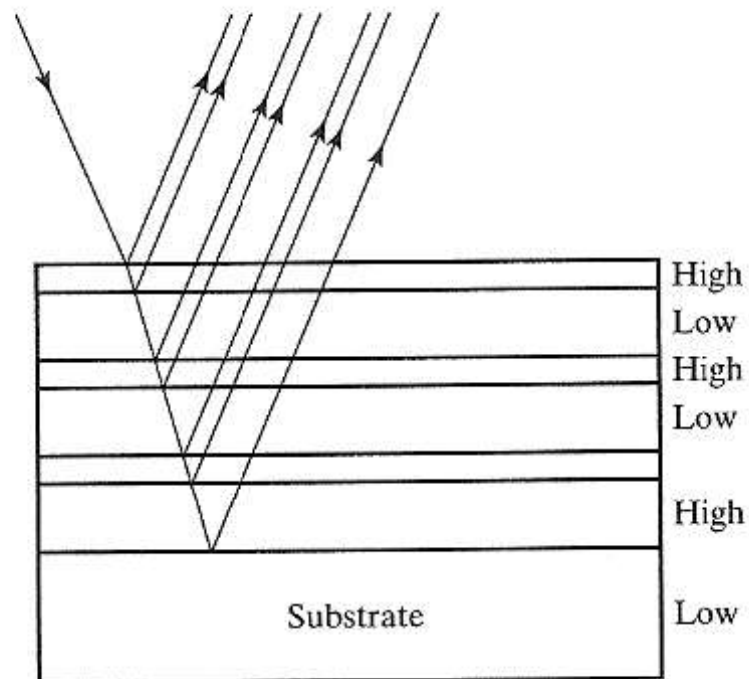


# Φυσική Οπτική

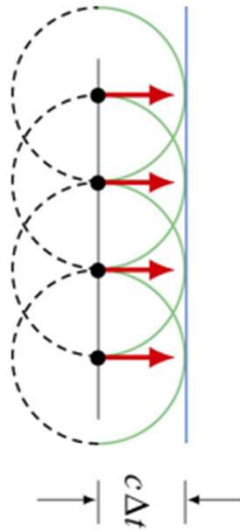
## Αρχή Huygens Συμβολή



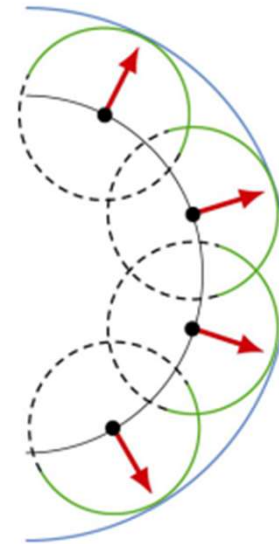
# Το φως σαν κύμα

## Αρχή του Huygens

Όλα τα σημεία ενός μετώπου κύματος λειτουργούν ως σημειακές πηγές δευτερογενών σφαιρικών κυμάτων. Μετά από χρόνο  $t$  η νέα θέση του μετώπου κύματος θα είναι αυτή μιας επιφάνειας εφαπτόμενης σε αυτά τα δευτερογενή κύματα



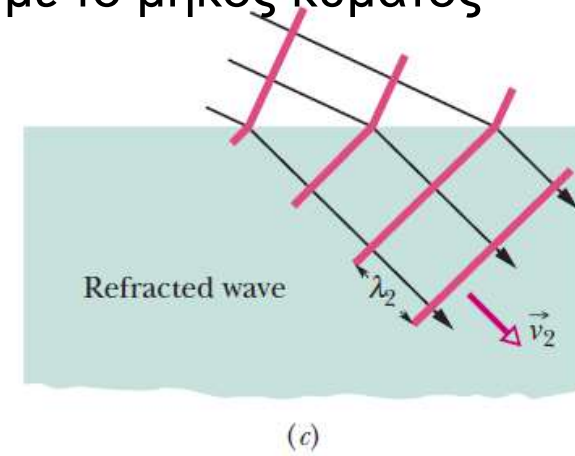
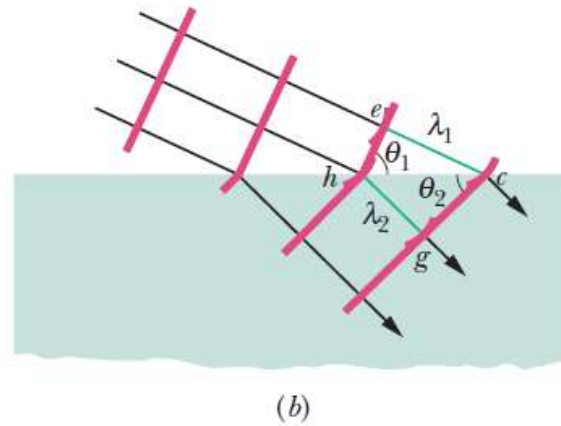
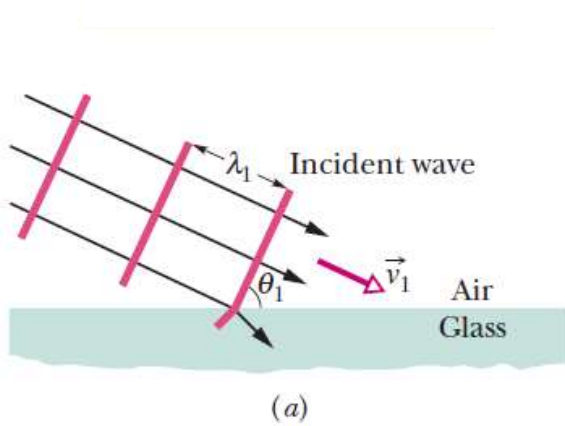
Διάδοση επίπεδου κύματος



Διάδοση σφαιρικού κύματος

## Απόδειξη του νόμου της διάθλασης του Snell χρησιμοποιώντας την αρχή Huygens

Τα κόκκινα ευθύγραμμα τμήματα συμβολίζουν τα κυματομέτωπα. Τα διαδοχικά κυματομέτωπα που έχουμε σχεδιάσει εδώ απέχουν μεταξύ τους απόσταση ίση με το μήκος κύματος



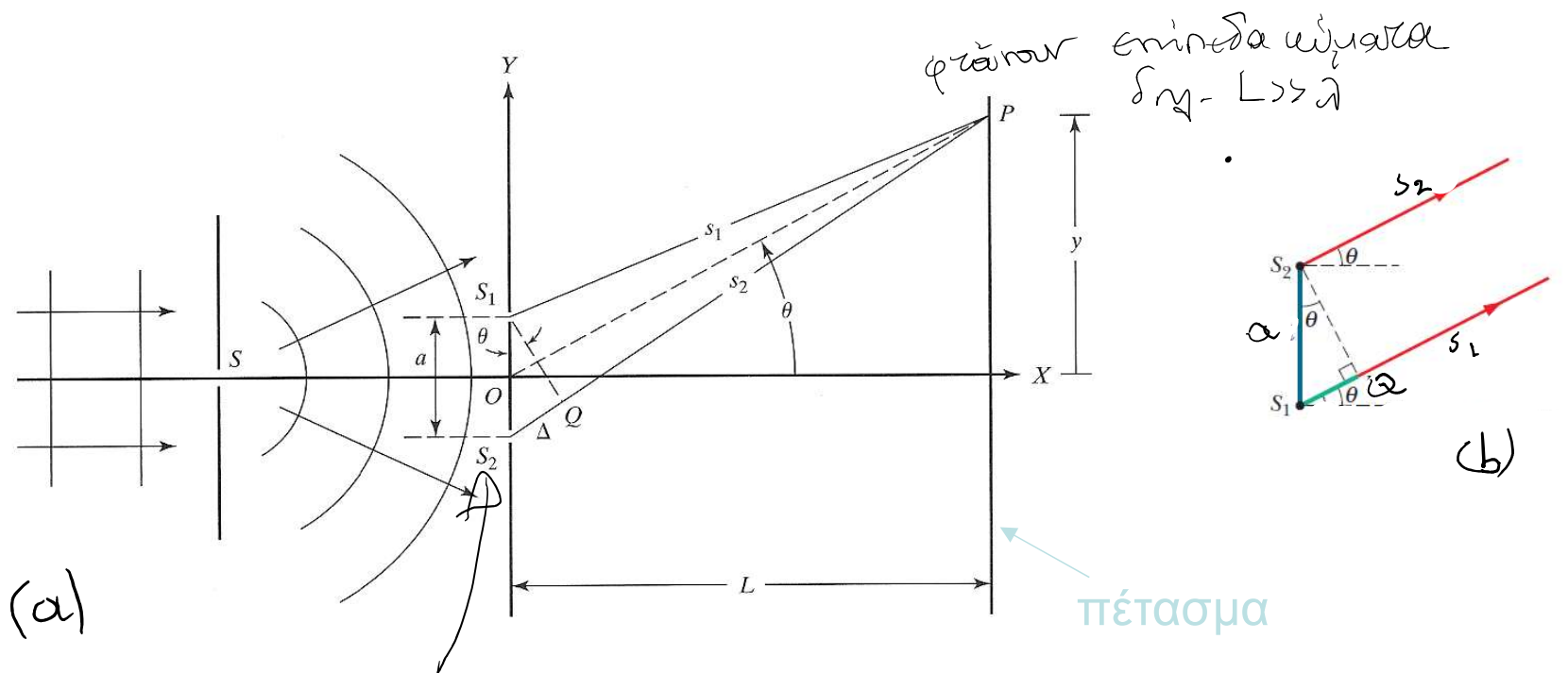
$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{v_1}{v_2}, \quad \text{+} \quad \sin \theta_1 = \frac{\lambda_1}{hc} \quad (\text{for triangle } hce) \quad \text{+} \quad \sin \theta_2 = \frac{\lambda_2}{hc} \quad (\text{for triangle } hcg).$$

