

## ΑΣΚΗΣΗ XX

### ΑΝΑΚΛΑΣΗ ΠΟΛΩΜΕΝΟΥ ΦΩΤΟΣ - ΕΙΣΩΣΕΙΣ FRESNEL

#### XX.1 Σκοπός

Σκοπός αυτής της άσκησης είναι η μελέτη της συμπεριφοράς του γραμμικά πολωμένου φωτός, όταν ανακλάται σε επίπεδη επιφάνεια διηλεκτρικού υλικού, όσον αφορά στην εξάρτηση της έντασης της ανακλώμενης δέσμης από τη γωνία πρόσπτωσης, για φως πολωμένο παράλληλα και κάθετα στο επίπεδο «πρόσπτωσης-ανάκλασης»

#### XX.2 Γενικά

##### XX.2.1. Περί Ηλεκτρο-Μαγνητικών Κυμάτων

Το φως, όπως αποδεικνύεται και πειραματικά, είναι ένα εγκάρσιο ηλεκτρομαγνητικό κύμα, σε συμφωνία με τις εξισώσεις του Maxwell, όπως αυτές διατυπώνονται για το ηλεκτρικό πεδίο  $\vec{E}$  και το πεδίο της μαγνητικής επαγωγής  $\vec{B}$ , (είτε στο κενό, είτε παρουσία φορτίων  $\rho$  και ρευμάτων  $\vec{j}$ ).

$$\nabla \cdot \vec{E} = \rho / \epsilon_0 \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{XX.1}\alpha,\beta)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \nabla \times \vec{B} = \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \vec{j} \quad (\text{XX.2}\alpha,\beta)$$

Όταν τα πεδία συνυπάρχουν με υλικά, δεν είναι γνωστή η ακριβής κατανομή συνολικών φορτίων και ρευμάτων, αλλά μόνο εκείνες των ελευθέρων φορέων, οι οποίοι ελέγχονται από τον πειραματιστή. Όταν τα υλικά αυτά χαρακτηρίζονται από την παρουσία δεσμίων μεν αλλά παραμορφώσιμων φορτίων, καθώς και μη μόνιμων ρευμάτων (που προέρχονται από την παραμόρφωση των δέσμιων φορτίων), οι εξισώσεις του Maxwell γράφονται ως προς τα πεδία της ηλεκτρικής μετατόπισης,  $D = \epsilon_0 E + P = \epsilon E$ , και του μαγνητικού πεδίου,  $H = (B/\mu_0) - M = B/\mu$ .

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{XX.3}\alpha,\beta)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \mu_0 \vec{j} \quad (\text{XX.4}\alpha,\beta)$$

Σε όλες τις παραπάνω σχέσεις (1α-4β) τα  $\rho$  και  $\vec{j}$  είναι οι πυκνότητες ελευθέρων φορτίων και ρεύματος. Τα διάφορα υλικά χωρίζονται σε δύο μεγάλες κατηγορίες ανάλογα με το αν διαθέτουν ή όχι ελεύθερα φορτία, οπότε έχουμε αντίστοιχα τους αγωγούς (ή μέταλλα) και του μονωτές (ή διηλεκτρικά). Όταν έχουμε δύο διαφορετικά υλικά (1) και (2), τα οποία εφάπτονται κατά μήκος μίας διαχωριστικής επιφάνειας, τότε οι παράλληλες και οι κάθετες προς τη διαχωριστική επιφάνεια συνιστώσες των πεδίων  $E$ ,  $D$ ,  $B$ ,  $H$ , ικανοποιούν ορισμένες συνοριακές συνθήκες, ανεξάρτητες των συγκεκριμένων υλικών, οι οποίες απορρέουν από τις γενικές ιδιότητες των παραπάνω διαφορικών εξισώσεων, και οι οποίες είναι :

- i) οι κάθετες, ( $n$ =normal), στη διαχωριστική επιφάνεια, συνιστώσες  $D^n$  και  $B^n$ , είναι συνεχείς, κατά τη διέλευση από το μέσο (1) στο μέσο (2).

$$\varepsilon_1(E_1)^n = \varepsilon_2(E_2)^n, \quad (B_1)^n = (B_2)^n, \quad (\text{XX.5}\alpha,\beta)$$

ii) οι εφαπτομενικές, ( $t$ =tangential), στη διαχωριστική επιφάνεια, συνιστώσες  $E^t$  και  $H^t$ , είναι συνεχείς κατά τη διέλευση από το μέσο (1) στο μέσο (2),

$$(E_1)^t = (E_2)^t, \quad (B_1)^t / \mu_1 = (B_2)^t / \mu_2, \quad (\text{XX.6}\alpha,\beta)$$

