

Ogib elektromagnetskih valova

Sadržaj

- **TEORIJSKI DIO**

1. Interferencija dvaju koherentnih izvora svjetlosti

2. Ogib svjetlosti

- na pukotini

- na dvije pukotine

- na optičkoj rešetki

Sadržaj

- **EKSPERIMENTALNI DIO**

1. **Ogib monokromatske svjetlosti**

- na pukotini

- na niti

- na optičkoj rešetki

- optičkoj mrežici

2. **Ogib živine svjetlosti na optičkoj rešetki**

3. **Ogib bijele svjetlosti na optičkoj rešetki**

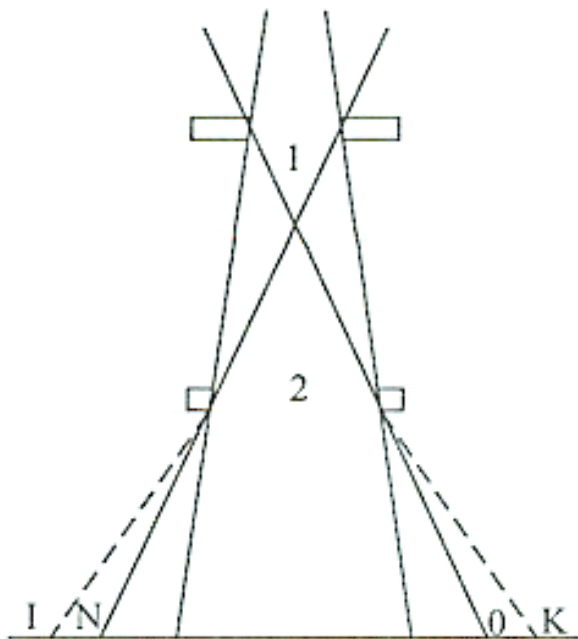
TEORIJSKI DIO

Interferencija dvaju koherentnih izvora svjetlosti

Kako izgleda rasvjeta na zastoru udaljenom od dva koherentna izvora svjetlosti?

-Youngov pokus – interferencija svjetlosti iz dviju pukotina

Ogib svjetlosti



**Skica Grimaldijeva eksperimenta. Isusovac
Francesco Maria Grimaldi (1618 – 1663)**

- Za Grimaldijeve rezultate znali su Newton i Huygens.
- Youngovo otkriće interferencije svjetlosti i njegova interpretacija u sklopu valnog modela svjetlosti nisu odmah bili dobro prihvaćeni.

Citat iz tadašnjega znanstvenog časopisa:

Apsurdnost autorova "zakona interferencije", kako ga on to izvoljeva zvati, najnesхватljivija je pretpostavka s kojom smo se ikada susreli... taj članak ne sadrži ništa što bi se smjelo nazvati eksperimentom ili otkrićem; on je zapravo lišen vrijednosti bilo koje vrste.

Ogib svjetlosti

Ne prihvaćanje znanstvene javnosti Youngovih rezultata ležao je u tome što on uz svoje eksperimentalne rezultate i kvalitativnu interpretaciju nije priložio i strogu matematičku teoriju.

Nekoliko godina nakon Youngovih otkrića, Francuz Augustin Fresnel (1788 – 1823) ne znajući za Youngova postignuća, neovisno je izveo pokus analogan Youngovu, te pokuse sa ogibom na uskoj pukotini, ogibom na maloj prepreci itd. Fresnel je u svojim istraživanjima otišao puno dalje od Younga., za postignute je eksperimentalne rezultate razvio matematičku teoriju.

W. H. Brag (1861 – 1943) i W. L. Brag (1890 – 1972) su svojom jednadžbom udarili temelje rendgenskoj strukturnoj analizi kojom je rasvijetljena struktura čvrstog tijela.

Na Bragovom zakonu temelji se i ogib elektrona kojim su se bavili Davisson i Gremer (dali eksperimentalnu potvrdu De Broglieve hipoteze).

MAXWELLOVE JEDNADŽBE. ELEKTROMAGNETSKI VALOVI

Maxwell je uočio četiri osnovne zakonitosti u vezi s elektromagnetskim pojavama.

1. Svaki naboj je izvor električnog polja. Kvantitativan odnos među ovim veličinama dan je Gausovim zakonom.
2. Izvor magnetskog polja je naboj u gibanju.
Kvantitativan odnos između jakosti struja i stvorenog magnetskog polja daje Amperéov zakon.
3. Vremenski promjenjiv tok magnetskog polja inducira elektromotornu silu, dakle i električno polje (Faradayev zakon indukcije).
4. Analogno Faradayevom zakonu valja očekivati da će električni tok koji se mijenja s vremenom inducirati magnetsko polje.

$$\text{I. } \nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

$$\text{II. } \nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$\text{III. } \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\text{IV. } c^2 \nabla \times \mathbf{B} = \frac{\mathbf{j}}{\epsilon_0} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0.$$

$$\nabla^2 \mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = 0.$$

MAXWELLOVE JEDNADŽBE. ELEKTROMAGNETSKI VALOVI

Maxwellova relacija za indeks loma

$$\nabla \times \vec{H} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial \vec{F}}{\partial t}$$

$$\nabla \times \vec{F} = -\mu_0 \mu_r \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$$

$$\nabla \vec{H} = 0$$

$$\nabla \vec{F} = 0 ,$$

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{H}) = \varepsilon_0 \varepsilon_r \nabla \times \frac{\partial \vec{F}}{\partial t}$$

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{H}) = \nabla (\nabla \vec{H}) - \Delta \vec{H} = -\Delta \vec{H}$$

$$\nabla \times \frac{\partial \vec{F}}{\partial t} = -\mu_0 \mu_r \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}$$

MAXWELLOVE JEDNADŽBE. ELEKTROMAGNETSKI VALOVI

Maxwellova relacija za indeks loma

$$\Delta \vec{H} = \frac{\epsilon_r \mu_r}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad \epsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2},$$

gdje je c brzina širenja elektromagnetskih valova u vakuumu

$$c' = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}}$$

To je poznata valna jednažba

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = v_0^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

Indeks loma medija definiran je kao omjer brzine elektromagnetskih valova

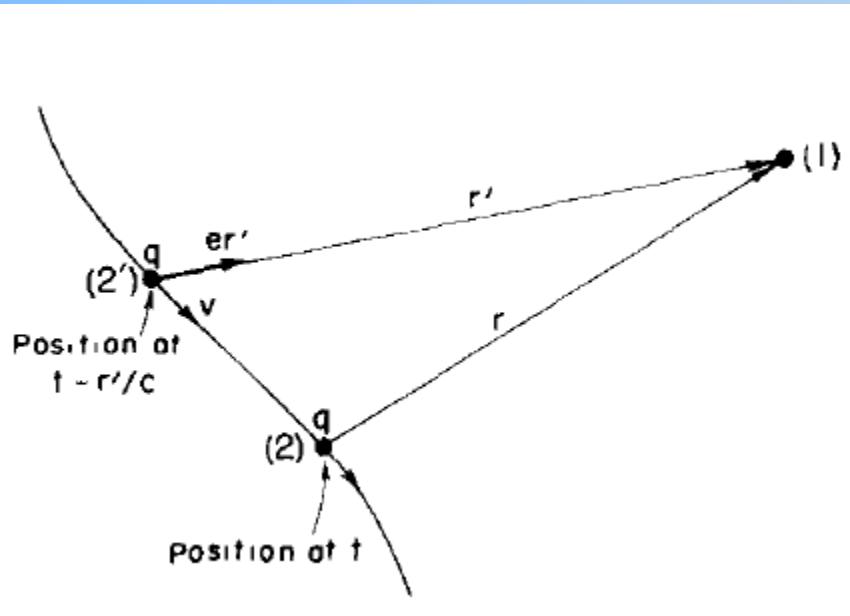
$$n = \frac{c}{c'}$$

$$n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$$

Specijalno, ako su magnetski efekti u mediju zanemarivi

$$\mu_r = 1, \quad n = \sqrt{\epsilon_r}$$

MAXWELLOVE JEDNADŽBE. ELEKTROMAGNETSKI VALOVI



$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{e_{r'}}{r'^2} + \frac{r'}{c} \frac{d}{dt} \left(\frac{e_{r'}}{r'^2} \right) + \frac{1}{c^2} \frac{d^2}{dt^2} e_{r'} \right]$$

$$cB = e_{r'} \times E.$$

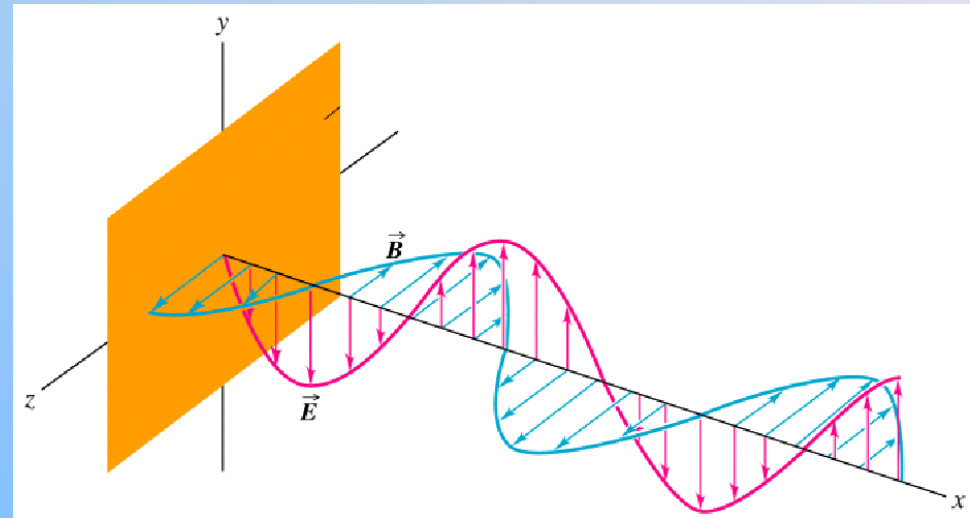
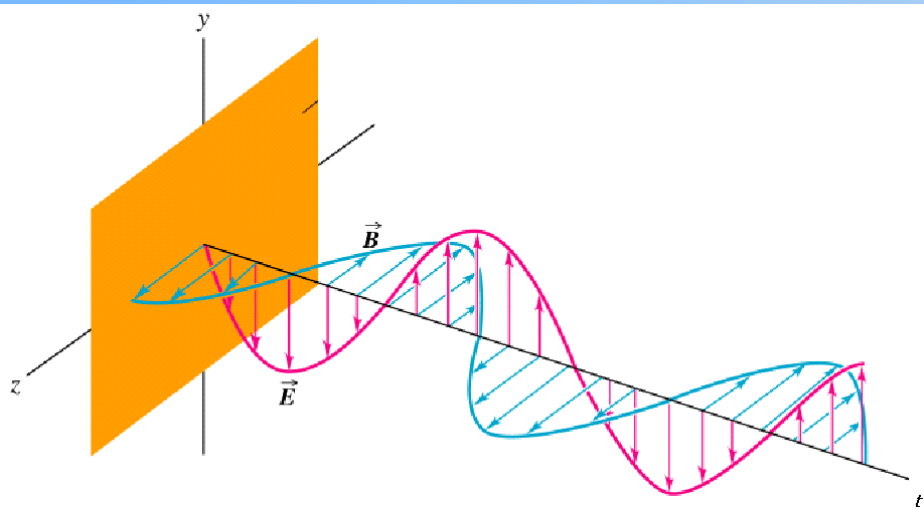
$v \ll c$ i udaljenosti na kojima gledamo E su velike

$$E = - \frac{q}{4\pi\epsilon_0 c^2 r'} \left[\begin{array}{l} \text{acceleration of the charge at } (t - r'/c) \\ \text{projected at right angles to } r' \end{array} \right]$$

$$cB = e_{r'} \times E.$$

MAXWELLOVE JEDNADŽBE. ELEKTROMAGNETSKI VALOVI

$$E = E_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{c} \right)$$
$$B = B_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{c} \right)$$



Ravni elektromagnetski val: a) odnos električnog i magnetskog polja u nekoj točki prostora kojom prolazi val; b) Prostorni raspored električnog i magnetskog polja u valu u nekom trenutku.

MAXWELLOVE JEDNADŽBE. ELEKTROMAGNETSKI VALOVI

Elektromagnetski valovi imaju četiri važna svojstva:

1. Za razliku od ostalih valova koji se šire nekim sredstvom, elektromagnetski se valovi mogu širiti vakuumom. Na putu kojim se elektromagnetski valovi šire ne trebaju titrati čestice nekog medija: pri njihovom širenju titraju električna i magnetska polja.
2. Titrajuća električna i magnetska polja u elektromagnetskom valu imaju usklađene bregove i dolove.
3. Elektromagnetski valovi su transverzalni.
4. Brzina elektromagnetskih valova ovisi samo o električnim i magnetskim svojstvima medija kojim se šire, a ne ovisi o amplitudi elektromagnetskog polja.

U elektromagnetskom valu je električno i magnetsko polje ravnopravno, te na svako otpada pola ukupne energije elektromagnetskog vala.

Za djelovanje elektromagnetskih valova na nabijene čestice, električno je polje mnogo važnije od magnetskog. Djelovanje magnetskog polja elektromagnetskog vala na nabijene čestice može se gotovo sasvim zanemariti ako je brzina čestica mnogo manja od brzine svjetlosti.

MAXWELLOVE JEDNADŽBE. ELEKTROMAGNETSKI VALOVI

Brzina elektromagnetskih valova

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}}$$

Brzina širenja vala u sredstvu s određenom permitivnošću (dielektričnošću) i permeabilnošću bit će:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \cdot \mu}}$$

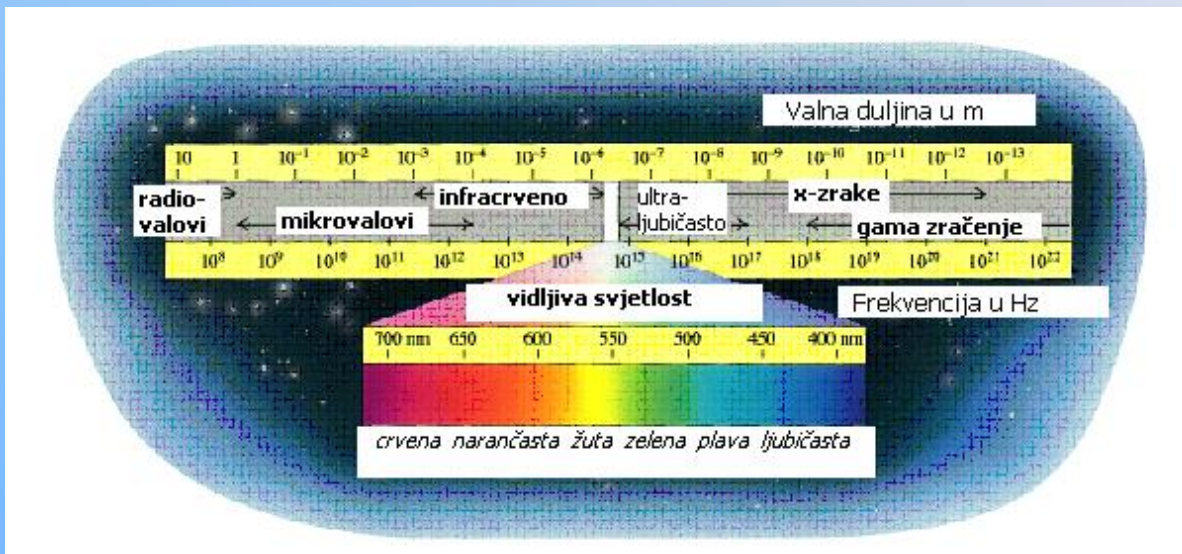
valna duljina

$$\lambda = \frac{v}{\nu} = \frac{1}{\nu \sqrt{\epsilon \mu}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{1}{\nu \sqrt{\epsilon_r \mu_r}} = \frac{c}{\nu \sqrt{\epsilon_r \mu_r}} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}}$$

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu}$$

MAXWELLOVE JEDNADŽBE. ELEKTROMAGNETSKI VALOVI

Spektar elektromagnetskih valova



Radiovalovi obuhvaćaju valne duljine od nekoliko kilometara do 0.3 m. To su valovi kojima se služe televizijski i radio – odašiljači. Njihov izvor su elektronski uređaji, najčešće titrajni krugovi.

Mikrovalovi su valovi valnih duljina od 0.3 m do 1 mm. Primjenjuju se u radarskoj tehnici i u komunikacijskim sistemima, a proizvode ih elektronski uređaji. Frekvencije tih valova bliske su frekvencijama kojima titraju molekule u tvari pa se upotrebljavaju pri izučavanju atomske i molekularne strukture kao i za mijenjanje svojstava tvari.

Infracrveni dio spektra obuhvaća valne duljine od m do 780 nm. Te valove emitiraju neke molekule u pobuđenom stanju i užarena tijela. Imaju mnogostruku primjenu u industriji, medicini, tehnici, astronomiji, istraživanjima molekularne strukture i drugdje.

MAXWELLOVE JEDNADŽBE. ELEKTROMAGNETSKI VALOVI

Spektar elektromagnetskih valova

Vidljivom svjetlošću nazivamo uski dio spektra unutar kojega su sadržane valne duljine na koje je osjetljiva mrežnica ljudskog oka. One leže između 780 nm i 380 nm.

Ultraljubičastom (ultravioletnom) zračenju pripada područje od 380 nm do 0.6 nm.

Radi se o valovima koje zrače atomi i molekule. Ultraljubičasto zračenje izaziva ionizaciju i disocijaciju molekula. Na tome se zasnivaju njegove primjene u medicini i tehnici.

Međutim, zbog tih svojstava ono može štetno djelovati na živa tkiva i organizme.

Rendgensko zračenje (X – zrake) proteže se od 1 nm do 6 pm valne duljine. Otkrio ga je 1895.

W. Röntgen proučavajući katodne zrake. Zračenje nastaje pri promjenama stanja unutrašnjih, jače vezanih, elektrona u atomima i u procesu tzv. zakočnog zračenja. Može izazvati znatna oštećenja na živim organizmima. U medicini se rendgensko zračenje upotrebljava u dijagnostici, te u liječenju tumora.

Gama – zračenje je nuklearnog porijekla, a nastaje pri promjeni stanja atomske jezgre.

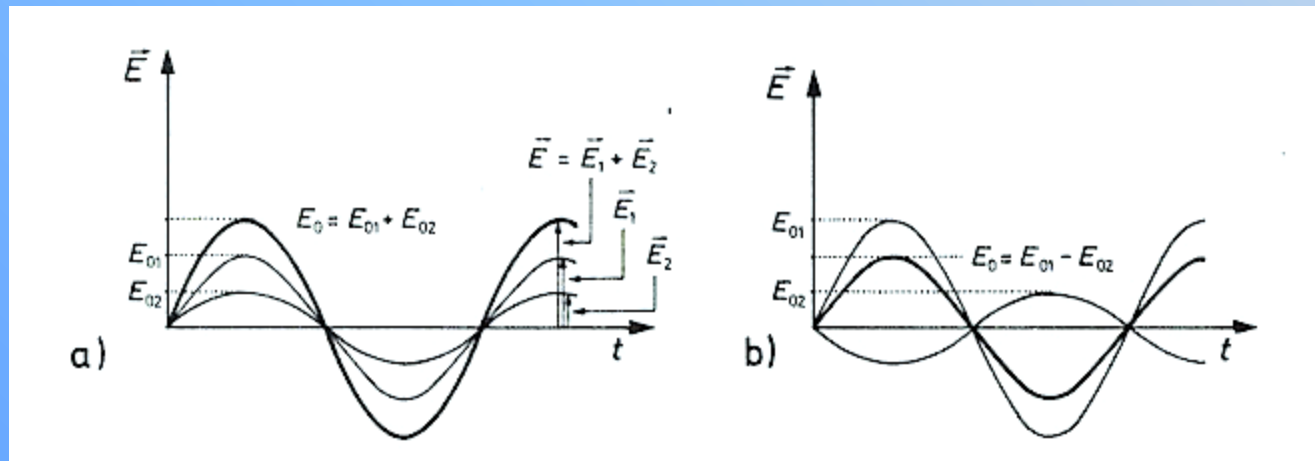
Valne duljine tog zračenja su od 100 pm do 10 fm. Emitiraju ga radioaktivne tvari, a u interakciji sa živim organizmima izaziva teška oštećenja. I to se zračenje, nužno uz jake mjere opreza i zaštite, primjenjuje u medicini i tehnici.

Još kraće valne duljine susreću se u *kozmičkom zračenju* koje dolazi iz svemira.

MAXWELLOVE JEDNADŽBE. ELEKTROMAGNETSKI VALOVI

Spektar vidljivog dijela elektromagnetskih valova

Boja	λ / nm	ν / 10 ¹⁴ Hz.
ljubičasta	380 – 440	7.9 – 6.8
plava	440 – 490	6.8 – 6.1
zelená	490 – 570	6.1 – 5.3
žuta	570 – 590	5.3 – 5.1
narančasta	590 – 620	5.1 – 4.8
crvena	620 – 780	4.8 – 3.8



Grafički prikaz zbrajanja valova iste frekvencije: a) valovi u fazi; b) valovi u protufazi

MAXWELLOVE JEDNADŽBE. ELEKTROMAGNETSKI VALOVI

INTERFERENCIJA VALOVA

$$E_R = E_0 e^{i(\omega t - kx)} + E_0 e^{i(\omega t - kx + \varphi)} = E_0 e^{i(\omega t - kx)} (1 + e^{i\varphi})$$

Intenzitet resultantnog vala jednak je kvadratu resultantnog električnog polja

$$I = E_R^2 = E_R E_R^*$$

$$I = E_0 e^{i(\omega t - kx)} (1 + e^{i\varphi}) \cdot E_0 e^{-i(\omega t - kx)} (1 + e^{i\varphi})^*$$

$$I = 2E_0^2 (1 + \cos \varphi)$$

$$I = 2I_0 (1 + \cos \varphi)$$

a) Za $\varphi = 0, 2\pi, 4\pi, \dots$, slijedi

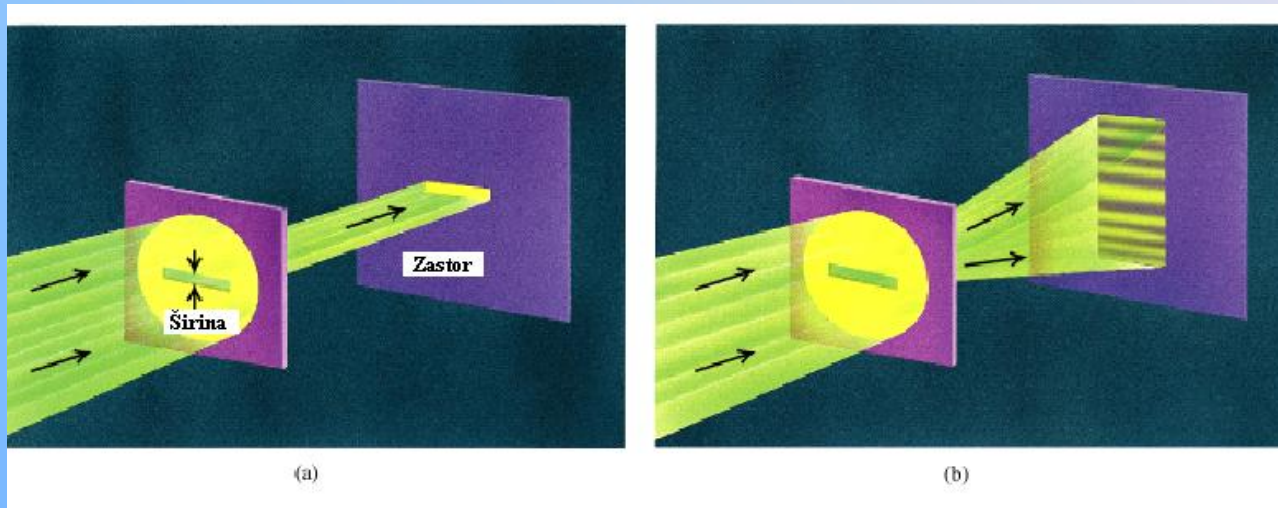
$$I = 4I_0$$

b) Za $\varphi = \pi, 3\pi, \dots$, slijedi

$$I = 0$$

MAXWELLOVE JEDNADŽBE. ELEKTROMAGNETSKI VALOVI

INTERFERENCIJA VALOVA, OGIB SVJETLOSTI

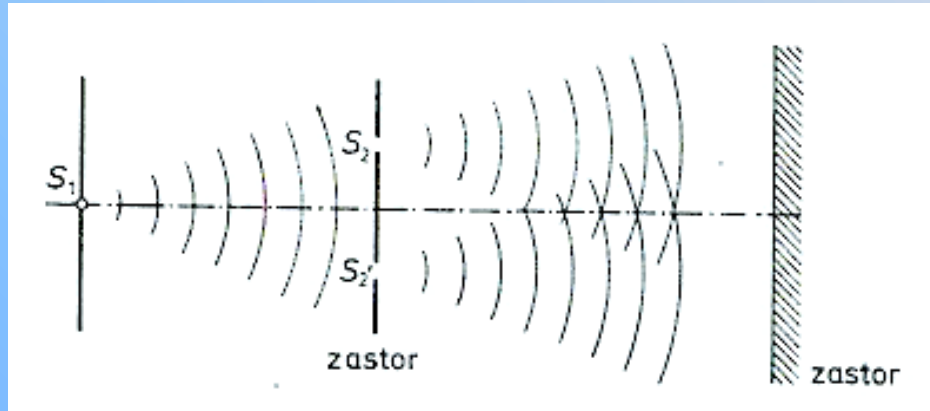


a) geometrijska sjena pukotine; b) pojava ogiba

Ogib se opaža tek kada su dimenzije prepreke ili pukotine usporedive s valnom duljinom

MAXWELLOVE JEDNADŽBE. ELEKTROMAGNETSKI VALOVI

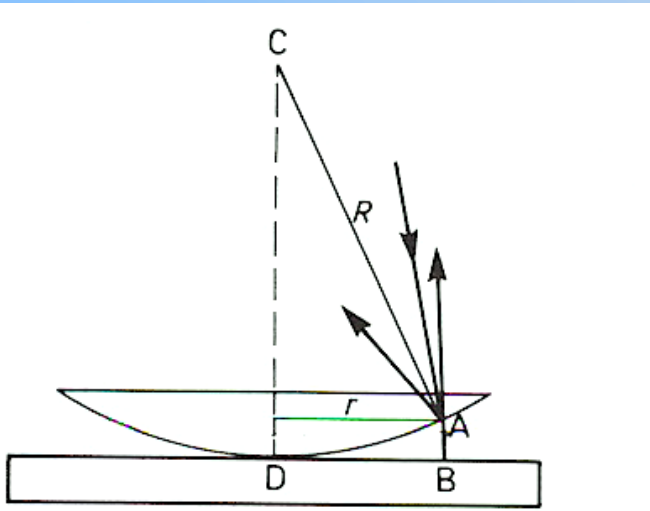
INTERFERENCIJA VALOVA



Formiranje koherentnih izvora pomoću rupica na zastoru

Kako izgleda rasvjeta na zastoru udaljenom za D od dva koherentna izvora svjetlosti?
Da odgovorimo na ovo pitanje, detaljnije ćemo razmotriti takozvani Youngov pokus.

Newtonovi kolobari



Svijetli kolobar bit će tamo gdje je optička razlika puta prve i druge zrake jednaka

$$m\lambda$$

Tamo gdje je ta razlika jednaka

$$\left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda$$

kolobar će biti taman

$$\delta = 2\overline{AB} + \frac{\lambda}{2}$$

$$\left(R - \overline{AB}\right)^2 + r^2 = R^2$$

$$\overline{AB} \approx \frac{r^2}{2R}$$

$$\delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2}$$

Polumjer -tog svijetlog kolobara

$$r_m = \sqrt{R(2m-1)\frac{\lambda}{2}}$$

Polumjer m-tog tamnog kolobara

$$r_m = \sqrt{mR\lambda}$$

Elektronska difrakcija

Uvod

- Veza između valne i čestične prirode elektrona dana je de Broglievom relacijom

$$\lambda = h/p$$

pri čemu je λ valna duljina, $h = 6.626 \cdot 10^{-34}$ Js , a p impuls čestice

- Kinetička energija koju elektroni dobiju zbog ubrzavajućeg djelovanja električnog polja uspostavljenog anodnim naponom U jednaka je $E=eU$, odakle slijedi da je valna duljina elektrona:

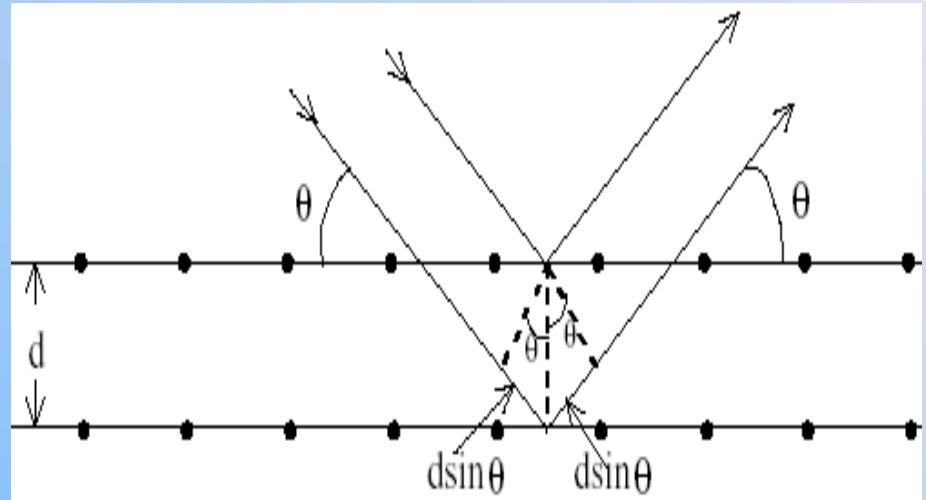
$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_e E}} = \frac{h}{\sqrt{2m_e eU}}$$

Elektronska difrakcija

- Veza između kuta i međusobnih udaljenosti ravnina dana je Braggovim zakonom:

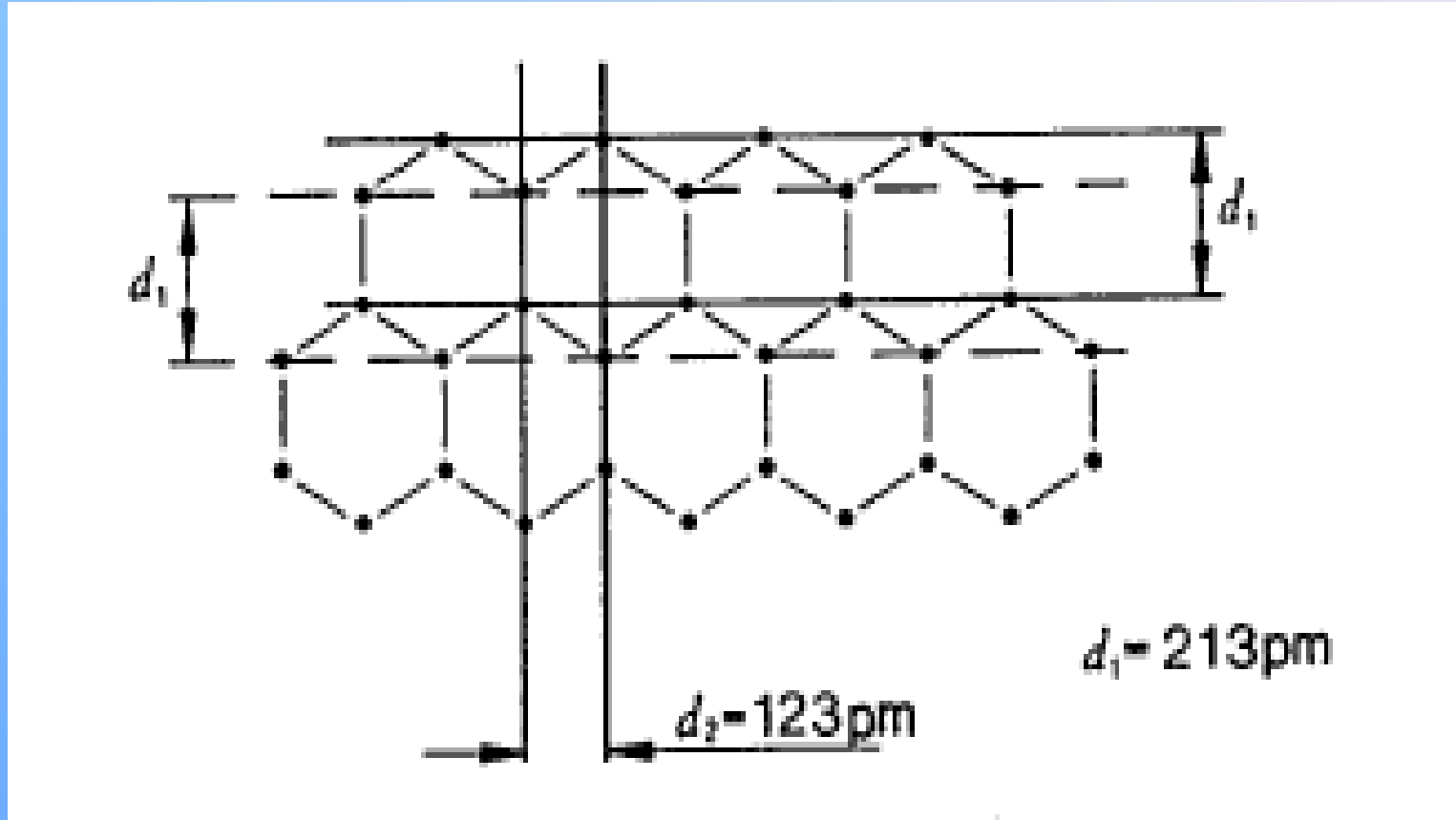
$$2d\sin\theta = n\lambda$$

gdje je d razmak grafitnih ravnina, θ je Braggov kut (kut između snopa elektrona i grafitnih ravnina), a n je prirodan broj.



