

ZVONIMIR MOMIROVIĆ

EKSPERIMENTI IZ FIZIČKE OPTIKE
POMOĆU GASNOG He-Ne LASERA

Diplomski rad

Katedra za fiziku
Filozofski fakultet u Novom Sadu
1969 godine

U radu sa laserom nailazio sam na velike teškoće kod izvođenja nekih ogleda i pravilnog tumačenja nekih pojava. Zahvaljujući pomoći profesora Dr. Ivana Janića teškoće su savladane i rad priveden kraju.

Koristim priliku ovde, da se zahvalim profesoru na pomoći i uputstvima koja mi je pružao za vreme rada.

UVOD. Priroda i osobine svetlosti

Dugo je vremena u fizici bilo zastupljeno Hjutnevo shvatanje o korpuskularnoj prirodi svetlosti. Međutim polovinom prošlog veka pojavili su se veoma značajni eksperimenti interferencije, difrakcije i polarizacije svetlosti koji su jasno ukazivali da svetlost ima osobine talasnog kretanja.

Deo fizike koji se objašnjenje svetlosnih pojava uzima u obzir talasnu prirodu svetlosti naziva se fizičke optike.

U novije vreme pokazalo se da svetlost ima znatno složeniju prirodu i da se u izvesnim uslovima ponaša kao talas, dok u drugim uslovima pokazuje korpuskularna svojstva.

Zadatak ovog rada je da objasni neke karakteristične oglede iz fizičke optike koji potvrđuju talasno svojstvo svetlosti. Iz oblasti interferencije izведен je Frenelov ogled pomoću dva ogledala i Jungov ogled sa dve pukotine kao najčešćiji prikaz talasne teorije svetlosti. Pojava difrakcije data je u opštem stičaju preko proširenog Hajgensovog principa. Kao primer za analizu efekata difrakcije svernog talasa vedeg prečnika razmatrane su Frenelove zone. Detaljnije je na osnovu navedenog principa posmatrana difrakcija na pukotini, objašnjena elementarnim matematičkim aparatom. Zatim je navedena difrakcija svetlosti na dvestrukoj pukotini kao uopštjenje Jungovog ogleda i difrakcija na rešetki. Od složenijih pojava difrakcije izvedeni su ogledi sa kružnim i pravougaonim otvorom i tankom šicom.

Prvi deo izlaganja završava se polarizacijom svetlosti kao osobina transverzalnih talasa koji pokazuju poznato svojstvo asimetričnosti. Posebno je objašnjen Brusterov zakon zbog velike primene kod lesara.

Za izvodjenje navedenih ogleda korišćen je kao monohromatski izvor svetlosti helijum-neonski gasni laser. Prema tome drugi deo rada daje osnovne principe rada lasera i njegovu konstrukciju. Ukratko je objašnjeno i kvantno tumačenje pojava u atonskim sistemima koji služe za izgradnju lasera.

U eksperimentalnom delu dat je pregled izvedenih ogleda i merenja koja su vršena u toku rada. Većina ogleda i pojava ilustrovana je fotografijama.

TEORIJSKI DEO

I TALASNA PRIRODA SVETLOSTI

1 Nastajanje talasa. Talasna jednačina

Svetlost predstavlja složenu pojavu. U jednom slučaju se ponaša kao elektromagnetski talas, u drugom kao fluks elementarnih čestica-fotona.

U opštem slučaju stvaranje talasa je uslovljeno postojanjem veze između pojedinih čestica sistema. Poremećaj koji se dogodi u nekom delu prostora obično izaziva odgovarajuće promene u susednim tačkama sistema, predajući im neku količinu energije. Od njih se dalje prenosi na druge okolne tačke formirajući tako talas. Drugim rečima, poremećaj koji nastaje u nekoj tački u nekom trenutku pojavljuje se posle nekog vremena na izvesnom rastojanju od početne tačke. Pri tom on se prostire određenom brzinom v . Ovo prenošenje poremećaja u određenom pravcu x brzinom v može se izraziti kao funkcija koordinate x i vremena t : $u = f(x, t)$, koji ulaze u argument funkcije u obliku kombinacije $v t - x$ ili $t = \frac{x}{v}$. Bilo koja funkcija argumenta $v t - x$ izražava prostiranje poremećaja duž x prema rastućim vrednostima x koje se vrši konstantnom brzinom v . Ako se zna oblik funkcije f može se odrediti oblik poremećaja za na koji trenutak vremena t .

Diferencijalna jednačina koja prikazuje talasno kretanje ima oblik:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \dots (1)$$

To je jednačina drugog reda čije je rešenje bilo koja funkcija argumenta $v t - x$ ili $vt + x$. Preostom smenom može se pokazati da izraz (2) predstavlja rešenje jedna-

čine (1), a f_1 i f_2 su preizvjetne funkcije.

$$u = f_1(vt+x) + f_2(vt-x) \dots (2)$$

Ovo potpuno rešenje diferencijalne jednačine predstavlja
sbir dva talasa koji se prostiru jedan prema drugom brzinom v.

Iz elektrodinamike je poznato da električno oscilovanje koje nastaje u nekom mjestu ne ostaje lokalizovano, već se postepeno prostire u obliku elektromagnetskih talasa. Matematički se to prikazuje Maksvelovim jednačinama, koje daju vezu između promjena jačine električnog polja (E) i magnetskog polja (H). Ako se radi o talasu u ravni tako da je pravac električnog polja orijentiran u pravcu z-ose, a magnetsko polje u pravcu y-ose, Maksvelova jednačina glasi:

$$\frac{\mu}{c} \frac{\partial H}{\partial t} = - \frac{\partial E}{\partial x} ; \quad \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial E}{\partial t} = - \frac{\partial H}{\partial x} \dots (3)$$

μ - je magnetski permeabilitet, ϵ - dielektrična konstanta,
 c - brzina svetlosti. Diferenciranjem ove jednačine i eliminacijom H može se dobiti diferencijalna jednačina talasa.

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{c^2}{\epsilon \mu} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \dots (4)$$

Ona pokazuje da se električno polje E prostire duž x-ose brzinom $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}}$. Tako izraz $E=f(x-vt)$ može biti rešenje ove jednačine. Na analogni način se izvedi zaključak i za magnetsko polje H .

2 Monohromatičnost

Prostiranje talasa duž x-ose brzinom v može se prikazati u obliku:

$$u = f(t - \frac{x}{v}) \dots (2.1)$$

Za određenu vrednost x , oblik funkcije f pokazuje zakon po kome se u toku vremena menja veličina u . Ona karakteriše razne poremećaje, na primer jačinu električne ili magnetskog polja. Kada je f sinusna ili kosinusna funkcija izraz (2.1) ima oblik:

$u = a \sin(w(t - \frac{x}{v})) \dots (2.2)$, a je amplituda talasa, w - kružna frekvencija, v brzina prostiranja talasa. Argument $w(t - \frac{x}{v})$ naziva se faza. Vrednost funkcije u zavisi od izbora koordinate x i vremena. Ako u početku računanja vremena postoji neka početna faza γ , talas se može napisati u obliku:

$$u = a \sin\left[w\left(t - \frac{x}{v}\right) + \gamma\right] \dots 2.3$$

Sinusni talas kod koga su period T , amplituda a i početna faza stalni i nezavisni od vremena naziva se monohromatičan talas. Svetlost neće biti monochromatična ako se menja bilo koja od navedenih veličina. Matematičkom analizom se i ovako složeni slučajevi nemonochromatične svetlosti mogu svesti na proste, pri čemu se složeni tališi smatraju kao super pozicija monochromatičnih. Funkcija 2.2 je periodična po vremenu sa periodom T i po argumentu x . Ako rastojanju x dodamo priraštaj $\lambda = vt$, vrednost funkcije se ne menja.

$$u = a \sin\left[w\left(t - \frac{x+\lambda}{v}\right) + \gamma\right] \dots 2.4$$

Kada se radi o jednom talasu ili više talasa sa istom početnom fazom stavljamo $\gamma = 0$ pa se talas prikazuje:

$$u = a \sin \omega \left(t - \frac{x+\lambda}{v}\right) = a \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x+\lambda}{v}\right) \dots 2.5$$

UAM,

$$u = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{vt} - 1\right) = a \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v}\right) \dots 2.6$$

Rastojanje x , koje iznosi $\lambda = vt$ deli tačke koje se u datom trenutku nalaze u istoj fazi i naziva se talasna dužina λ . Iz relacije 2.6 uvedjenjem talasnog broja $K = \frac{2\pi}{\lambda}$ dobiva se uza sin ($wt - kx$).

Relacija za monohromatski talas pokazuje da se i njegova faza prenosi od jednog mesta do drugog. Stavljajući da je faza konstantna može se naći veza između položaja x i vremena t . $wt - kx = \text{const} \dots 2.7$

Ako ovu jednakost diferenciramo dobivamo da je brzina prestiranja faze jednaka $dx/dt = v$. Ona je za svetlosne talase ista za sve talase ma koje periode ali samo u vakuumu. Obično se uzima da konstantnost fazne brzine važi i za vazduh. U ostalim sredinama zavisi od talasne dužine. Elektromagnetski talas koji se prestire duž x -ose u sredini sa ϵ, μ može se predstaviti izrazom $E =$

$$E = \frac{q}{\sqrt{\epsilon}} \sin(wt - \frac{2\pi}{\lambda} x) ; H = \frac{q}{\sqrt{\mu}} \sin(wt - \frac{2\pi}{\lambda} x) \dots 2.10$$

Svetlosni talas predstavlja skup ova dva talasa u ravni-
ma koje su međusobno normalne. Vektori E i H nalaze se
u fazi, tj. istovremeno dostižu maksimume i minimume a
energija se prenosi duž x -ose. Prilikom prestiranja mo-
nochromatičnog talasa u određenom vremenskom trenutku
porenećaj se prenese do određenih tačaka koje se nalaze
na nekoj površini. Takva površina naziva se front talasa.
Sve tačke talasnog fronta imaju istu fazu. Ako je talasni
front neka ravna govoriti se o ravnom talasu. Međutim, re-
alni svetlosni izvori emituju svetlost na sve strane pa
se i porenećaji prenose na sve strane. Za vrlo male svet-
losne izvore i izotropnu okolnu sredinu može se dobiti
sverni talas.

$$H = \frac{q}{\lambda} \sin(wt - Kx) \dots 2.11$$

Često se umesto talasa upotrebljava izraz svetlosni zrak.
To je ustvari geometrijsko-fizička predstava pravca pre-
stiranja talasnog fronta. Zraci su normalni na frontu te-
lasa.

II Interferencija svetlosti

3. Koherentnost

Neka su date dve harmonijske oscilacije iste
periode i koje nastaju u istom pravcu.

$$u_1 = a_1 \sin(\omega t + \varphi_1) ; \quad u_2 = a_2 \sin(\omega t + \varphi_2) \dots 3.1$$

Njihovim slaganjem ponovo se dobija harmonijska oscilacija iste periode.

$$u = u_1 + u_2 = A \sin(\omega t + \varphi) \dots 3.2$$

Amplituda A i faza φ određuju se iz sledećih izraza:

$$A^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2); \quad \tan \varphi = \frac{a_1 \sin \varphi_1 + a_2 \sin \varphi_2}{a_1 \cos \varphi_1 + a_2 \cos \varphi_2} \dots 3.4$$

Znači, kvadrat amplitude rezultujuće oscilacije nije jednak zbiru kvadrata amplituda oscilacija koje se slazu. To znači, da energija rezultujuće oscilacije nije jednaka zbiru energija oscilacija koje se sabiraju. Kakav će se rezultat dobiti posle slaganja zavisi uglavnom od razlike $\varphi_1 - \varphi_2$ polaznih oscilacija, i može imati na koju vrednost u granicama od $A^2 = (a_1 - a_2)^2$ kada je $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi$ do $A^2 = (a_1 + a_2)^2$ kada je $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$. U praksi se skoro nikada ne javljaju čiste harmonijske oscilacije (oscilacije koje beskonačno traju sa nepromenjenom amplitudom). Najčešće se javljaju takve oscilacije koje s vremenom na vreme se gube da bi se ponovo pojavile sa nekom novom fazom. One nisu strege harmonijske i njihov rezultujući intenzitet se menja u toku vremena. Srednji intenzitet rezultujuće oscilacije u toku vremena iznosi:

$$\bar{A}^2 = \frac{1}{T} \int_0^T d\tau = (a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2) \cdot \frac{1}{T} \int_0^T \cos \varphi d\tau \dots 3.5$$

Ako fazna razlika $\psi = \varphi_1 - \varphi_2$ u toku vremena posmatranja T - ostaje nepromenjena, dobija se,

$$\bar{A}^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos \psi \text{ man } \bar{\psi} \neq \varphi_1 + \varphi_2 \dots 3.7$$

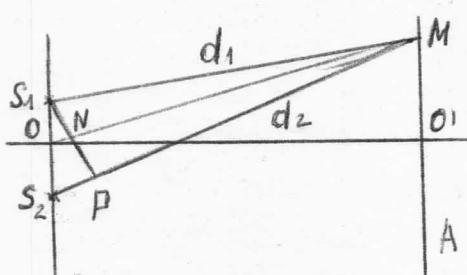
Ako se oscilacija slučajno prekine i ponovo pojavi fazna razlika ima haotični karakter. U toku vremena $\bar{\psi}$ dobija

mnogo puta sve vrednosti od $0 - 2\pi$. Usled toga će integral težiti nuli a $\bar{A}^2 = A_1^2 + A_2^2$, ogleđeno $\bar{J} = J_1 + J_2 \dots 3.8$. Na osnovu toga zaključujemo da se pri slaganju dve oscilacije iste periode mogu javiti dve slučaja.

1. Kada se razlika faza oscilacija održava nepromenjeno u toku vremena posmatranja , intenzitet rezultujuće oscilacije razlikuje se od zbiru intenziteta polaznih oscilacija. Takve oscilacije su koherentne.
2. Ako se razlika faza oscilacija haotično menja za vreme posmatranja, intenzitet rezultujuće oscilacije je jednak zbiru početnih intenziteta oscilacija. Oscilacije su nekoherentne. Prvi slučaj slaganja oscilacija pri kojem se ne vrši sumiranje intenziteta naziva se interferencija talasa.

4. Interferencija talasa

Da bi nastupila interferencija dva talasa neophodno je da oni budu koherentni. Osobina koherentnosti imaju monohromatski talasi. To su talasi stvorenici harmonijskim oscilacijama jednakih perioda. Ako su koherentni i mogu interferirati znači, da se u nekojoj tački u koju dolaze vrše harmonijska oscilovanja, a pravci oscilovanja se međusobno poklapaju. Fazna razlika talasa određuje rezultat interferencije u mestu posmatranja, a sama zavisi od početne fazne razlike talasa i razlike rastojanja od izvora svakog talasa do tačke posmatranja.



sl. 4.1

Iz izvora S_1 i S_2 sl. 1 polaze dva koherentna talasa sa istim amplitudama i izazivaju oscilovanje u tački M .

$$u_1 = a \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d_1}{\lambda} \right) \dots 4.1$$

$$u_2 = a \cos \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d_2}{\lambda} \right) - \varphi \right] \dots 4.2$$

Rastojanje $d_1 = NS_1$, $d_2 = NS_2$. Slaganjem ovih oscilacija dobiva se sledeći izraz:

$$U = U_1 + U_2 = 2a \cos\left(\pi \frac{d_2-d_1}{\lambda} + \frac{\varphi}{2}\right) \cos\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{d_2+d_1}{2\lambda}\right) - \frac{\varphi}{2}\right]$$

Amplituda u tački N iznosi: $A = 2a \cos\left(\pi \frac{d_2-d_1}{\lambda} + \frac{\varphi}{2}\right)$ a intenzitet:

$$I = 4a^2 \cos^2\left(\pi \frac{d_2-d_1}{\lambda} + \frac{\varphi}{2}\right) \dots 4.5$$

Razlika intenziteta u N zavisi samo od razlike rastojanja $d_2 - d_1$ jer je za koherentne talase faza φ konstantna. Razlika rastojanja se obično naziva putna razlika i zbog nje dva talasa ili dve oscilacije imaju u tački njihovog susreta faznu razliku iako su im početne faze bile jednake. Obeležimo tu faznu razliku koja nastaje zbog razlike puteva sa $\Psi = \varphi_1 - \varphi_2$, pa smo imati:

$$\Psi = 2\pi \frac{d_2-d_1}{\lambda} \dots 4.6$$

Ako putnu razliku izrazimo preko talasne dužine dobice se:

$$\Delta = d_2 - d_1 = m\lambda \dots 4.7$$

gde je m - ceo koji broj (ceo ili razlomak).