Αν περιοριστούμε σε μονωτικά (διηλεκτρικά) υλικά, (έτσι ώστε  $\rho=0$  και  $j=0$ ), τότε από τις σχέσεις (4α,β), με απαλοιφή είτε του  $E$  είτε του  $B$ , και λαμβάνοντας υπόψη τις (3α,β), καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι κάθε μία από τις έξι καρτεσιανές συνιστώσες  $u=(E_x, E_y, E_z, B_x, B_y, B_z)$  ικανοποιεί την κυματική εξίσωση:

$$\nabla^2 u = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \quad (\text{XX.7})$$

όπου  $c^2=1/(\varepsilon\mu)$ , το τετράγωνο της ταχύτητας διάδοσης του ηλεκτρομαγνητικού κύματος στο συγκεκριμένο υλικό με διηλεκτρική συνάρτηση  $\varepsilon$  και μαγνητική διαπερατότητα  $\mu$ , η οποία, για τα περισσότερα διηλεκτρικά υλικά, είναι ίση με τη μαγνητική διαπερατότητα του κενού,  $\mu \approx \mu_0$ .

Λαμβάνοντας υπόψη ότι, στην περίπτωση του κενού, το τετράγωνο της ταχύτητας διάδοσης των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων είναι  $c_0^2=1/(\varepsilon_0\mu_0)$ , ορίζουμε ως δείκτη διάθλασης  $n$  ενός διηλεκτρικού υλικού το λόγο των ταχυτήτων

$$n = c_0/c \approx (\varepsilon/\varepsilon_0)^{1/2}, \quad (\text{XX.8})$$

Θεωρώντας την περίπτωση επιπέδων H/M κυμάτων, της μορφής

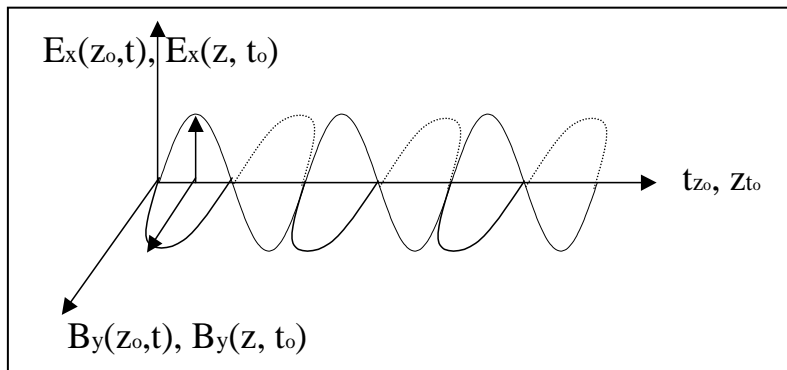
$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (\text{XX.9})$$

και χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (1α) (ή 3α) για  $\rho=0$ , συμπεραίνουμε ότι  $\vec{E} \cdot \vec{k} = 0$  ενώ αντίστοιχο συμπέρασμα έχουμε στην περίπτωση επίπεδου μαγνητικού πεδίου, όπου  $\vec{k}$ , το κυματόνισμα διάδοσης του αντίστοιχου κύματος, με μέτρο  $k = n(\omega/c_0)$  και διεύθυνση τη διεύθυνση διάδοσης.

Οι εξισώσεις στροβιλισμού, επίσης, οδηγούν στο συμπέρασμα ότι χρονομεταβαλλόμενο Ηλεκτρικό ή Μαγνητικό πεδίο συνυπάρχει αναγκαστικά με χρονομεταβαλλόμενο Μαγνητικό ή Ηλεκτρικό πεδίο αντίστοιχα, αυτά δε τα δύο πεδία συναποτελούν, με το κυματόνισμα διάδοσης  $\vec{j}$ , ένα τρισσορθογώνιο σύστημα :

$$\vec{E} \times \vec{B} \propto \vec{k}$$

Το ηλεκτρικό και το μαγνητικό πεδίο, επομένως, ενός H/M κύματος μεταβάλλονται, στο πεδίο του χρόνου ή του χώρου αντίστοιχα, όπως στο επόμενο Σχήμα XX.1, όπου κάθε ένα από τα δύο πεδία ( $E, B$ ) ενός ηλεκτρομαγνητικού κύματος, που διαδίδεται κατά μήκος της διεύθυνσης  $z$ , σχεδιάζεται ως συνάρτηση του χρόνου, για συγκεκριμένο  $z_0$ , ή ως συνάρτηση του  $z$ , για συγκεκριμένο  $t_0$ .



