη κατά 90° . ένας πολωτής επιτρέπει ή όχι την έξοδο της ακτίνας λέιζερ, και η κυψελίδα Rockels λειτουργεί ως διάφραγμα.



Σχήμα 2.1: Ηλεκτρο-οπτικό διάφραγμα

Με τα **μηχανικά διαφράγματα** ένα από τα κάτοπτρα της κοιλότητας περιστρέφεται γύρω από άξονα κάθετο προς τον άξονα της κοιλότητας. Όταν το κάτοπτρο ανακλά τη δέσμη, το Q είναι μεγάλο, ενώ όταν το κάτοπτρο δεν ανακλά τη δέσμη και διακόπτεται η λειτουργία του λέιζερ τότε το Q είναι μικρό. Προς αποφυγή πολλαπλής εκπομπής παλμών αναγκαίο είναι να χρησιμοποιήσουμε μεγάλη συχνότητα περιστροφής. Για μία κοιλότητα μήκους $L=50\text{cm}$, η ταχύτητα που απαιτείται είναι 30.000rpm (στροφές ανά λεπτό).



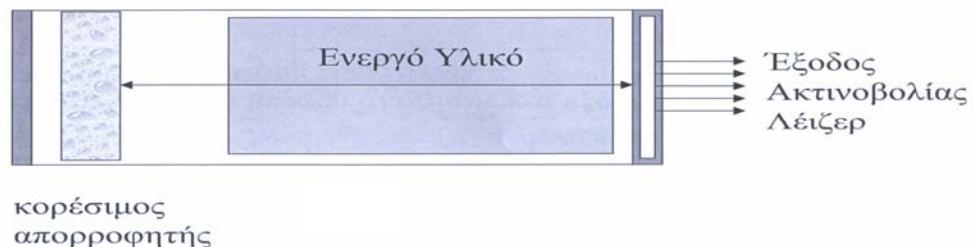
Σχήμα 2.2: Μηχανικό διάφραγμα

Στην περίπτωση του **κορέσιμου απορροφητή** το διάφραγμα είναι μία κυψελίδα που περιέχει κατάλληλο κορέσιμο απορροφητή, συνήθως μία χρωστική, που απορροφάει στο μήκος κύματος λειτουργίας του λέιζερ. Ο συντελεστής απορρόφησης της χρωστικής μειώνεται με την αύξηση της έντασης της ακτινοβολίας που την διαπερνά, με αποτέλεσμα να γίνεται διαπερατή σε μεγάλες εντάσεις. Η μείωση του συντελεστή απορρόφησης α δίνεται από τη σχέση

$$a = \frac{a_0}{I - I_s}$$

Όπου a_0 ο συντελεστής απορρόφησης σε χαμηλές εντάσεις, I η ένταση της ακτινοβολίας και I_s η ένταση της ακτινοβολίας κορεσμού.

Για να είναι μία χρωστική καλός απορροφητής πρέπει να φτάνει σε κορεσμό σε μεγάλες εντάσεις (από KW έως MW) και να ανταποκρίνεται γρήγορα. Συνήθως δε χρησιμοποιούνται με λέιζερ παλμικής άντλησης. Τα μειονεκτήματα των χρωστικών είναι η μεγάλη αβεβαιότητα μεταξύ άντλησης και εξόδου του παλμού (10-100μs) και η καταστροφή της χρωστικής από την ακτινοβολία.

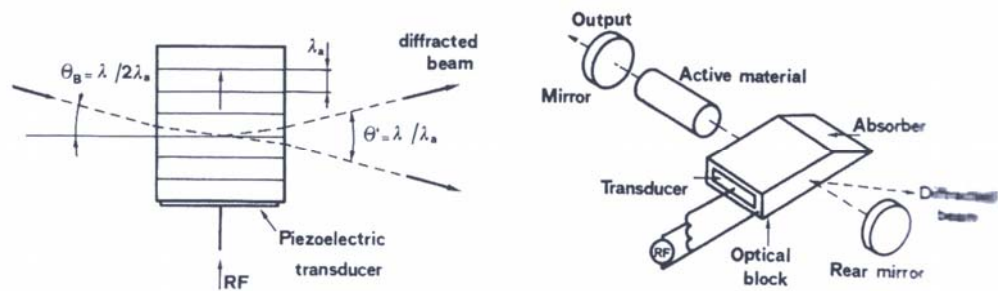


Σχήμα 2.3: Λειτουργία διαφράγματος κορέσιμου απορροφητή

Στην περίπτωση του ακουστο-οπτικού **Q** -switching το διάφραγμα είναι ένας ακουστο-οπτικός διαμορφωτής ο οποίος αποτελείται από κάποιο οπτικά διαπερατό υλικό στο οποίο διαδίδεται κύμα υπερήχων από ένα πιεζοηλεκτρικό μετατροπέα. Η μηχανική τάση που επάγεται από το κύμα, δημιουργεί χωρική διαμόρφωση του δείκτη διάθλασης του υλικού, δηλαδή ένα φράγμα περίθλασης.

Όταν η ακουστο-οπτική κυψελίδα τοποθετηθεί μέσα στην οπτική κοιλότητα του λέιζερ, λειτουργεί σαν μια ελεγχόμενη απώλεια στην

κοιλότητα, όταν τροφοδοτείται κατάλληλο ο πιεζοηλεκτρικός κρύσταλλος. Ένα μέρος της δέσμης περιθλάται έξω από την κοιλότητα όταν η τάση τροφοδοσίας είναι μεγάλη και η απώλεια είναι αρκετή για να προκαλέσει τη στάση της ταλάντωσης λέιζερ. Έτσι με το κατάλληλο συγχρονισμό με την άντληση μπορούν να διαμορφωθούν οι συνθήκες για ελεγχόμενη περιοδική εκπομπή παλμών.

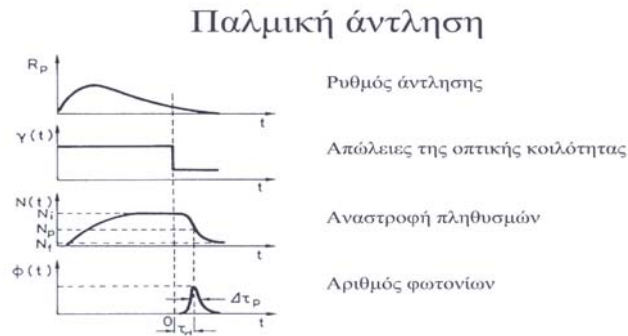


Σχήμα 2.4: Ακουστο-οπτικό Q -switching

Η τεχνική Q-switching χρησιμοποιείται από λέιζερ τα οποία αντλούνται με α) **παλμική άντληση**, οπότε ο ρυθμός άντλησης είναι ένας παλμός συγκρίσιμης χρονικής διάρκειας με το χρόνο ζωής της διεγερμένης ενεργειακής στάθμης του υλικού και β) με **συνεχή άντληση**, οπότε οι απώλειες της κοιλότητας αλλάζουν περιοδικά και η έξοδος του λέιζερ αποτελείται από μια συνεχή σειρά φωτεινών παλμών, ενώ η αναστροφή πληθυσμών ταλαντώνεται με την αντίστοιχη περίοδο. Συνήθως το διάφραγμα είναι ακουστο-οπτικός διαμορφωτής ή μηχανικός.

Στην περίπτωση της Παλμικής λειτουργίας ο ρυθμός άντλησης $W_p(t)$ έχει τη μορφή παλμού κατάλληλης χρονικής διάρκειας. Η αντιστροφή πληθυσμών $N(t)$ πριν από τη μετατροπή Q αυξάνεται μέχρι μια μέγιστη τιμή και μετά τείνει να μειωθεί. Ο παράγοντας Q της κοιλότητας μετατρέπεται, κατά τη χρονική στιγμή που παρουσιάζεται η μέγιστη τιμή του $N(t)$, ($t=0$). Για $t>0$ ο αριθμός των φωτονίων αρχίζει να μεγαλώνει, καταλήγοντας σ' ένα παλμό με το μέγιστο να παρουσιάζεται σε χρόνο t_d μετά τη μετατροπή. Λόγω της αύξησης του αριθμού των φωτονίων η αντιστροφή πληθυσμού $N(t)$ θα

μειώνεται από την αρχική τιμή N_i (σε $t=0$) σε μια τελική τιμή N_f η οποία εναπομένει αφού έχει τελειώσει ο παλμός⁶.



Σχήμα 2.5: Παλμική άντληση

B. Εγκλείδωση ρυθμών (mode locking)

Η τεχνική εγκλείδωσης ρυθμού επιτρέπει τη δημιουργία παλμών λέιζερ μικρής χρονικής διάρκειας και πολύ υψηλής μέγιστης ισχύος. Η εγκλείδωση ρυθμού αναφέρεται στην κατάσταση όπου οι ρυθμοί της κοιλότητας αναγκάζονται να ταλαντώνονται με συγκρίσιμα πλάτη και εγκλειδωμένες φάσεις.

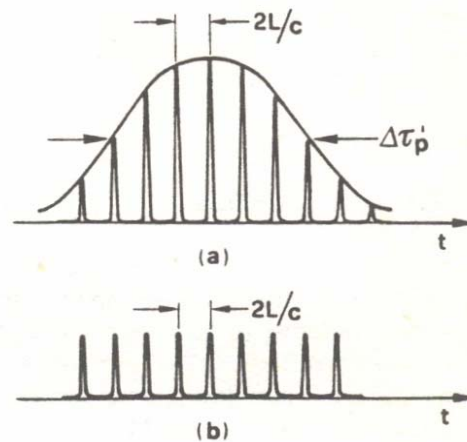
Με την εκλείδωση ρυθμών, οι ρυθμοί της κοιλότητας ταλαντώνονται σε συμφωνία και η δέσμη εξόδου είναι χρονικά ορισμένη με περίοδο ανά παλμό μιας πλήρους διαδρομής μέσα στην κοιλότητα.

Στην **ενεργή** τεχνική εγκλείδωσης ρυθμών, η ακτινοβολία στην κοιλότητα διαμορφώνεται με κάποιο σήμα που παράγεται εκτός κοιλότητας και είναι συντονισμένο στο χρόνο μιας πλήρους διαδρομής στην κοιλότητα.

Στην **Παθητική** τεχνική εγκλείδωσης ρυθμών, η ακτινοβολία δημιουργεί την απαραίτητη διαμόρφωση μέσω χρήσης μη γραμμικών φαινομένων σε κάποια από τα υποσυστήματα της κοιλότητας. Το πλεονέκτημα της παθητικής εγκλείδωσης είναι ότι η διαμόρφωση είναι αυτομάτως συντονισμένη με την κοιλότητα. Είναι γνωστή ως αυτό-εγκλείδωση (self mode-locking).

⁶ O. Svelto, ο.π. σελ. 164

Τα λέιζερ εγκλειδωμένων ρυθμών μπορεί να λειτουργήσουν είτε με παλμική είτε με συνεχή άντληση. Στην παλμική περίπτωση, η συνολική διάρκεια $\Delta\tau'_p$ της συστοιχίας των παλμών εγκλειδωμένου ρυθμού, προσδιορίζεται σε μερικές περιπτώσεις, από τη διάρκεια του παλμού άντλησης. Αυτό π.χ. είναι αληθινό για παλμικά λέιζερ χρωστικών όπου το $\Delta\tau'_p$ μπορεί να είναι μερικά μs . Σε μερικές περιπτώσεις όμως η παρουσία του κορέσιμου απορροφητή θα έχει ως αποτέλεσμα τόσο λειτουργία μετατρεπόμενου Q, όσο και λειτουργία εγκλειδωμένου ρυθμού. Στην περίπτωση αυτή η διάρκεια $\Delta\tau_p$ της συστοιχίας των εγκλειδωμένων ρυθμών θα δίνεται από τη χρονική διάρκεια $\Delta\tau_p$ του παλμού μετατραπομένου Q. Για συνεχή εγκλείδωση ρυθμών το λέιζερ αντλείται από συνεχές λέιζερ και η εγκλείδωση ρυθμών επιτυγχάνεται συνήθως είτε με κορέσιμο απορροφητή είτε με ακουστο-οπτικό διαμορφωτή⁷.



Σχ. 2.6 (a) παλμική και (b) συνεχής εγκλείδωση ρυθμών

⁷ O. Svelto, ο.π. σελ. 177,178

Κεφάλαιο 3°

1. Τεχνολογία υπερβραχέων παλμών λέιζερ

Με τον όρο «υπερβραχείς παλμοί laser» εννοούμε παλμούς φωτός με χρονοδιάρκεια της τάξης των femtosecond (fs), ($1\text{fs}=10^{-15}\text{s}$). Η χρονική αυτή κλίμακα έγινε προσβάσιμη λόγω της προόδου που σημειώθηκε στην παραγωγή, ενίσχυση και μέτρηση των παλμών αυτών.

Τα lasers παλμών fs αναπτύσσονται ραγδαία τις τελευταίες δεκαετίες^{8,9}. Η ανάπτυξη τους συνδέεται κυρίως με την ανακάλυψη της τεχνικής της εγκλειδωσης τρόπων ταλάντωσης (mode-locking). Σύμφωνα με την τεχνική αυτή, η ταυτόχρονη ταλάντωση ενός μεγάλου αριθμού σύμφωνων, κλειδωμένων σε φάση, διαμηκών ρυθμών σε μία κοιλότητα laser, οδηγεί τελικά στην δημιουργία ενός τρένου παλμών fs στην έξοδο ενός mode-locked laser.