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{v_1}{v_2}, \quad \text{+} \quad n_1 = \frac{c}{v_1} \quad \text{and} \quad n_2 = \frac{c}{v_2}, \quad \text{+} \quad \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{c/n_1}{c/n_2} = \frac{n_2}{n_1}$$

**=**

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (\text{law of refraction}),$$

# Συμβολή από δυο σχισμές – Πείραμα Young



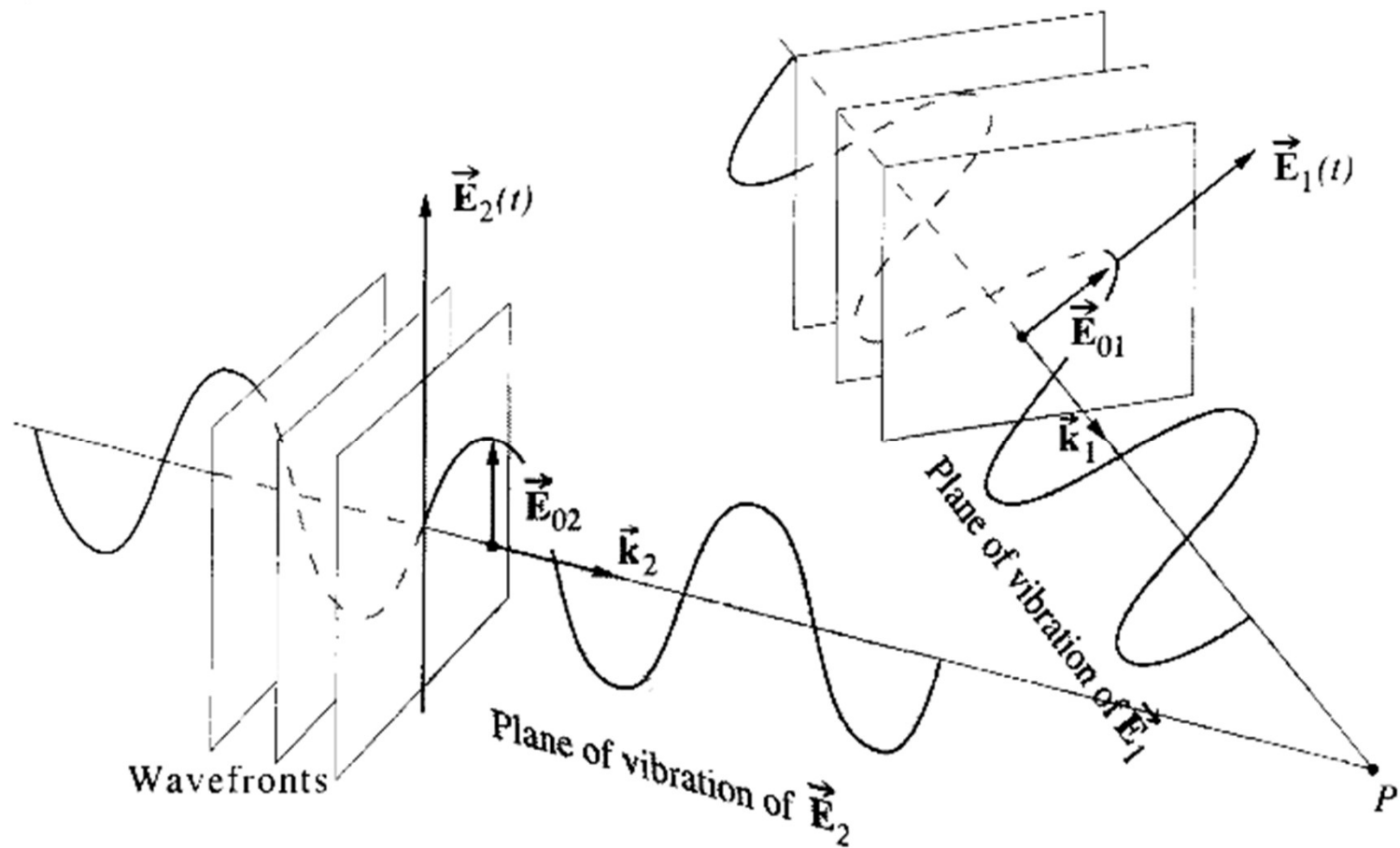
Έστω ένα σημείο  $P$  πάνω στο πέτασμα. Η γωνία που σχηματίζει η  $OP$  με τον οπτικό άξονα  $Ox$  είναι  $\theta$ .

Η διαφορά οπτικού δρόμου μεταξύ των δυο διαδρομών  $s_1 = S_1P$  και  $s_2 = S_2P$  είναι περίπου ίση με  $\Delta \sim S_2Q$ . Έχουμε υποθέσει ότι το πέτασμα είναι αρκετά μακριά ώστε να μπορούμε να θεωρήσουμε ότι τα  $S_1P$  και  $S_2P$  είναι περίπου παράλληλα μεταξύ τους [βλ. σχήμα (β)]. Από τη γεωμετρία του σχήματος προκύπτει ότι  $\Delta = a \sin \theta$

# Συμβολή δυο επίπεδων κυμάτων

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{01} \cos(ks_1 - \omega t + \phi_1)$$

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_{02} \cos(ks_2 - \omega t + \phi_2)$$



$$\vec{E}_p = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$$

Irradiance (ένταση ακτινοβολίας)

$$I = \varepsilon_0 c \langle \vec{\mathbf{E}} \cdot \vec{\mathbf{E}} \rangle$$

Στο σημείο P:

$$\vec{\mathbf{E}}_p = \vec{\mathbf{E}}_1 + \vec{\mathbf{E}}_2$$

$$I = \varepsilon_0 c \langle \vec{\mathbf{E}}_p^2 \rangle = \varepsilon_0 c \langle \vec{\mathbf{E}}_p \cdot \vec{\mathbf{E}}_p \rangle$$

$$= \varepsilon_0 c \langle (\vec{\mathbf{E}}_1 + \vec{\mathbf{E}}_2) \cdot (\vec{\mathbf{E}}_1 + \vec{\mathbf{E}}_2) \rangle$$

$$\longrightarrow I = \varepsilon_0 c \langle \vec{\mathbf{E}}_1 \cdot \vec{\mathbf{E}}_1 + \vec{\mathbf{E}}_2 \cdot \vec{\mathbf{E}}_2 + 2\vec{\mathbf{E}}_1 \cdot \vec{\mathbf{E}}_2 \rangle$$

$$I = I_1 + I_2 + I_{12}$$

Όρος Συμβολής

$$I_{12} = 2\varepsilon_0 c \langle \vec{\mathbf{E}}_1 \cdot \vec{\mathbf{E}}_2 \rangle$$

$$\vec{\mathbf{E}}_1 \cdot \vec{\mathbf{E}}_2 = \vec{\mathbf{E}}_{01} \cdot \vec{\mathbf{E}}_{02} \cos(ks_1 - \omega t + \phi_1) \cos(ks_2 - \omega t + \phi_2)$$

Ορίζουμε  $\alpha \equiv ks_1 + \phi_1$  και  $\beta \equiv ks_2 + \phi_2$

Οπότε  $2\vec{\mathbf{E}}_1 \cdot \vec{\mathbf{E}}_2 = 2\vec{\mathbf{E}}_{01} \cdot \vec{\mathbf{E}}_{02} \cos(\alpha - \omega t) \cos(\beta - \omega t)$

Χρησιμοποιώντας  $2 \cos(A)\cos(B) = \cos(A + B) + \cos(B - A)$

$$\longrightarrow 2\langle \vec{\mathbf{E}}_1 \cdot \vec{\mathbf{E}}_2 \rangle = \vec{\mathbf{E}}_{01} \cdot \vec{\mathbf{E}}_{02} [\langle \cos(\alpha + \beta - 2\omega t) \rangle + \langle \cos(\beta - \alpha) \rangle]$$

