

Διάθλαση μέσω πρίσματος – Φασματοσκοπικά χαρακτηριστικά πρίσματος



Ανοικτά Ακαδημαϊκά Μαθήματα

Τεχνολογικό Εκπαιδευτικό Ίδρυμα Αθήνας



Επιστημονική Φωτογραφία (Ε)

Ενότητα 2: Δέσμη laser - Σύγκριση με συμβατική φωτεινή πηγή

Αθανάσιος Αραβαντινός

Τμήμα Φωτογραφίας & Οπτικοακουστικών Τεχνών



Το περιεχόμενο του μαθήματος διατίθεται με άδεια Creative Commons εκτός και αν αναφέρεται διαφορετικά



Ευρωπαϊκή Ένωση

Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο



ΥΠΟΥΡΓΕΙΟ ΠΑΙΔΕΙΑΣ ΚΑΙ ΘΡΗΣΚΕΥΜΑΤΩΝ
ΕΙΔΙΚΗ ΥΠΗΡΕΣΙΑ ΔΙΑΧΕΙΡΙΣΗΣ

Με τη συγχρηματοδότηση της Ελλάδας και της Ευρωπαϊκής Ένωσης



Το έργο υλοποιείται στο πλαίσιο του Επιχειρησιακού Προγράμματος «Εκπαίδευση και Δια Βίου Μάθηση» και συγχρηματοδοτείται από την Ευρωπαϊκή Ένωση (Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο) και από εθνικούς πόρους.



Α. Θεωρία

1. Γενικές ιδιότητες των Laser - σύγκριση με συμβατικές πηγές φωτός

Η λέξη LASER προέρχεται από τα αρχικά (στην Αγγλική γλώσσα) των λέξεων Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, που σημαίνουν ενίσχυση φωτός με εξαναγκασμένη εκπομπή ακτινοβολίας.

Ήδη από το 1917 ο Albert Einstein είχε δείξει τη δυνατότητα ύπαρξης της λεγόμενης εξαναγκασμένης εκπομπής ακτινοβολίας στην οποία στηρίζεται η λειτουργία των Laser, αλλά μόλις το 1960 ο T. H. Maiman πέτυχε πρώτος τη λειτουργία Laser Ρουμπινίου. Ενώ η αυστηρή ανάλυση της Φυσικής του Laser είναι αρκετά δύσκολη, η βασική αρχή λειτουργίας και η κατασκευή του είναι σχετικά εύκολη και αυτός είναι ο λόγος που δημιουργεί την απορία γιατί καθυστέρησε στο ξεκίνημά της η εφεύρεση του Laser. Πάντως η ανάπτυξη των Laser από το 1960 και πέρα υπήρξε εκπληκτικά ραγδαία, ενώ σήμερα παρουσιάζονται νέες εφαρμογές των Laser σχεδόν καθημερινά.

Όπως προαναφέραμε, στο Laser χρησιμοποιείται το φαινόμενο της εξαναγκασμένης εκπομπής ακτινοβολίας σε διηγευμένα άτομα υλικού. Αυτό οδηγεί σε παραγωγή οπτικής ακτινοβολίας που διαφέρει δραστικά από εκείνη που εκπέμπουν οι συμβατικές πηγές φωτός, των οποίων η λειτουργία στηρίζεται στο φαινόμενο της αυθόρμητης εκπομπής ακτινοβολίας.

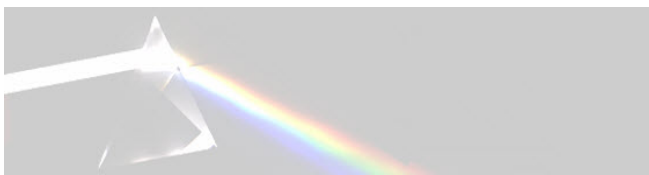
Πράγματι, αν συγκρίνουμε την ακτινοβολία ενός Laser, όπως π.χ. ένα μικρό Laser He-Ne ισχύος 1 mW, με την ακτινοβολία μιας λάμπας πυράκτωσης ή ενός σωλήνα φθορισμού, θα δούμε ότι η διαφορά στην ποιότητα της οπτικής ακτινοβολίας που εκπέμπεται στις δύο περιπτώσεις είναι καταπληκτικά μεγάλη και το φως του Laser υπερτερεί σε τέσσερα σημεία : **την κατευθυντικότητα, την ένταση, την φασματική καθαρότητα και την συμφωνία.**

Αν αναφερθούμε στην **κατευθυντικότητα**, βλέπουμε ότι μια συμβατική πηγή φωτός (π.χ. λάμπα πυράκτωσης) εκπέμπει ακτινοβολία σε όλες τις διευθύνσεις με ανώμαλη κατανομή φωτοβολίας. Αντίθετα η ακτινοβολία από ένα Laser είναι περιορισμένη αυστηρά σε μία λεπτή δέσμη μικρής εγκάρσιας διατομής (της τάξης του ενός mrad).

Πίνακας 1

Σύγκριση Laser He - Ne με συμβατικές πηγές

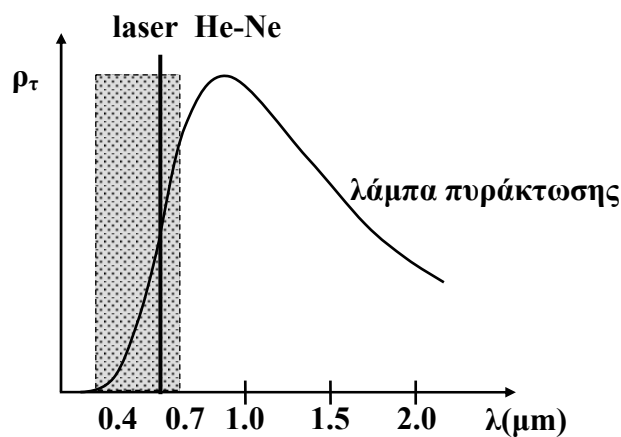
	Λαμπτήρας Πυράκτωσης	Laser He - Ne	Λόγος Laser/Λαμπτήρα
Συνολική ακτινοβολούμενη ισχύς εξόδου (W)	100	10^{-3}	10^{-5}
Ένταση φωτ. ακτινοβολίας (Watts/m ²)	1.9×10^6	6.5×10^9	3.4×10^3
Λαμπρότητα (Watts/m ² x sterad)	6×10^5	2.5×10^8	4.2×10^2