Slika 1. Bragg-ova difrakcija na kristalu

Elektronska difrakcija



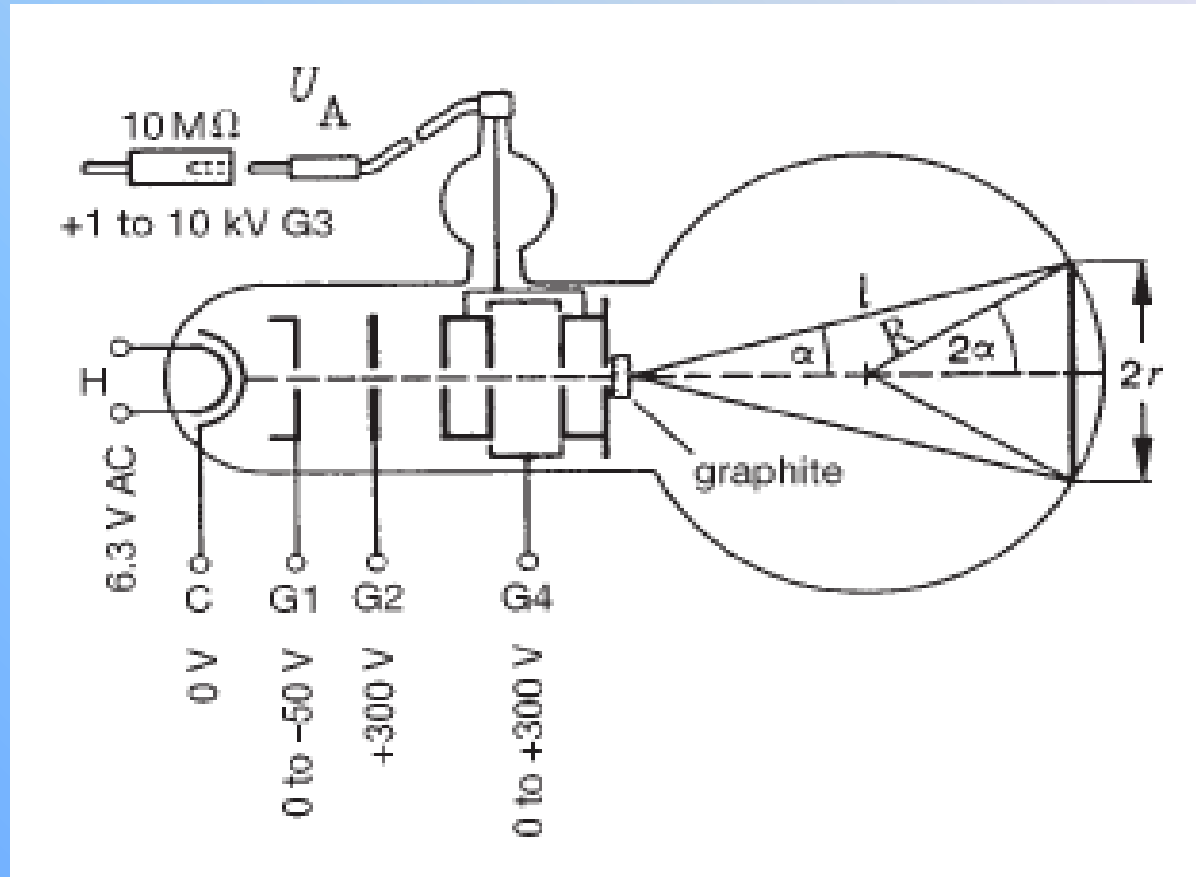
Slika 2. Ravnine grafita za prva dva interferencijska prstena

Eksperimentalni postav



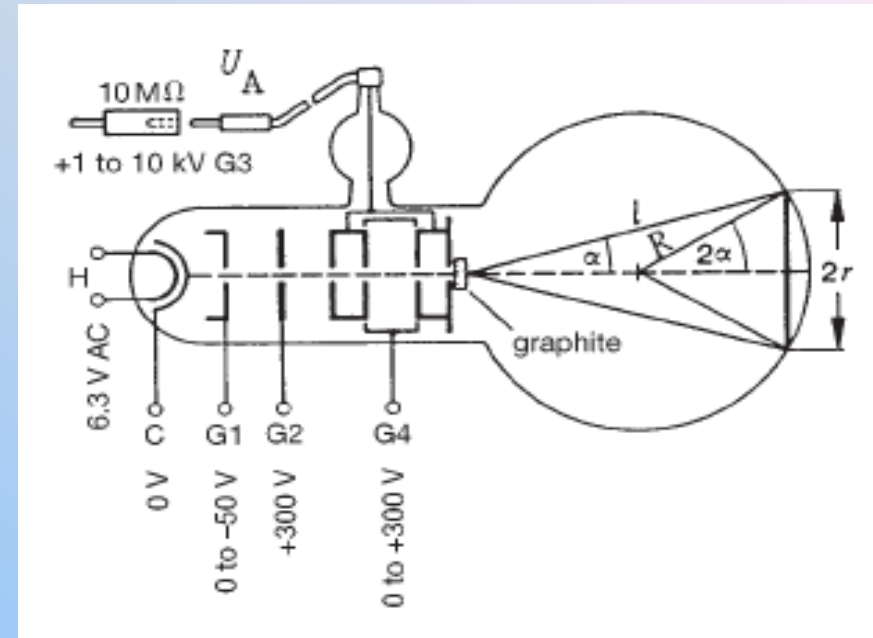
Slika 3. Eksperimentalni postav

Elektronska difrakcija



Slika 4. Shematski prikaz uređaja

Elektronska difrakcija



Iz slike:

$$\sin 2\alpha = \frac{r}{R}$$

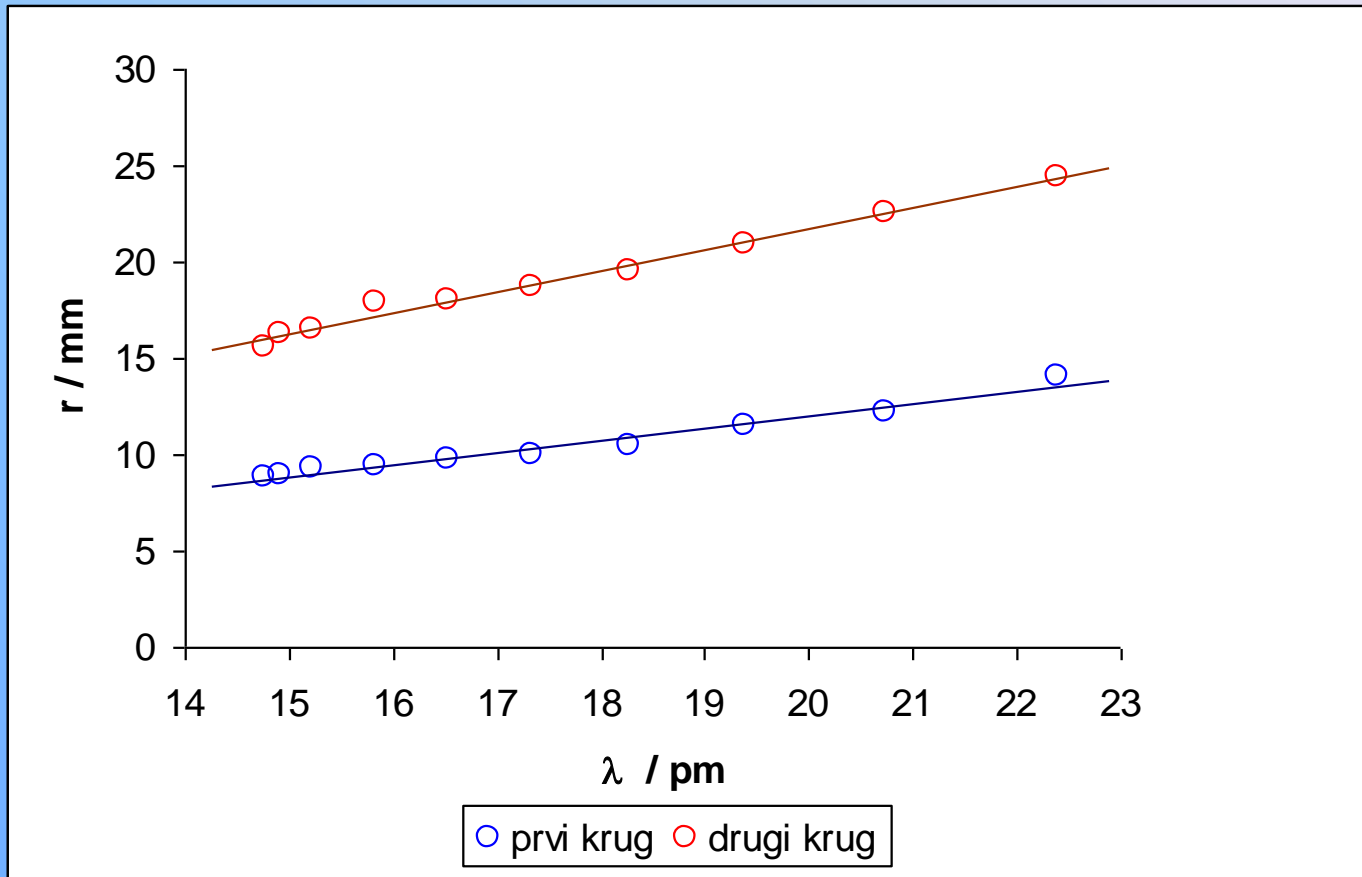
$R = 65\text{mm}$ polumjer staklene sfere

U eksperimentu se mjeri promjer interferencijskog prstena , a Braggov kut je dan sa $\theta = \alpha/2$. U aproksimaciji malih kuteva slijedi:

$$r = \frac{2R}{d} n\lambda$$

Elektronska difrakcija

Rezultati



Slika 5. Radijus prva dva interferencijska prstena u ovisnosti o valnoj duljini upadnih elektrona.

Elektronska difrakcija

- Linearnom regresijom izračunati su koeficijenti nagiba pravaca sa slike te iz toga izračunate udaljenosti ravnina:

$$d_1 = (205 \pm 13) \text{ pm}$$

$$d_2 = (120 \pm 4) \text{ pm}$$

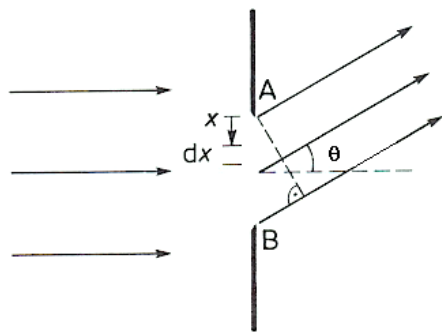
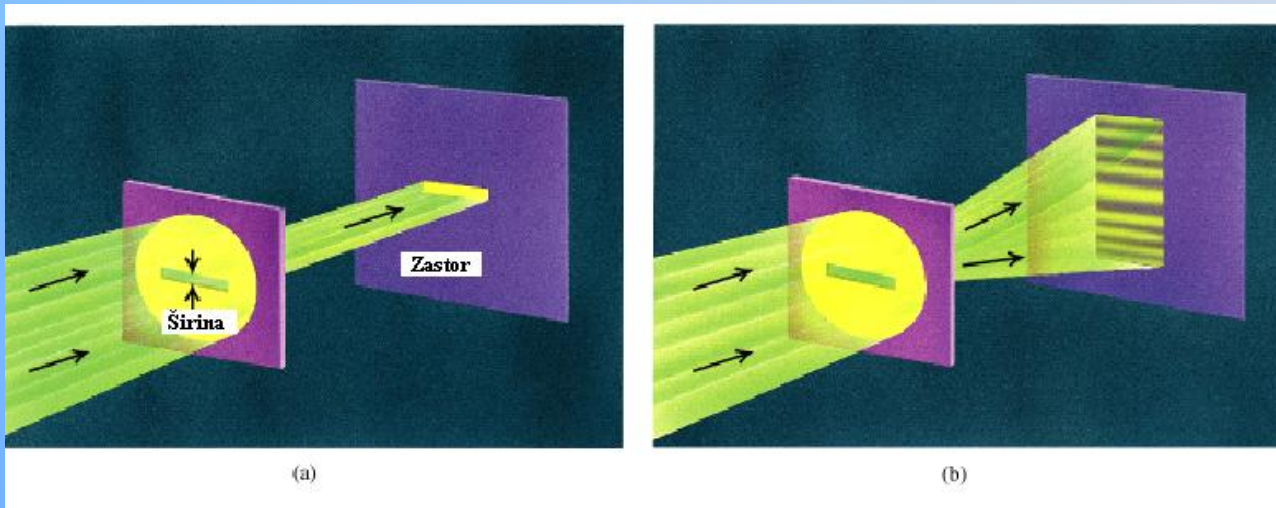
Mjerenja su pokazala linearnu ovisnost radijusa interferentnih prstenova na zaslonu i valnih duljina upadnih elektrona.

Izračunati su razmaci dvije mrežne ravnine u grafitu. Eksperimentalni podatci: $d_1 = (205 \pm 13) \text{ pm}$ i $d_2 = (120 \pm 4) \text{ pm}$ pokazuju zadovoljavajuće slaganje s teorijskim podacima.

Uz poboljšanje eksperimentalnog postava mogući su još bolji rezultati.

Ogib svjetlosti

- **ogib (difrakcija) - kao i interferencija, tipična valna pojava**
-svojstvo valova da zalaze iza zapreke
-opaža se kada su dimenzije prepreke ili pukotine usporedive sa valnom duljinom



Razlika u fazi između vala iz točke A i onoga iz točke s koordinatom x je

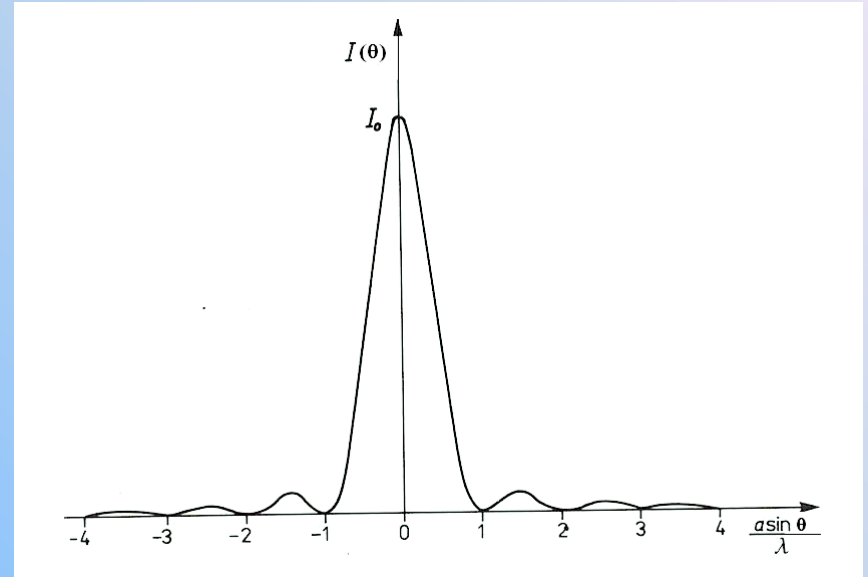
$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \theta = kx \sin \theta$$

Valovi iz krajnjih točaka pukotine (tj. iz A i B) najviše se razlikuju u fazi, i to za

$$\varphi_m = k a \sin \theta$$

Ogib na pukotini

- **uvjet za minimum:**
 $a \sin \theta = n \lambda$
 $n = 0, 1, 2, 3, \dots$
- **ogibna slika - od svijetlih i tamnih pruga tj. minimuma i maksimuma ogiba**
-središnji maksimum najintenzivniji; maksimumi višeg reda sve slabiji

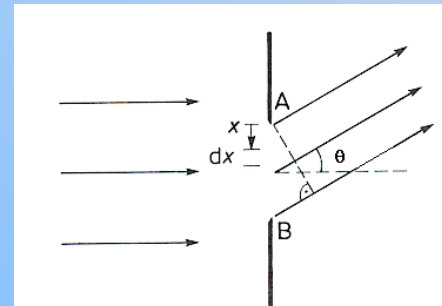


Kako se povećava $\frac{a}{\lambda}$, središnji maksimum postaje sve uži, u slučaju $a \gg \lambda$, ne vidi se ogib, nego samo geometrijska slika pukotine.

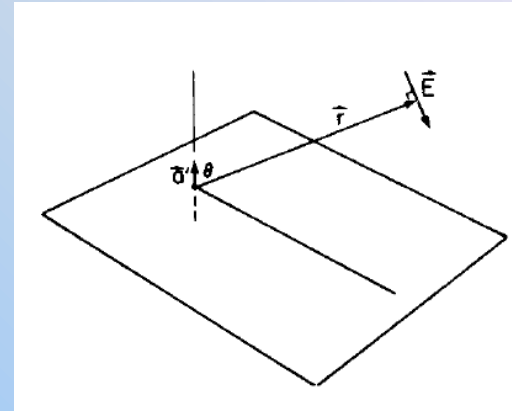
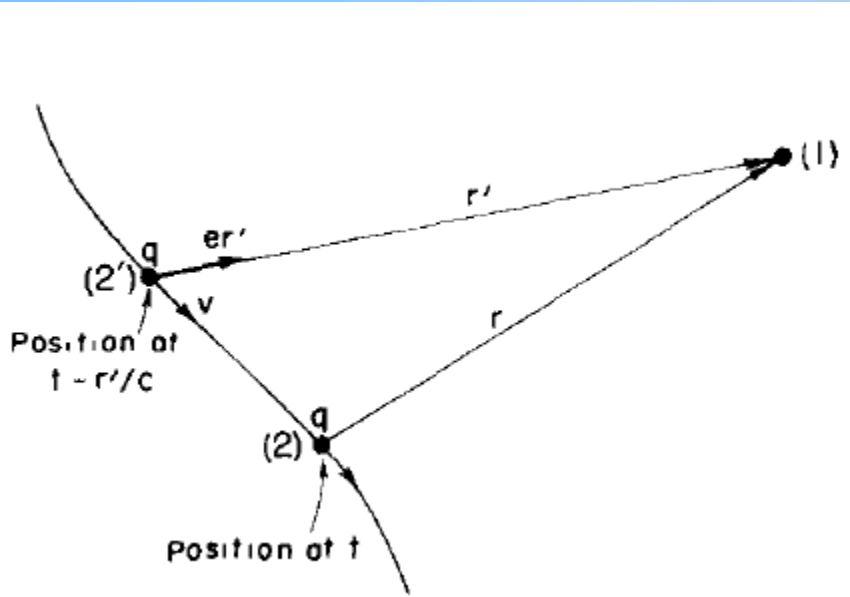
$$dE = E_0 e^{i(\omega t + \varphi)} \frac{dx}{a} \quad E = \int_0^a E_0 e^{i(\omega t + \varphi)} \frac{dx}{a} = \int_0^a \frac{E_0}{a} e^{i\omega t} e^{ikx \sin \theta} dx \quad E = E_0 \frac{e^{ika \sin \theta} - 1}{ika \sin \theta} e^{i\omega t}$$

$$I = I_0 \frac{\sin^2 \left(\frac{ka \sin \theta}{2} \right)}{\left(\frac{ka \sin \theta}{2} \right)^2}$$

raspodjelu intenziteta po kutu dobivamo



MAXWELLOVE JEDNADŽBE. ELEKTROMAGNETSKI VALOVI



$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{e_{r'}}{r'^2} + \frac{r'}{c} \frac{d}{dt} \left(\frac{e_{r'}}{r'^2} \right) + \frac{1}{c^2} \frac{d^2}{dt^2} e_{r'} \right]$$

$$cB = e_{r'} \times E.$$

$v \ll c$ i udaljenosti na kojima gledamo E su velike

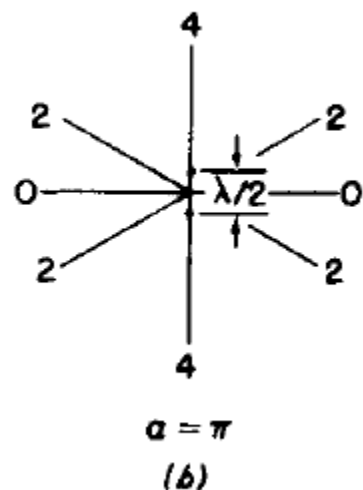
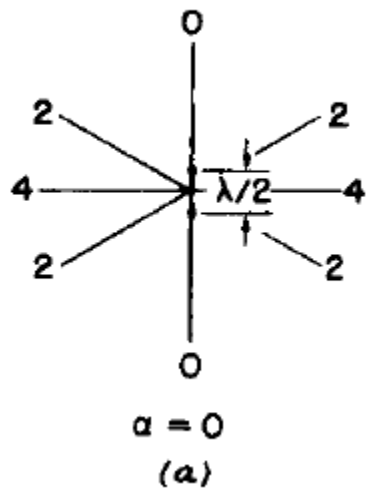
$$E = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0 c^2 r'} \left[\begin{array}{l} \text{acceleration of the charge at } (t - r'/c) \\ \text{projected at right angles to } r' \end{array} \right]$$

$$cB = e_{r'} \times E.$$

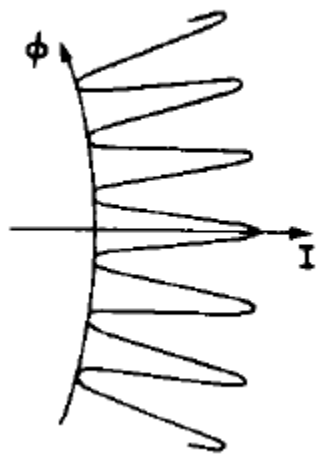
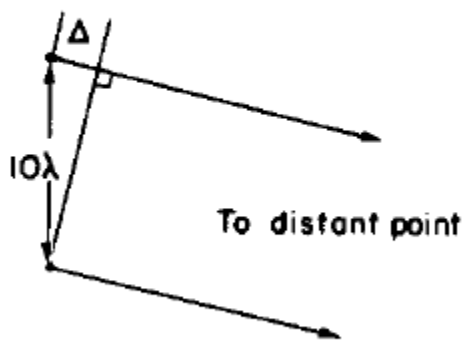
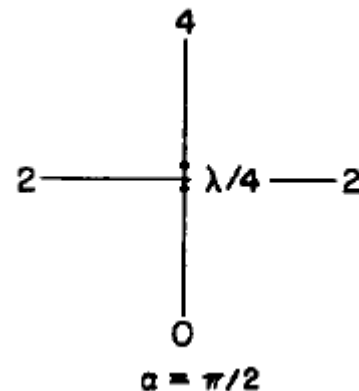
$$E(t) = \frac{-qa(t - r/c) \sin \theta}{4\pi\epsilon_0 c^2 r}$$

$$a = -\omega^2 x_0 \cos \omega t = a_0 \cos \omega t$$

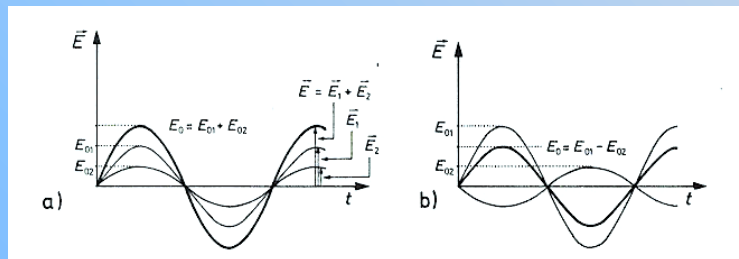
$$E = -q \sin \theta \frac{a_0 \cos \omega(t - r/c)}{4\pi\epsilon_0 r c^2}$$

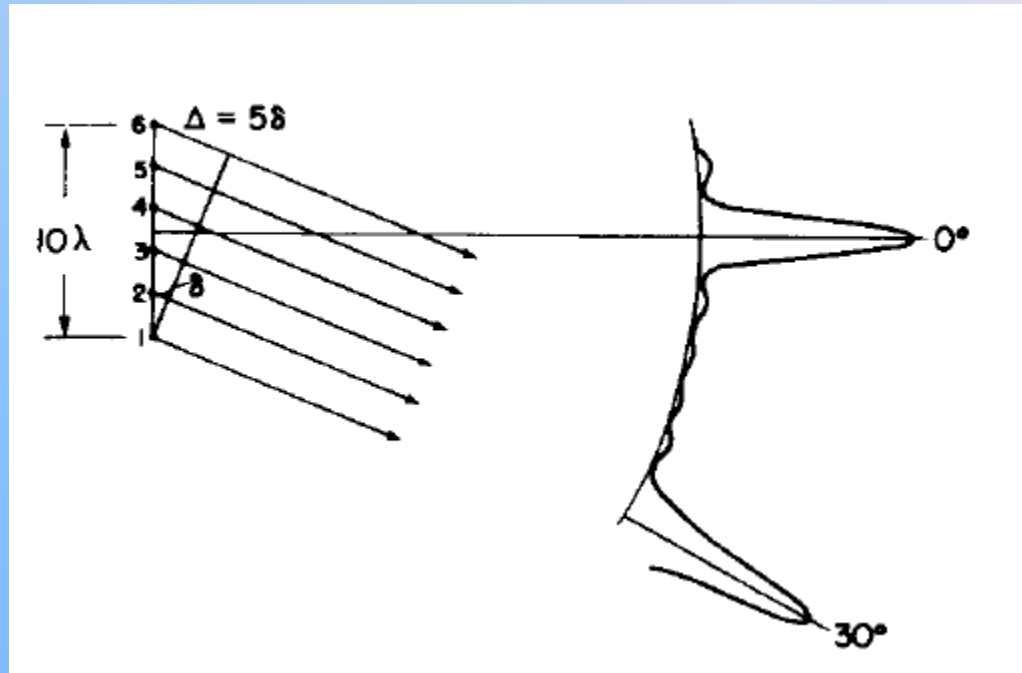


$$\varphi = \alpha + 2\pi \frac{d \sin \theta}{\lambda} = \alpha + kd \sin \theta$$



Intenziteti 2 oscilatora koji se razlikuju u fazi





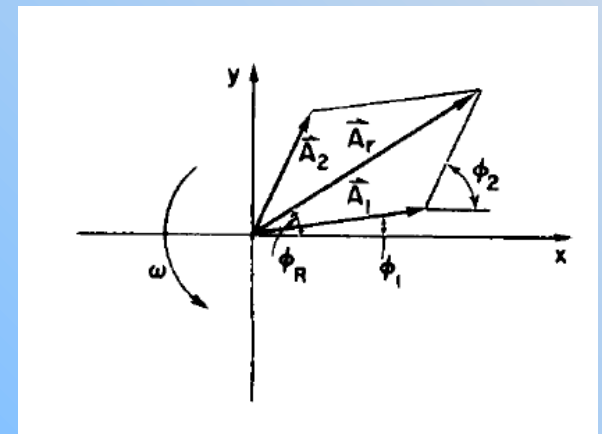
Antena s 6 oscilatora i raspored intenziteta za neke kuteve

$$R = A_1 \cos(\omega t + \phi_1) + A_2 \cos(\omega t + \phi_2)$$

$$R = A[\cos(\omega t + \phi_1) + \cos(\omega t + \phi_2)].$$

$$\cos A + \cos B = 2 \cos \frac{1}{2}(A + B) \cos \frac{1}{2}(A - B)$$

$$R = 2A \cos \frac{1}{2}(\phi_1 - \phi_2) \cos(\omega t + \frac{1}{2}\phi_1 + \frac{1}{2}\phi_2)$$



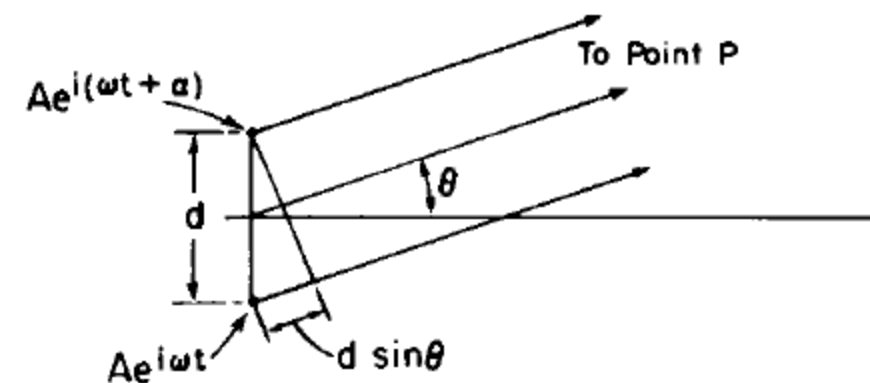
$$R = A_1 e^{i(\omega t + \phi_1)} + A_2 e^{i(\omega t + \phi_2)} = (A_1 e^{i\phi_1} + A_2 e^{i\phi_2}) e^{i\omega t}$$

$$\hat{R} = A_1 e^{i\phi_1} + A_2 e^{i\phi_2} = A_R e^{i\phi_R}$$

$$A_R^2 = (A_1 e^{i\phi_1} + A_2 e^{i\phi_2})(A_1 e^{-i\phi_1} + A_2 e^{-i\phi_2})$$

$$e^{i\theta} + e^{-i\theta} = \cos \theta + i \sin \theta + \cos \theta - i \sin \theta$$

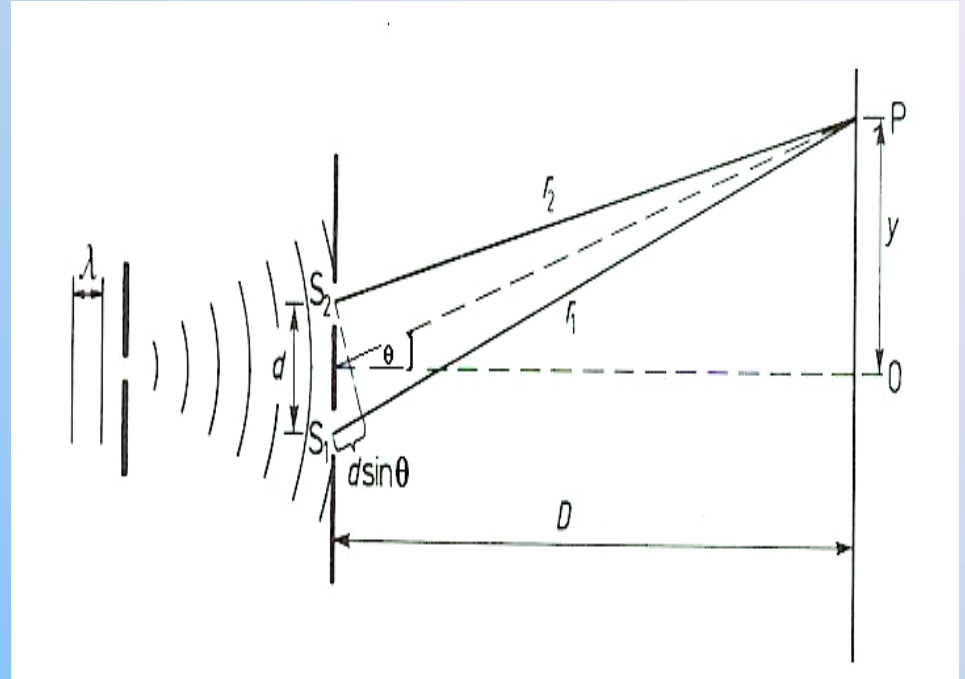
$$A_R^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\phi_2 - \phi_1)$$



$$\phi_2 - \phi_1 = \alpha + 2\pi d \sin \theta / \lambda$$

Youngov pokus

- dvije pukotine- u laserskom snopu
- dva koherentna vala jednake amplitude, frekvencije i faze
- na zastoru (točka P) elektromagnetski valovi iz jednog i drugog izvora se zbrajaju
- ⇒ interferencijska



slika

Oduzimanjem ovih dviju relacija dobivamo:

$$r_2^2 = D^2 + \left(y - \frac{d}{2}\right)^2 \quad r_1^2 - r_2^2 = 2yd, \quad (r_1 - r_2)(r_1 + r_2) = 2yd.$$

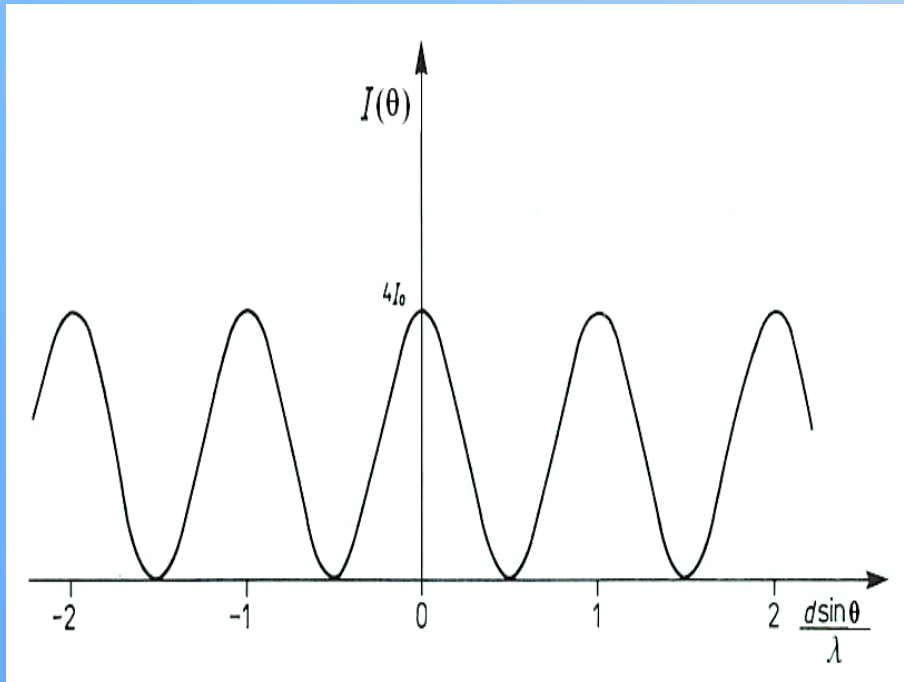
Za dvije susjedne svijetle (tamne) pruge vrijedi

$$r_1^2 = D^2 + \left(y + \frac{d}{2}\right)^2 \quad r_1 + r_2 \approx 2D \quad r_1 - r_2 = \lambda$$

razmak između dviju susjednih svijetlih (tamnih) pruga interferencije

$$y = \frac{D\lambda}{d}$$

Youngov pokus



- na zastoru - niz svijetlih i tamnih pruga
- konstruktivna interferencija - na mjestima gdje je ispunjen uvjet

$$d \sin \theta = m \lambda \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

- destruktivna interferencija

$$d \sin \theta = (m + 1/2) \lambda$$
$$m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Youngov pokus