↓  
0

$$\begin{aligned} 2\langle \vec{\mathbf{E}}_1 \cdot \vec{\mathbf{E}}_2 \rangle &= \vec{\mathbf{E}}_{01} \cdot \vec{\mathbf{E}}_{02} \langle \cos(\beta - \alpha) \rangle = \vec{\mathbf{E}}_{01} \cdot \vec{\mathbf{E}}_{02} \langle \cos(k(s_2 - s_1) + \phi_2 - \phi_1) \rangle \\ &\equiv \vec{\mathbf{E}}_{01} \cdot \vec{\mathbf{E}}_{02} \langle \cos \delta \rangle \end{aligned}$$

Όπου ορίσαμε τη διαφορά φάσης μεταξύ των

$$\vec{\mathbf{E}}_2 \text{ και } \vec{\mathbf{E}}_1 \longrightarrow \delta = k(s_2 - s_1) + \phi_2 - \phi_1$$

Οπότε

$$I_{12} = \epsilon_0 c \vec{\mathbf{E}}_{01} \cdot \vec{\mathbf{E}}_{02} \langle \cos \delta \rangle$$

$$\text{Υπενθύμιση: } \langle f(t) \rangle_T = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} f(t') dt'$$

Οι δυο άλλοι όροι του  $I$ :

$$I_1 = \varepsilon_0 c \langle \vec{\mathbf{E}}_1 \cdot \vec{\mathbf{E}}_1 \rangle = \varepsilon_0 c E_{01}^2 \langle \cos^2(\alpha - \omega t) \rangle = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c E_{01}^2$$

$$I_2 = \varepsilon_0 c \langle \vec{\mathbf{E}}_2 \cdot \vec{\mathbf{E}}_2 \rangle = \varepsilon_0 c E_{02}^2 \langle \cos^2(\beta - \omega t) \rangle = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c E_{02}^2$$

$$I_{12} = \varepsilon_0 c \vec{\mathbf{E}}_{01} \cdot \vec{\mathbf{E}}_{02} \langle \cos \delta \rangle$$

αν  $\mathbf{E}_{01} \parallel \mathbf{E}_{02}$

$$I_{12} = 2\sqrt{I_1 I_2} \langle \cos \delta \rangle$$



## Συμβολή ασύμφωνων μεταξύ τους πεδίων

Στην πράξη, τα ηλεκτρικά πεδία  $\vec{E}_1$  και  $\vec{E}_2$  προέρχονται από διαφορετικές πηγές, ο χρονικός μέσος όρος  $\langle \cos \delta \rangle$  είναι 0, διότι καμιά πηγή δεν είναι τελείως μονοχρωματική. Ένας τρόπος για να το εξετάσουμε αυτό είναι να θεωρήσουμε ότι οι φάσεις  $\phi_1$  και  $\phi_2$  είναι συναρτήσεις του χρόνου.

$$I_{12} = 2\sqrt{I_1 I_2} \underbrace{\langle \cos(k(s_2 - s_1) + \phi_2(t) - \phi_1(t)) \rangle}_{0}$$

0, για τις περισσότερες πηγές, οπότε λέμε ότι είναι μεταξύ τους **ασύμφωνες**

$$I = I_1 + I_2 \quad \text{Mutually incoherent beams}$$

## Συμβολή σύμφωνων μεταξύ τους πεδίων

Αν φως από το ίδιο laser π.χ. διαχωριστεί σε δυο δέσμες οι οποίες εν συνεχεία επανασυντίθενται στον ανιχνευτή μας, ο χρονικός μέσος όρος  $\langle \cos \delta \rangle$  μπορεί να μην είναι 0. Αυτό συμβαίνει διότι ενώ υπάρχουν κι εδώ αποκλίσεις από την μονοχρωματικότητα, είναι **συσχετισμένες** στις δυο δέσμες. Αν λοιπόν οι δυο δέσμες διανύσουν αυστηρά ίσους οπτικούς δρόμους (ίσοι χρόνοι), το  $\phi_1 - \phi_2$  θα είναι 0, οπότε η  $\delta$  είναι σταθερή

$$\begin{aligned} 2\sqrt{I_1 I_2} \langle \cos(k(s_2 - s_1) + \phi_1(t) - \phi_1(t)) \rangle &= 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(k(s_2 - s_1)) \\ &= 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta \end{aligned}$$

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta \quad \text{Mutually coherent beams}$$

**Χρόνος συμφωνίας** (coherence time): το χρονικό διάστημα  $\tau_0$  μέσα στο οποίο αποκλίσεις από τη μονοχρωματικότητα είναι μικρές

**Μήκος συμφωνίας** (coherence length): η αντίστοιχη απόσταση που διανύει το κύμα στον χρόνο συμφωνίας  $l_t = c\tau_0$

# Καταστρεπτική και ενισχυτική συμβολή

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta$$

## Ενισχυτική συμβολή

$$\cos \delta = +1$$

$$\delta = 2m\pi$$

$$m \in Z_o$$

}

$$I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}$$

$$\text{αν } I_1 = I_2 = I_0 \longrightarrow I_{\max} = 4I_0$$

## Καταστρεπτική συμβολή

$$\cos \delta = -1$$

$$\delta = (2m + 1)\pi$$

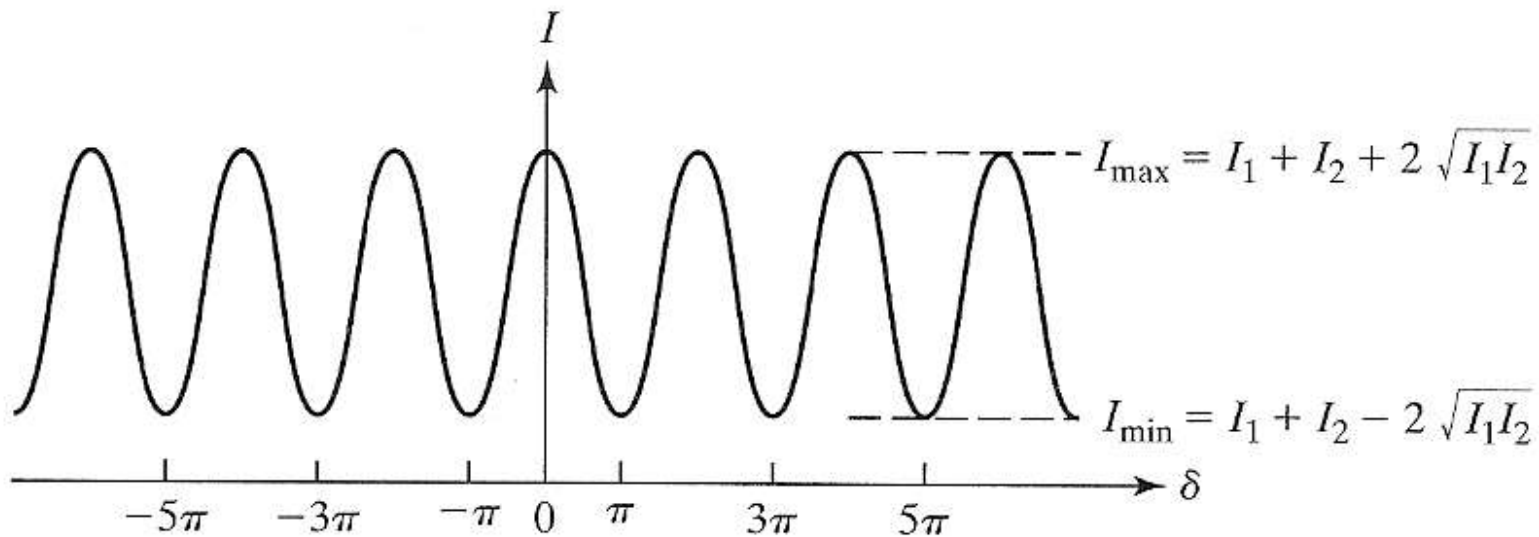
$$m \in Z_o$$

}

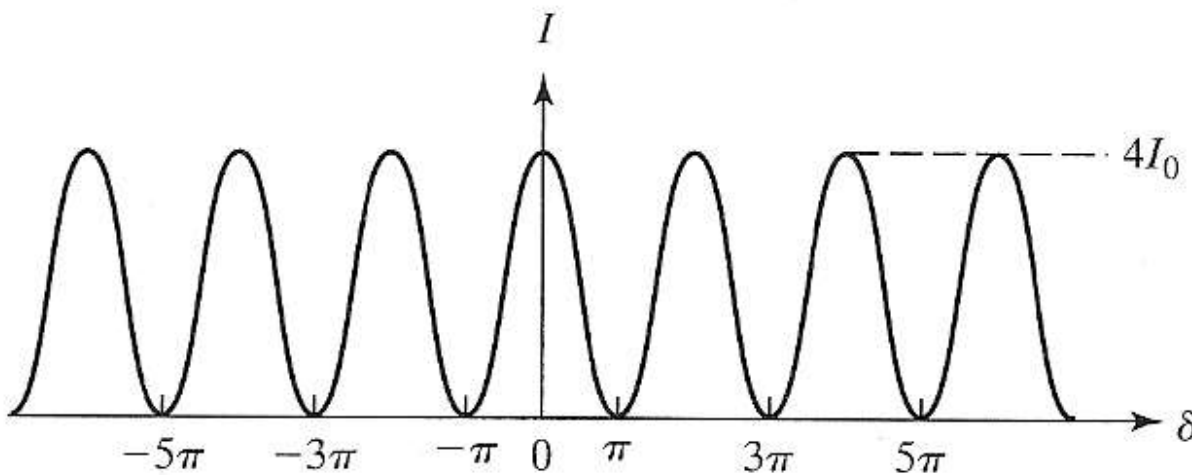
$$I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}$$

$$\text{αν } I_1 = I_2 = I_0 \longrightarrow I_{\min} = 0$$

# Κροσσοί συμβολής



(a)