**Σχήμα XX.1**

Οι (κάθετες μεταξύ τους) συνιστώσες του ηλεκτρικού και του μαγνητικού πεδίου ενός H/M κύματος που διαδίδεται κατά μήκος του άξονα  $z$ .

Η διεύθυνση ταλάντωσης της ηλεκτρικής συνιστώσας του Η/Μ κύματος λέγεται και διεύθυνση πόλωσης του κύματος, λόγω του ότι το ηλεκτρικό πεδίο αλληλεπιδρά με τα περισσότερα υλικά και κυρίως με τα διηλεκτρικά υλικά. Όταν η διεύθυνση πόλωσης είναι σταθερή, το αντίστοιχο Η/Μ κύμα λέμε ότι είναι γραμμικά πολωμένο, και αυτή είναι η περίπτωση που θα μας απασχολήσει στη συγκεκριμένη άσκηση. Γενικότερα, η πόλωση μπορεί να μεταβάλλεται είτε με τυχαίο τρόπο, οπότε έχουμε την περίπτωση του μη-πολωμένου φωτός, είτε με περιοδικό τρόπο, οπότε έχουμε τις περιπτώσεις του ελλειπτικά ή του κυκλικά πολωμένου φωτός.

## XX.2.II. Ιδιότητες ανάκλασης - διάθλασης

Όταν ένα Η/Μ κύμα προσπίπτει σε μία επίπεδη διαχωριστική επιφάνεια, μεταξύ δύο διαφορετικών διηλεκτρικών υλικών, τα οποία χαρακτηρίζονται από δείκτες διάθλασης  $n_1$  και  $n_2$  αντίστοιχα, τότε τα κυματανύσματα του προσπίπτοντος ( $\mathbf{k}_i$ ) του ανακλώμενου ( $\mathbf{k}_r$ ) και του διερχόμενου ( $\mathbf{k}_t$ ) κύματος, από το γεγονός και μόνο ότι τα αντίστοιχα κύματα θα πρέπει να ικανοποιούν κάποιες οριακές συνθήκες στη διεπιφάνεια, επιβάλλεται να ευρίσκονται στο ίδιο επίπεδο. Για τους ίδιους λόγους, και ανεξάρτητα από την κατάσταση πόλωσης του προσπίπτοντος, ικανοποιούνται οι δύο γενικοί νόμοι :

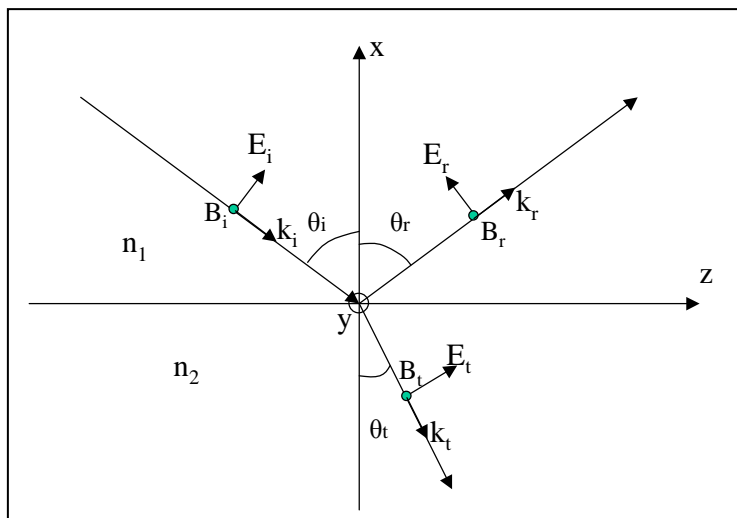
$$\text{i) γωνία πρόσπτωσης} = \text{γωνία ανάκλασης}, \quad (\text{XX.10})$$

$$\text{ii) } n_1 \sin\theta_i = n_2 \sin\theta_t, \text{ (νόμος του Snell)}, \quad (\text{XX.11})$$

όπου οι γωνίες πρόσπτωσης ( $\theta_i = \theta_1$ ), διάθλασης ( $\theta_t = \theta_2$ ) και ανάκλασης ( $\theta_r = \theta_3$ ), ορίζονται, ως προς την κάθετο στο σημείο πρόσπτωσης, όπως στο Σχήμα XX.2.