Τα mode locked lasers χρωστικών, στις αρχές του '80, επέτρεψαν για πρώτη φορά τη δημιουργία παλμών με χρονοδιάρκεια μικρότερη από 100 fs^{10,11}. Αργότερα, η μελέτη υλικών για τα laser στερεάς κατάστασης, οδήγησε στην ανακάλυψη νέων υλικών με μεγάλα φασματικά εύρη (~400nm) στο κοντινό υπέρυθρο. Το πιο διαδεδομένο υλικό στις μέρες μας είναι ο κρύσταλλος Ζαφειριού (Sapphire) νοθευμένος με ιόντα τιτανίου (Ti), το οποίο χρησιμοποιείται στα mode locked Ti:S lasers¹².

Η παραγωγή παλμών fs, μικρής χρονοδιάρκειας, απευθείας από το laser είναι γενικά δύσκολη διαδικασία λόγω της πολυπλοκότητας αυτών των συστημάτων laser. Εκτός από την παραγωγή παλμών fs απευθείας από

8 Steinmeyer G. et.al., Science 286, 1507 (1999)

9 Brabec T and Krausz F., Reviews of Modern Physics, 72 (No2), 545 (2000)

10 Fork R. L. et.al., Appl. Phys. Lett., 38, 71 (1981)

11 Fork R. L. et.al., IEEE J. Quantum Electron., 19, 500 (1983)

¹² Moulton P., Opt. News 8, 9 (1982)

laser, υπάρχει η δυνατότητα της χρήσης εξωτερικής οπτικής διάταξης για επιπλέον μείωση της χρονοδιάρκειας των παλμών αυτών. Η εξωτερική αυτή διάταξη έχει απλούστερη μορφή και επιπλέον επιτρέπει τη δημιουργία παλμών fs εύκολα ελεγχόμενης χρονοδιάρκειας.

Μία τέτοια οπτική διάταξη, η οποία συνδυάζει μια μονοτροπική οπτική ίνα και ένα ζευγάρι φραγμάτων περίθλασης¹³, χρησιμοποιήθηκε αρχικά για τη χρονική συμπίεση παλμών fs, μέχρι τα 30fs¹⁴. Η τεχνική αυτή όμως περιορίζεται στην παραγωγή παλμών χαμηλής ενέργειας, μερικών nJ, επειδή υψηλότερη ενέργεια προκαλεί την καταστροφή του υλικού του πυρήνα της ίνας.

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

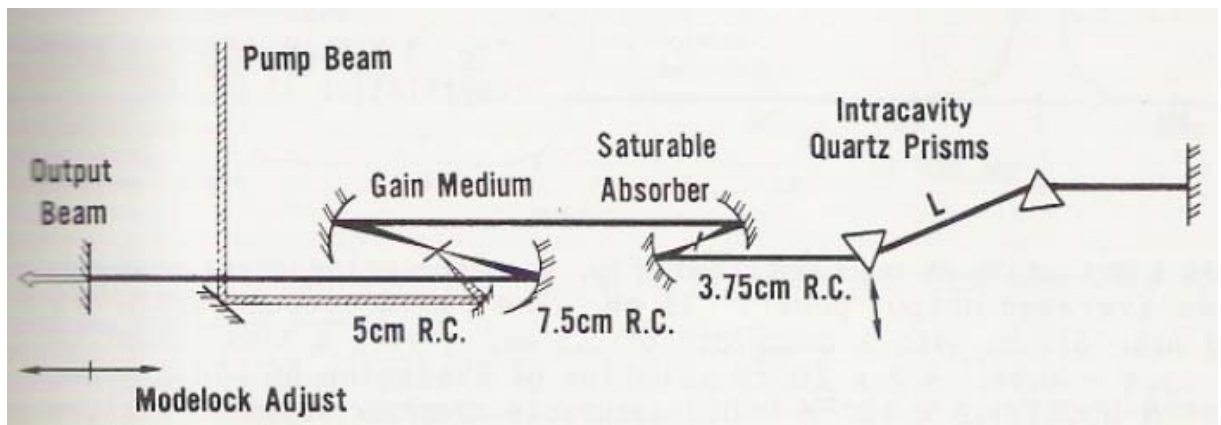
Στην οπτική, **οι υπερβραχείς παλμοί** του φωτός είναι ηλεκτρομαγνητικοί παλμοί των οποίων η χρονική διάρκεια είναι της τάξης των femtosecond (10^{-15} sec). Η παραγωγή τους, μπορεί να γίνει από

¹³ Grischkowski D. and Balant A., Appl. Phys. Lett., 41, 1 (1982)

¹⁴ Shank C. V. et.al., Appl. Phys. Lett., 40, 761 (1982)

διάφορα λέιζερς με μήκος κύματος που κυμαίνεται από το υπεριώδες έως το υπέρυθρο. Αυτό οφείλεται στη χρήση μη γραμμικών τεχνικών μετατρεπόμενης συχνότητας (γένεση αρμονικών). Με τα λέιζερς χρωστικών μπορούμε να πετύχουμε παλμούς της τάξης των 27fs και μέση ισχύ 10mW. Ένα παράδειγμα θα δούμε αμέσως παρακάτω.

Η δημιουργία ενός στενού παλμού κάτω από τα 100fs από λέιζερ χρωστικών συνεχούς κύματος επιτυγχάνεται στην φασματική περιοχή των 605-630 nm. Συνήθως, μια συμβατική ή μια κυκλική κοιλότητα ενός λέιζερ, είναι σχεδιασμένη να χρησιμοποιεί το φαινόμενο CPM(colliding pulse Mode-Locking), όπου το ζητούμενο είναι, ο χώρος διάδοσης των συμβαλλομένων παλμών, να αποτελείται από ένα κορεσμένο πίδακα ατμών, ο οποίος παίζει το ρόλο ενός κορέσιμου απορροφητή. Εδώ, θα περιγραφεί η δημιουργία ενός στενού παλμού των 55fs στα 675nm και ενός παλμού των 69fs στα 583nm από μία γραμμική κοιλότητα συνχρονισμένης άντλησης, υβριδικής μεθόδου εγκλείδωσης από cw λέιζερ χρωστικών, ενσωματωμένο με πρίσματα Brewster, τα οποία δεν απαιτούνε την τεχνική CPM. Επιπλέον, φαίνεται πώς μεταβάλλεται το φάσμα, περνώντας μέσα από ένα μεταβλητό άνοιγμα κατά μήκος της εσωτερικής κοιλότητας του λέιζερ, κατά την οποία είναι διατεταγμένα οπτικά στοιχεία, διαφορετικής χωρικής συχνότητας, ακολουθούμενα από μια αλληλουχία πρισμάτων.



Σχ.3.1 Διάγραμμα εσωτερικής κοιλότητας λέιζερ

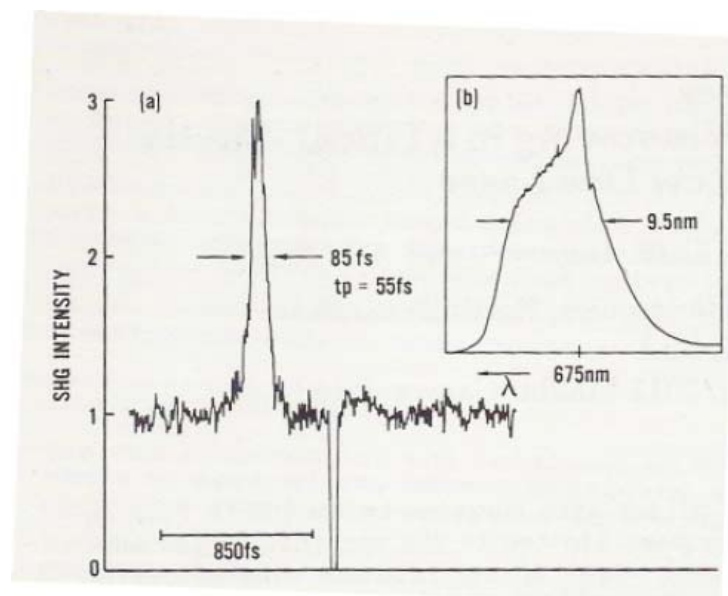
Στο σχ.3.1 φαίνεται ένας ταλαντωτής λέιζερ του οποίου η κοιλότητα παράγει παλμούς της τάξης των 33fs απλώς με παθητική εγκλείδωση ρυθμού.

Το λέιζερ ενισχύεται από ένα άλλο λέιζερ συνεχούς κύματος mode-locked Nd:YAG με παλμό της τάξης των 70ps και μέση ισχύ 650mW. Η διπλή γραμμική συχνότητα τελειώνει με δύο πρίσματα Brewster και ένα επίπεδο κάτοπτρο σαν σταθεροποιητής της διασποράς στην εσωτερική κοιλότητα του λέιζερ. Ακόμη περιέχει κοίλα κάτοπτρα υψηλής ανακλαστικότητας με απλή επίστροψη, με κεντρικό μήκος κύματος ανάκλαση τα 632.8nm, εκτός από τον συζευκτήρα εξόδου(output - coupler), ο οποίος έχει 95% ανακλαστικότητα στα 632.8nm.

Το εύρος του παλμού μετρήθηκε από collinear type I και από non-collinear background-free τεχνικές αυτοσυσχέτισης που θα αναλυθούν παρακάτω.

Δύο διαφορετικοί συνδυασμοί χρωστικών ουσιών, παράγουν παλμούς femtosecond, η διοχέτευση του παλμού από το Nd:YAG λέιζερ, μέσα σ'αυτή την κοιλότητα γίνεται με πολύ προσοχή.

Χρησιμοποιείται Sulforhodamine 101 σαν αγωγίμο μέσο, υπό μορφή διεγερμένων ατμών, παρατηρήθηκαν στενοί παλμοί της τάξης των 55fs, με μέση χρονική ισχύ εξόδου 35mW.

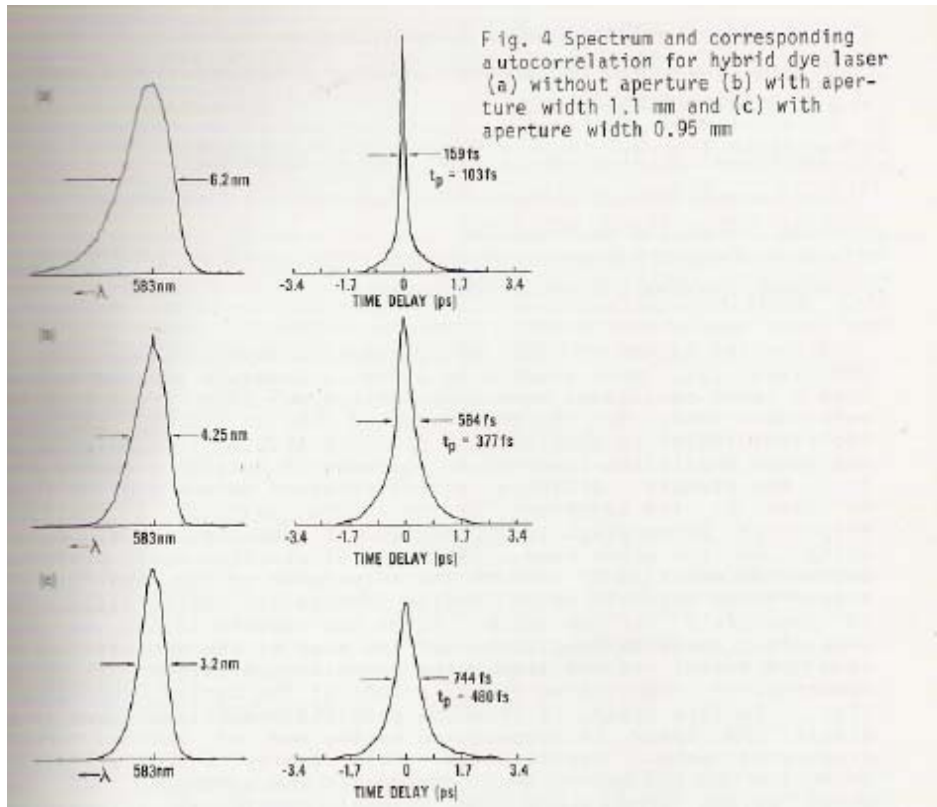


Σχ:3.2 β τάξης αυτοσυσχέτιση (β αρμονική) με υπόβαθρο

Συμπεριλαμβανομένου και ενός απλού μεταβαλλόμενου ανοίγματος, ανάμεσα στο δεύτερο πρίσμα και το τελικό επίπεδο κάτοπτρο, η περιοχή της κοιλότητας στην οποία η χωρική συχνότητα έχει μία διασπορά, επιτρέπει την

σταθεροποίηση του φασματικού εύρους στην εσωτερική κοιλότητα του λέιζερ.

Αυτή η απλή αλλά αποτελεσματική μέθοδος, επιτρέπει στο εύρος του παλμού εξόδου, να είναι απευθείας ελεγχόμενο σε μια ακτίνα πάνω από 500fs(σχ:3.4), και το μήκος κύματος μπορεί να επιτευχθεί κατά την διάδοση του μέσα από το κάθετο άνοιγμα.



Σχ:3.3 Το φάσμα και η αντίστοιχη αυτοσυσχέτιση για υβριδικά λέιζερ χρωστικών.