Snemom 4.7 u 4.6 imamo:

$$\Psi = 2\pi m \dots 4.8$$

Za $\Psi = 0$, intenzitet dva talasa koji interferiraju sa jednakim amplitudama biće:

$$I \sim A^2 = 4a^2 \cos^2 \pi \frac{d_2-d_1}{\lambda} = 4a^2 \cos^2 m\pi \dots 4.9$$

Ako je m - ceo broj imamo poklapanje po fazi i intenzitet iznosi $4a^2$. Ako je m poluceli broj, faze su suprotne i intenzitet je jednak nuli. Ako amplitude nisu jednake za intenzitet dobivamo:

$$I \sim A^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos 2\pi m = (a_1 + a_2)^2 - 4a_1 a_2 \sin^2 m\pi \dots 4.10$$

Celim vrednostima m odgovaraće maksimumi: $A^2 = (a_1 + a_2)^2$, a polucelim vrednostima minimumi $A^2 = (a_1 - a_2)^2$.

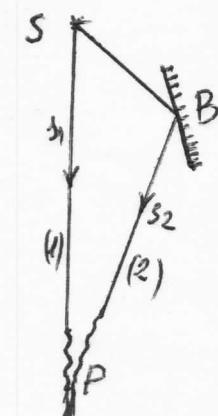
Maksimalni intenzitet dobije se u pravcu $0-0'$. Ovakva raspodela intenziteta važi za slučaj dva talasa čija je početna fazna razlika jednaka nuli.

5. Opšti oblik interferencije svetlosti

Trajni efekti interferencije se mogu javiti samo kod koherentne svetlosti. Strogo uzevši koherentna svetlost se može dobiti samo zračenjem jednog atoma.

U makroskopskim razmerama može se dobiti i od grupe atoma ako su ovi zbijeni t.j. nalaze se na vrlo bliskom rastojanju koje je vrlo malo u poređenju sa talasnom dužinom. Takvi atomi nisu nezavisni. Ako svetlost dolazi sa dva nezavisna izvora nema koherencije pa je teško zapaziti interferenciju.

Za ostvarenje interferencije u praksi se uzine jeden izvor koherentne svetlosti koja se razdvaja na dva dela. Ovi delovi se ponovo spajaju kad prediju različite puteve. Označimo izvor svetlosti sa S sl. 5.1 od koga polaze dva koherentna zraka koja idu različitim putevima i spajaju se u tački P. Jeden od njih dolazi direktno u tu tačku dok drugi dolazi posle odbijanja od neke ravne površine.



SL. 5.1

Pošto se radi o koherentnoj svetlosti pri polasku iz S oba zraka su u fazi. Međutim, u tački P zraci će se naći sa izvećom faznom raslikom usled raslike u predjelim putevima i promene faze zbog refleksije. Ovo može uticati na pojavu interferencije. Dužina puta SP iznosi s_1 , a s_2 je dužina puta $SBRP$. Raslika puteva $s_2 - s_1 = \Delta$ određuje faznu rasliku među zracima u tački P. U ovoj tački će se takođe maksimalno pojavljivati ako je raslika puta jednaka parnom broju polovina talasnih dužina.

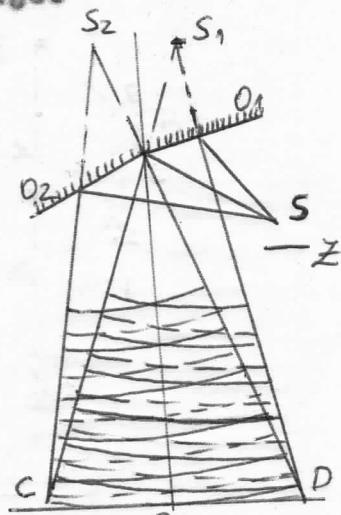
- 11 -

$$\Delta_{\max} = m\lambda ; \quad \Delta_{\min} = (2m+1) \frac{\lambda}{2} \dots 5.1$$

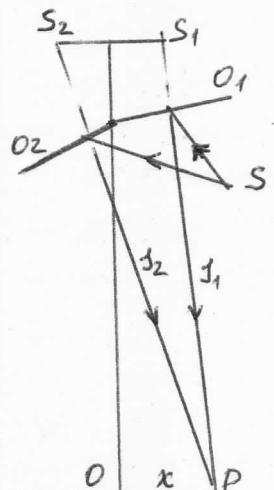
λ - je telesna dužina, m - bilo koji ceo broj.

6. Fresnelov ogled interferencije svetlosti pomoću ogledala

Poznato je da se može dobiti interferenciju svetlosti koju je Fresnel ostvario pomoću dva ogledala koja se nalaze pod uglom nešto manjim od 180° . Ispred njih se nalazi izvor svetlosti S koji emituje monohromatsku svetlost. Talasi koji dolaze iz izvora S , padaju na ogledala, odbijaju se od njih i dalje nastavljaju da se mire po sferama kao da dolaze iz tačaka S_1 i S_2 iza ogledala sl. 6.1. Pošto zraci dolaze iz jednog izvora oni će biti koherenti posle odbijanja. A to je uslov za nastajanje interferencije.



sl. 6.1



sl. 6.2

Označimo bregove svernih talasa sa puno izvučenim linijama a dolje sa isprekidanim linijama. Između zeklona i ogledala superponiraju se svetlost iz S₁ i S₂ pa će tu postojati uslovi za interferenciju. Tamo gde se sekut dva brega talasa nastaje maksimalno pojačavanje svetlosti, dok maksimalno slabljenje nastaje na mestima gde se sekut

breg i dolja. Ako se postavi zaklon na određenom rastojanju mogu se videti svetle i tamne pruge čija se pojava objašnjava navedenom interferencijom. Posmatrajmo istu sliku samo malo uprošćenu. Dva zraka polaze iz izvora S, padaju na ogledala odbijaju se od njih i sastaju u nekoj tački P sl. 6.2. Ako se može smatrati da ovi zraci dolaze iz S_1 i S_2 , onda je dužina S_1P i S_2P jednake s_1 i s_2 . Rastojanje između s_1 i s_2 iznosi d. Iz središnje tačke rastojanja d povlačimo normalu a de nule, a kroz P paralelu sa d. Pošto je ugao $\Delta\gamma$ vrlo mali aproksimativno se može staviti $s_1 + s_2 = 2a$. Putna razlika je onda:

$$\Delta = s_2 - s_1 = \frac{d \cdot x}{a} \dots 6.1$$

x - je rastojanje tačke P od O. Za maksimalne slabljenje dobija se relacija:

$$\Delta_{\min} = \frac{d \cdot x}{a} = (2m+1) \frac{\lambda}{2} \dots 6.2$$

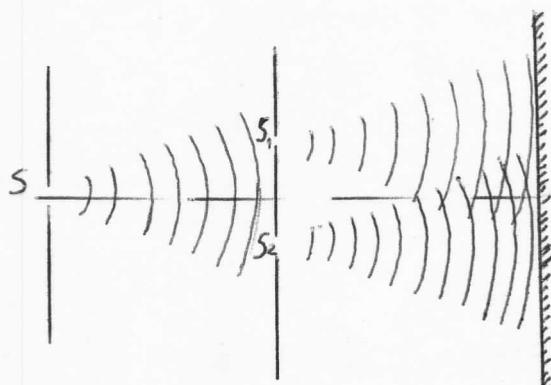
Ovaj izraz odgovara tamnim prugama na zelenou. Za rezne vrednosti m dobivaju se odgovarajuće vrednosti x, koje predstavljaju rastojanja tamnih pruga od tačke O. Rastojanje između tamnih pruga može se izmeriti. Ako ga obeležimo sa Δx onda one iznosi: $\Delta x = \lambda \frac{a}{d} \dots 6.3$

Odavde se može izračunati talasna dužina upotrebljene svetlosti. Slični efekti interferencije mogu se ostvariti i pomoću dvostrukih prizma.

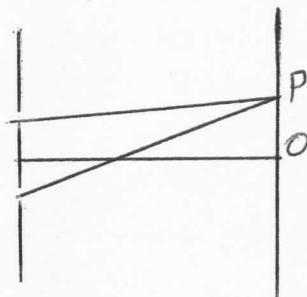
7. Jungov ogled interferencije

Jungova metoda za ostvarenje interferencije, principijelno se razlikuje od Frenelove metode ali je njen istorijski značaj od ogromne važnosti. On je prvi u jasanom obliku ustancio princip sleganja amplituda objašnjavajući pojavu interferencije. Ovaj eksperiment ujedno predstavlja najčigledniji prikaz talasne teorije svetlosti. Svetlost koja se pojavljuje kroz dva razdvojena prereza interferira slično kao dva talasa koji se presecaju na vodi.

Svetlost iz prezeza S pada na druga dva prezeza S_1 i S_2 gde u sledu difrakcije (vidi dalje) skreće od prvobitnog pravca tako da se oba talasa prekrivaju stvarajući interferenciju.



sl. 7.1



sl. 7.2

Pojava interferencije se može objasniti Hajgensovim principom. Svaka pukotina se može smatrati izvorom sekundarnih talasa. Na mestimaiza zaklona će postojati uslovi za interferenciju svetlosti, tako da će u tačkama gde su sekundarni talasi u fazi doći do pojačavanja a u tačkama sa suprotnom fazom do slabljenja svetlosti. Pojevu interferencije čemo podešanije prikazati linijskim predstavljanjem svetlosnih talasa. sl. 7.2. Sa dva bliska otvora na zeklon pada paralelan snop svetlosti. Svetlost u otvorima je u fazi, a iz otvora zraci idu divergentno na sve strane. Posmatraćemo bilo koja dva zraka koji polaze iz dva otvora a padaju u istu tačku P na zeklonu. Razlika optičkih puteva s_1 i s_2 uslovjava pojačavanje ili slabljenje svetlosti u tački P. Za razne položaje tačke P duž zeklona ovi uslovi se nizmernično menjaju pa se javljaju nizmernično svetle i temne interferentne pruge.

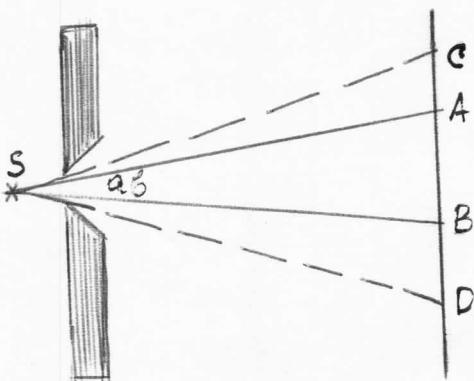
III. Difrakcija

8. Princip Hajgense - Frenela

Pojava savijanja talasa iza prepreke naziva se difrakcija. Sa stanovišta geometrijske optike difrakcija bi označavala prodiranje svetlosti u oblast geometrijske senke. Na sl. 8.1 dat je tačkasti izvor S čija svetlost pada na neprovidni zastor sa malim otverom ab. Ako se svetlost prestire pravolinijski onda bi na drugom zakuonu trebalo da se prestire samo do tačaka A i B. Međutim, ako je otvor dovoljno mali (reda 0,2 mm) svetlost se iza zakuona sve više širi, a pri vrlo usanim otvorima prestire skoro u svim pravcima. Pri tom se mogu javiti i efekti interferencije. Tako se pri prolazu svetlosti kroz uzane otvore zapaža otstupanje od pravolinijskog prestiranja koje se naziva difrakcija. Oblici difrakcije se mogu javiti i pri nailasku svetlosti na mala tala različitih oblika.

Pojava difrakcije talasa se dosta dobro objašnjuju pomoću Hajgensovog principa prema kome, svaka tačka talesnog fronta može da se smatra izvorom novih sekundarnih talasa koji se šire u svim pravcima. Oblik talesnog fronta u nekom docnjem trenutku nalazi se konstrukcijom obvajnice na sekundarne talase.

Dat u ovakovom obliku Hajgensov princip ne daje nikakav zaključak o amplitudi i intenzitetu rasprostranjenih talasa. Frenel je otklonio ovaj nedostatak dajući mu fizički smisao, dopunivši ga idejom o interferenciji talasa.



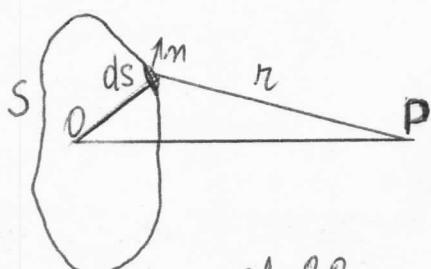
SL. 8.1

Prema njemu obvojna površina elementarnih talasa ne pokazuje samo oblik talasa nego je to površina na kojoj će zbog uzajamne interferencije elementarnih talasa rezultujući talas imati neki intenzitet.

Pomoću ovako modificiranog Hajgensovog principa rešena je pojava difrakcije svetlosti, pitanje granice primenljivosti zakona o pravolinijskom prestiranju svetlosti itd.

Ako hodimo da dobijemo intenzitet rezultujućeg talasa, izvor svetlosti O, iz koga dolazi svetlost u tačku P okruženo zatvorenom zamišljenom površinom S sl. 8.1.

Svaki element dS ove površine se može smatrati kao sekundarni izvor svetlosti. Drugim rečima, zračenje svakog elementa dS zamišljamo kao sferni talas koji u tačku P donosi oscilovanje.



sl. 8.2

Slaganjem ovih talasa dobija se rezultujući talas čija je amplituda rezultat slaganja svih talasa sa celokupne površine S. Sekundarni talasi imaju najveću amplitudu u smjeru prestiranja talasa. Sa otstupanjem od tog smjera amplituda opada a u suprotnom smjeru jednaka je nuli. Ne postoje sekundarni talasi koji se kreću unazad nasuprot prestiranju talasa. Na ovaj način se dopunjuje Hajgensov princip koji ništa ne kaže da li se sa podjednakom amplitudom šire sekundarni talasi u svim pravcima.

Možemo da odredimo energiju koja putem talasa stiže u P od celokupne površine S preko direktnog rađanja P od O, ali u ovom slučaju to nije moguće, pošto talasi dolaze od ograničenog dela površine S. Zato se izras difrakcija odnosi na probleme gde se radi o rezultan-tnom efektu preizvedenom od ograničenog dela talasnog fronta.

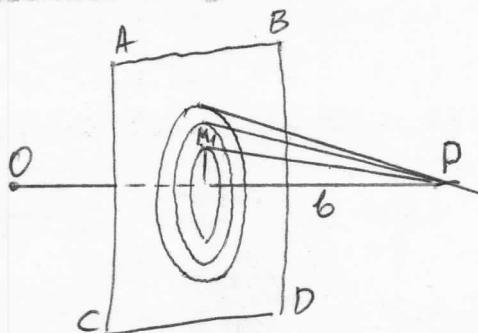
Pomoćni izvori su koherentni pa je moguća interferencija sekundarnih talasa. Površina S se određuje sasvim preizvoljno. Može se poklapati sa tlačnim frontom koji ide iz O pa svi pomoći izvori imaju istu fazu.

