

Ивана Љубојевић

**ИНТЕРФЕРЕНЦИЈА СВЈЕТЛОСТИ И ЕКСПЕРИМЕНТИ СА
ИНТЕРФЕРЕНЦИЈОМ**

2013.год.

Садржај:

1. УВОД	3
2. ТЕОРИЈСКА ОСНОВА	5
3. ЕКСПЕРИМЕНТИ	24
4. ЗАКЉУЧАК	34
5. ЛИТЕРАТУРА	35



1. УВОД

Знања која ученици данас стичу су углавном енциклопедијска, у већој мјери површна, недовољно трајна и дубока. Из тих разлога савремена настава физике мора бити тако организована да се ученицима створе околности у чијим оквирима они самостално откривају већ откривена знања у науци. Таквим радом ученик се најчешће суочава са овим питањима: Шта си урадио? Шта си записао? Шта си запазио? Шта закључујеш? Да би нашли одговор на та и слична питања потребно је нешто израчунати, нацртати граф, размислити или урадити више експеримената. Важно је да оваквим поступком ученик пролази кроз све фазе рада карактеристичне за научно истраживање. На тај начин постиже се трајност знања, стичу радне навике и шири научни и технички видокруг ученика.

Метода лабораторијских радова постаје неопходна у наставном процесу, јер она најдиректније упућује ученика у свијет науке. Оспособити ученика да истражује проблеме, изврши нумеричку обраду резултата, изводи анализу и доноси закључке крајњи је циљ савремене наставе физике. Остварити тај циљ могуће је само онда ако се ученик привикава на самостални рад у лабораторији. Једно је објаснити некакав физички феномен, а сигурно је сасвим друго омогућити ученику да тај феномен проучава.

Рад у лабораторији је метода у којој :

- се ученици срећу са одређеном физичком појавом;
- ученици стичу навику коришћења апаратура;
- ученици стичу умијеће планирања извођења експеримента;
- ученици стичу умијеће обраде резултата експеримента и цијелог експеримента;
- ученици стичу техничку културу;
- ученици се уче правилном посматрању објеката и појава и извођењу закључака.

Експерименте у физици дефинишемо као изазивање природних појава у вјештачким условима. У науци и настави експерименти се класификују на:

- истраживачке (изводећи их долази се до нових сазнања);
- критеријумске (циљ ових експеримената је доћи до таквих резултата који исказане претпоставке потврђују или оповргавају).

Према оствареном дидактичком циљу експерименти се дијеле на :

- демонстрационе експерименте;
- лабораторијске вјежбе ;

- лабораторијске експерименталне задатке;
- домаћи експериментални задаци;
- израда учила и апаратура.

У овом раду обрађени су експерименти из теме „интерференција свјетлости“ који се могу изводити у основним и средњим школама. Обрађени су и неки сложенији експерименти који се могу урадити у оквиру додатне наставе. Сви експерименти придонесе остваривању циљева наставе из те области физике, а циљеви су следећи :

- усвајање и разумијевање појма интерференције свјетлости;
- усвајање и разумијевање карактеристичних експеримената везаних за интерференцију свјетлости;



2. ТЕОРИЈСКА ОСНОВА

Прва научна разматрања природе свјетлости потичу од холандског физичара Христијана Хајгенса 1678. године и енглеског научника Исака Њутна 1704. године. Према Хајгенсу, свјетлост има таласну природу, Хајгенс је развио и теорију о хипотетичном етру, бестежинској средини која испуњава цијели простор и утиснута је у сва тијела. И данас се често чује: „Емитовали смо вијест у етар“. Насупрот том моделу, Њутн заступа корпускуларну (честичну) теорију свјетлости, сагласно којој је свјетлост снап идеално еластичних честица, које се од извора крећу (емитују) на све стране.

Обе теорије о природи свјетлости дуже времена су постојале паралелно без посебног примата једне над другом. Само ауторитет Њутна учинио је, можда, то да је већи број научника тог времена давао предност његовој теорији свјетлости.

Почетком XIX вијека почиње изучавање појава као што су дифракција и интерференција свјетлости. Ове појаве су карактеристичне само за таласно кретање. Оне се нису могле објаснити на основу корпускуларне теорије свјетлости. Стога, у то вријеме, таласна теорија добија извјесну предност над корпускуларном теоријом свјетлости.