Εάν συγκρίνουμε την **ένταση** της φωτεινής ακτινοβολίας (τιμή της ροής της φωτεινής ενέργειας ανά μονάδα επιφάνειας) ή τη λαμπρότητα (τιμή της έντασης της φωτεινής ακτινοβολίας ανά μονάδα στερεάς γωνίας) για τις δύο κατηγορίες της ακτινοβολίας, τότε ακόμα και για ένα Laser χαμηλής ισχύος (όπως το 1mW Laser He - Ne) η υπερρχή του είναι εμφανής, όπως φαίνεται και στον Πίνακα 1.

Χαρακτηριστικά αναφέρουμε ότι ενώ η λαμπρότητα του ήλιου είναι 1.5×10^9 Lumen/m² Sterad, η αντίστοιχη τιμή λαμπρότητας για το 1mW Laser He - Ne είναι 2.04×10^{11} Lumen /m² Sterad, δηλαδή 136 φορές μεγαλύτερη από του ήλιου.

Η τρίτη ιδιότητα στην οποία το Laser και οι συμβατικές πηγές διαφέρουν είναι η **φασματική καθαρότητα**. Ενώ δηλαδή μία λάμπα πυράκτωσης ή μια οποιαδήποτε άλλη πηγή φωτός έχουν μια διευρυμένη περιοχή φάσματος (η λάμπα πυράκτωσης π.χ. έχει συνεχές φάσμα από περίπου 300 nm μέχρι 2.000 nm) (Σχήμα 1), το Laser είναι μια



Σχήμα 1. Φασματική απόκριση λάμπας πυράκτωσης και laser He-Ne.

αυστηρά μονοχρωματική πηγή φωτός που ακόμη και για ένα απλό Laser He-Ne μπορεί να σταθεροποιηθεί σε μια συχνότητα σταθερή με εύρος 1 Mz. Έτσι στο παραπάνω Laser η εκπομπή φωτός γίνεται στα 632,8 nm που είναι περίπου 5×10^{14} Hz, πράγμα το οποίο αντιπροσωπεύει μια φασματική καθαρότητα 2 μερών στα 10^9

$\left(\frac{1 \text{ MHz}}{5 \times 10^{14} \text{ Hz}} = \frac{2}{10^9} \right)$. Ενδεικτικά αναφέρεται ότι για μία συμβατική λάμπα πυ-

ράκτωσης 100 W η τιμή της ροής της ενέργειας ανά μονάδα επιφάνειας, ανά μονάδα στερεάς γωνίας και ανά μονάδα συχνότητας είναι 1.4×10^{-10} W/m² sterad · Hz.

Η αντίστοιχη τιμή για το Laser He - Ne 1mW είναι

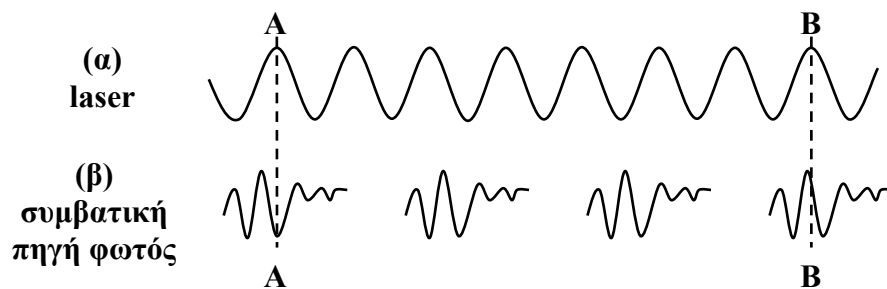
2.5×10^2 W/m² sterad · Hz. Βλέπουμε ότι η τιμή για το Laser είναι 1.8×10^{12} μεγαλύτερη σε σύγκριση με την αντίστοιχη τιμή συμβατικής λάμπας.

Εκεί όμως που η ακτινοβολία του Laser υπερτερεί εκπληκτικά σε σχέση με την ακτινοβολία συμβατικών πηγών είναι το τέταρτο σημείο, δηλαδή η **συμφωνία**. Η συμφωνία είναι ένα μέτρο της έκτασης στην οποία η φάση της ακτινοβολίας διατηρείται σταθερή σε διαφορετικά σημεία στο ηλεκτρομαγνητικό πεδίο που δημιουργεί η ακτινοβολία.



Εάν θεωρήσουμε ακτινοβολία που διαδίδεται υπό τύπο μιας δέσμης, (κατά μια συγκεκριμένη διεύθυνση) τότε μπορούμε να διακρίνουμε δύο τύπους συμφωνίας: τη **χρονική συμφωνία** (temporal coherence) και τη **χωρική συμφωνία** (spatial coherence).

