

Μάθημα 17

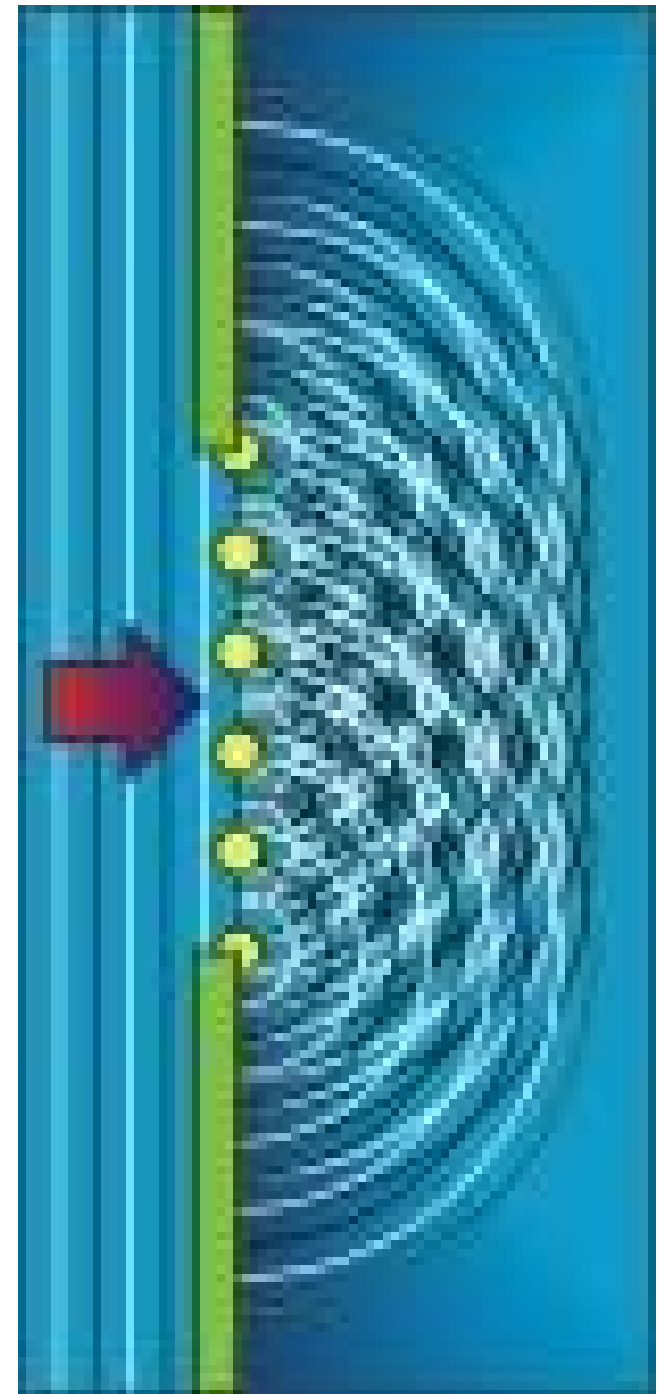
Περίθλαση μακρινού πεδίου (Fraunhofer)

- από απλή σχισμή
- από διπλή σχισμή
- από N-σχισμές (φράγμα περίθλασης)
 - από κυκλική οπή
- έννοια της διακριτικής ικανότητας

Περίθλαση είναι κάθε απόκλιση από τις προβλέψεις της γεωμετρικής οπτικής για την ευθύγραμμη διάδοση του φωτός, που προκαλείται από παρεμβολή κάποιου εμποδίου. Το φαινόμενο της περίθλασης δεν μπορεί να εξηγηθεί με την προσέγγιση της γεωμετρικής οπτικής.

Όπως έχουμε δει, στη λεγόμενη **φυσική οπτική**, βασικής σημασίας για τη ερμηνεία των πειραματικών παρατηρήσεων είναι **η αρχή των Huygens-Fresnel**.

Σύμφωνα με τον Huygens κάθε σημείο του μετώπου του κύματος μπορεί να θεωρηθεί ως μια δευτερεύουσα πηγή που εκπέμπει ένα σφαιρικό κύμα. Στην υπόθεση αυτή ο Fresnel πρόσθεσε ότι το πραγματικό πεδίο μακριά από τη δευτερεύουσα πηγή προκύπτει από την υπέρθεση όλων των κυμάτων που προέρχονται από τις δευτερεύουσες πηγές, παίρνοντας υπόψη τα πλάτη και τις φάσεις για κάθε κύμα.



Επομένως, για να βρούμε την κατανομή της έντασης (εικόνα περίθλασης) που περιμένουμε να δούμε π.χ. σε μία οθόνη, λόγω περίθλασης π.χ. από διπλή σχισμή, θα πρέπει

- να αθροίσουμε τα κύματα που προέρχονται από κάθε σημείο της επιφάνειας της κάθε σχισμής
- λαμβάνοντας υπόψη τους οπτικούς δρόμους που έχουν διανύσει τα διάφορα κυματικά μέτωπα, καθότι διαφορές στους οπτικούς δρόμους προκαλούν διαφορές στις φάσεις των κυμάτων που προστίθενται.

Στην περίθλαση έχουμε συμβολή φωτεινών δεσμών που προέρχονται από μια **συνεχή κατανομή πηγών**, ενώ στα φαινόμενα συμβολής έχουμε συμβολή δεσμών που προέρχονται από **διακριτό αριθμό πηγών**. Αυτό, φυσικά, δεν αποτελεί θεμελιώδη, αλλά μάλλον ιστορική διάκριση μεταξύ συμβολής και περίθλασης.

Περίθλαση μακρινού και κοντινού πεδίου

Αν η πηγή φωτός και το επίπεδο παρατήρησης (π.χ. οθόνη) είναι και τα δύο σε μεγάλη (ως προς το μήκος κύματος) απόσταση από το επίπεδο όπου το φως υφίσταται την περίθλαση, τότε το φως φθάνει στο «εμπόδιο» και στην «οθόνη» ως επίπεδο κύμα. Τότε μιλάμε για *περίθλαση Fraunhofer* ή *περίθλαση μακρινού πεδίου* (far-field diffraction).

Στην αντίθετη περίπτωση έχουμε τη λεγόμενη *περίθλαση Fresnel* ή *περίθλαση κοντινού πεδίου* (near-field diffraction) → εργ. Φ3, άσκηση μικροκυμάτων

Στην περίπτωση της περίθλασης Fraunhofer, η εικόνα που παρατηρείται πάνω στο πέτασμα, αλλάζει ομοιόμορφα καθώς απομακρύνουμε την οθόνη από την σχισμή, πράγμα που δεν συμβαίνει στην περίπτωση της περίθλασης Fresnel.
(→ εργαστήριο Φ3)

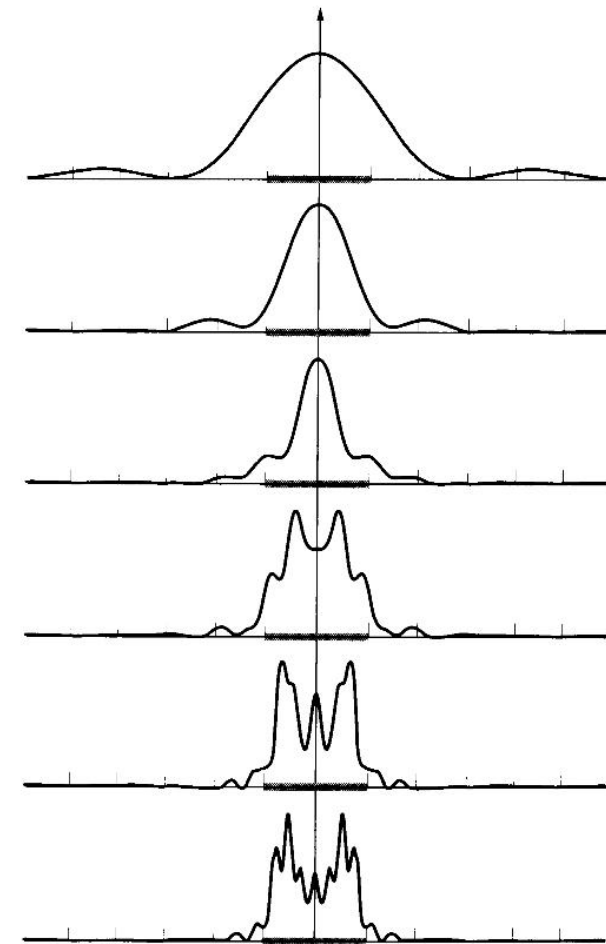


Figure 10.2 A succession of diffraction patterns at increasing distance from a single slit: Fresnel at the bottom (nearby), going toward

Σχήμα από Hecht

Περίθλαση Fraunhofer από σχισμή

Στη περίθλαση Fraunhofer τόσο η πηγή όσο και το πέτασμα είναι σε «άπειρη» απόσταση από τη σχισμή. Πειραματικά μπορούμε να το πετύχουμε αυτό χρησιμοποιώντας συγκλίνοντες φακούς. Ο L_1 με εστιακή απόσταση f_1 τοποθετείται σε απόσταση ίση με f_1 από τη πηγή, S , έτσι ώστε να προκύψουν επίπεδα κυματικά μέτωπα (παράλληλη δέσμη). Αντίστοιχα το ο φακός L_2 με εστιακή απόσταση f_2 τοποθετείται σε απόσταση ίση με f_2 από το πέτασμα.

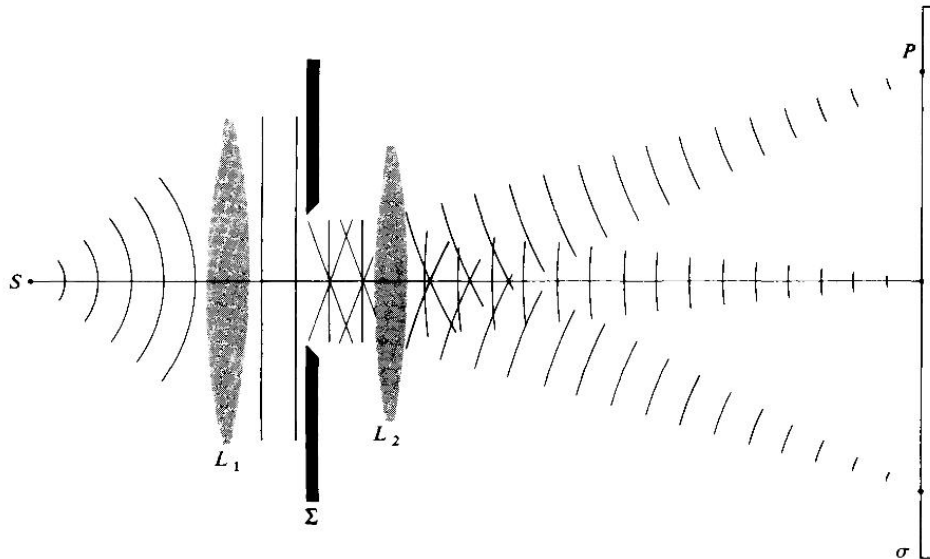
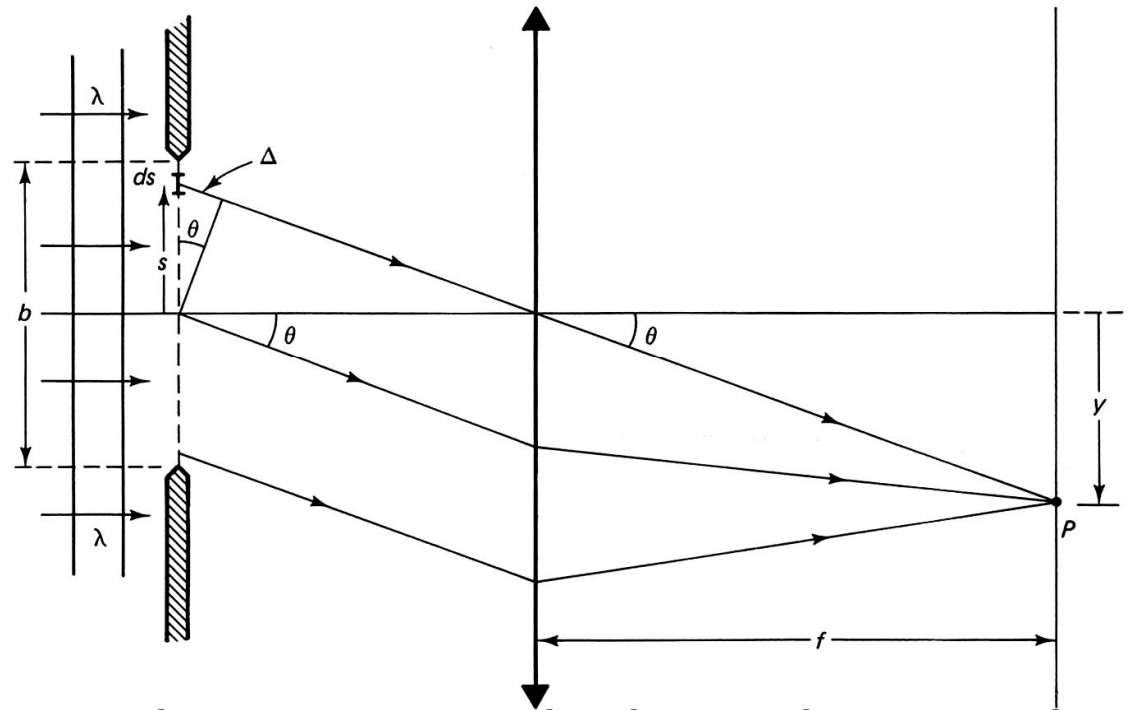