Ako se između izvora O i tačke P nalazi neki neprovidni zaklon sa otvorom, površina S se može usetiti tako da se poklapa sa površinom zaklona, a otvor na njemu pokriva preizvoljno. Amplituda pomoćnih izvora na površini ekran biće jednake nuli, dok će na površini koja prolazi kroz otvor ekranu biti maksimalne. Izračunavši rezultate interferencije elementarnih koji dolaze sa pomoćnih izvora, nalazimo vrednost amplitude u tački P, bolje reči određujemo intenzitet i prostiranje svetlosti. Tako se po metodi Hajgensa-Frenela dobiva pravilno rešenje raspodele intenziteta svetlosti bilo da se ona slobodno prostire (pravolinijski) bilo da postoji neki ekran usled koga nastaje difrakcija.

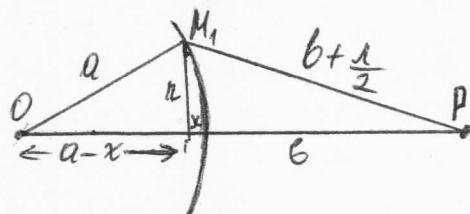
9. Frenelove zone

Jedan od važnih primera za analizu efekata difrakcije sfernog talasa većeg prečnika jesu Frenelove zone.

Dat je sferni talas koji polazi iz izvora O a posmatramo ga u P. Kao pomoćna površina može da posluži



sl. 9.1



sl. 9.2

površina tlačnog fronta koji ide iz O a to je površina

sfera sa centrom u O. Sekundarni talasi sa ove površine biće u fazi, ali u P stižu sa različitim fazama jer prelaze različita rastojanja. Površinu S ćemo izdeliti u zone takvih razmera da se rastojanja izmedju zona i tačke P razlikuju za $\lambda/2$. sl. 9.2.

Mogu se lako naći i razmere ovako dobijenih zona. Za prvu zonu imaćemo $r = a^2 - (a-x)^2 = (a + \frac{1}{2})^2 - (a+x)^2 \dots (9.1)$ S obziren da je λ - vrlo malo u odnosu na a ili b,

$$x = \frac{b}{a+b} \cdot \frac{1}{2} \dots (9.2)$$

Znajući x možemo odrediti površinu sfernog segmenta prve zone.

$$2\pi ax = 2\pi a \frac{b}{a+b} \cdot \frac{1}{2} = \frac{\pi ab}{a+b} \lambda \dots (9.3)$$

Istu površinu imade druga zona, treća, četvrta itd. Dejstvo pojedinih zona na posmatranu tačku P opada sa povećanjem ugla γ izmedju normala na površinu zone i pravca prema P. U tački P amplitude sa raznih zona neće biti jednake zbog različitog rastojanja ovih od P, kao i različitog ugla pod kojim se emituju sekundarni zraci. Neka je A_1 amplituda svetlosti sa prve zone, A_2 sa druge itd. Usled promene faze sve amplitude sa parnim indeksima imaju jednak smer, a sve amplitude sa neparnim indeksima imaju suprotan smer. Rezultujuća amplituda u tački P iznosiće

$$R = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots + A_{2n-1} - A_{2n} + \dots (9.4)$$

Ako se približno uzme da je svaka amplituda jednaka srednjoj vrednosti amplituda od zone ispred iiza nje izraz (9.4) može se napisati:

$$R = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots (9.5)$$

Svi članovi u zagredama jednaki su nuli, pa je

$$R = \frac{A_1}{2} + \frac{A_2 n - 1}{2} = A_2 n \quad \text{za parni broj članova i}$$

$$R = \frac{A_1}{2} + \frac{A_2 n + 1}{2} \quad \text{za neparni broj članova.}$$

Kad izmedju izvora i tačke posmatranja nema nikakvih prepreka može se staviti $R \approx \frac{A_1}{2} \dots (9.8)$

Dakle amplituda u nekoj tački P , pri slobodnom prestiranju svetlosti u svim pravcima približno je jednaka polovini amplitude koju bi dala samo prva Freneleva zona. Dejstvo celog talasa svodi se na dejstvo njegovog maleg dela, manjeg od centralne zone. Na taj način, prestiranje svetlosti od 0 prema P vrši se tako kao da svetlosni fluks ide duž nekog uskog kanala, pravolinijski.

Ako monohromatski talas pada na neki zaklon sa otvorom O , onda sekundarni talasi dolaze u tačku posmatranja P koja se nalazi na nekom rastojanju od zaklona samo od površine kružnog otvora. U zavisnosti od veličine otvora u njega će ulaziti veći ili manji broj zona. Od broja zона koje obuhvata kružni otvor zavisiće intenzitet svetlosti na drugom zaklonu postavljenom u P . Amplituda u tački P zavisiće od veličine prečnika kružnog otvora, talasne dužine i rastojanje P od otvora. Dejstvo u tački P biće najveće kada dimenzija otvora odgovara veličini jedne zone.

Ako svetlost pada na neki mali neprevidni predmet takodje se zapažaju pojave difrakcije. Može to da bude mala nepredviđena ploča kružnog oblika koji će zaklanjati izvestan broj centralnih zона. Efekti difrakcije se zapažaju i kada se na put svetlosnih zraka stavi neki veći zaklon sa četrim ivicama.

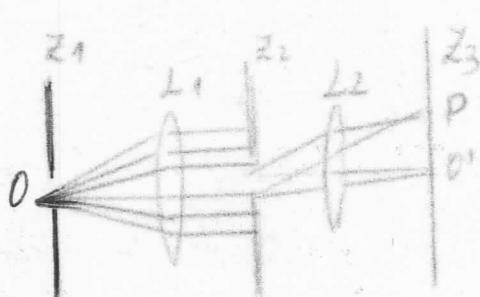
10. Fraunhoferova difrakcija na pukotini

Fraunhofer je pojave difrakcije posmatrao pomoću durbina koji je bio podešen na beskonacnost. To je i razum-

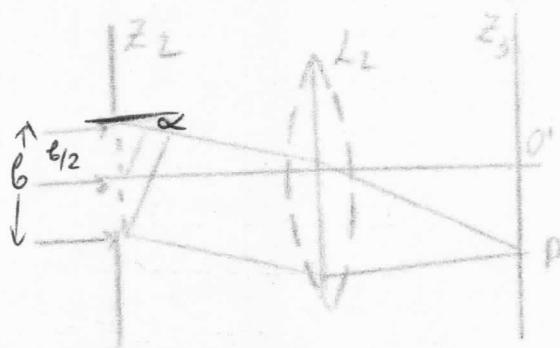
Ijive ako se ima u vidu da kod Fraunhoferovih slučajeva difrakcije zaklon treba da je dovoljno udaljen od izvora i pukotine, tako da se svi zraci od pukotine do izvora smatraju paralelnim. Od Fresneove difrakcije razlikuje se samo po načinu posmatranja pareva išče po svem esnovnom principu bitno se ne menja.

Ovakvo posmatranje omogućilo je dobivanje boljih efekata, a teorijska objašnjenja bila su mnogo jednostavnija.

Za posmatranje Fraunhoferove difrakcije obično se koristi uredaj kao na slici 10.1. Iz monochromatskog izvora O svetlost pada na pukotinu u zaklenu Z_1 iza koja se nalazi sabirno sočivo. One je postavljeno tako da se zaklen Z_1 nalazi u njegovoj šižnoj ravni. Posle prelamanja zraka kroz sočivo dobiva se paralelan snop zraka koji pada na drugi zaklen Z_2 sa pukotinom na kojoj se vrši difrakcija svetlosti. Na nju padaju paralelni zraci pa su sekundarni talasi u ravni pukotine u fazi. Iza zaklona Z_2 nalazi se sabirno sočivo koje daje difrakcionu sliku na ekranu, tj. daje smanjeni lik slike koja bi se pojavila u beskonačnosti. Na ekranu koji se nalazi u drugoj šižnoj ravni sočiva L_2 , dobiva se difrakciona slika sastavljena



sl. 10.1



sl. 10.2

od velikog broja svetlih i tamnih pruga. Najveći intenzitet ima centralna svetla pruga dok ostale sve manji. U slučaju da se koristi laserska svetlost svičiva nisu potrebne (v. II deo). Posmatraćemo dva talasna niza koji od pukotine na zeklenu Z_2 padaju na ekran sl. 10.2. Oni polaze u fazi sa ravneg talasnog fronta ali do zeklona jedan od njih prelazi veće rastojanje pa se između njih javlja razlika rastojanja:

$\Delta = \frac{b}{2} \sin \alpha \dots (10.1)$, gde je b širina pukotine. Sva fazna razlika između sekundarnih talasa koji stižu u P potiče baš od ove putne razlike. Ugao α i putna razlika jednaki su nuli za one tačke na zeklenu koje leže na liniji O-O'. Na tej liniji sekundarni talasi dostiku se u fazi, njihove amplitude se sabiraju i centar difrakcione slike je svetao. Sa udaljavanjem od centra raste ugao α a takođe i putna razlika. Kada putna razlika bude jednaka polovini talasne dužine, sekundarni talasi sa dve pruge dostiku zeklon u suprotnim fazama i nastaje potpuna destruktivna interferencija.

Svetlost sa svakog elementa u gornjoj polovini pukotine biva poništena svetlošću sa odgovarajućeg elementa u donjoj polovini. Nulta amplituda odgovara pravcu kada je putna razlika perifernih elemenata

$$\frac{b}{2} \sin \alpha = \frac{\lambda}{2} \text{ odgošno } \sin \alpha = \frac{1}{b} \dots (10.2)$$

Sledeći minimumi odgovaraju pravcima:

$$\sin \alpha = \frac{2\lambda}{b}, \frac{3\lambda}{b}, \dots \frac{n\lambda}{b} \dots (10.3),$$

n - je ceo broj.

Na ovaj način smo utvrdili uglovne položaje linija nulte intenzivnosti. Za izračunavanje intenziteta u raznim pravcima treba napisati izraze za elementarne talase a zatim sabrati njihove dejstve. Tako se dobija izraz za rezultujući talas

$$u = A_0 \frac{\sin \left(\frac{bk \sin \alpha}{2} \right)}{\frac{bk \sin \alpha}{2}} \cos(wt - \frac{kb}{2} \sin \alpha) \dots (10.4)$$

A_0 -amplituda u pravcu $\alpha = 0$ koju smanjuje talas. Uzimajući približno da je $\sin \alpha \approx \alpha$ dobijamo:

$$A = A_0 \frac{\sin \frac{b\pi\alpha}{\lambda}}{\frac{b\pi\alpha}{\lambda}} \dots (10.5)$$

Znači, duž ekranu se menja osvetljenost sa promenom ugla α , prolazeći kroz maksimume i minimume.

$A = 0$ za sve uglove koji zadovoljavaju uslov

$\frac{b\pi}{\lambda} \sin \alpha = n\pi$, tj. za $\sin \alpha = \frac{n\lambda}{b}$. To je ustvari položaj minimuma koji je već nadjen prostim rezonovanjem.

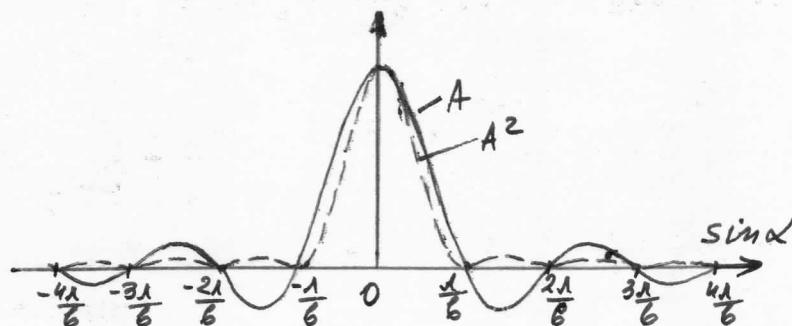
Najveći maksimum amplituda dostiže kada je

$\frac{b\pi}{\lambda} \sin \alpha = 0$, za $\alpha = 0$; sledeći je za $\frac{b\pi}{\lambda} \sin \alpha = 1,43\pi$ itd.

Intenzitet je сразмерan amplitudi na kvadrat sl. 10.3.

$$J_\alpha = J_0 \frac{\sin^2 \left(\frac{6\pi}{\lambda} \sin \alpha \right)}{\left(\frac{6\pi}{\lambda} \sin \alpha \right)^2} \dots 10.6$$

Intenzitet glavnog i sledećih maksimuma odnose se kao $1:0,045:0,016$ g, a njihov položaj zavisi umnogome od talasne duljine svetlosti.



slike 1.

Pri proučavanju svetlosti došlo je do zaključka da je ona dualističke prirode, tj. da pored talasne ima i korpuskularna svojstva (fotoefekat),

Vezu između talasa i korpuskula može se pretumačiti statistički, tako da kvadrat amplitude talasa koji određuje intenzitet talasa na nekom mestu predstavlja meru za verovatnoću da se na tom mestu nađe korpuskula. Pri prelaženju kroz pukotinu talas pretrpi difrakciju. Dr. rečima na zeklenu se debija difrakciona slika koja se sastoji iz glavnog maksimuma i sekundarnih maksimuma višeg reda. Pri prelazu kroz pukotinu većina fotona produžava da se kreće u istom pravcu (-ose), tako zadržava impule. Neki fotoni menjaju taj pravac i padaju u različite tačke na plasti sa verovatnoćom koja je data na sl. 10.4.

11. Fraunhoferova difrakcija na kružnom i pravougaonom otveru

Ako se umesto pukotine uzima mali otvor difrakciona slika će biti sastavljena od svetleg kruga koji je sivičen svetlim i tamnim koncentričnim prstenovima. Centralnoj svetloj pruzi kod pukotine odgovara svetac krug u čijem je centru najveći intenzitet svetlosti. To je glavni maksimum. Prvi tamni koncentrični krug odgovara minimumu. Sa udaljavanjem od centralnog kruga intenziteti maksimuma opadaju. Može se pokazati da ugaoni poluprečnik tamnih krugova približno iznosi:

$$\sin \alpha = \frac{m \cdot 0.61 \lambda}{r} \dots (11.1),$$

gde je r poluprečnik otvora a m -ceo broj. Ukolike je poluprečnik otvora veći utoliko je difrakcijsna slika manja.

Difrakcija na pravougaonom otveru se može ostvariti ako se pukotina ograniči, tj. ako joj dužina nije mnogo veća od širine. Difrakcijska slika se pojavljuje i u pravcu dužine pukotine, tako da se pravac savijenog snopa može odrediti pomoću dva ugla α i β sa prvebitnim

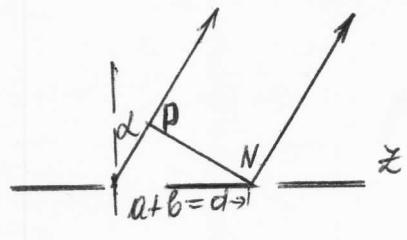
pravcem uzimaju se u ravнима koje prolaze kroz prvebitni pravac paralelno stranama pravougaonika a i b. Pravci koji odgovaraju minimumima intenziteta zadovoljavaju uglove $a \sin \alpha = m\lambda$, ili $b \sin \alpha = n\lambda$

12. Difrakcija na dvostrukoj pukotini

Pojava difrakcije može da se uobičai na dve paralelne pukotine koje se nalaze na nekom malom rastojanju a širina pukotine iznosi b. Tako je $a+b=d$ ukupna dužina pukotine. Ako su pukotine nađinjene u nekom zaključku Z, tako da su identične i paralelne oni deju jednake difrakcijske slike na ekranu koje naležu jedna na drugoj pa se maksimumi nešto pojačavaju.