(b)

«ευκρίνεια» κροσσών

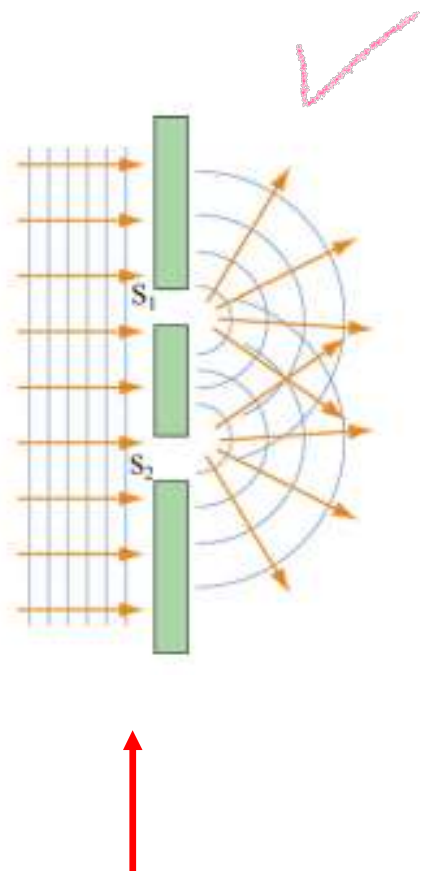
$$\text{visibility} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

Άλλη μια χρήσιμη σχέση όταν  $I_1 = I_2 = I_0$

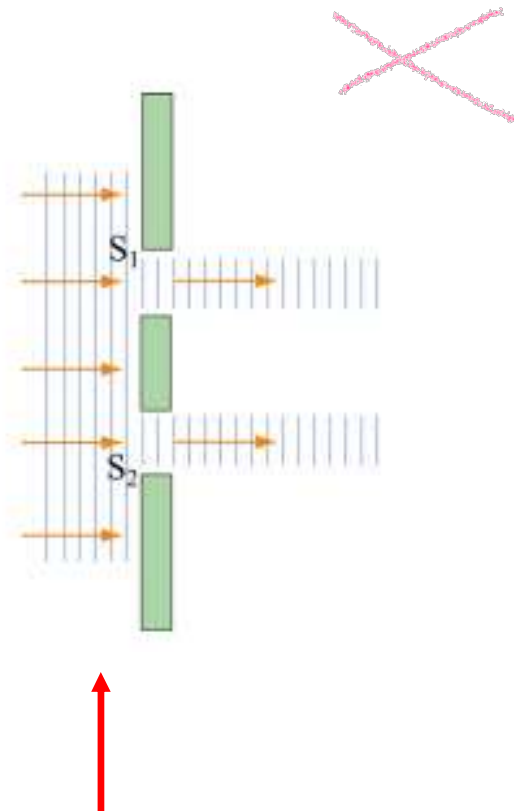
$$\left. \begin{aligned} I &= I_0 + I_0 + 2\sqrt{I_0^2} \cos \delta = 2I_0(1 + \cos \delta) \\ 1 + \cos \delta &\equiv 2 \cos^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \end{aligned} \right\} I = 4I_0 \cos^2\left(\frac{\delta}{2}\right)$$

# Συμβολή από δυο σχισμές – Πείραμα Young

## *Wavefront-splitting interferometer*



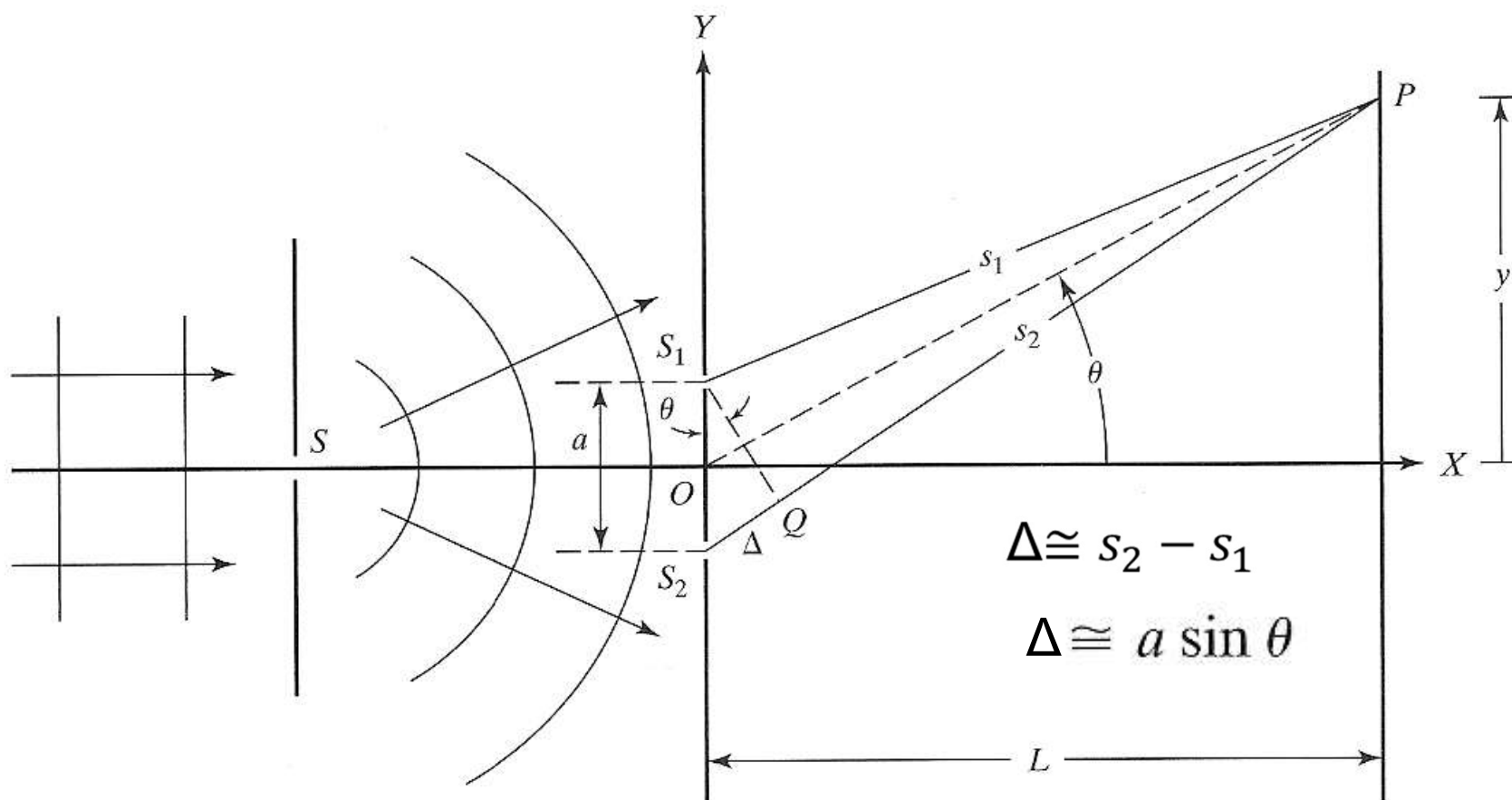
Αρχή Huygens – θα  
παρατηρηθούν κροσσοί  
συμβολής



Χωρίς τα δευτερεύοντα  
κύματα της αρχής  
Huygens, δεν θα έπρεπε  
να παρατηρηθούν κροσσοί  
συμβολής

# Συμβολή από δυο σχισμές – Πείραμα Young

*Wavefront-splitting interferometer – συμβολόμετρο διαχωρισμού κυματικού μετώπου*



**Ενισχυτική συμβολή**  $\delta = k(s_2 - s_1) = 2m\pi \xrightarrow{k=2\pi/\lambda} s_2 - s_1 = \Delta = m\lambda$

**Καταστρεπτική συμβολή**  $s_2 - s_1 = \Delta = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda$

$$\delta = k(s_2 - s_1) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta$$

$$I = 4I_0 \cos^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \longrightarrow I = 4I_0 \cos^2\left(\frac{\pi \Delta}{\lambda}\right) = 4I_0 \cos^2\left(\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}\right)$$