Figure 10.3 Fraunhofer diffraction using lenses so that the source and fringe pattern can both be at convenient distances from the aperture.

Περίθλαση Fraunhofer από μία λεπτή σχισμή - αναλυτικά



Κάθε σημείο της επιφάνειας της σχισμής είναι εστία σφαιρικών κυμάτων, τα οποία φθάνουν με την αντίστοιχη καθυστέρηση (διαφορά φάσης) στο σημείο P όπου προστίθενται (αρχή της υπέρθεσης)

$$dE_p = \left(\frac{dE_o}{r} \right) e^{i(kr - \omega t)}$$

r είναι το μήκος του οπτικού δρόμου από το ds μέχρι το σημείο P

Το πλάτος του κύματος διαιρείται με το r , γιατί το πλάτος του σφαιρικού κύματος ελαττώνεται με την απόσταση κατά $1/r$

Ας θέσουμε $r = r_0$ για τη στοιχειώδη πηγή (αρχή Huygens) που βρίσκεται στο $s=0$.

Το στοιχειώδες πεδίο στο σημείο **P** που προέρχεται από μία οποιαδήποτε στοιχειώδη πηγή **ds** σε απόσταση **s** από την αρχή του άξονα (δηλ. από το μέσο της σχισμής) δίνεται από τον τύπο:

$$dE_p = \left(\frac{dE_o}{r} \right) e^{i[k(r_0 + \Delta) - \omega t]}$$

$$\Delta \ll r_0 \longrightarrow dE_o / (r_0 + \Delta) \approx \frac{dE_o}{r_0} \approx \frac{dE_o}{r}$$

Το πλάτος της ακτινοβολίας που εκπέμπεται από κάθε στοιχειώδη πηγή εξαρτάται από το μέγεθος του ds , έτσι ώστε όταν όλες οι συνεισφορές προστεθούν, να έχουμε την ολική συνεισφορά στο σημείο P .

$$dE_o = E_L ds$$

E_L είναι το πλάτος του ηλ. πεδίου ανά μονάδα πλάτους της σχισμής ($E_L b = E_o$)

Για το σημείο P, σε γωνία θ κάτω από τον άξονα που περνά από το κέντρο του φακού

$$\Delta = s \sin \theta$$

Η διαφορική συνεισφορά στο πεδίο του P από μια οποιαδήποτε στοιχειώδη πηγή ds

$$dE_P = \left(\frac{E_L ds}{r_o} \right) e^{i(kr_o + ks \sin \theta - \omega t)}$$

Ολοκληρώνοντας σ' όλο το πλάτος της σχισμής έχουμε

$$E_P = \left(\frac{E_L}{r_o} \int_{-b/2}^{b/2} e^{iks \sin \theta} ds \right) e^{i(kr_o - \omega t)}$$

Επειδή μας ενδιαφέρει η ένταση $I = E_P E_P^* = |E_P|^2$ την οποία μπορούμε να μετρήσουμε και όχι το πλάτος του πεδίου, κρατάμε μόνο τον όρο στη παρένθεση, οπότε

$$E_P = \frac{E_L}{r_o} \left(\frac{e^{iks \sin \theta}}{ik \sin \theta} \right)_{-b/2}^{b/2} \longrightarrow E_R = \frac{E_L}{r_o} \frac{1}{ik \sin \theta} [e^{(ikb \sin \theta)/2} - e^{-(ikb \sin \theta)/2}]$$

Κάνοντας την αντικατάσταση

$$\beta \equiv \frac{1}{2} kb \sin \theta$$

$$\longrightarrow E_P = \frac{E_L}{r_o} \frac{b}{2i\beta} (e^{i\beta} - e^{-i\beta}) = \frac{E_L}{r_o} \frac{b}{2i\beta} (2i \sin \beta) \longrightarrow \boxed{E_P = \frac{E_L b \sin \beta}{r_o \beta}}$$

Φυσική σημασία του β

: διαφορά φάσης μεταξύ των κυμάτων που προέρχονται από το κέντρο και από τα άκρα της σχισμής

Η ένταση του κύματος

$$\boxed{I = \left(\frac{\epsilon_o c}{2} \right) E_P^2 = \frac{\epsilon_o c}{2} \left(\frac{E_L b}{r_o} \right)^2 \frac{\sin^2 \beta}{\beta^2}} \longrightarrow \boxed{I = I_o \left(\frac{\sin^2 \beta}{\beta^2} \right) \equiv I_o \operatorname{sinc}^2(\beta)}$$

$$I = I_o, \text{ για } \theta = 0$$

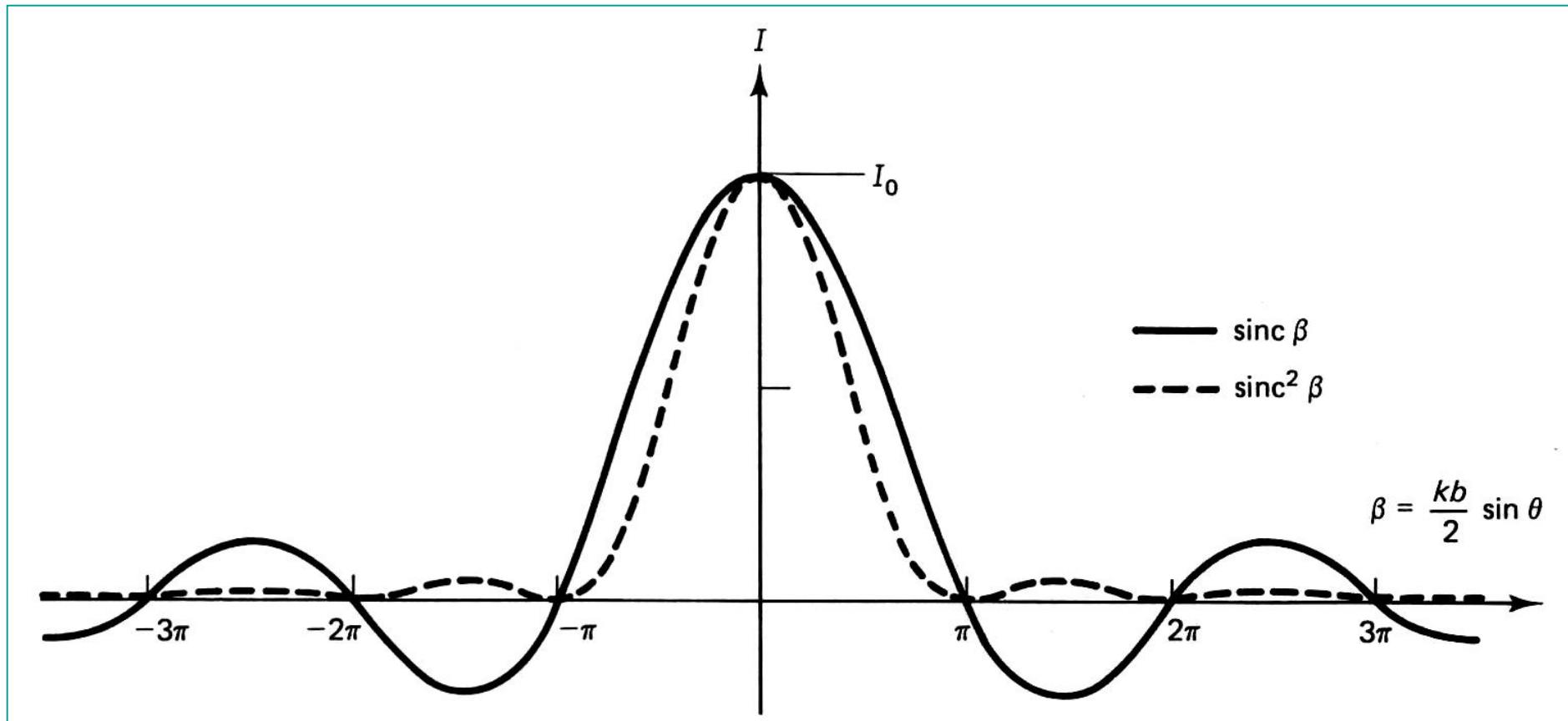
$$I = 0, \text{ όταν } \sin \beta = 0, \quad \beta = \frac{1}{2} (kb \sin \theta) = m\pi \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots$$

ελάχιστα

Τα μέγιστα της συνάρτησης δίνονται από τη σχέση

$$\frac{d}{d\beta} \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right) = \frac{\beta \cos \beta - \sin \beta}{\beta^2} = 0 \longrightarrow \boxed{\beta = \tan \beta}$$

$$\boxed{\beta = 1.43\pi, 2.46\pi, 3.47\pi \text{ κλπ.}}$$



Παράδειγμα:

Ποιος είναι ο λόγος των εντάσεων του κυρίως λοβού και του πρώτου από τα δευτερεύοντα μέγιστα;

Ο λόγος υπολογίζεται από τη σχέση της έντασης για $\beta=0$ και $\beta=1.43\pi$

$$\frac{I_{\beta=0}}{I_{\beta=1.43\pi}} = \frac{(\sin^2 \beta / \beta^2)_{\beta=0}}{(\sin^2 \beta / \beta^2)_{\beta=1.43\pi}} = \frac{1}{(\sin^2 \beta / \beta^2)_{\beta=1.43\pi}} = \left(\frac{\beta^2}{\sin^2 \beta} \right)_{1.43\pi} = \frac{20.18}{0.952} = 21.2$$

Άρα, ο λόγος του μεγίστου της έντασης του πρώτου δευτερεύοντος λοβού προς τον κύριο είναι μόλις 4.7%.