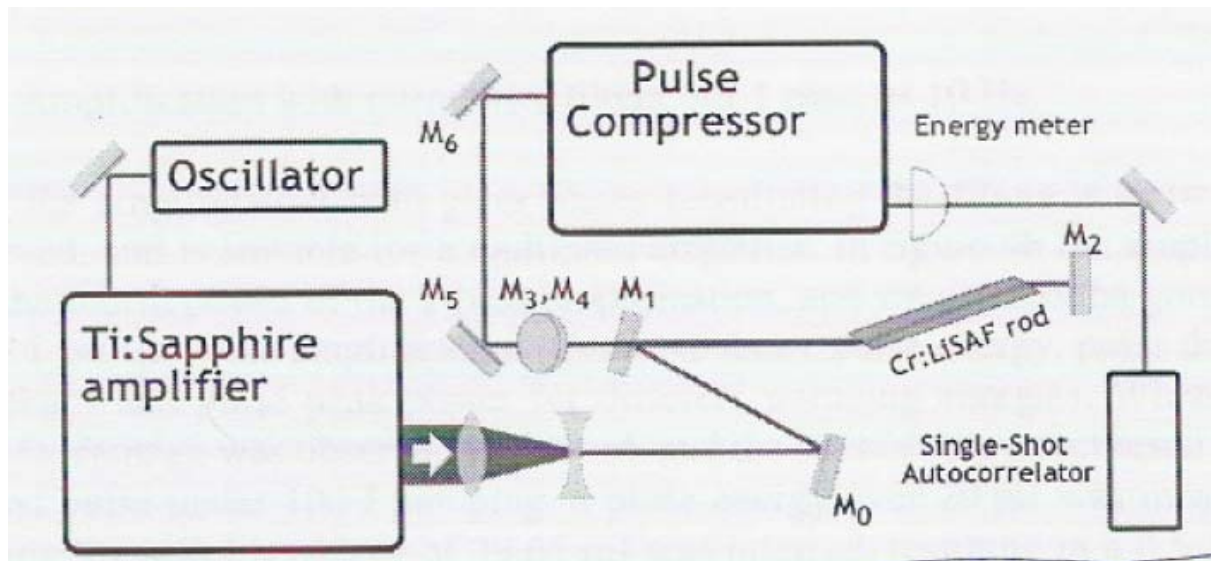
α)χωρίς ίριδα β) με ίριδα 1.1 mm και γ) με ίριδα 0.95 mm

Σαν συμπέρασμα δείξαμε ότι, μία γραμμική κοιλότητα ενός hybridly mode-locked cw λέιζερ χρωστικών, είναι ικανή να παράγει παλμούς πολύ πιο κάτω από 100fs που είναι οι παλμοί των κοινών femtosecond lasers και οι οποίοι μπορούν άμεσα να είναι ελεγχόμενοι. Το πλεονέκτημα αυτής της διάταξης, είναι η απλότητα της, η εύκολη ευθυγράμμιση και η μη σημαντικότητα της χωρικής τοποθέτησης του κορέσιμου απορροφητή, σε συνδυασμό με την υψηλή απόδοση και σταθερότητα.

2. Τεχνική CPA (Chirp-Pulse-Amplification)

Η τεχνική CPA(chirped pulse Amplification), είναι η μέθοδος χρονικής επιμήκυνσης ενός παλμού πριν από την ενίσχυση του, με σκοπό

να κρατήσει τη ροή ενέργειας πολύ κάτω από το όριο καταστροφής των οπτικών οργάνων του ενισχυτή.



Σχ. 3.4 Διάταξη CPA (chirped pulse amplifier)

Στο παραπάνω σχήμα φαίνεται το υβριδικό (Ti:Sapphire/Cr:LiSAF) CPA σύστημα. Μετά την δημιουργία και την επιμήκυνση και ενίσχυση των παλμών στο 1mJ μέσα στο Ti:Sapphire ενισχυτή, ο καθρέπτης M_1 εισάγει του παλμούς μέσα στο σωλήνα του Cr:LiSAF; Ο M_2 ανακλά τους παλμούς μέσα από τον σωλήνα, πάνω στον M_1 ; Οι καθρέπτες M_3 και M_4 στο κάθετο επίπεδο, ξαναστέλνουν τη δέσμη λέιζερ μέσα από τον σωλήνα Cr:LiSAF για Τρίτη φορά και ο M_2 ξανά ανακλά για τέταρτη φορά μέσα από των σωλήνα, με αποτέλεσμα αυτή την φορά να φτάνει στον καθρέπτη M_5 και από αυτόν στον συμπιεστή παλμών. Ο μετρητής ενεργείας και ο αυτοσυσχετιστής χαρακτηρίζει τον παλμό.

Για να λειτουργήσει η κοιλότητα άντλησης σαν ένας ενισχυτής υπερβραχέων παλμών, συνδέεται με ένα CPA system.

Αυτό το σύστημα περιλαμβάνει ένα κύριο ταλαντωτή Ti:sapphire και ένα πολλαπλό ενισχυτή Ti:sapphire, δημιουργώντας παλμούς της τάξης του 1mJ και των 50fs. Μετά την ενίσχυση του παλμού από το Ti:sapphire, ο επιμηκυμένος παλμός, με $t=20ps$ παράχθηκε και διοχετεύθηκε σε μια κοιλότητα άντλησης από Cr:LiSAF, η οποία λειτουργεί γεωμετρικά σαν ένας τετραπλός ενισχυτής ενισχύοντας και μετά συμπιέζοντας σε $t>50fs$.

3. Τεχνικές μέτρησης στενών παλμών(συμβολομετρία Michelson, δεύτερη αρμονική με BBO κρύσταλλο)

Στην οπτική, διάφορες συναρτήσεις αυτοσυσχέτισης μπορούν να πραγματοποιηθούν πειραματικά. Όπως, η αυτοσυσχέτιση πεδίου μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον υπολογισμό του φάσματος μιας φωτεινής πηγής, ενώ η ένταση αυτοσυσχέτισης και η συμβολομετρική αυτοσυσχέτιση είναι κοινά χρησιμοποιούμενες για τον υπολογισμό της διάρκειας του στενού παλμού που δημιουργείται από τα λέιζερ εγκλειδώσης. Η διάρκεια του παλμού δεν είναι εύκολο να μετρηθεί με τις οπτοηλεκτρονικές μεθόδους, γιατί στην καλύτερη περίπτωση, μπορούν να μετρήσουν μέχρι την τάξη των 200 femtoseconds.

Πιο κάτω θα δούμε πώς το σήμα αυτοσυσχέτισης δημιουργείται από την δεύτερη αρμονική(SHG), η χαμηλότερη τάξη μιας οπτικής διαδικασίας.

Για την μέτρηση της αυτοσυσχέτισης σε μη γραμμικές οπτικές διαδικασίες, μπορεί να χρησιμοποιηθούν και ανώτερης τάξης αρμονικές, όπως η τρίτη αρμονική(THG), αλλά εδώ θα δούμε μόνο τη δεύτερη.

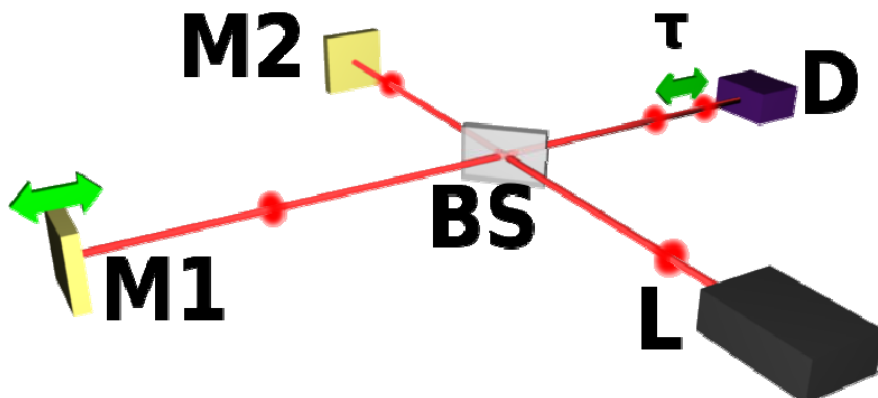
A) Αυτοσυσχέτιση πεδίου

Στο μιγαδικό ηλεκτρικό πεδίο $E(t)$, η συνάρτηση αυτοσυσχέτισης πεδίου θα δίνεται από $A(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t)E^*(t - \tau)dt$.

Το θεώρημα Wiener-Khinchin ορίζει ότι ο μετασχηματισμός Fourier του πεδίου αυτοσυσχέτισης, είναι το φάσμα του $E(t)$, δηλαδή το τετράγωνο του μεγέθους από τον μετασχηματισμό Fourier του $E(t)$.

Σαν αποτέλεσμα έχει το πεδίο αυτοσυσχέτισης να μην είναι ευαίσθητο στην μορφή του φάσματος.

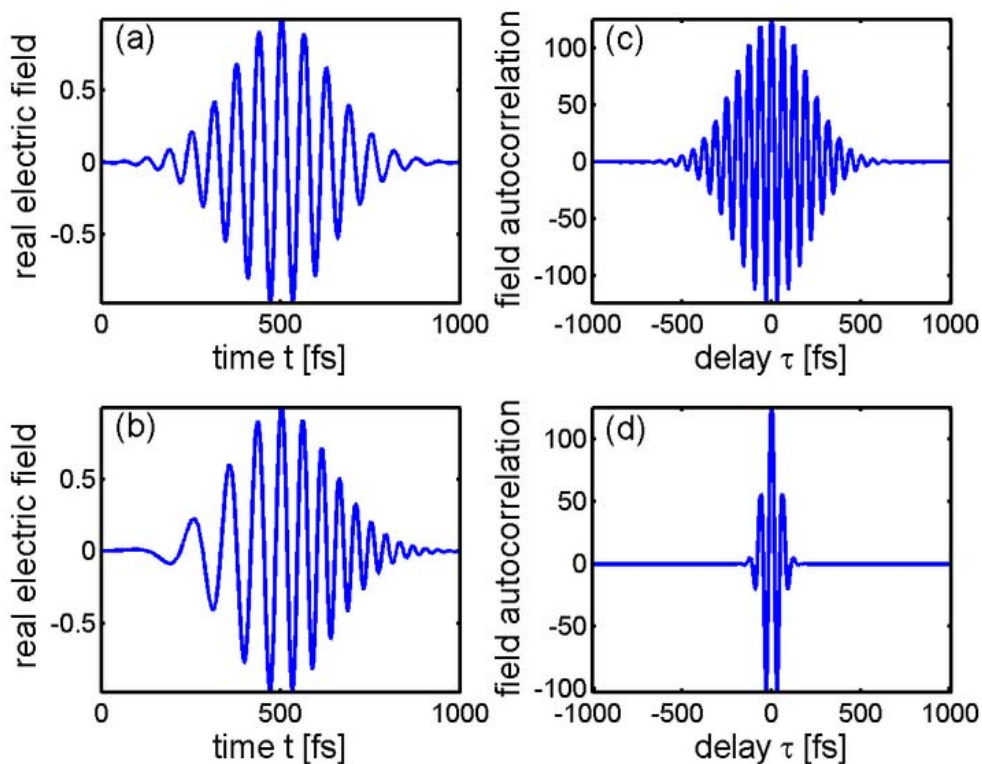
Το πεδίο αυτοσυσχέτισης είναι εύκολα μετρήσιμο πειραματικά, τοποθετώντας ένα αργό ανιχνευτή στην έξοδο του συμβολόμετρου Michelson.



Σχ. 3.5: Το συμβολόμετρο Michelson

Ο Ανιχνευτής φωτίστηκε από την είσοδο του ηλεκτρικού πεδίου $E(t)$, προερχόμενο από τον καθρέπτη M2 και από το αργοπορημένο φωτεινό σήμα του $E(t-\tau)$, προερχόμενο από τον καθρέπτη M1.

Εάν ο χρόνος του ανιχνευτή είναι πολύ μεγαλύτερος από την χρονική διάρκεια του σήματος $E(t)$ ή εάν το ανιχνευμένο σήμα είναι ολοκληρωμένο, τότε η ένταση που μετράει ο ανιχνευτής, συναρτήσει του χρόνου τ , θα δίνεται από την σχέση $I_M(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} |E(t) + E(t - \tau)|^2 dt$, η ανάπτυξη της παραπάνω σχέσης περιέχει τον παράγοντα $A(\tau)$, αποδεικνύοντας ότι το συμβολόμετρο του Michelson μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την μέτρηση του πεδίου αυτοσυσχέτισης.