Για σημεία P κοντά στον οπτικό άξονα  $y \ll L$

$$\sin \theta \cong \tan \theta \cong y/L$$

$$\longrightarrow \boxed{I = 4I_0 \cos^2\left(\frac{\pi a y}{\lambda L}\right)}$$

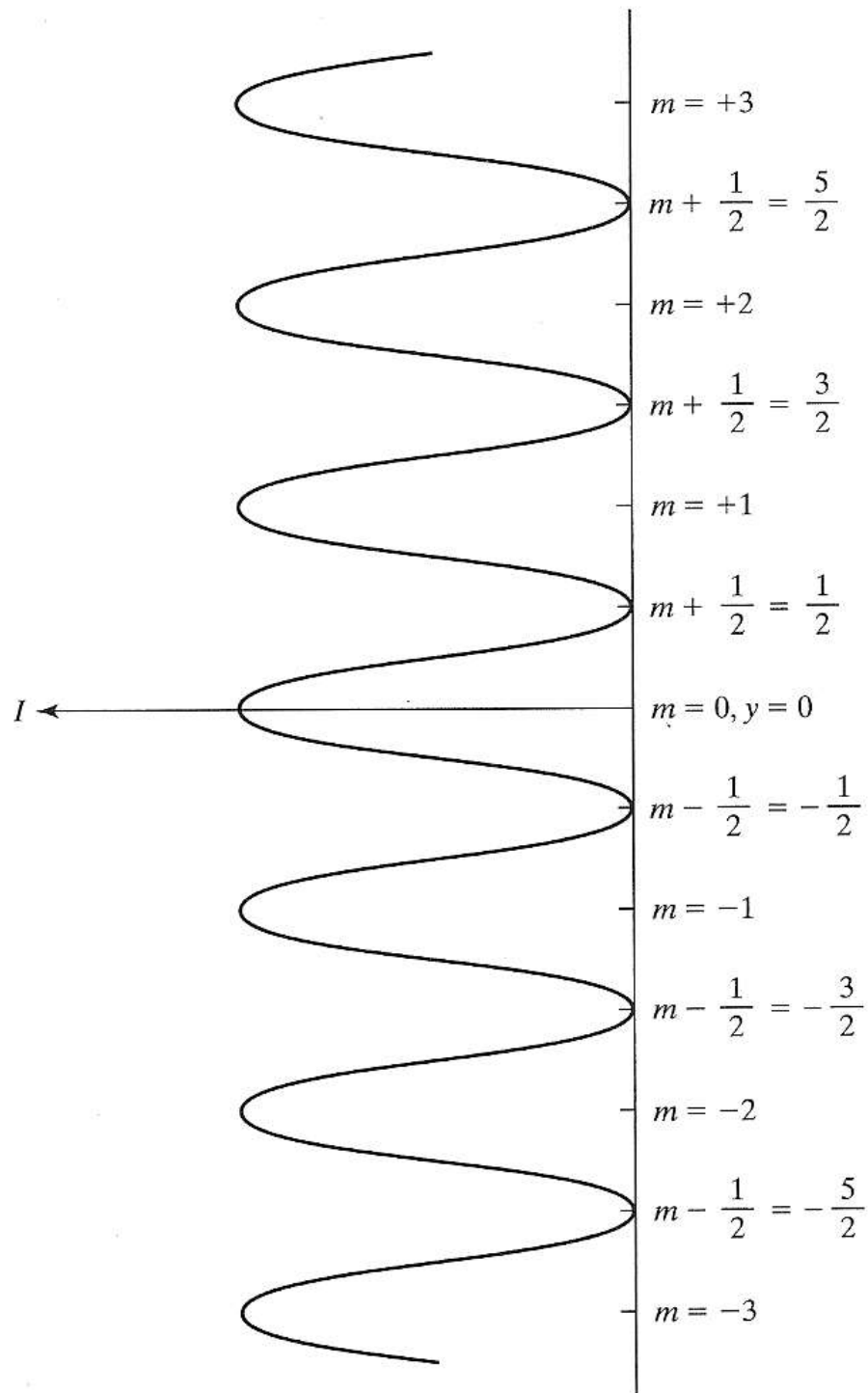
Φωτεινοί κροσσοί  $s_2 - s_1 = \Delta = m\lambda = a \sin \theta \cong a y/L$

$$\longrightarrow y_m = \frac{m\lambda L}{a}, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Μέτρηση του  $\lambda$

Απόσταση μεταξύ διαδοχικών κροσσών  $\Delta y = y_{m+1} - y_m = \frac{\lambda L}{a}$





## *Το Πείραμα Συμβολής Young*

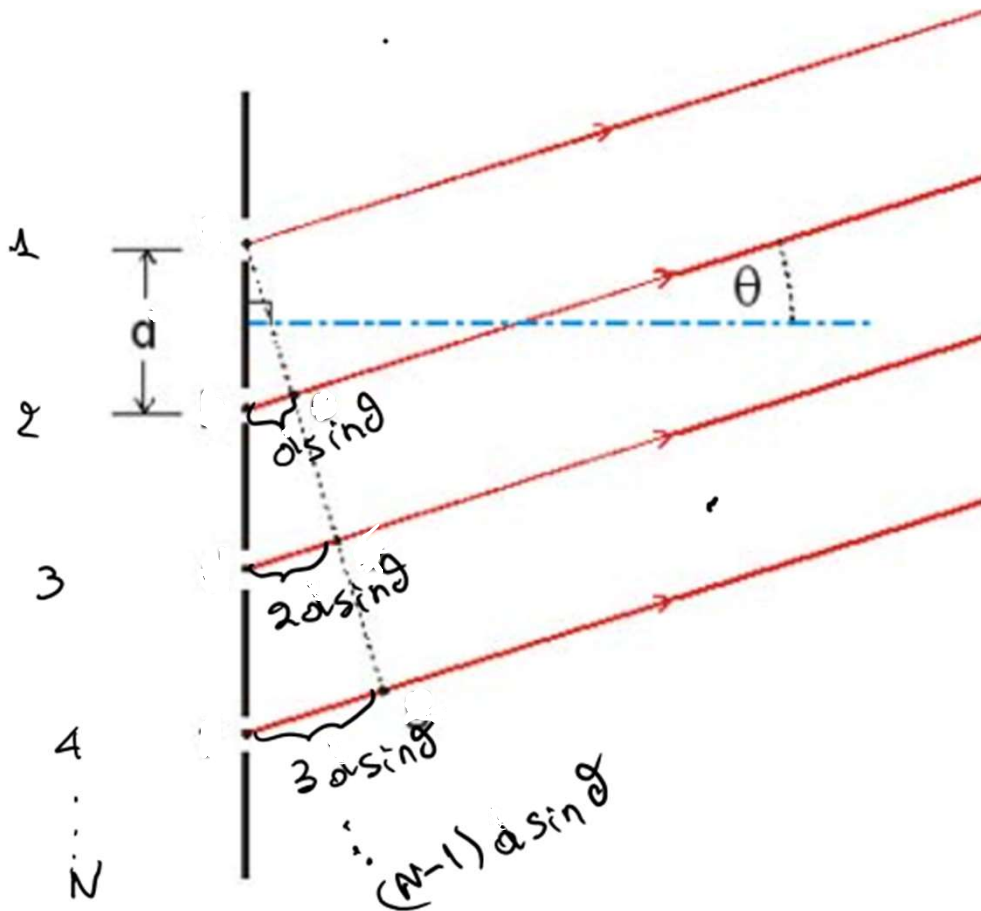
Φωτογραφία κροσσών συμβολής από  
πείραμα συμβολής Young από δυο λεπτές  
Σχισμές μικρού ύψους

Από Halliday-Resnick-Walker



# Συμβολή από N σχισμές

Συμβολή από N σχισμές που απέχουν απόσταση  $d$  ανά δύο μεταξύ τους. Η μέτρηση γίνεται σε μεγάλη απόσταση από τις πηγές.