Ο κεντρικός λοβός περίθλασης (δηλ. το συνολικό πλάτος μεταξύ των δύο πρώτων μηδενισμών της έντασης εκατέρωθεν του κεντρικού μεγίστου) φαίνεται υπό γωνία $\Delta\theta$ από τη σχισμή

$$\text{ελάχιστα } \beta = \frac{1}{2}(kb \sin \theta) = m\pi \Rightarrow \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) b \sin \theta_m \cong m\pi \Rightarrow b \sin \theta = m\lambda \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots$$

$$m = \pm 1$$

$$\sin \theta \sim \theta$$

$$b\theta_{\pm 1} \cong \pm \lambda$$

$$\Delta\theta = \theta_{+1} - \theta_{-1}$$

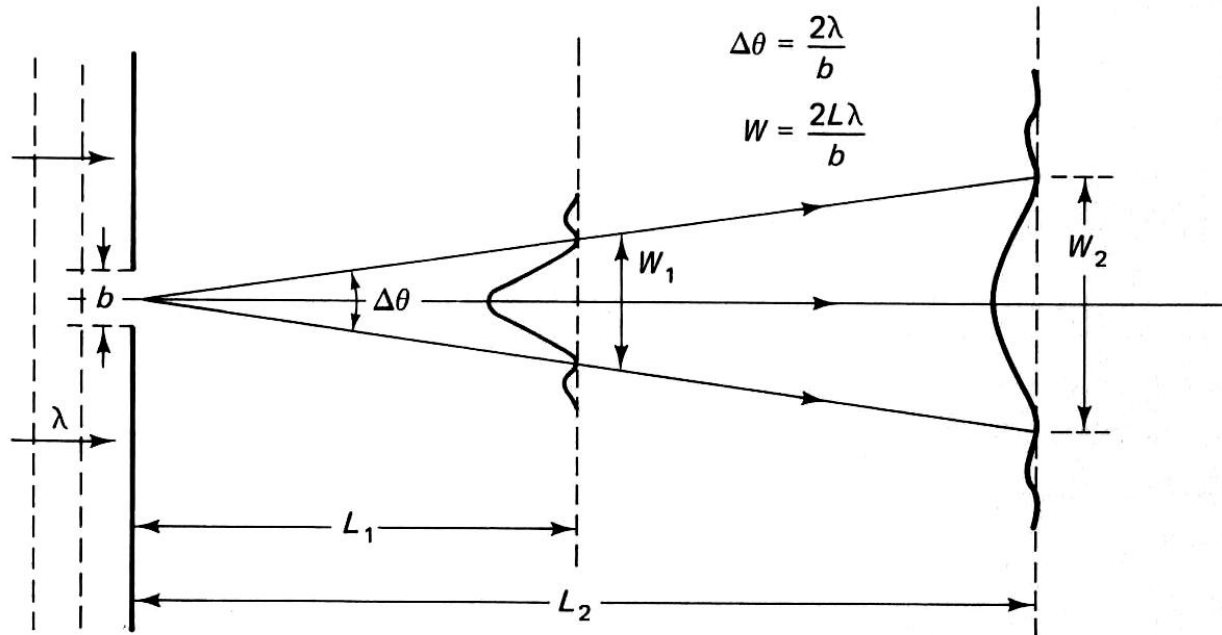
$$\Delta\theta = \frac{2\lambda}{b}$$

Δηλαδή, ο κεντρικός λοβός πλαταίνει απεριόριστα όσο το εύρος της σχισμής ελαττώνεται. Θα πλησιάσει όμως το άπειρο; Πρόσφατα πειράματα έδειξαν ότι για σχισμές της τάξης των nm η περίθλαση αρχίζει να περιορίζεται. Αυτό οφείλεται στην αλληλεπίδραση του φωτός με τα φωνόνια των μετάλλων που στη σχισμή έχουν κατεύθυνση ορμής μη παράλληλη προς την επιφάνεια.

Πάνω στο πέτασμα η ένταση είναι μέγιστη στο $\theta=0$, που

αντιστοιχεί στο $y=0$ και γίνεται μηδέν για κάθε y που δίνεται από την σχέση

$$y \cong \frac{m\lambda L}{b}$$



απόδειξη

$$m\lambda = b \sin\theta$$

$$y = L \tan\theta$$

$$L \sin\theta \approx L \tan\theta$$

$$\Rightarrow m\lambda \approx b \frac{y}{L}$$

$$\Rightarrow y \approx \frac{m\lambda L}{b}$$

Η γραμμική διάσταση του λοβού W

$$W = L\Delta\theta = \frac{2L\lambda}{b}$$

Παράδειγμα

Έστω μια παράλληλη δέσμη laser με $\lambda = 546\text{nm}$ και εύρος $b = 0.5\text{mm}$ που διαδίδεται σε απόσταση 10m . Βρείτε το τελικό άνοιγμα της δέσμης.

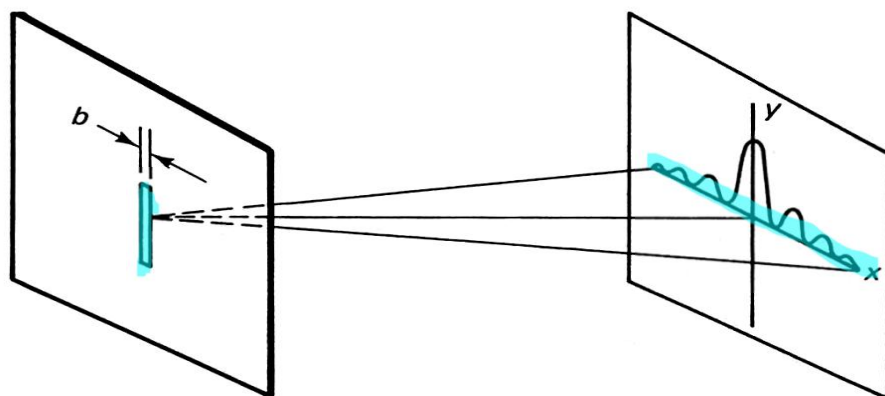
Λύση: Από την εξίσωση (15) έχουμε ότι

$$W = \frac{2L\lambda}{b} = \frac{2(10)(546 \times 10^{-9})}{0.5 \times 10^{-3}} = 21.8\text{mm}.$$

Δηλαδή, ακόμη και η δέσμη ενός laser που είναι αρκετά παράλληλη υφίσταται περίθλαση. Δεν μπορούν να υπάρξουν τελείως παράλληλες δέσμες φωτός. Αυτό αποτελεί μία βασική συνέπεια της κυματικής φύσης του φωτός.

Περίθλαση από ορθογώνιες οπές

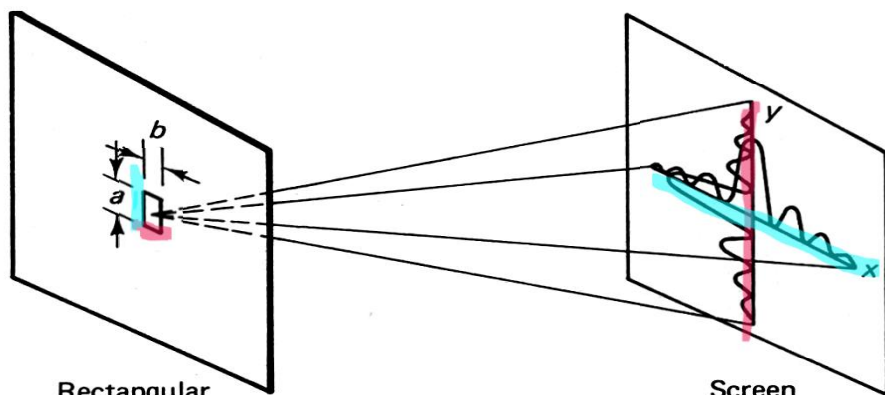
Όταν και οι δύο διαστάσεις της σχισμής είναι συγκρίσιμες, τότε θα έχουμε αισθητή περίθλαση και στις δύο διευθύνσεις



Slit aperture

Screen

(a)



Rectangular aperture

Screen

(b)

Για το ύψος a

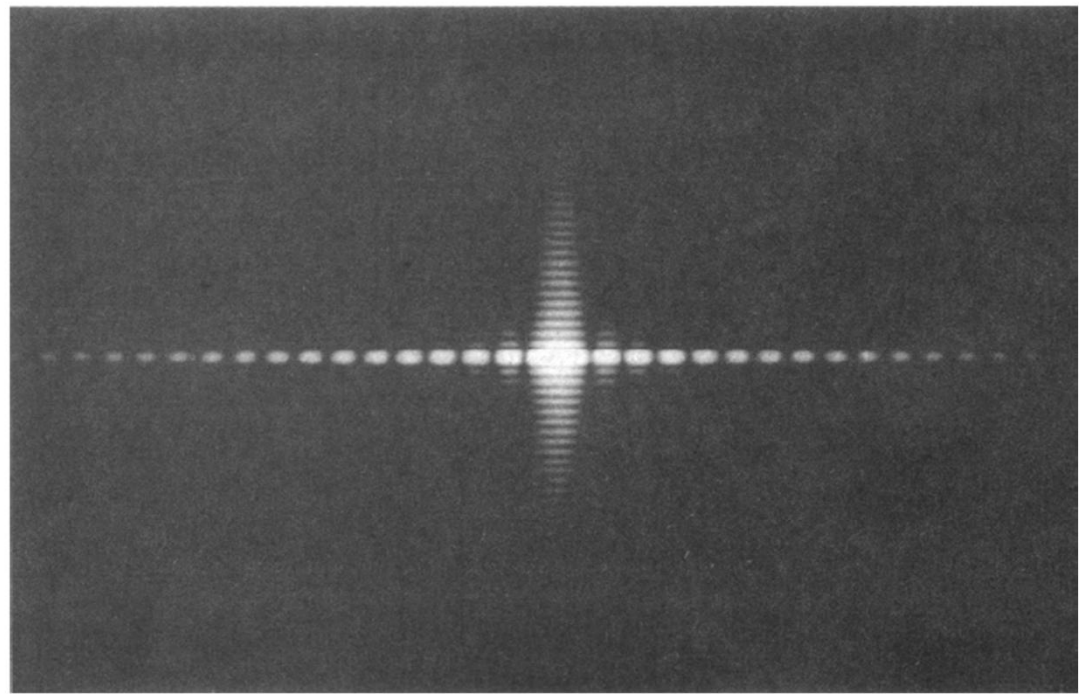
$$I = I_0 \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 \quad \text{όπου } \alpha \equiv \left(\frac{k}{2} \right) a \sin \theta$$

Η ένταση πάνω στο πέτασμα είναι το γινόμενο των επιμέρους εντάσεων στους άξονες x και y

$$I = I_0 (\sin^2 \beta) (\sin^2 \alpha)$$

Η ένταση του πεδίου θα εμφανίζει μηδενικές τιμές στα x και y που ικανοποιούν τις σχέσεις

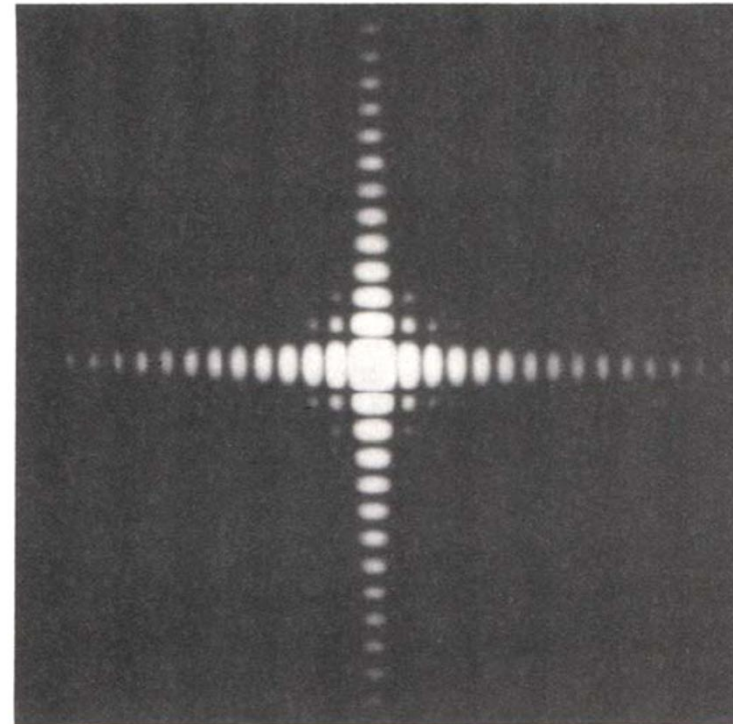
$$y = \frac{m\lambda f}{b} \quad \text{και} \quad x = \frac{n\lambda f}{a}$$



(c)

Πραγματική εικόνα περίθλασης της περίπτωσης (a).