Међутим, почетком XX вијека тадашње представе засноване на теорији о таласној природи свјетлости радикално се мијењају. Поново се враћа на научну сцену корпускуларна теорија свјетлости, али сада на другим основама. Макс Планк је претпоставио да се свјетлост емитује дискретно, у одређеним „порцијама“ - квантима, што је и експериментално потврђено. При томе се кванти не замишљају као честице у смислу класичне механике, већ као фотони свјетлости које карактерише одређена вриједност електромагнетне енергије. Алберт Ајнштајн је даље претпоставио и доказао да се свјетлост преноси кроз простор у облику фотона и да фотону одговарају одређени импулс и енергија, што је у одређеном смислу било враћање на корпускуларну теорију свјетлости.

Планкова и Ајнштајнова схватања и њихови докази утемељили су квантну теорију свјетлости. Почетком XX вијека радови Луј де Броља указују да свјетлосним фотонима, чак и свакој честици, па и тијелу, могу да се припишу и честична и таласна својства која чине дијалектичко јединство супротности у јединственом физичком феномену који се назива свјетлост у ширем смислу (електромагнетни таласи). Које ће од тих основних својстава више да се испољи зависи од спољашњих услова.

У неким физичким околностима у свјетлосним појавама доминира честично (фотоэффект, Комптонов ефект), а у другим случајевима израженије је њено таласно својство (интерференција, дифракција, поларизација). Дакле, према савременим схватањима:

Свјетлост је елктромагнетни процес којег карактеришу таласна и честична својства.

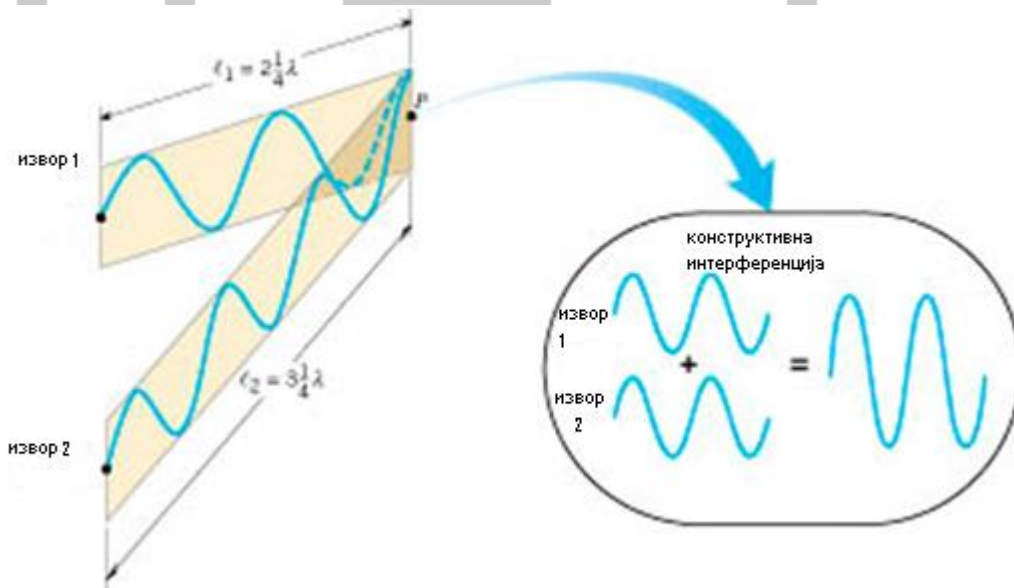
Дуалистичко схватање природе свјетлости траба схватити као двије стране јединственог (електромагнетног) процеса. Ова два гледишта (честично и таласно) се не искључују, већ се међусобно допуњавају, што је много јасније послје упознавања квантне теорије свјетлости.