Αναφερόμαστε σε χρονική συμφωνία, όταν παίρνουμε σημεία, με σταθερή διαφορά φάσης, κατά μήκος της διεύθυνσης διάδοσης της φωτεινής δέσμης, ενώ μιλάμε για χωρική συμφωνία όταν παίρνουμε σημεία επάνω στο μέτωπο κύματος της ακτινοβολίας και κάθετα προς τη διεύθυνση διάδοσης της φωτεινής δέσμης. Ποιο αναλυτικά : Όπως θα δούμε και παρακάτω στο μηχανισμό της εξαναγκασμένης εκπομπής ακτινοβολίας που αποτελεί το χαρακτηριστικό της ακτινοβολίας Laser, έχουμε την εκπομπή



Σχήμα 2

ακτινοβολίας υπό μορφή ενός αδιάκοπου κυματοσυρμού μεγάλου μήκους (Σχήμα 2α). Αντίθετα η φωτεινή ακτινοβολία από συμβατικές πηγές οφείλει τη δημιουργία της σ' έναν άλλο μηχανισμό που ενεργεί αυτόματα: Την αυθόρμητη εκπομπή ακτινοβολίας. Όπως θα δούμε και παρακάτω στην αυθόρμητη εκπομπή ακτινοβολίας, επειδή αυτή γίνεται κατά τυχαίο τρόπο, δημιουργούνται μικρού μήκους και ανεξάρτητοι μεταξύ τους κυματοσυρμοί ενέργειας με τους οποίους και διαδίδεται η ακτινοβολία μιας συμβατικής πηγής φωτός (Σχήμα 2β).

Είναι φανερό, ότι η διαφορά φάσης μεταξύ των σημείων A και B στην ακτινοβολία του Laser θα είναι χρονικά σταθερή (Σχήμα 2α) εφ' όσον αυτά αποτελούν σημεία που βρίσκονται επάνω στον ίδιο κυματοσυρμό.

Αντίθετα, σε ίση απόσταση, σημεία A και B επάνω σε κύμα που προέρχεται από ακτινοβολία συμβατικής πηγής φωτός, η διαφορά φάσης διακυμαίνεται τυχαία με το χρόνο αφού τα σημεία αυτά βρίσκονται πρακτικά συνεχώς σε διαφορετικούς κυματοσυρμούς (Σχήμα 2β).

Η μέγιστη απόσταση των σημείων A και B στα οποία η συσχέτιση της φάσης διατηρείται, αναφέρεται σαν **μήκος συμφωνίας** l_c (coherence Length) της ακτινοβολίας και αποτελεί ένα μέτρο της χρονικής συμφωνίας. Έτσι βλέπουμε ότι η ακτινοβολία Laser έχει ένα μεγάλο μήκος συμφωνίας σε σχέση με την ακτινοβολία από μία συμβατική πηγή φωτός. Επίσης από τον τρόπο διάδοσης της ακτινοβολίας, είναι φανερό ότι ο χρόνος στον οποίο η φάση σε ένα συγκεκριμένο σημείο του κύματος της ακτινοβολίας συμπεριφέρεται ομαλά, με την λογική δηλαδή της μη τυχαίας διακύμανσης με το χρόνο, είναι ακριβώς ο χρόνος που χρειάζεται για να περάσει ο κυματοσυρμός το συγκεκριμένο σημείο. Ο χρόνος αυτός είναι γνωστός σαν **χρόνος συμφωνίας** τ_c (coherence time) της ακτινοβολίας.

Μεταξύ του χρόνου συμφωνίας τ_c και του μήκους συμφωνίας l_c ισχύει η σχέση :



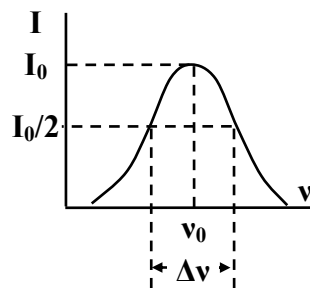
$$\tau_c = \frac{l_c}{c} \quad (1)$$

όπου c η ταχύτητα του φωτός.

Όπως αποδεικνύεται, ο χρόνος και το μήκος συμφωνίας συνδέονται με το φασματικό εύρος συχνότητας $\Delta\nu$ (Σχήμα 3) με τη σχέση:

$$\tau_c = \frac{l_c}{c} = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (2)$$

Κάθε πηγή φωτός έχει ένα φάσμα συχνοτήτων. Παρατηρούμε ότι η πηγή αυτή εκπέ-



Σχήμα 3

μπει σε ένα συνεχές φάσμα συχνοτήτων, όμως το χρώμα της είναι αυτό που αντιστοιχεί στη συχνότητα ν_0 στην οποία παρουσιάζεται η μέγιστη ένταση I_0 . Ονομάζεται **εύρος συχνότητας** ή F. W. H. M. (από τις Αγγλικές λέξεις full width at half maximum) το εύρος συχνοτήτων $\Delta\nu$ που αντιστοιχεί στο μισό του πλάτους.

Ας θεωρήσουμε ένα Laser που εύκολα εκπέμπει σε μια συχνότητα με εύρος $\Delta\nu = 1$ MHz. Αυτό έχει έναν αντίστοιχο χρόνο συμφωνίας:

$$\tau_c = \frac{1}{\Delta\nu} = \frac{1}{10^6 \text{ s}^{-1}} = 10^{-6} = 1 \mu\text{s}.$$

Αν ζητήσουμε το αντίστοιχο μήκος συμφωνίας, θα είναι:

$$l_c = c \cdot \tau_c = 300 \times 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}} \times 10^{-6} \text{ s} = 300 \text{ m}$$

Με άλλα λόγια, ένας κυματοσυρμός που εκπέμπεται από ένα τέτοιο Laser έχει μήκος 300 m. Για να συγκρίνουμε την εικόνα της συμφωνίας που σχηματίσαμε για το Laser με εκείνη μιας συμβατικής πηγής φωτός, πρέπει να έχουμε υπ' όψη ότι ακόμη και στην περίπτωση μιας στενής (συμβατικής) μονοχρωματικής πηγής φωτός, το φασματικό εύρος συχνότητας είναι της τάξης του 1 GHz (όσο αντιστοιχεί στη λεγόμενη διεύρυνση εξαιτίας του φαινομένου Doppler).

Στην περίπτωση αυτή το μήκος και ο χρόνος συμφωνίας είναι:

$$\tau_c = \frac{1}{\Delta\nu} = 10^{-9} \text{ s} = 1 \text{ ns} \quad \text{και} \quad l_c = 3 \times 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{s}} 10^{-9} \text{ s}$$

δηλ. $l_c = 30 \text{ cm}$.