(d) Πραγματική εικόνα περίθλασης από τετράγωνη σχισμή που αντιστοιχεί στην περίπτωση (b).



(d)

Περίθλαση από κυκλικές οπές

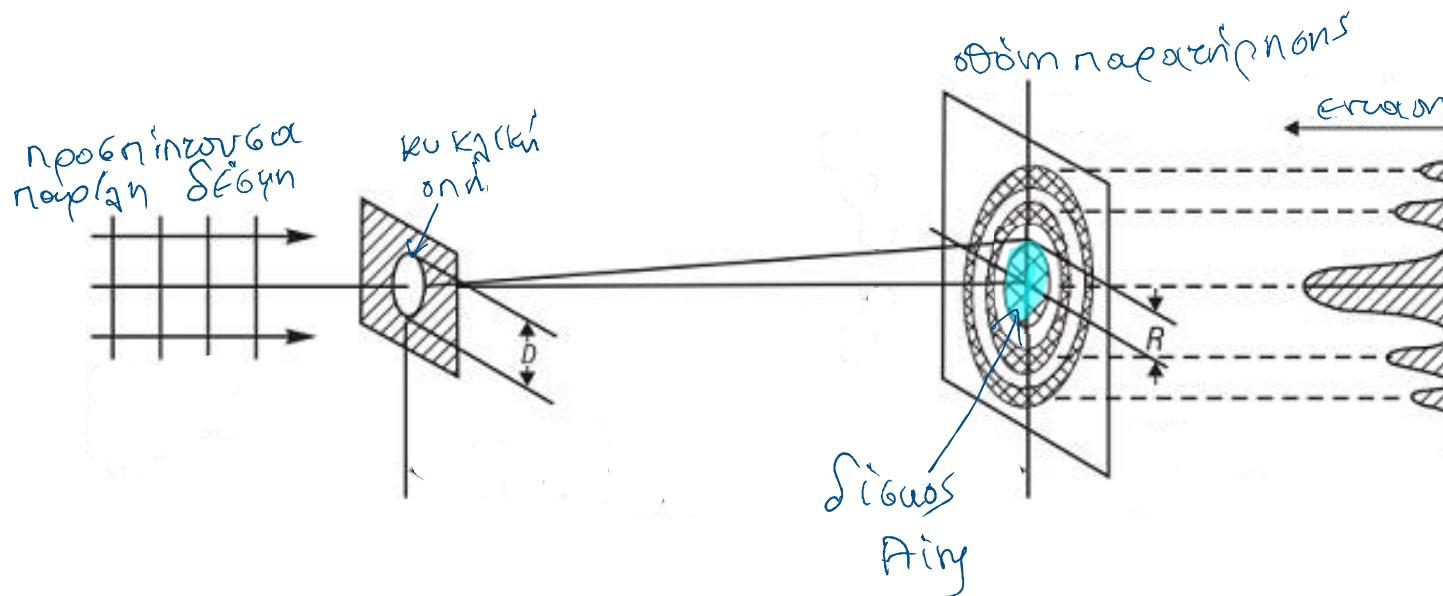
Χωρίς απόδειξη

Στη σχισμή: $dE_o = E_A dA$ όπου E_A είναι τώρα το πλάτος ανά μονάδα επιφάνειας

Το πεδίο στο P δίνεται από την σχέση

$$E_P = \frac{E_A}{r_o} \iint_{\text{Area}} e^{isk \sin \theta} dA$$

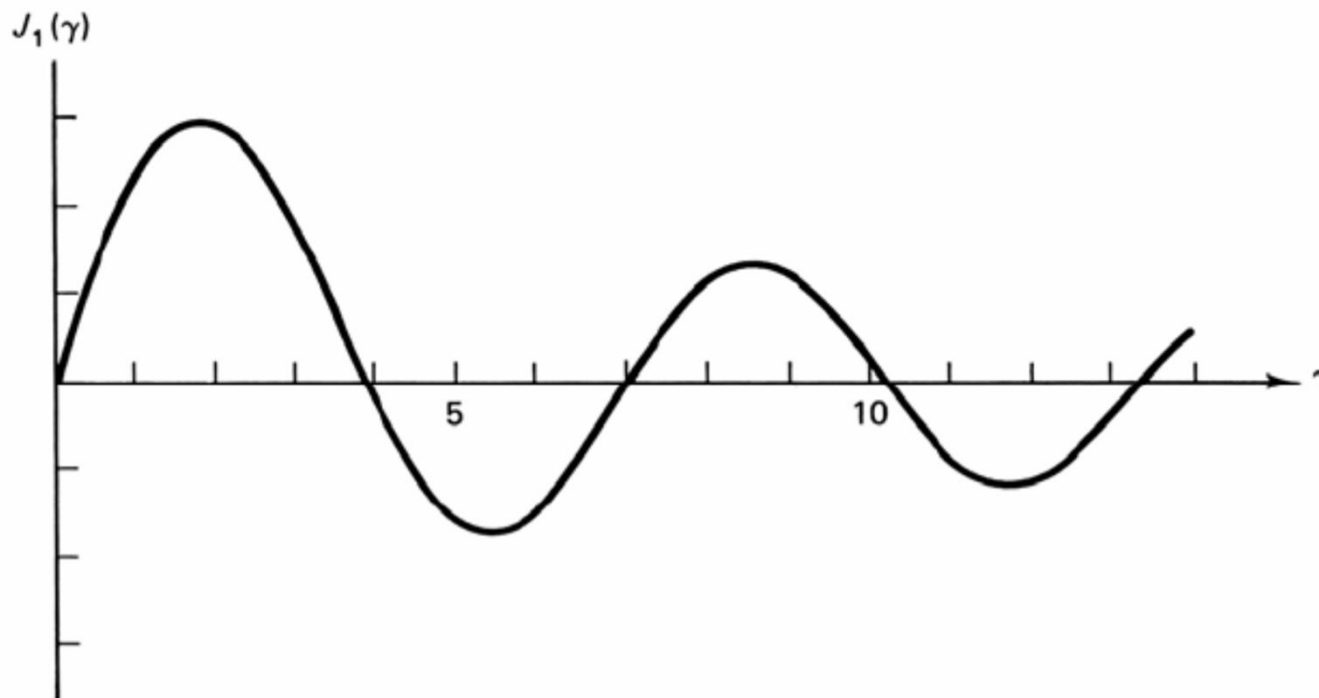
όπου dA μία στοιχειώδης επιφάνεια πάνω στη κυκλική οπή $dA = x ds$



$$\int_{-1}^{+1} e^{i\gamma v} \sqrt{1-v^2} dv = \frac{\pi J_1(\gamma)}{\gamma}$$

όπου $J_1(\gamma)$ είναι μια συνάρτηση Bessel πρώτης τάξης

$$J_1(\gamma) = \frac{\gamma}{2} - \frac{(\gamma/2)^3}{1^2 \cdot 2} + \frac{(\gamma/2)^5}{1^2 \cdot 2^2 \cdot 3} - \dots$$



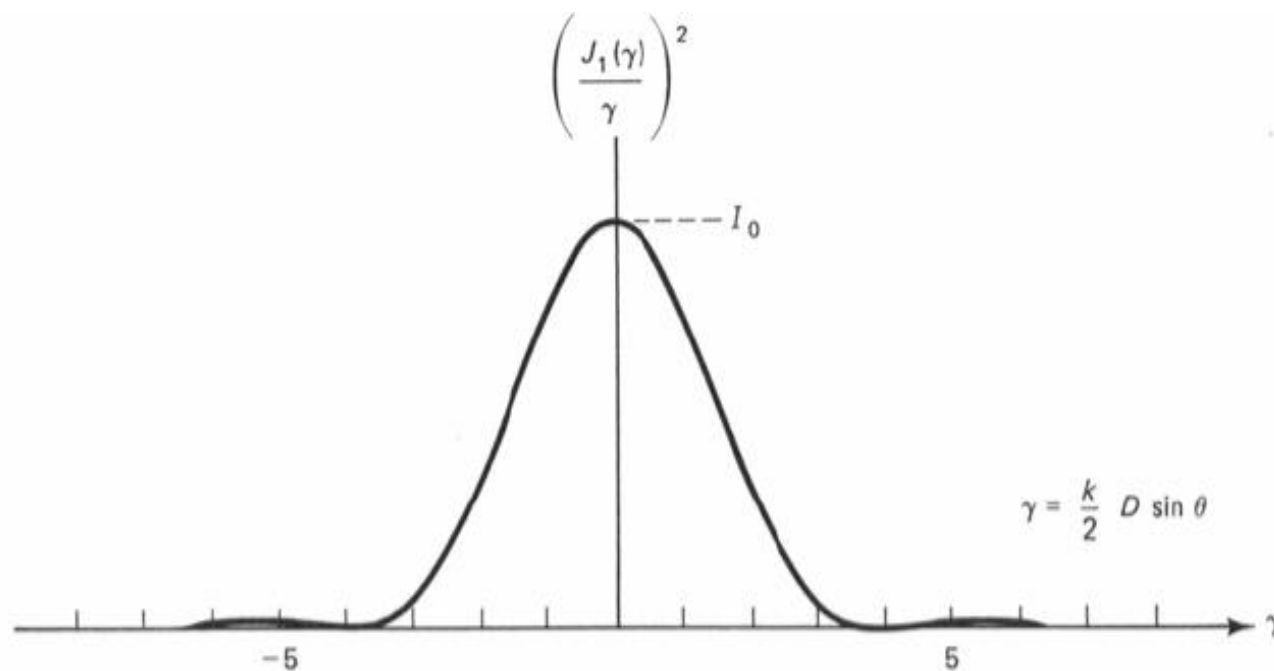
Για μια οπή διαμέτρου D , η κατανομή της έντασης πάνω στο πέτασμα

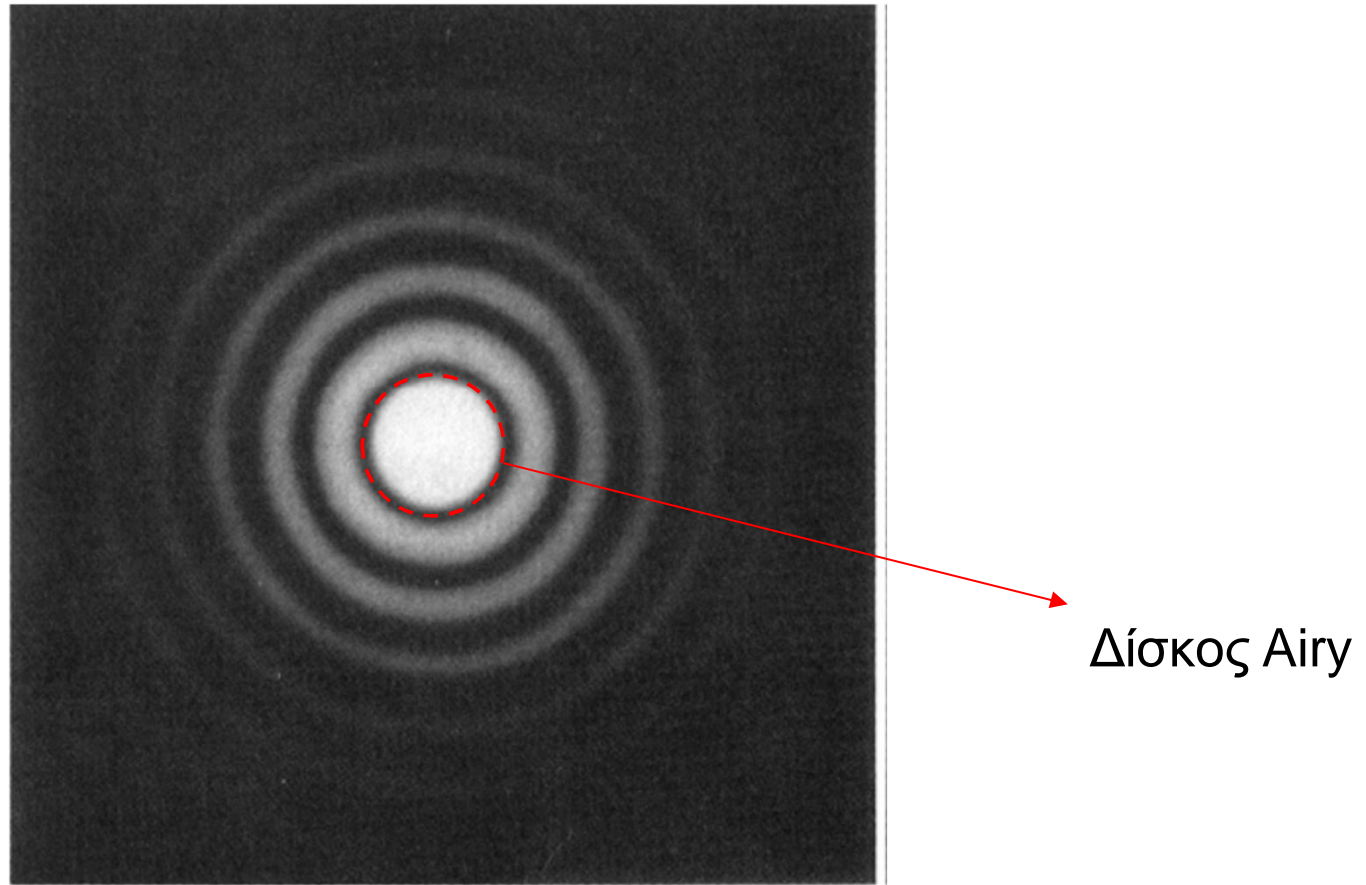
$$I = I_0 \left(\frac{2J_1(\gamma)}{\gamma} \right)^2 \quad \text{όπου } \gamma \equiv \frac{1}{2} k D \sin \theta$$