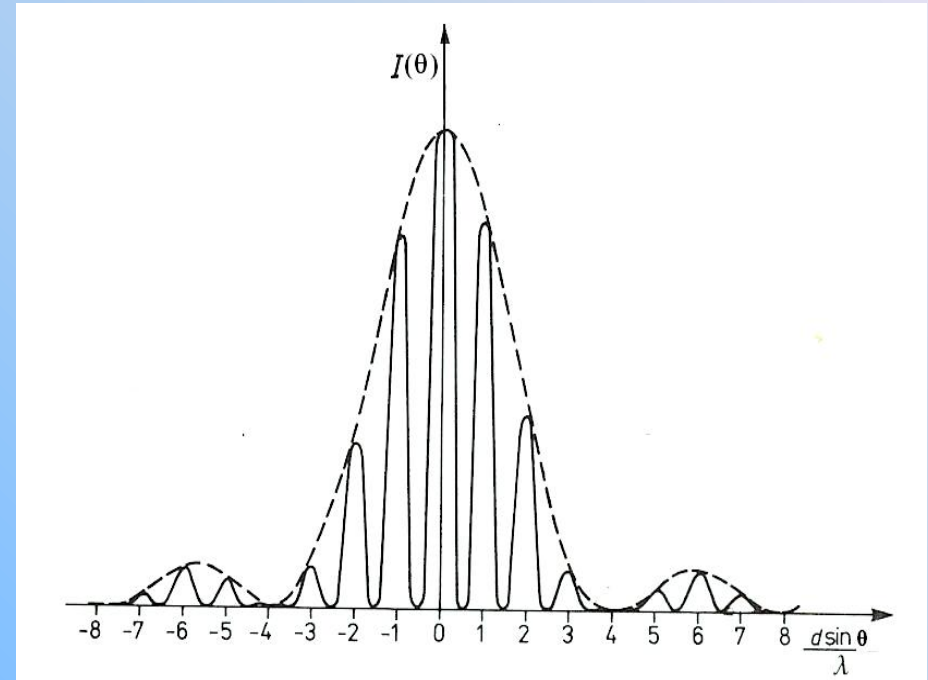
- **razmak između dviju susjednih svijetlih (tamnih) pruga interferencije:**

$$y = D\lambda/d$$

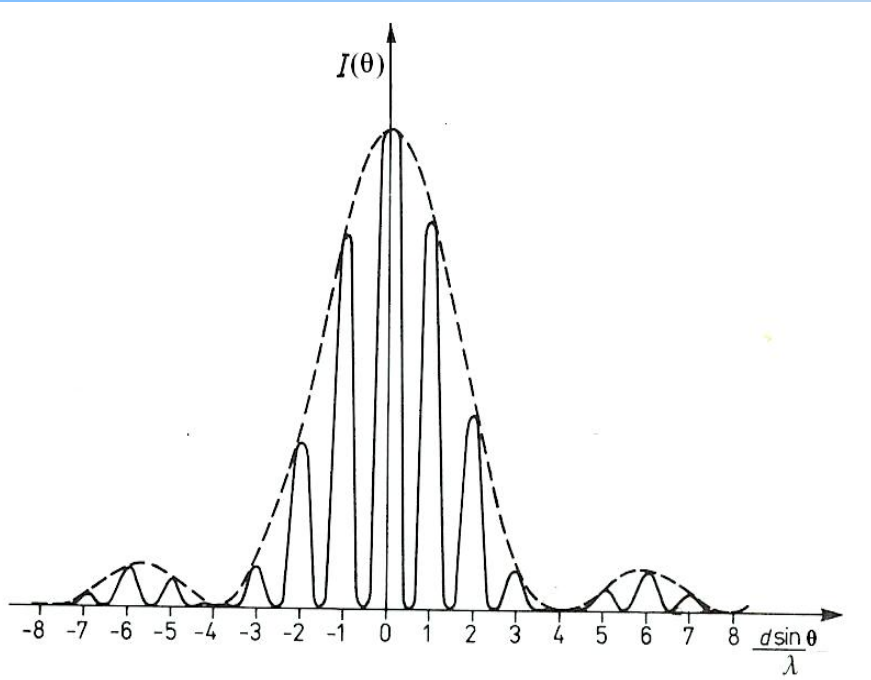
-povećanjem razmaka pukotina \Rightarrow razmak između pruga se smanjuje

Ogib na dvije pukotine

- u centralnom maksimumu i sporednim maksimumima ogiba-uske, ekvidistantne, naizmjenično poredane svijetle i tamne pruge interferencije



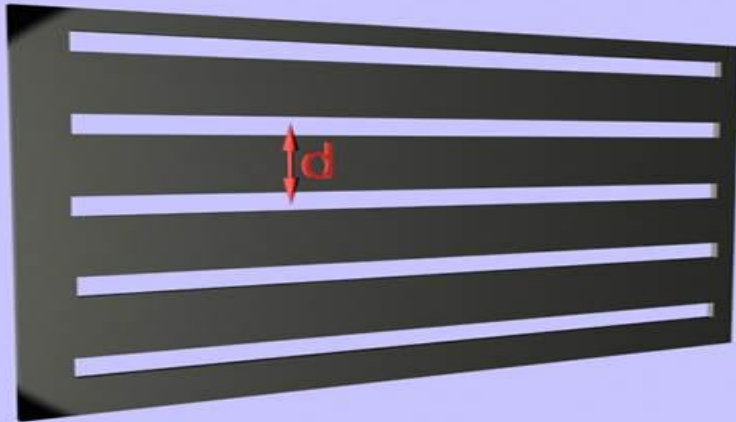
Ogib na dvije pukotine



- u realnom eksperimentu $a > \lambda$
⇒ Uz pruge interferencije – maksimumi i minimumi ogiba
- slika - pruge interferencije u Youngovu pokusu – razmak između pukotina $d = 4a$

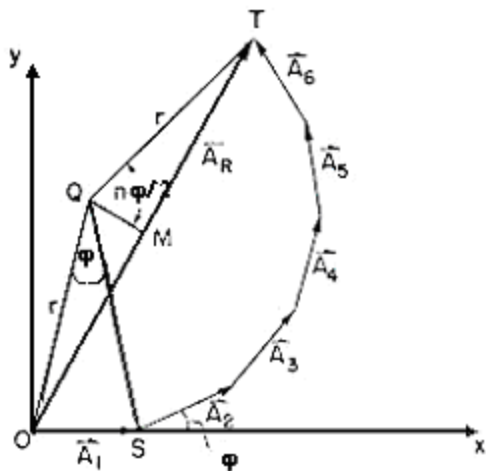
u centralnom maksimumu i u sporednim maksimumima ogiba vide se uske, ekvidistantne, naizmjenično poredane svijetle i tamne pruge interferencije

Ogib na optičkoj rešetki



- ploha na koju su urezani mnogobrojni, paralelni i ekvidistantni zarezi
- temeljno svojstvo rešetke – konstanta rešetke d
- na uskim plohama među zarezima- svjetlost pravilno reflektira ili kroz njih nesmetano prolazi

Razmatrat ćemo n ekvidistantnih oscilatora gdje su susjedni oscilatori razmaknuti za d . Svi oscilatori imaju jednaku amplitudu, ali različitu fazu.



$$R = A[\cos \omega t + \cos(\omega t + \phi) + \cos(\omega t + 2\phi) + \dots + \cos(\omega t + (n - 1)\phi)]$$

$$\phi = \alpha + 2\pi d \sin \theta / \lambda$$

$$A_R = A \frac{\sin \frac{n\phi}{2}}{\sin \frac{\phi}{2}}$$

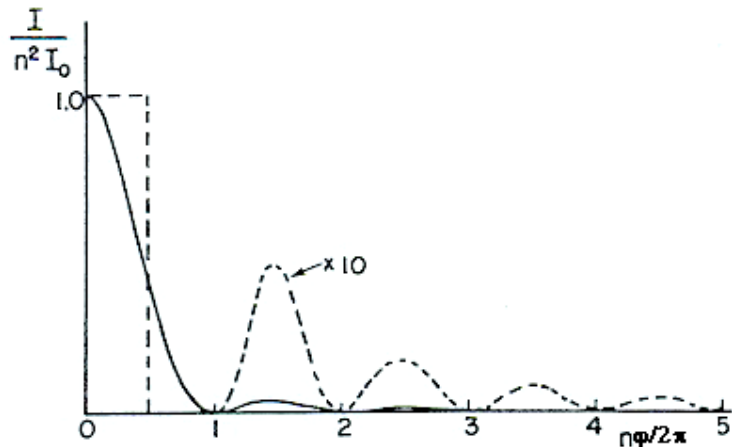
$$I = I_0 \frac{\sin^2 \frac{n\phi}{2}}{\sin^2 \frac{\phi}{2}}$$

Ogib na optičkoj rešetki

- optička rešetka u prolaznoj svjetlosti – niz ekvidistantnih paralelnih pukotina
- ogibom upadnog ravnog vala – svaka pukotina postaje izvor cilindričnih valova
 ⇒ koherentni valovi međusobno interferiraju ⇒ daju sliku na zastoru
- uvjet maksimuma:

$$d \sin \theta = m \lambda \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Intenzitet kao funkcija faznog kuta za velik broj oscilatora jednake snage



Ako je n dovoljno velik, kut je veoma mali i sinus je jednak kutu

$$I = I_0 \frac{\sin^2 \frac{n\varphi}{2}}{\sin^2 \frac{\varphi}{2}}$$

$\varphi = \frac{2\pi}{n}$ odgovara prvom minimumu krivulje

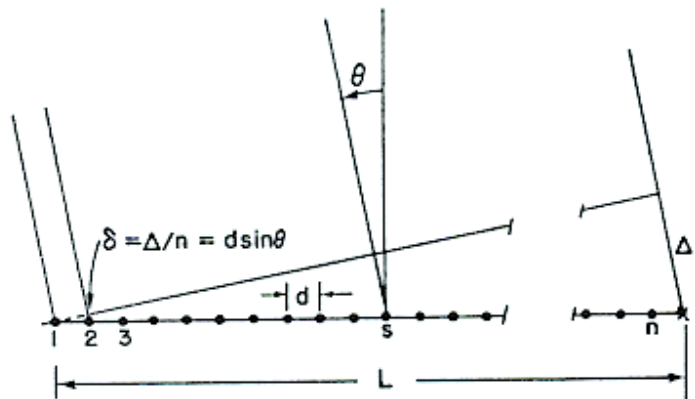
$\sin \frac{n\varphi}{2} = 1$ veoma blizu maksimuma

sljedeću maksimalnu vrijednost postiže za $\frac{n\varphi}{2} = \frac{3\pi}{2}$

$$\sin \frac{3\pi}{2n} = \frac{3\pi}{2n}$$

$$I = I_0 \left(\frac{4n^2}{9\pi^2} \right)$$

Linearni niz n jednakih oscilatora s prikazom faze prvog i n plus prvog oscilatora



Gdje je prvi minimum?

za $\phi = \frac{2\pi}{n}$

$$2\pi \frac{d \sin \theta}{\lambda} = \frac{2\pi}{n}$$

$$nd \sin \theta = \lambda$$

$\theta = \sin^{-1} \frac{\lambda}{L}$ javlja se prvi minimum

$$\phi = \alpha + 2\pi \frac{d \sin \theta}{\lambda} = \alpha + kd \sin \theta$$

Da bismo dobili jake sporedne maksimume, razmak raspodjele d mora biti veći od λ $\phi = 2\pi, 4\pi, 6\pi,$

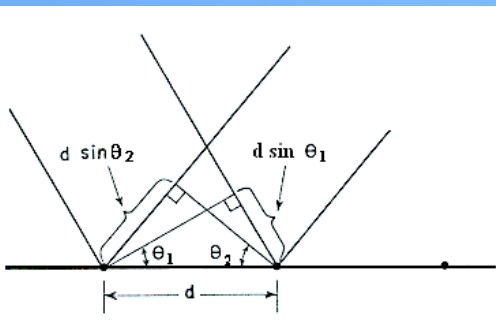
$$2\pi d \sin \theta / \lambda = \phi = 2\pi m$$

u slučaju $d < \lambda$ nema druge mogućnosti osim $m = 0$

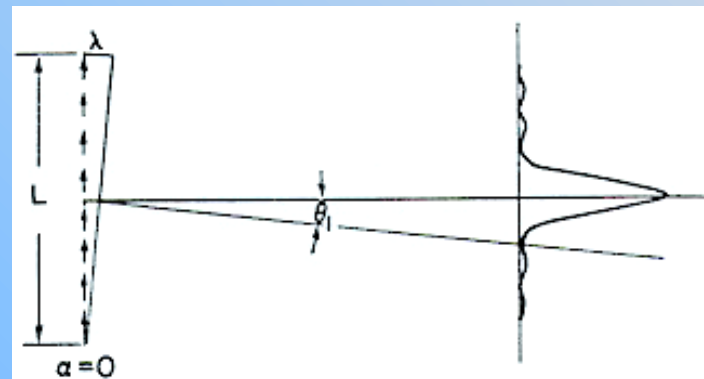
u slučaju previše malog razmaka moguća je samo nulta pruga

Razlika putova za dvije zrake raspršene na susjednim zarezima rešetke dana je izrazom

pustimo da broj raspršivača ide u beskonačnost

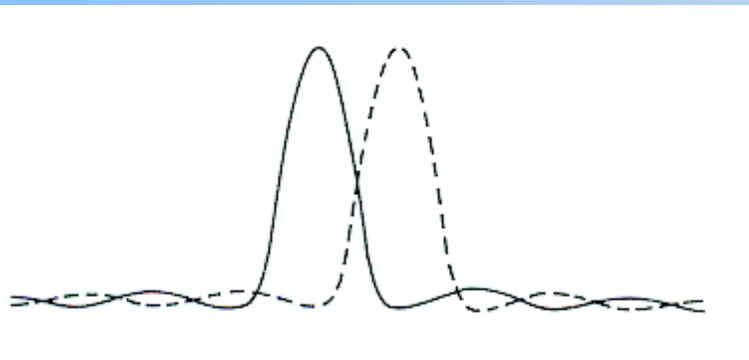


$$I = 4I_m \frac{\sin^2 \frac{\Phi}{2}}{\Phi^2}$$



Intenzitet interferentne slike sadrži jedan jaki i mnogo sporednih maksimuma

Moć razlučivanja ogibne rešetke



Koliko valne duljine mogu biti bliske, a da ih rešetka može razlučiti?

Moć razlučivanja rešetke

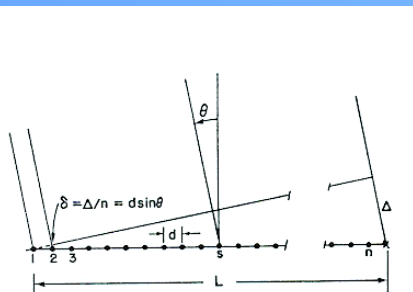
$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{mn} \quad \Delta\nu = \frac{1}{T}$$

Ilustracija Rayleighijevog kriterija

Pogreška u frekvenciji jednaka recipročnoj vremenskoj razlici između graničnih putanja koje omogućavaju interferenciju

Kod određivanja moći razlučivanja ogibne rešetke koristi se takozvani Rayleighijev kriterij koji kaže da minimum jedne valne duljine mora sjesti na maksimum druge valne duljine koje želimo razlučiti (sl. 4.10). Želimo odrediti kolika je minimalna razlika u valnim duljinama dviju boja koje ogibna rešetka još uvijek može razlučiti.. Najbolji način za to je geometrijski.

$$T = \frac{\Delta}{c} = \frac{mn\lambda}{c} \quad \Delta = mn\lambda + \lambda = mn\lambda' \quad \Delta\nu = \frac{c\Delta\lambda}{\lambda^2}$$



Da bismo dobili maksimum za valnu duljinu λ' , udaljenost Δ (slika 4.7) mora biti $n\lambda'$, a za promatrani m -ti ogibni red $mn\lambda'$. Drugim riječima $2\pi d \frac{\sin\theta}{\lambda'} = 2\pi m \Rightarrow nd \sin\theta = mn\lambda'$. Za drugu zraku valne duljine λ želimo imati minimum pod tim kutom tako da Δ bude točno za jednu valnu duljinu veći od $mn\lambda$, odnosno, $\Delta = mn\lambda + \lambda = mn\lambda'$. Iz toga slijedi da uz $\lambda' = \lambda + \Delta\lambda$ vrijedi

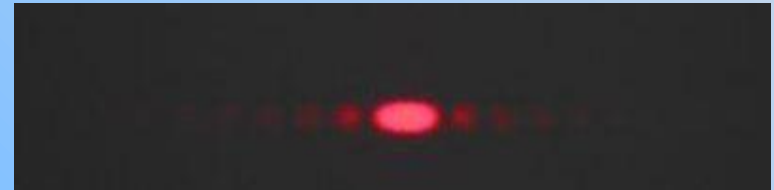
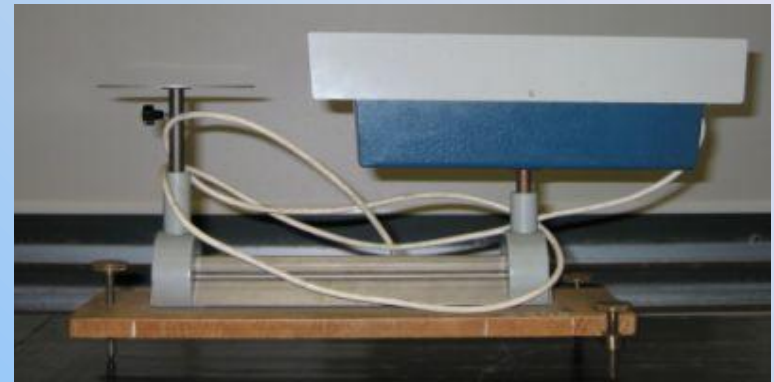
EKSPERIMENTALNI DIO

Glavna ideja:

- **promatranje interferencije te ogiba monokromatske svjetlosti uz provjeru Heisenbergovih relacija neodređenosti**
- **promatranje ogiba svjetlosti koja sadrži nekoliko valnih duljina**
- **promatranje ogiba bijele svjetlosti**

Ogib na pukotini i Heisenbergove relacije neodređenosti

- **izvor monokromatske svjetlosti – laser**
- **promatrane ogibne slike triju pukotina raznih širina**
- **mjerene udaljenosti dvaju minimuma istog reda y**
- **$y/2$ – udaljenost centra središnjeg maksimuma i minimuma određenog reda**



Ogib na pukotini i Heisenbergove relacije neodređenosti

- širina pukotina tražena iz uvjeta minimuma

$$a = n\lambda / \sin\theta$$

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

$$\sin\theta \approx y/2 / D$$

- za provjeru da li su zadovoljene relacije neodređenosti- korištena relacija

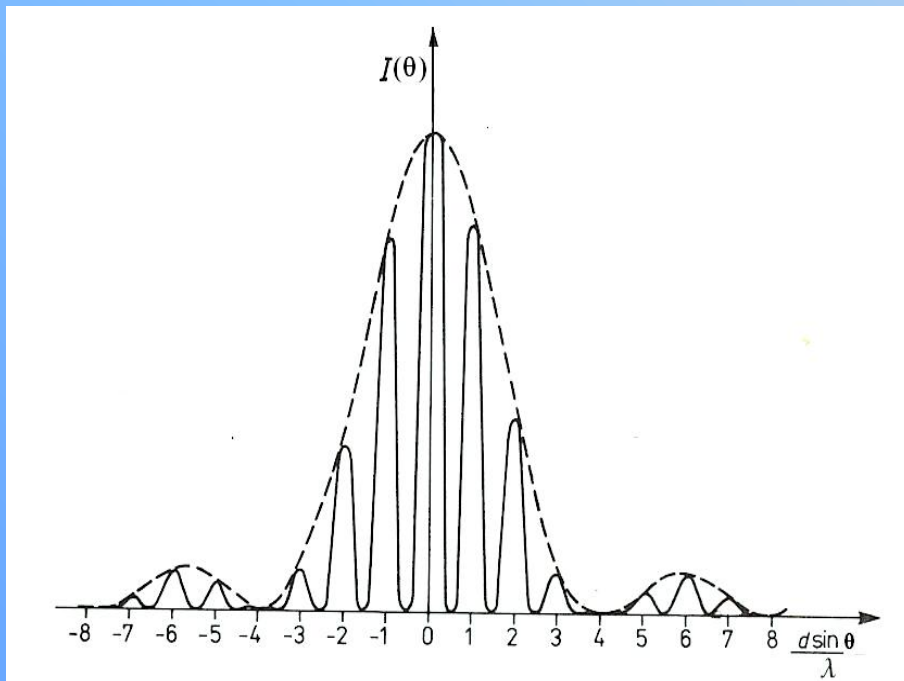
$$a/n\lambda [\sin(\arctan y/2 / D)] = 1$$

- određene širine triju pukotina sa pripadnim standardnim devijacijama
- rezultati u skladu s Heisenbergovim relacijama neodređenosti

Usporedba ogibne slike jedne pukotine sa ogibnim slikama koje daje više pukotina

- **jedna – jako izraženi središnji maksimum; malo slabije izraženi sporedni maksimumi**
- **dvije – središnji maksimum podijelio na tri maksimuma; između dva minimuma**
- **tri – tri glavna maksimuma; između sporedni maksimum**
- **četiri – između tri glavna maksimuma, po dva sporedna maksimuma**

Usporedba ogibne slike jedne pukotine sa ogibnim slikama koje daje više pukotina



- **daljnjim dodavanjem pukotina – broj sporednih maksimuma bi se povećavao**
- **u skladu sa teorijskim razmatranjem Youngova eksperimenta**
 - za $d=4a$ unutar glavnog maksimuma koji bi odgovarao jednoj pukotini- pojavila 4 maks.

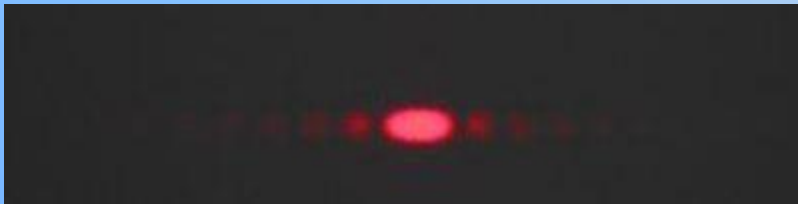
Ogib na niti



Ogib na niti

- **sjena na niti nije oštra – malo razmazana**
- **u sjeni – maksimumi i minimumi ogiba;
u sredini jako izražen središnji
maksimum**

Ogib na niti



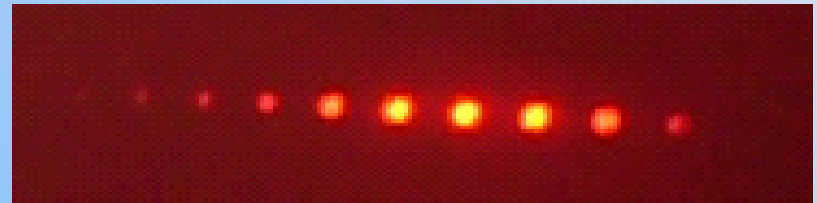
- deblja nit – maksimumi (minimumi) ogiba na manjoj međusobnoj udaljenosti
 - udaljenost niti od zastora ostala ista; promijenila se samo debljina niti
- ⇒ slike u skladu sa relacijom

$$y = D\lambda/a$$



Ogib monokromatske svjetlosti na optičkoj rešetki

- niz točaka razdvojenih tamnim poljima
 - ona u smjeru upadnog laserskog snopa – maksimum nultog reda; dva lateralnija- maksimumi prvog reda.
- cilj – određivanje konstante rešetke
 - iz uvjeta maksimuma
 - srednja vrijednost te standardna devijacija

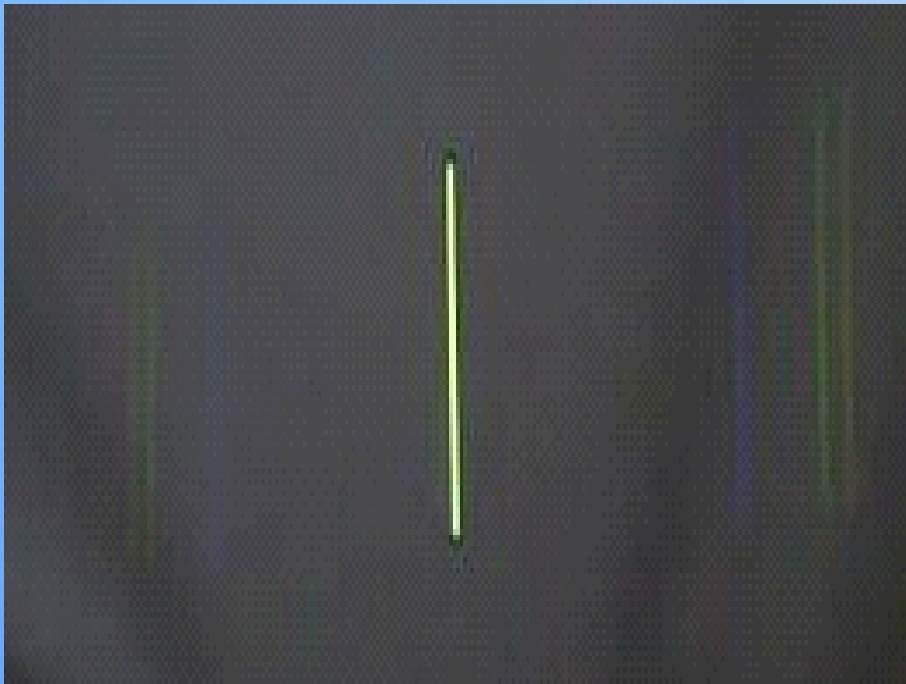


Ogib živine svjetlosti na optičkoj rešetki

**Što će se dogoditi
ukoliko na rešetku
pustimo više valnih
duljina?**



Ogib živine svjetlosti na optičkoj rešetki



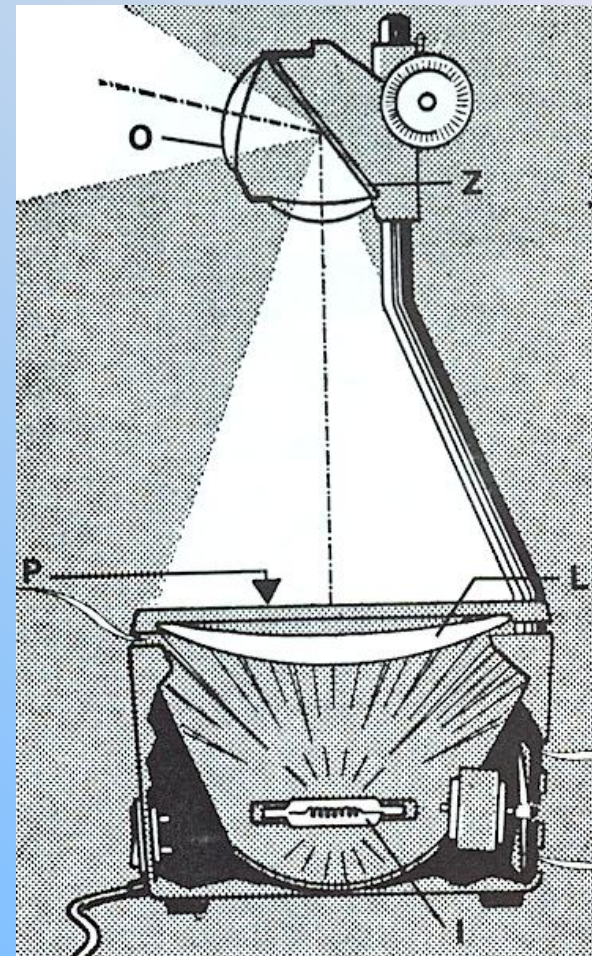
- **primijećene tri linije:
ljubičasta (435.8 nm)
zelena (546.1)
narančasti dublet (577
i 579.1 nm)**
- ⇒ **odgovaraju
najintenzivnijim
valnim duljinama koje
daje živina lampa**
- ⇒ **ostale linije slabog
intenziteta – nismo u
mogućnosti opaziti**

Ogib živine svjetlosti na optičkoj rešetki

- **pokazano – omjer različitih valnih duljina odgovara omjeru udaljenosti odgovarajućeg prvog maksimuma od središnjeg maksimuma**
 - **zbog male asimetrije – mjerene udaljenosti odgovarajućih maksimuma sa lijeve i desne strane i vrijednost dijeljena sa 2.**

Ogib bijele svjetlosti na optičkoj rešetki

- **izvor bijele svjetlosti – grafoskop**
-površina za pisanje P
→karton s otvorom u sredini→ okvir sa rešetkom
- **na udaljenom zastoru promatrana ogibna slika**

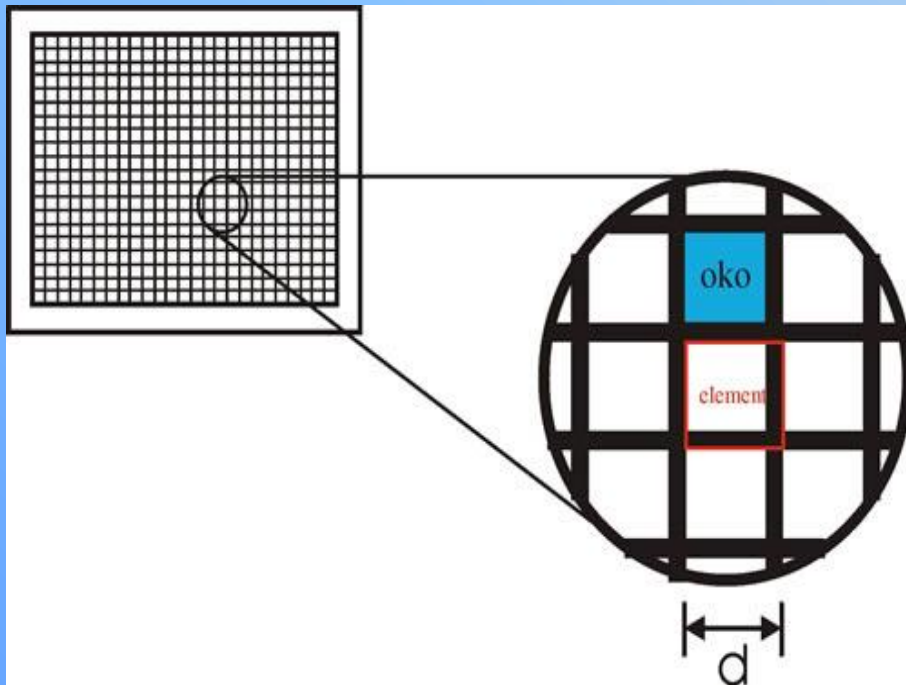


Ogib bijele svjetlosti na optičkoj rešetki

- **vidi prvi maksimum svih boja koje čine bijelu svjetlost**
 - zbog ogiba rastavljen u spektar boja
- **nulti - bijel ← zrake prolaze bez ogiba**
- **od smjera upadnog snopa**
 - ljubičasti kraj spektra – najmanje otklonjen
 - crveni - najviše



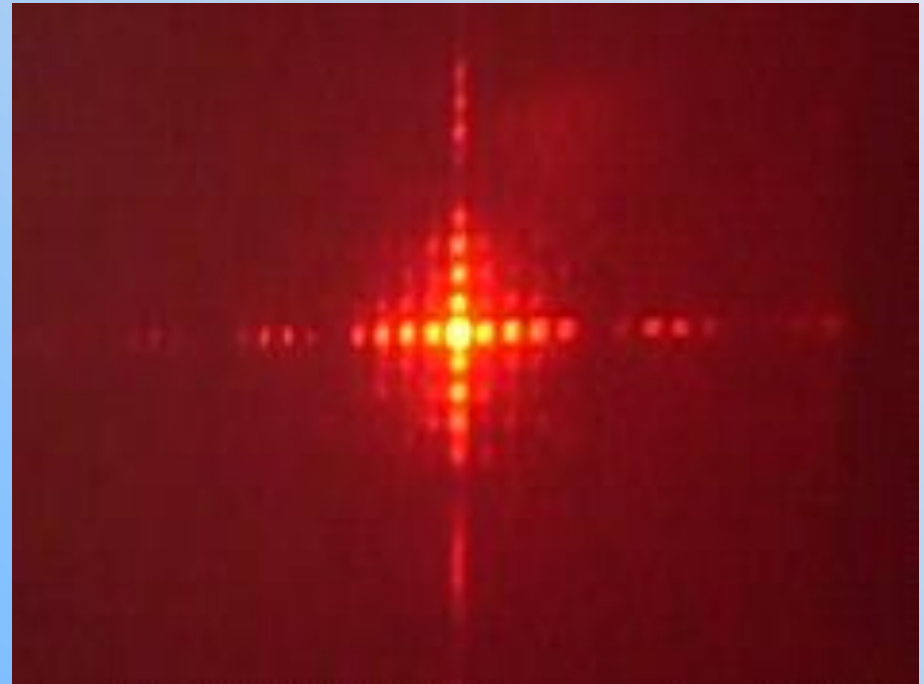
Ogib monokromatske svjetlosti na optičkoj mrežici



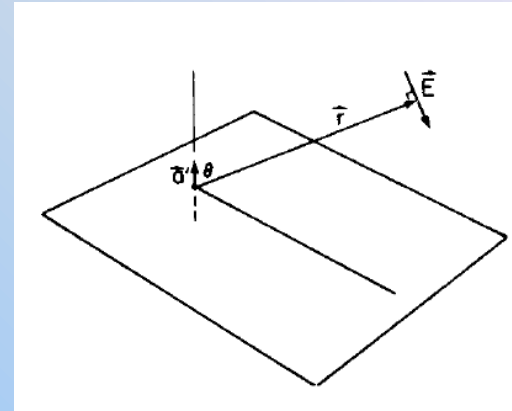
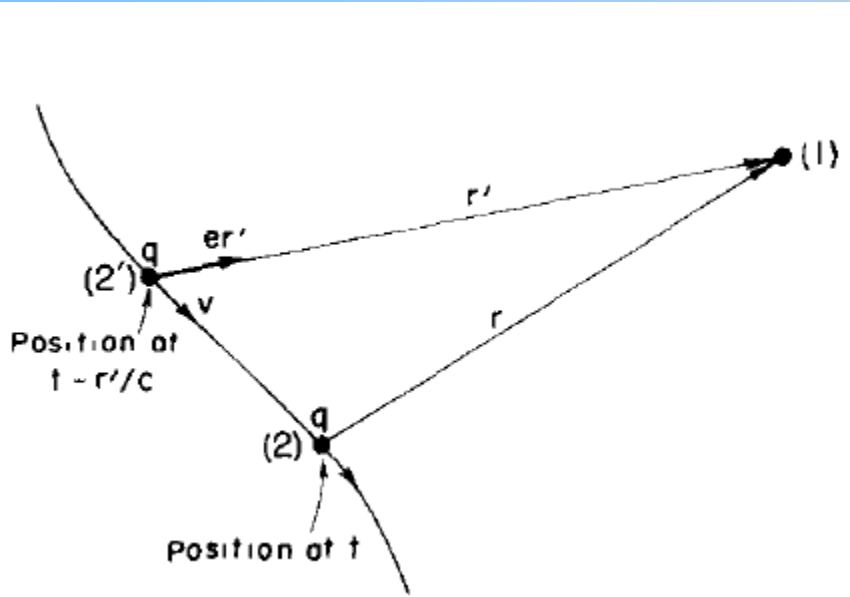
- predstavlja dvodimenzionalnu optičku rešetku
 - ogibom - svaka "oka" postaje izvor novoga vala
- ⇒ mogu međusobno interferirati

Ogib monokromatske svjetlosti na optičkoj mrežici

- **minimumi i maksimumi ogiba u horizontalnom smjeru, presječeni minimumima i maksimumima ogiba u vertikalnom smjeru**
- **cilj – odrediti konstantu rešetke u horizontalnom i vertikalnom smjeru**
 - **identičan način kao i kod ogiba monokrom. svjetlosti na optičkoj rešetki**