Παρατηρούμε ότι στην περίπτωση συμβατικής πηγής φωτός το μήκος συμφωνίας είναι μικρότερο κατά τρεις τάξεις από το αντίστοιχο μέγεθος που αναφέρεται στο Laser.



Οι παραπάνω μοναδικές ιδιότητες του Laser, το καθιστούν σπουδαίο εργαλείο σε πάρα πολλές εφαρμογές, όχι μόνο σαν πηγή φωτός αλλά και σαν εργαλείο χρήσιμο σε πάρα πολλές περιπτώσεις και σε πολλούς τομείς έρευνας και εφαρμογής.

2. Απορρόφηση και εκπομπή ακτινοβολίας

Τα άτομα μπορούν ν' αλληλεπιδράσουν με το φως με τρεις τρόπους: **απορρόφηση**, **αυθόρμητη εκπομπή**, **εξαναγκασμένη εκπομπή**.

2.1 Απορρόφηση

Ένα άτομο μπορεί ν' απορροφήσει ένα φωτόνιο και να μεταβεί από μια στάθμη χαμηλότερης ενέργειας E_1 σε στάθμη υψηλότερης ενέργειας E_2 όπως φαίνεται στο Σχήμα 4α. Αυτό μπορεί να γίνει αν η ενέργεια που θα προσλάβει το άτομο κατά την αλληλεπίδρασή του με το φωτόνιο είναι

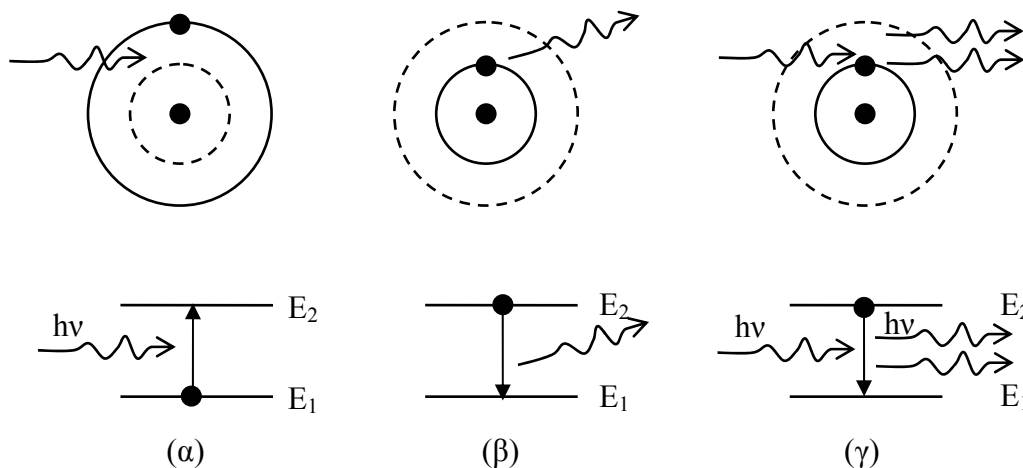
$$\Delta E = E_2 - E_1 = h\nu \quad (3)$$

όπου h είναι η σταθερά του Planck και ν η συχνότητα του φωτονίου.

Από την παραπάνω σχέση παρατηρούμε ότι το φωτόνιο θα πρέπει να έχει κατάλληλη συχνότητα ή μήκος κύματος για να προσδώσει στο άτομο την ενέργεια που χρειάζεται ώστε να διεγερθεί σε υψηλότερη ενεργειακή στάθμη. Αυτή η διαδικασία καλείται **εξαναγκασμένη απορρόφηση**.

2.2 Αυθόρμητη εκπομπή

Το άτομο δεν θα παραμείνει σ' αυτή την κατάσταση (κατάσταση διέγερσης), αλλά θα επανέλθει μετά από κάποιο χρονικό διάστημα στην προηγούμενη. Αυτή είναι η διαδι-



Σχήμα 4. (α) Εξαναγκασμένη απορρόφηση. (β) Αυθόρμητη εκπομπή. (γ) Εξαναγκασμένη εκπομπή (παραγωγή Laser).

κασία αποδιέγερσης, που συνοδεύεται από την **αυθόρμητη εκπομπή** (σε τυχαία διεύθυνση) ενός φωτονίου συχνότητας

$$\nu = \Delta E/h \quad (4)$$



ή μήκους κύματος

$$\lambda = hc/\Delta E \quad (5)$$

Στο Σχήμα 4β παρατηρούμε τη διαδικασία της αποδιέγερσης.

2.3 Εξαναγκασμένη εκπομπή

Κατά την εξαναγκασμένη εκπομπή, ένα προσπίπτων φωτόνιο ενέργειας $h\nu = E_2 - E_1$ προκαλεί αποδιέγερση του ατόμου (από την E_2 στην E_1). Από την αποδιέγερση αυτή του ατόμου παράγεται ένα ακόμη φωτόνιο ενέργειας $E_2 - E_1$, έτσι που τελικά έχουμε ταυτόχρονη εκπομπή δυο φωτονίων. Η εκπεμπόμενη ακτινοβολία παρουσιάζει την ίδια φάση με την προσπίπτουσα, έχει την ίδια φορά διεύθυνσης καθώς και το ίδιο μήκος κύματος όπως φαίνεται στο Σχήμα 4γ.