$$\delta = ka \sin \theta = \frac{2\pi a \sin \theta}{\lambda}$$

$$E_1 = E_0 \sin(kr_0 - \omega t)$$

$$E_2 = E_0 \sin(kr_0 + \delta - \omega t)$$

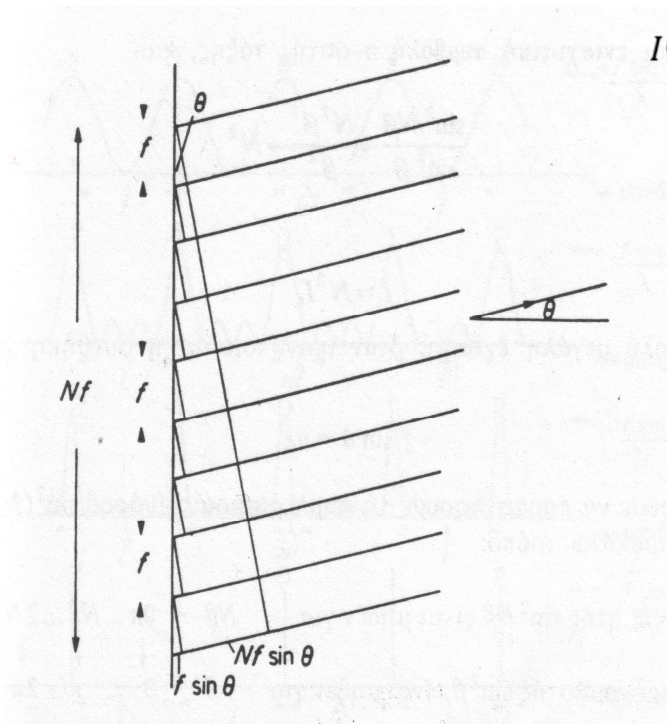
$$E_3 = E_0 \sin(kr_0 + 2\delta - \omega t)$$

$$E_4 = E_0 \sin(kr_0 + 3\delta - \omega t)$$

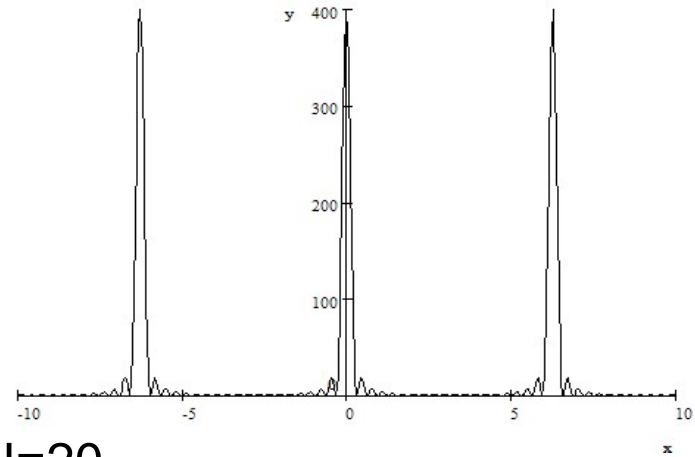
⋮

$$E_N = E_0 \sin(kr_0 + (N-1)\delta - \omega t)$$

Στο σημείο P του πετάσματος, πολύ μακριά από τις σχισμές αθροίζω (αρχή υπέρθεσης) τα ηλεκτρικά πεδία που προέρχονται από τις διάφορες σχισμές. Υποθέτω ότι είναι παράλληλα μεταξύ τους.



$$I(\theta) = I_0 \frac{\sin^2(N\beta)}{\sin^2(\beta)}, \quad \beta = \frac{\delta}{2} = \frac{f}{\lambda} \pi \sin \theta$$



$N=20$   
 $2\beta$

$$E_p = E_{01} \sin(kr_0 - \omega t) + E_{01} \sin(kr_0 + \delta - \omega t) + \dots + E_{01} \sin(kr_0 + (N-1)\delta - \omega t)$$

$$\begin{aligned} E_p &= E_{01} \operatorname{Im} \left[ e^{i(kr_0 - \omega t)} + e^{i(kr_0 + \delta - \omega t)} + \dots + e^{i(kr_0 + (N-1)\delta - \omega t)} \right] \\ &= E_{01} \operatorname{Im} \left[ e^{i(kr_0 - \omega t)} (1 + e^{i\delta} + e^{i2\delta} + \dots + e^{i(N-1)\delta}) \right] \end{aligned}$$

Χρησιμοποιούμε τον τύπο για το άθροισμα όρων γεωμετρικής σειράς:

$$\sum_{n=0}^N a^n = 1 + a + a^2 + \dots = \frac{1 - a^{n+1}}{1 - a}$$

$$\begin{aligned} \text{Οπότε } E_p &= E_{01} \operatorname{Im} \left[ e^{i(kr_0 - \omega t)} \left( \frac{1 - e^{iN\delta}}{1 - e^{i\delta}} \right) \right] = E_{01} \operatorname{Im} \left[ e^{i(kr_0 - \omega t)} \frac{-e^{iN\frac{\delta}{2}} (e^{iN\frac{\delta}{2}} - e^{-iN\frac{\delta}{2}})}{-e^{i\delta/2} (e^{-\delta/2} - e^{-i\delta/2})} \right] \\ &= E_{01} \operatorname{Im} \left[ e^{i[kr_0 + (N-1)\frac{\delta}{2} - \omega t]} \frac{\sin(\frac{N\delta}{2})}{\sin(\frac{\delta}{2})} \right] \end{aligned}$$

$$\text{Άρα, } E_p = E_{01} \sin \left( kr_0 + (N-1) \frac{\delta}{2} - \omega t \right) \frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)} \quad \delta = k a \sin \theta = \frac{2\pi a \sin \theta}{\lambda}$$

$$\langle E_p^2 \rangle = E_{01}^2 \left\langle \sin^2 \left( kr_0 + (N - 1) \frac{\delta}{2} - \omega t \right) \right\rangle \frac{\sin^2(N\delta/2)}{\sin^2(\delta/2)} = \frac{1}{2} E_{01}^2$$

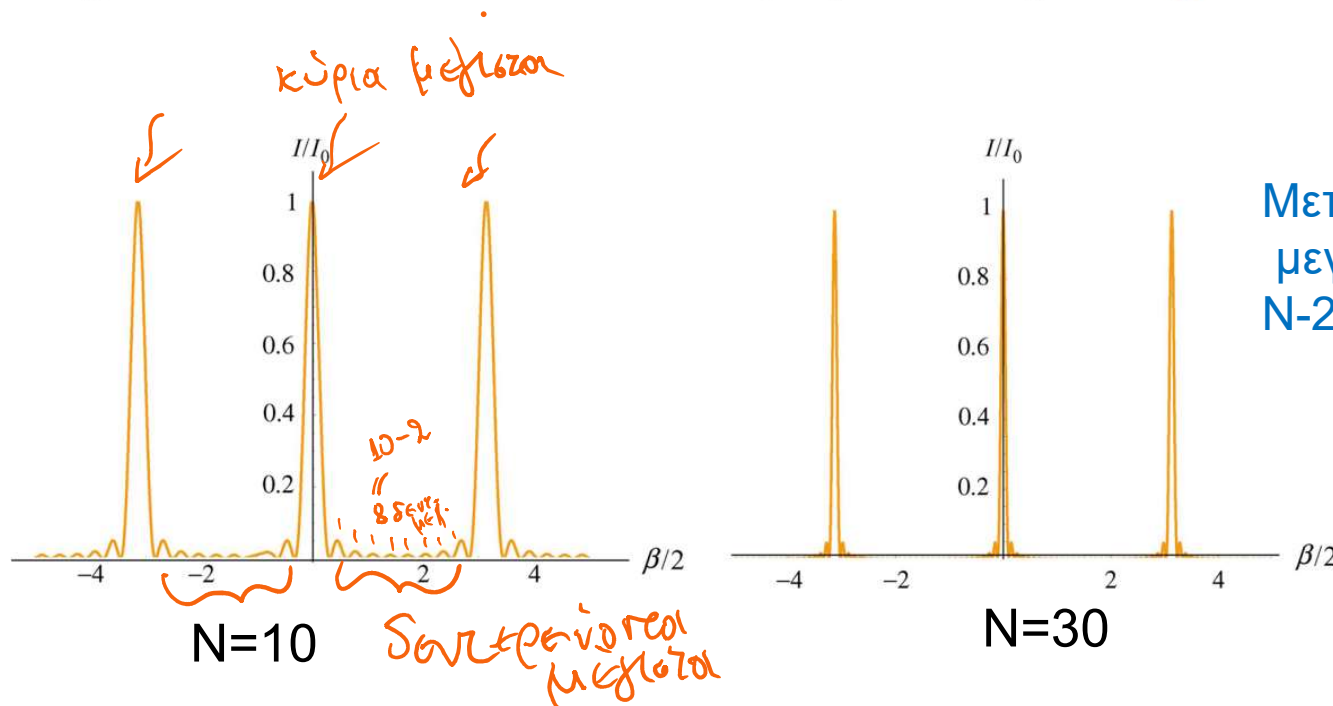
$$\frac{\sin^2(N\delta/2)}{\sin^2(\delta/2)} = \frac{E_0^2}{2N^2} \frac{\sin^2(N\delta/2)}{\sin^2(\delta/2)}$$

(όπου θέσαμε  $E_{01} = E_0/N$ )