MAXWELLOVE JEDNADŽBE. ELEKTROMAGNETSKI VALOVI



$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{e_{r'}}{r'^2} + \frac{r'}{c} \frac{d}{dt} \left(\frac{e_{r'}}{r'^2} \right) + \frac{1}{c^2} \frac{d^2}{dt^2} e_{r'} \right]$$

$$cB = e_{r'} \times E.$$

$v \ll c$ i udaljenosti na kojima gledamo E su velike

$$E = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0 c^2 r'} \left[\begin{array}{l} \text{acceleration of the charge at } (t - r'/c) \\ \text{projected at right angles to } r' \end{array} \right]$$

$$cB = e_{r'} \times E.$$

$$E(t) = \frac{-qa(t - r/c) \sin \theta}{4\pi\epsilon_0 c^2 r}$$

$$a = -\omega^2 x_0 \cos \omega t = a_0 \cos \omega t$$

$$E = -q \sin \theta \frac{a_0 \cos \omega(t - r/c)}{4\pi\epsilon_0 r c^2}$$

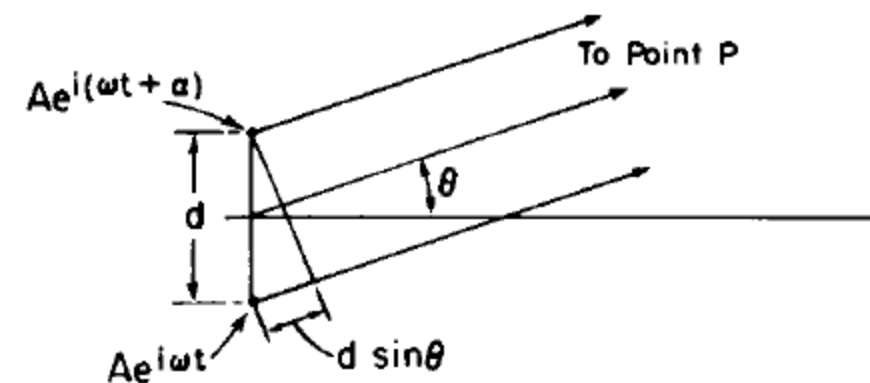
$$R = A_1 e^{i(\omega t + \phi_1)} + A_2 e^{i(\omega t + \phi_2)} = (A_1 e^{i\phi_1} + A_2 e^{i\phi_2}) e^{i\omega t}$$

$$\hat{R} = A_1 e^{i\phi_1} + A_2 e^{i\phi_2} = A_R e^{i\phi_R}$$

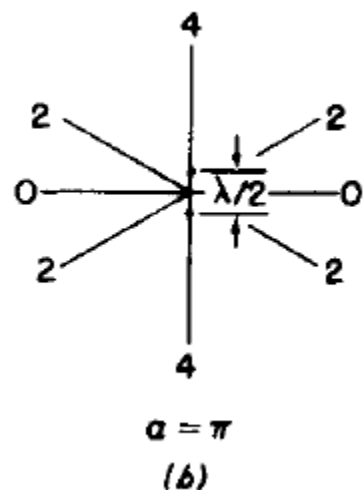
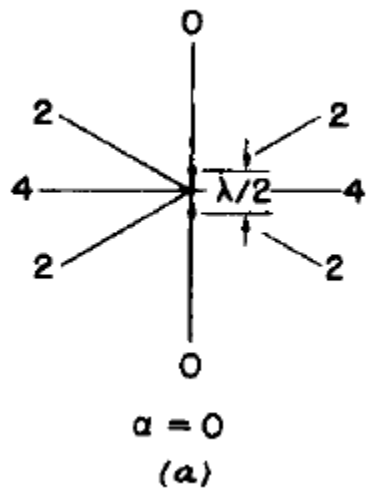
$$A_R^2 = (A_1 e^{i\phi_1} + A_2 e^{i\phi_2})(A_1 e^{-i\phi_1} + A_2 e^{-i\phi_2})$$

$$e^{i\theta} + e^{-i\theta} = \cos \theta + i \sin \theta + \cos \theta - i \sin \theta$$

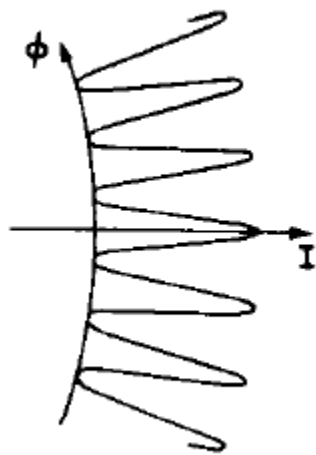
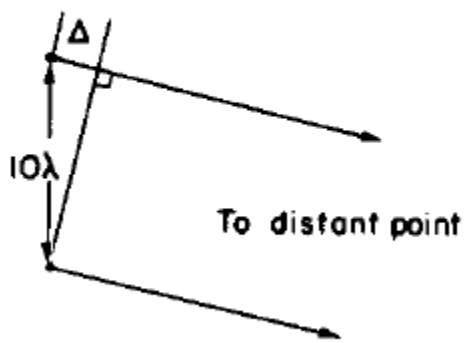
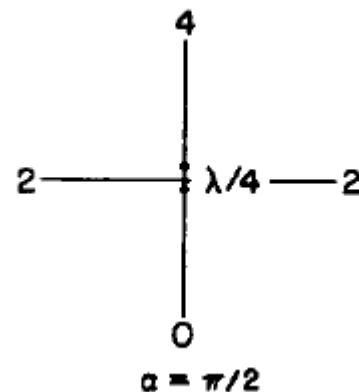
$$A_R^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\phi_2 - \phi_1)$$



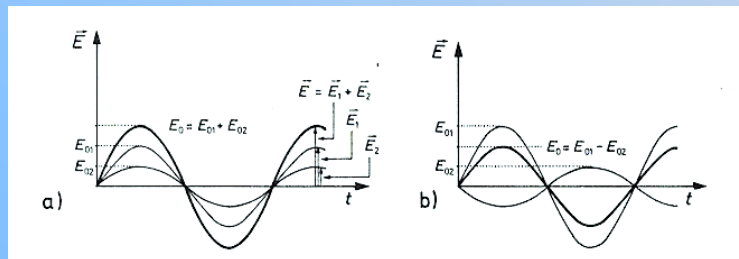
$$\phi_2 - \phi_1 = \alpha + 2\pi d \sin \theta / \lambda$$

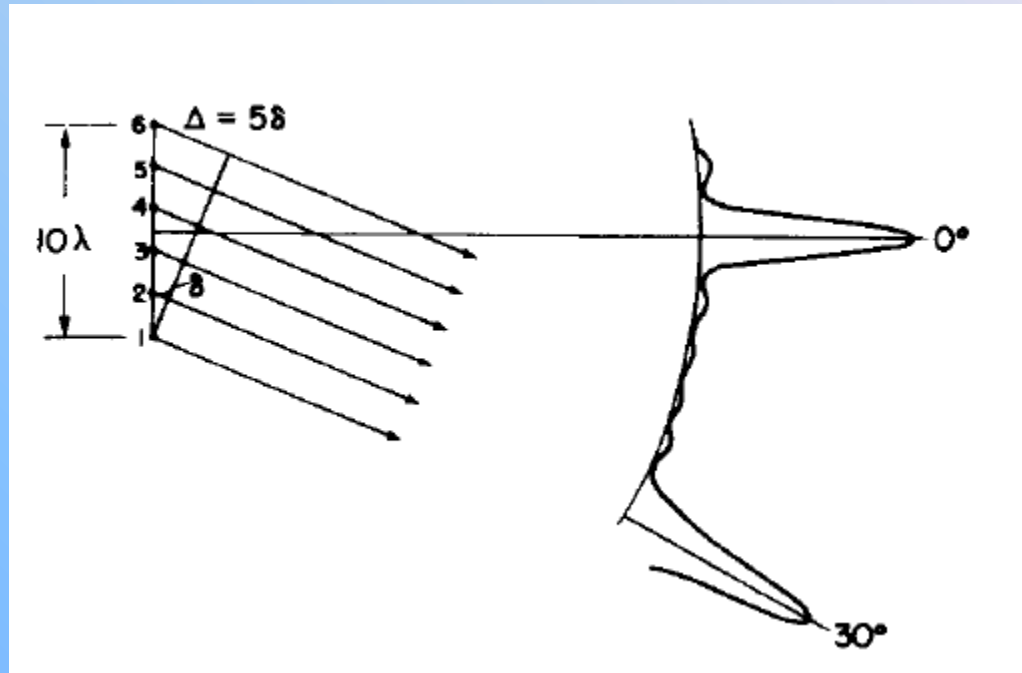


$$\varphi = \alpha + 2\pi \frac{d \sin \theta}{\lambda} = \alpha + kd \sin \theta$$



Intenziteti 2 oscilatora koji se razlikuju u fazi





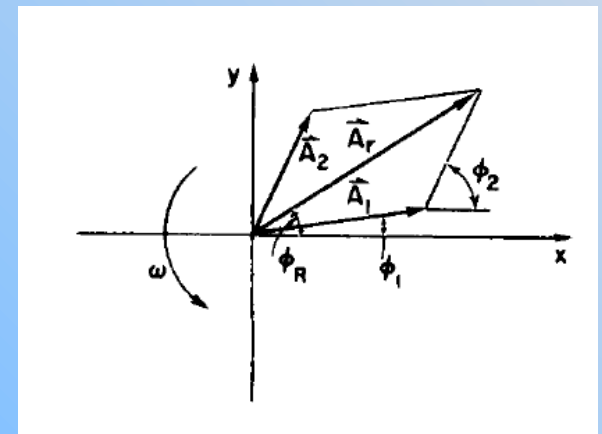
Antena s 6 oscilatora i raspored intenziteta za neke kuteve

$$R = A_1 \cos(\omega t + \phi_1) + A_2 \cos(\omega t + \phi_2)$$

$$R = A[\cos(\omega t + \phi_1) + \cos(\omega t + \phi_2)].$$

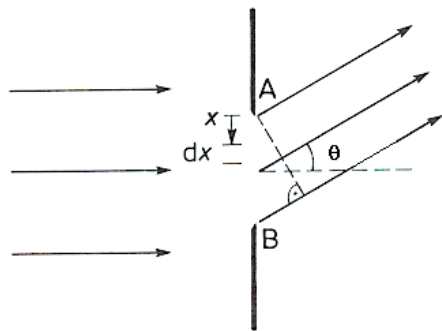
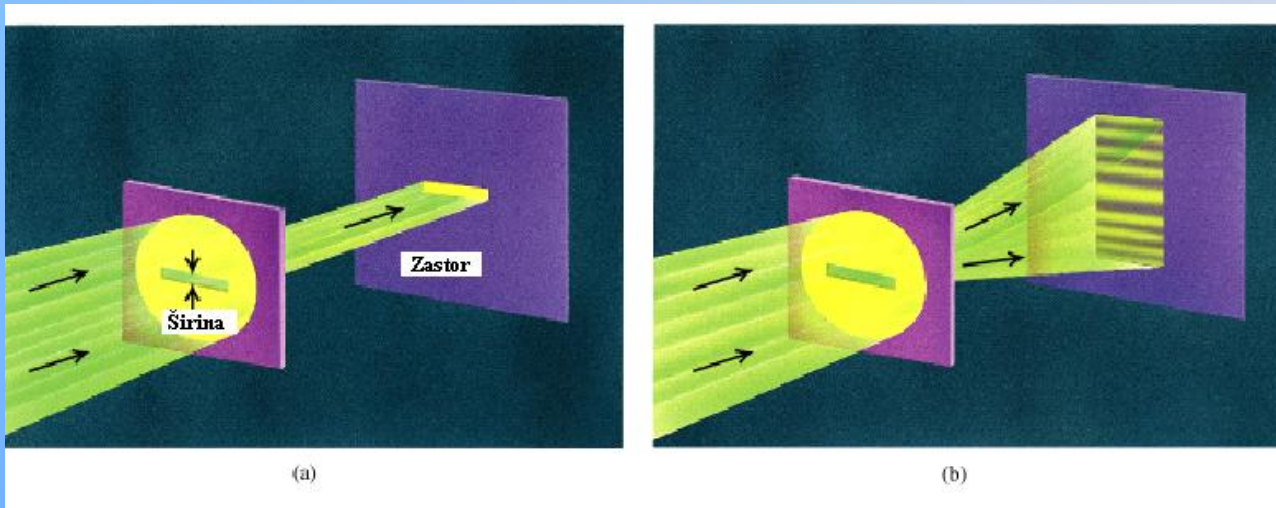
$$\cos A + \cos B = 2 \cos \frac{1}{2}(A + B) \cos \frac{1}{2}(A - B)$$

$$R = 2A \cos \frac{1}{2}(\phi_1 - \phi_2) \cos(\omega t + \frac{1}{2}\phi_1 + \frac{1}{2}\phi_2)$$



Ogib svjetlosti

- **ogib (difrakcija) - kao i interferencija, tipična valna pojava**
-svojstvo valova da zalaze iza zapreke
-opaža se kada su dimenzije prepreke ili pukotine usporedive sa valnom duljinom

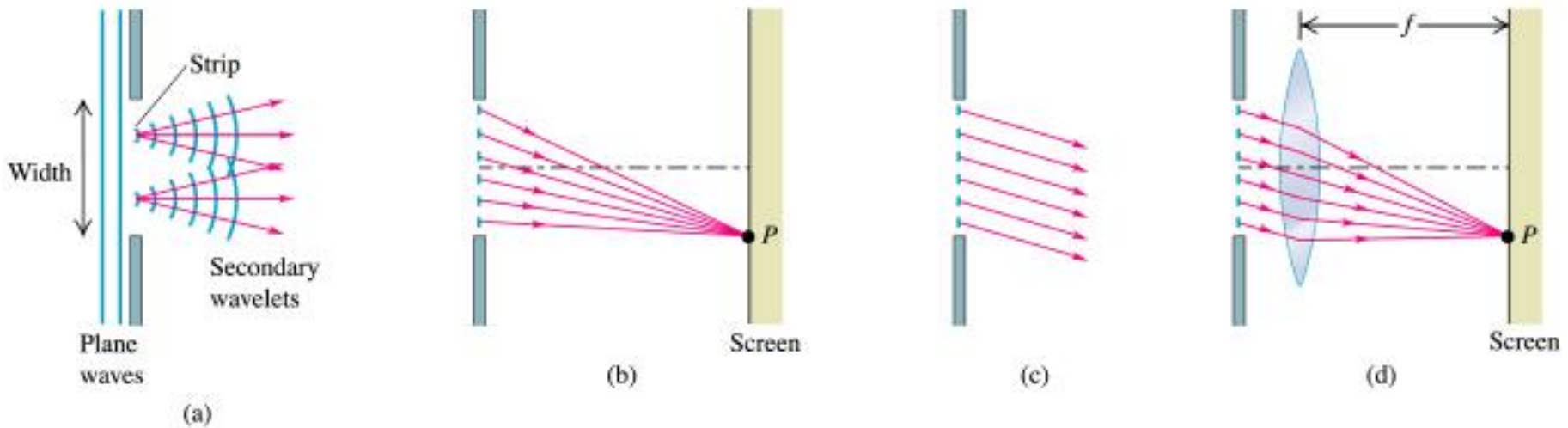


Razlika u fazi između vala iz točke A i onoga iz točke s koordinatom x je

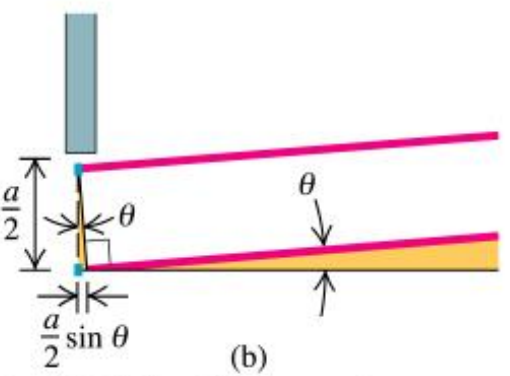
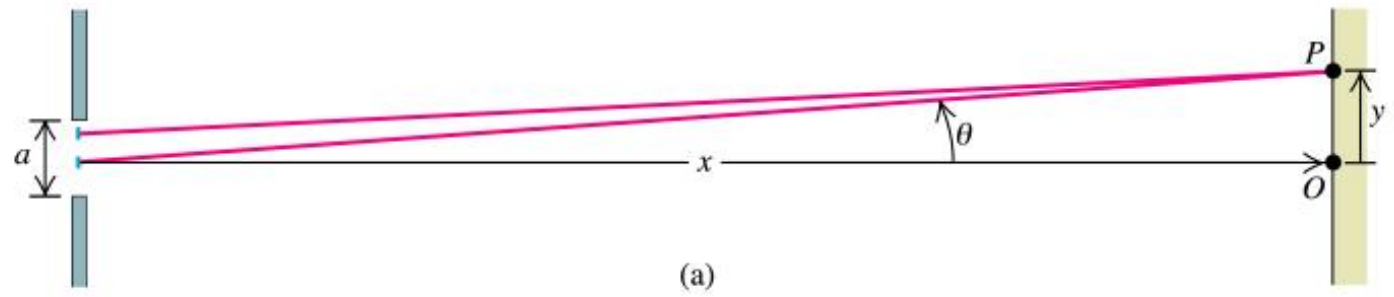
$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \theta = kx \sin \theta$$

Valovi iz krajnjih točaka pukotine (tj. iz A i B) najviše se razlikuju u fazi, i to za

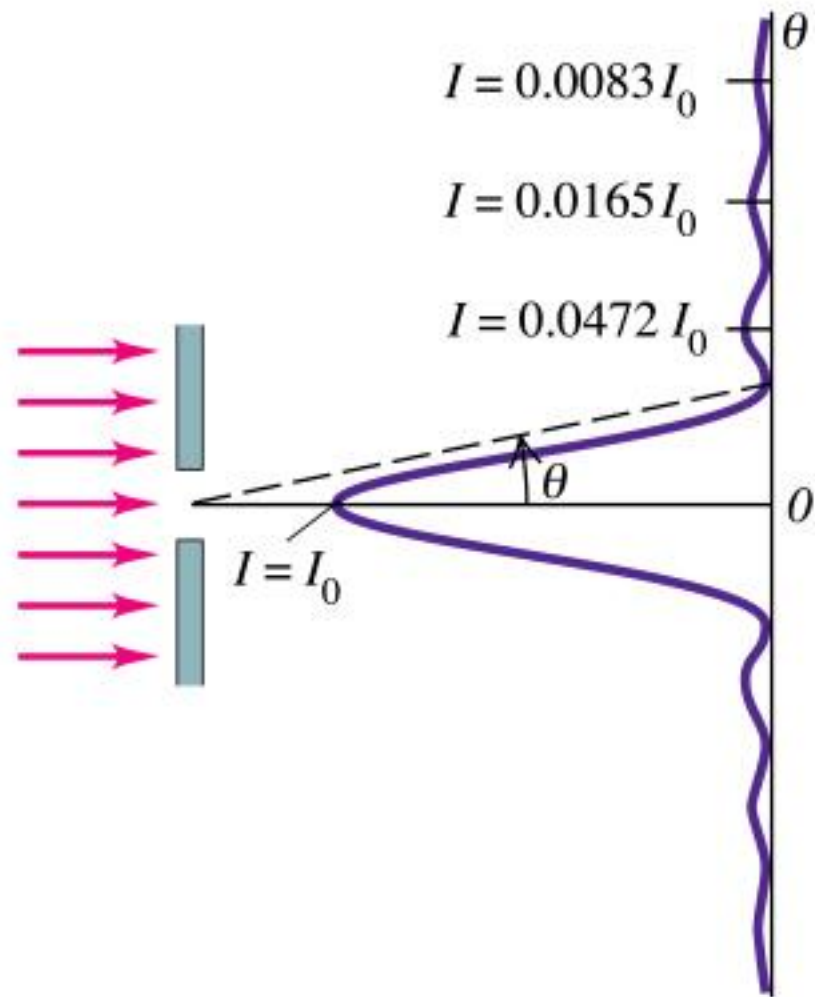
$$\varphi_m = k a \sin \theta$$



Copyright © Addison Wesley Longman, Inc.

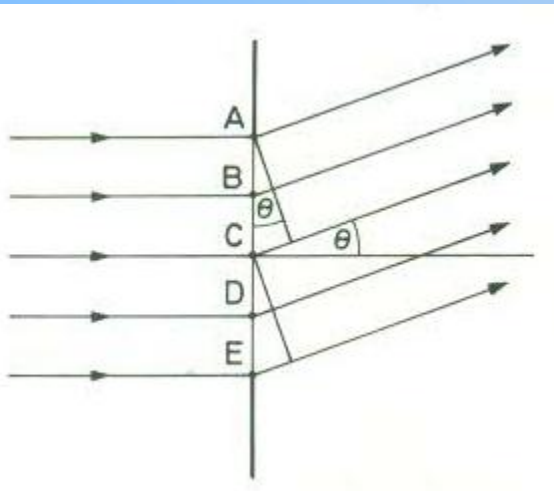


Copyright © Addison Wesley Longman, Inc.



(a)

Ogib na pukotini



$$\frac{1}{2} a \sin \theta = \left(n + \frac{1}{2} \right) \lambda$$

ili

$$a \sin \theta = (2n + 1) \lambda$$

$$a \sin \theta = (8n + 4) \lambda$$

$$a \sin \theta = (16n + 8) \lambda$$

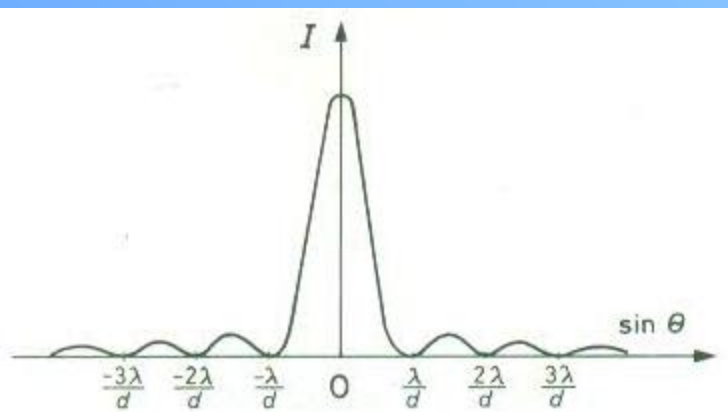
$$\frac{1}{4} a \sin \theta = \left(n + \frac{1}{2} \right) \lambda$$

ili

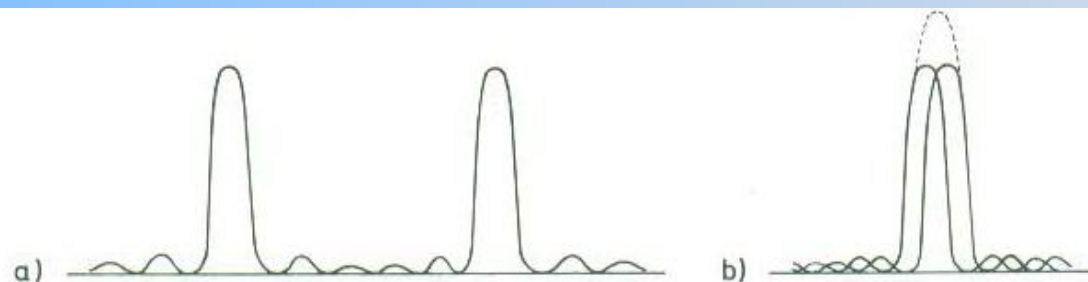
$$a \sin \theta = (4n + 2) \lambda$$

$$a \sin \theta = k \lambda$$

gdje je k bilo koji cijeli broj, $k > 0$.



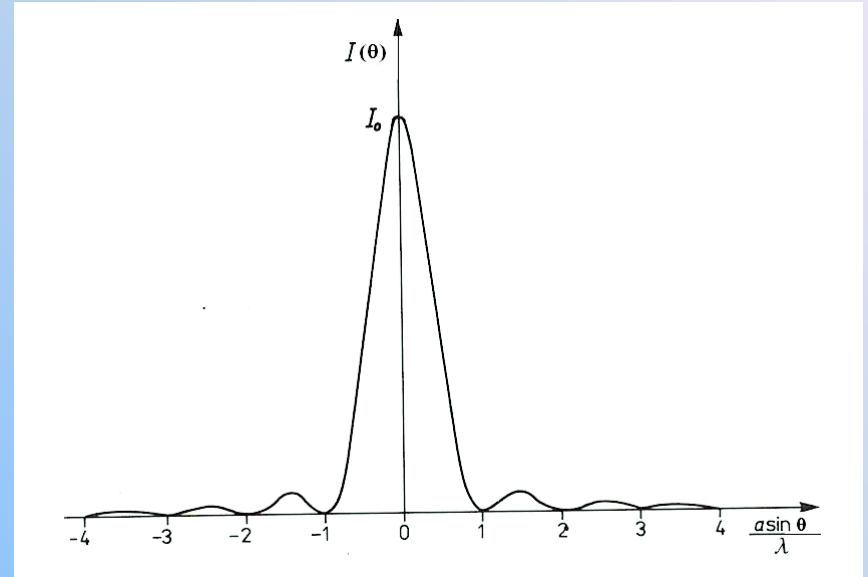
Sl. Intenzitet zračenja s pukotine različit je u različitim smjerovima iza pukotine



Sl. Slika dviju pukotina: a) razmaknute pukotine; b) blize pukotine

Ogib na pukotini

- **uvjet za minimum:**
 $a \sin \theta = n \lambda$
 $n = 0, 1, 2, 3, \dots$
- **ogibna slika - od svijetlih i tamnih pruga tj. minimuma i maksimuma ogiba**
-središnji maksimum najintenzivniji; maksimumi višeg reda sve slabiji

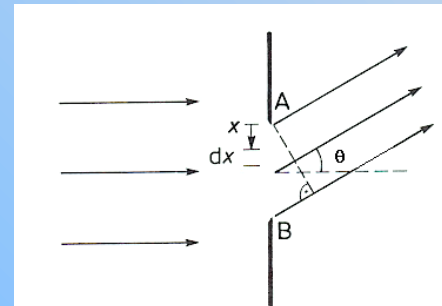


Kako se povećava $\frac{a}{\lambda}$, središnji maksimum postaje sve uži, u slučaju $a \gg \lambda$, ne vidi se ogib, nego samo geometrijska slika pukotine.

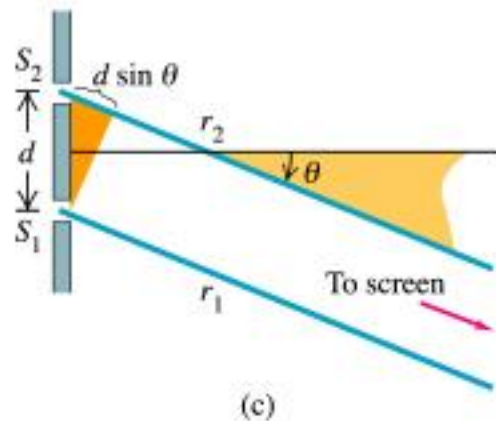
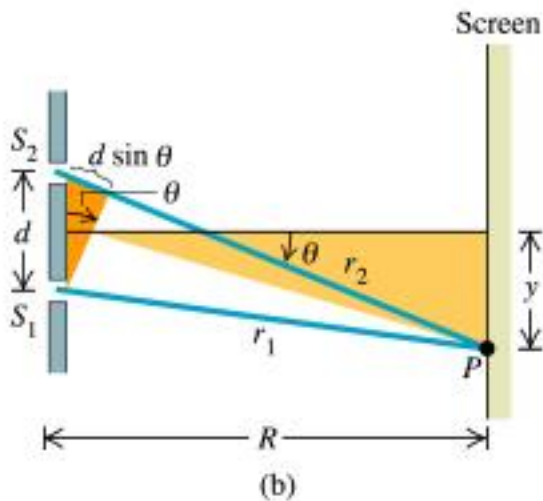
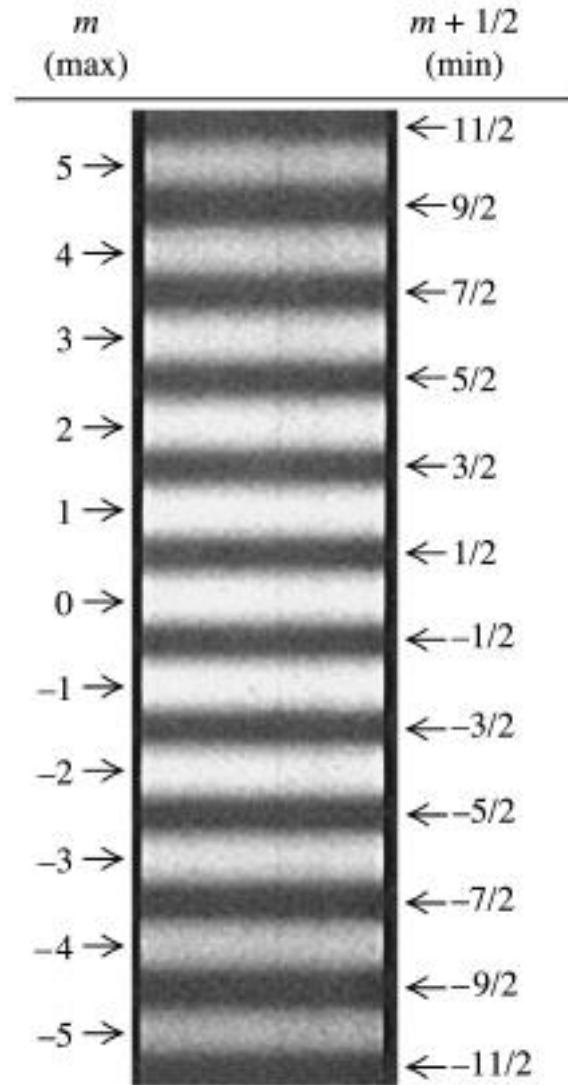
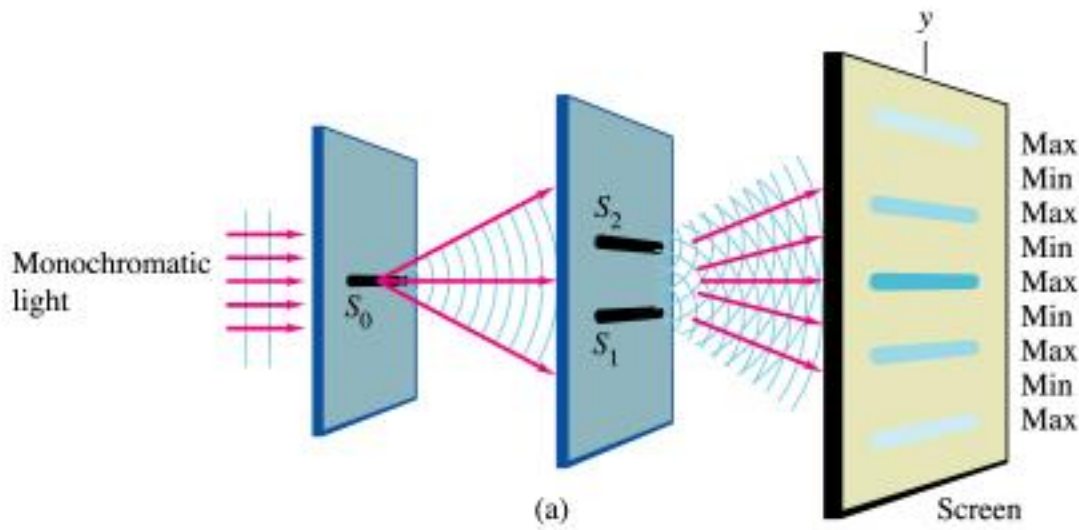
$$dE = E_0 e^{i(\omega t + \varphi)} \frac{dx}{a} \quad E = \int_0^a E_0 e^{i(\omega t + \varphi)} \frac{dx}{a} = \int_0^a \frac{E_0}{a} e^{i\omega t} e^{ikx \sin \theta} dx \quad E = E_0 \frac{e^{ika \sin \theta} - 1}{ika \sin \theta} e^{i\omega t}$$

$$I = I_0 \frac{\sin^2 \left(\frac{ka \sin \theta}{2} \right)}{\left(\frac{ka \sin \theta}{2} \right)^2}$$

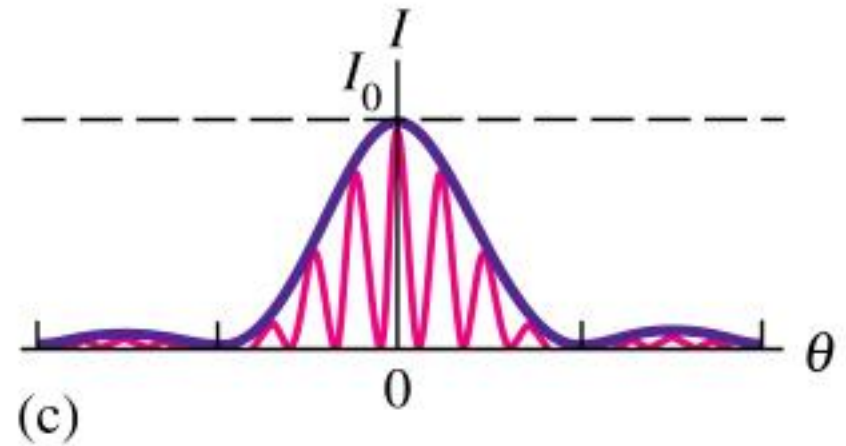
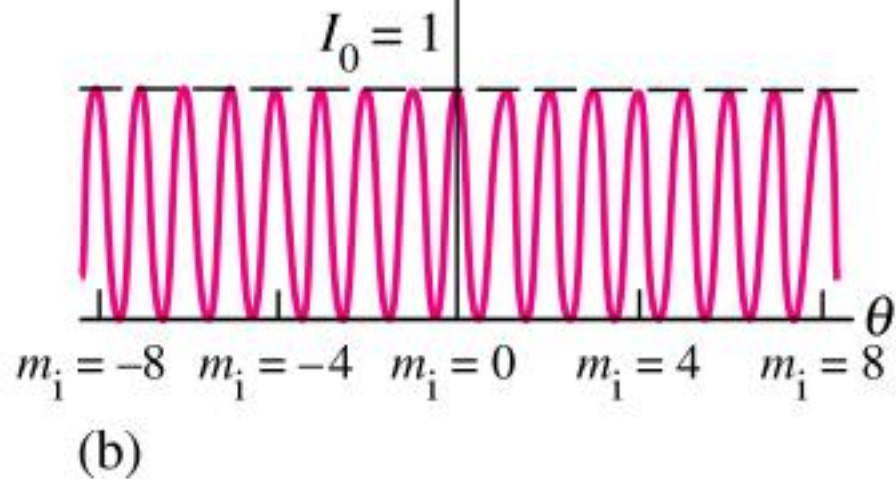
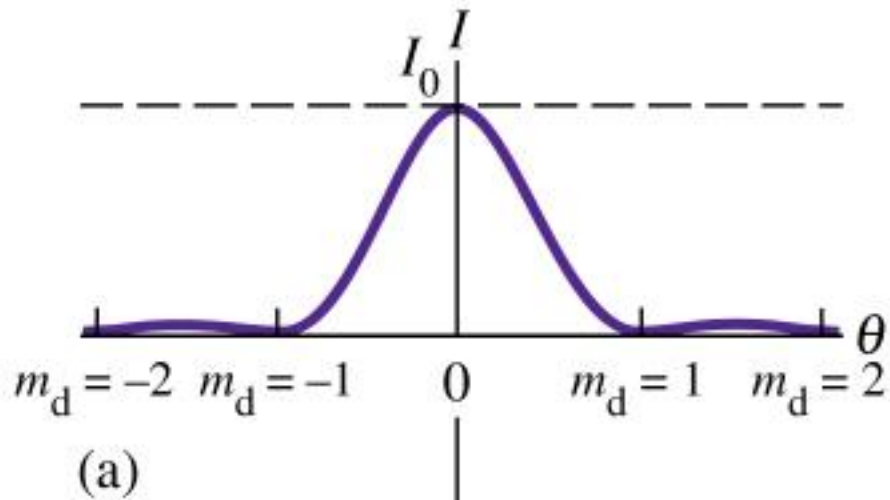
raspodjelu intenziteta po kutu dobivamo