Η εξαναγκασμένη εκπομπή είναι η διαδικασία που εξασφαλίζει οπτική ενίσχυση στα περισσότερα Lasers, επειδή ακριβώς ένα προσπίπτων φωτόνιο προκαλεί την εκπομπή δυο φωτονίων που βρίσκονται στην ίδια φάση. Πως όμως μπορούμε πρακτικά να δημιουργήσουμε μια διάταξη οπτικής ενίσχυσης που να βασίζεται στο παραπάνω φαινόμενο; Από το Σχήμα 4γ είναι φανερό ότι για να υπάρξει εξαναγκασμένη εκπομπή, θα πρέπει το προσπίπτων φωτόνιο να μην απορροφηθεί από άλλο άτομο στη στάθμη E_1 . Όταν θεωρούμε μια σειρά από άτομα που παίρνουν μέρος στη διαδικασία ενίσχυσης του φωτός, θα πρέπει να έχουμε εξασφαλίσει την παρουσία των περισσότερων από αυτά στη στάθμη E_2 . Σε αντίθετη περίπτωση το προσπίπτων φωτόνιο θ' απορροφηθεί από τα άτομα της στάθμης E_1 . Το φαινόμενο όπου τα άτομα της στάθμης E_2 είναι περισσότερα από τα άτομα της στάθμης E_1 , καλείται **αντιστροφή πληθυσμών**. Είναι φανερό ότι με δυο μόνο ενεργειακές στάθμες δεν μπορούμε να έχουμε πληθυσμό ατόμων στη στάθμη E_2 μεγαλύτερο από αυτόν της στάθμης E_1 , γιατί σε κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας η προσπίπτουσα φωτεινή ακτινοβολία (ροή φωτονίων) θα προκαλέσει τόσες διεγέρσεις, όσες και εξαναγκασμένες αποδιεγέρσεις.

3. Βασικές αρχές λειτουργίας Laser

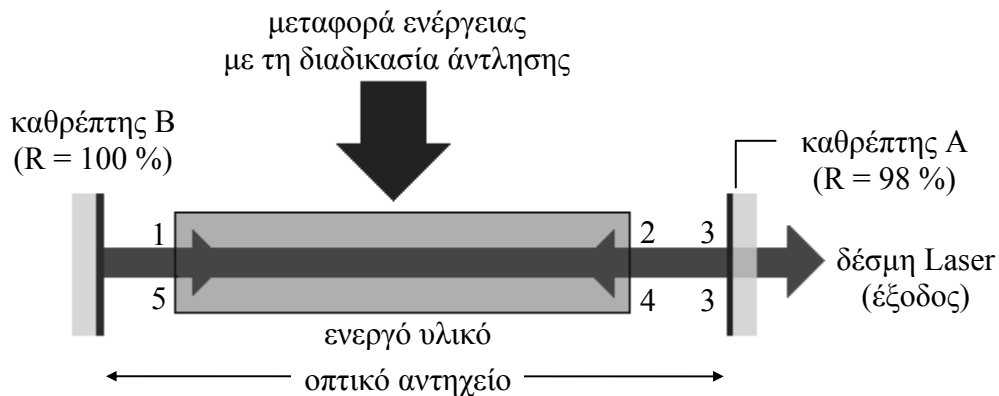
Παρά το γεγονός ότι υπάρχουν πολλοί τύποι Laser, καθένας εκ των οποίων έχει δικά του χαρακτηριστικά και κατασκευαστικές λεπτομέρειες, εν τούτοις είναι δυνατόν να υποδειχθούν ορισμένες βασικές αρχές στη λειτουργία τους που είναι κοινές για όλους τους τύπους. Έτσι η μελέτη όλων των τύπων Laser δείχνει ότι σε κάθε ένα από αυτά μπορούμε να διακρίνουμε τα εξής τμήματα (Σχήμα 5):

- το ενεργό υλικό
- το οπτικό αντηχείο (ή κοιλότητα συντονισμού) και
- το τμήμα της διαδικασίας άντλησης

Το **ενεργό υλικό**, είναι το υλικό που παρέχει τις στάθμες ενέργειάς του για μεταπτώσεις ηλεκτρονίων που οδηγούν σε δράση Laser. Το υλικό αυτό δρα σαν ένας ενισχυτής στην οπτική ακτινοβολία που περνάει δια μέσω αυτού. Η ακτινοβολία αυτή εγκλωβίζεται στο λεγόμενο **οπτικό αντηχείο** (ή κοιλότητα συντονισμού), το οποίο αποτελείται από δύο καθρέπτες. Κατ' αυτό τον τρόπο δημιουργείται το φαινόμενο της



ανάδρασης (feedback) στην παραγόμενη οπτική ακτινοβολία, έτσι ώστε το Laser να λειτουργεί σε μια αυτοσυντηρούμενη ταλάντωση. Τέλος, με τη λεγόμενη **διαδικασία άντλησης** είναι δυνατόν να μεταφέρεται ενέργεια μέσα στα άτομα του ενεργού υλικού, έτσι ώστε να διατηρείται μια συντηρούμενη ταλάντωση μέσα στο οπτικό αντηχείο παρά την ύπαρξη απωλειών της οπτικής ενέργειας εξ αιτίας είτε της (σκοπίμης)



Σχήμα 5

χρήσιμης απώλειας εξόδου, είτε εξ' αιτίας (ανεπιθύμητων) παρασιτικών απωλειών που οφείλονται στην ίδια την κατασκευή του Laser.

Στο διάγραμμα του Σχήματος 5 έχουμε το ενεργό υλικό ανάμεσα σε δύο καθρέπτες A και B που αποτελούν το οπτικό αντηχείο. Μία οπτική ακτινοβολία που διαδίδεται από το σημείο 1 στο σημείο 2 βγαίνει κατά πολύ ενισχυμένη από το ενεργό υλικό. Τούτο γίνεται διότι το ενεργό υλικό διοχετεύει την ενέργεια που δέχεται με τη διαδικασία άντλησης στο πεδίο της ακτινοβολίας που σχηματίζεται. Στη συνέχεια η ακτινοβολία διαδίδεται από το σημείο 2 στο σημείο 3 επάνω στον καθρέπτη A. Ο καθρέπτης A είναι κατασκευασμένος κατά τέτοιο τρόπο ώστε μόνο ένα μικρό κλάσμα της ακτινοβολίας που πέφτει επάνω του να είναι δυνατόν να περάσει δια μέσω αυτού. Η ακτινοβολία αυτή αποτελεί τη χρήσιμη ακτινοβολία εξόδου του Laser. Η ακτινοβολία που παραμένει ανακλάται και επιστρέφει στο οπτικό αντηχείο (από το σημείο 3 στο 4). Κατ' αυτόν τον τρόπο, η ακτινοβολία ενισχύεται ξανά με το πέρασμά της δια μέσου του ενεργού υλικού από το σημείο 4 στο σημείο 5, οπότε προσπίπτοντας στον καθρέπτη B ανακλάται ολόκληρη και επιστρέφει ξανά ακολουθώντας την ίδια διαδρομή. Ο καθρέπτης B είναι κατασκευασμένος (σε αντίθεση με τον καθρέπτη A) ώστε να έχει ανακλαστικότητα ίση με 100%.