Slika je sada složenija zbog uvezane interferencije talasa sa prve i druge pukotine.

Minimumi će biti na istim mestima kao i ranije jer pravac po kom ni jedna od pukotine ne emituje svetlost neće se dobiti ni u slučaju dva. Ali su ovde mogući pravci u kojima će se poništavati svetlosni talasi sa dve pukotine to su pravci koji odgovaraju putnoj razlici:



sl. 12.1

Prethodni minimumi pojačavaće dejstvo druge u pravčima koji se određuju iz uglova: $d \sin \alpha = \lambda, 2\lambda, \dots$ (12.3)

Ovim pravcima odgovaraju glavni max. Na taj način možemo napisati uslove za potpunu difrakcijsku sliku:
Prethodni minimumi $d \sin \alpha = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$
dopunski minimumi $d \sin \alpha = \frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2}, \dots$ 12.4
glavni maksimumi $d \sin \alpha = 0, \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$

$$MP=MN \sin \alpha = \frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2}, \dots; d \sin \alpha = \frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2} \dots \quad (12.2)$$

Dejstvo jedne pukotine pojačavaće dejstvo druge u pravčima koji se određuju iz uglova: $d \sin \alpha = \lambda, 2\lambda, \dots$ (12.3)

Ovim pravcima odgovaraju glavni max. Na taj način možemo napisati uslove za potpunu difrakcijsku sliku:

Prethodni minimumi $d \sin \alpha = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$

dopunski minimumi $d \sin \alpha = \frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2}, \dots$ 12.4

glavni maksimumi $d \sin \alpha = 0, \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$

13. Difrakcionala rešetka

Difrakcionala rešetka se sastoji iz velikog broja ekvidistantnih pukotina poredjanih paralelno jedne pored druge. Najčešće se rešetka gradi na staklenoj ploči. Na njoj se nađini veliki broj zareza tako da se među izmedju zareza ponašaju kao pukotine. Mogu se graditi i na uglaćanim metalnim površinama pri čemu se dobivaju refleksione rešetke. Fotografske ploče daju takodje dobre rešetke.

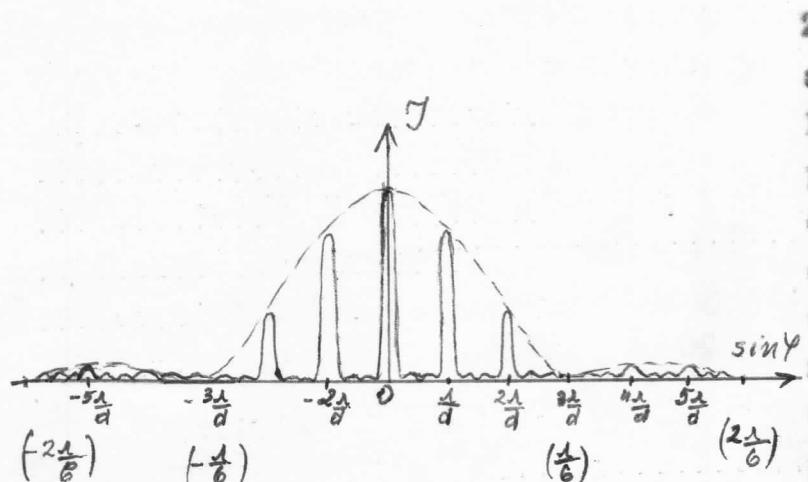
Videli smo da su difrakcionali maksimumi kod dve pukotine uši nego kod jednog. Sam toga javlja se i dopunski minimumi. Kad rešetke sa N pukotina izmedju dva glavna maksimuma nalaze se $(N-1)$ dopunskih minimuma određeni sekundarnim maksimumima. Ako širinu pukotine obeležimo sa b , a rastojanje izmedju susednih pukotina sa a , onda se veličina $d=a+b$ naziva perioda rešetke. Uslovi za difraciju na rešetki imaju oblik:

$$\text{renijski minimumi } \theta \sin \alpha = \frac{\lambda}{a}, \quad 2 \frac{\lambda}{a}, \quad 3 \frac{\lambda}{a},$$

$$\text{dopunski minimumi } d \sin \alpha = \frac{1}{N}, \quad \frac{2\lambda}{N} \dots -\frac{(N-1)\lambda}{N}, \frac{(N+1)\lambda}{N}, \dots$$

$$\text{glavni maksimumi } d \sin \alpha = 0, \quad 1, \quad 2, \dots$$

Sa povećanjem broja pukotina rasplinuti maksimumi se pretvaraju u oštре uske maksimume koji su razdvojeni tamnim intervalima, jer su sekundarni maksimumi veoma slabi. Resultujući efekti difracije koji potiču od pojedinih pukotina su sve manje izraženi dok preovlađuje skupni efekat koji u glavnom potiče od interferencije među talasima iz raznih pukotina. U svim razrezima svetlosni talasi biće u fazi, a iz svih pukotina obrazovaće se sekundarni talasi koji će idti u svim pravcima. Talasni front od ovih sekundarnih talasa odn. zraka će se obrazovati samo u određenim pravcima, u kojima su ispunjeni uslovi za interferenciju, tj. gde se sekundarni zraci pojačavaju na pravac P_0 .



Znači, svetlost se po prolasku kroz rešetku prestire samo u određenim pravcima, tako da prvi direktni pravac ima najveći intenzitet dok ostali sve manji sl. 4.

Sl. 1.

IV Polarizacija svetlosti

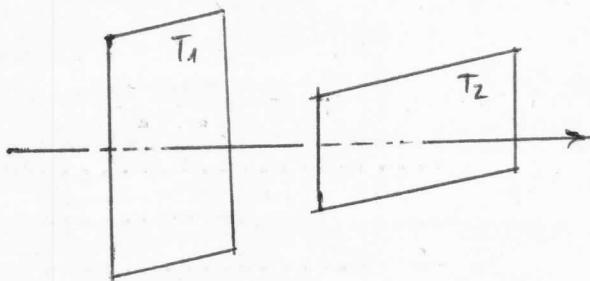
14. Dobivanje i osobine polarizovane svetlosti

Ako svetlost pokazuje prijentisana svojstva u pravcu koji je normalan na pravcu prestiranja kaže se da je ona polarizovana. Proces pomoću koga se obična svetlost prevedi u polarizovanu naziva se polarizacija. Ova pojava se objašnjava na taj način što se svetlosnom talasu pripisuje transverzalna priroda.

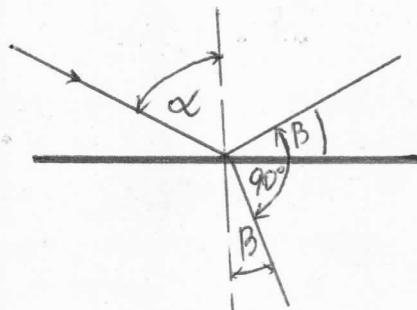
Videli smo da se promena jačine električnog polja E vrši pojavom promenljivog magnetnog polja H , koje je orijentisano normalno na vektor električnog polja E i obrnuto. Takvo promenljivo elektromagnetsko polje se prestire u prostoru brzinom svetlosti duž linije koja je normalna na vektor E i H . Pošto su vektori E i H normalni na pravcu prestiranja elektromagnetski talas je transverzalan. Vektorski proizvod $E \times H$ može biti preizvoljno orijentisan u odnosu na pravac prestiranja svetlosti.

Poznato je da se svetlost sastoji iz velikog broja elementarnih talasa koji su polarizovani zbog različite usmerenosti električnih oscilatora-atomu. Posmatrane statistički orijentacije atoma koji zrače su podjednako

rasporanjene u svim pravcima pa obična svetlost nije polarizovana. Ona će dobiti i u mikroskopskom pogledu osobine polarizovanog tlaša ako se nekim postupkom veći broj elementarnih tlaša orijentise u jednom pravcu. To se može postići prepuštanjem svetlosti kroz neke kristale, tj. kroz žurmalin sl. 14. 1. Izrele se ploča od kristala turmalina tako da joj je ravan paralelna sa njegovom osom i



SL 14.1



SL 14.2

pusti svetlost da normalno pada na nju. Obrtanjem ovog kristala oko pravca zraka ne primećuje se promena intenziteta. Međutim, ako se na put zraka stavi i druga ploča T_2 paralelno sa prvom intenzitet svetlosti će zavisiti od orijentacije ovi-h ploča. Najveći je kada su ose obe ploče paralelne a jednak nuli kada su upravne. Intenzitet je srazmeran s $\cos^2 d$.

Ako na uglađenu staklenu površinu pada snop svetlosti pod nekim uglom, on će se delimično odbijati a delimično prolaziti kroz staklo. Odbijeni i prelomljeni deo svetlosti su delimično polarizovani sl. 14.2. Polarisacija je najbolja kada odbijeni i prelomljeni zrak zahvataju ugao od 90° , tj. pri upadnom uglu koji zadovoljava uslov $\operatorname{tg} d = n_2/n_1 \dots 14.1$, gde su n_2 i n_1 indeksi prelamanja sredina. Izraz 14.1 predstavlja Bruserof zakon.

V. OPTIČKI KVANTNI GENERATORI

15. Spontano i prinudno zračenje

Spontani prelazi elektrona sa jednog energetskog nivoa na drugi mogu se ostvariti samo u jednom pravcu sa viših nivoa na niže. Prinudni prelazi imaju jednaku verovatnoću prelaza kako u jednom tako i u drugom smeru. U slučaju prelaska na viši energijski nivo atom apsorbuje upadni foton. Pri prinudnom prelazu se jednog od pobudjenih nivoa na neki niži nivo nastaje emitovanje fotona, koji ima isti pravac, istu fazu kao i upadni foton koji je proizveo ovo zračenje. Ovako usmereno zračenje naziva se prinudne ili stimulirane.

Pojam o spontanom i prinudnom zračenju u kvantnoj teoriji uveo je Einstein 1917 godine. Neime, on je uveo koeficijente A i B koji su po njemu dobili naziv Ajnštajnovi koeficijenti. Ovi koeficijenti karakterišu spontane i prinudne prelaze sistema sa jednog energetskog stanja na drugo. Ako se jedan od elektrona na kog atomskega sistema nalazi na pobudjenom nivou sa energijom E_i onda za takav elektron postoji edredjena verovatnoća A_{ij} spontanog prelaza na niže energetske stanje "j" energije E_j . Ova verovatnoća se najčešće računa na jedinicu vremena. Foton koji se onda emitiše ima energiju:

$$\hbar\nu = \omega t = E_i - E_j \dots (15.1)$$

Ako broj eksitovanih atoma označimo sa N_i , onda se energija emitovana u jedinici vremena, uslovljena spontanim prelazima, može napisati u obliku:

$$v^{\text{sp}} = N_i A_{ij} \omega t \dots (15.2)$$

Dejstvo spoljašnjeg elektromagnetskog zračenja može da izazove prinudne prelaze kako u jednom smeru tako i u drugom - odozgo na dole i obrnute. U ovom slučaju prelazi odozdo naviše vršiće se uz apsorpciju fotona. Prema Ajnštajnevem postupku označidemo se B_{ij} verovatnoću prinudnog prelaza sa nivosa i $\rightarrow j$, a sa B_{ji} verovatnoću

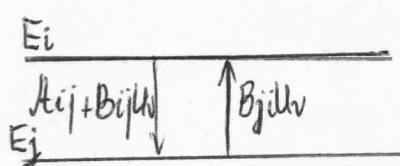
prelaza sa $j \rightarrow i$. Ako znamo da je broj prinudnih prelaza сразмерan i spektralnoj gustini zračenja U možemo napisati izraz za energiju zračenja i apsorbovanja koja je uslovljena prinudnim prelazima.

$$W_{\text{prin}} = N_i B_{ij} U_v \quad \dots (15.3)$$

$$W_{\text{aps}} = N_j B_{ji} U_v h c \quad \dots (15.4)$$

Za stanje termodinamičke ravnoteže dobijemo izraz:

$N_i A_{ij} + N_j B_{ji} U_v = B_{ji} U_v N_j \dots (15.5)$. Ovi prelazi se šematski mogu prikazati kao na slici (15.1), gde prave linije predstavljaju optičke prelaze među nivoima, dok krive linije pokazuju neoptičke prelaze. Uzimajući u obzir da atomi i emitovana svetlost kao celina predstavljaju zatvoren sistem a da je raspodela elektrona po energijama pri termodynamičkoj ravnoteži data Maksvelevom raspodelom:



sl. 15.1

$$N_i = C e^{-\frac{E_i}{KT}}, \quad N_j = C e^{-\frac{E_j}{KT}} \dots (15.6) \text{, dobiva se:}$$

$$A_{ij} e^{-\frac{E_i}{KT}} + U_v B_{ij} e^{-\frac{E_i}{KT}} = U_v B_{ji} e^{-\frac{E_j}{KT}} \quad : e^{-\frac{E_i}{KT}} \dots (15.7)$$

Odatle uporedjivanjem sa Planckovom formulom dobiva se izraz:

$$B_{ij} = B_{ji} = \frac{\pi c^3}{\omega^3 k} A_{ij} \dots (15.8)$$

Verojatnoće prinudnih prelaza bilo u jednom ili drugom smeru jednake su i proporcionalne koeficijentu spontanog prelaza A_{ij} . Odnosno za opisivanje zračenja atoma i molekula dovoljno je odrediti samo jedan od koeficijenata. Izrašunavanje verojatnoće prelaza i stanja sa energijom E_j u stanje E_i može se dobiti u opštem slučaju ako se prelaz s jednog nivea na drugi zameni slabim uzajamnim dejstvom, tako da se taj uticaj smatra kao perturbacija. Tako se može dobiti formula

za izračunavanje verovatnoće prelaza iz stanja E_j u stanje E_i u sledećem obliku: $W_{ij} = \frac{4\pi^2}{\hbar^2} |V_{ij}(w_{ij})|^2 \dots \quad (15.9)$.