Youngov pokus

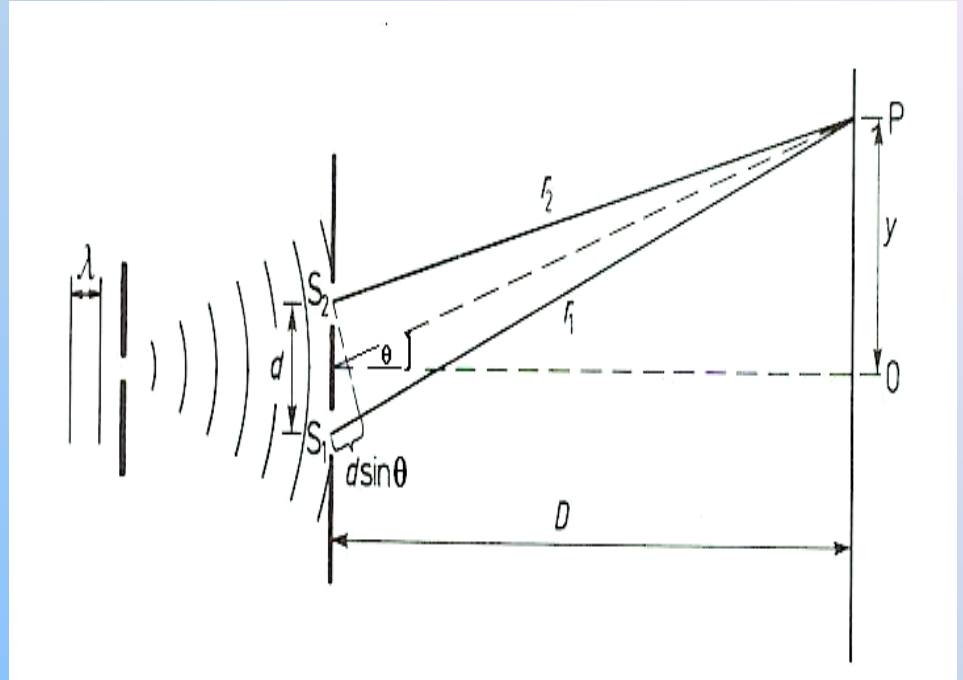


Youngov pokus



Youngov pokus

- dvije pukotine- u laserskom snopu
- dva koherentna vala jednake amplitude, frekvencije i faze
- na zastoru (točka P) elektromagnetski valovi iz jednog i drugog izvora se zbrajaju
- ⇒ interferencijska



slika

Oduzimanjem ovih dviju relacija dobivamo:

$$r_2^2 = D^2 + \left(y - \frac{d}{2}\right)^2 \quad r_1^2 - r_2^2 = 2yd, \quad (r_1 - r_2)(r_1 + r_2) = 2yd.$$

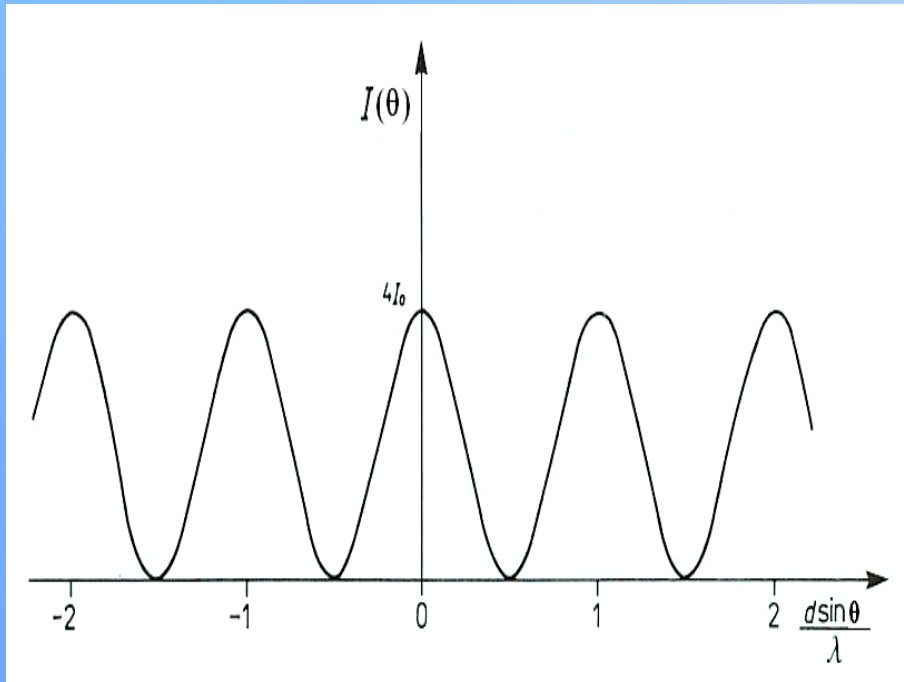
Za dvije susjedne svijetle (tamne) pruge vrijedi

$$r_1^2 = D^2 + \left(y + \frac{d}{2}\right)^2 \quad r_1 + r_2 \approx 2D \quad r_1 - r_2 = \lambda$$

razmak između dviju susjednih svijetlih (tamnih) pruga interferencije

$$y = \frac{D\lambda}{d}$$

Youngov pokus



- na zastoru - niz svijetlih i tamnih pruga
- konstruktivna interferencija - na mjestima gdje je ispunjen uvjet

$$d \sin \theta = m \lambda \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

- destruktivna interferencija

$$d \sin \theta = (m + 1/2) \lambda$$
$$m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Maksimum

$$d \sin \theta = m\lambda$$

Minimum intenziteta (tamna pruga)
 θ određenom izrazom

$$d \sin \theta = (m + 1) \frac{\lambda}{2}$$

Sasvim analogno disperziji optičkih valova na optičkoj rešetki, raspršuju se i rendgenske zrake na kristalnoj rešetki. Kristalna rešetka čini pravilan trodimenzijski slijed atoma. Očekujemo da će do maksimuma intenziteta doći kada budu zadovoljeni uvjeti

$$a \sin \theta_1 = h\lambda,$$

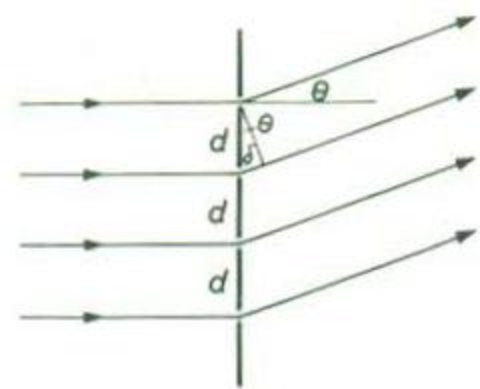
$$b \sin \theta_2 = k\lambda,$$

$$c \sin \theta_3 = l\lambda,$$

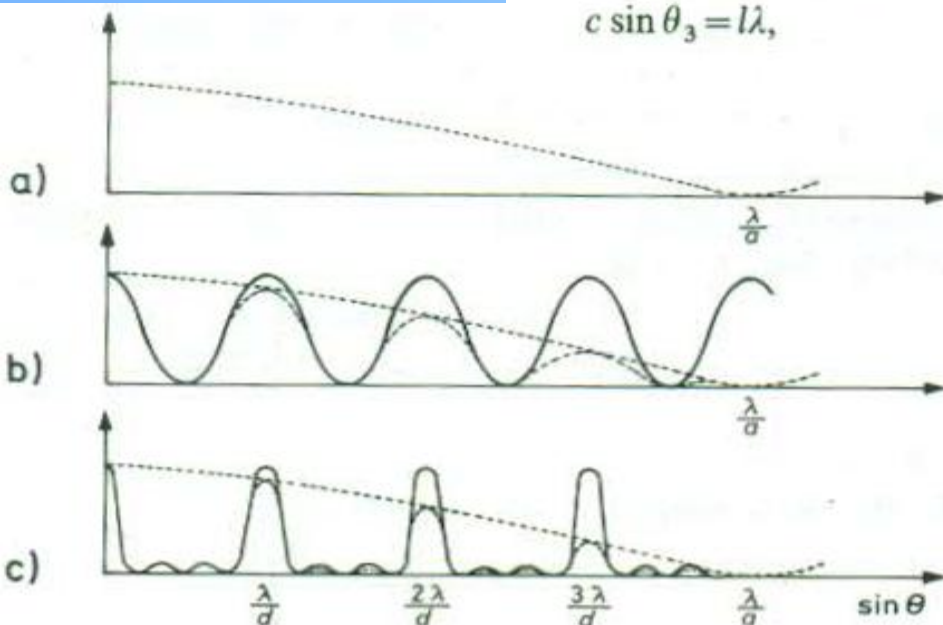
Ogib na optičkoj rešetki

Kod optičke rešetke N je broj pukotina.

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



Sl. Interferencija svjetlosti na optičkoj rešetki



Sl. Raspodjela intenziteta svjetlosti što ga daje optička rešetka: a) oblik centralnog maksimuma što ga daje jedna pukotina (točkasta linija); b) interferencija na dvije pukotine (puna crta), modificirana raspodjelom intenziteta na svakoj pukotini (crtkana linija); c) interferencija na četiri pukotine. Crtkana linija je ono što se opaža

Youngov pokus

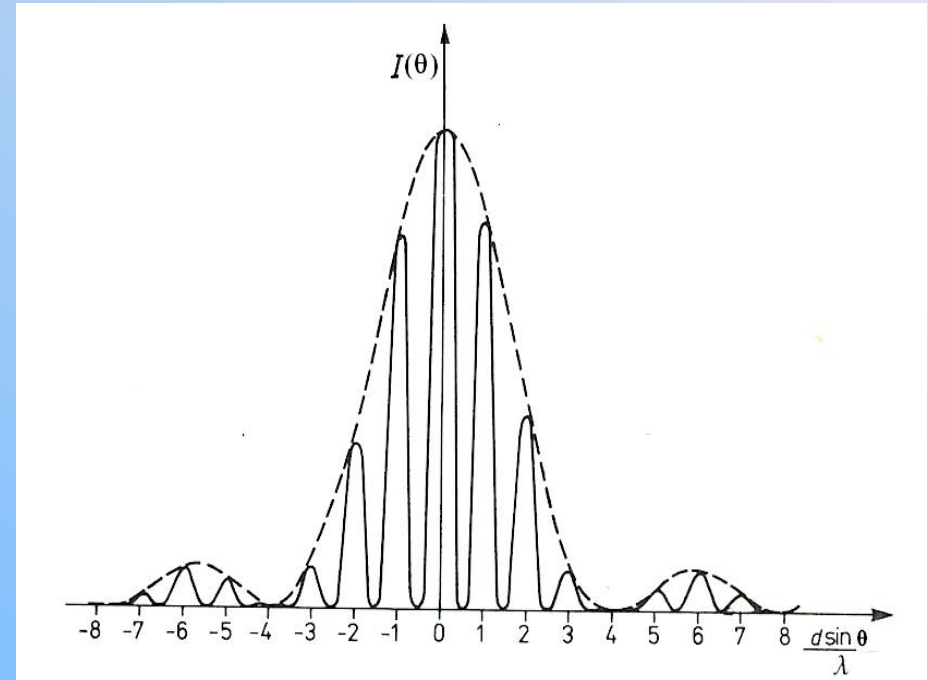
- **razmak između dviju susjednih svijetlih (tamnih) pruga interferencije:**

$$y = D\lambda/d$$

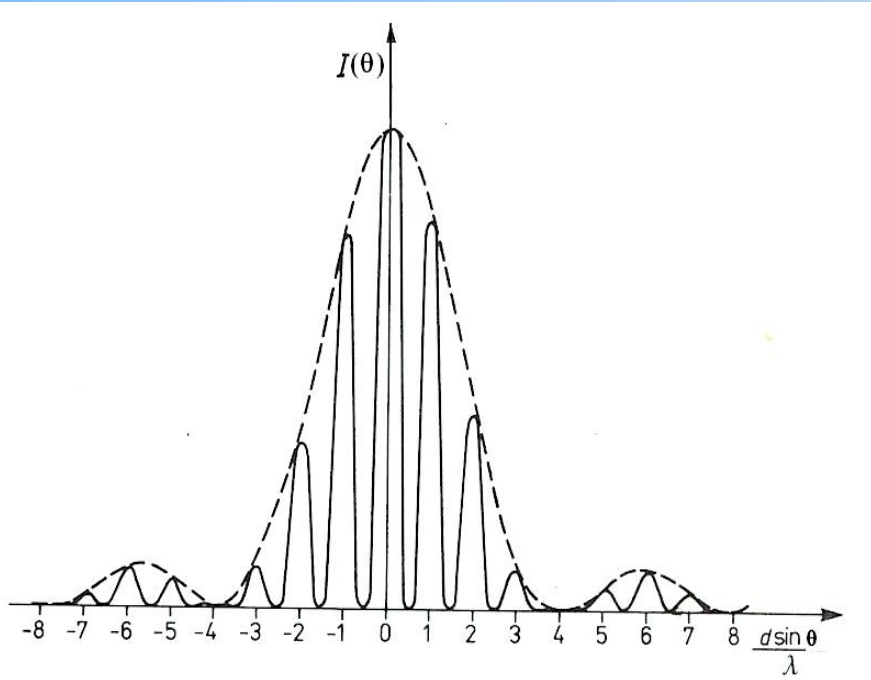
-povećanjem razmaka pukotina \Rightarrow razmak između pruga se smanjuje

Ogib na dvije pukotine

- u centralnom maksimumu i sporednim maksimumima ogiba-uske, ekvidistantne, naizmjenično poredane svijetle i tamne pruge interferencije



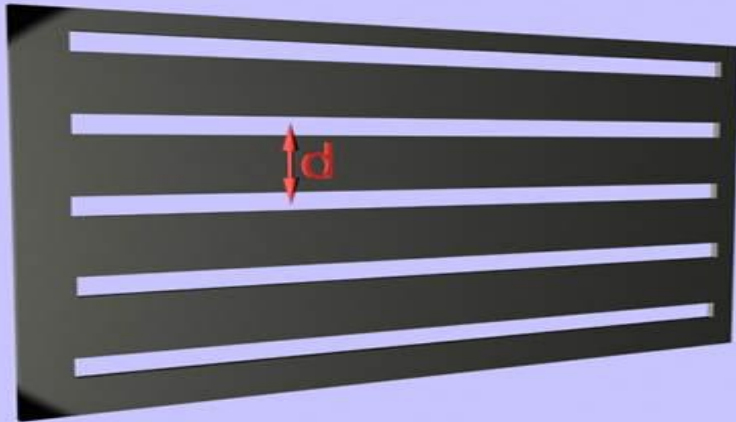
Ogib na dvije pukotine



- u realnom eksperimentu $a > \lambda$
⇒ Uz pruge interferencije – maksimumi i minimumi ogiba
- slika - pruge interferencije u Youngovu pokusu – razmak između pukotina $d = 4a$

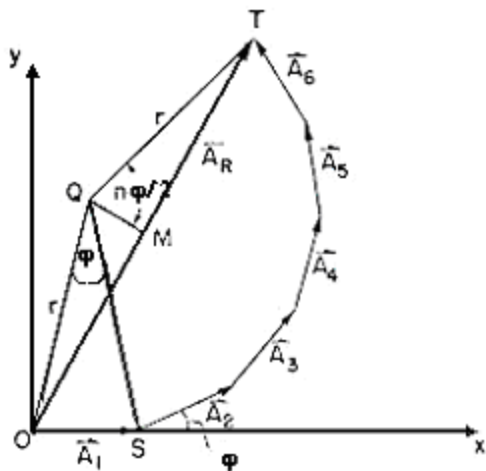
u centralnom maksimumu i u sporednim maksimumima ogiba vide se uske, ekvidistantne, naizmjenično poredane svijetle i tamne pruge interferencije

Ogib na optičkoj rešetki



- ploha na koju su urezani mnogobrojni, paralelni i ekvidistantni zarezi
- temeljno svojstvo rešetke – konstanta rešetke d
- na uskim plohama među zarezima- svjetlost pravilno reflektira ili kroz njih nesmetano prolazi

Razmatrat ćemo n ekvidistantnih oscilatora gdje su susjedni oscilatori razmaknuti za d . Svi oscilatori imaju jednaku amplitudu, ali različitu fazu.



$$R = A[\cos \omega t + \cos(\omega t + \phi) + \cos(\omega t + 2\phi) + \cdots + \cos(\omega t + (n - 1)\phi)]$$

$$\phi = \alpha + 2\pi d \sin \theta / \lambda$$

$$A_R = A \frac{\sin \frac{n\phi}{2}}{\sin \frac{\phi}{2}}$$

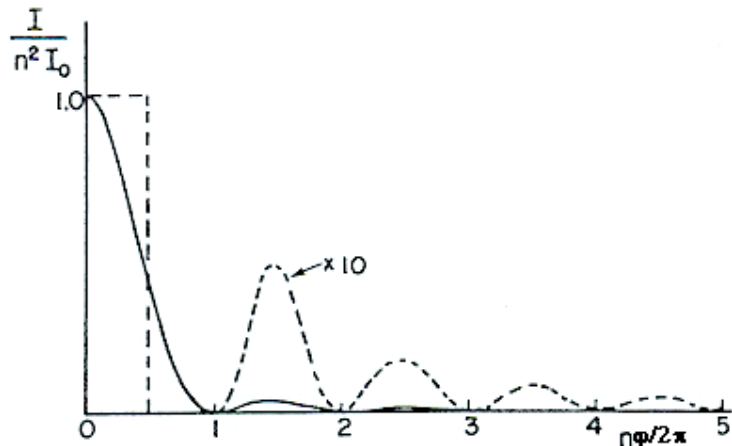
$$I = I_0 \frac{\sin^2 \frac{n\phi}{2}}{\sin^2 \frac{\phi}{2}}$$

Ogib na optičkoj rešetki

- optička rešetka u prolaznoj svjetlosti – niz ekvidistantnih paralelnih pukotina
- ogibom upadnog ravnog vala – svaka pukotina postaje izvor cilindričnih valova
 ⇒ koherentni valovi međusobno interferiraju ⇒ daju sliku na zastoru
- uvjet maksimuma:

$$d \sin \theta = m \lambda \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Intenzitet kao funkcija faznog kuta za velik broj oscilatora jednake snage



Ako je n dovoljno velik, kut je veoma mali i sinus je jednak kutu

$$I = I_0 \frac{\sin^2 \frac{n\varphi}{2}}{\sin^2 \frac{\varphi}{2}}$$

$\varphi = \frac{2\pi}{n}$ odgovara prvom minimumu krivulje

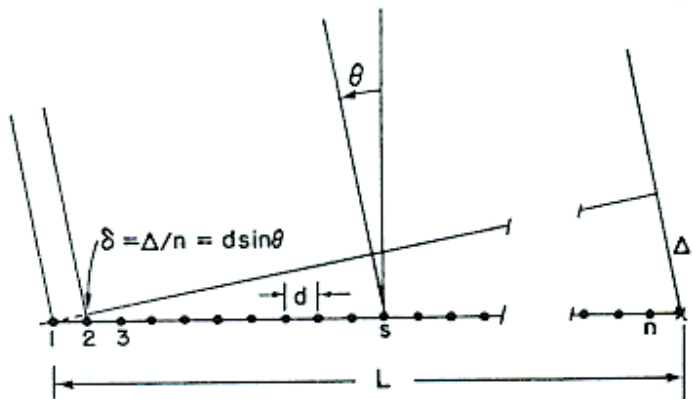
$\sin \frac{n\varphi}{2} = 1$ veoma blizu maksimuma

sljedeću maksimalnu vrijednost postiže za $\frac{n\varphi}{2} = \frac{3\pi}{2}$

$$\sin \frac{3\pi}{2n} = \frac{3\pi}{2n}$$

$$I = I_0 \left(\frac{4n^2}{9\pi^2} \right)$$

Linearni niz n jednakih oscilatora s prikazom faze prvog i n plus prvog oscilatora



Gdje je prvi minimum?

za $\phi = \frac{2\pi}{n}$

$$2\pi \frac{d \sin \theta}{\lambda} = \frac{2\pi}{n}$$

$$nd \sin \theta = \lambda$$

$\theta = \sin^{-1} \frac{\lambda}{L}$ javlja se prvi minimum

$$\phi = \alpha + 2\pi \frac{d \sin \theta}{\lambda} = \alpha + kd \sin \theta$$

Da bismo dobili jake sporedne maksimume, razmak raspodjele d mora biti veći od λ $\phi = 2\pi, 4\pi, 6\pi,$

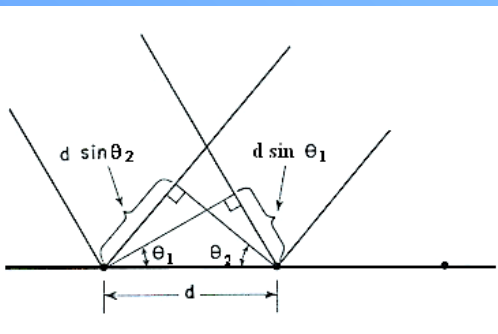
$$2\pi d \sin \theta / \lambda = \phi = 2\pi m$$

u slučaju $d < \lambda$ nema druge mogućnosti osim $m = 0$

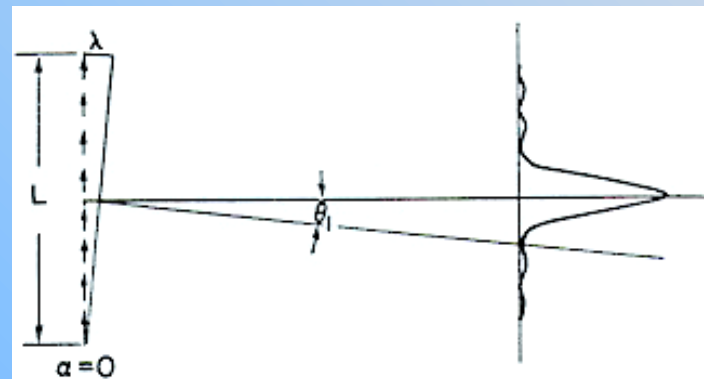
u slučaju previše malog razmaka moguća je samo nulta pruga

Razlika putova za dvije zrake raspršene na susjednim zarezima rešetke dana je izrazom

pustimo da broj raspršivača ide u beskonačnost

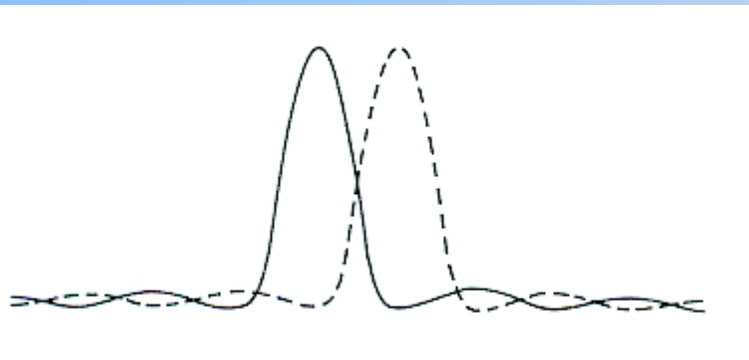


$$I = 4I_m \frac{\sin^2 \frac{\Phi}{2}}{\Phi^2}$$



Intenzitet interferentne slike sadrži jedan jaki i mnogo sporednih maksimuma

Moć razlučivanja ogibne rešetke



Koliko valne duljine mogu biti bliske, a da ih rešetka može razlučiti?

Moć razlučivanja rešetke

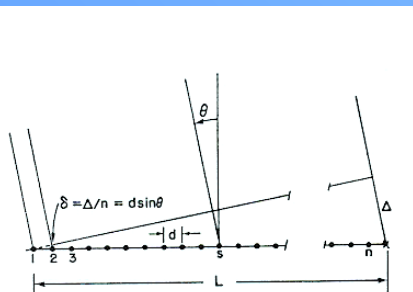
$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{mn} \quad \Delta\nu = \frac{1}{T}$$

Ilustracija Rayleighijevog kriterija

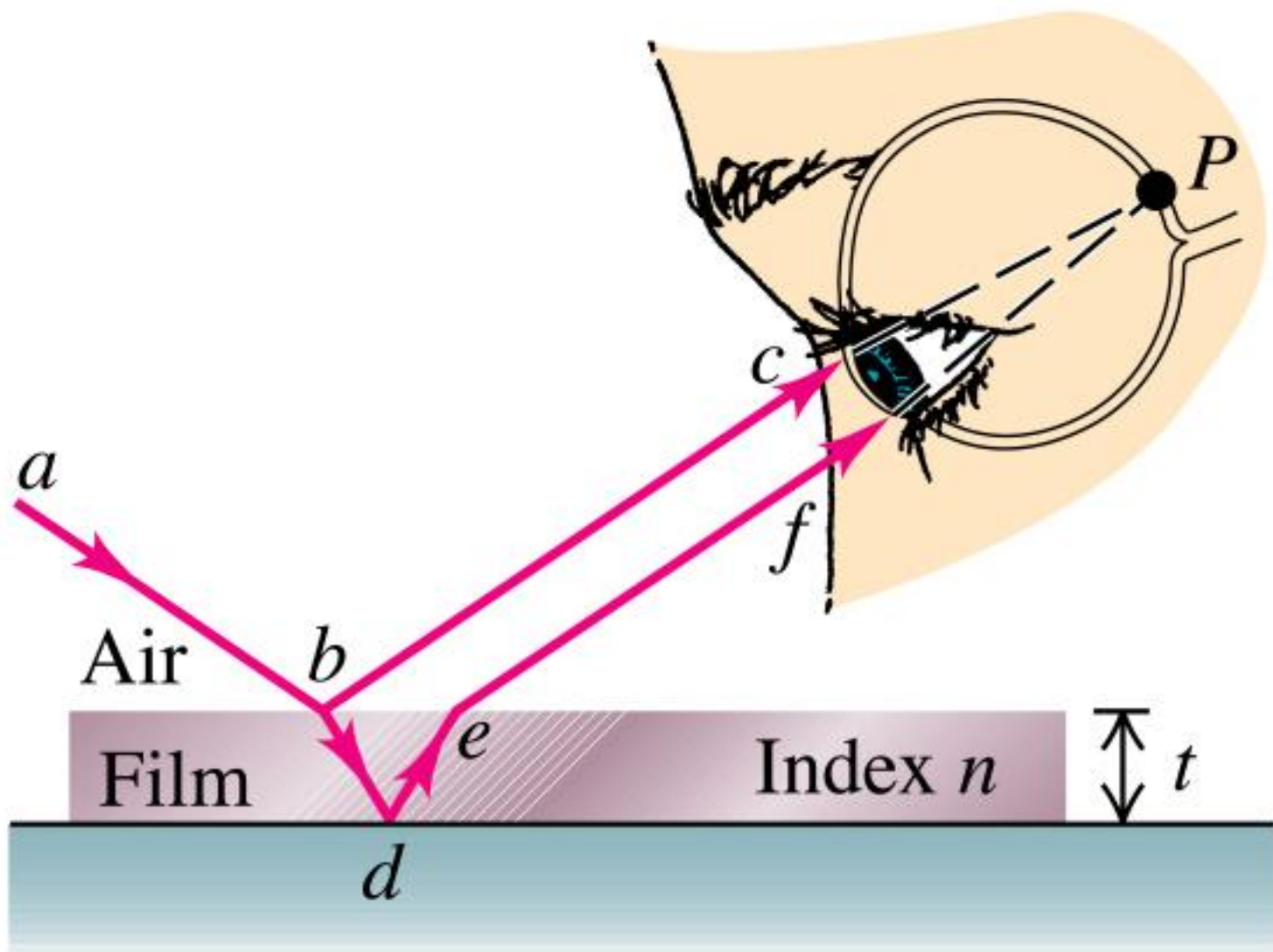
Pogreška u frekvenciji jednaka recipročnoj vremenskoj razlici između graničnih putanja koje omogućavaju interferenciju

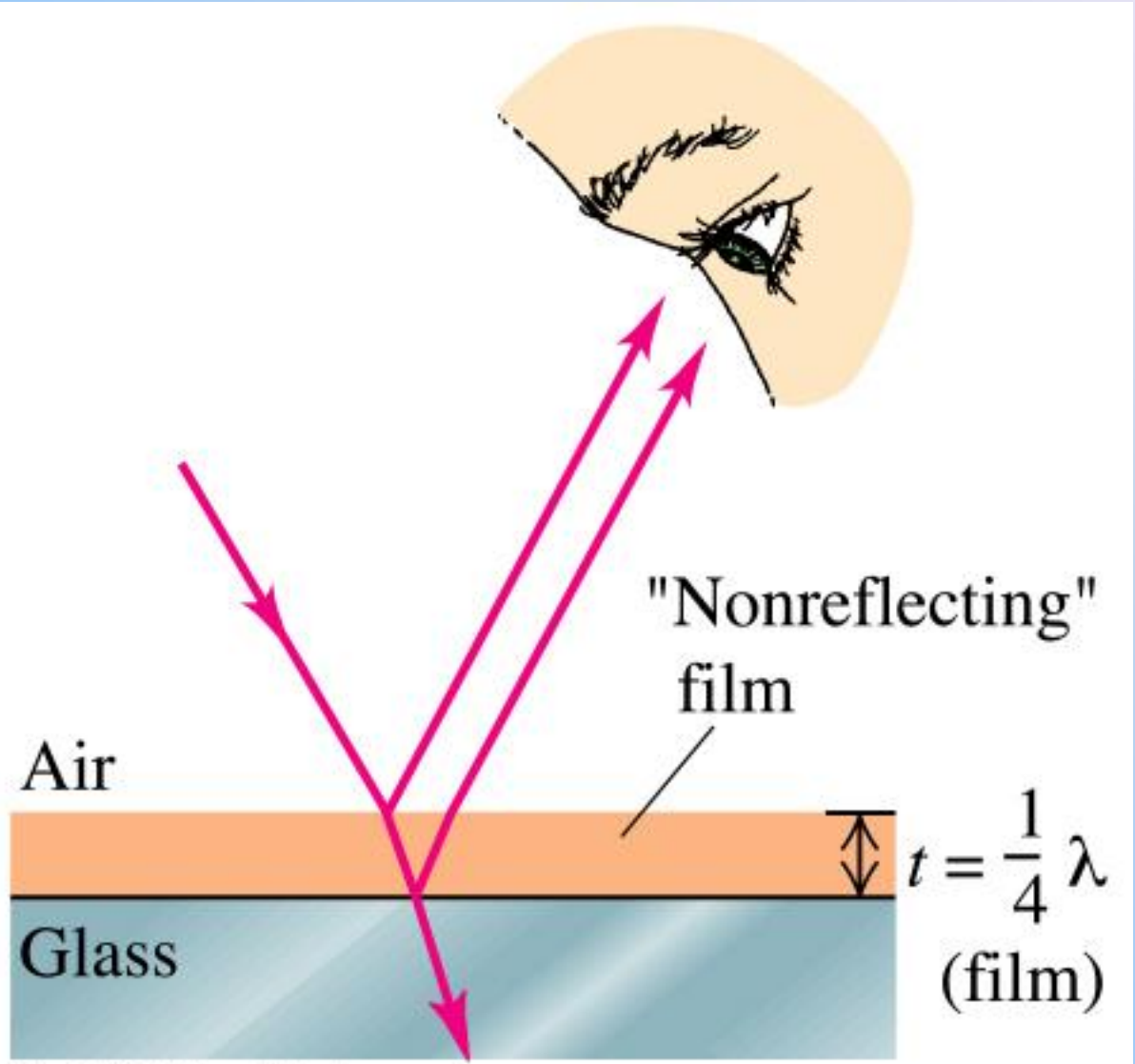
Kod određivanja moći razlučivanja ogibne rešetke koristi se takozvani Rayleighijev kriterij koji kaže da minimum jedne valne duljine mora sjesti na maksimum druge valne duljine koje želimo razlučiti (sl. 4.10). Želimo odrediti kolika je minimalna razlika u valnim duljinama dviju boja koje ogibna rešetka još uvijek može razlučiti.. Najbolji način za to je geometrijski.