Είναι σαφές ότι σε μια κλειστή διαδρομή μέσα στο οπτικό αντηχείο, η ακτινοβολία που παραμένει μέσα σ' αυτό, θα πρέπει να έχει ενέργεια αρκετή ώστε να καλύψει αφ' ενός την ενέργεια εξόδου, αφ' ετέρου την ενέργεια που χάνεται από τη λειτουργία του όλου συστήματος (παρασιτικές απώλειες δηλ. απώλειες κατά την διέλευση της ακτινοβολίας δια μέσου του ενεργού υλικού). Όταν συμβαίνει αυτό, το σύστημα είναι αυτοσυντηρούμενο και είναι δυνατόν να εκπέμπεται συνεχώς ακτινοβολία εξόδου.

Εάν η ενίσχυση που μπορεί να επιτευχθεί από το ενεργό υλικό (που είναι γνωστή σαν **οπτική απολαβή**) είναι πολύ μικρή ώστε να μη καλύπτει τις απώλειες, τότε το Laser δεν μπορεί να διατηρήσει την κατάσταση ταλάντωσης της ακτινοβολίας μέσα στο ο-



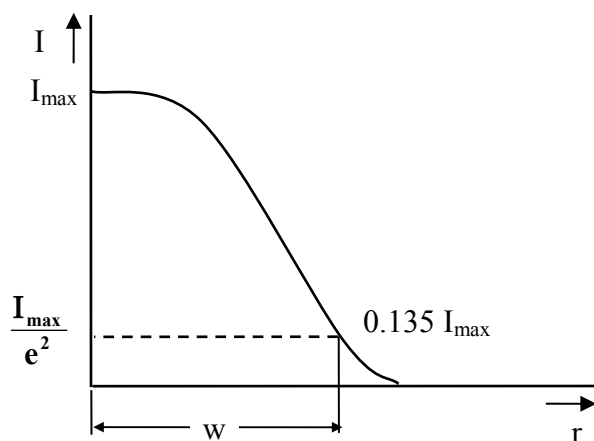
πτικό αντηχείο και επομένως δεν μπορεί να λειτουργεί. Στην περίπτωση αυτή είναι όπως λέμε, κάτω από το κατώφλι λειτουργίας.

Από την άλλη μεριά, εάν η οπτική απολαβή υπερβαίνει τις απώλειες, η ακτινοβολία μέσα στο οπτικό αντηχείο αυξάνει με το πέρασμά της από το ενεργό υλικό με συνέπεια η ωφέλιμη ισχύς εξόδου της ακτινοβολίας ν' αυξάνει με το χρόνο. Αυτό όμως δεν μπορεί να συνεχίζεται επί πολύ γιατί με την αύξηση της ακτινοβολίας στο ενεργό υλικό προοδευτικά ελαττώνεται εξ αιτίας φαινομένων κορεσμού, μέχρι το Laser να φθάσει σ' ένα σημείο λειτουργίας όπου η (κορεσμένη) απολαβή να είναι ακριβώς ίση με τις συνολικές απώλειες του οπτικού αντηχείου. Υπ' αυτές τις συνθήκες το Laser εργάζεται σε μια κατάσταση ισορροπίας και η ισχύς εξόδου διατηρεί σταθερή τιμή. Ο κορεσμός στη λειτουργία του Laser είναι ακριβώς η κατάσταση εκείνη στην οποία ο ρυθμός παραγωγής ενέργειας για οπτική ακτινοβολία είναι ίσος με το ρυθμό της ενέργειας που εισέρχεται στο σύστημα του Laser με τη διαδικασία της άντλησης.

4. Χωρικά χαρακτηριστικά της δέσμης Laser

4.1 Προφίλ – ακτίνα της δέσμης

Το προφίλ (δηλαδή η κατανομή της έντασης της ακτινοβολίας) που παρουσιάζει μια



Σχήμα 6

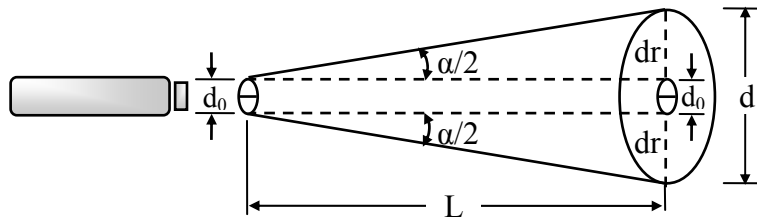
τομή της δέσμης ενός Laser φαίνεται στο Σχήμα 6. Παρατηρούμε ότι η ένταση μειώνεται βαθμιαία όσο αυξάνει η ακτίνα. Αυτό πρακτικά σημαίνει ότι είναι ανέφικτο να προσδιορίσουμε επακριβώς την ακτίνα της στο όριο μηδενικής έντασης. Συμβατικά ορίζουμε ως ακτίνα w της δέσμης την απόσταση από το κέντρο της δέσμης (I_{\max}) μέχρι το σημείο που η ένταση της ακτινοβολίας μειώνεται στο $1/e^2$ της I_{\max} ή $0.135I_{\max}$. Να σημειωθεί ότι περίπου το 94 % της ενέργειας της δέσμης είναι συγκεντρωμένο εντός της περιοχής που ορίζει η ακτίνα w .