Όσον αφορά τις εντάσεις του ανακλώμενου και του διερχόμενου κύματος, σε σχέση με την ένταση του προσπίπτοντος, αυτές, εκτός από του δείκτες διάθλασης των δύο υλικών, εξαρτώνται και από την κατάσταση πόλωσης του προσπίπτοντος, και από τη γωνία πρόσπτωσης. Η εξάρτηση αυτή είναι αποτέλεσμα της ισχύος των συγκεκριμένων οριακών συνθηκών (XX.5α,β) και (XX.6α,β). Για να περιγράψουμε καλύτερα τις ανωτέρω εξαρτήσεις θα μελετήσουμε ξεχωριστά τις δύο περιπτώσεις κατά τις οποίες η πόλωση της προσπίπτουσας είναι παράλληλη (α), ή κάθετη (β), στο επίπεδο των τριών συνεπίπεδων, όπως αναφέραμε προηγουμένως, κυματανυσμάτων  $\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_r, \mathbf{k}_t$ .

### α) Πόλωση παράλληλη στο επίπεδο «Πρόσπτωσης-Ανάκλασης»



Η περίπτωση που το Ηλεκτρικό πεδίο του Η/Μ κύματος είναι παράλληλο στο επίπεδο πρόσπτωσης-ανάκλασης είναι γνωστή ως περίπτωση π-πόλωσης.

**Σχήμα XX.2** Γεωμετρία πρόσπτωσης -ανάκλασης - διάθλασης, γραμμικά πολωμένου φωτός, με άνυσμα πόλωσης παράλληλο στο επίπεδο «ανάκλασης-διάθλασης».

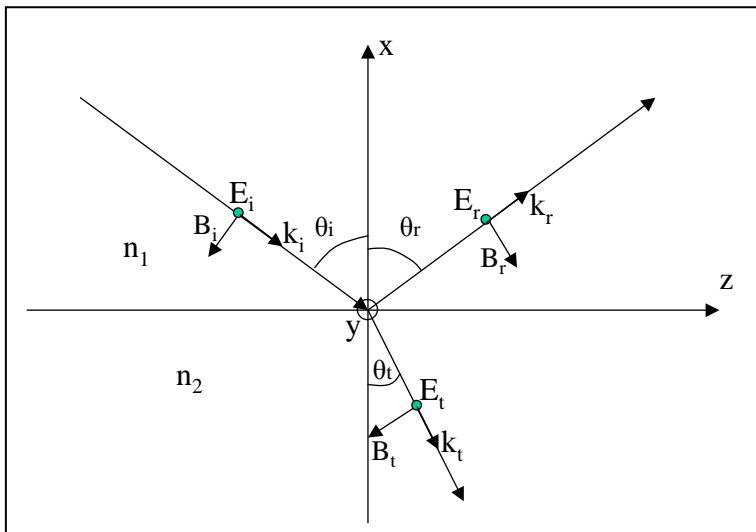
Σ' αυτή την περίπτωση τα πεδία B και H είναι εφαπτομενικά προς τη διαχωριστική επιφάνεια, χωρίς κάθετες (προς τη διαχωριστική επιφάνεια) συνιστώσες, ενώ τα πεδία E και D έχουν και εφαπτομενικές και κάθετες, προς τη διαχωριστική επιφάνεια, συνιστώσες.

Η εφαρμογή των οριακών συνθηκών (XX.5, 6) οδηγεί στις εξής εκφράσεις για τον υπολογισμό των συντελεστών ανάκλασης και διέλευσης πλάτους

$$r_{\parallel} \equiv \left( \frac{E_r}{E_i} \right)_{\parallel} = \frac{n_2 \cos \theta_i - n_1 \cos \theta_t}{n_2 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_t}, \quad t_{\parallel} \equiv \left( \frac{E_t}{E_i} \right)_{\parallel} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_2 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_t} \quad (\text{XX.12 } \alpha, \beta)$$

όπου οι γωνίες  $\theta_i$  και  $\theta_t$  συνδέονται, με το νόμο του Snell, μέσω των δεικτών διάθλασης (εξ. XX.11)

### β) Πόλωση κάθετη στο επίπεδο «Πρόσπτωσης-Ανάκλασης»



Η περίπτωση που το Ηλεκτρικό πεδίο του Η/Μ κύματος είναι κάθετο στο επίπεδο πρόσπτωσης-ανάκλασης είναι γνωστή ως περίπτωση σ-πόλωσης.