Σχ 3.6.: Παλμοί και οι αντίστοιχες αυτοσυσχετίσεις πεδίου

A. 1. Ένταση αυτοσυσχέτισης

Στο μιγαδικό ηλεκτρικό πεδίο $E(t)$, αντιστοιχεί μια ένταση $I(t) = |E(t)|^2$ και μία ένταση αυτοσυσχέτισης ορισμένη από την συνάρτηση

$$A(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t-\tau)dt$$

Η οπτική εφαρμογή της έντασης αυτοσυσχέτισης δεν είναι πανομοιότυπη σαν το πεδίο αυτοσυσχέτισης. Παρόμοια με την παραπάνω διάταξη, δύο παράλληλες δέσμες δημιουργούνται με μια διαφορά χρόνου και εστιάζονται πάνω σε έναν κρύσταλλο υπεύθυνο για την δημιουργία της δεύτερης αρμονικής(SHG), παίρνοντας ένα σήμα ανάλογο του $(E(t)+E(t-\tau)^2)$. Μόνο η δέσμη που διαδίδεται πάνω στον οπτικό άξονα και είναι ανάλογη του εξωτερικού γινομένου $E(\tau)E(t-\tau)$, είναι διατηρήσιμη. Το σήμα τότε

καταγράφεται από έναν αργό ανιχνευτή, ο οποίος μετράει

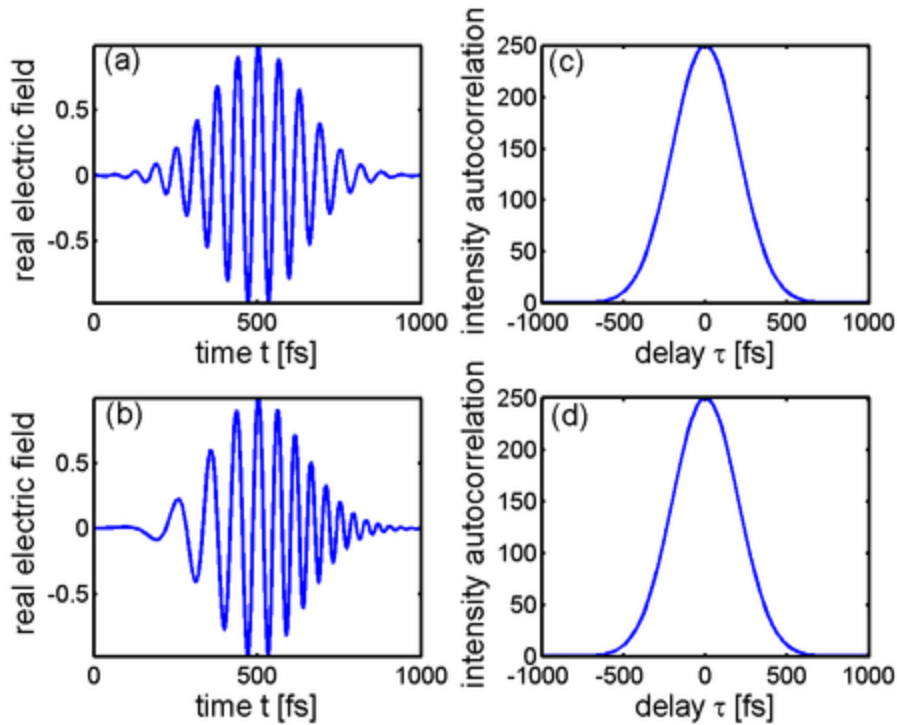
$$I_M(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} |E(t)E(t-\tau)|^2 dt = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t-\tau)dt$$

όπου $I_M(\tau)$ είναι ακριβώς η ένταση αυτοσυσχετισμού $A(t)$. Η γέννηση της δεύτερης αρμονικής μέσα στον κρύσταλλο είναι ένα μη γραμμικό φαινόμενο, το οποίο ζητάει μεγάλη ισχύ παλμού, για να μην επανέρθουμε στην προηγούμενη διάταξη. Ένα σήμα μπορεί να δημιουργηθεί από την παρουσία ενός λείζερ υπερβραχέων παλμών και σαν αποτέλεσμα θα έχει την μέτρηση της έντασης αυτοσυσχετισμού πειραματικά.

Μια άλλη δυσκολία αυτής της διάταξης είναι ότι και οι δύο δέσμες πρέπει να εστιαστούν στο ίδιο σημείο μέσα στον κρύσταλλο το ένα μετά το άλλο, με απώτερο σκοπό την δημιουργία της δεύτερης αρμονικής.

Μπορεί να δειχθεί ότι το εύρος της έντασης αυτοσυσχετίσης ενός παλμού, σχετίζεται με το εύρος της έντασης του παλμού. Για ένα Gaussian χρονικό προφίλ, το εύρος της αυτοσυσχετίσης είναι κατά $\sqrt{2}$ μακρύτερο από το εύρος της έντασης και αυτό είναι 1.54 μακρύτερο στην περίπτωση του τετραγώνου ενός παλμού συνάρτησης υπερβολικού ημιτόνου (sech^2)

Αυτός ο αριθμητικός παράγοντας από τον οποίο εξαρτάται η μορφή του παλμού, ονομάζεται μερικές φορές deconvolution παράγοντας. Εάν ο παράγοντας αυτός είναι γνωστός, η χρονική διάρκεια του παλμού, μπορεί να μετρηθεί χρησιμοποιώντας την ένταση αυτοσυσχετίσης.



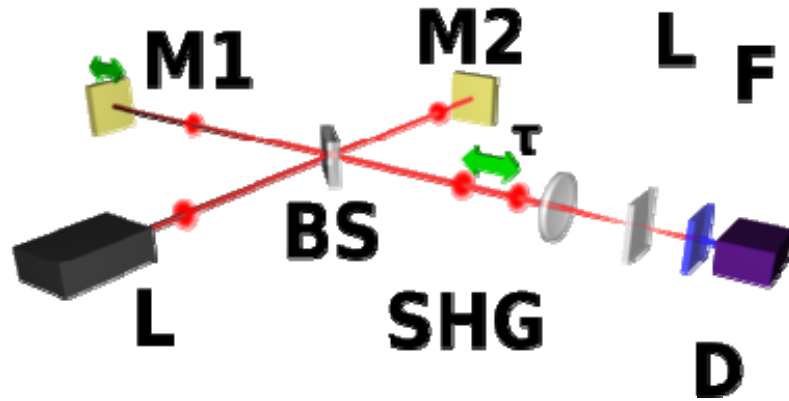
Σχ. 3.6. Παλμών και οι αντίστοιχες αυτοσυσχετίσεις έντασης

A.2 Συμβολομετρική αυτοσυσχέτιση

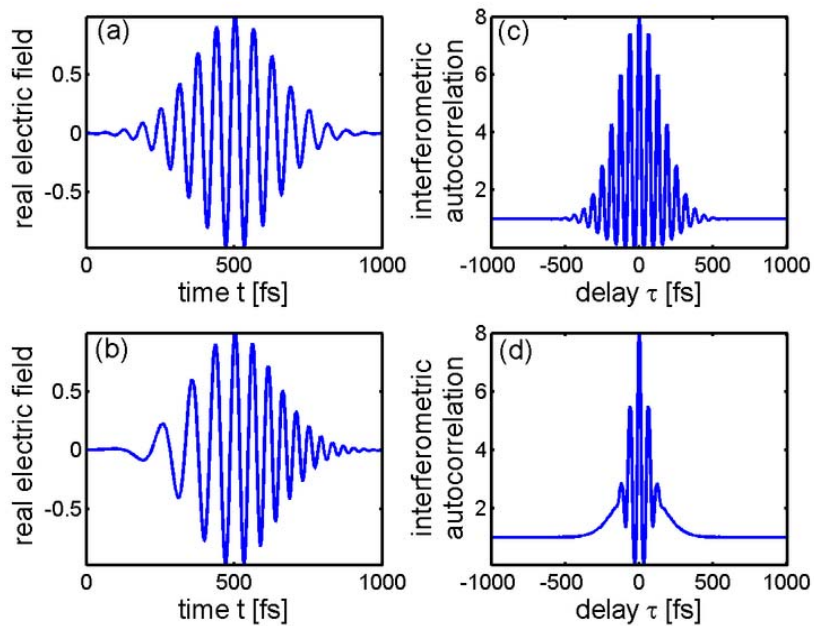
Σαν συνδυασμός των δύο παραπάνω περιπτώσεων, ένας μη γραμμικός κρύσταλλος μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη δημιουργία της δεύτερης αρμονικής, στην έξοδο της διάταξης του συμβολόμετρου Michelson.

Στην περίπτωση αυτή, το σήμα που καταγράφεται από έναν αργό ανιχνευτή είναι: $I_M(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} |E(t) + E(t - \tau)|^2 dt$, όπου $I_M(\tau)$ η συμβολομετρική αυτοσυσχέτιση.

Αυτή περιέχει κάποιες πληροφορίες για την φάση του παλμού: Οι κροσσοί συμβολής που βγαίνουν έξω από την φάση του φάσματος, γίνονται πιο σύνθετοι.



Σχ.3.6: διάταξης συμβολομετρικής μη γραμμικής αυτοσυσχέτισης. L είναι το laser, M1 και M2 είναι κάτοπτρα, BS είναι διαχωριστής δέσμης, δεύτερο L είναι φακός εστίασης, SHG είναι ο κρύσταλλος γένεσης δεύτερης αρμονικής, F φασματικό φίλτρο διαπερατό από την β αρμονική αλλά όχι από την βασική συχνότητα και D είναι ο ανιχνευτής έντασης φωτός β αρμονικής.



3.7. Σχήμα παλμών και αντίστοιχα συμβολομετρικά αυτοσυσχεγραφήματα

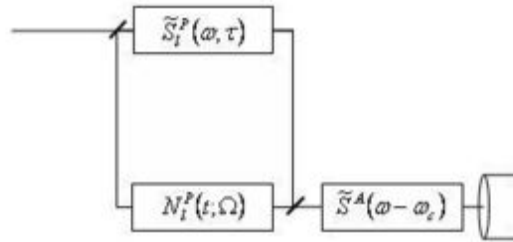
B. Συμβολομετρική φασματική φάση για απευθείας επανασύσταση του ηλεκτρικού πεδίου(SPIDER)

Η μέθοδος αυτή είναι μία συμβολομετρική τεχνική μέτρησης υπέρστενου παλμού, βασισμένη στην συμβολομετρική μετατόπιση του φάσματος συχνοτήτων. Η συμβολομετρική μετατόπιση του φάσματος είναι παρόμοια στην ιδέα με την ένταση αυτοσυσχέτισης, εκτός από το αντί να πάρουμε ένα παλμό με χρονική μετατόπιση αντιγράφοντας τον εαυτό του, ο παλμός συμβάλλει με μία μετατοπισμένη συχνότητα, αντιγράφοντας τον εαυτό του.

Επειδή ακόμη και ο πιο γρήγορος ανιχνευτής είναι αδύνατο να ανάλυση ένα υπέρστενο παλμό, η μέθοδος αυτή χρησιμοποιεί μη γραμμικό συνδυασμό φίλτρων, ώστε να μπορεί να δημιουργήσει ένα σήμα που να είναι μετρήσιμο και από έναν αργό ανιχνευτή.

Υπάρχουν δύο σημαντικές κατηγορίες φίλτρων: α) η χρόνο/συχνότητας απόκριση και β) η πλάτους/φάσης απόκριση.

Ένα φίλτρο μπορεί να είναι χρονικής ή στατικής συχνότητας, εάν η έξοδος του είναι ανεπηρέαστη από τον χρόνο ή την συχνότητα κατά την είσοδο. Ένα φίλτρο ωστόσο, μπορεί να ταξινομηθεί σαν πλάτους μόνο ή σαν φάσης μόνο, εξαρτώμενο πάνω στην δικιά του απόκριση στο πλάτος ή στην φάση εισόδου. Εξαιτίας ενός φίλτρου στατικού χρόνου και ενός φίλτρου στατικής συχνότητας μπορεί να γίνει ο συνδυασμός τους και να πάρουμε ένα γραμμικό φίλτρο με μία τυχαία απόκριση. Και τα δύο είναι ικανά και αναγκαία για να κάνουν μια μέτρηση του ηλεκτρικού πεδίου ενός εισερχόμενου παλμού.



Σχ. 3.8 συνδυασμού των δύο φίλτρων

Σ' ένα βασικό φασματικό συμβολομετρικό μοίρασμα, η εισερχόμενη δέσμη διαχωρίζεται σε δύο ταυτόσημους παλμούς, στέλνοντας τον ένα απευθείας στον διαμορφωτή της γραμμικής φασματικής φάσης και $S_i^p(\omega, \tau) = \exp(j\tau\omega)$, ενώ τον άλλον απ' ευθείας στον διαμορφωτή της χρονικής φάσης: $N_i^p(t, \Omega) = \exp(-j\tau\omega)$.

Οι δύο παλμοί, επανασυνδέονται και στέλνονται απ' ευθείας στο φασματόμετρο: $\tilde{S}^A(\omega - \omega_c) = \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_c)^2}{2\gamma^2}\right]$.

Ο γραμμικός διαμορφωτής φάσης, είναι χρονοστατικό, φασικό μόνο φίλτρο και το πρόσθετο φάσμα μοιράζεται σε παλμούς μέσα στον δικό του συμβολομετρικό του βραχίονα.

Ο γραμμικός διαμορφωτής φάσης είναι ένα φίλτρο στατικής συχνότητας και φάσης μόνο, όπου προσθέτει χρονική διαστολή του παλμού πάνω στον βραχίονα. Το φασματόμετρο στο οποίο οι παλμοί επανασυνδέονται, είναι χρονικής στατικότητας και πλάτους, μόνο φίλτρο και το οποίο παριστάνεται με pass - band γ και κεντρική συχνότητα ω_c . Σ' αυτή τη διάταξη, ο παλμός πάνω στην διαδρομή της χρονικής φάσης, το φάσμα του μετατοπίστηκε κατά μία φασματική μοιρασιά του Ω . Κατά την ακριβή μέτρηση ενός παλμού, ο χώρος πρέπει να είναι κατανομημένος από ένα κύριο αριθμό στοιχείων φασματικά μοιρασμένων. Αυτή η κατανομή καθορίζεται από το θεώρημα Nyquist-Shannon.