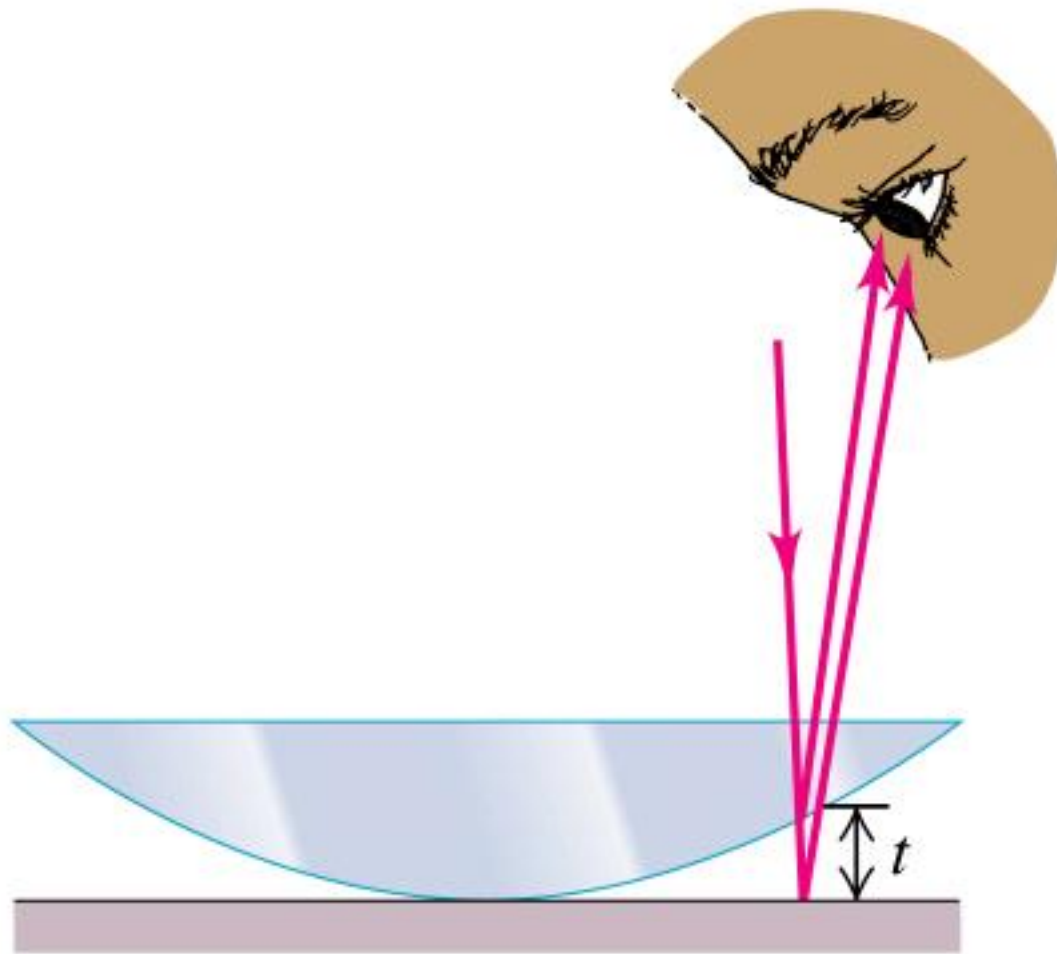
$$T = \frac{\Delta}{c} = \frac{mn\lambda}{c} \quad \Delta = mn\lambda + \lambda = mn\lambda' \quad \Delta\nu = \frac{c\Delta\lambda}{\lambda^2}$$



Da bismo dobili maksimum za valnu duljinu λ' , udaljenost Δ (slika 4.7) mora biti $n\lambda'$, a za promatrani m -ti ogibni red $mn\lambda'$. Drugim riječima $2\pi d \frac{\sin\theta}{\lambda'} = 2\pi m \Rightarrow nd \sin\theta = mn\lambda'$. Za drugu zraku valne duljine λ želimo imati minimum pod tim kutom tako da Δ bude točno za jednu valnu duljinu veći od $mn\lambda$, odnosno, $\Delta = mn\lambda + \lambda = mn\lambda'$. Iz toga slijedi da uz $\lambda' = \lambda + \Delta\lambda$ vrijedi

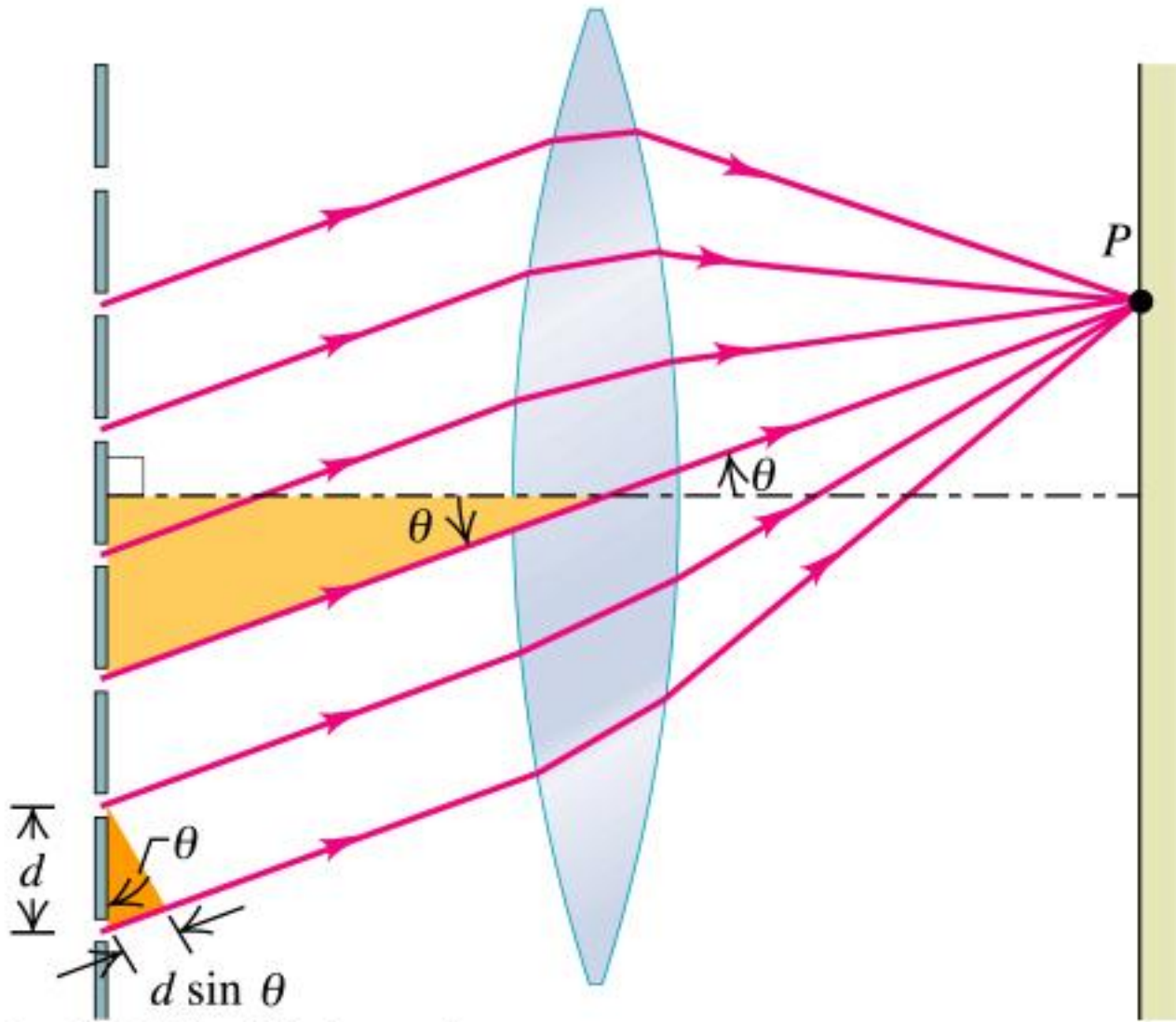




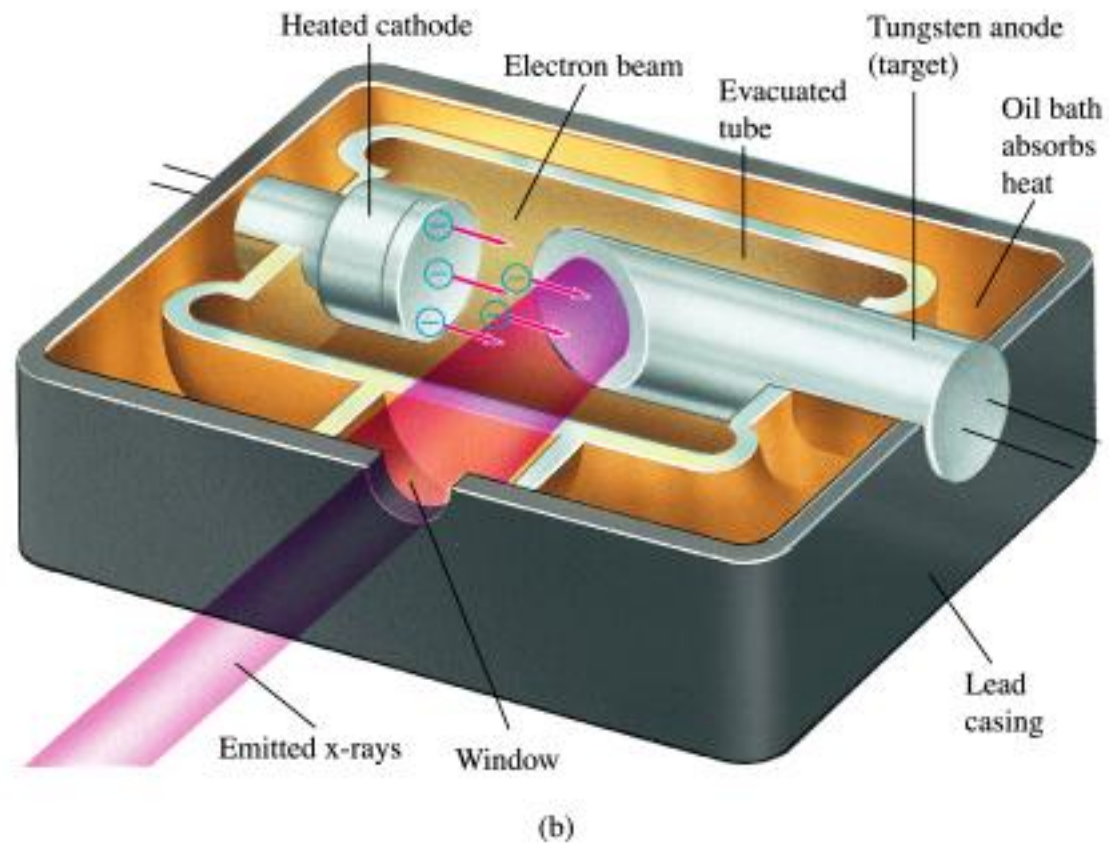
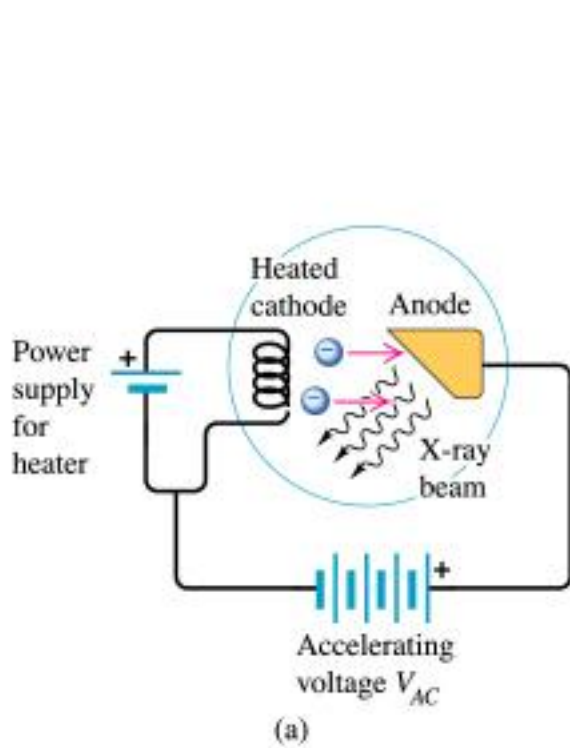


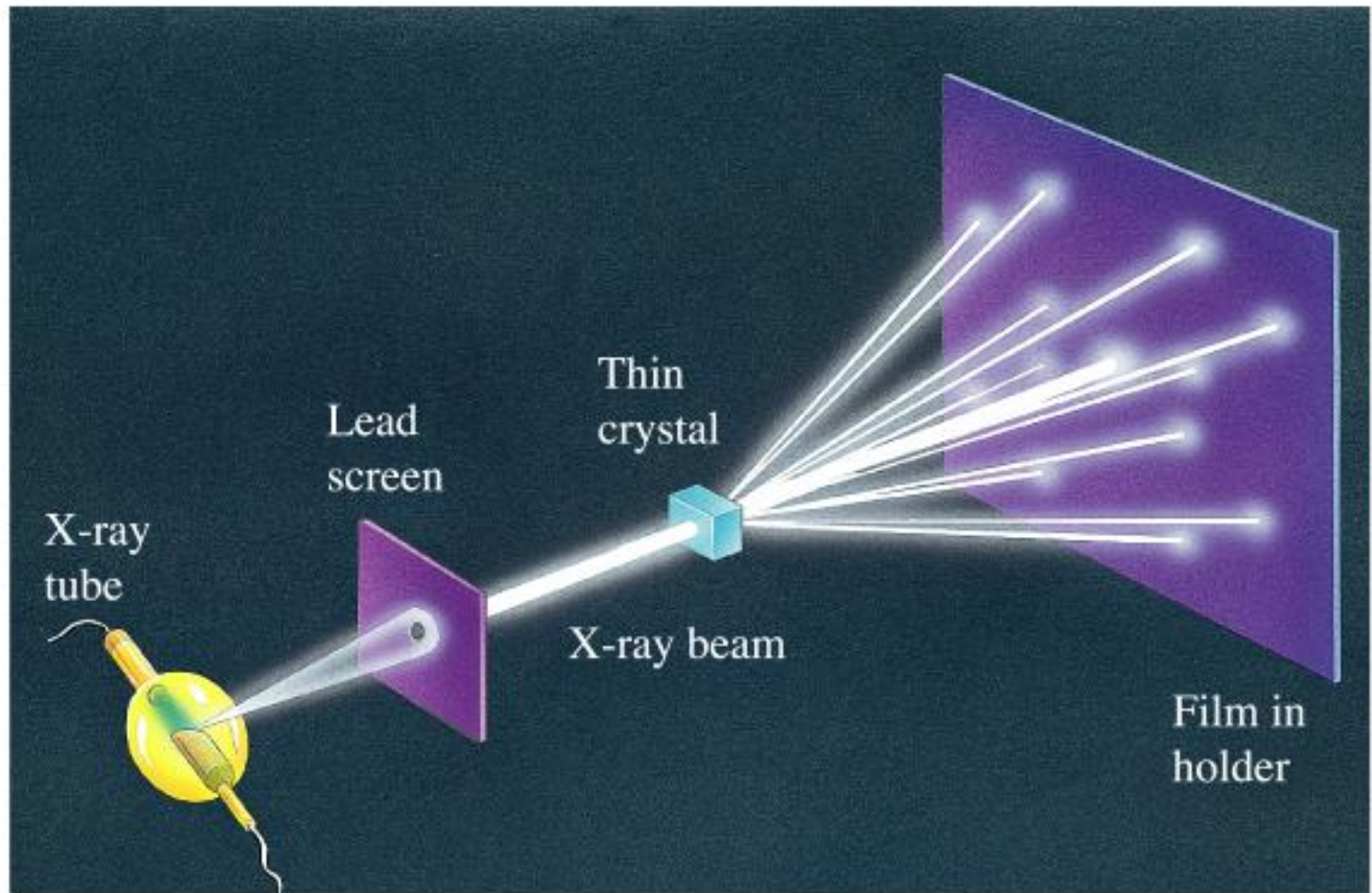
(a)

Copyright © Addison Wesley Longman, Inc.

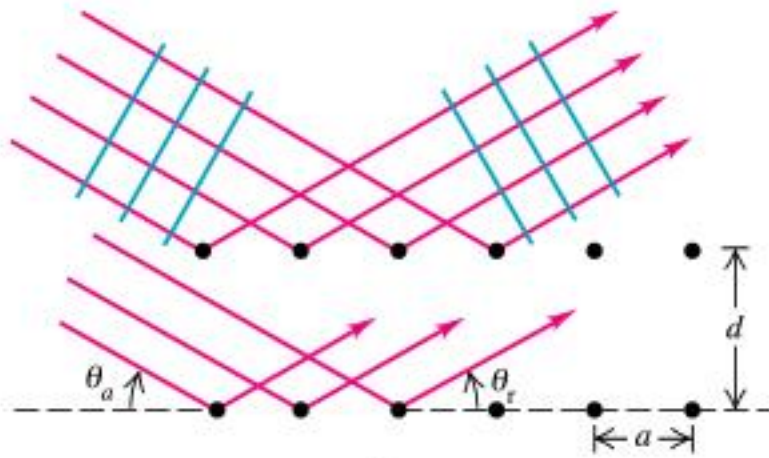


Copyright © Addison Wesley Longman, Inc.

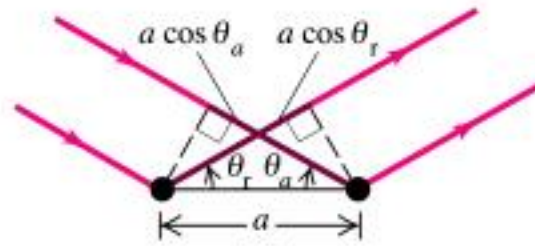




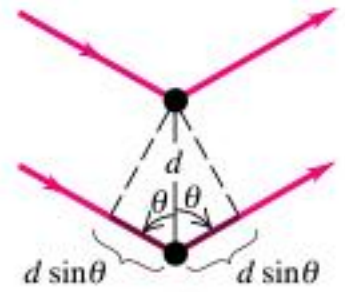
(a)



(a)



(b)



(c)

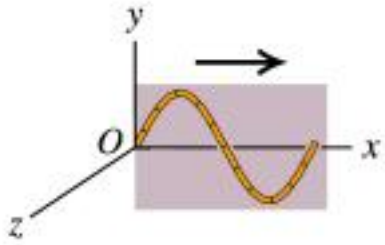
Copyright © Addison Wesley Longman, Inc.

$$a \sin \theta_1 = h\lambda,$$

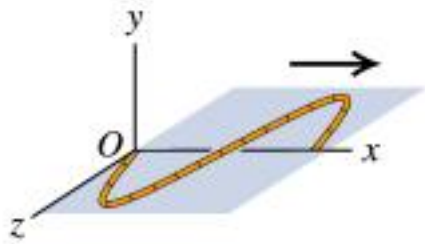
$$b \sin \theta_2 = k\lambda,$$

$$c \sin \theta_3 = l\lambda,$$

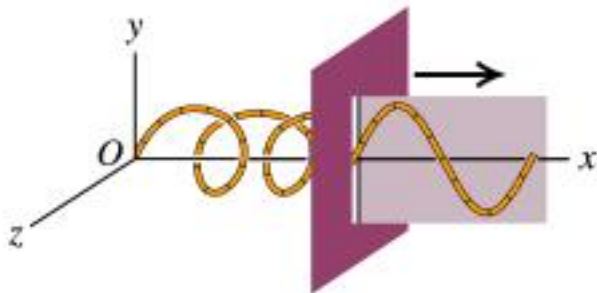
Polarizacija svjetlosti



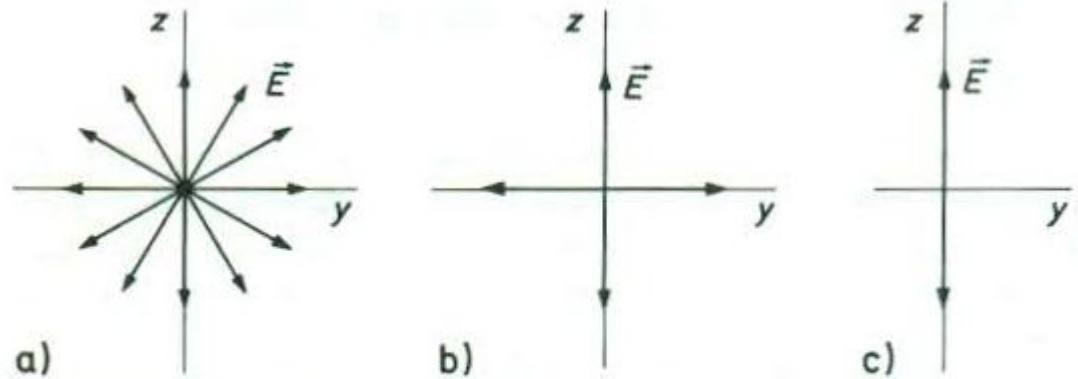
(a)



(b)



(c)



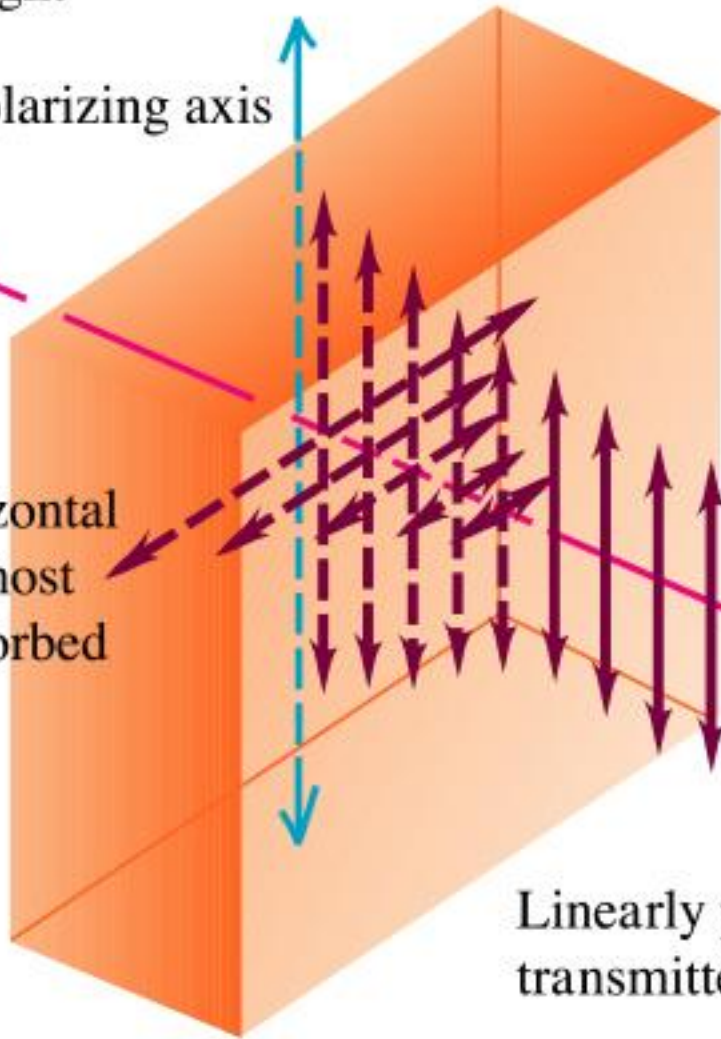
Sl. Vektor električnog polja u prirodnoj svjetlosti titra u svim smjerovima u ravni okomitoj na smjer širenja vala (a); svaki vektor u y, z ravni može se rastaviti na y -komponentu i z -komponentu, pa se prirodna svjetlost može shvatiti kao valovi s dvije međusobno okomite polarizacije (b); polarizirana svjetlost ima titranje vektora \vec{E} samo u jednom smjeru (c)

Polarizacija svjetlosti

Incident natural light



Polarizing axis

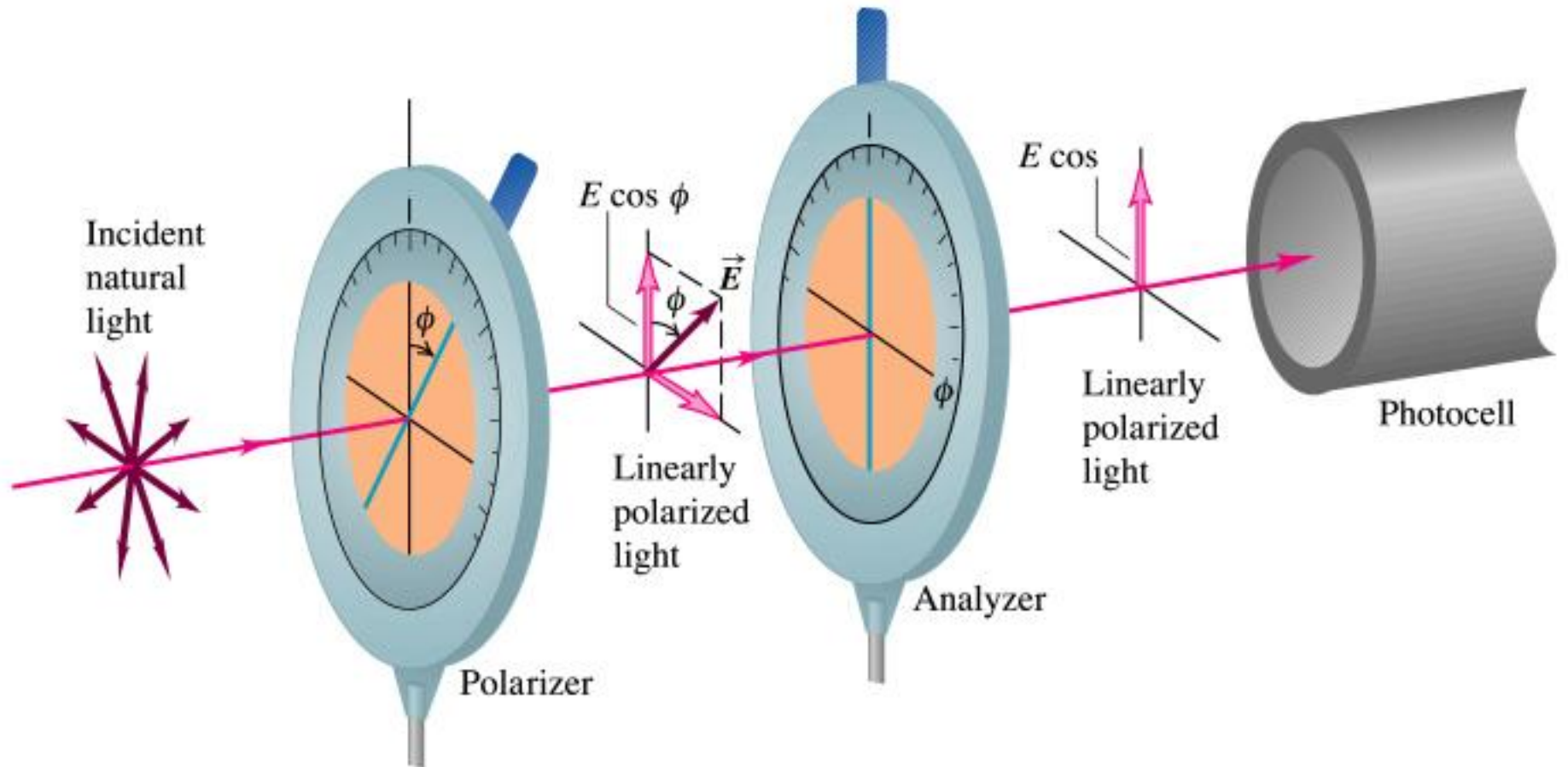


Light with vertical polarization partially absorbed

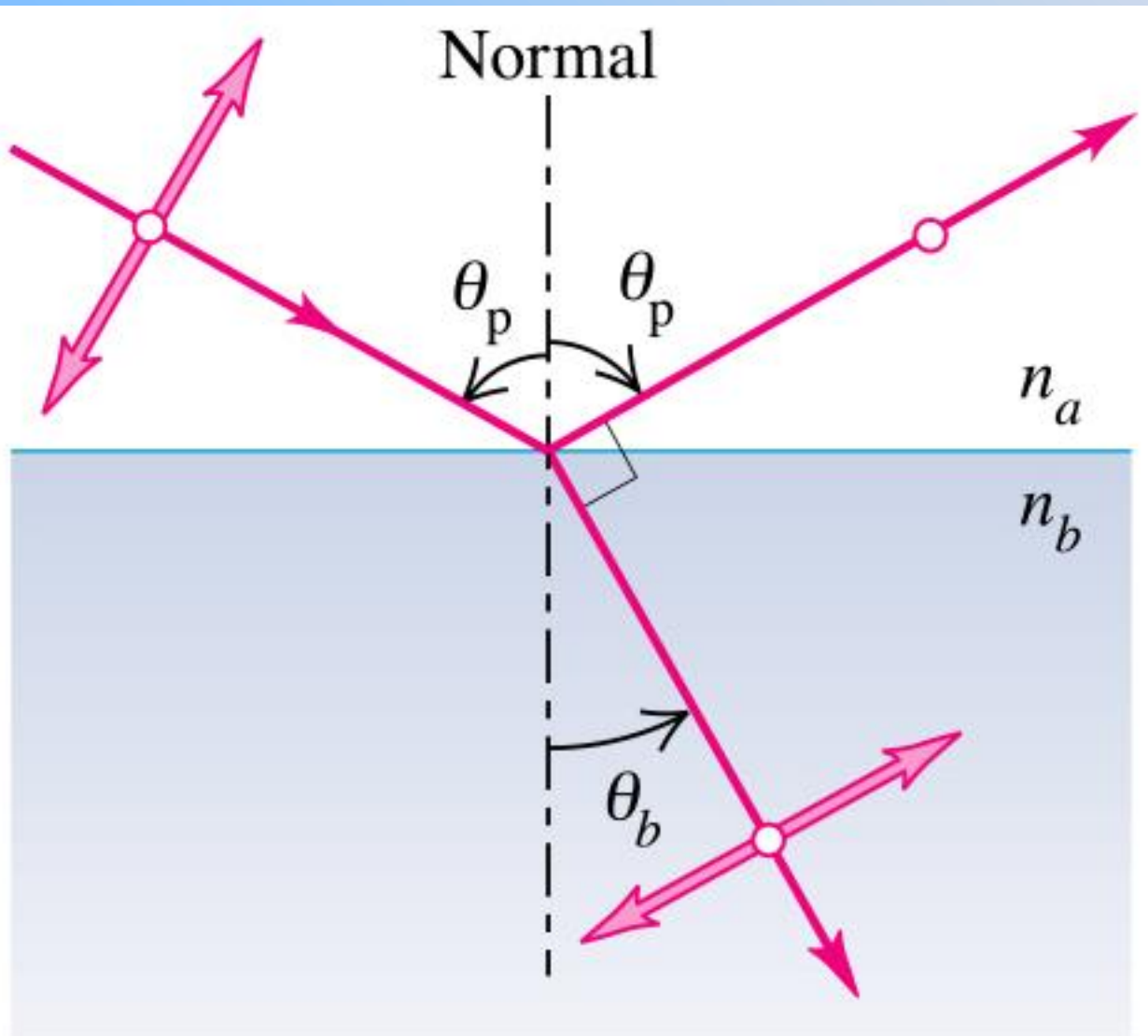
Light with horizontal polarization almost completely absorbed

Linearly polarized transmitted light

Polarizacija svjetlosti



Polarizacija svjetlosti



Prema Snellovu zakonu je
 $n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta$.