**Σχήμα XX.3** Γεωμετρία πρόσπτωσης -ανάκλασης - διάθλασης, γραμμικά πολωμένου φωτός, με άνυσμα πόλωσης κάθετο στο επίπεδο «ανάκλασης-διάθλασης».

Στην περίπτωση αυτή, η εφαρμογή των οριακών συνθηκών (XX.5, 6) οδηγεί στις εξής εκφράσεις για τον υπολογισμό των συντελεστών ανάκλασης και διέλευσης πλάτους.

$$r_{\perp} \equiv \left( \frac{E_r}{E_i} \right)_{\perp} = \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t}, \quad t_{\perp} \equiv \left( \frac{E_t}{E_i} \right)_{\perp} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \quad (\text{XX.13 } \alpha, \beta)$$

Και για τις δύο ανωτέρω περιπτώσεις (π- και σ-πόλωσης), από τους συντελεστές ανάκλασης (r) και διέλευσης (t) πλάτους, μπορούν να υπολογιστούν οι συντελεστές ανάκλασης (R) και διέλευσης (T) έντασης, σύμφωνα με τις σχέσεις :

$$R \equiv \left( \frac{E_r}{E_i} \right)^2 = r^2, \quad T \equiv \frac{n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i} \left( \frac{E_t}{E_i} \right)^2 = \left( \frac{n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i} \right) t^2, \quad (\text{XX.14 } \alpha, \beta)$$

Ο παράγοντας  $(n_2 \cos \theta_t / n_1 \cos \theta_i)$ , στη σχέση του συντελεστή διέλευσης έντασης, λαμβάνει υπόψη το γεγονός ότι η ένταση είναι η ισχύς ανά μονάδα επιφάνειας, σε συνδυασμό με τη μεταβολή της διατομής της δέσμης διέλευσης, ως προς τη διατομή

της προσπίπτουσας δέσμης. Η μεταβολή αυτή οφείλεται στη νέα διεύθυνση διάδοσης, όπως αυτή προκύπτει από το νόμο του Snell. Σε κάθε περίπτωση πάντως, και εφόσον μελετάμε διαχωριστικές επιφάνειες μη-απορροφητικών διηλεκτρικών υλικών, ισχύει η σχέση :

$$T_{//} + R_{//} = 1, \quad T_{\perp} + R_{\perp} = 1, \quad (\text{XX.15}\alpha,\beta)$$

η οποία εκφράζει τη διατήρηση της ενέργειας.

### XX.2.III Ειδικές περιπτώσεις

α) Στην περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης ( $\theta_i = \theta_r = \theta_t = 0$ ), διαπιστώνουμε ότι οι συντελεστές ανάκλασης πλάτους παίρνουν το ίδιο μέτρο, αλλά έχουν διαφορετικό πρόσημο :

$$r_{\perp} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} = -r_{//} \quad (\text{XX.16 } \alpha, \beta)$$

Στην περίπτωση αυτή η διάκριση σ- και π- δεν έχει πλέον νόημα, εφόσον το επίπεδο πρόσπτωσης παύει να είναι καλά ορισμένο, και η διαφορά προσήμου των δύο συντελεστών ανάκλασης πλάτους αντανακλά την αλλαγή προσανατολισμού του ανύσματος E, στην περίπτωση π-πόλωσης, και του ανύσματος B, στην περίπτωση σ-πόλωσης.

β) Στην περίπτωση της π-πόλωσης παρατηρούμε, επίσης, ότι ο συντελεστής ανάκλασης πλάτους μηδενίζεται για μία γωνία πρόσπτωσης, η οποία ονομάζεται γωνία Brewster,  $\theta_B$ , και έχει εφαπτομένη  $\tan \theta_B = n_2/n_1$ .

Είναι φανερό από τα ανωτέρω ότι, στην κάθετη πρόσπτωση, το μέτρο του συντελεστή ανάκλασης πλάτους δεν εξαρτάται από τη φορά κατά την οποία διασχίζεται η διαχωριστική επιφάνεια ( $1 \rightarrow 2$ , ή  $2 \rightarrow 1$ ). Αντίθετα, το μέτρο της γωνίας Brewster εξαρτάται από τη φορά κατά την οποία προσπίπτει το πολωμένο φως στη διαχωριστική επιφάνεια.