ИНТЕРФЕРЕНЦИЈА СВЈЕТЛОСТИ

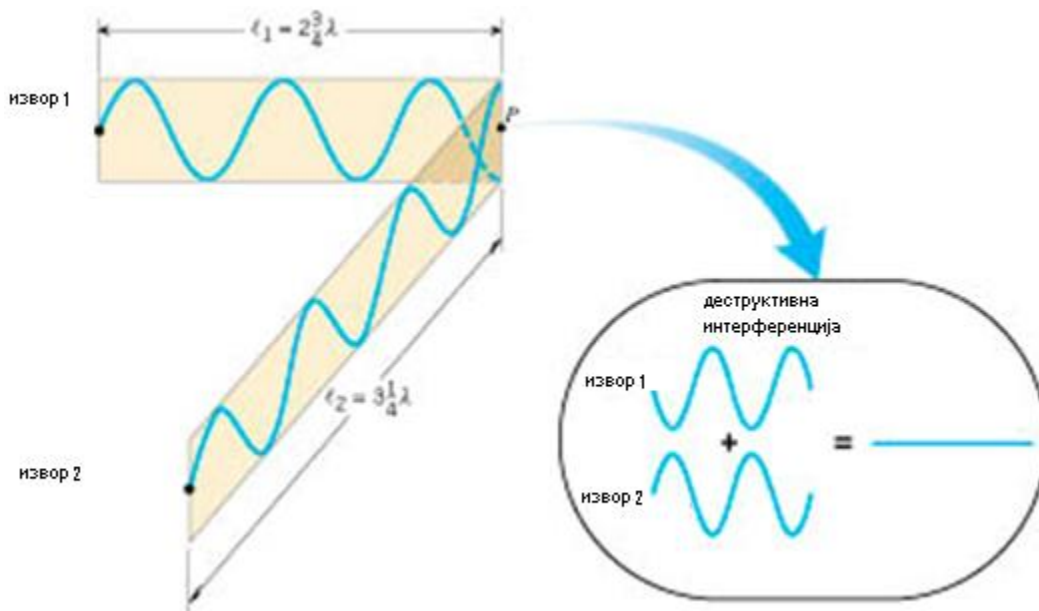
У таласној оптици изучавају се свјетлосне појаве у којима се испољава њена таласна природа, тј. свјетлост се посматра као посебна врста електромагнетних таласа.

Када се два свјетлосна зрака „сусретну“ (укрштају), онда на мјесту сусрета може да дође (као и код механичких таласа) до њиховог појачавања или слабљења.

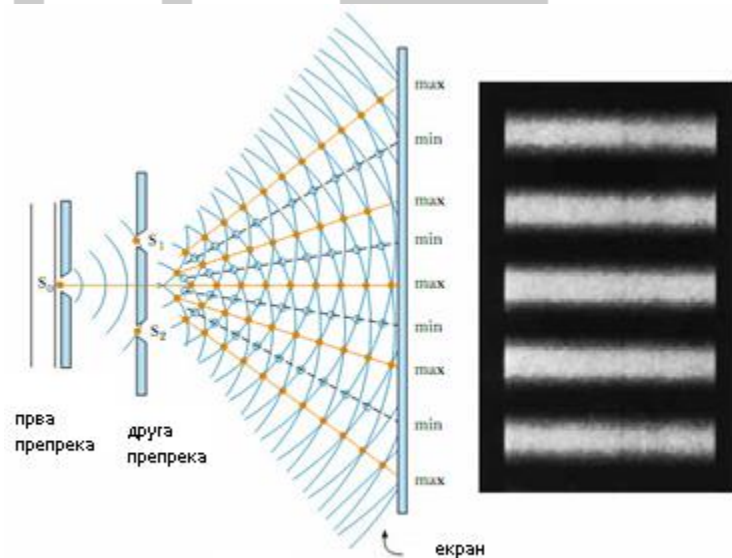
На мјестима гдје се бријег једног таласа поклапа са бријегом другог таласа настаје њихово појачање, односно **конструктивна интерференција** (подразумијева се да су фреквенције ова два таласа једнаке). Тада је амплитуда резултантног таласа једнака збиру амплитуда појединих таласа.



На мјестима гдје се бријег једног таласа састаје са дољом другог таласа, настаје њихово међусобно поништавање, односно **деструктивна интерференција** (њихове амплитуде се одузимају).



Ако амплитуде свјетлосних таласа који се преклапају нису једнаке, а имају супротне фазе, онда долази до дјелимичне деструктивне интерференције. Елонгације осцилација (и амплитуде) се одузимају и добија се резултантни свјетлосни талас.



На слици је приказан извор S_0 монохроматске свјетлости која наилази на заклон са отвором по средини. На извјесном растојању постављен је и други заклон са два отвора симетрична на осу која спаја извор S_0 са средином отвора на првом заклону. Проласком

кроз отворе S_1 и S_2 свјетлост се простира у свим правцима. Видимо да се на закљону ређају наизмјенично свијетле и тамне траке.

Наизмјенична мјеста конструктивне и деструктивне интерференције двају таласа зову се интерферентне пруге.

Интерферентне пруге конструктивне интерференције видимо као свијетле, а пруге деструктивне интерференције као тамне. Наравно, то се доноси на свјетлосне зраке монохроматске свјетлости који имају (приближно) једнаке амплитуде. Највећа разлика се постиже ако су амплитуде потпуно једнаке. Тада се добијају потпуно свијетла или потпуно тамна мјеста (пруге).