4.2 Απόκλιση της δέσμης

Το φως που εκπέμπεται από ένα Laser είναι περιορισμένο σε μια στενή δέσμη, η οποία σταδιακά διευρύνεται (αποκλίνει) καθώς απομακρύνεται από την έξοδο του Laser. Το διάγραμμα του Σχήματος 7 δείχνει την απόκλιση μιας δέσμης που παρουσιάζει κυκλική τομή.



Αν θεωρήσουμε ως d_0 τη διάμετρο της δέσμης κατά την έξοδό της από το Laser και d σε απόσταση L (Σχήμα 7), τότε η γωνία απόκλισης της δέσμης που είναι α υπολογίζεται από τη γεωμετρία του Σχήματος 7:



Σχήμα 7

$$\epsilon\phi(\alpha/2) = dr/L \text{ όμως για μικρές γωνίες } \alpha/2 = dr/L$$

$$\text{όπου } dr = d - d_0 \Rightarrow dr = (d - d_0)/2 \text{ και επομένως}$$

$$\alpha = \frac{d - d_0}{L} = \frac{d^*}{L} \text{ (mrad)} \quad (\text{ολική γωνία απόκλισης}) \quad (6)$$

Μια τυπική τιμή της γωνίας απόκλισης α για Laser He-Ne είναι $\alpha = 1.5 \text{ mrad}$.

Παράδειγμα 1

Μια δέσμη Laser He-Ne έχει, κατά την έξοδό της από το Laser, διάμετρο $d_0 = 1 \text{ mm}$. Σε απόσταση 4 m η δέσμη έχει διευρυνθεί σε μια διάμετρο $d = 6 \text{ mm}$. Να βρεθεί η γωνία απόκλισης α .

Λύση

$$\alpha = \frac{d - d_0}{L} = \frac{6 \times 10^{-3} \text{ m} - 1 \times 10^{-3} \text{ m}}{4 \text{ m}} = \frac{5 \times 10^{-3} \text{ m}}{4 \text{ m}} = 1.25 \times 10^{-3} \text{ rad} = 1.25 \text{ mrad}$$

Παράδειγμα 2

Δέσμη Laser He-Ne παρουσιάζει $d_0 = 1.5 \text{ mm}$ και $\alpha = 1 \text{ mrad}$. Να βρεθεί η διάμετρος d σε απόσταση $L = 100 \text{ m}$.

Λύση

$$\text{Από τη Σχέση (6)} \quad d = L\alpha + d_0 = (100 \text{ m}) \times (0.001) + 0.0015 \text{ m} = 0.1 \text{ m} + 0.0015 \text{ m} = 0.1015 \text{ m} \Rightarrow d = 10.15 \text{ cm}$$

Όταν η δέσμη παρουσιάζει ιδανική χωρική συμφωνία, η απόκλισή της οφείλεται μόνο στα φαινόμενα περίθλασης που αναπτύσσονται κατά τη διέλευσή της από το κυκλικό διάφραγμα εξόδου διαμέτρου d_0 (περίθλαση μέσω οπής). Στην περίπτωση αυτή η γω-



νιακή απόκλιση (ελάχιστη γωνία απόκλισης) $\Delta\theta$, προσδιορίζεται, σύμφωνα με το κριτήριο Rayleigh, από τη σχέση:

$$\Delta\theta = 1.22 \frac{\lambda}{d_0} \text{ (mrad)} \quad (7)$$

όπου λ είναι το μήκος κύματος της ακτινοβολίας Laser (στην περίπτωση Laser He-Ne $\lambda = 632.8 \text{ nm}$)

Παράδειγμα 3

Δέσμη Laser He-Ne διέρχεται από το διάφραγμα εξόδου που έχει διάμετρο $d_0 = 1.2 \text{ mm}$. Να βρεθεί η γωνιακή απόκλιση της δέσμης.

Λύση

$$\Delta\theta = 1.22 \frac{\lambda}{d_0} = 1.22 \frac{(6.328 \times 10^{-7} \text{ m})}{(1.2 \times 10^{-3} \text{ m})} = 6.70 \times 10^{-4} \text{ m} \Rightarrow \Delta\theta = 0.67 \text{ mrad}$$



Β. ΠΕΙΡΑΜΑ

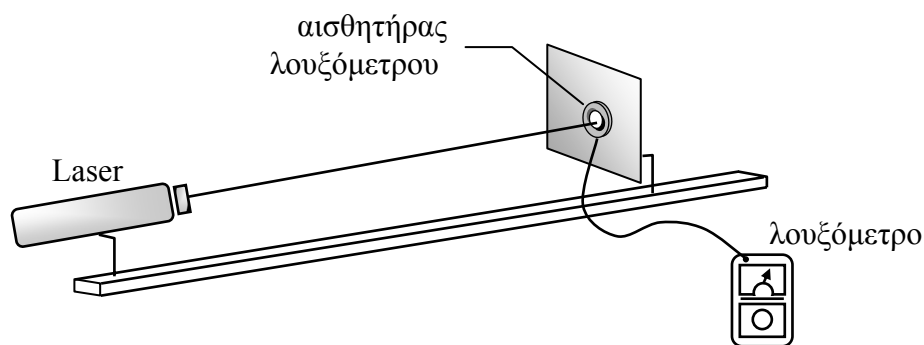
1. Σκοπός

Ο σκοπός της άσκησης αυτής είναι η μελέτη βασικών χωρικών χαρακτηριστικών της δέσμης Laser He-Ne, όπως για παράδειγμα η κατευθυντικότητα της, καθώς και η σύγκρισή της με συμβατικές πηγές φωτός.