γ) Στην περίπτωση που μία γραμμικά πολωμένη δέσμη δεν έχει καθαρή π- ή σ-πόλωση, έστω  $\delta$  η γωνία απόκλισης του επιπέδου πόλωσης ως προς το επίπεδο πρόσπτωσης-ανάκλασης. Τότε, για συγκεκριμένη γωνία πρόσπτωσης,  $\theta_i$ , οι δύο συνιστώσες, σ- και π-, ανακλώνται με διαφορετικά μέτρα. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα μία στροφή του επιπέδου πόλωσης της ανακλώμενης δέσμης. Η γωνία  $\delta$  και η νέα γωνία  $\omega$  που σχηματίζει με το επίπεδο πρόσπτωσης-ανάκλασης, η νέα διεύθυνση πόλωσης, μετά την ανάκλαση, συνδέονται με τη σχέση :

$$\tan \omega = - \frac{\sin(\theta_i - \theta_t)}{\sin(\theta_i + \theta_t)} \cdot \frac{\tan(\theta_i - \theta_t)}{\tan(\theta_i + \theta_t)} \cdot \tan \delta. \quad (\text{XX.17})$$

Στην ειδική περίπτωση που  $n_1=1$ ,  $n_2=n$ , και  $\delta=\pi/4$ , η διαφορά  $\psi=\delta-\omega$ , δίδεται από τη σχέση :

$$\psi = \arctan \left( - \frac{\cos \theta_i \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i}}{\sin^2 \theta_i} \right). \quad (\text{XX.18})$$

Από την τελευταία σχέση, αν προσδιοριστεί πειραματικά η γωνία πρόσπτωσης  $\theta_i = \theta_p$ , για την οποία η στροφή του επιπέδου πόλωσης γίνεται  $\psi = \pi/4$ , προκύπτει ότι  $\tan \theta_p = n$ . Με αυτό τον τρόπο έχουμε ένα συμπληρωματικό τρόπο προσδιορισμού του δείκτη διάθλασης ενός υλικού.

### XX.3 Πειραματική διάταξη

Η πειραματική διάταξη περιλαμβάνει :

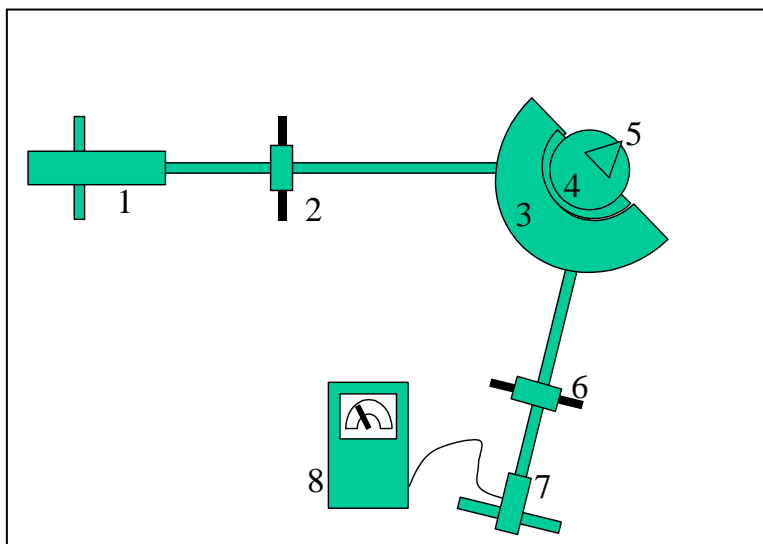
- 1 Laser He-Ne, 1.0 mW, 220 V AC, με δέσμη πολωμένη παράλληλα στη διεύθυνση της ενδεικτικής κόκκινης λυχνίας.
- 2 Βαθμονομημένα Πολωτικά Φίλτρα, με τα στηρίγματά τους
- 1 Πρίσμα 60 μοιρών
- 1 Τράπεζα με στήριγμα για το πρίσμα
- 1 Φωτοανιχνευτή
- 1 Αρθρωτό γωνιακό στήριγμα
- 1 Κύλινδρο στήριξης
- Βάσεις τύπου τρίποδα (1) και τύπου H (2)
- 4 Στηρίγματα ορθής γωνίας
- 2 Τετραγωνικές ράβδους στήριξης
- 1 Πολύμετρο με ενισχυτή

### Βιβλιογραφία

1. M. Young, Οπτική και Lasers, Εκδόσεις Σταχαστής, Θεσσαλονίκη, 1998.
2. E. Hecht, Οπτική (Schaum's Series), ΕΣΠΙ, Αθήνα 1979.
3. D. J. Griffiths, Εισαγωγή στημ Ηλεκτροδυναμική, τομ. I, II, Παν/κές Εκδόσεις Κρήτης, 1997.
4. E. Hecht, Optics, Addison Wesley, NY 1998.