На **свијетлим мјестима** свјетлосни таласи су у фази, па се сабирају тако да је резултујућа освјетљеност једнака збиру освјетљености која би се постигла посебно сваким таласом који интерферује. Познато је да су **таласи у фази** ако им је фазна разлика

$$\Delta\varphi = 0; 2\pi; 2 \cdot 2\pi; 3 \cdot 2\pi, \dots$$

или

$$\Delta\varphi = k \cdot 2\pi$$

гдје је $k=0, 1, 2, 3, \dots$ (цијели позитиван број). Под тим условима елонгације, а и амплитуде таласа се сабирају.

Фазни услов за мјеста максималног слабљења (**тамне пруге**) јесте да су **свјетлосни таласи у супротној фази** (против фази), па се њихове елонгације, односно амплитуде одузимају.

Резултујућа освјетљеност у тим мјестима је једнака разлици освјетљености која би се постигла посебно сваким таласом који интерферује. Таласи су у противфази ако им је фазна разлика

$$\Delta\varphi = \pi; 3\pi; 5\pi; 7\pi, \dots$$

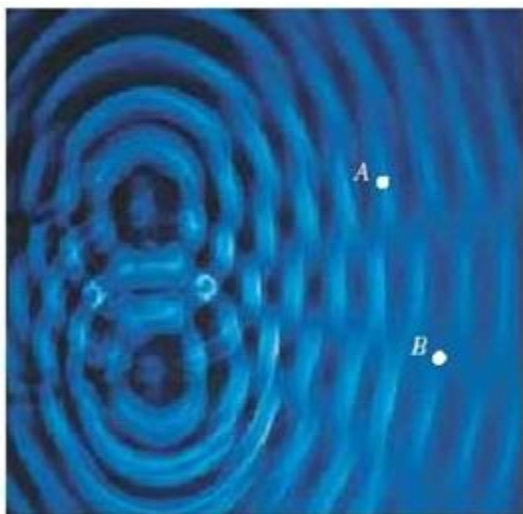
или

$$\Delta\varphi = (2k + 1)\pi,$$

гдје је $k=0, 1, 2, 3, \dots$, а $2k+1$ -општи израз за непаран број (под тим условима елонгације, односно амплитуде таласа се одузимају).

При интерференцији двају равних свјетлосних таласа који се сусрећу на заклону се добијају наизмјеничне свијетле и тамне пруге.

Приликом преклапања механичких таласа, нпр. таласа на површини воде (насталих падом два тијела на мирну повшину воде) јасно се види њихова интерференција.



A-мјесто конструктивне интерференције

B-мјесто деструктивне интерференције

Услови за интерференцију

Ако се са два свјетлосна извора, нпр. са двије електричне сијалице, осветли површина неког заклона, она ће бити равномјерно осветљена и неће се опажати интерференциони ефекти. Разлог је то што свјетлост уобичајених извора (сијалица, свијећа) емитују атоми, слично антени која емитује радио-таласе. Сваки извор свјетлости садржи огроман број атома који емитују свјетлост. Они се могу сматрати као скуп великог броја микроизвора који независно један од другог емитују електромагнетне таласе, при чему нема правилности, односно усклађености у њиховој фази и таласној дужини (фреквенцији). Наиме, свјетлосне таласе емитују поједини атоми (молекули) спонтано и временски непредвидљиво. Вријеме емисије за појединачни атом веома је кратко, око $10^{-8} s$. Њихове путне разлике су такође врло различите. Различите вриједности су и таласних дужина (фреквенције), истовремено постоје и разлике у фазама. Дакле, свјетлост од сијалице, свијеће и других извора, у ствари, долази од великог броја појединачних неусклађених микроизвора, атома (молекула) који се брзо и неправилно „укључују“ и „искључују“. При томе кроз посматрану тачку простора недалеко од извора пролазе таласи свјетлости који потичу од већег броја атома (молекула). Од тренутка до тренутка ситуација се мијења, тако да у свком сљедећем моменту у посматрану тачку простора стижу таласи свјетлости од другог скупа атома

(молекула). Такве брзе и неправилне промјене наше чуло вида није у стању да прати (опажа). Каже се да је таква свјетлост **некохерентна**, а извори који дају некохерентну свјетлост зову се **некохерентни извори**. Такви су сви извори које познајемо из свакодневног искуства (Сунце, расвјетна тијела, усијани предмети). Свјетлосни таласи које емитују обични свјетлосни извори често су скуп електромагнетних таласа различитих таласних дужина.

Свјетлост одређене таласне дужине (фреквенције) електромагнетних таласа, назива се монохроматска (једнобојна) свјетлост, а различитих таласних дужина (фреквенција) полихроматска свјетлост.