Εάν η συνάρτηση έχει συμπαγές στήριγμα πάνω στο διάστημα τ_N , τότε είναι πλήρως καθορισμένη από τις δοσμένες τιμές ,μιας σειράς συχνοτήτων $2\pi/\tau_N$. Αυτό σημαίνει ότι το φασματικό μοίρασμα που χρειάζεται να δημιουργηθεί από το SPIDER, είναι $\Omega=2\pi/\tau_N$.

Ο παλμός κατά μήκος του φασματικού βραχίονα, αποκτά μία χρονοδιαστολή τ . Η επανασύνθεση των παλμών από τους δύο βραχίονες, πραγματοποιείται από το φασματόμετρο όπου παράγει ένα σήμα

$$S(\omega_c; \Omega, \tau) = \int \left\{ \tilde{S}^A(\omega - \omega_c) \cdot \left[\int N_t^P(\omega' - \omega) \tilde{E}(\omega) d\omega' + \tilde{S}_t^P(\omega) \tilde{E}(\omega) \right] \right\}^2 d\omega$$

Περιέχοντας την φασματική συνάρτηση, όπου μπορεί να προσεγγισθεί από την συνάρτηση δέλτα, κάνοντας το pass-band γ , να είναι όσο πιο στενότερο γίνεται από το φάσμα του παλμού εισόδου. Επιπλέον, επειδή το φάσμα και η χρονική διαστολή είναι καθορισμένα, το μόνο άγνωστο που μένει είναι η κεντρική συχνότητα ω_c του φασματόμετρου. Το σήμα που παράγεται

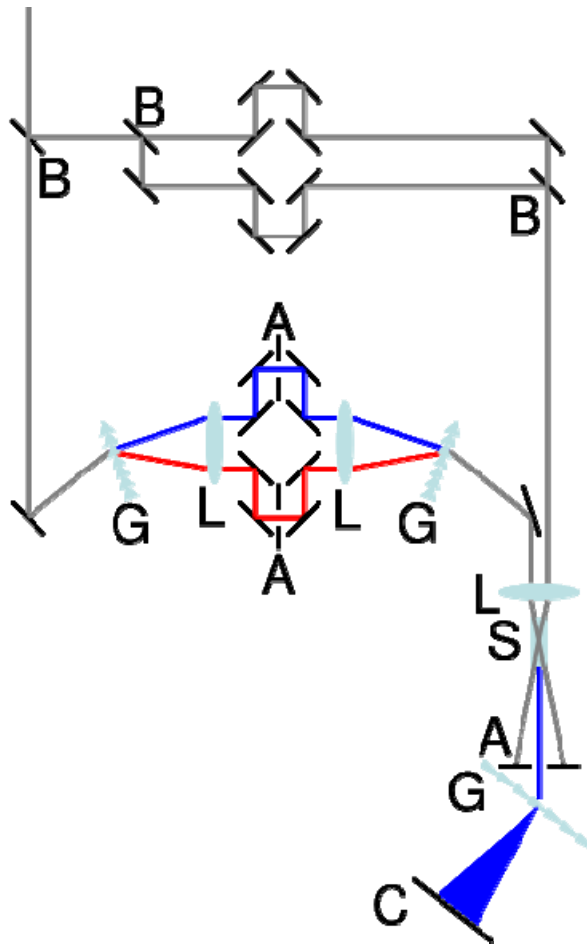
$$S(\omega_c) = \left\{ \left| \tilde{E}(\omega_c - \Omega) \right|^2 + \left| \tilde{E}(\omega_c) \right|^2 + 2 \left| \tilde{E}(\omega_c - \Omega) \tilde{E}(\omega_c) \right| \cos [\phi_\omega(\omega_c - \Omega) - \phi_\omega(\omega_c) - \tau\omega_c] \right\}$$

περιέχει το φάσμα του παλμού εισόδου, το φάσμα του μοιρασμένου παλμού και η διαφορά φάσης ανάμεσα στα στοιχεία συχνότητας του παλμού εισόδου το οποίο διαχωρίστηκε από το μοιρασμένο φάσμα.

Το μοιρασμένο συμβολόγραμμα δημιουργημένο από αυτό το σήμα, γενικώς περιέχει χωρικούς κροσσούς στη συχνότητα των $2\pi/\tau$.

Οι αποκλίσεις από καθορισμένο χωρικό κροσσό, μπορούν να αναλυθούν και να δώσουν την φασματική φάση του πεδίου.

Το φασματικό πλάτος πρέπει να υπολογισθεί από μία ξεχωριστή μέτρηση του φασματικού παλμού.



Σχ: 3.9 πειραματικής διάταξης τεχνικής SPIDER

Γ) Ανάλυση οπτικού παλμού μέσω ανάλυσης συχνότητας(FROG)

Στην οπτική το (FROG) είναι παράγωγο της αυτοσυσχέτισης, αλλά με μεγαλύτερη δυνατότητα μέτρησης της μορφής του υπέρσθενου παλμού.

Επομένως, μπορεί να καθορίσει τη φάση του παλμού. Στις περισσότερες περιπτώσεις, FROG είναι απλά ένα ελεύθερου φόντου αυτοσυσχέτιση, ακολουθούμενη από ένα φασματόμετρο. Η FROG επιτρέπει την εξαγωγή αποτελεσμάτων για την μορφή και τη φάση του παραγόμενου παλμού.

Πριν εξηγήσουμε τον οπτικό παλμό, θα βοηθήσει να γνωρίζουμε ότι αυτός ο παλμός, αλληλεπιδρά με τον εαυτό του. Στα περισσότερα σχήματα, ο παλμός διαχωρίζεται και ανασυντίθεται, όπως συνέβαινε μέσα σε ένα συμβολόμετρο. Σ' αυτή την περίπτωση, η επανασύνδεση της δέσμης δεν συμβαίνει πάνω σ' ένα διασπαστή δέσμης, αλλά συχνά σε ένα μη γραμμικό μέσο, το οποίο επιτρέπει στις δύο δέσμες να αλληλεπιδράσουν μεταξύ τους. Αυτή η αλληλεπίδραση είναι που επιτρέπει στους παλμούς να μεταφέρουν την φασματική πληροφορία από τον άλλο παλμό. Έτσι αυτή η οπτική ανάλυση αναφέρει στην πραγματικότητα, ότι η φασματική μέτρηση προέρχεται από τον χρονικό τεμαχισμό του παλμού, όπου αυτός ο χρονικός τεμαχισμός καθορίζεται από την μη γραμμική αλληλεπίδραση του παλμού. Η συνάρτηση πύλης, εξαρτάται από τον τύπο της μη γραμμικής αλληλεπίδρασης.

Μαθηματικά η FROG μέθοδος είναι απλά ένα φασματογράφημα με μια άγνωστη συνάρτηση πύλης,

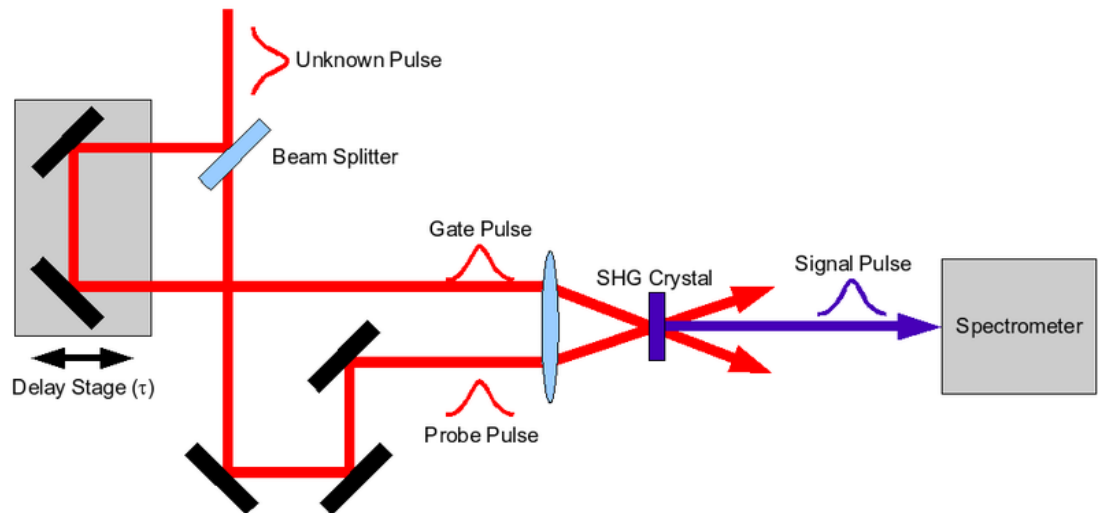
$$I_{sig}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} P(t)G(t-\tau)e^{-i\omega t} dt \right|^2.$$

Όπου $P(t)$ είναι ο δοκιμαστικός παλμός και $G(t)$ είναι ο αναλυμένος παλμός. Ο Δοκιμαστικός και ο αναλυμένος παλμός, καθορίζονται από τη χρήση μη γραμμικών αλληλεπιδράσεων και από το διαφορετικό σχήμα του δοκιμαστικού και αναλυμένου παλμού από τους οποίους μπορείς να ξεχωρίσεις τους διαφορετικούς τύπους FROG. Οι πιο κοινοί τύποι είναι

$$P^{SHG}(t) = E(t) \quad G^{SHG}(t) = E(t) \quad \text{Second-harmonic generation FROG}$$

$$P^{PG}(t) = E(t) \quad G^{PG}(t) = |E(t)|^2 \quad \text{Polarization grating Frog}$$

$$P^{THG}(t) = E(t) \quad G^{THG} = E^2(t) \quad \text{Third-harmonic generation Frog}$$



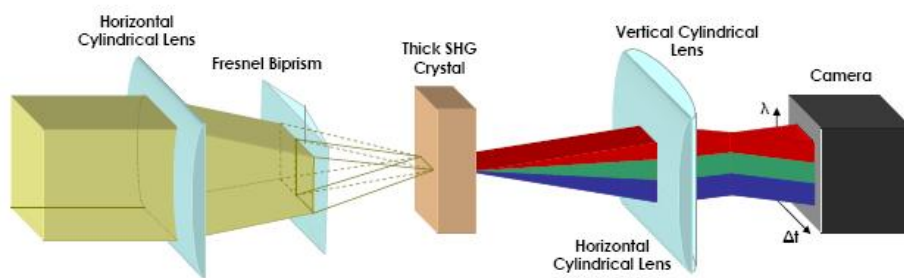
Σχ: 3.9. Πειραματική Διάταξη FROG

Για παράδειγμα η Second-harmonic generation FROG θα είναι:

$$I_{sig}^{SHG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t)E(t-\tau)e^{-i\omega t} dt \right|^2 .$$

Δ. Σύστημα μέτρησης GRENOUILLE (Grating-Eliminated NO-nonsense observation of Ultrafast Incident Laser Light e-filds)

Το GRENOUILLE είναι μια τεχνική μέτρησης ενός υπέρσθενου παλμού, βασισμένη στην τεχνική FROG. Επειδή οι περισσότερες τεχνικές FROG έχουν μια αυτοσυσχέτιση, έχουν και ευαίσθητες ευθυγραμμισμένες εξόδους μαζί τους. Επιπλέον, οι FROG χρησιμοποιούν έναν (SHG) δεύτερης αρμονικής λεπτό κρύσταλλο και ένα φασματόμετρο, πετυχαίνοντας ισχυρότερο σήμα, όσο πιο καλύτερα ευθυγραμμισμένη έξοδο έχουν. Το Grenouille είναι μια απλή διάταξη, βασισμένη στην SHG FROG.



Σχ: 3.10 διάταξη Grenouille

Η Grenouille αντικαθιστά τον διαχωριστή δέσμης, την γραμμή επιμήκυνσης και τα στοιχεία επανασύνδεσης της δέσμης από την αυτοσυσχέτιση, με ένα πρίσμα, ενώ ο συνδυασμός του φασματόμετρου και του λεπτού κρυστάλλου β αρμονικής, αντικαθίσταται από ένα παχύ κρύσταλλο β αρμονικής. Το αποτέλεσμα αυτών των αντικαταστάσεων είναι να μηδενίσουμε όλες τις ευαίσθητες παραμέτρους ευθυγράμμισης, ενώ την ίδια στιγμή αυξάνουμε την ισχύ του σήματος. Αυτές οι αλλαγές ελαττώνουν την πολυπλοκότητα και το κόστος του συστήματος. Σε σχέση με το σύστημα FROG, το Grenouille επιπλέον καθορίζει πλήρως την φάση και την ένταση του παλμού. Το Grenouille παράγει ίχνη ταυτόσημα με εκείνα του SHG FROG.

Το πρώτο στοιχείο μιας διάταξης Grenouille είναι ένας οριζόντιος κυλινδρικός φακός, χρησιμοποιείται για την καλή εστίαση της εισερχόμενης δέσμης πάνω στην οριζόντια ρίγα του παχέως κρυστάλλου SHG σε συνάρτηση με τις γωνίες του κρυστάλλου.