### XX.4 Εκτέλεση

#### XX.4.1 Ευθυγράμμιση της διάταξης – Βαθμονόμηση Πολωτών



Μία σχηματική απεικόνιση της διάταξης φαίνεται στο επόμενο Σχήμα XX.4

**Σχήμα XX.4** Διάταξη μέτρησης : 1) Laser, 2) Πολωτής, 3) Γωνιομετρο, 4) Φορέας πρίσματος, 5) Πρίσμα, 6) Αναλυτής, 7) Ανιχνευτής, 8) Πολύμετρο  
0) Ποτέ μην

ξεβιδώνετε ταυτόχρονα τις βίδες που φέρουν τους αριθμούς (1) και (2), πάνω και κάτω από το γωνιομετρικό δίσκο αντίστοιχα. Αφαιρέστε τον πολωτή από τον βραχίονα «Πρίσμα-Ανιχνευτής».

- 1) Τοποθετήστε το Laser με την ενδεικτική (κόκκινη) λυχνία του οριζόντια. Ανάψτε το Laser και κατευθύνετε τη δέσμη στο μέσον (καθ' ύψος) του

πρίσματος, έτσι ώστε να διέρχεται από τον άξονα περιστροφής του συστήματος.

- 2) Χαλαρώστε την κάτω βίδα (2) του άξονα του γωνιομέτρου και περιστρέψτε το σύστημα «γωνιομέτρο-φορέας πρίσματος-πρίσμα», έτσι ώστε η ανακλώμενη, από το πρίσμα, δέσμη να συμπίπτει με την προσπίπτουσα. Αν χρειαστεί, ρυθμίστε κατάλληλα το ύψος και τον προσανατολισμό του Laser, λαμβάνοντας υπόψη σας τις οδηγίες του προηγούμενου βήματος 1. Σφίξτε τη βίδα (2).
- 3) Χαλαρώστε την πάνω βίδα (1) του γωνιομέτρου και γυρίστε το γωνιομετρικό ημικύκλιο έτσι ώστε να προσανατολιστεί συμμετρικά ως προς την ενδεικτική (κόκκινη) ακίδα. Σφίξτε τη βίδα (1).
- 4) Με τον Laser τοποθετημένο όπως στο βήμα 1, και λαμβάνοντας υπόψη σας το γεγονός ότι η δέσμη του Laser είναι πολωμένη κυρίως οριζόντια, χαλαρώστε τη βίδα (2) και περιστρέψτε το σύστημα «γωνιομέτρο-φορέας πρίσματος-πρίσμα», αναζητώντας γωνία πρόσπτωσης η οποία να αντιστοιχεί στην ελάχιστη ανακλώμενη ένταση. Στη συνέχεια τοποθετείστε τον ένα πολωτή στο βραχίονα «Laser-Πρίσμα» και, με μικρές μεταβολές της γωνίας πρόσπτωσης και της γωνίας του πολωτή, προσδιορίστε το σημείο μηδενισμού της ανακλώμενης έντασης. Επιβεβαιώστε ότι η ένδειξη του πολωτή είναι  $90^\circ$ . Αν όχι, σημειώστε την ένδειξη, προκειμένου να τη λάβετε υπόψη σας για ακριβέστερη βαθμονόμηση της διεύθυνσης πόλωσης του πολωτή. Σημειώστε επίσης τη γωνία πρόσπτωσης ( $\theta_0$ ) η οποία αντιστοιχεί στο μηδενισμό της ανακλώμενης έντασης.

#### XX.4.2 Μέτρηση του συντελεστή ανάκλασης π-πολωμένου φωτός

1. Για γωνίες πρόσπτωσης στην περιοχή  $15^\circ$ - $75^\circ$ , και με βήμα  $\approx 5^\circ$ , μετρήστε την ένταση του ανακλώμενου φωτός από την επιφάνεια του πρίσματος, για φως πολωμένο παράλληλα ( $I_\pi$ ) στο επίπεδο πρόσπτωσης-ανάκλασης, και συμπληρώστε την αντίστοιχη στήλη από τον παρακάτω Πίνακα XX.1

Πίνακας XX.1

$\alpha/\alpha$	$\theta_i$	$I_\sigma$	$I_\pi$
1	10		
2	15		
3	20		
.	.		
.	.		

Πρόσέξτε ώστε στην περιοχή ελάττωσης της ανακλώμενης έντασης, για φως π-πόλωσης, να ελαττώσετε και το βήμα μεταβολής της γωνία πρόσπτωσης, ώστε να προσδιορίσετε με ικανοποιητική ακρίβεια την γωνία Brewster.