I_0 είναι η ένταση στο $\gamma=0$

Το πρώτο ελάχιστο της I ($I=0$) συμβαίνει όταν $\gamma=3.832$

$$\gamma = \frac{k}{2} D \sin \theta = 3.832 \quad \text{ή όταν } D \sin \theta = 1.22 \lambda$$





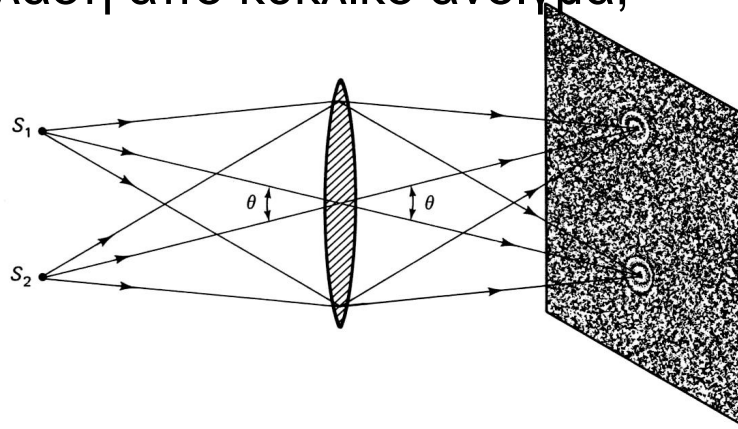
Το κεντρικό τμήμα αντιστοιχεί στη μηδενική τάξη της περίθλασης.
Ο κύκλος αυτός είναι γνωστός ως δίσκος του Airy.

Η γωνία υπό την οποία φαίνεται ο δίσκος Airy από το επίπεδο της οπής είναι

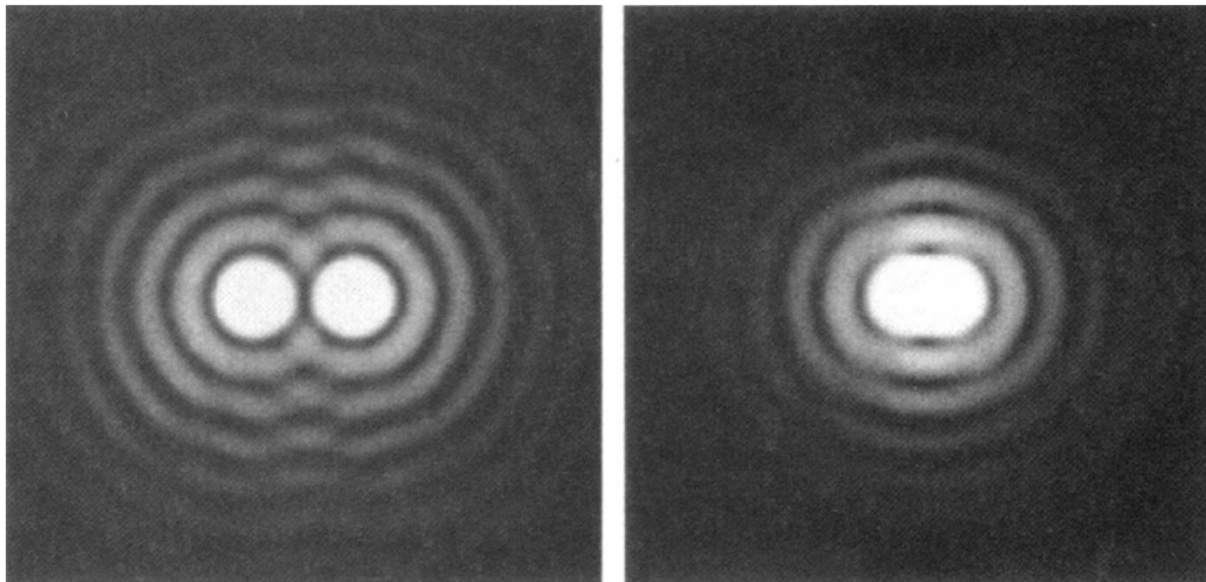
$$\Delta\theta = \frac{1.22\lambda}{D}$$

Διακριτική ικανότητα

Πότε μπορούμε να ξεχωρίσουμε μεταξύ τους δύο κοντινά είδωλα που έχουν δημιουργηθεί από περίθλαση από κυκλικό άνοιγμα;

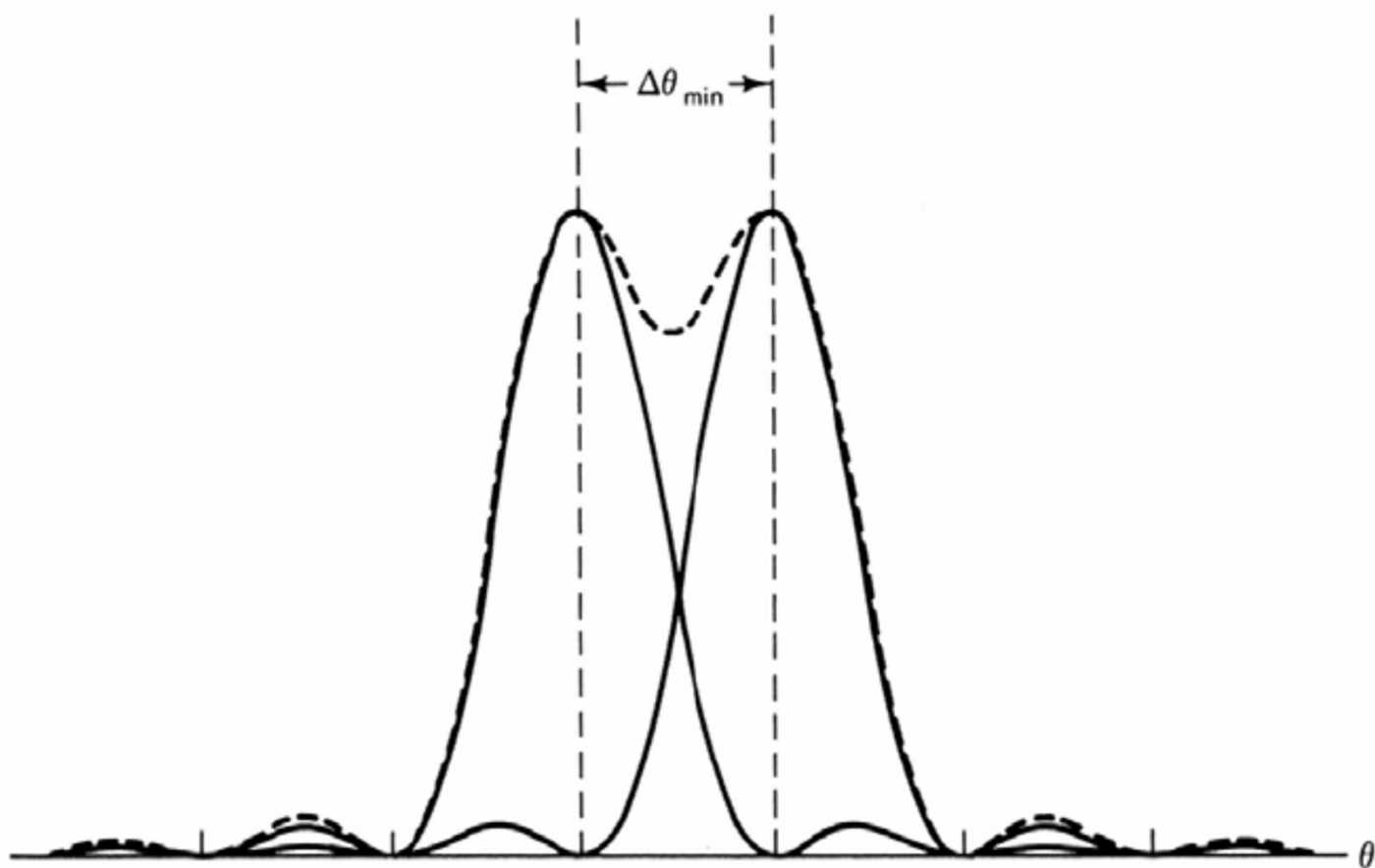


Σύμφωνα με **το κριτήριο του Rayleigh** η ελάχιστη γωνιακή απόκλιση που μας επιτρέπει να ξεχωρίσουμε μεταξύ τους τα δύο είδωλα προκύπτει όταν οι δύο δίσκοι Airy έχουν κέντρα που απέχουν μεταξύ τους απόσταση ίση με την ακτίνα του δίσκου Airy.



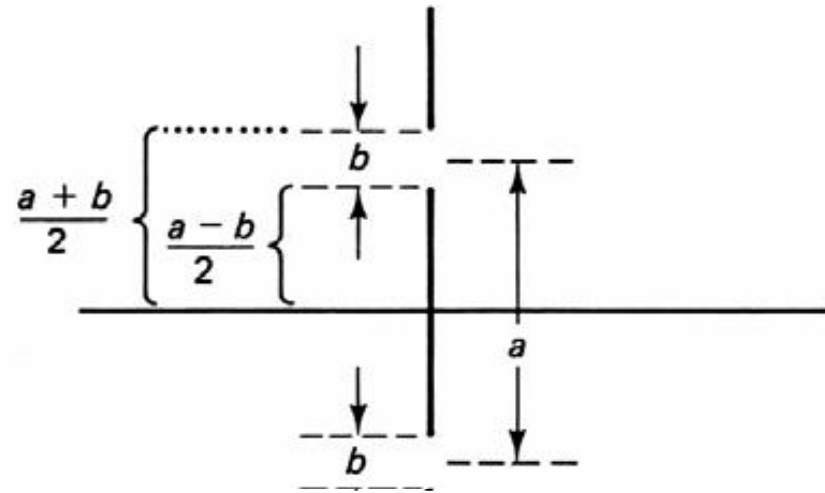
Μόλις ξεχωρίζουν

$$(\Delta\theta)_{\min} = \frac{1.22\lambda}{D}$$



Το κριτήριο Rayleigh για δύο σημεία περίθλασης που μόλις ξεχωρίζουν.