Iz ovog izreza se vidi da je w_{ij} različita od 0 samo tada kada je $V_{ij}(w_{ij})$ matični elemenat perturbacije različit od 0. Dakle prelaz s nivea E_j na nivo E_i moguć je samo u tom slučaju kad je u spektru perturbacije sadržana frekvencija

$$w_{ij} = \frac{E_i - E_j}{\hbar^2}.$$

16. Osnovni principi rada lasera

Problem stimulisane radijacije razmatrao je Verber 1952 godine. Korишћenje prinudnog zračenja za usmeravanje elektromagnetskih talasa u mikrotalasnem opsegu predložili su američki naučnici Taunus i Weber, a nezavisno od njih i sovjetski naučnici Eosov i Prohoreov 1953 godine. Uredaj pomoću koga je ostvarena stimulisana radijacija u mikrotalasnem opsegu nazvan je MASER. Ovaj termin je sastavljen od početnih slova engleskih reči: Microwave amplification by stimulated emission of radiation - mikrotalasno pojačavanje stimuliranom emisijom zračenja. Ovakvi uredaji kod kojih su iskorišćeni kvantni prelazi izmedju diskretnih energetskih nivoa u atomima i molekulama nazivaju se kvantni generatori. 1960 godine Majman je konstruisao prvi analogni uredaj za rad u optičkom diapazonu. Ovaj optički maser služi za dobivanje paralelnog snopa svetlosti određene talasne dužine, tj. monohromatskog snopa svetlosti jakog intenziteta i naziva se LASER. Njegov naziv je sastavljen prema početnim slovima engleskih reči: Light amplification by stimulated emission of radiation - pojačavanje svetlosti stimuliranom emisijom zračenja. Videli smo da upadni foton može da izazove dva procesa u atomu, prelaz atoma iz stanja sa energijom E_i u E_j i prinudni prelaz atoma iz stanja E_j u stanje E_i . Da bi nastalo prinudno zračenje nužno je da budu ispunjeni uslovi inverzije naseljenosti tj. da broj atoma bude veći na višem nivou

nego na nižem. Ovaj uslov ustvari karakteriše neravnotežno stanje. Znači, jedan od potrebnih uslova za dejstvo kvantnog generatora je da se atomi nalaze u pobudjenom stanju. Drugim rečima treba izgraditi takav sistem u kome će se veći broj atoma nalaziti u višem stanju u odnosu na broj atoma koji se nalaze u nižem energetskom stanju. Atomi, bi trebalo da estanu u tako pobudjenom stanju duže nego što je vreme njihove spontane radijacije. Verovatnoća prelaza atoma iz pobudjenog u normalno stanje je najveća kada je promena orbitalnog kvantnog broja $\Delta l = \pm 1$, a promena unutrašnjeg kvantnog broja $\Delta j=0, \pm 1$. Atom će se nalaziti u pobudjenom stanju relativno duže od vremena spontanog zračenja (10^{-8} sek) ako se prvo pobudjeno stanje razlikuje od normalnog stanja za vrednosti $\Delta l \neq j$ koje su veće od navedenih promena. Znači za dejstvo kvantnog generatora potrebno je da se atomi nalaze u pobudjenom - metastabilnom stanju. Kada atom prelazi iz metastabilnog stanja u normalno stanje on zrači monohromatsku svetlost frekvencije:

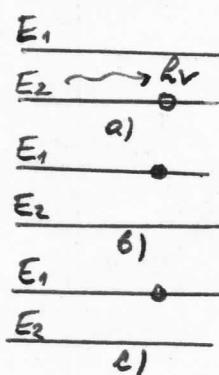
$$V_m = \frac{E_{ms} - E_1}{h} ; \quad hV_m = E_{ms} - E_1 \dots 16.1$$

E_1 je osnovno stanje, E_{ms} - metastabilno stanje. Za pobudjivanje metastabilnog stanja u atomu potrebno je utrošiti energiju $E_{ms} - E_1$. Verovatnoća da se to postigne upotrebom mikrotalasa ili monohromatskog zračenja je mala. Optičko pobudjivanje može biti ostvareno zračenjem toga tела u kome je izgradjeno stanje s inverzijom naseljenosti. Inverziju naseljenosti možemo ostvariti elektronskim udarom pri čemu dolazi do razmene energije među česticama. Brzina kojom se dešavaju ovi procesi određuje se brojem atoma u datom stanju i verovatnoćom prelaza u jedinici vremena za pojedina stanja datog atoma.

Za pobudjivanje metastabilnog stanja u atomima materije kod kvantnih generatora treba da se preizvede zračenja čija je frekvencija $V > V_m$, pa izraz za energiju zračenja glasi: $hV = h(V - V_m) + hV_m \dots (16.2)$

Prvi član energije na desnoj strani je energija koja se predaje kristalnoj rešetki materije, a drugi član predstavlja energiju koja služi za prevodjenje atoma. Upotrebljene materije u pobudjeno-metastabilno stanje. Jasno je da intenzitet zračenja zavisi od broja atoma koji su predviđeni u metastabilno stanje. Šematski ćemo proces stimulirane radijacije pretstaviti na sledeći način: horizontalne linije predstavljaju energetske nivoce E_1 i E_2 za elektrone u atomima. Telašaste linije predstavljaju upadni foton i emitovani foton $h\nu$.

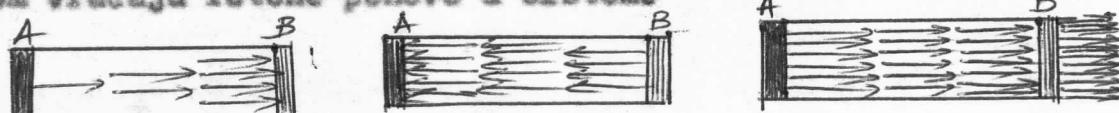
Slika 16.1 predstavlja atom koji je u osnovnom stanju pri



sl. 16.1

procesu apsorpcije, tj. kada se elektron nalazi na nižem nivou E_1 kad na njega pada foton $h\nu$. Ovaj foton odgovara kvantu $h\nu = E_2 - E_1$. Kad elektron primi ovu energiju prelazi na viši nivo E_2 sl. a₁. Atom postaje eksitovan. No, ovaj elektron ostaje vrlo kratko vreme na tom nivou E_2 (10^{-8} sec) sl. b,

a zatim spontano sam od sebe prelazi u osnovno stanje. Pri tom emisuje foton energije $h\nu$, koji može imati bilo koji pravac sl. b₁. Ako za vreme dok se elektron nalazi na višem nivou sa atomom stupi u interakciju foton energije $h\nu_{\text{em}} = E_{\text{no}} - E_1$ sl. c. Tako pored emisije upadnog fotona nastaje i emisija još jednog fotona iste energije sl. c₁. Ovako emitovanje foton ima isti pravac, istu fazu oscilovanja i istu polarizaciju ravan kao i upadni foton. Pošto emisija drugog fotona nastaje pod dejstvom prvog ona se naziva stimulisana emisija. Uslov za održavanje ovakve usmerene emisije je da broj fotona u eksitovanom stanju bude veći od broja atoma u osnovnom stanju. U praksi se ovo može da ostvari ako se ceo atomski sistem sa pogodnim nivoima smesti u šupljini rezonatora. To je prostor između dva paralelna ogledala koja refleksijom vraćaju fotonе ponovo u sistem.



sl. 16.2

Refleksne površine ogledala su okrenute jedna prema drugoj sl. 16.2. Kao ogledala mogu da služe i krajevi šipke A i B

koji su strogo paralelni i posrebreni. Površina A je posrebrena debljim slojem srebra a površina B tanjim, tako da je prozračnost površine B oko 10 %, a koeficijent odbijanja oko 90%. Na taj način omogućeno je da površina B propušta jedan deo svetlosti. Ako je rastojanje medju ogledalima umnožak celog broja talasne dužine svetlosti, medju njima se može obrazovati elektromagnetski stojedi talas. Praktično se može smatrati da se svetlosni talas odbija mnogo puta od oba ogledala. U takvim uslovima i na vrlo malom rastojanju verevativoda interakcije je veća pa postoji mogućnost za nastanak laserskog efekta sl.16.2.

Medju ogledalima se nalaze eksitovani atomi nekog tela koji imaju pedesne energetske nivoe a koji se pobudjuju nekim spoljnim faktorom. Ovi atomi spontano emituju kvante $h\nu = E_2 - E_1$ koji na svom putu mogu da izazovu stimulisane emisiju. Za progresivno povećanje broja stimulisanih radijacija potrebno je da se pravac primarnog fotona nalazi u pravcu zajedničke ose ogledala sl. b i c. Može se pokazati da obrazovanjem stimulisane emisije ima eksponentijalni karakter. Kvanti napustaju laser kroz manje posrebreni kraj šipke B. Tako nastali snop fotona ima istu fazu, isti pravac i istu polarizacionu ravnu odnosno predstavlja koherenti snop svetlosti. Tako dobijena svetlost može se dalje koristiti u razne svrhe.

17. Optički rezonateri

Dve odbojne površine okrenute jedna prema drugoj između kojih se nalazi aktivna materija čine optički rezonator. Odbojne površine mogu predstavljati ogledala različiteg oblike, ravna, sferna ili parabolična. Rastojanje između njih varira od nekoliko desetih delova milimetara (kod nekih poluprovedničkih OKG) pa do nekoliko metara kod nekih gasnih lasera. Obično je jedno od ogledala nepokretno dok se drugo može pomerati ali tako da uvek ostaje paralelno sa prvim ogledalom. Rezonator u znatnom stepenu određuje osnovna svojstva proizведенog zračenja:

monohromatičnost, koherentnost, polarizovanost i prodornost. Sam naziv rezonator pokazuje da inducirano zračenje prostirući se u suprotnim pravcima u vidu talasa, rezonira u njemu, obrazujući stojedi talas. Poznato je da je za obrazovanje stojedih talasa potrebno da rastojanje među ogledalima bude jednako celom broju polutalasa, tj. $z\lambda=2d \dots (17.1)$, gde je z - cee broj ili red interferencije, λ -talasna duljina, d -rastojanje među ogledalima. Gornji uslov rezonancije može biti ispunjen i za talase koji se prestiru pod određenim углом u odnosu na osu ogledala. $z\lambda = \frac{2d}{\cos\theta} \dots (17.2)$, i je ugao među pravcem prestiranja i ose ogledala. Uslov 17.1 predstavlja osnovni eksijalni modus. Ako je cev dugačka 1 m izlazi da osnovnom modusu odgovara promena frekvencije:

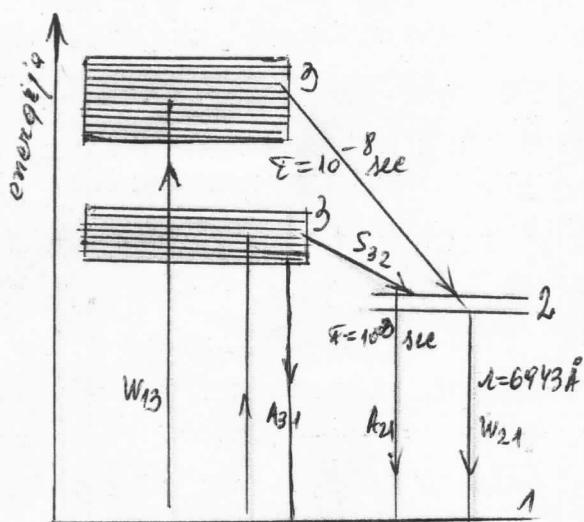
$$\Delta\nu = -\frac{c}{2d} = \frac{2 \cdot 10^8 \text{ msec}^{-1}}{2 \cdot 1 \text{ m}} = 1,5 \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1} = 150 \text{ MHz} \dots 17.3$$

Mod optičkog rezonatorsa se karakteriše određenom konfiguracijom polja na površini ogledala i određenim brojem polutalasa na dužini rezonatora. Skrećeno normalni tip oscilovanja nazivamo modom. Mod se označava sa TEM_{mnz} , gde su mn celi brojevi jednakim 0,1,2,3 ... i označavaju promenu znaka polja na površini ogledala dok je broj z jednak ukupnom broju polutalasa koji se nalaze na dužini rezonatora. Indeksi m i n nazivaju se poprečni a z uzdužni ili eksijalni indeksi. U saglasnosti s ovim mod se često karakteriše jednim indeksom m i n a raznim indeksom q nazivajući se poprečnim modehom. Rezonatoru se stveraju poprečne oscilacije. To je poslužilo za izvedjenje ovog naziva oscilovanja TEM-transverze-elektronskog magnetika. Slova m i n koja stoje pored TEM odnose se na broj promene pravca polja na površini ogledala.

18. Rubinski laser

Američki naučnik Nejman konstruisao je prvi OKG, (optički kvantni generator) u kome je kao aktivni element korišćen kristal crvenog rubina. Po hemijskom sastavu to je aluminijsumtricksid (Al_2O_3) koji sadrži izvesne primene hromicksida (Cr_2O_3). Atomi hroma služe kao aktivator i obično se kreću od 0,05 do 0,5% u sastavu rubina. Oni se

dovode u pobudjeno metastabilno stanje što omogućuje stimulisanje emisiju. Elektronska konfiguracija osnovnog stanja je $5d^3$. Usled uzajamnog dejstva izmedju jona kristalne rešetke Al_2O_3 i jona Cr_2O_3 osnovno stanje se cepe na niz nivoa sl. 18.1.



Sl. 18.1

magnetični kvantni broj m i 4. spinski kvantni broj s . Glavni kvantni broj određuje elektronsku grupu KLM, K, L, M, ... i pomoću njega se izražava velika osa orbite, tj. srednje rastojanje od jezgra. Orbitalni kvantni broj l određuje rotacioni momenat orbitalnog kretanja elektrona odnosno izražava ekscentricitet elektronske orbite. Može da ima sledeće vrednosti: $l = 0, 1, 2, 3 \dots (n - 1)$. Stanje sa brojem $l = 0$ naziva se s - stanje, zatim dolazi p - stanje sa $l = 1$, d stanje za $l = 2$ itd. Razne mogućnosti prostornih orijentacija orbita u spoljašnjem polju određene su magnetnim kvantnim brojem m , čije se vrednosti kreću: $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \pm l$. Sopstveni momenat količine kretanja određen je spinskim kvantnim brojem $s = \pm 1/2$ koji ukazuje na mogućnost dve orijentacije elektrona u odnosu na orbitalni momenat - paralelni i antiparalelni. Ovako prikazanim modelom uspešno je objašnjeno multiplitet spektara atoma u šta se mi nećemo upuštati.

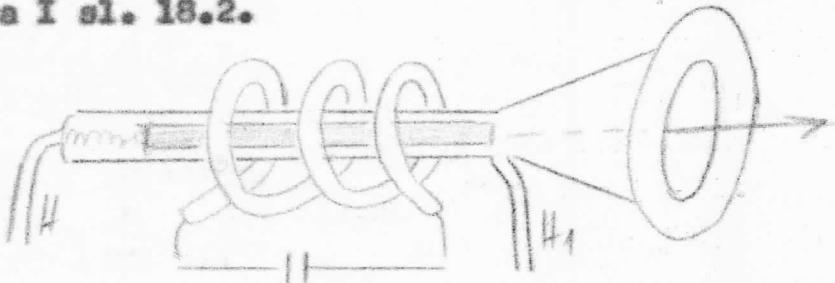
Svetlost koja se javlja usled laserskog efekta je linearne polarizovanog što zahteva da se krajevi rubinske čipke R iseku pod Brusterovim uglom prema osi čipke. Krajevi

Dva bliska stanja nivoa 2 nalaze se u metastabilnom stanju. Prelaz 2 - 1 određen je pravilima izbora. Dva široka nivoa 3 nalaze se u stanju s malim vremenom života, pri čemu je velika verovatnoća za spontani prelaz 3 - 2.

Kvantni brojevi koji određuju energetsko stanje atoma su:

1. glavni kvantni broj n , broj
2. orbitalni kvantni broj l , 3 .

Šipke posrebrene su na isti način kao što je prikazano u poglavlju 16. Šipka rubina smeštena je u staklenoj cevi tako da je njen manje posrebreni kraj okrenut prema otvoru cevi O. Kroz otvor izlazi snažan bljesak laserske svetlosti. Na njemu se nalaze i cevi za hladjenje koje se može vršiti vodom, tečnim azotom ili tečnim kiseonikom. Može raditi i na sobnoj temperaturi. Pražnjenje se vrši pomoću električnog izvera I sl. 18.2.



Uska spiralno uvijena staklena cev ima ulogu impulsne lampe. Ona obavija laser i u njoj se vrši pražnjenje kroz gas, tako da je njena svetlost fokusirana na laseru. Lampa vrši eksitovanje atoma. Zato se ovakvi uredjaji često nazivaju optičke pumpe. Ovaj laser radi u kratkim impulsima i zrači intenzivno crvenu svetlost.