#### XX.4.3 Μέτρηση της γωνίας στροφής πόλωσης από ανάκλαση

1. Πολώστε την προσπίπτουσα δέσμη σε γωνία  $\pi/4$ , ως προς το επίπεδο πρόσπτωσης-ανάκλασης.
2. Για γωνίες πρόσπτωσης στην περιοχή  $15^\circ$ - $80^\circ$ , και με βήμα  $\approx 4^\circ - 5^\circ$ , μετρήστε την γωνία στροφής του ανακλώμενου φωτός,

χρησιμοποιώντας τον δεύτερο πολωτή στο βραχίονα «Πρίσμα-Ανιχνευτής», και τον παρακάτω Πίνακα XX.2

**Πίνακας XX.2**

α/α	$\theta_i$	$\psi$
1		
2		
3		
.		
.		

**XX.4.4 Μέτρηση του συντελεστή ανάκλασης σ-πολωμένου φωτός**

1. Στηρίξτε, με τη βοήθεια του επιβλέποντος, το Laser κατακόρυφα, χρησιμοποιώντας την επιπλέον κυλινδρική ράβδο που βρίσκεται στην ίδια βάση τύπου H, και το στήριγμα ορθής γωνίας που βρίσκεται στο βραχίονα «Πρίσμα-Ανιχνευτής».
2. Ανάψτε το Laser και κατευθύνετε τη δέσμη στο μέσον (καθ' ύψος) του πρίσματος, έτσι ώστε να διέρχεται από τον άξονα περιστροφής του συστήματος. Επαναλάβετε τα βήματα 2, 3, του κεφ. XX.4.1 (Ευθυγράμμιση της διάταξης – Βαθμονόμιση Πολωτών).
3. Για γωνίες πρόσπτωσης στην περιοχή  $15^\circ$ - $75^\circ$ , και με βήμα  $\approx 5^\circ$ , μετρήστε την ένταση του ανακλώμενου φωτός από την επιφάνεια του πρίσματος, για φως πολωμένο κάθετα ( $I_\sigma$ ) στο επίπεδο πρόσπτωσης-ανάκλασης, και συμπληρώστε την αντίστοιχη στήλη από τον παραπάνω Πίνακα XX.1

**XX.5 Επεξεργασία των μετρήσεων**

XX.5.1. Από τη γωνία πρόσπτωσης ( $\theta_o$ ), που αντιστοιχεί σε μηδενισμό της ανακλώμενης έντασης για π-πολωμένο φως, (γωνία Brewster), προσδιορίστε το δείκτη διάθλασης του υλικού από το οποίο είναι κατασκευασμένο το πρίσμα

$$n = \dots\dots\dots \pm \dots\dots\dots$$

XX.5.2. Σχεδιάστε, με βάση τα δεδομένα του Πίνακα XX.1, τους συντελεστές ανάκλασης για π- και σ-πολωμένο φως ως συναρτήσεις της γωνίας πρόσπτωσης. Στο ίδιο σχεδιάγραμμα, σχεδιάστε την θεωρητικά αναμενόμενη εξάρτηση των συντελεστών ανάκλασης για π- και σ-πολωμένο φως, από τη γωνία πρόσπτωσης, χρησιμοποιώντας την τιμή του δείκτη διάθλασης που προσδιορίσατε στο προηγούμενο βήμα XX.5.1. Κανονικοποιήστε τα θεωρητικά σας αποτελέσματα, για κάποια γωνία πρόσπτωσης (π.χ.  $\theta_i = 30^\circ$ ), στην αντίστοιχη πειραματική τιμή. Σχολιάστε.

XX.5.3. Σχεδιάστε, με βάση τα δεδομένα του Πίνακα XX.2, την εξάρτηση της γωνία στροφής  $\psi$  του επιπέδου πόλωσης, από τη γωνία πρόσπτωσης  $\theta_i$ . Με βάση την τιμή  $\theta_p = \theta_i(\psi = \pi/4)$ , προσδιορίστε το δείκτη διάθλασης του υλικού από το οποίο είναι κατασκευασμένο το πρίσμα. Σχεδιάστε, στο ίδιο γράφημα, την θεωρητικά αναμενόμενη εξάρτηση  $\psi = \psi(\theta_i)$ , χρησιμοποιώντας την τιμή του δείκτη διάθλασης που προσδιορίσατε στο ίδιο βήμα από την  $\theta_p$ .