2. Πειραματική διαδικασία

Η πειραματική διάταξη που θα χρησιμοποιηθεί στην άσκηση αυτή περιλαμβάνει:

1. Μια συσκευή Laser He-Ne ισχύος 1 mW
2. Πηγή συμβατικού φωτός (λάμπα πυράκτωσης) με τροφοδοτικό 24V AC - DC. Η λάμπα είναι σταθερά τοποθετημένη στο ένα άκρο οπτικής ράβδου
3. Λουξόμετρο για τη μέτρηση του φωτισμού
4. Πέτασμα για την προβολή της ακτίνας



Σχήμα 8. Ο αισθητήρας του λουξόμετρου τοποθετείται κάθετα στη δέσμη.

Αρχικά θα προσδιορίσουμε την απόκλιση α της δέσμης σε mrad. Προς τούτο θα πραγματοποιήσουμε μετρήσεις της διαμέτρου της d σε διάφορες αποστάσεις L κατά μήκος της (προβάλλουμε τη δέσμη επάνω σε πέτασμα που φέρει χιλιοστομετρικό χαρτί και σημειώνουμε τα όρια της προβαλλόμενης κηλίδας). Θα λάβουμε τουλάχιστον 6 μετρήσεις, ανά 50 cm. Θεωρούμε την αρχική διάμετρο $d_0 = 1 \text{ mm}$. Για κάθε μέτρηση d θα υπολογίσουμε την τιμή $d^* = d - d_0$ και θα χαράζουμε τη χαρακτηριστική $d^* = f(L)$. Τέλος από την κλίση της ευθείας θα υπολογίσουμε τη γωνία απόκλισης α (βλέπε Σχέση 6).

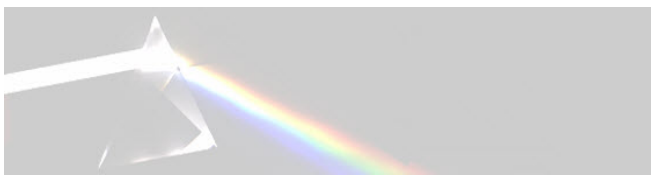
Για να συγκρίνουμε το φως της δέσμης με το φως μιας συμβατικής πηγής φωτός, θα πραγματοποιήσουμε με το λουξόμετρο 10 μετρήσεις του φωτισμού της (σε Lux) ανά 50 cm (βλέπε Σχήμα 8). Για ν' αποφύγουμε, κατά τη μέτρηση, τον φωτισμό του περιβάλλοντα χώρου, τοποθετούμε μπροστά από τον αισθητήρα του λουξόμετρου ένα κυλινδρικό σωλήνα και κατευθύνουμε τη δέσμη κατά μήκος του άξονά του. Αντίστοιχες μετρήσεις φωτισμού θα λάβουμε και από το λαμπτήρα πυράκτωσης (συμβατική πηγή), με τη διαφορά ότι η περιοχή μετρήσεων δεν θα είναι τόσο εκτεταμένη,



όπως στην περίπτωση του Laser. Προς τούτο τοποθετούμε το λαμπτήρα σε οπτική τράπεζα και λαμβάνουμε μετρήσεις ανά 10 cm, μετακινώντας τον αισθητήρα με τον κυλινδρικό σωλήνα (πάντα κάθετα προς το λαμπτήρα) κατά μήκος της τράπεζας.

3. Εργασίες

1. Αναγνωρίζουμε τη διάταξη του Laser He-Ne και τη θέτουμε σε λειτουργία.
2. Πραγματοποιούμε ανά 0.5 m μετρήσεις της διαμέτρου d του Laser, με τον τρόπο που αναφέρεται στην πειραματική διαδικασία και συμπληρώνουμε την αντίστοιχη στήλη του Πίνακα 1.
3. Υπολογίζουμε για κάθε μέτρηση την τιμή d^* και συμπληρώνουμε την αντίστοιχη στήλη του Πίνακα 1.
4. Πραγματοποιούμε το διάγραμμα $d^* - L$ και από την κλίση της ευθείας υπολογίζουμε τη γωνία απόκλισης α σε mrad.
5. Από τη Σχέση (7) υπολογίζουμε τη γωνιακή απόκλιση $\Delta\theta$ της δέσμης (θεωρούμε ότι $\lambda = 632.8$ nm και $d_0 = 1$ mm) σε mrad.
6. Συγκρίνουμε τις τιμές α και $\Delta\theta$ και σχολιάζουμε τη διαφορά που προκύπτει.
7. Με τον τρόπο που αναφέρεται στην πειραματική διαδικασία πραγματοποιούμε με το λουξόμετρο 10 μετρήσεις φωτισμού της δέσμης του Laser, ανά 0.5 m και τις καταχωρούμε στον Πίνακα 2.
8. Πραγματοποιούμε το διάγραμμα $B_{\text{Laser}} - L$.
9. Θέτουμε το Laser εκτός λειτουργίας
10. Τοποθετούμε το λαμπτήρα πυράκτωσης σε οπτική τράπεζα και λαμβάνουμε 7 - 8 μετρήσεις του φωτισμού του ανά 10 cm, τις οποίες καταχωρούμε στον Πίνακα 3.
11. Πραγματοποιούμε το διάγραμμα $B_{\text{λαμπτήρα}} - L$.
12. Σχολιάζουμε τα δυο διαγράμματα (δηλαδή $B_{\text{Laser}} - L$ και $B_{\text{λαμπτήρα}} - L$).



Πίνακας 1

$d_0 = 1 \text{ mm} = 1 \times 10^{-3} \text{ m}$		
d (m)	L (m)	$d^* = d - d_0$
	0.5	
	1.0	
	1.5	
	2.0	
	2.5	
	3.0	

Πίνακας 2

B_{Laser} (Lux)	L (m)
	0.5
	1.0
	1.5
	2.0
	2.5
	3.0
	3.5
	4.0
	4.5
	5.0

Πίνακας 3

$B_{\text{λαμπτήρα}}$ (Lux)	L (m)