Περίθλαση Fraunhofer από δυο λεπτές σχισμές πάχους b και απόστασης a μεταξύ τους



Για το πλάτος E_R θα έχουμε

$$E_R = \frac{E_L}{r_0} \int_{-(1/2)(a+b)}^{-(1/2)(a-b)} e^{isk \sin \theta} ds + \frac{E_L}{r_0} \int_{(1/2)(a-b)}^{(1/2)(a+b)} e^{isk \sin \theta} ds$$

Ολοκλήρωση και αντικατάσταση των ορίων δίνει

$$E_R = \frac{E_L}{r_0} \frac{1}{ik \sin \theta} [e^{(1/2)ik(-a+b) \sin \theta} - e^{(1/2)ik(-a-b) \sin \theta} + e^{(1/2)ik(a+b) \sin \theta} - e^{(1/2)ik(a-b) \sin \theta}]$$

ορίζοντας

$$\beta \equiv \frac{1}{2}kb \sin \theta$$
$$\alpha \equiv \frac{1}{2}ka \sin \theta$$

$$\longrightarrow E_P = \frac{E_L}{r_o} \frac{b}{2i\beta} [e^{i\alpha}(e^{i\beta} - e^{-i\beta}) + e^{-i\alpha}(e^{i\beta} - e^{-i\beta})]$$

Εφαρμόζοντας την εξίσωση Euler έχουμε

$$E_R = \frac{E_L}{r_o} \frac{b}{2i\beta} (2i \sin \beta)(2 \cos \alpha) \longrightarrow E_R = \frac{2E_L b \sin \beta}{r_o \beta} \cos \alpha$$

P

Η ένταση δίνεται τώρα από την

$$I = \left(\frac{\epsilon_o c}{2} \right) E_R^2 = \left(\frac{\epsilon_o c}{2} \right) \left(\frac{2E_L b}{r_o} \right)^2 \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2 \cos^2 \alpha$$

P

Περίθλαση από μια λεπτή σχισμή

Ισοδύναμα, η ένταση γράφεται

$$I = 4I_0 \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2 \cos^2 \alpha$$

← Συμβολή από 2 σχισμές -Π. Young

όπου

$$I_0 = \left(\frac{\epsilon_0 c}{2} \right) \left(\frac{E_L b}{r_0} \right)^2$$

Η ένταση στο κέντρο είναι τώρα $4I_0$

Ελάχιστα περίθλασης $m\lambda = b \sin \theta$ $m = \pm 1, \pm 2, \dots$

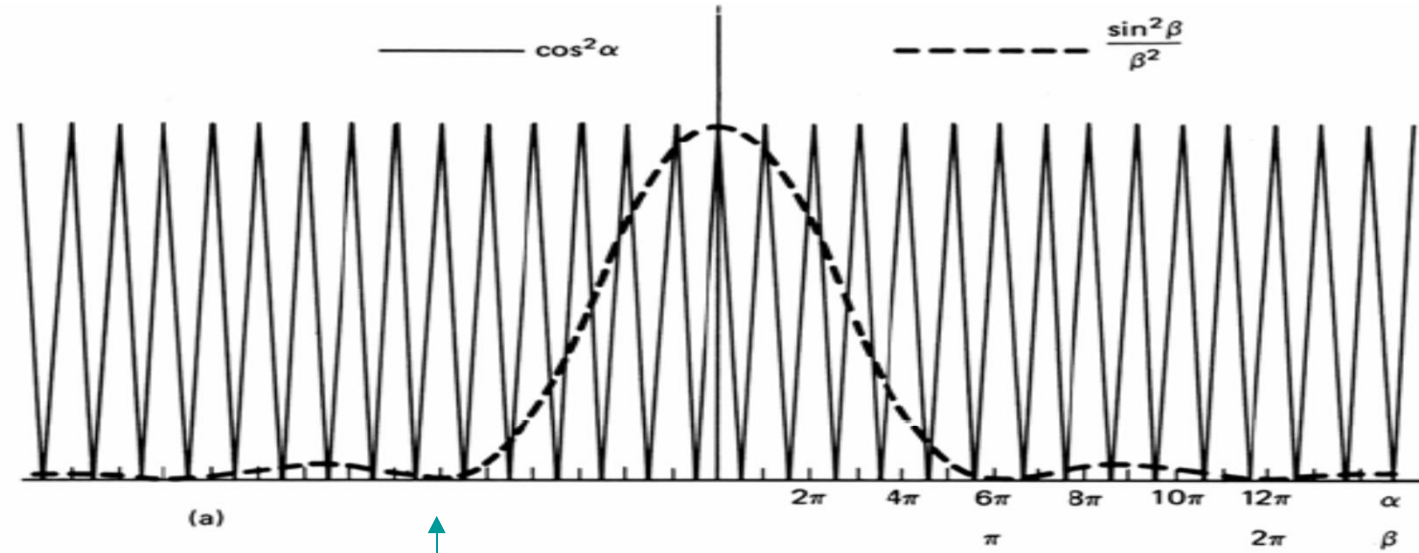
Μέγιστα συμβολής $p\lambda = a \sin \theta$ $p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Όταν οι δυο συνθήκες ικανοποιούνται ταυτόχρονα, έχουμε μη εμφανιζόμενους κροσσούς συμβολής

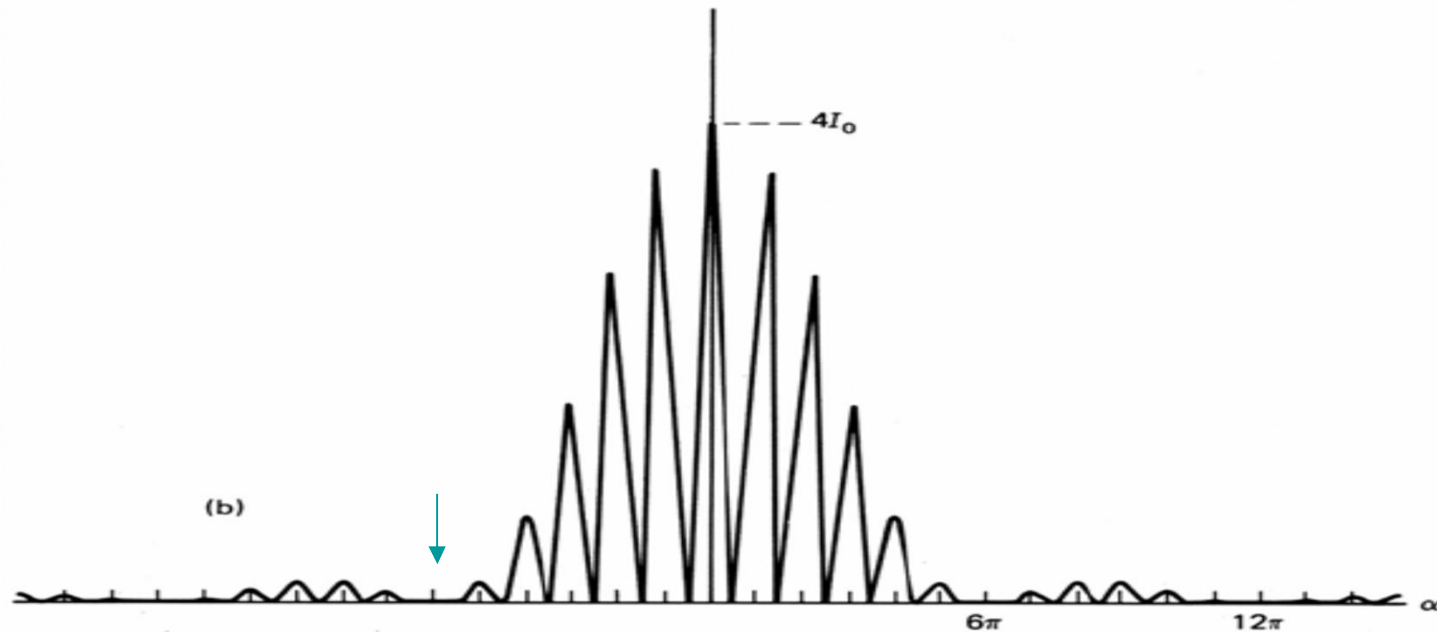
$$a = \left(\frac{p}{m} \right) b$$

όταν η απόσταση των σχισμών είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του πάχους της μιας σχισμής, τότε η συνθήκη ικανοποιείται.

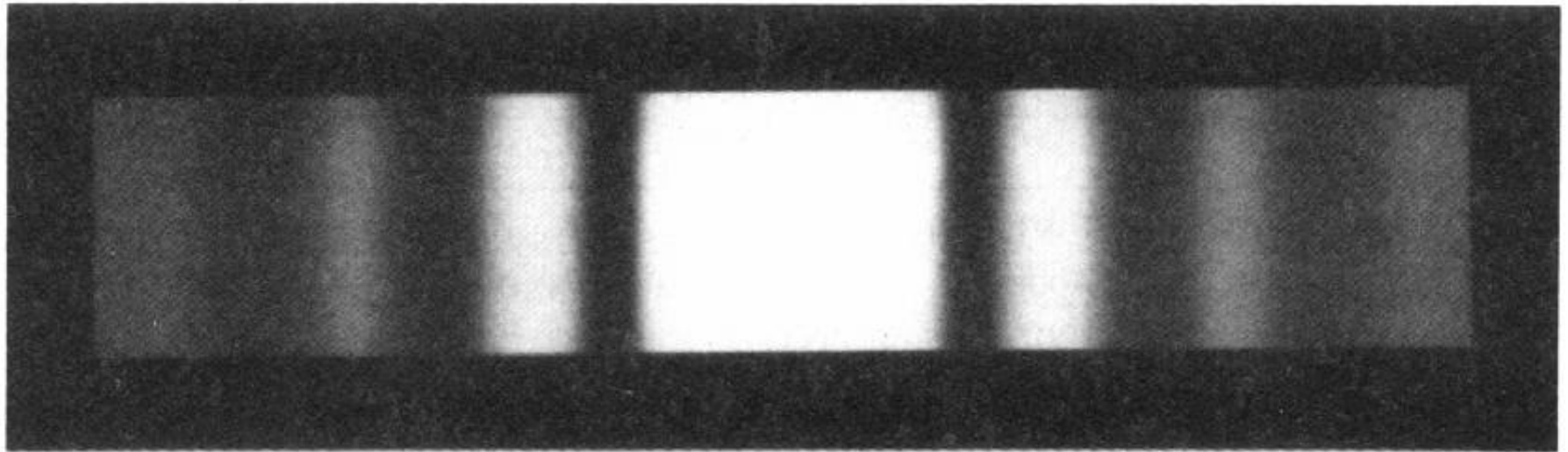
Για παράδειγμα, όταν $a=2b$, τότε $p=2m=\pm 2, \pm 4, \pm 6 \dots$



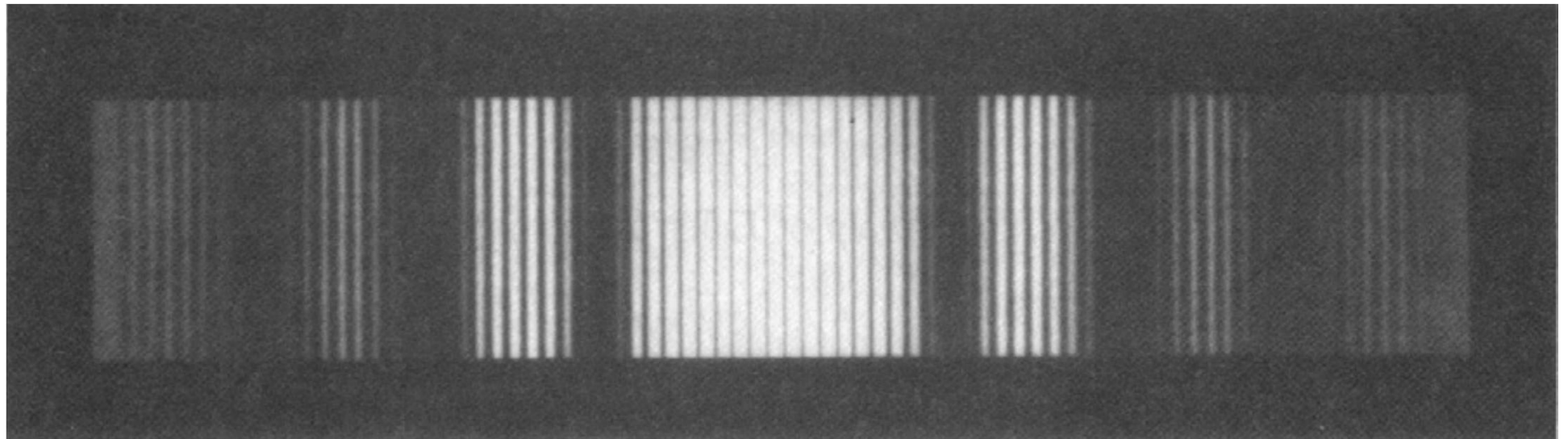
$$a=6b$$



Περίθλαση από σχισμή πλάτους b



Περίθλαση από δύο σχισμές πλάτους b



Περίθλαση από πολλές σχισμές

Χωρίς απόδειξη

$$E_R = \frac{E_L}{r_o} \sum_{j=1}^{N/2} \left\{ \int_{[-(2j-1)a-b]/2}^{[-(2j-1)a+b]/2} e^{isk \sin \theta} ds + \int_{[(2j-1)a-b]/2}^{[(2j-1)a+b]/2} e^{isk \sin \theta} ds \right\}$$