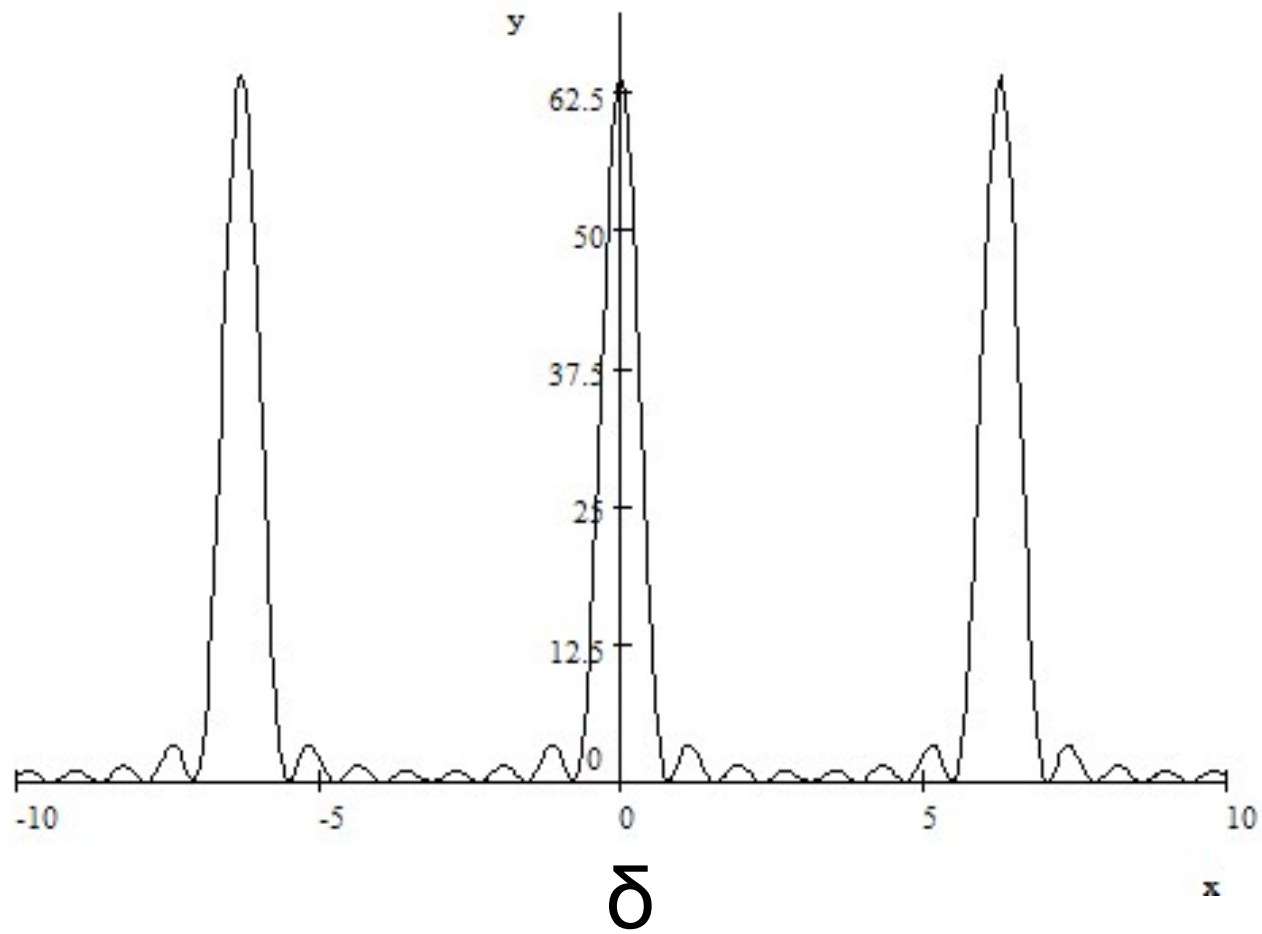
Οπότε  $I = \frac{I_0 \sin^2(N\delta/2)}{N^2 \sin^2(\delta/2)}$

$$\delta = k a \sin \theta = \frac{2\pi a \sin \theta}{\lambda}$$

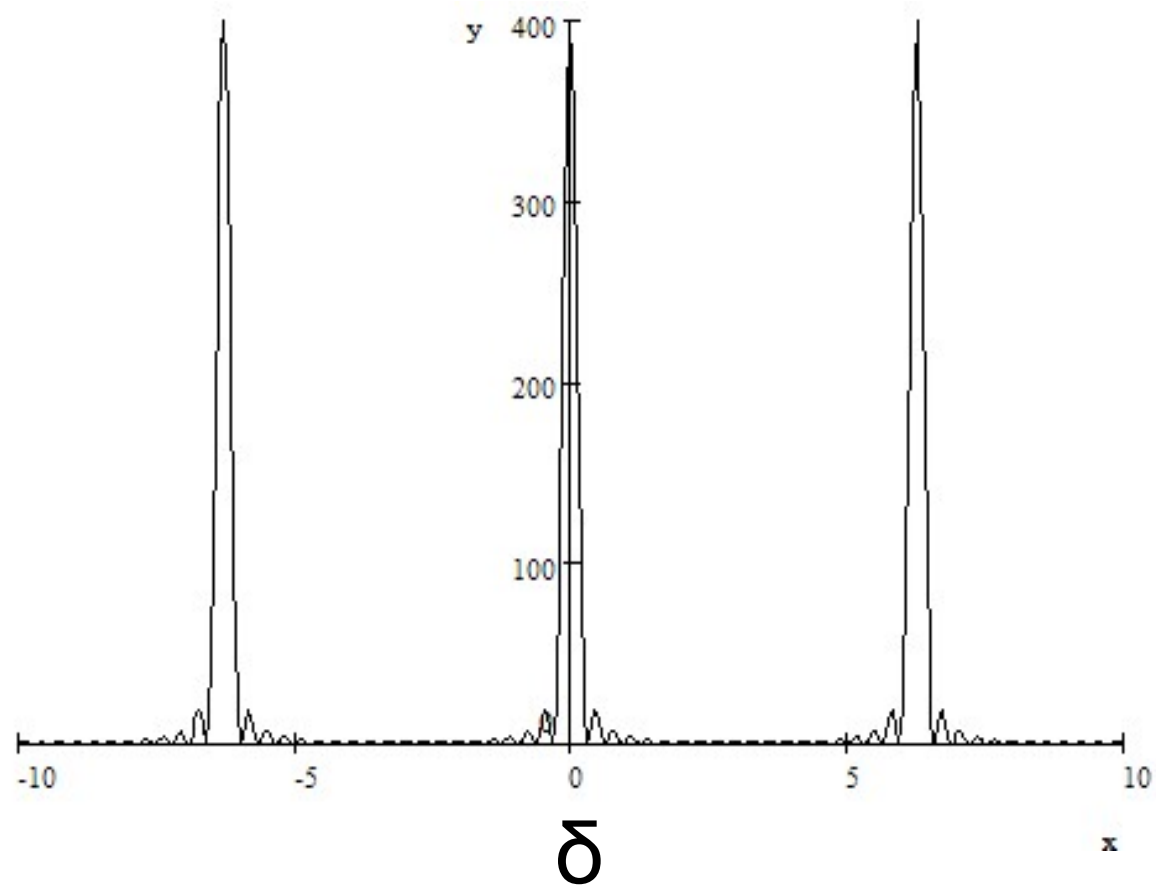
Παρατηρείστε ότι όταν το  $\delta=0$  (δηλ.  $\theta=0$ ),  $I \rightarrow I_0$



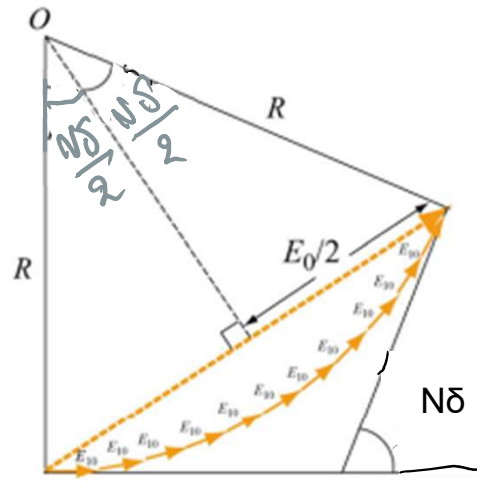
$N=8$



$N=20$







Διάγραμμα φασόρων για τον προσδιορισμό του χρονικά ανεξάρτητου μέρους του  $E$ .