Κατά την εστίαση, η δέσμη διέρχεται μέσα από ένα διπλοπρίσμα (birism) Fresnel με μέγιστη γωνία γύρω στις 180 μοίρες. Το Fresnel birism είναι ουσιαστικά δύο λεπτά πρίσματα συνδεδεμένα στην βάση τους.

Το αποτέλεσμα αυτού του στοιχείου είναι το σπάσιμο της δέσμης σε δύο πηγές και η υπέρθεση των δύο, πάνω σε ένα σημείο του κρυστάλλου γένεσης β' αρμονικής (SHG), με αποτέλεσμα την επιμήκυνση της οριζόντιας θέσης.

Αυτό αντικαθιστά την συνάρτηση αυτοσυσχέτισης στην αρχική διάταξη Frog. Αντίθετα από την αυτοσυσχέτιση, οι δέσμες από το Fresnel birism ευθυγραμμίζοντας αυτόματος στον χρόνο και στον χώρο, μηδενίζοντας ένα σωρό από ευαίσθητες παραμέτρους ευθυγράμμισης.

Ο παχύς SHG κρύσταλλος εκπληρώνει δύο ρόλους. Οι δύο ταυτόσημες δέσμες από το birism διασταυρώνονται μέσα στον κρύσταλλο με μία διαστολή που μεταβάλλεται στην οριζόντια διεύθυνση η οποία ουσιαστικά είναι μια διαδικασία αυτοανάλυσης.

Η δεύτερη ιδιότητα του SHG κρυστάλλου είναι να δρα σαν το φασματόμετρο, μετατρέποντας την οριζόντια γωνία πρόσπτωσης σε μήκος κύματος.

Τα αίτια της δημιουργίας του μήκους κύματος που μεταβάλλεται με την γωνία πρόσπτωσης, προέρχονται από τον περιορισμένο συνδυασμό φάσης του εύρους ζώνης. Έτσι, η αρχική εστίαση πρέπει να είναι αρκετά καθαρή ώστε να περιέχει ολόκληρο το φάσμα του παλμού. Μετά τον SHG κρύσταλλο, ένα σετ από κυλινδρικούς φακούς χρησιμοποιείται για να απεικονίσει το σήμα πάνω σε μία κάμερα με μήκος κύματος κάθετο ενώ η επιμήκυνση του είναι απεικονισμένη οριζόντια. Για να είμαστε πιο σαφείς, υπάρχει ένας αριθμός πραγμάτων που συμβαίνουν μέσα στον κρύσταλλο.

Πρώτα, οι δύο δέσμες από το birism διασταυρώνονται σε πολύ ευρεία γωνία η οποία δρα σαν ένα είδος αυτοσυσχέτισης, αυτοαναλύοντας τον παλμό και δημιουργώντας μεταβλητή διαστολή στην οριζόντια διεύθυνση. Στην κάθετη διεύθυνση, ο περιορισμένος συνδυασμός φάσης του εύρους

ζώνης από το συνδυασμό φάσης του κρυστάλλου, διαφέρει κατά ένα μικρό τμήμα του εύρους ζώνης κατά την είσοδο του παλμού για κάθε γωνία πρόσπτωσης, δρώντας ουσιαστικά σαν φασματομέτρο.

Το τελικό αποτέλεσμα είναι το μήκος κύματος στην κάθετη διεύθυνση για κάθε ποσό διαστολής στην οριζόντια διεύθυνση, είναι σημαντικό να ανταποκριθούμε στις απαιτήσεις του παχύ SHG κρυστάλλου.

Κατά την δημιουργία του SHG, ο στόχος είναι να ελαχιστοποιήσουμε την διασπορά της ομαδικής ταχύτητας (GVM) με γνώμονα την αύξηση της φάσης αντιστοίχησης του εύρους ζώνης. Αυτό επιτυγχάνεται, απαιτώντας από το θεμελιώδες και το δεύτερο αρμονικό κυματοδιάνυσμα να αλληλεπικαλύπτονται σε όλο το μήκος(L) του κρυστάλλου.

Ωστόσο, σε ένα Grenouille, ο σκοπός είναι μόνο σε ένα τμήμα της φάσης αντιστοίχησης, ο παλμός του εύρους ζώνης, να δράσει σαν ένα φίλτρο συχνοτήτων. Αυτό οδηγεί αναγκαστικά στο ότι το γινόμενο του GVM με το L, να είναι πολύ μεγαλύτερο από το μήκος του παλμού τ_p , χρησιμοποιώντας τον ορισμό της GVM για SHG θα έχω:

$$GVM(\lambda_0) \equiv \left(\frac{1}{v_g(\lambda_0/2)} - \frac{1}{v_g(\lambda_0)} \right)$$

Όπου $\omega = v_g(\lambda)$ είναι η ομαδική ταχύτητα για το μήκος κύματος λ , ο περιορισμός είναι $GVM(\lambda_0)L \gg \tau_p$.

Επιπλέον, εάν ο κρυστάλλος είναι πολύ παχύς, η συσσώρευση της διασποράς της ομαδικής ταχύτητας, θα προκαλέσει υπερβολική διασπορά του παλμού. Για να αποφύγουμε αυτό το γεγονός, πρέπει το γινόμενο του της συσσώρευσης διασποράς ταχύτητας (GVD) με το μήκος κρυστάλλου L να είναι πολύ μικρότερο από το χρόνο του παλμού συνοχής τ_c .

Χρησιμοποιώντας τον ορισμό του GVD

$$GVD(\lambda_0) \equiv \left(\frac{1}{v_g(\lambda_0 - \delta\lambda/2)} - \frac{1}{v_g(\lambda_0 + \delta\lambda/2)} \right),$$

όπου $\delta\lambda$ είναι ο παλμός του εύρους ζώνης που οδηγεί στην έκφραση $\tau_c \gg GVD(\lambda_0) * L$.

Οι δύο παραπάνω περιορισμοί, εάν συνδυαστούν μπορούν να μας δώσουν την εξής σχέση,

$$GVD \frac{\tau_p}{\tau_c} \ll \frac{\tau_p}{L} \ll GVM .$$

Το γινόμενο της χρονικής ευροζώνης ενός παλμού (TBP) είναι ορισμένο σαν το λόγο του παλμού προς την χρονική συνοχή του παλμού, $\frac{\tau_p}{\tau_c}$.

Αυτό σημαίνει ότι το μήκος L του κρυστάλλου, θα ικανοποιεί ταυτόχρονα την παραπάνω συνθήκη, εάν ισχύει $\frac{GVM}{GVD} \gg TBP$.

Η παραπάνω συνθήκη θεωρείται θεμελιώδης για την μέθοδο Grenouille. Από αυτό μπορούμε να δούμε ότι οι ιδιότητες των υλικών και οι διαστάσεις του κρυστάλλου μπορούν να επηρεάσουν την χρονική και φασματική ανάλυση της Grenouille.

Επιπλέον, το βάθος εστίασης μέσα σε ένα κρύσταλλο, μπορεί να παράγει ουσιαστικά έναν στενότερο κρύσταλλο, επιτρέποντας μερικές ρυθμίσεις στην ανάλυση του παλμού για διαφορετικά εύρη ζωνών.

Για να καταλάβουμε τις δυνατότητες ενός δοσμένου κρυστάλλου, ένα παράγοντα A εισάγεται στις συνθήκες GVD και GVM, ο οποίος μπορεί να αναδιατυπώσει την σχέση:

$$\frac{GVD(\lambda_0)}{A} * L \leq \tau_p \leq A * GVM(\lambda_0) * L$$

Στην παραπάνω σχέση, το TBP θεωρήθηκε περίπου ίσο με την μονάδα, αναφέροντας τον περιορισμένο γειτονικό μετασχηματισμό παλμού.

Εάν το A είναι αρκετά μεγαλύτερο του 1 τότε η συνθήκη είναι καλά επαληθεύσιμη. Η περίπτωση που $A=1$ θεωρείται ως το κατώφλι για την επαλήθευση της συνθήκης και είναι το όριο όπου ο κρύσταλλος μπορεί να αναλύσει ένα παλμό.

Τυπικά ο A επιλέγεται να είναι 3. Αυτές οι εξισώσεις μπορούν να καθορίσουν τα όρια εργασίας του Grenouille συστήματος σαν συνάρτηση του μήκους κύματος.

Ε. Πολυφωτονική ενδοπαλμική συμβολομετρική σάρωση φάσης (MIIPS)

Η MIIPS είναι μια μέθοδος που χρησιμοποιείται στη τεχνολογία των λέιζερ υπέρσενων παλμών όπου ταυτόχρονα μετρούνται και συμπληρώνονται οι παλμοί του femtosecond λέιζερ, χρησιμοποιώντας μια διαμορφωμένη μορφή παλμού. Τα σύγχρονα ultra short λέιζερ παλμών με τις μεθόδους χαρακτηρισμού (streak camera, SPIDER, FROG, autocorrelation etc.) μπορούν μόνο να μετρήσουν τα χαρακτηριστικά του παλμού.

Έτσι η εφαρμογή ενός υπέρσενου παλμού περιορίζεται, όπως ότι το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο ενός παλμού καθορίζεται από την κοιλότητα του λέιζερ και μεταβάλλεται δραματικά όταν η διάρκεια του παλμού είναι στην περιοχή του femtosecond. Γι' αυτό υπάρχει μεγάλη απαίτηση να έχουμε μία μέθοδο που να μην χαρακτηρίζει μόνο τον παλμό, αλλά και να διορθώνει τον παλμό στις ειδικές μορφές για διάφορες εφαρμογές στις οποίες το ζητούμενο είναι τα χαρακτηριστικά του επαναλαμβανόμενου παλμού.

Η MIIPS μπορεί όχι μόνο να μετρήσει τον παλμό αλλά και να διορθώσει την υψηλής τάξης διασπορά, έτσι είναι πολύ χρήσιμη για εφαρμογές όπου η επαναληπτικότητα του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου είναι σημαντική, όπως η δημιουργία υπέρσενου παλμού, ο οποίος έχει περιορισμένο μετασχηματισμό ή περιέχει ειδικά χαρακτηριστικά φάσης.

Το MIIPS βασίζεται σε μία διάταξη που περιέχει δύο βασικά στοιχεία που ελέγχονται από υπολογιστή, ένας μορφοποιητής παλμού (συνήθως ένας υγρός κρύσταλλος βασισμένος στο spatial light modulator) και ένα φασματομέτρο.

Ο μορφοποιητής του παλμού επιτρέπει την διακρήση της μορφής του φάσματος και το πλάτος των υπέρσενων παλμών.

Το φασματομέτρο καταγράφει το φάσμα μιας μη γραμμικής οπτικής διαδικασίας σαν την δημιουργία της δεύτερης αρμονικής, παραγόμενης από τον παλμό του λέιζερ.

Η διαδικασία MIIPS είναι ανάλογη με την γέφυρα Wheatstone στην ηλεκτρονική. Η καλή γνώση της φασικής συνάρτησης φάσματος

χρησιμοποιείται για την μέτρηση άγνωστων διαταραχών της φασματικής φάσης των υπέρσενων παλμών λέιζερ. Τυπικά, η γνωστή συνάρτηση υπέρθεσης είναι μία περιοδική ημιτονοειδής συνάρτηση, σαρώθηκε στο εύρος ζώνης του παλμού.

Το MIIPS είναι παρόμοιο με το FROG στο ότι το ίχνος της συχνότητας είναι συλλεγμένο για τον χαρακτηρισμό του υπέρσενου παλμού. Στην Frequency-resolved optical gating, ένα FROG ίχνος συλλέγεται με σάρωση υπέρσενου παλμού, κατά μήκος του χρονικού άξονα και ανιχνεύεται το φάσμα της μη γραμμικής διαδικασίας.

Μπορεί να εκφρασθεί σαν

$$I(\omega, \tau) = \left| \int E(t)g(t-\tau)e^{i\omega t} dt \right|^2 .$$

Στην MIIPS, κατά την σάρωση του χρονικού τομέα, μια σειρά από σαρωμένες φάσεις είναι εφαρμόσιμες πάνω στην περιοχική φάση του παλμού. Το ίχνος του MIIPS σάρωσης αποτελείται από το φάσμα της δεύτερης αρμονικής σε κάθε σαρωμένη φάση. Το σήμα του MIIPS μπορεί να γραφεί σαν

$$I(2\omega) = \left| \int |E(\omega)|^2 e^{i\varphi} d\phi \right|^2 .$$

Η σάρωση της φάσης στην MIIPS πραγματοποιείται με την είσοδο μίας καλά γνωστής συνάρτησης αναφοράς $f(\omega)$, από τον μορφοποιητή παλμού στην τοπική αναίρεση διαταραχών από μία άγνωστη φασματική φάση, $\Phi(\omega)$ του παλμού.

Το άθροισμα της άγνωστης φάσης και την φάση αναφοράς θα δίνεται από: $\varphi(\omega) = \Phi(\omega) + f(\omega)$.

Επειδή η συχνότητα φάσματος διπλασιάζεται, ο παλμός που εξαρτάται από το $\varphi(\omega)$, είναι δυνατόν να ανακτήσει με ακρίβεια το άγνωστο $\Phi(\omega)$. Η διαμόρφωση της φάσης από μία φυσική διαδικασία είναι γενικά μια συνεχή συνάρτηση.