Ο δείκτης j αριθμεί ζεύγη σχισμών. Για N σχισμές N άρτιο, έχουμε $j=N/2$ ζεύγη.
Ο οπτικός άξονας περνάει από το μέσο της απόστασης μεταξύ των σχισμών του πρώτου ζεύγους



$$I = I_o \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2 \left(\frac{\sin N\alpha}{\sin \alpha} \right)^2$$

$$\beta \equiv \frac{1}{2} kb \sin \theta$$

$$\alpha \equiv \frac{1}{2} ka \sin \theta$$

όπου b το πάχος της κάθε σχισμής και a η απόσταση δύο διαδοχικών σχισμών μεταξύ τους

$$I = I_0 \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2 \left(\frac{\sin N\alpha}{\sin \alpha} \right)^2$$

Ο παράγων β αντιστοιχεί στη γνωστή πια περίθλαση κ

Ο όρος $(\sin N\alpha / \sin \alpha)^2$ καθορίζει την συμβολή μεταξύ των κυμάτων που προέρχονται από τις N σχισμές. Για $\alpha=0$ ή κάποιο πολλαπλάσιο του π , η έκφραση γίνεται απροσδιόριστη. Εφαρμόζοντας τον κανόνα του L' Hospital για $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ έχουμε

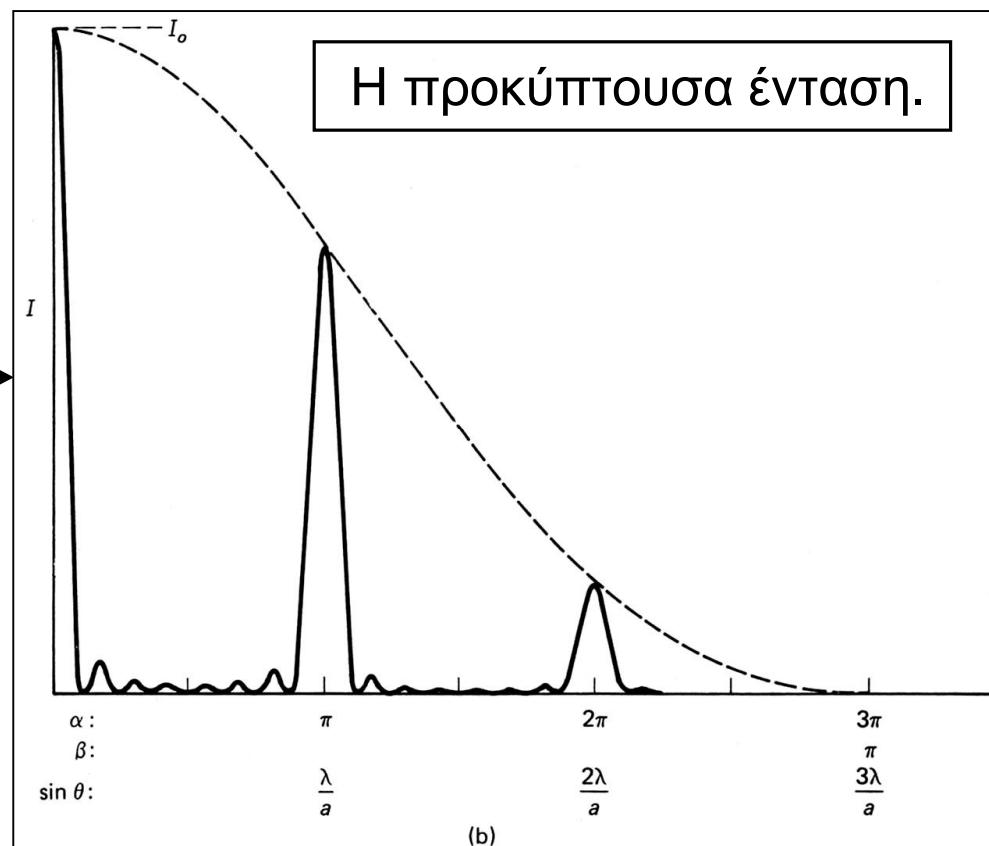
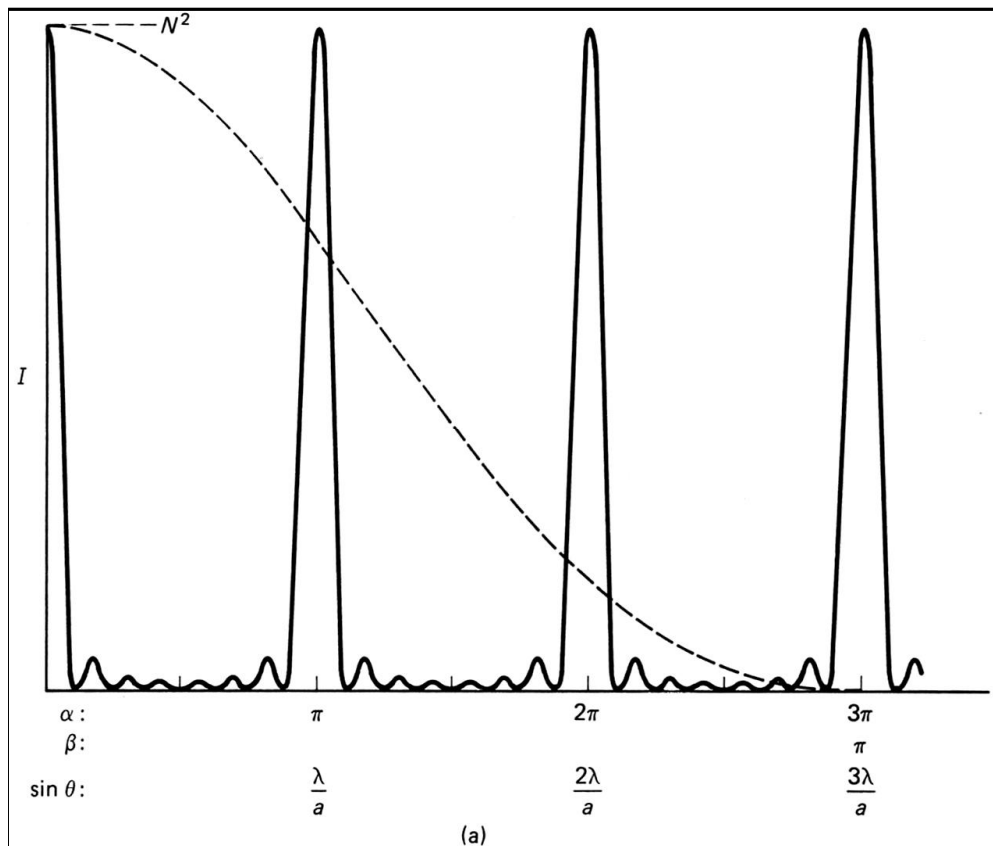
$$\lim_{\alpha \rightarrow m\pi} \frac{\sin N\alpha}{\sin \alpha} = \lim_{\alpha \rightarrow m\pi} \frac{N \cos N\alpha}{\cos \alpha} = \pm N$$

οπότε τα κύρια μέγιστα της συμβολής είναι ανάλογα του N^2 σε πλάτος.

μέγιστα (συμβολής)

$$\alpha = \frac{p\pi}{N}, \text{ ή, } a \sin \theta = \frac{p\lambda}{N}, \quad p=0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (*)$$

Κύρια μέγιστα έχουμε για $p=0, \pm N, \pm 2N, \dots$

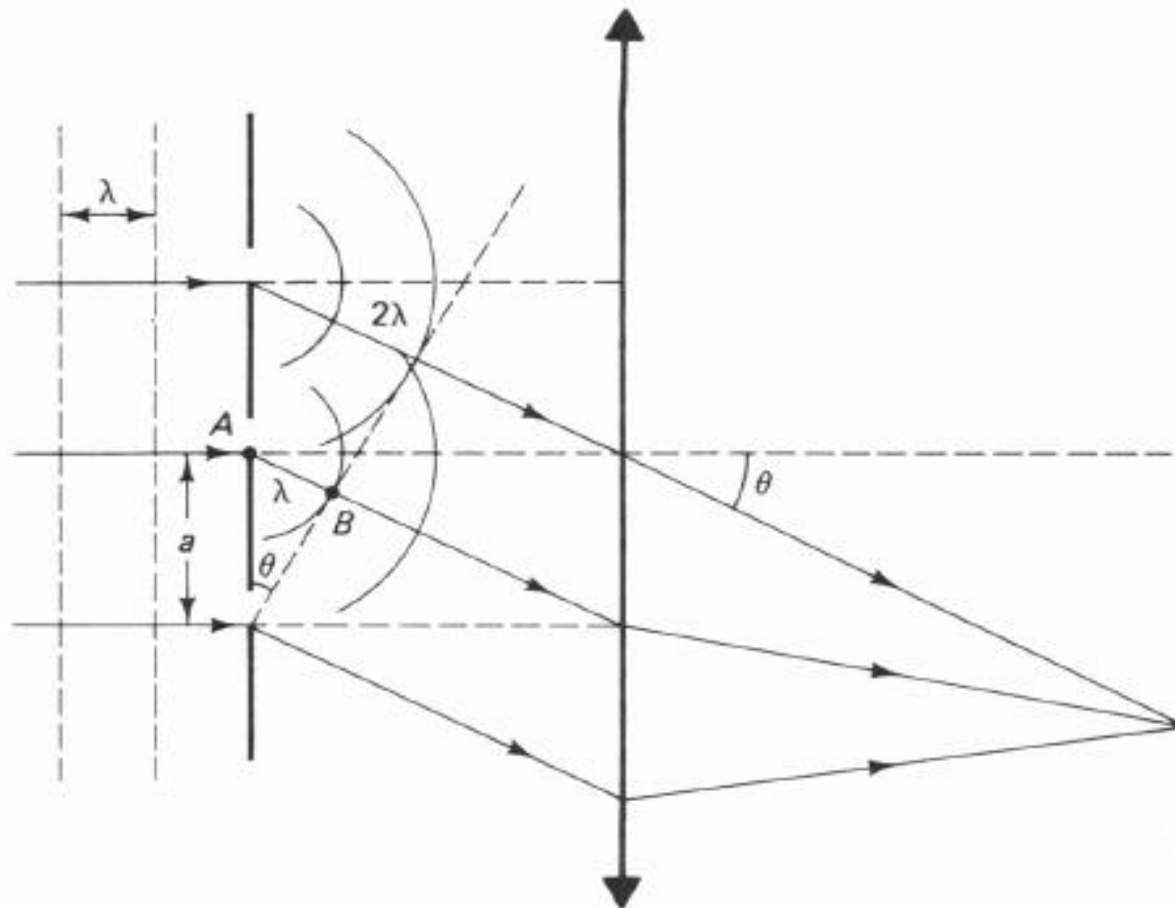


τα κυρίως μέγιστα απέχουν μεταξύ τους κατά $N-2$ μικρά μέγιστα

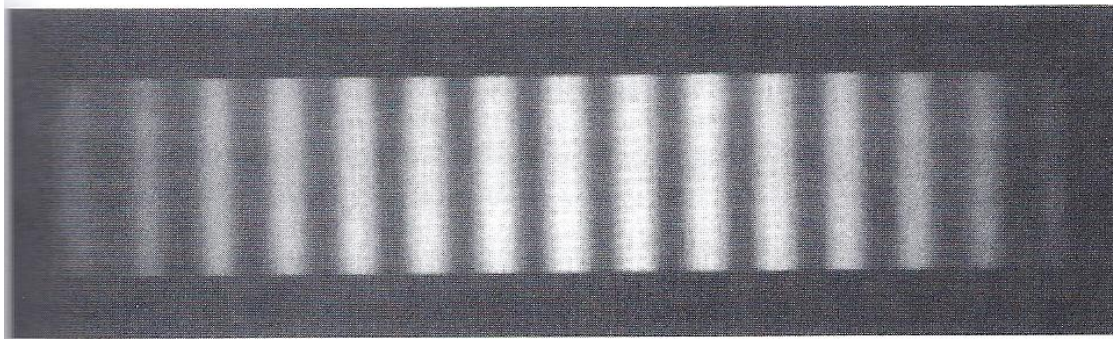
Συναρτήσεις συμβολής (πλήρης γραμμή)
και περίθλασης (διακεκομμένη γραμμή)
Fraunhofer όταν $N=8$ και $a=3b$.