Kako je za potpunu polarizaciju

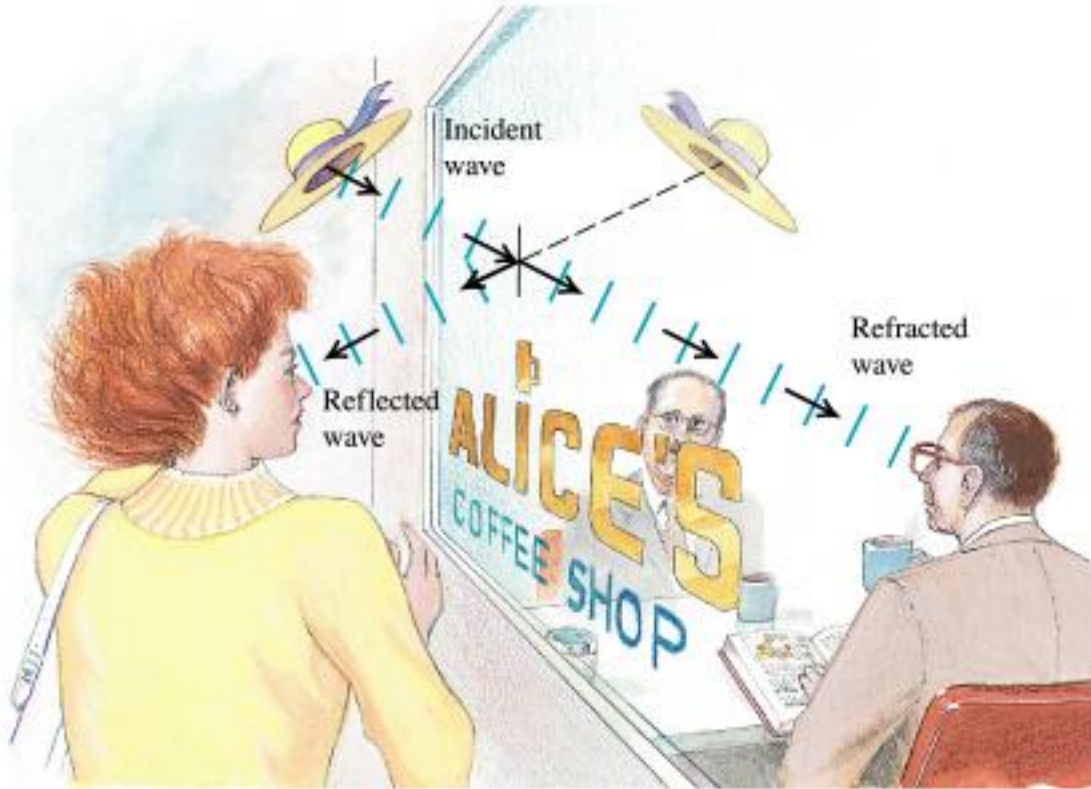
$$\alpha_B + \beta = 90^\circ,$$

to je

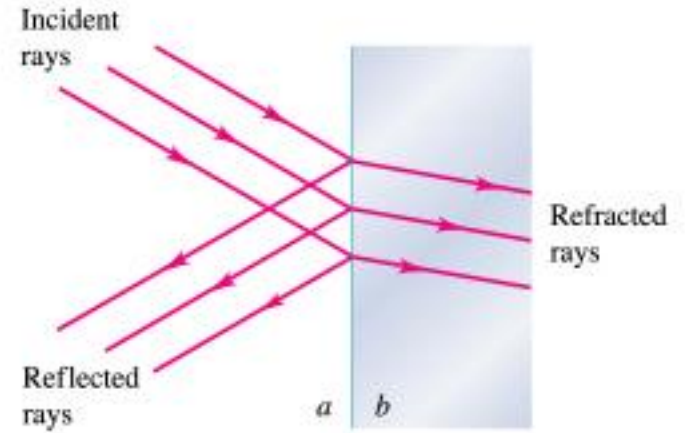
$$n_1 \sin \alpha_B = n_2 \sin (90^\circ - \alpha_B),$$

ili

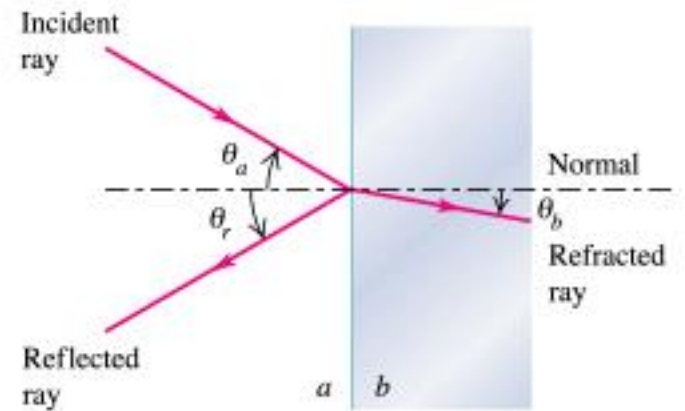
$$\operatorname{tg} \alpha_B = \frac{n_2}{n_1}$$



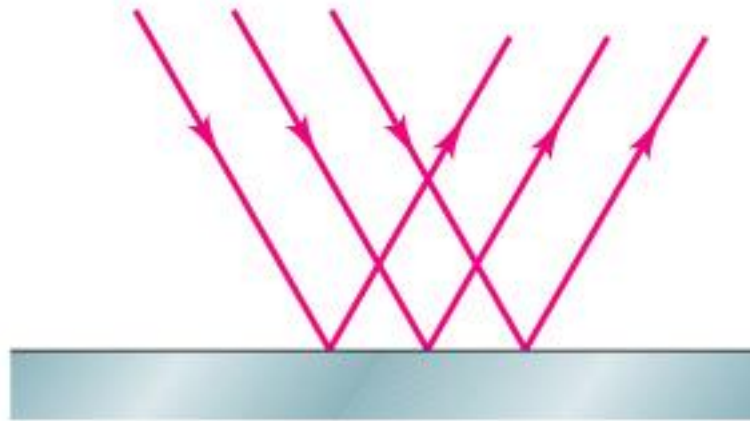
(a)



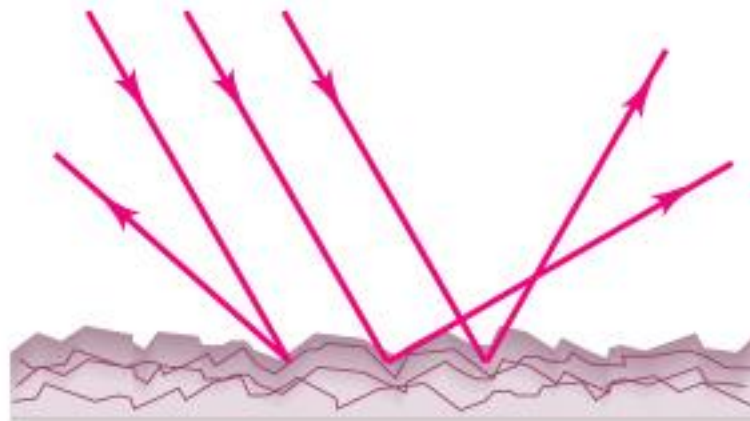
(b)



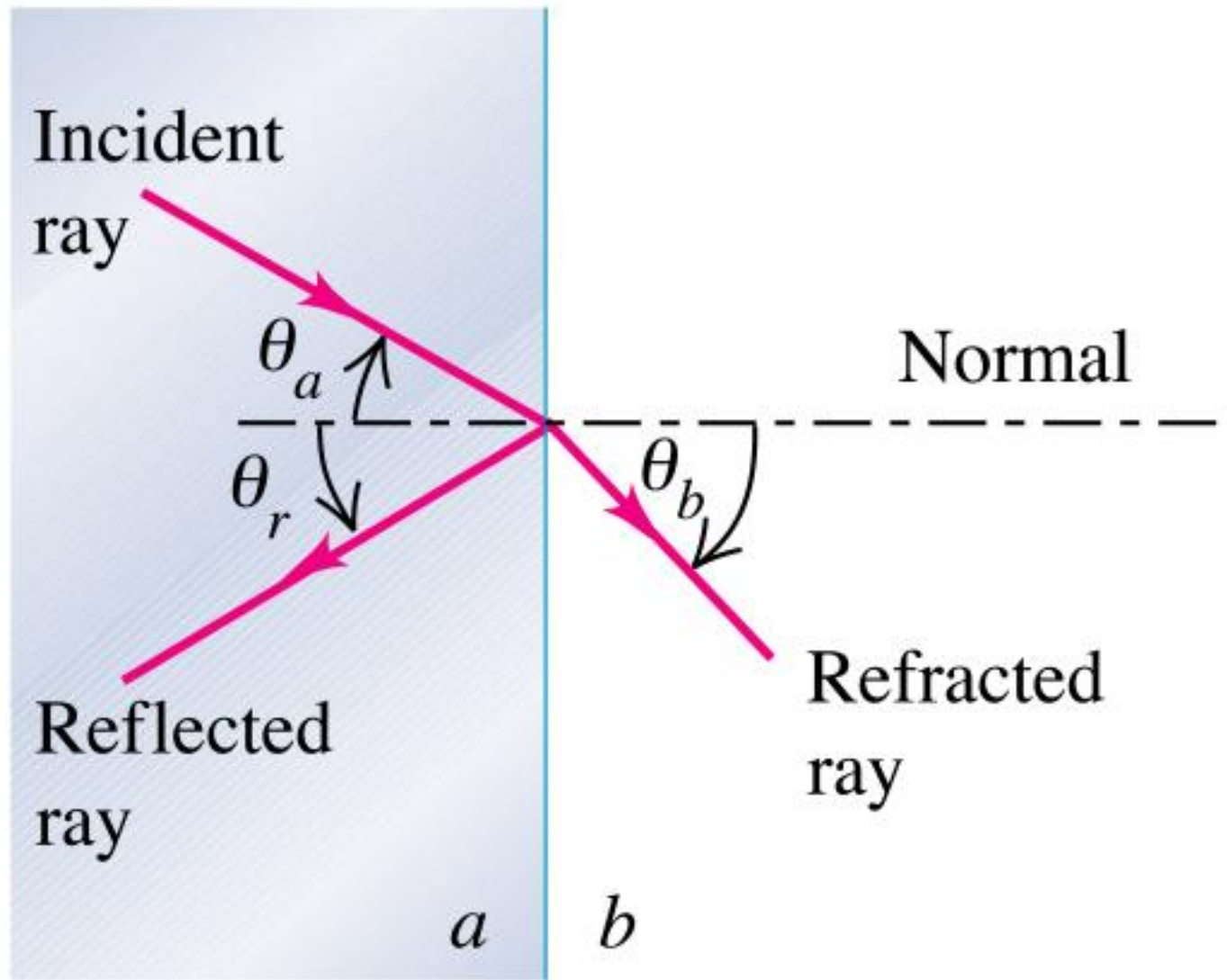
(c)

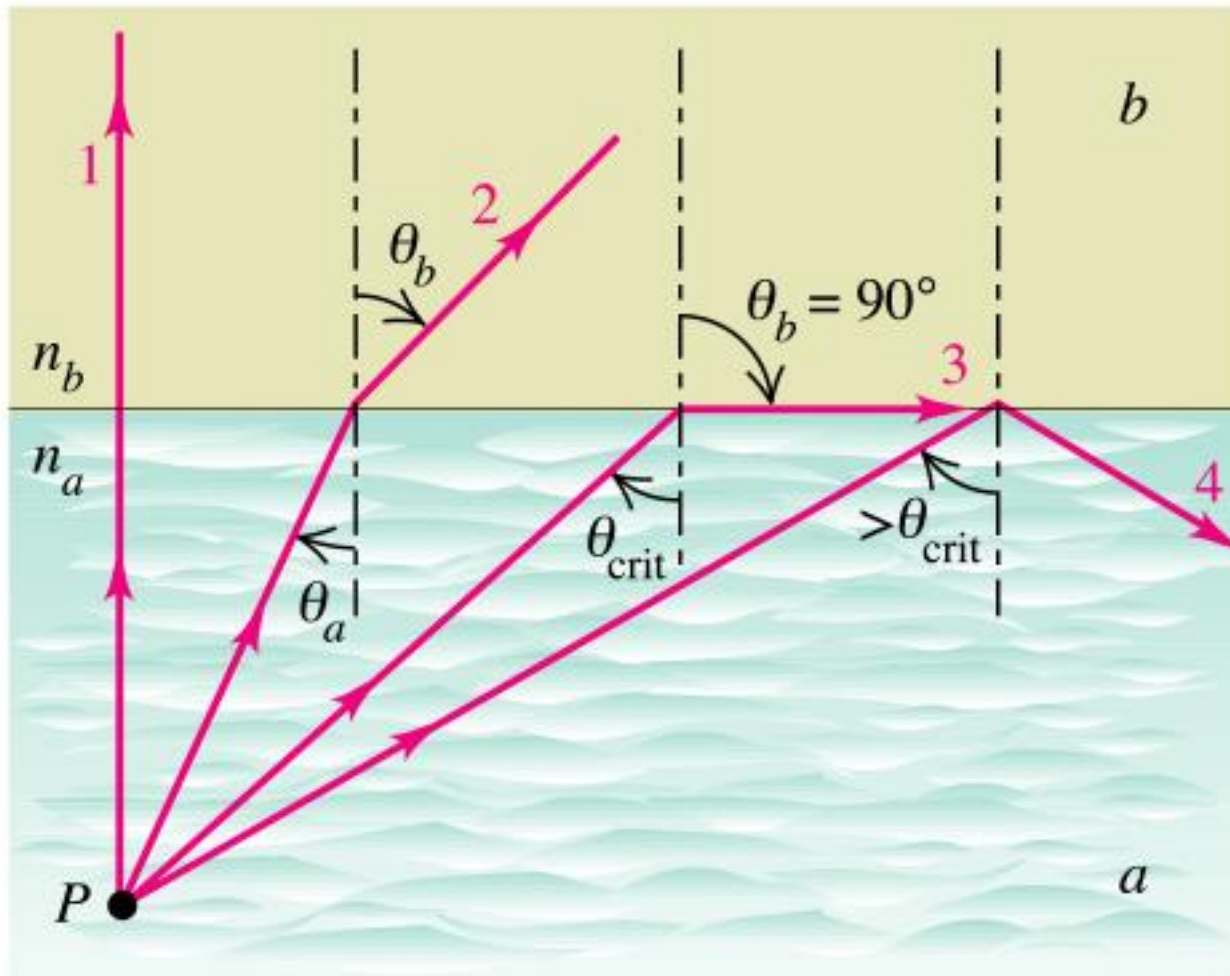


(a)

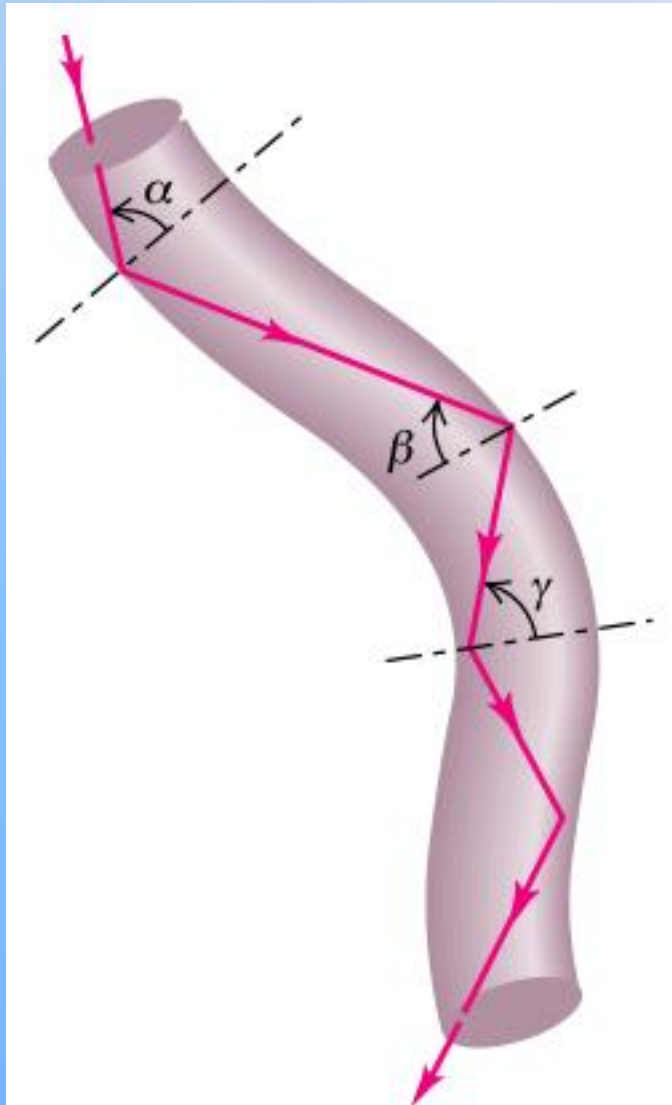


(b)

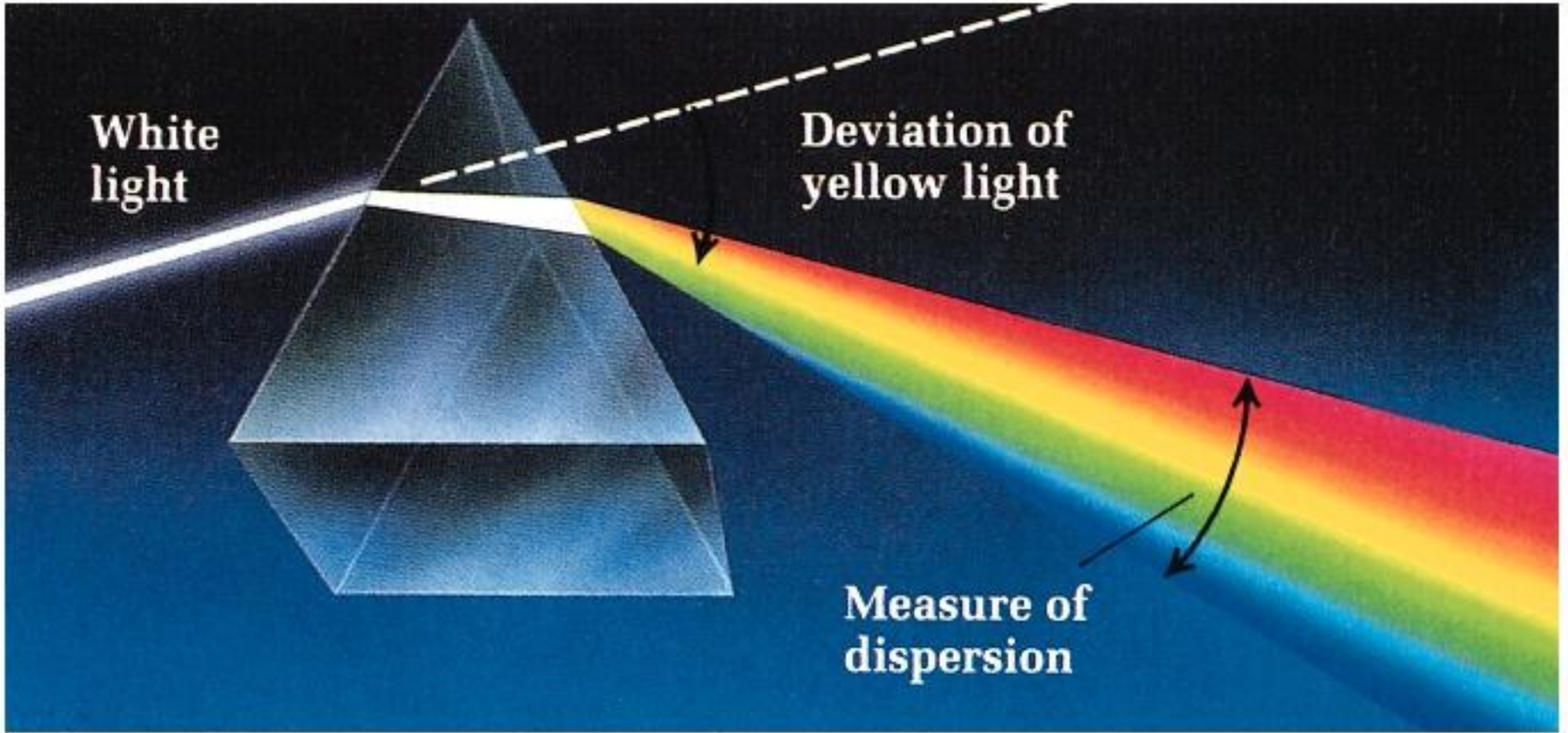


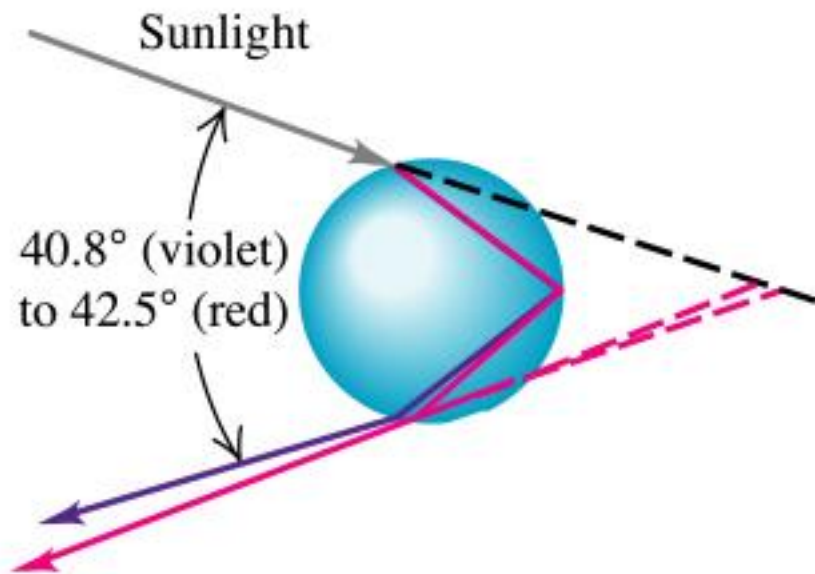


(a)

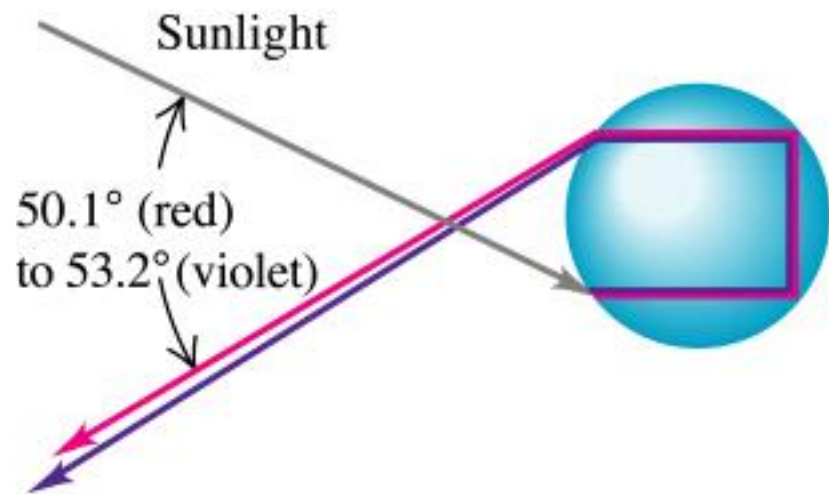


Copyright © Addison Wesley Longman, Inc.





(a)



(b)

Observer



$$n_b(\text{air}) = 1.00$$

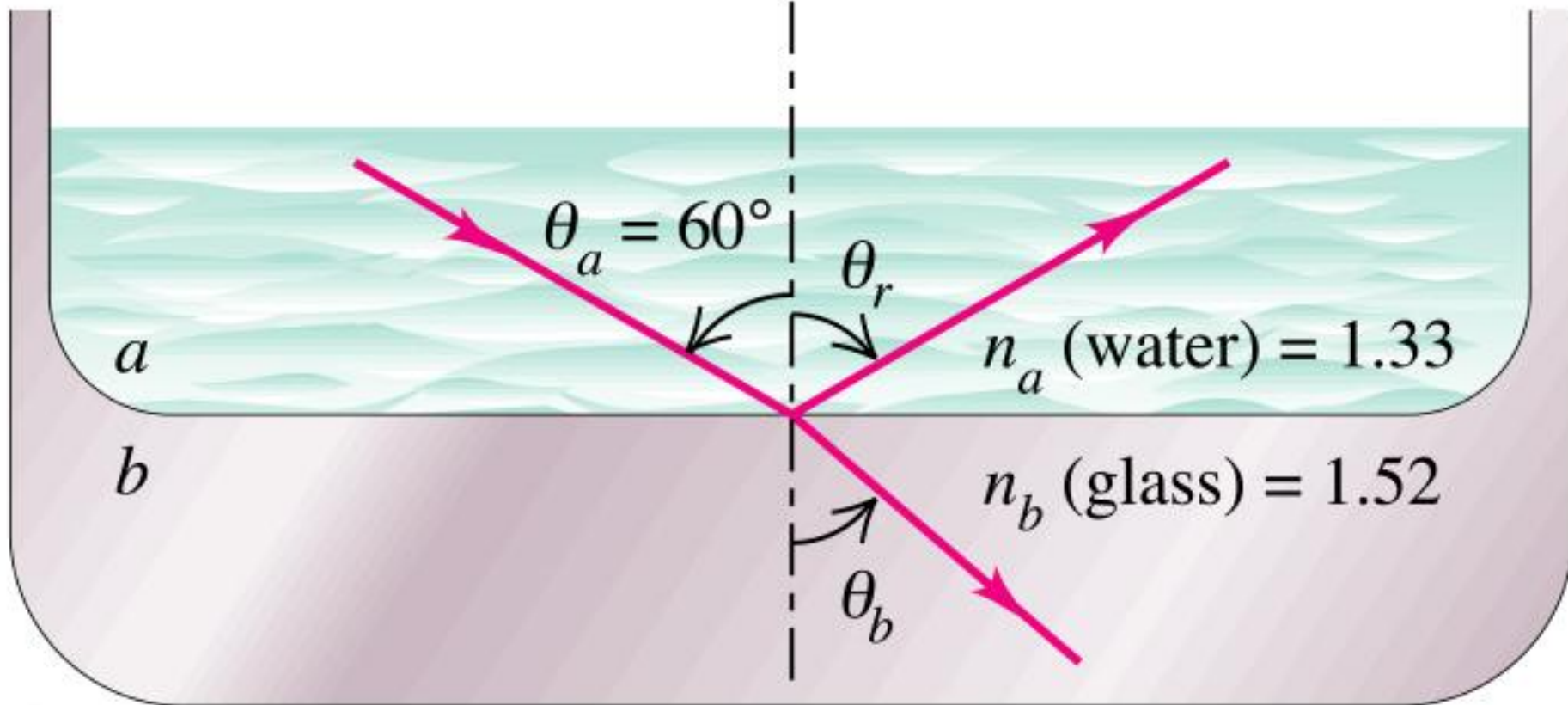
$$n_a(\text{water}) = 1.33$$

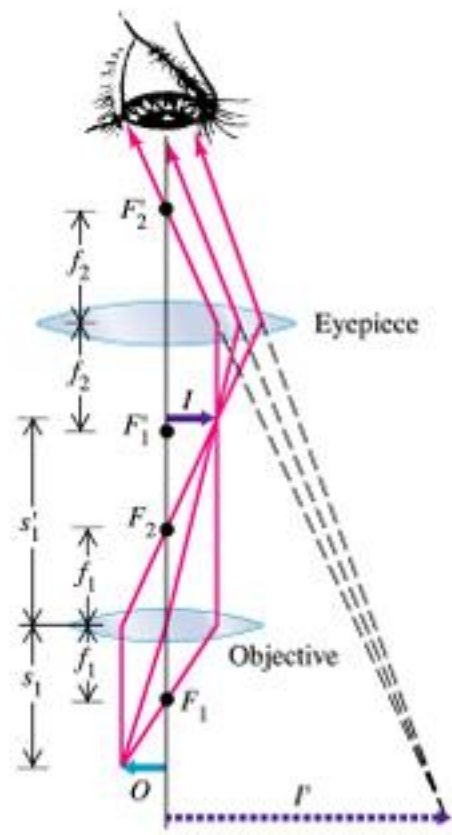
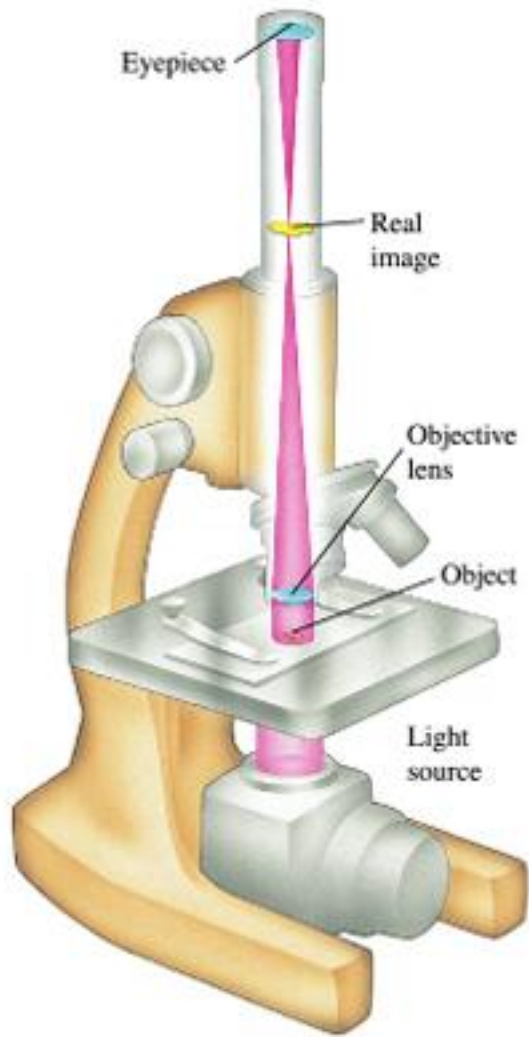
Apparent position
of end of ruler

Actual position
of end of ruler

(b)

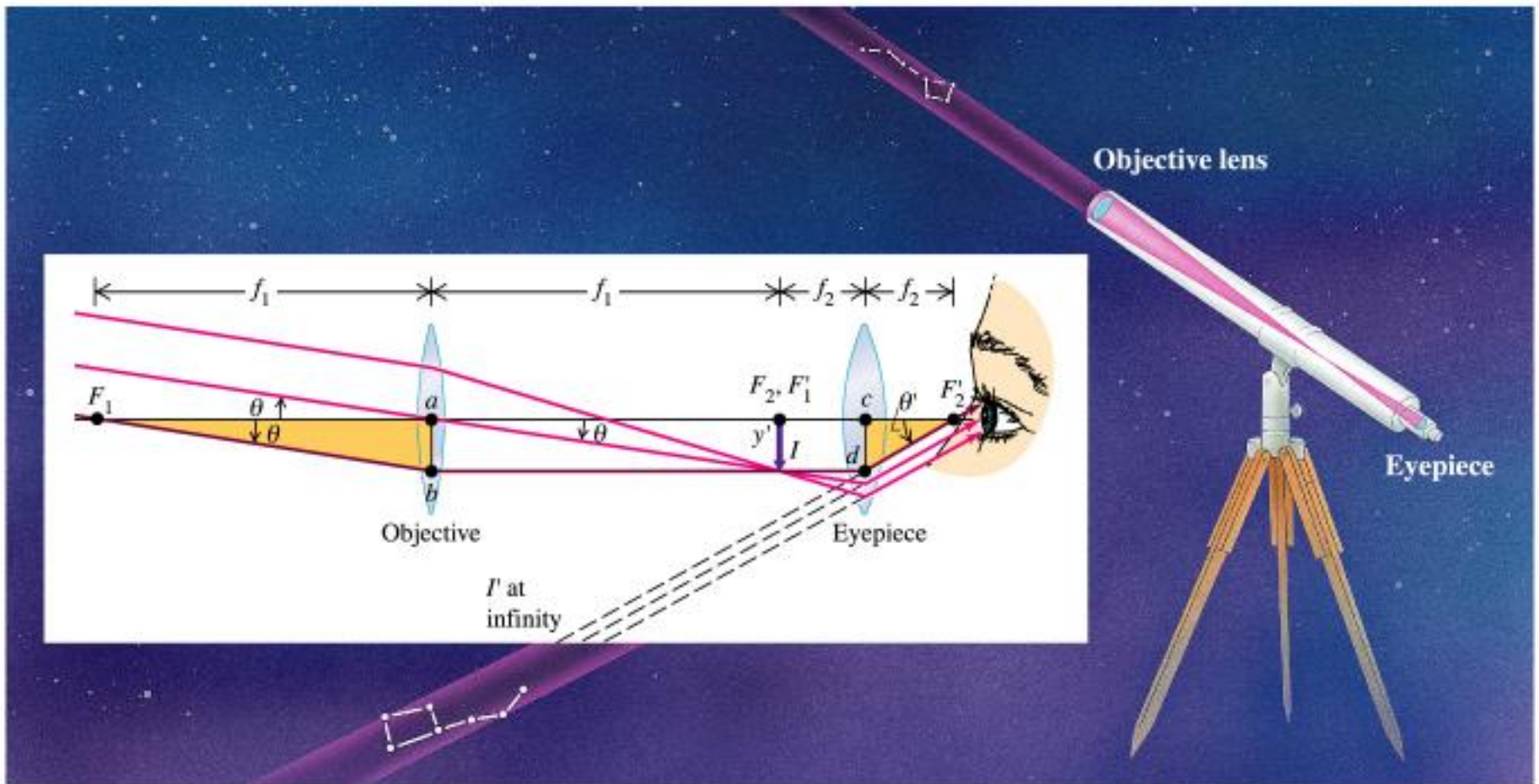
Normal

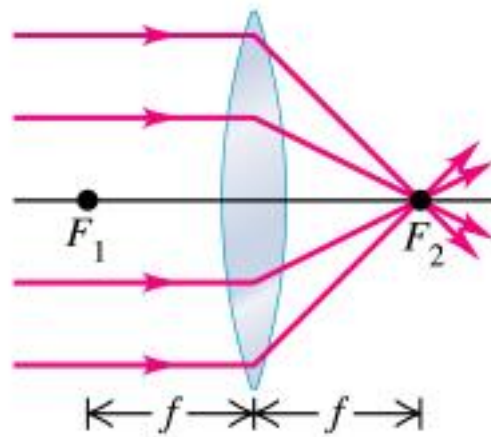




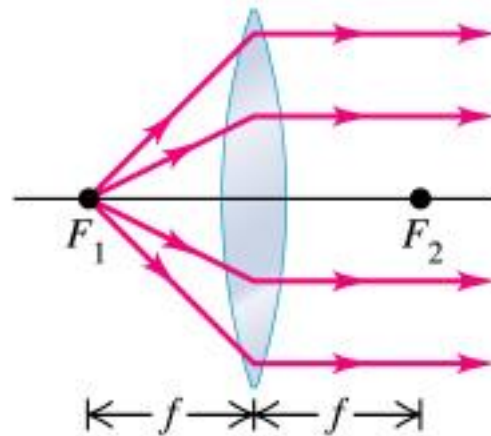
(a)

(b)

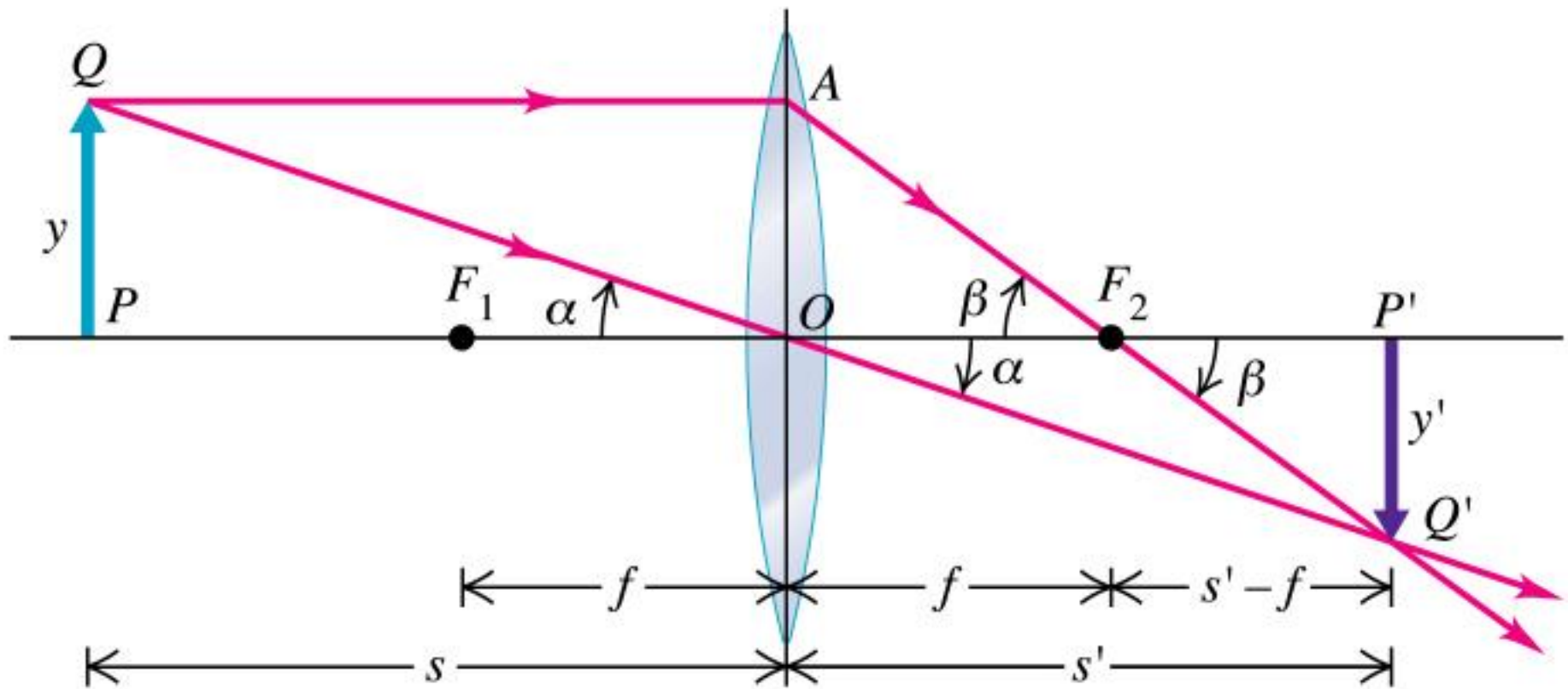


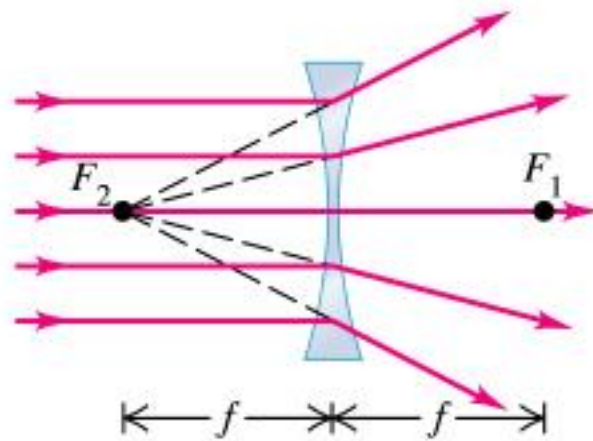


(a)