Έτσι το SHG σήμα, μπορεί να αναπτυχθεί με μια σειρά Taylor γύρω από το ω :

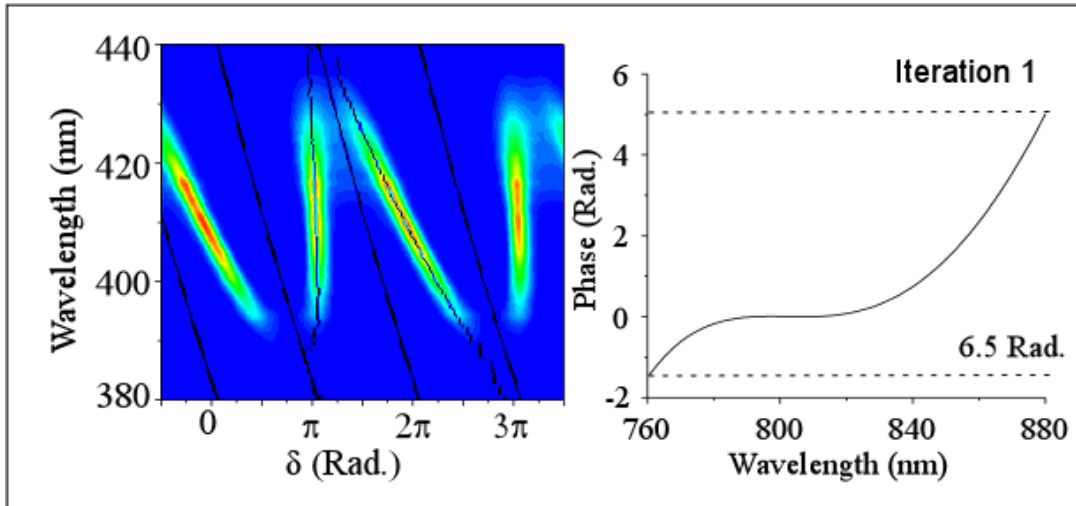
$$I(\omega) = \left| \int |E(\omega + \Omega)||E(\omega - \Omega)| \times \exp\{i[\phi(\omega + \Omega) + \phi(\omega - \Omega)]\} d\Omega \right|^2$$

και

$$\phi(\omega + \Omega) + \phi(\omega - \Omega) = 2\phi(\omega) + \phi''(\omega)\Omega^2 + \dots + \frac{2}{(2n)!}\phi^{2n'}(\omega)\Omega^{2n}$$

Σύμφωνα με αυτή την εξίσωση, το SHG σήμα γίνεται μέγιστο όταν $\phi(\omega+\Omega)+\phi(\omega-\Omega)$ είναι μηδέν.

Αυτό είναι ισοδύναμο με το $\Phi''(\omega) = -f''(\omega)$. Μέσο της σάρωσης του $f(\omega)$, μπορεί να καθοριστεί το $\Phi(\omega)$.



Σχ: 3.10. Φάση ανά μήκος κύματος (διασπορά)

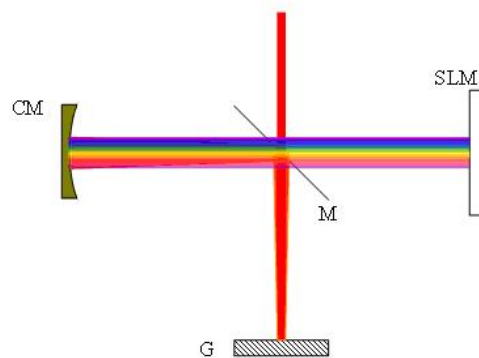
ΣΤ. Η MIIPS επαναλήψεις για διορθώσεις της υψηλής τάξης διασπορά ενός femtosecond παλμού.

Η συχνότητα διπλασιασμού του φάσματος καταγράφηκε για κάθε πλήρης σάρωση της φάσης αναφοράς 4π η οποία αποτελείται από δύο αντίγραφα του MIIPS ίκνους. (βλέπε σχήμα). Από τα δεδομένα, ένα δυοδιάστατο σχέδιο για SHG(ω, ω) είναι κατασκευασμένο όταν $\omega = \pi c / \lambda_{SHG}$. Το φάσμα της δεύτερης αρμονικής από το παραγόμενο παλμό έχει ένα μέγιστο πλάτος στην συχνότητα όπου η δεύτερη παράγωγος από τον παλμό έχει συμπληρωθεί. Οι γραμμές που περιγράφουν το $\omega_m(\omega)$ χρησιμοποιηθήκαν για να πάρουμε αναλυτικά τη δεύτερη παράγωγο της άγνωστης φάσης. Μετά τη διπλή ολοκλήρωση οι διαταραχές της φάσης είναι γνωστές. Το σύστημα τότε εισάγει μία διορθωμένη φάση για να αναιρέσει τις διαταραχές και να πετύχει στενότερους παλμούς. Η απόλυτη ακρίβεια του MIIPS δείχνει την

ελαχιστοποίηση των διαταραχών φάσης, γι' αυτό μια αλληλουχία διαδικασιών μέτρησης και συμπλήρωσης είναι εφαρμόσιμες για να μειώσουν τις διαταραχές φάσης κάτω από 0.1 rad για όλες τις συχνότητες του εύρους ζώνης του λέιζερ.

Όταν όλες οι διαταραχές φάσεις έχουν ελαχιστοποιηθεί, οι παλμοί είναι οι στενότεροι που μπορεί να γίνουν και θεωρείται ότι είναι Bandwidth-limited-pulse/transform limited(TL). Το MIIPS ίκνος αντιστοιχεί στο TL παλμούς, οι οποίοι δείχνουν ευθείες παράλληλες χωρισμένες κατά π. Την στιγμή που οι διαταραχές της φασματικής φάσης έχουν μηδενιστεί, ο διαμορφωτής μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να εισάγει βαθμονομημένες φάσεις και πλάτη, για να ελέγχουν τις εισαγόμενες διαδικασίες λέιζερ.

Η MIIPS τεχνολογία έχει εφαρμοστεί με επιτυχία σε επιλεκτική διέγερση της πολυφωτονικής απεικόνισης και femtosecond light-mass μελέτη αλληλεπίδρασης.



Κεφάλαιο 4

Εφαρμογές Υπερβραχέων Παλμών

1. Αλληλεπίδραση Υπερβραχέων παλμών με ύλη

Οι παλμοί του femtosecond laser έχουν την μοναδική ικανότητα να αποθηκεύουν ενέργεια μέσα σ' ένα μικροσκοπικό χώρο ύλης, διαπερνώντας την χωρίς να επηρεάζουν την επιφάνεια της λόγω αδράνειας της ύλης.

Σήμερα το femtosecond laser, έχει καθιερωθεί σαν το εργαλείο που δρα κάτω από την επιφάνεια των διαφανών υλικών και σαν μια μηχανή μεγάλης ακρίβειας για τα στερεά υλικά. Προσφάτως, η αποδόμηση ύλης με την βοήθεια του femtosecond laser, έγινε αποδεκτή σαν ένα βιολογικό εργαλείο για την διαχείριση των χημικών δομών στο μικροσκοπικό επίπεδο.

Η αποδόμηση με femtosecond μπορεί να οδηγήσει σε ιονισμό εντός ενός πολύ στενού χώρου. Αυτό μπορεί να οδηγήσει σε διάρρηξη των οργάνων στο εσωτερικό ενός κυττάρου με υποκυτταρική ακρίβεια, σε πολλά ή μέρος των κυττάρων ενός ζώου. Αυτό επιτρέπει την πρωτόγνωρη μελέτη των βιολογικών αντιδράσεων και δυναμικών.

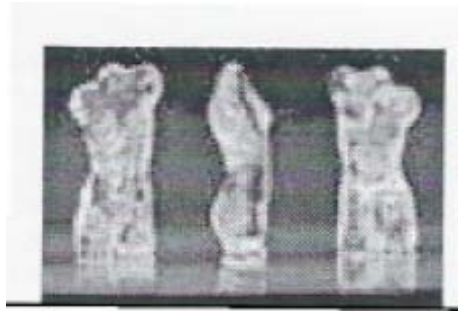
Αυτή η ικανότητα, επιτρέπει συναρτήσει των ξεχωριστών δομών, την μικροσκοπική και δυναμική μελέτη ιστών σε ζωντανούς ιστούς και μπορεί επίσης να χρησιμοποιηθεί για την καταπολέμηση ασθενειών σε σχέση με την ανθρώπινη υγεία, μέσα από την μελέτη ζωικών μοντέλων.

2. Εφαρμογές στην κατεργασία Υλικών και στην μέτρηση χαρακτηριστικών υλικών

Οι παλμοί femtosecond μπορούν να δημιουργήσουν μικροδομές. Μπορούν να δημιουργήσουν 3D δομές, τόσο μικρές όσο το ανθρώπινο κύτταρο και φτάνοντας στο όριο της περίθλασης, δημιουργούν υπό-κυματικές μικροδομές.

Έχουν αναπτυχθεί δύο μέθοδοι με τις οποίες μπορούν να παραχθούν δομές της τάξης των 100nm. Η πρώτη μέθοδος, είναι γνωστή και ως πολυμερισμός δύο φωτονίων (2PP) από φωτοευαίσθητα υλικά.

Αυτή η μέθοδος μπορεί να δημιουργήσει σύνθετες 3D μικροδομές και νανοδομές σαν την μινιατούρα του αγάλματος της Αφροδίτης.



Σχήμα 4.1

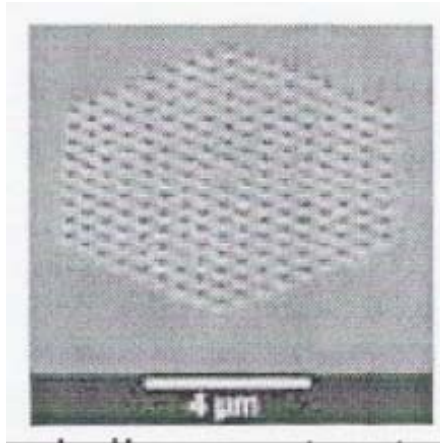
Η δεύτερη μέθοδος, χρησιμοποιεί τα υπό-περιθλαστικά όρια αποδηήμησης, για να αναπτύξει νανοδομές.

Ο πολυμερισμός δύο φωτονίων, στην πραγματικότητα είναι μία παραγωγική 3D τεχνική, η οποία επιτρέπει την παραγωγή δομών της τάξης των 100-200 nm ή μικρομέτρων δομές σαν την Αφροδίτη του σχήματος 4.1, με διαστάσεις 100-200 μm .

Η αρχή λειτουργίας του 2PP είναι απλή, αλλά πολύ αποτελεσματική. Πρώτα, μία δέσμη femtosecond εστιάζεται πάνω σε υγρή ρητίνη, η οποία είναι διαφανής στο υπέρυθρο.

Ο παλμός ξεκινά μια χημική διαδικασία -2PP- που μετατρέπει την υγρή ρητίνη σε στερεή.

Το φαινόμενο αυτό περιορίζεται σε μια πολύ μικρή περιοχή του εστιακού σημείου, εξαιτίας της μη γραμμικής εξάρτησης του ποσοστού απορρόφησης των δύο φωτονίων από την ένταση του λέιζερ.



Σχ. 4.2 : periodic nanostructure

Όταν η δέσμη του λέιζερ μετακινηθεί πάνω στην ρητίνη και στις τρεις διαστάσεις, ο πολυμερισμός ακολουθεί το ίχνος της δέσμης. Αυτό επιτρέπει την δημιουργία 3D δομών από ένα οποιοδήποτε υπολογιστή, πάνω στη ρητίνη.

Το μη ακτινοβολούμενο υγρό ρητίνης μπορεί να διαλυθεί σε αλκοόλη, αφήνοντας πίσω του, το πολυμερισμένο αντίγραφο του υπολογιστικού μοντέλου.

3. Βιοϊατρικές εφαρμογές

Πάμπολες είναι οι βιοϊατρικές εφαρμογές των λέιζερ υπερβραχέων παλμών.

A) Χειρουργική οφθαλμού με femtosecond laser.

Μία από τις πιο πρόσφατες και εμπορικότερες με επιτυχία εφαρμογές είναι η χειρουργική του ματιού με femto laser. Για να γίνει διόρθωση της κοντινής και μακρινής όρασης σε ένα άτομο, τμήμα από τον κερατοειδή κόβεται και επανατοποθετείται έτσι ώστε ο κερατοειδής να εστιάζει σωστά. Μέχρι τώρα είχαμε την κάθετη κερατεκτομή, με το νυστέρι, που έκοβες τον κερατοειδή με κάθετες τομές και τον επανατοποθετούσες. Αυτή η μέθοδος ήθελε πολύ σταθερό χέρι. Η μεγάλη ελπίδα ήρθε με την χρήση των λέιζερ. Στην φωτοδιαθλαστική, κερατεκτομή UV laser χρησιμοποιείται για να

σκάψει και να διαμορφώσει τον κερατοειδή, αλλά είχε ταυτόχρονα και ενδοθηλιακές αποκολλήσεις στα εσωτερικά στρώματα του κερατοειδή. Μια πιο βελτιωμένη έκδοση είναι η μέθοδος LASIK, όμως η νέα τεχνική με το femtosecond, προσφέρει περισσότερες ευκολίες στην χειρουργική. Πολλές από τις παρενέργειες της χειρουργικής διαδικασίας δεν έρχονται από την επανατοποθέτηση του κερατοειδή, αλλά από την καταστροφή των επιφανειακών στρωμάτων του κερατοειδούς, όταν κόβεται με το νυστέρι.