Prelaz iz pobudjenog u osnovno stanje odvija se u dve etape. U prvoj etapi pobudjeni joni predaju deo svoje energije kristalnoj rešetki i prelaze u metastabilno stanje. Prelaz iz metastabilnog stanja u osnovno stanje određen je izbornim previlima. Pri tom srednji život jona u metastabilnom stanju iznosi 10^{-3} sekunde i prevazilazi vreme života u običnom pobudjenom stanju - 10^{-8} sekunde. U drugoj etapi joni iz pobudjenog stanja - metastabilnog stanja prelaze u osnovno pri čemu nastaje zračenje fotona talasne dužine $\lambda = 6,943 \text{ Å}$. Pod dejstvom fotona dugih talasa (pri prinudnom zračenju) prelaz jona hroma iz metastabilnog u osnovno stanje može se odvijati brže nego pri spontanom prelazu. Na slici 18.1 nivoi jona hroma koji se pobudjuju označeni su strelicom W_{13} . Vreme života nivea 3 je vrlo malo oko 10^{-8} sekunde. Za to vreme neki joni predaju spontano ispod nivoa 3 na osnovni nivo 1. Većina jona prelazi u metastabilno stanje 2. Verovatnoću prelaza na slici označili smo sa S_{32} i ona je mnogo veća od prelaza A_{31} . Spontani prelaz snetastabilnog nivea na osnovni

prikazan je strlicem A₂₁. Izrađeni foton može izazvati i spuštanje dopunskog fotona na slici označen kao prelaz W₂₁ koji u svom redu izaziva prinudno zračenje. Proces se nastavlja dalje i tako nastaje čitava kaskada fotona.

19. Gasni He - Ne laser

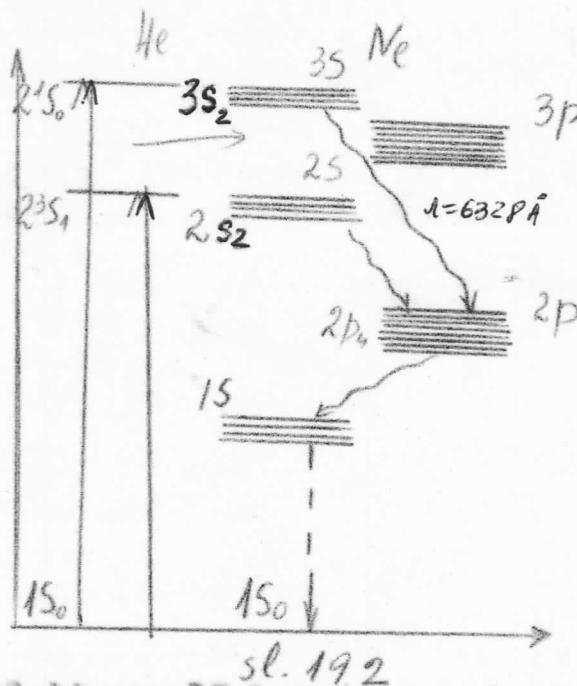
Laseri čiji su atonski sistemi gasovita tela nazivaju se gasni laseri. Prvi gasni laser bio je izradjen krajem 1960 godine u laboratoriji firme Bell Telefon. Kao atonski sistem koristi se smeđa gasova helijuma (He) i neon-a (Ne) u odnosu 10:1. Smeđa se nalazi u hermetički zatvorenoj i evakuisanoj staklenoj ili kvarcnoj cevi, dužine oko 1 m, a širine 1,5 cm. Helijum se nalazi pri pritisku od 1 mm Hg stuba, a neon pri pritisku 0,1 mm Hg. Na krajevima cevi unutar sistema stavljena su dva ogledala strogo paralelna. Za razliku od cevi staklena cev na krajevima može da se prešini a krajevi zatvore planparalelnim plastikama pod Brusterovim uglom radi odstranjenja refleksije. Od dva ogledala jedno se može učvrstiti za osovinu a drugo se posera pomoću mikronetarskog zavrtnja. Električno prajnjenje kroz gas u cevi vrši se pomoću generatera električnih oscilacija, frekvencije 20-30 M Hz. Za izvođenje ogleda kao monohromatski izvor svetlosti koristili smo He-neonski gasni, kontinuirani laser PL-5 koji se malo razlikuje od opisanog sl. 19.1.



Kao navedeni daje linearne polarizovanu svetlost, koherentnu sa talasnom dužinom $\lambda=6328 \text{ Å}$. Izlazna snaga mu je veća od 20 mW. Dobiveni svetlosni zrak je vertikalno polarizovan i njegov prečnik iznosi oko 3 mm. Sastoji se iz glave lasera i pobudjivača. U prvom delu se nalazi laserska cev i rezonator koji je sastavljen od dva sferna ogledala sa poluprečnicima krivine 8 m, na rastojanju 1,2 m. Ogledala su povezana sa sistemom za finu regulaciju orijentacije ogledala. Laserska glava je preko visokopenskog kabela povezana sa pobudjivačem. Preko katoda se

vrši pobudjivanje jednosmernom strujom. Početni impuls za stvaranje plazme daje automatski upravljen Teslin transformator.

Usled električnog pražnjenja u ovakvoj cevi atomi helijuma se podignu na prvi energetski nivo $2s$. Ovako pobudjeni atomi sudaraju se sa atomima neon-a kojima predaju energiju i vraćaju se ponovo u osnovne stanje. Ovde inverzija naseljenosti nastaje u rezultatu predaje energije atoma helijuma koji se nalazi u stanju 2^3S . Nivo helijuma 2^3S je metastabilan i prelaz u osnovno stanje je zabranjen. Međutim ovaj prelaz je ipak moguć dejstvom elektronskih udara. Tako se pri sudaru pobudjenih atoma He sa stanjem 2^3S i atoma Ne koji je u osnovnom stanju može vršiti predaja energije usled čega se pobudjuje i atom neon-a. Najviši nivo iz grupe $2s$ nalazi se niže od stanja 2^3S atoma helijuma slike 19.2.



sl. 19.2

Na slici su date niža pobudjena stanja atoma helijuma i neon-a. Elektronska konfiguracija nepobudjenog stanja helijuma je $1s^2$ a term osnovnog stanja $1\ 1S_0$. Za neš je važna pobudjena stanje koje odgovaraju prelazu jednog elektrona na orbitu (zonu) $2s$, tj. pobudjena stanja selektronskom konfiguracijom $1s2s$. Pri takvoj konfiguraciji ostatak se sastoji iz jednog elektrona $1s$ i na osnovu toga kvantni broj ostatka imao je: $S' = \frac{1}{2}$, $L' = 0$, $J' = \frac{1}{2}$. Tako je moguće jedno stanje ostatka $2^2S_{1/2}$ kvantni brojevi pobudjenog elektrona $2s$ imaju sledeće vrednosti: $n = 2$, $s = 1/2$, $l = 0$, $j = 1/2$. Po pravilu kvantne mehaničke slaganja momenata dobivaju se dve moguće kombinacije kvantnih brojeva: $S = 0$, $L = 0$, $J = 0$; $S = 1$, $L = 0$, $J = 1$. Ovakvim obrazovanjem konfiguraciji $1s2s$ odgovaraju dva pobudjena stanja atoma helijuma sa potpunim obeležavanjem

$$2s(2^2S_{1/2})^1S_0 \quad 2s(2^2S_{1/2})^3S_1$$

Na slici su data niža pobudjena stanja atoma helijuma i neon-a. Elektronska konfiguracija nepobudjenog stanja helijuma je $1s^2$ a term osnovnog stanja $1\ 1S_0$.

Za neš je važna pobudjena stanje koje odgovaraju prelazu jednog elektrona na orbitu (zonu) $2s$, tj. pobudjena stanja selektronskom konfiguracijom $1s2s$.

Pri takvoj konfiguraciji ostatak se sastoji iz jednog

Ova stanja se skraćeno označavaju kao $2S^1$ i 2^3S . Konfiguracija osnovnog stanja neon-a je $1s^2 2s^2 2p^6$, a njegov term za osnovno stanje je 1S_0 . I ovde posmatrano pobudjena stanja kod kojih jedan od elektrona prelazi na visoki s ili p sloj, tj. stanje sa konfiguracijom tipa $2p^5 ns$ ili $2p^5 np$. Atomski ostatak u ovom slučaju ima konfiguraciju p^5 , koja je ekvivalentna jednoelektronskom konfiguracijom s p - elektronom. Kvantni brojevi oстатка imaju sledeće vrednosti:

$$S' = 1/2, \ L' = 1, \ J' = 1/2 \text{ ili } S' = 1/2, \ J' = 3/2, \ L' = 1.$$

Znači oстатак atoma neon-a može egzistirati u dva stanja $2p^0 1/2$

i $2p^0 3/2$. Kvantni brojevi pobudjenog elektrona za stanje $2p^5 ns$ iznose $s=1/2, l=0, j=1/2$. Pošto se slaganje momenata vrši po Jl -vezu u slučaju neon-a konfiguracija $2p^5 ns$ odgovara četiri energetska prelaza. Na sličan način može se naći da konfiguraciji $2p^5 np$ odgovaraju 16 pobudjena stanja. Dakle atomi neon-a sa četiri nivoa $2s$ mogu dati prelaze na 10 nivoa $2p$ slika 19.2. Pri sudaru atoma helijuma u stanju $2s$ sa atomima neon-a predaje se energija neonu koja ga prevodi u stanja $2S$ i $3S$ na slici prikazana punom strelicom. Iz ovih stanja je dozvoljen prelaz zračenjem u stanje $2p$ kao i sledeći prelazi sa $2p$ na niže s nivoem. Na nivou $2s$ vreme života je oko 10^{-6} sekunde a na nivou $2p$ 10^{-8} sekunde. Prelazi sa $3s - 2p$ praćeni zračenjem dati su talasastim linijama dok je infracrveno zračenje $2s-2p$ obeleženo tačkastom strelicom. Ukoliko optički prelazi energije pobudjenja se atoma He na dati nivo Ne odsustvuju, nivoi $2p$ mogu biti manje naseljeni nego nivoi $2s$. Atomi Ne prelaze sa nivoa $2p$ u niže energetske stanje $1s$ usled čega nema nakupljanja atoma Ne u stanje $2p$.

Emitovani primarni foton koji se ne poklapa sa pravcem jedničke ose ogledala izlazi iz sistema bez odbijanja za razliku od fotona koji imaju pravac ose cevi i koji se odbijaju od ogledala i ponevno prolaze kroz sistem. Broj fotona će se višestrukim odbijanjem povećavati jer su faze i pravci stimulisano emitovanih fotona isti kao i upadnih. Kroz jedno ogledalo svetlost izlazi sa savršenom monohromatičnošću.

20. Primena lasera

Laser daje koherentnu svetlost koja se vrlo malo rasipa usled čega zadrijava veliki intenzitet i na daljinama

pa se može koristiti za detekciju na daljinama. Ako se laserska svetlost fokusira pomoću sočiva u žili se koncentriše velika količina energije temperature i do 8000°C . Ova mogućnost dozvoljava upotrebu laserske svetlosti za sešenje najtvrdjih teškotopljivih metala. Koncentracija energije u žili čija je površina veoma mala dovodi do topljenja i isparavanja materijala koji se tu nadje. Takva koncentracija se može postići i na rastojanjima od nekoliko stotina km što omogućava njegovu primenu u ratne svrhe. Uski laserski snop služi u mikrohirurgiji za uništavanje oboljelih površina, a da se pri tom ne ošteti okolna sredina, može da zaseni hirurški nož a da ne izazove krvarenje. Laserski snop poslat sa zemlje na mesec površine prečnika 1 cm, toliko se malo rasipao da mu je prečnik na mesecu iznosio svega 10 km. Ako bi se pri istim uslovima posao snop svetlosti iz nekog običnog projekatora prečnik osvetljene površine iznosio bi oko 40 hiljade km. Laserom je omogućeno da se od spontane i nekontrolisane emisije svetlosti predje na stimuliranu emisiju koja se vrši po našoj želji slično emisiji radiotalasa pomoću antene. Laser emituje svetlost na tačno određenoj talasnoj dužini, usled čega na toj dužini prevazilazi intenzitet sunčeve svetlosti.

Pojava da se u procesu stimulisane radijacije od jednog kvanta obrazuje čitava lavina fotona sa istim smerom kretanja može se iskoristiti za dobivanje ogromnih pojačanja kao i u elektronici. Sam toga svetlost iz jednog lasera može se propustiti kroz drugi pa se emisija još više pojačava. Danas su već konstruisani tzv. telemetri sa laserskim snopom na principu radara, pomoću kojih se mogu meriti velika rastojanja za geodetske svrhe, a takođe i međuplanetarna rastojanja. Ako dva laserska zraka različitih talasnih dužina interferiraju mogu se dobiti mikrotalasi koji se u elektronici nisu mogli dobiti. Preko ispitivanja mikrotalasa utvrđeno je da molekule imaju neke određene sopstvene frekvencije koje ne zavise od spoljašnjeg uticaja. Ovake određene frekvencije omogućuju automatsko precizno kontrolisanje frekvencije elektronskih oscilatora.

Isto tako sve primene interferencije, difrakcije i polarizacije mnogo su efikasnije ako se koristi laserska svetlost, zbog strege koherencnosti i monohromatičnosti te svetlosti.

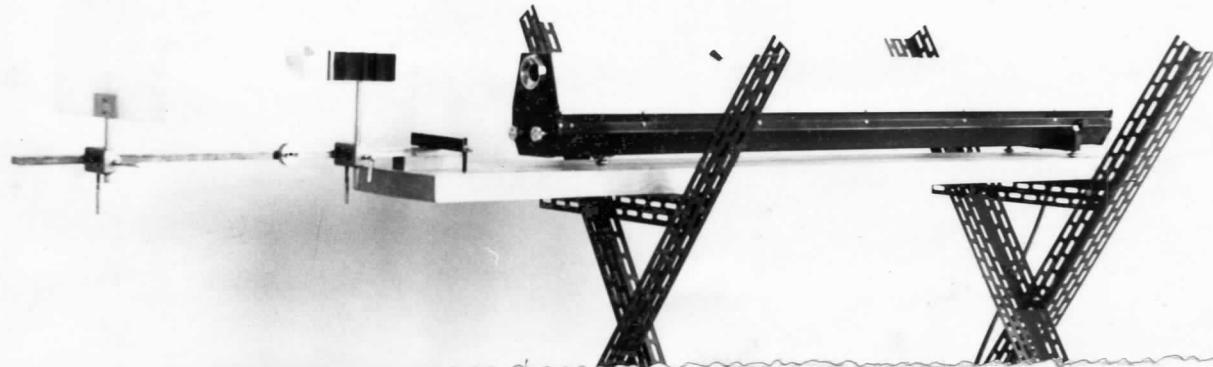
EKSPERIMENTALNI DEO

VI. Interferencija

21. Interferencija pomoću Frenelovih ogledala

Za dobivanje i posmatranja interferencije svetlosti pomoću Frenelovih ogledala kao monohromatski izvor svetlosti korišćen je He-Ne gasni laser. PL-5 naveden u poglavlju 19.

Svetlost proizvedena laserom propušta se najpre kroz rasipno sočivo šiine duljine $f = -5$ cm, usled čega dobiveni snop divergira. Tako divergirajući snop svetlosti pada na Frenelova ogledala koja se nalaze na rastojanju 50 cm od lasera. To su dva ravna dosta dobro uglačana metalna ogledala postavljena na jednom stativu, sa kojim se nalaze na optičkoj klupi sl. 21.1, pod malim углом u odnosu na osu ogledala. Zaklon za posmatranje nalazi se na rastojanju 2,5 m od lasera.



sl. 21.1

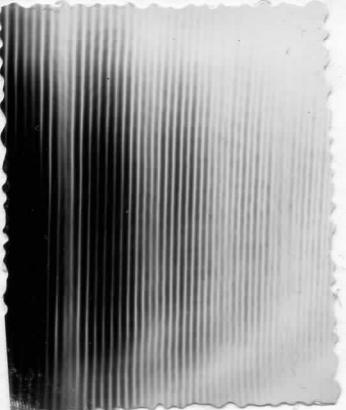
Ceo sistem se podeši tako da snop svetlosti pogodi površine oba ogledala i odbijajući se od njih padne na ekran (zaklon) sa nekom putnom razlikom (v. I deo).

Na zaklonu se onda jasno vide dva odvojena dela svetlosti nastala odbijanjem ove od ogledala. Takođe se vidi i treći deo prvebitnog upadnog snopa svetlosti. To je onaj deo koji je prošao pored ogledala ne odbijajući se.