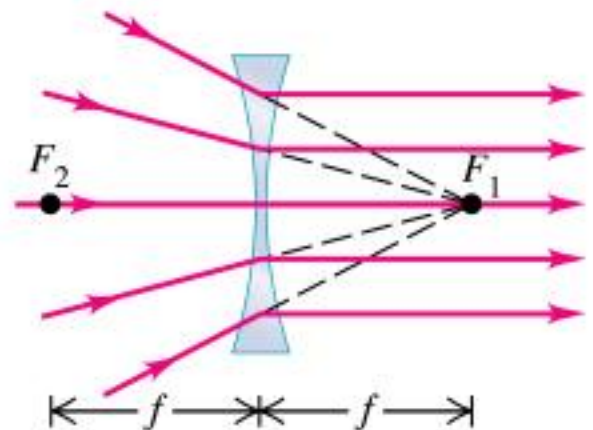


(b)

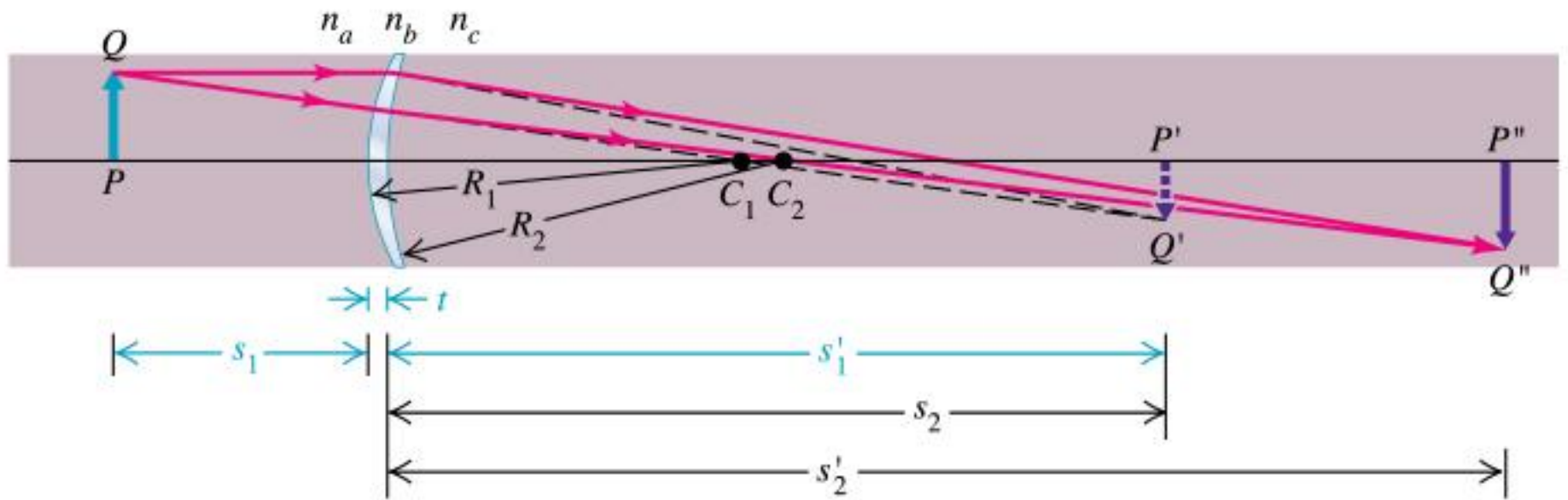


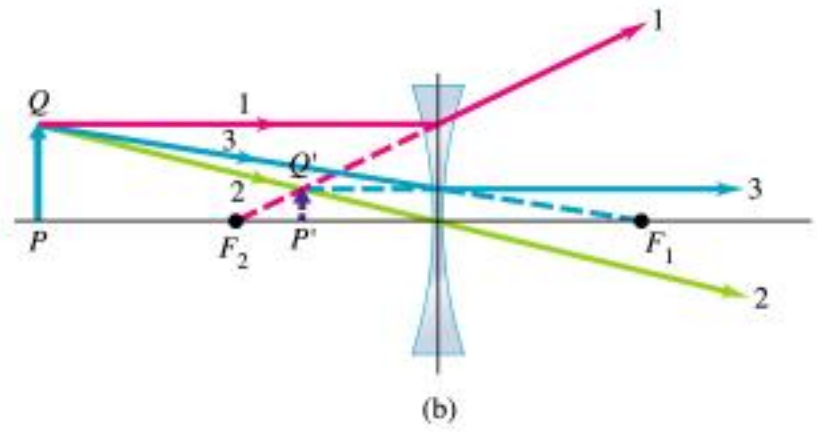
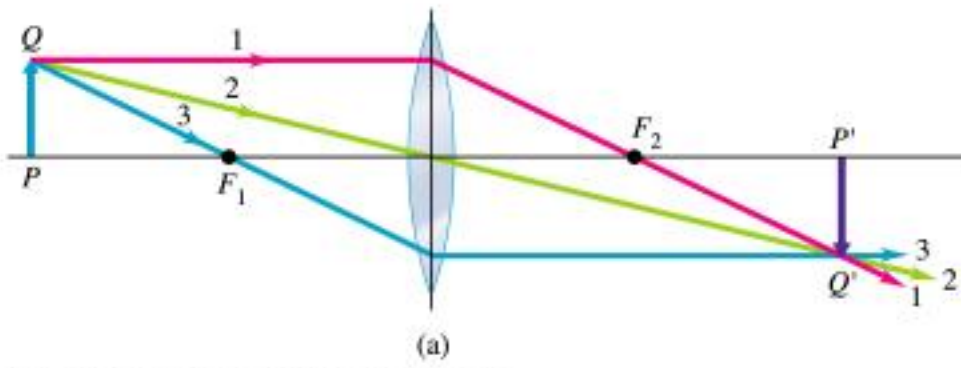


(a)

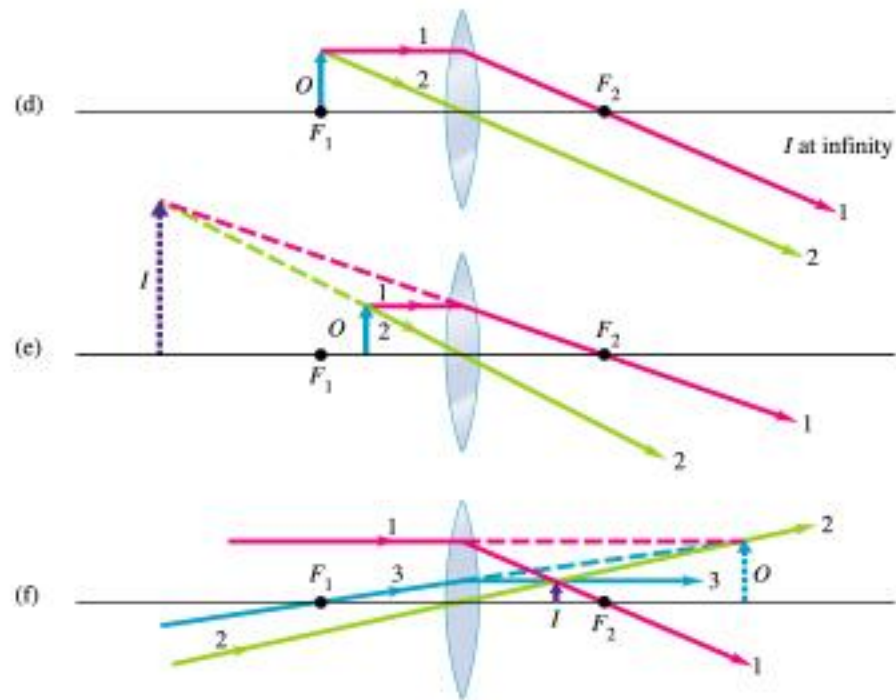
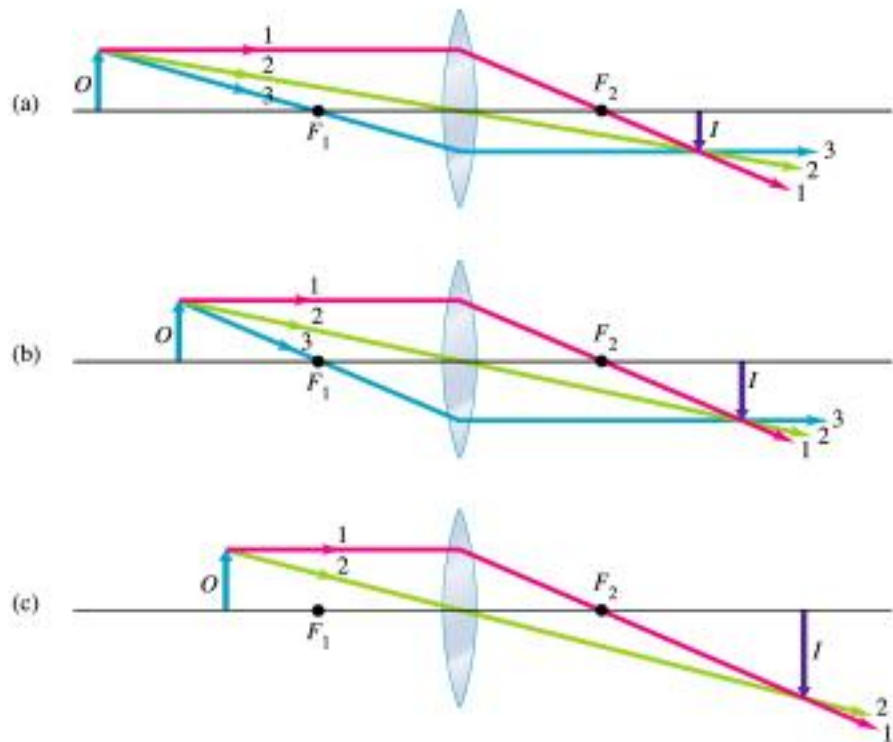


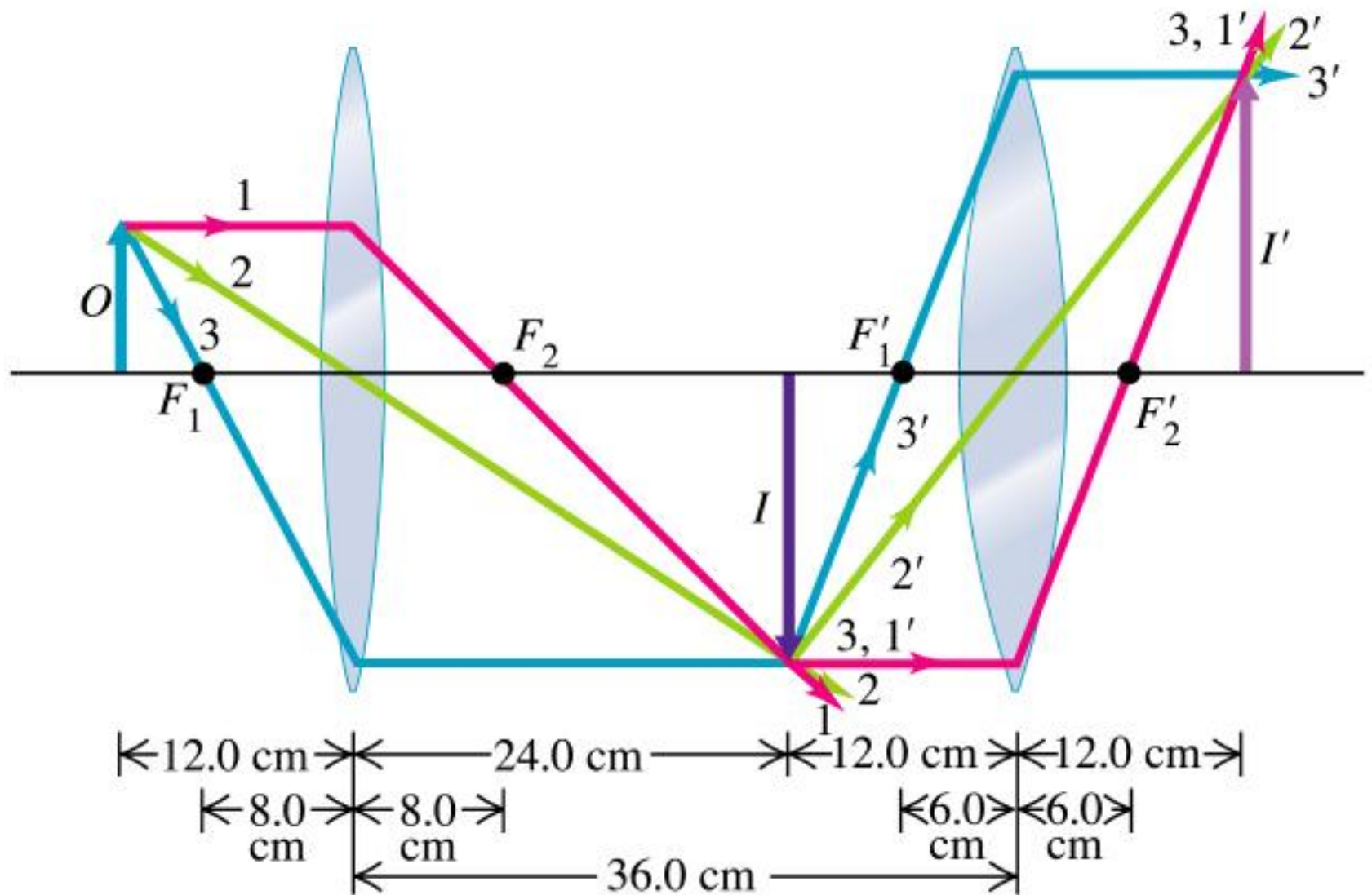
(b)

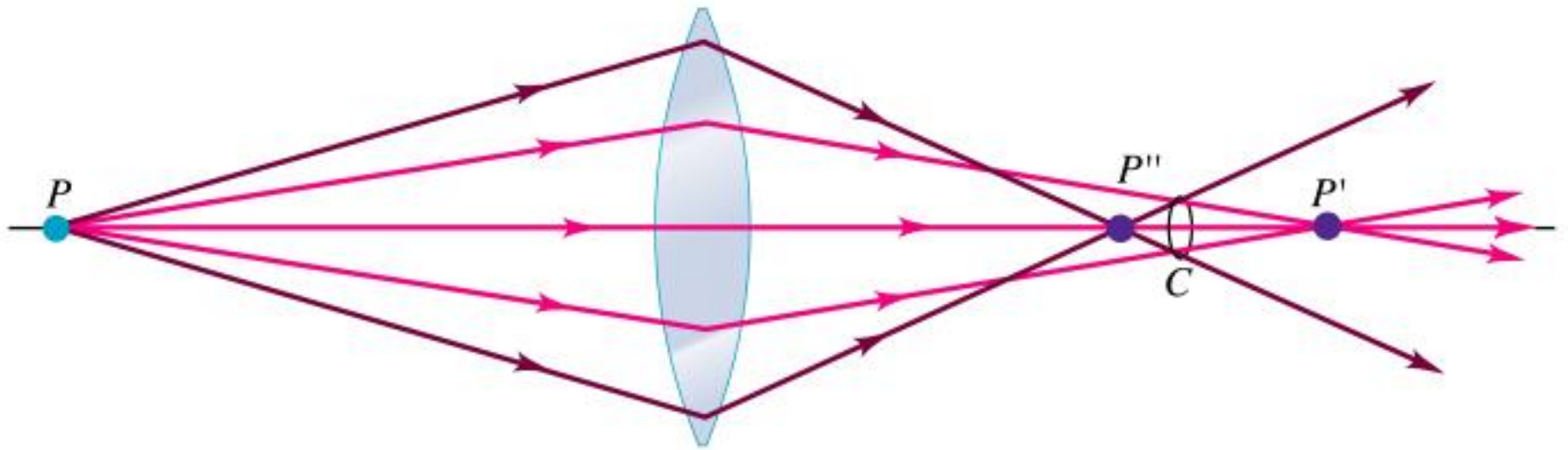




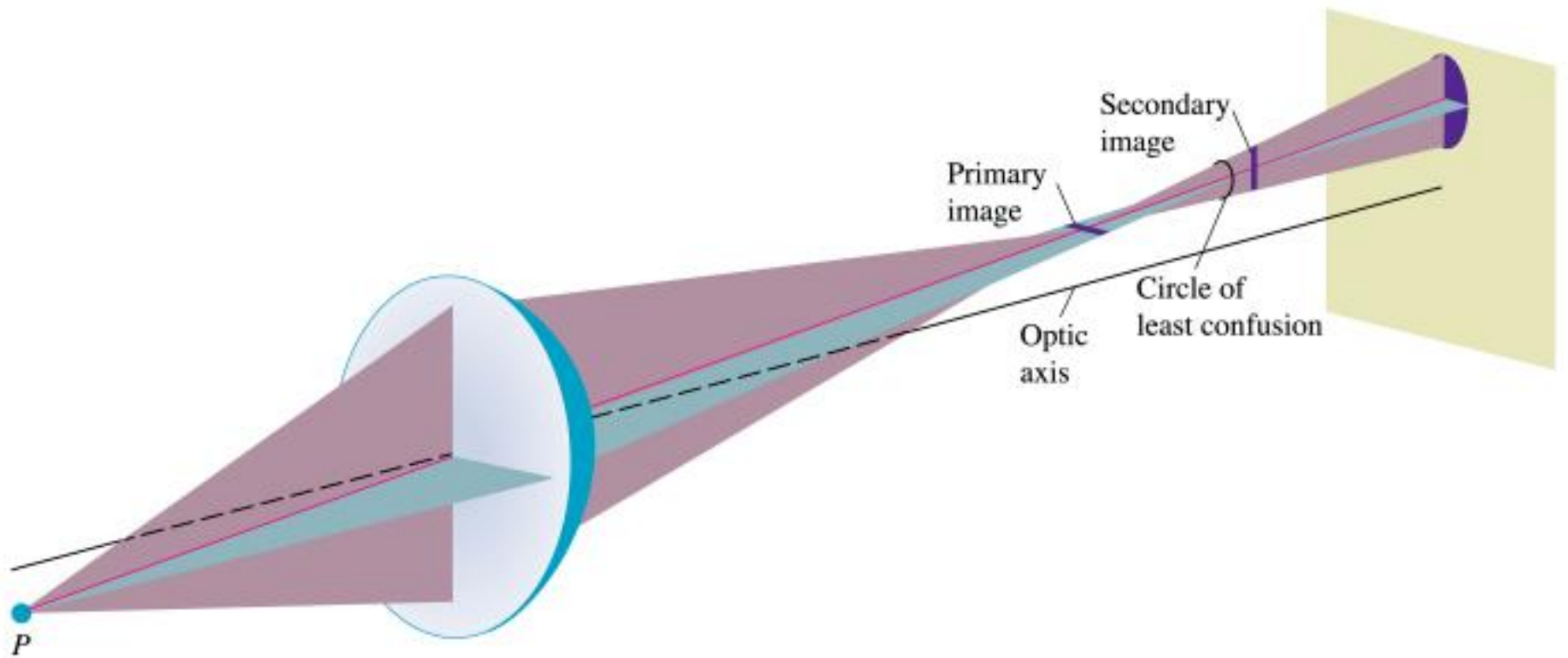
Copyright © Addison Wesley Longman, Inc.





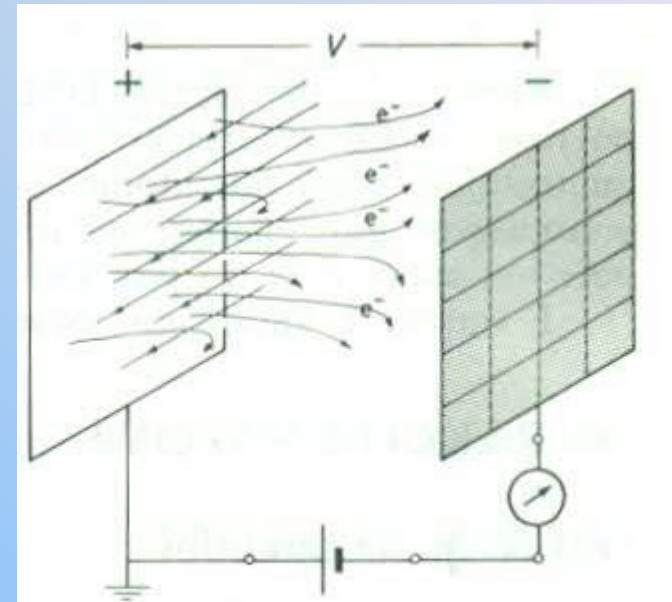
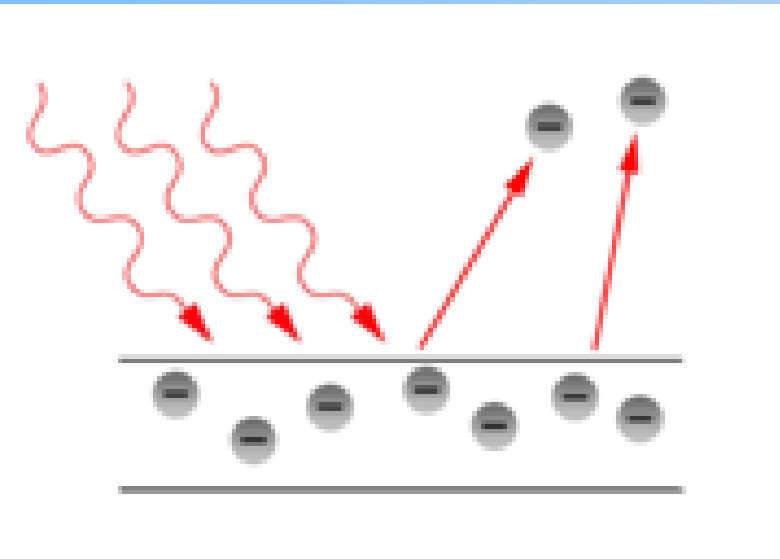


Copyright © Addison Wesley Longman, Inc.

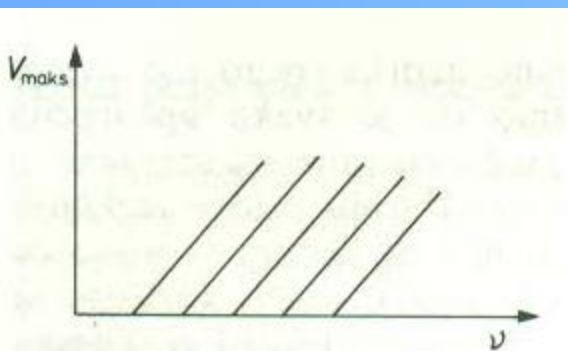


Fotoelektrični učinak ili fotoefekt

Prikaz fotoelektričnog efekta



Sl. Shema eksperimenta za mjerenje fotoelektričnog efekta



Sl. Za opažanje fotoelektričnog efekta svjetlost mora imati neku minimalnu frekvenciju

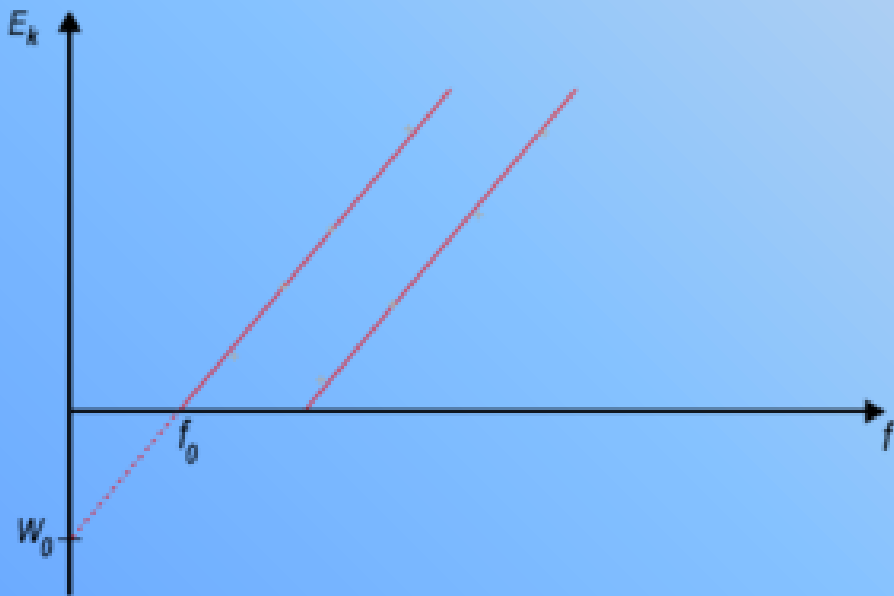
$$eV_{\text{maks}} = \frac{1}{2}mv_{\text{maks}}^2$$

$$\frac{1}{2}mv_{\text{maks}}^2 = h\nu - W$$

$$\frac{1}{2}mv^2 \leq h\nu - W.$$

Ovisnost najveće moguće kinetičke energije elektrona E_k o frekvenciji upadne svjetlosti f daje Einsteinova jednažba

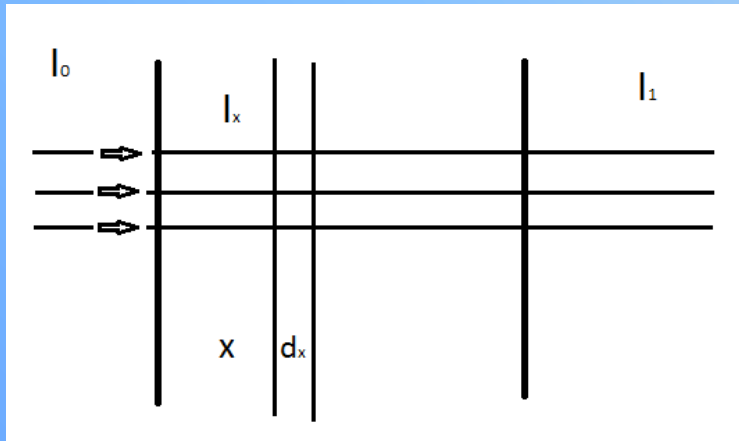
$$E_k = h(f - f_0)$$



Lambertov zakon:

gdje je ε apsorpcijski koeficijent koji ovisi o tipu uzorka, c je koncentracija uzorka, a l duljina puta zrake kroz uzorak.

$$\frac{I_1}{I_0} = \exp(-\varepsilon cl)$$



$$-dI_x = kI_x dx$$

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-kx}$$

$$I_l = I_0 \cdot e^{-kl}$$

$$I_l = I_0 e^{-kCl}$$

Beer-Lambertovog zakona:

$$\log(I_0/I) = \varepsilon Cl$$

BEER - LAMBERTOV ZAKON

Koncentracija molekula u promatranom uzorku

Zakon apsorpcije

I_x - izlazni snop

I_0 - upadni snop

x - put kroz tvar

α - koeficijent apsorpcije

Biološke molekule nalaze se u otopinama i koeficijent apsorpcije (a) ovisi o koncentraciji otopljenih tvari i ekstincijskom koeficijentu

$$I_x = I_0 e^{-\alpha x}$$

$$\alpha = \varepsilon(\lambda)c$$

Uvrstimo izraz za koeficijent apsorpcije

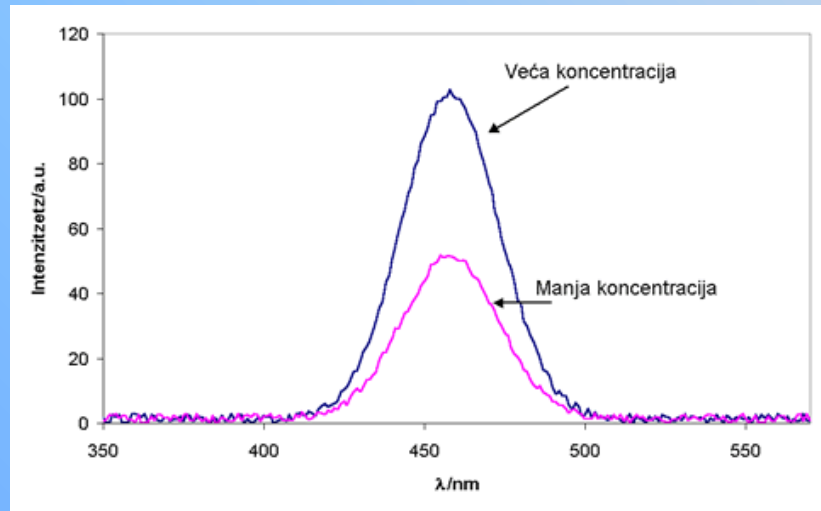
Zakon apsorpcije

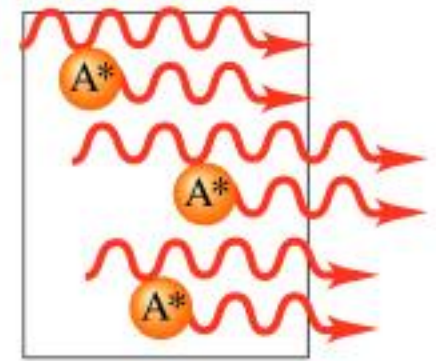
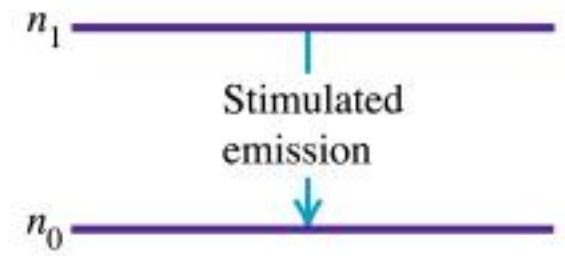
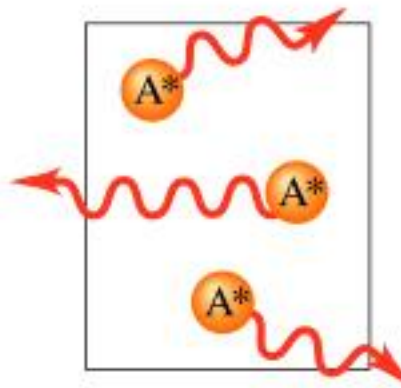
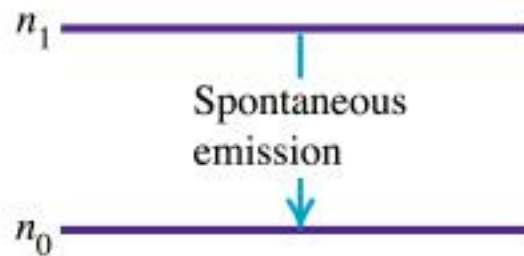
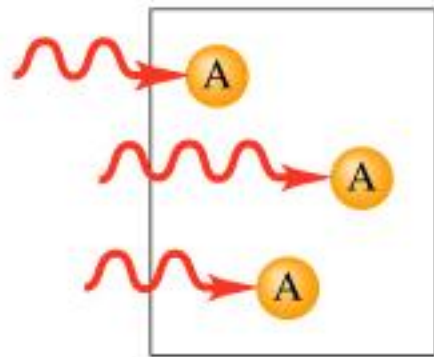
Apsorbanciju tada definiramo kao

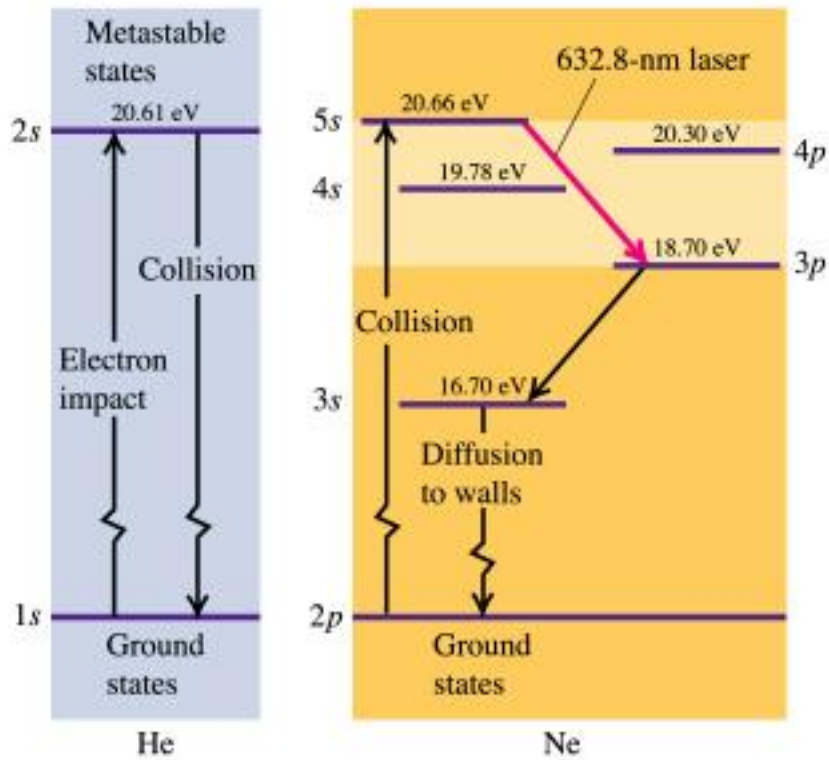
$$I_x = I_0 e^{-\epsilon c x}$$

$$A = \log\left(\frac{I_0}{I_x}\right) = \alpha x \log e = \epsilon(\lambda) c x \log e$$

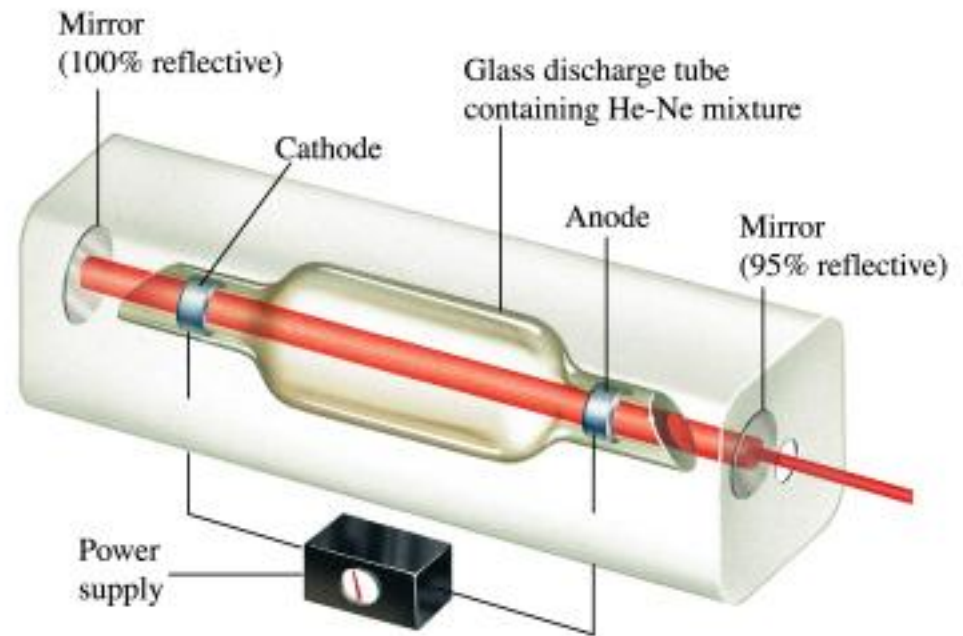
Mjereći apsorbanciju A i put x te poznavajući ϵ (iz tablica za pojedine tvari) možemo izračunati koncentraciju c







(a)



(b)