Με το femtosecond εργαζόμαστε κάτω από την επιφάνεια του επιθηλιακού στρώματος και με μία μη γραμμική απορρόφηση, έχουμε ιονισμό, τόσο ώστε να κοπεί η επιφάνεια του κερατοειδούς και δεν έχουμε θερμικά φαινόμενα λόγω της πολύ μικρής χρονοδιάρκειας.

Η μέθοδος αυτή είναι πολύ πιο προχωρημένη από την ανάλογη Μηχανική.

4. Ανάπτυξη του μηχανισμού ρήξης του κυττάρου.

Ένας παλμός femtosecond είναι ένα ισχυρό εργαλείο, στο να επεμβαίνει στο κυτταρικό επίπεδο επιλεκτικά και να προκαλεί επιλεκτικά παρεμβάσεις στη λειτουργία και τη δομή του κυττάρου.

Επίσης έχει εφαρμογές στην φωτοαποδόμηση νευρικών ιστών (Νευροφυσιολογία), κλπ.

Σαν συμπέρασμα η μετατροπή και φωτοαποδόμηση των κυττάρων και των ιστών με το femtosecond laser είναι ένα σημαντικό εργαλείο της Βιολογίας και της Ιατρικής.

Οι ίδιες τεχνικές που ισχύουν για τις μικρομηχανές στερεάς μορφής, είναι επίσης εφαρμόσιμες και για τις βιολογικές εφαρμογές. Η ευκολία, η ακρίβεια και ο τρισδιάστατος προσδιορισμός της φωτοαποδόμησης με το femtosecond σε ζωντανούς οργανισμούς, ανοίγει νέες ευκαιρίες για την μελέτη και την υποκυτταρική λειτουργία ασθενειών.

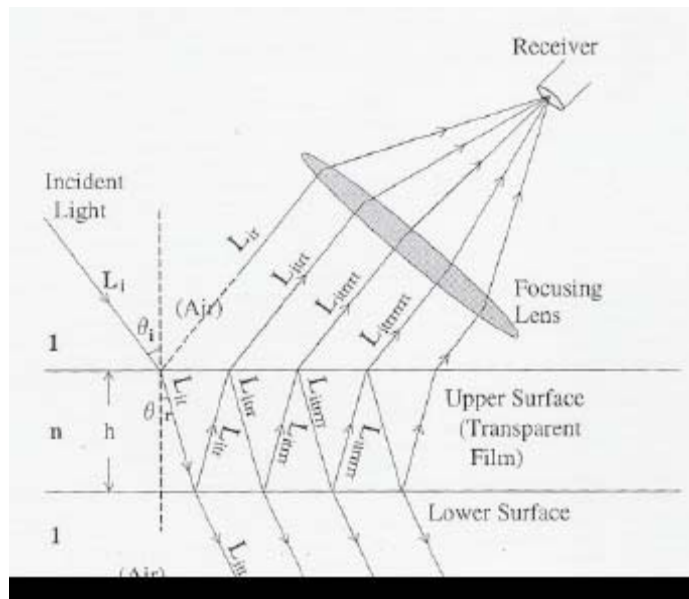
5. Μέτρηση πάχους microfilm

Πολλοί τρόποι έχουν αναπτυχθεί για την μέτρηση του πάχους ενός λεπτού φιλμ. Οι μέθοδοι αυτοί κατατάσσονται σε δύο βασικές κατηγορίες: α) την μέθοδο με επαφή και την β) μέθοδο μέτρησης χωρίς επαφή.

Η μέθοδος χωρίς επαφή είναι πιο αποδοτική και αξιόπιστη από την μέθοδο με επαφή.

Ένα αντιπροσωπευτικό παράδειγμα είναι η οπτική μέθοδος, η οποία βασίζεται στην συμβολομετρία του φωτός. Η μέτρηση γίνεται με την βοήθεια των κροσσών συμβολής. Εδώ θα μελετήσουμε την μέθοδο των πολλαπλών κυματικών συμβολών από ένα μήκος κύματος.

Το παρακάτω σχήμα περιγράφει τις αρχές μέτρησης του πάχους ενός μικροφίλμ, με την μέθοδο της πολλαπλής κυματικής συμβολής από ένα μήκος κύματος πάνω σε μονή στρώση ενός φιλμ στον αέρα.



Ένα μέρος από το προσπίπτον φως, L_r , ανακλάται πάνω στα ψηλότερα στρώματα του φιλμ, ενώ το υπόλοιπο L_t , διαπερνά το φιλμ και από το υπόλοιπο L_t , ένα κομμάτι διαπερνά όλο το φιλμ, ένα άλλο κομμάτι ανακλάται στα χαμηλότερα στρώματα του φιλμ L_{tr} , όπου δημιουργεί ένα άλλο διαδιδόμενο φως L_{ttr} και ανακλώμενο φως L_{trr} . Η ίδια διαδικασία

επαναλαμβάνεται πάνω στις δύο επιφάνειες του φιλμ και ύστερα όλο το φως από τους φακούς, $L_{ir}, L_{irt}, L_{imr}, L_{imrt}, \dots$ εστιάζεται πάνω σ' έναν ανιχνευτή.

Ο λόγος του εστιασμένου προς το προσπίπτον φως και της ανακλαστικότητας του υλικού (R), δίνεται από την σχέση του Fresnel.

$$R = 2r^2 [1 - \cos(2\delta)] / \{1 + r^2 [r^2 - 2 \cos(2\delta)]\}$$

Όπου

$$\delta = (2\pi / \lambda)nh \cos \theta,$$

$$r = \sin(\theta_r - \theta_i) / \sin(\theta_r + \theta_i),$$

$$n = \sin \theta_i / \sin \theta_r,$$

Το δ είναι η διαφορά φάσης κατά μήκος του φιλμ, λ το μήκος κύματος και n ο δείκτης διάθλασης του φιλμ, ενώ το r είναι ο συντελεστής ανάκλασης του Fresnel πάνω στην επιφάνεια του φιλμ για s-πολωμένο φως, h το πάχος του φιλμ και θ_i , θ_r η γωνία πρόσπτωσης και η γωνία διάθλασης αντίστοιχα.

Μερικοί τύποι των φιλμ που χρησιμοποιούνται, απορροφούν σε ένα βαθμό το φως, ακόμα και εάν το φιλμ είναι διαφανές. Σ' αυτή την περίπτωση το φαινόμενο της απορρόφησης μπορεί να εκφραστεί με την αντικατάσταση του πραγματικού αριθμού n , από έναν μιγαδικό.

$$n = n_0(1 - j\alpha),$$

$$j = \sqrt{-1}$$

Παραγωγή φωτός σε περιοχές που δεν υπάρχουν αρμονικές πηγές λέιζερ.

Σήμερα στον τομέα της Χημείας και Φυσικής φωτονίων, συχνά απαιτείται η μελέτη συστημάτων με γρήγορες φωτεινές διαδρομές και ανεπαρκή σήματα, για να γίνει δυνατή η μελέτη της κινητικής τους κατάστασης άμεσα.

Γι' αυτά τα συστήματα, η μέθοδος pump-probe time resolved φασματοσκοπία, είναι η απάντηση, κατά την οποία ο δειγματικός όγκος είναι επανειλημμένα διεγερμένος από μία αλληλουχία υπερβραχέων παλμών, με αποτέλεσμα το σωρευμένο σήμα, να συλλέγεται από έναν ανιχνευτή. Αυτό επιτυγχάνεται για μία σειρά από διαφορετικά time delays

ανάμεσα στο pump και στο probe, όπως φαίνεται στο σχήμα, δίνοντας ωστόσο ένα κινητό προφίλ συνάθροισης.

Εξαρτώμενο πάνω σ' αυτή την τεχνική, η probe κατάσταση, μπορεί να δείχνει είτε την είσοδο μίας CCD(ICCD) nanosecond πύλης ή την ανάφλεξη ενός probe λέιζερ παλμού ή και τα δύο.

Πρέπει ωστόσο να επισημάνουμε την αναποτελεσματικότητα της διαδικασίας laser pumping, η οποία συνήθως, μόνο ένα σχετικά μικρό ποσοστό του δειγματικού όγκου μετασχηματίζει σε πολλαπλές διεγερμένες καταστάσεις και γι' αυτό το λόγω, η δύναμη του σήματος αδυνατίζει. Σημαντικό είναι ότι η ταχεία χρονική ανάλυση μπορεί να επιτευχθεί με την τεχνική pump-probe και επιπλέον οι πηγές των παλμών των λέιζερ, από τα nano μέχρι τα femtosecond χρονικής ανάλυσης, έχουν ευρεία εφαρμογή και είναι γενικά η χρονική επικάλυψη των pump και probe παλμών που σε τελική ανάλυση, καθορίζει την χρονική ανάλυση του συστήματος.

Όπως και να είναι, σε μερικούς nanosecond σχηματισμούς, χρονική ανάλυση της πύλης εισόδου ενός αισθητήρα, παίζει σημαντικό ρόλο στη χρονική ανάλυση του σχεδιασμού. Τελικά, ο χρόνος ανάμεσα σε αλληπάλληλους παλμούς δεν πρέπει να είναι μεγαλύτερος από τον χρόνο που χρειάζονται τα μόρια που μελετάμε, για να επανέρθουν στην αποδιεγερμένη κατάσταση.

Ευχαριστίες

Ένα μεγάλο ευχαριστώ στους Καθηγητές κ.κ. Εμμανουήλ Κουδουμά και Νεκτάριο Παπαδογιάννη που μου έδωσαν την ευκαιρία να συνεργαστώ μαζί τους. Ιδιαίτερα ευχαριστώ τον Δρ. Νεκτάριο Παπαδογιάννη που με την πολύτιμη βοήθεια και καθοδήγησή του κατάφερα να ολοκληρώσω την πτυχιακή μου εργασία.

Κυρίως όμως ευχαριστώ τους γονείς μου, γιατί με σκληρή δουλειά και προσωπικές θυσίες, μου παρείχαν τα μέσα και τις ευκαιρίες για να σπουδάσω.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. O. Svelto, Αρχές των Λέιζερ, Μετάφραση και Επιμέλεια Γ.Α. Κουρούκλης, Α.Α. Σεραφετινίδης, Ο.Ε.Δ.Β., Αθήνα 1988
2. Anthony E. Siegman, Lasers, University Sciennse Books Mill Valley, California, (1986}
3. Steinmeyer G. et.al., Science 286, 1507 (1999)
4. Brabec T and Krausz F., Reviews of Modern Physics, 72 (No2), 545 (2000)
5. Fork R. L. et.al., IEEE J. Quantum Electron., 19, 500 (1983)
6. Moulton P., Opt. News 8, 9 (1982)
7. Grischkowski D. and Balant A., Appl. Phys. Lett., 41, 1 (1982)
8. Shank C. V. et.al., Appl. Phys. Lett., 40, 761 (1982)
9. R.L.Fork, B.I. Greene and C.V. Shank: Appl. Phys. Lett. 38, 671(1981)
10. H. Vanherzeele, R.Torti and J.-C. Diels: Appl. Opt.23, 4182(1984).
11. T. Norris, T. Sizer, II and G. Mourou: J. Opt. Soc. Am. B 2, 613(1985).
12. J.A. Valdamanis, R. L. Fork and J.P. Gordon: Opt. Lett. 10, 131(1985).
13. J. R. Taylor: Opt. Commun. 57, 117(1986).
14. P. M. W. French and J. R. Taylor: IEEE J. Quantum Electron.
15. R.N. Thurston, J. P. Heritage, A. M. Weiner and W. J. Tomlinson:IEEE J. Quantum Electron. QE-22, 682(1986).
16. Ultrafast laser and amplifier sources(A. Rundquist, C. Durfee,...) Applied Physics B springer-verlag 1997
17. Coherent enhaucement of broadband frequency up-conversion in BBO crystal by shaping femtosecond laser pulses.(Shian Zhang, Xiangyun Zhang,.....) Science Direct.
18. Measurements of Femtosecond Pulse Duration by means of Michelson Interferometer without nonlinear Elements. Levchenko, A. , Batani D. ,Zvorykin V.
19. Phase-sensitive interferometry with ultrashort optical pulses. Rik H.J. Kop and Rudolf Sprik.

20. Development of an Cr:LiSAF Ultrashort Pulses. Amplifier for a High-Power Hybrid System. Ricardo Elgul Samad, Gesse Eduardo Calvo Nogueira,.....)
21. Applications of ultrafast lasers sensors of extreme sensitivity. Jean-claude Diels, R. Jason Jones and Ladau Arissian. Department of Physics and Astronomy, University of New Mexico.
22. Femtosecond laser Pulses: Linear properties, Manipulation, Generation and Measurement. Springer Handbook of lasers and Optics 2007
23. Measurement of thickness of a thin film by means of laser interference at many incident angles. Kazuhiko Asada, Hitomi Yamano, Ki-ichiro Kagawa, Katsuhiko asada, Koichi Iwata, Masahiro Ueda. Optics and Lasers in Engineering 41(2004) 19-29.
24. Μετά από καθοδήγηση του Επιβλέποντος Καθηγητή Δρ. Νεκτάριου Παπαδογιάννη ανέτρεξα και χρησιμοποίησα στοιχεία από την ιστοσελίδα en.wikipedia.org/wiki/Ultrashort_pulse