Μία πρακτική διάταξη που χρησιμοποιεί την περίθλαση από πολλές σχισμές είναι το λεγόμενο *οπτικό φράγμα* (diffraction grating) . Σύμφωνα με την εξίσωση (3), κύρια μέγιστα έχουμε για $p/N = m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, οπότε η εξίσωση του οπτικού φράγματος είναι

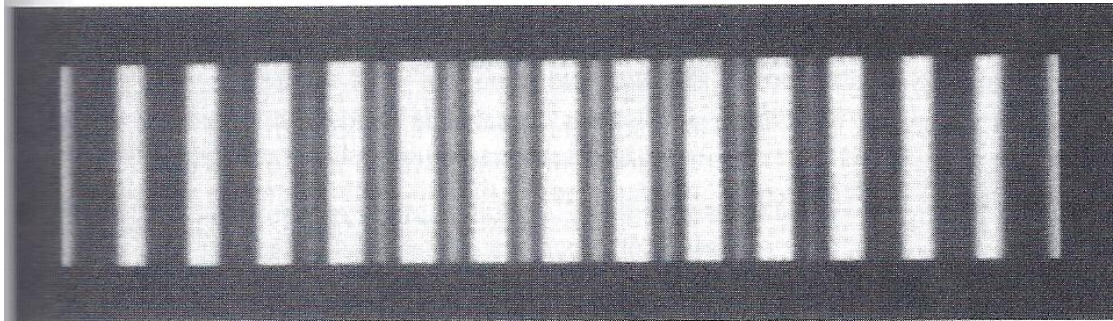
$$m\lambda = a \sin \theta$$



. Διάγραμμα οπτικού φράγματος που φωτίζεται από ένα επίπεδο μονοχρωματικό κύμα. Φαίνεται ο σχηματισμός ενός πρώτης τάξεως μεγίστου.



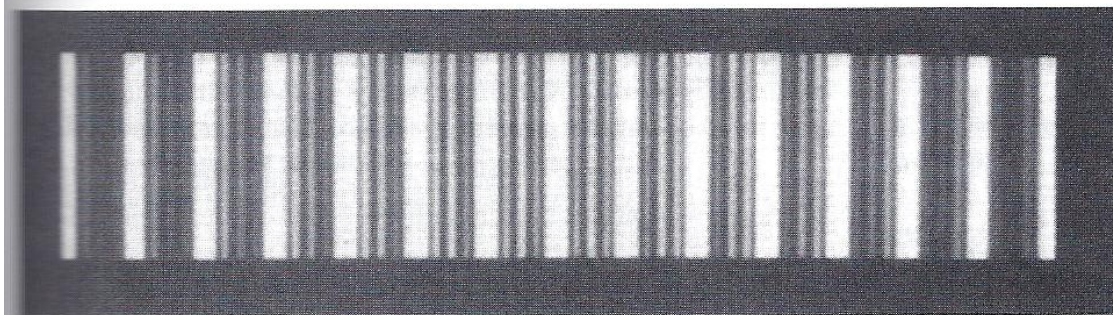
(a) $N = 2$



(b) $N = 3$

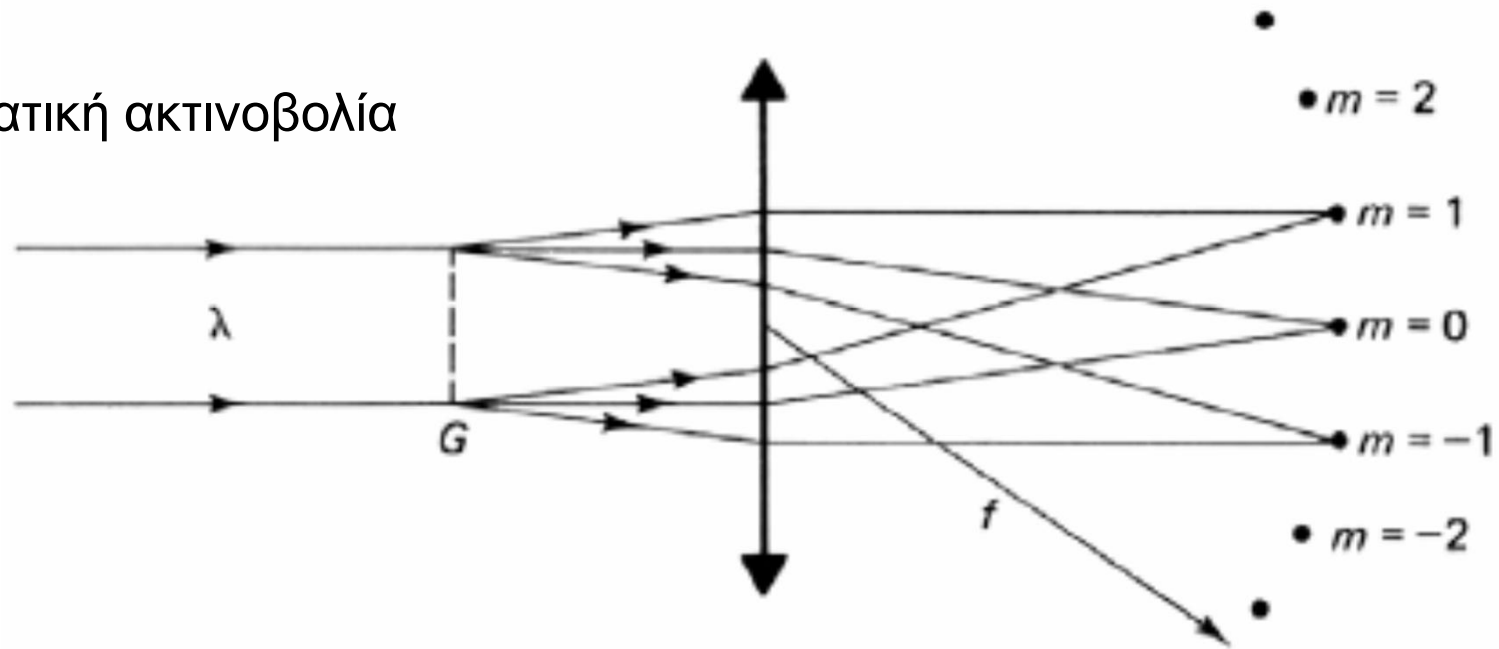


(c) $N = 4$



(d) $N = 5$

Μονοχρωματική ακτινοβολία

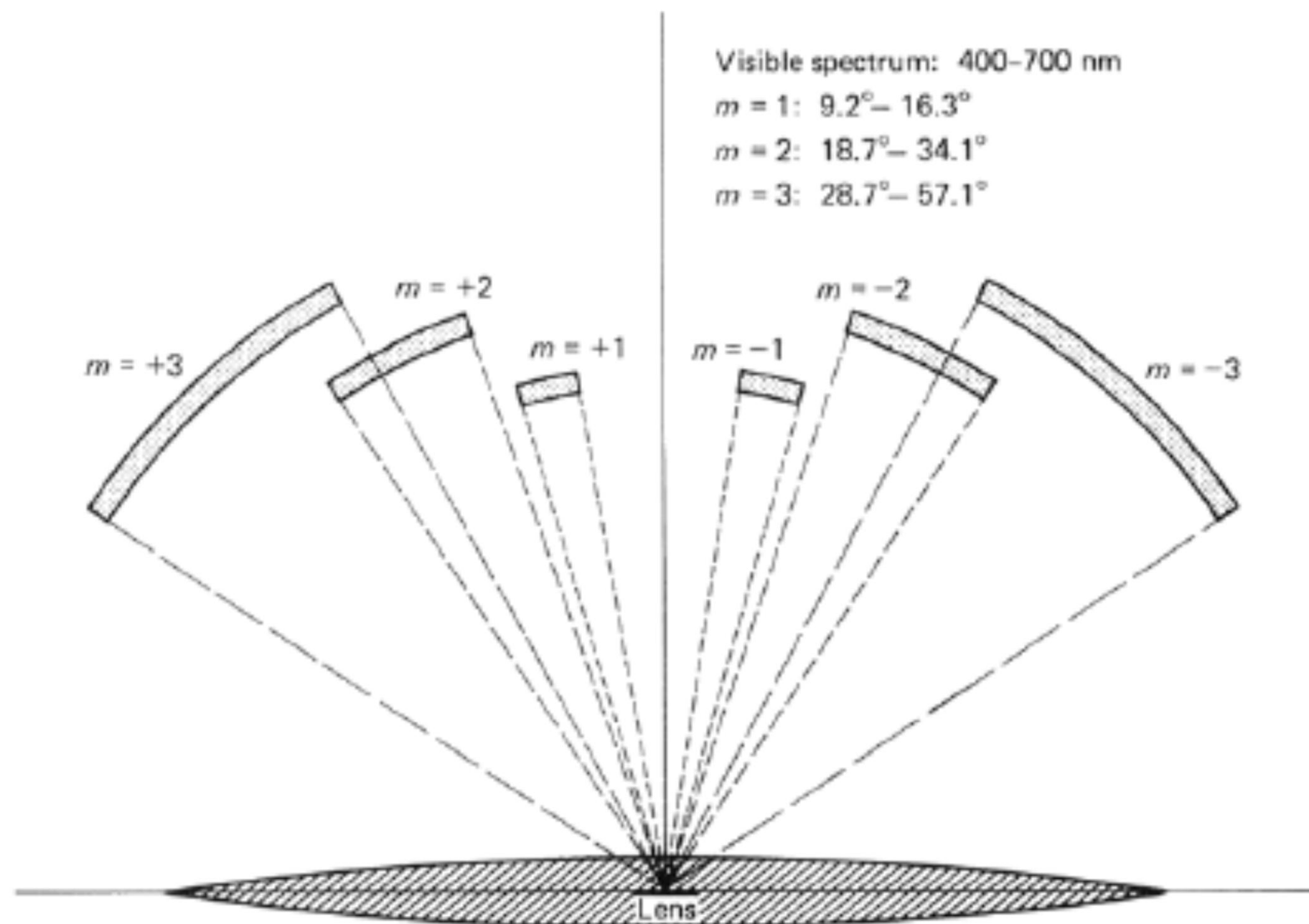


Visible spectrum: 400–700 nm

$m = 1$: $9.2^\circ - 16.3^\circ$

$m = 2$: $18.7^\circ - 34.1^\circ$

$m = 3$: $28.7^\circ - 57.1^\circ$



(B)