Από ορθογώνιο τρίγωνο:

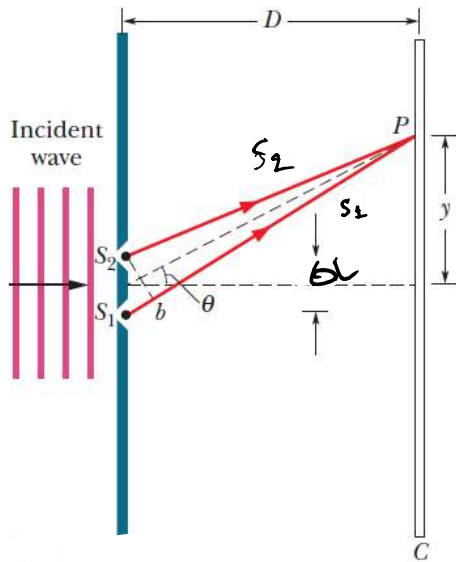
$$\sin \frac{N\delta}{2} = \frac{E_0/2}{R}$$

Μήκος τόξου:  $NE_{10} = RN\delta$

$$\text{Χρονικά ανεξάρτητο μέρος του } E = 2R \sin \left( \frac{N\delta}{2} \right) = 2 \frac{NE_{10}}{N\delta} \sin \left( \frac{\beta}{2} \right) = E_{01} \frac{\sin(N\delta/2)}{(\delta/2)}$$

που ταυτίζεται (για το χρονικά ανεξάρτητο μέρος) με τον τύπο που βρήκαμε προηγουμένως για μικρά  $\delta$  (οπότε  $\sin(\frac{\delta}{2}) \cong \delta/2$ )

# Άσκηση 1



Ποια είναι η απόσταση πάνω στο πέτασμα μεταξύ δύο διαδοχικών φωτεινών κροσσών, αν το μήκος κύματος του φωτός είναι  $546\text{nm}$ , η απόσταση μεταξύ των σχισμών είναι  $0.12\text{mm}$  και η απόσταση μεταξύ σχισμής και πετάσματος είναι  $55\text{cm}$ . Υποθέστε ότι  $\sin\theta \sim \tan\theta$

$$\begin{aligned}\Delta y &= y_{m+1} - y_m = \frac{\lambda L}{a} \\ &= \frac{546 \times 10^{-9}\text{m} \times 55 \times 10^{-2}\text{m}}{0.12 \times 10^{-3}\text{m}} \\ &= 2.5 \times 10^{-3}\text{m} = 2.5\text{mm}\end{aligned}$$

## Άσκηση 2

Φως που προέρχεται από μία στενή σχισμή περνά από δύο ίδια παράλληλες σχισμές, που απέχουν μεταξύ τους 2mm. Σε μία οθόνη που απέχει 1m από τις σχισμές, παρατηρούμε κροσσούς συμβολής. Οι κροσσοί απέχουν 3.29mm μεταξύ τους. Ποιο είναι το μήκος κύματος του φωτός; Πως μεταβάλλεται η ένταση του φωτός πάνω στην οθόνη, αν η συμβολή από τη μία σχισμή μόνο είναι  $I_0$ ;

$$\Delta y = y_{m+1} - y_m = \frac{\lambda L}{a} \quad (1) \quad I = 4I_0 \cos^2\left(\frac{\pi a y}{\lambda L}\right) \quad (2)$$

$$(1) \Rightarrow \lambda = a\Delta y/L = (0.0002)(3.29 \times 10^{-3})/1 = 658\text{nm}$$

$$(2) \Rightarrow I = 4I_0 \cos^2[\pi(0.0002)y/(658 \times 10^{-9})(1)] = 4I_0 \cos^2(955y)$$

### Άσκηση 3

από τον κεντρικό κροσσό

Εάν στην περίπτωση της συμβολής από δύο σύμφωνες πηγές μήκους κύματος  $\lambda$  που απέχουν μεταξύ τους απόσταση  $30\mu\text{m}$ , ο δεύτερος κροσσός συμβολής απέχει  $y=4.5\text{cm}$  και η παρατήρηση γίνεται σε απόσταση  $L=1.2\text{m}$  από τις πηγές πόσο είναι το μήκος κύματος  $\lambda$ ;

Πόσο απέχουν δυο διαδοχικοί κροσσοί μεταξύ τους;

$$L=1.2\text{m} \quad a=30\mu\text{m}=30\times 10^{-6}\text{m} \quad y=4.5\times 10^{-2}\text{m}$$

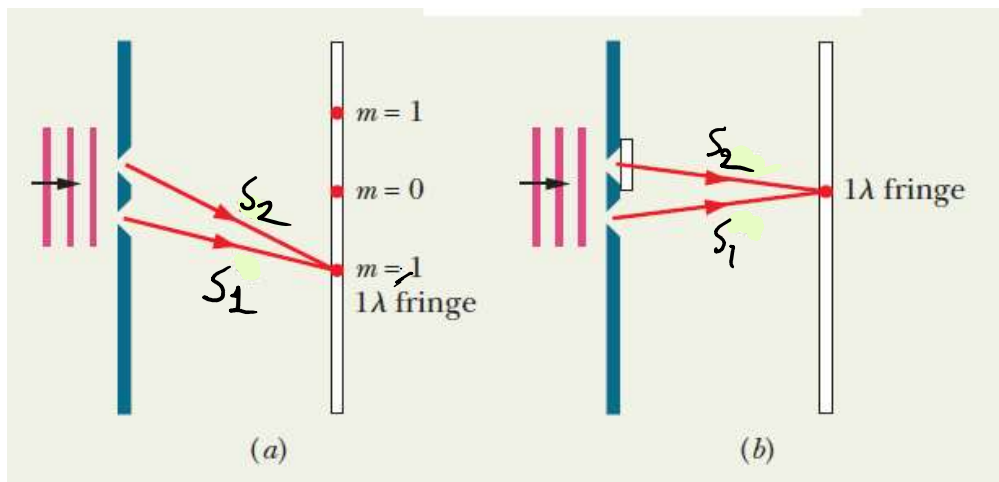
$$\bullet \quad y_m = m \frac{L}{a} \lambda \Rightarrow \lambda = \frac{a y_m}{m L} = \frac{30 \times 10^{-6}\text{m} \times 4.5 \times 10^{-2}\text{m}}{2 \times 1.2\text{m}} = 562,5\text{nm}$$

$$\bullet \quad y_{m+1} - y_m = (m+1) \frac{L}{a} \lambda - m \frac{L}{a} \lambda = \frac{L}{a} \lambda \Rightarrow$$

$$\Delta y = \frac{1.2\text{m}}{30 \times 10^{-6}\text{m}} \times 562,5 \times 10^{-9}\text{m} = 0,0225\text{m} = 2,25\text{cm}$$

# Άσκηση 4

Παρατηρούμε πάνω σε πέτασμα τους κροσσούς συμβολής που προκύπτουν από μονοχρωματικό φως μήκους κύματος  $\lambda = 600\text{nm}$  που πέφτει σε διπλή σχισμή. Αν τοποθετήσουμε ένα κομμάτι διαφανούς πλαστικού, πάχους  $d$ , μπροστά από τη μία από τις δυο σχισμές, αλλάζουν οι θέσεις των κροσσών συμβολής. Συγκεκριμένα, ο κροσσός  $m=1$  (σχήμα α) μετατοπίζεται στη θέση του κεντρικού κροσσού ( $m=0$ ). Ο δείκτης διάθλασης του πλαστικού είναι  $n = 1.50$  για το συγκεκριμένο μήκος κύματος. Που πρέπει να τοποθετηθεί το πλαστικό, στην πάνω ή στην κάτω σχισμή; Ποιο είναι το πάχος  $d$  του πλαστικού;



Έτσι το ηλιακό μπροστά από την  $S_2$   
 Τότε ο οπτικός δρόμος  $S_2$  θα γίνει:

$$n d + \frac{1}{2}(S_2 - d) = (n - 1) d + S_2$$

$$\Delta = [(n - 1) d + S_2] - S_1 =$$

$$= (n - 1) d + (S_2 - S_1)$$

$$\Delta = (n - 1) \lambda \quad (m = -1)$$

$$\Rightarrow \lambda = (n - 1) d \Rightarrow d = \frac{600\text{nm}}{1.5 - 1} = 1200\text{nm}$$

Επιπλέον συμβολή:  $n_{\text{αέρ}} \approx 1$

$$\Delta = m \lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

[Αν μπροστά από την  $S_1$ ,  $m = \pm 1$ , εδύνατο]

## Άσκηση 5

Δύο δέσμες με παράλληλα ηλεκτρικά πεδία περιγράφονται από τις σχέσεις:

$$E_1 = 3\sin\left(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \frac{\pi}{5}\right)$$

$$E_2 = 4\sin\left(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \frac{\pi}{6}\right)$$

Με πλάτη σε kV/m. Οι δέσμες συμβάλλουν σε ένα σημείο όπου η διαφορά φάσης εξαιτίας της διαφοράς δρόμου είναι  $\pi/3$  (με την πρώτη δέσμη να ακολουθεί τον μακρύτερο δρόμο). Στο σημείο υπέρθεσης, υπολογίστε

(α) τις εντάσεις  $I_1$  και  $I_2$  της κάθε δέσμης χωριστά και (β) την ένταση  $I_{12}$  που προκύπτει λόγω συμβολής (γ) την συνολική ένταση  $I$ , (δ) την ορατότητα (visibility) των κροσσών συμβολής.