Smanjivanjem ugla između ravnih ogledala dva odvojena dela svetlosti nastala odbijanjem od ogledala približavaju se i u jednom trenutku pri odredjenom uglu između ogledala spajaju. Tom prilikom između njih nastaje interferencija čiji se oblik na ekranu pojavljuje u vidu svetlih i tamnih pruga. Ova interferencijska slika nalazi se na rastojanju svega nekoliko cm od onog trećeg dela svetlosti na ekranu koji je prošao pored ogledala ne reflektujući se. Svetle pruge predstavljaju interferentne maksimume. To su mesta u kojima je razlika puteva između zraka jednaka celom broju talasnih dužina. Tamni delovi slike predstavljaju minimume tj. mesta u kojima nastaje maksimalno slobodjenje svetlosti.

Najveći intenzitet svetlosti pokazuje centralni maksimum dok sa udaljavanjem od centra intenzitet opada sl. 21.2.

SL 21.2



Najveći intenzitet svetlosti pokazuje centralni maksimum dok sa udaljavanjem od centra intenzitet opada sl. 21.2.

Na sl. 21.2 je prikazana slika干涉enčne slike na ekranu. Slika je sastavljena od niza horizontalnih pruga različite širine i svjetlosti. Centralna pruga je najšira i najsjajnija, što je karakteristika centralnog maksimuma. Na obje strane od centralne pruge, pruge postaju sve šire i sve tamnije, što je karakteristika minimuma. Ta je slika dobivena u eksperimentu s dvostrukom pukotinom.

Pojava interferencije koje nastaju dejstvom svetlosti na Frenelova ogledala snimljene su tako što je na put odbijene svetlosti koja je interferirala kao ekran postavljen foto papir. Dužina esvetljavanja papira iznosila je oko 90 sec. Ekran sa fotopapirom nalazio se na rastojanju 2,5 m od ogledala. Za razvijanje filma korišćen je razvijač Fr-4.

22. Jungov egled interferencije

Pojava interferencije se dobivaju i kada umešto ogledala koristimo dvostruku pukotinu. Obe pukotine su paralelne i nalaze se na rastojanju $r=50$ cm tako da snop svetlosti može dovoljno da divergira i ispuniti ih. Širina

i jedne i druge pukotine je 0,2 mm a rastojanje izmedju njih takođe iznosi 0,2 mm. Mnogo bolji efekti se postižu ako se ispred njih na veoma bliskom rastojanju postavi mali otvor ili jedna uska pukotina, tako da samo centralni maksimum pada na dvostruku pukotinu.

Interferentna slika se posmatra na ekranu koji je udaljen 140 cm od dvostrukog pukotina a načinjen je od belog platna.

Pri promeni pukotine uočava se da je prostor izmedju interferentnih maksimuma odnosno minimuma veći ako je rastojanje izmedju pukotina manje i obratno. Interferencijske pojave ponašaju se prema upravošćenoj formuli

$$y = L \frac{\lambda}{d} \dots (22.1)$$

gde je y - rastojanje izmedju dva maksimuma, L - duljina od pukotine do ekrana i d - rastojanje izmedju pukotina; λ - je talasna dužina laserske svetlosti koja iznosi približno 6328 Å° .

Kada se jedna pukotina pokrije poredi pri tom da se ne poreneti snop svetlosti koji pada na susednu pukotinu zapada se promena na slici ekrana. Oblik interferencije se menja. Na zaklonu se dobija slika koja je rezultat difrakcije svetlosti na jednoj pukotini.

Pomoću dve pukotine se jasno pokazuje prostor na koherenciju laserske svetlosti. Pomerajući laser tako da

svetlosni snop uvek prolazi kroz obe pukotine na ekranu će uvek biti ista slika. Oblik interferencije je isti bez obzira koji deo snopa prolazi kroz pukotine u bilo kom momentu.

To pokazuje da uvek postoji

tačan odnos fiksiranih faza medju zrecima svetlosti koji ulaze u svaku pukotinu i da je laserska svetlost prostorno koherentna duž celeg snopa.

Na sl. 22.1 dat je snimak interferencije dobiven ne pomoći navedenog ogleda. Snimanje je vršeno direktno na

SL. 22.1

fotografskom papiru koji se nalazio na rastojanju 140 cm od dvostrukе pukotine. Dužina snimanja iznosila je 2 min.

VII. Difrakcija

23. Difrakcija na jednostrukoј i dvostrukoј pukotini

Efekti difrakcije koji se dobivaju na pukotini posmatraju se na zaklonu koji je udaljen od 90 - 120 cm od pukotine. Rastojanje od pukotine do lasera iznosi 50 cm.

U zamraćenoj prostoriji posmatrana je promena rastojanja između difrakcionih minimuma jednostrukih pukotina raznih širina. Započelo je da sa povećanjem širine pukotine smanjuje se rastojanje između difrakcionih minimuma. Pri širini pukotine $d = 0,5$ mm, minimumi se skoro spajaju, gube se efekti difrakcije. Zato se za sisteme sa velikim otvorima difrakcija može zanemariti.

Najbolje je izražena difrakcionalna slika pri širini pukotine $d = 0,1$ mm i rastojanju lasera od pukotine $r = 60$ cm. Zaklon za posmatranje tom prilikom nalazi se na rastojanju 120 cm od pukotine.

Snimanje je vršeno sa različitim ekspozicijom počev od 10, 20, 30, 60 sec pa do 5 minuta. Najbolji snimci dobiveni su pri ekspoziciji od 60 sec sl. 23.1, mada ni onda nisu potpuno čisti. Pred centralnog maksimuma vidi se veliki broj i sekundarnih maksimuma što nije slu-

SL 23.1

čaj kada se koristi običan konvencionalni izvor monohromatske svetlosti.

Ako se rastojanje od pukotine do platna obeleži sa L , talasna dužina laserske svetlosti sa λ , širina pu-

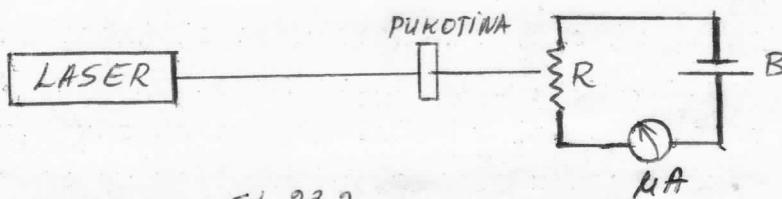
ketine sa d , može se izračunati rastojanje između uzastopnih minimuma pomoću uprošćene formule $y = L \frac{\lambda}{d}$... (23.1). Za $L=150$ cm, $\lambda = 6328$ Å i $d = 0,1$ mm, dobija se:

$$y = \frac{L\lambda}{d} = \frac{150 \cdot 10^3 \cdot 6328}{0,1 \cdot 10^3} \approx 76 \text{ mm}$$

Što se približno dobija i pomoću eksperimenta.

Raspodela intenziteta je slična obliku koji bi se dobio od nekog tačkastog izvora na zaklonu postavljenom na velikom rastojanju od pukotine. Drugim rečima ova raspodela ima oblik Fraunhoferove difrakcije (v. I deo).

Merenje intenziteta dobivenih difrakcionih maksimuma mereno je pomoću amper metra koji se nalazi u kolu sa izvorom jednosmerne struje i foto-otpernika. sl. 23.2.



SL. 23.2

Dobiveni podaci uneti su u tabelu 23.1a grafik 23.3 pokazuje raspodelu intenziteta difraktovane svetlosti konstruisan na osnovu dobivenih podataka. Tek krive uglavnom se poklapa sa teorijskom krivom raspodele intenziteta.

Oblik difrakcije kroz dve pukotine je uistvari oblik interferencije Jungovog eksperimenta. Poredjenje ova dva eksperimenta doveđi do saznanja da su difrakcija i interferencija samo dva izgleda jedne iste stvari.

Za izvodjenje ovog eksperimenta umesto jedne pukotine uzimaju se 2 pukotine na rastojanju $r=50$ cm od lasera, širine 0,2-0,5 mm. Platno za posmatranje udaljeno je 140 cm od pukotina tako da je oblik difrakcije jasan i dobro izražen.

Snimanje ovog oblika izvršeno je na isti način kao i kod drugih oblika samo je eksponicija bila male duža preko 2 min. sl. 23.3.

Sa slike se vidi da se između dva prvo bitna minimuma nalazi veći broj novih minimuma i maksimuma. To

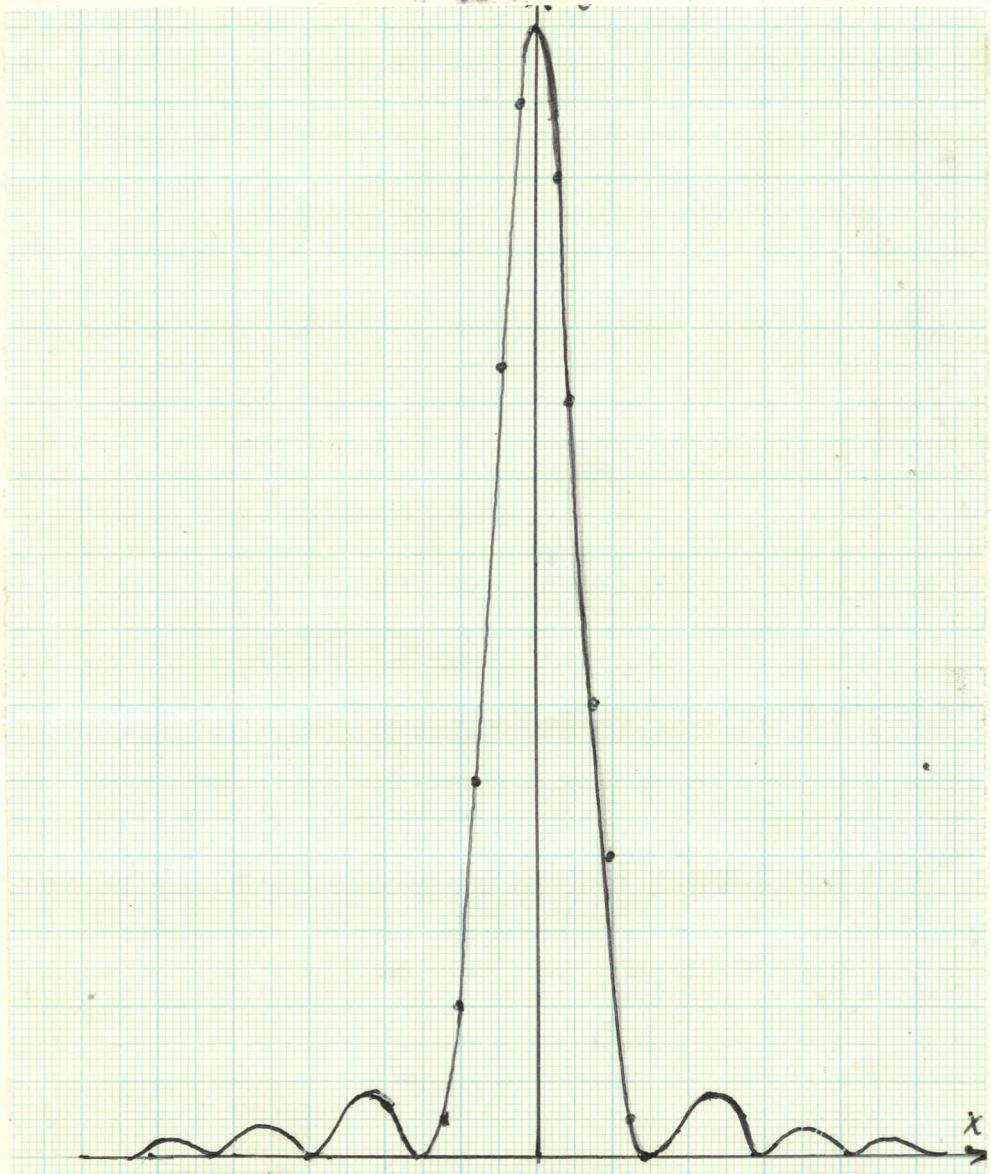
Tabela 23.1

Jačina struje (mA) Rastojanje (mm)

| | |
|-----|------|
| 300 | 0 |
| 220 | - 2 |
| 160 | - 3 |
| 100 | - 4 |
| 40 | - 5 |
| 10 | - 6 |
| 0 | - 7 |
| 10 | - 9 |
| 15 | - 11 |
| 10 | - 13 |
| 5 | - 14 |
| 0 | - 15 |
| 6 | - 17 |
| 8 | - 18 |
| 6 | - 20 |
| 4 | - 21 |
| 0 | - 23 |
| 220 | + 2 |
| 180 | 3 |
| 100 | 4 |
| 50 | 5 |
| 12 | 6 |
| 0 | 7 |
| 5 | 8 |
| 10 | 9 |
| 15 | 11 |
| 10 | 13 |
| 6 | 14 |
| 0 | 15 |
| 5 | 17 |
| 8 | 18 |
| 6 | 19 |
| 0 | 21 |

je naročito izraženo kada je širina jedne pukotine a znatno manja od celokupne širine dvostrukе pukotine $d=a+b$, gde je b rastojanje između pukotina.

SL. 23.3



24. Difrakcija na rešetki

Difrakcione rešetke postavljene je na 80 cm od la sera, a platno za posmatranje na 30 cm od rešetke. Korišćena je transmisijska difrakciona rešetka.

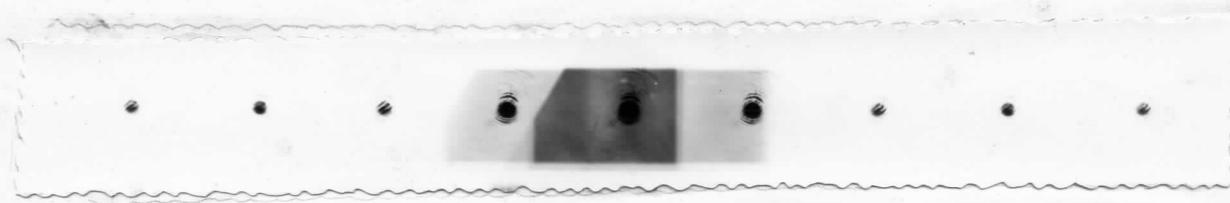
Posmatranjem difrakcije na platnu započeta se premeštanje viših redova duž platna sa povećanjem rastojanja. Maksimalni intenziteti leže u granicama oblika Fraunhoferove difrakcione krive gde je širina jedne osnovne uzeta kao otvor. Kada Fraunhoferova difrakcija prelazi kroz minimum interferentni redovi su otsutni.

Efekti difrakcije na rešetki mogu se smatrati kao uopšteni slučaj fenomena difrakcije i interferencije

kod Jungovog eksperimenta. Kod rešetke je broj pukotina doista veliki i može se kretati i do nekoliko stotina po jednom mm.

Raspored sekundarnih maksimuma ($m = 1, 2, 3, \dots$) određuje se jednačinom $d(\sin i + \sin \theta) = m\lambda \dots$ (24.1) pri čemu je d konstanta rešetke, θ - ugao difrakcionog svetla koje izlazi iz rešetke u redu pukotina koje se posmatraju, λ - talasna dužina upadne svetlosti.

Sl. 24.1 prikazuje oblik difrakcije na rešetki udaljenoj od lasera 80 cm a od zaklena 30 cm. Na njoj nisu obuhvaćeni svi maksimumi zbog ograničenosti formata papira. Dužina ekspozicije prilikom snimanja iznosila je 50 sec.



sl. 24.1

Iz formule $d \sin \theta = m\lambda \dots$ 24.2. Može se odrediti konstanta rešetke d ako se zna da je talasna dužina laserske svetlosti $\lambda = 6328 \text{ Å}$, a $\sin \theta \approx \tan \theta = \frac{y}{L}$ gde je y rastojanje između dva susedna maksimuma, L je rastojanje od rešetke do drugog maksimuma. Obrnuto, ako ne znamo talasnu dužinu λ a znamo d onda pomoću navedene formule može se izračunati λ .

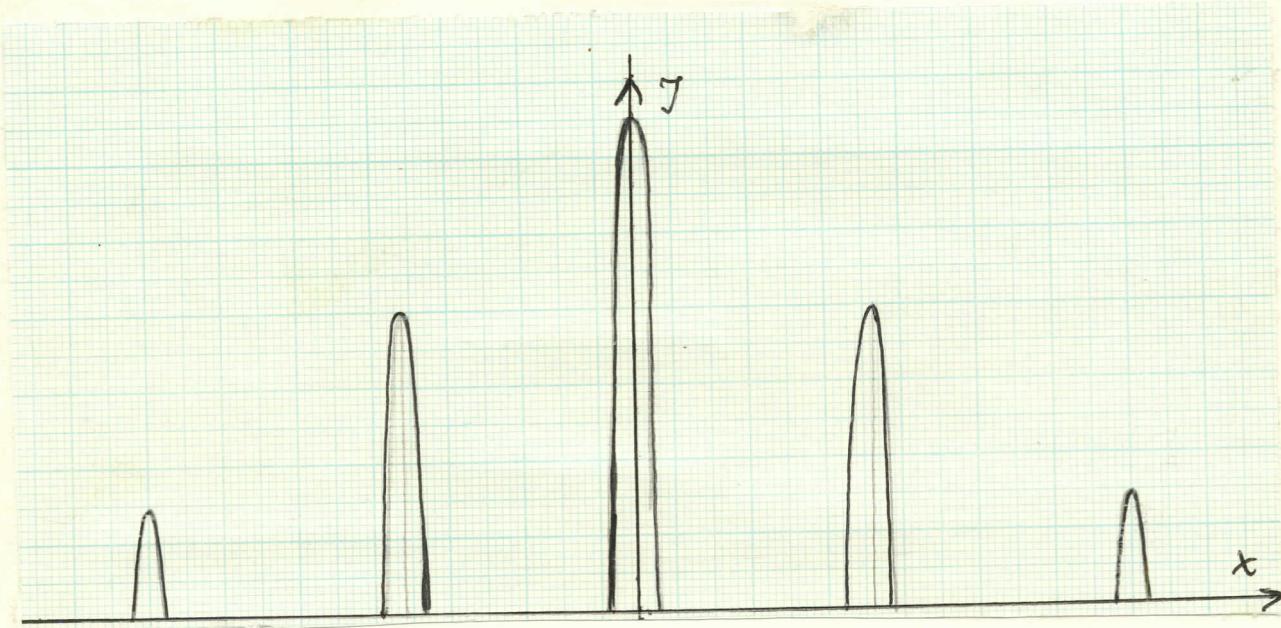
$$\text{Za } m=1, \quad \lambda = 6328 \quad d = \frac{\lambda L}{y} = 0,092 \text{ mm.}$$

Merenje intenziteta izvršeno je tako što je difrakcioni snop padao na foto otpornik koji je sa ampermrom vezan u kolu jednosmerne struje. Kao izvor jednosmerne struje korišćena je baterija od 3 V. Dobiveni podaci uneti su u tabelu 24.1 i na osnovu njih nacrtan grafik raspodele intenziteta difrakcione svetlosti sl. 24.2.

Tabela 24.1.

Jačina struje (mA) Rastojanje -x (mm)

| | |
|-----|------|
| 650 | 0 |
| 500 | - 1 |
| 400 | - 2 |
| 160 | - 3 |
| 20 | - 4 |
| 0 | - 5 |
| 0 | - 13 |
| 150 | - 14 |
| 320 | - 15 |
| 420 | - 16 |
| 320 | - 17 |
| 160 | - 18 |
| 0 | - 31 |
| 20 | - 32 |
| 60 | - 33 |
| 50 | - 34 |
| 70 | - 35 |
| 40 | - 36 |
| 0 | - 37 |
| 500 | 1 |
| 410 | 2 |
| 150 | 3 |
| 10 | 4 |
| 0 | 5 |
| 0 | 13 |
| 150 | 14 |
| 350 | 15 |
| 400 | 16 |
| 340 | 17 |
| 150 | 18 |
| 0 | 19 |
| 0 | 31 |
| 30 | 32 |
| 60 | 33 |
| 140 | 34 |
| 100 | 35 |
| 50 | 36 |
| 0 | 37 |



25. Difrakcija na okrugom i pravougaonom otveru

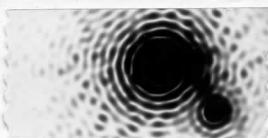
Složeniji oblici difrakcije dobivaju se ako se umesto pukotine uzme pravougaoni ili okrugli otvor. Pri prolasku svetlosti kroz pravougaoni otvor i bočne strane vrše uticaj na svetlost pa se dobija difrakciona slika oblike 25.1. Dok kod pukotine imamo veliki broj maksimuma i minimuma samo u jednom pravcu ovde se javljaaju sekundarni maksimumi i minimumi i u pravcu koji je normalan na pravcu prethodnih maksimuma i minimuma. Za posmatranje ove pojave koristili smo pravougaoni otvor

SL. 25.1

stranice $0,1 \times 0,2$ mm. Otvor je bio udaljen od lasera 60 cm a platno za posmatranje 100 cm.

Zamenjivanjem pravougaonog otvora sa okruglim oblik difrakcije postaje još složeniji a na ekranu se jasno vidi veliki broj svetlih i tamnih koncentričnih prstenova. Svetli prstenovi predstavljaju difrakciione maksimume a tamni minimume sl. 25.2. Okrugli otvor prečnika 0,4 mm nalazi se na rastojanju 20 cm od lasera a platno za posmatranje na 200 cm. Pri tim uslovima vršeno je posmatranje i snimanje.

sl. 25.2



Prilikom snimanja svetlost je padala na foto papir oko 1 minut.

26. Difrakcija na ūici i kuglici

U početku razvijanja talasne teorije difrakcija na ūici, kuglici ili preko nekih c̄trih ivica predstavljala je problem. Teško je bilo objasniti pojavu da svetlost za koju se predpostavlja da se kreće pravolinijski, može da prodire u oblast geometrijske senke datog objekta. Isko je Frenel dao teoriju talasne difrakcije svetlosti ovi oblici još uvek zahtevaju matematičke integracije koje su doista komplikovane. Laser pruža jednostavan empirijski metod za određivanje oblika difrakcije i u ovakvo složenim slučajevima.

Ivice ūileta, metalni krstovi, tanka ūica, kuglice i drugi predmeti mogu se postaviti u laserov snop pa da se utvrdi oblik difrakcije na platnu koje je doista blizu postavljenje.

Ūica debeline 0,1 mm pričvršćena za jedan pravougaoni ram nalazi se na rastojanju 10 cm od lasera. Platno za posmatranje udaljeno je 120 cm od lasera. Zapošta se da tanka ūica stvara difrakciju koja je slična obliku Fraunhoferove difrakcije na jednoj pukotini. Razlika je samo u tome što difrakcionem maksimumu kod pukotine odgovara minimum kod difrakcije na ūici sl. 25.1.

sl. 26.1

Ako se umesto žice na put laserskog snopa postavi kuglica prečnika 0,2 mm takođe se na ekranu zapala pojave difrakcije. Eksperiment sa kuglicom vršen je pri istim uslovima kao i kod žice. Kuglica je udaljena od lasera 10 cm a platno za posmatranje nalazi se na rastojanju 130 cm od lasera. Pri padu svetlosti na kuglicu zapala se na ekranu sistem tamnih i svetlih koncentričnih prstenova sl. 26.2. Tamni prstenovi predstavljaju mesta gde je intenzitet svetlosti minimalan a svetli mesta sa maksimalnim intenzitetom.

sl. 26.2

27. Frenelove zone

Zanimljiv je eksperiment pomoću koga je pokušano da se demonstrira sposobnost neprozirnog predmeta da fokusira svetlosne zrake. Ovaj pokušaj je moguć ako se koriste tzv. zonske ploče koje su neobično slične sa sočivom. Ovaj kuriozitet difrakcije može se objasniti primenom poluperiodičnih zona koje je prvi utvrdio Frenel (v. I deo). Zonska ploča se dobiva fotografisanjem blokiranih alternativnih sektora crteža koncentričnih krugova čiji su poluprečnici proporcionalni kvadratnim korenima prirodnih brojeva i minimiranjem fotografije tako da je poluprečnik s_1 prvega kruga dužine 1 mm. Uredaj se postavlja tako da zonska ploča bude 60 sekundi udaljena od lasera a platno se nalazi na višem rastojanju od zonske ploče.

Za zonsku ploču sa 10 sektora intenzitet se osetno poveća od normalnog. U tom smislu ova ploča deluje kao sočivo. No i pored toga njihova sposobnost za stvaranje žarišta je manja od one koju ima refrakciono sočivo. Zato se zonske ploče koriste u ograničenoj meri u optičkim aparatima.

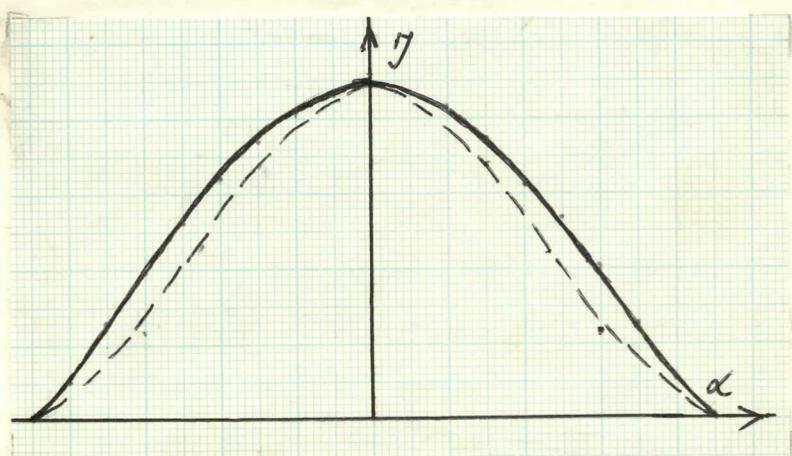
VIII POLARIZACIJA

TABELA 28.1

| Ugao (α°) | Jačina struje (mA) |
|---------------------------|--------------------|
| - 90 | 0 |
| - 80 | 100 |
| - 70 | 260 |
| - 60 | 400 |
| - 50 | 520 |
| - 40 | 640 |
| - 30 | 740 |
| - 20 | 820 |
| - 10 | 860 |
| 0 | 920 |
| 10 | 870 |
| 20 | 830 |
| 30 | 750 |
| 40 | 620 |
| 50 | 540 |
| 60 | 400 |
| 70 | 250 |
| 80 | 100 |
| 90 | 0 |

28. Polarizacija laserske svetlosti

Laserski snop polarizovan u vertikalnoj ravni propuštali smo kroz polaroid koji se nalazio na rastojanju 50 cm od lasera. Polaroid predstavlja tanak film od želatine na kome se nalaze sitni kristali herapstita (kinin-jodosulfat) usmereni u određenom pravcu. Tako dobiveni film je slepljen između dve staklene ploče tako da može da zameni dejstvo velikih kristala. Drugim rečima propušta svetlost samo u jednoj ravni. Meredi intenzitet ovako propuštenе svetlosti zapaža se da se on menja nelinearno sa promenom ugla između ravni oscilevanja laserske svetlosti i pravca u kome je usmeren polaroid. Ova promena je srazmerna kvadratu kosinusa tog ugla sl. 28.1 i tabela 28.1. Dobivena eksperimentalna kriva se dosta dobro slaže sa teorijskom krivom s obzirom da smo merenje vršili fotočernikom.



29. Instrumenti i uređaji

1. Gasni He-Ne laser model PL-5

Združeno podjetje Iskra, Zavod za avtomatizacijo
Ljubljana.

2. Difrakcionala rešetka, število štev. 40.272,

13.400 linijs/inchu

3. Univerzalni instrument US 3b, Iskra - Kranj

4. Kadmijum-sulfidska (S) fotoprovodna čelijsa sa
bočnom osetljivošću;

osetljivost pri 10 V jednosmerne struje i
50 lux iznosi 0,12 mA/lux.

- vreme uspostavljanja pri 20 k Ω pri jednosmernem
napetu 10 V i osvetljevanju 50 lux iznosi 0,20

5. Fotopapir - normalni, KIOC EFKABRON,
Fotokemička Zagreb

6. Polaroid - kinin - jodosulfid

7. Fresneleova ogledala, 5,5 x 5, Thywe

Literatura

1. I.V. Saveljev, Kurs obšće fizike, tom 3, 58-150, 215-224, 333-338, Moskva 1968
2. G.A. Zisman, O.M. Todes, Kurs obšće fizike, tom 3, 66-132, 340-346, Moskva 1968
3. G.S. Landsberg, Optika, 43-159, Beograd 1967
4. Francis Weston Sears, Optika, 160-201, Beograd 1963
5. Ivanović, Vučić, Fizika II, 463-530, Beograd
6. Ernst Berkhan, Klaus Kornelius, Versuche mit kohärentem Licht, Phywe
7. Dr. A. Ländberg, A Lesser for school teaching purposes by, Leybold
8. N.V., S.A, Experiment in physicol optiks using continuous Laser Light, 1-25, OIP, GENT BELGIUM, 1964
9. E.F. Iščenko, J.M. Klimkov, Optičeskie kvantovye generatori, 98-104, 169-177, 232-237, Moskva 1968

S A D R Ž A J

| | str. |
|--|------|
| UVOD. Priroda i osobine svetlosti | 1 |
| TEORIJSKI DEO | |
| I. Talasna priroda svetlosti | |
| 1. Nastajanje talasa. Talasna jednačina..... | 3 |
| 2. Monohromatičnost | 4 |
| II. Interferencija | |
| 3. Koherentnost | 7 |
| 4. Interferencija talasa | 8 |
| 5. Opšti oblik interferencije | 10 |
| 6. Frenelov ogled interferencije svetlosti pomoću ogledala | 11 |
| 7. Jungov ogled interferencije | 12 |
| III. Difrakcija | |
| 8. Princip Hajgensa - Frenela | 14 |
| 9. Frenelove zone | 16 |
| 10. Fraunhoferova difrakcija na pukotini | 18 |
| 11. Fraunhoferova difrakcija na kružnom i pravougaonem otvoru | 22 |
| 12. Difrakcija na dvostrukoj pukotini | 23 |
| 13. Difrakcijska rešetka | 24 |
| IV. Polarizacija svetlosti | |
| 14. Dobivanje i osobine polarizovane svetlosti | 25 |
| V. Optički kvantni generatori | |
| 15. Spontano i primedno zračenje | 27 |
| 16. Osnovni principi rada lasera | 29 |
| 17. Optički rezonatori | 32 |
| 18. Rubinski laser | 33 |
| 19. Gašni He-Ne laser | 36 |
| 20. Primena lasera | 38 |

EKSPERIMENTALNI DEO

| | str. |
|--|------|
| VI. Interferencija | |
| 21. Interferencija pomoću Frenelovih ogledala 40 | |
| 22. Jungov egled interferencije 41 | |
| VII. Difrakcija | |
| 23. Difrakcija na jednostrukoј i dvostru- koj pakotini 43 | |
| 24. Difrakcija na rešetki 46 | |
| 25. Difrakcija na okruglon i pravougaonem otvoru 49 | |
| 26. Difrakcija na zici i kuglici 50 | |
| 27. Frenelove zone | |
| VIII. Polarizacija | |
| 28. Polarizacija laserske svetlosti 52 | |