Монохроматска свјетлост може се добити пропуштањем бијеле (дневне) свјетлости кроз одговарајуће филтере који пропуштају свјетлост само једне боје или издвајањем из спектра једне његове компоненте одређене таласне дужине (фреквенције или периоде). Најпрецизнији начин добијања монохроматске свјетлости је коришћење ласера као свјетлосног извора.

За добијање стабилне интерференционе слике треба да постоји усклађеност таласа. Они треба да имају једнаке таласне дужине и константну разлику у фазама, дуж било ког правца у простору у току времена.

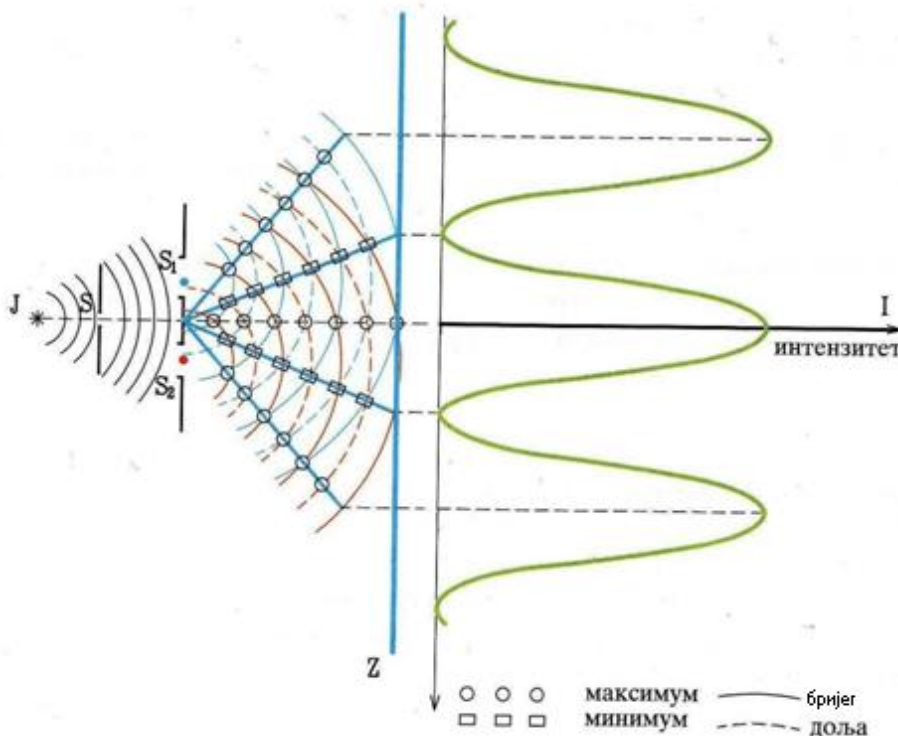
Свјетлосни извори са таквим таласима, називају се **кохерентни извори**, а таласи које они емитују су **кохерентни таласи свјетлости**.

Јангов експеримент

За добијање интерференционих ефеката који се испољавају у облику свијетлих и тамних пруга (трака) потребна је кохерентна монохроматска свјетлост. У данашње вријеме

огледи с интерференцијом, углавном се изводе помоћу ласерске свјетлости . Кохерентна монохроматска свјетлост може се добити и од обичних свјетлосних извора. Та метода је кориштена прије открића ласера , а први ју је употребио Јанг (Th.Young) Са извора свјетлости J освјетљава се узак прорез S на првом заклону. Прорез S постаје извор од кога свјетлост доспјева до два уска прореза S_1 и S_2 на другом заклону , паралелном са претходним . У сагласности са Хајгенсовим принципом , прорези S_1 и S_2 посматрају се као два кохерентна извора свјетлости и могу да на заклону Z оформе интерференциону слику .

Код бијеле свјетлости (полихроматске) добијају се обојене пруге , јер за сваку таласну дужину у простору (на заклону) постоји тачно одређен угао под којим се поништавају одговарајући зраци из снопова свјетлости који пролазе корз прорезе S_1 и S_2 . На датом мјесту се појављује комплементарна боја . У монохроматској свјетлости добијају се свијетле и тамне пруге наизмјенично распоређене.



Значај Јанговог експеримента

- Јангов експеримент са двије пукотине се користи за мјерење таласне дужине свјетлости;
- Овај експеримент је дао таласном моделу свјетлости додатну вјеродостојност;

- Јангов експеримент је доказао да интерференција овиси о релативној фази два таласа, односно о разлици путева између њих;

Интензитет пруга интерференције

Пукотине S_1 и S_2 , се дакле, понашају као извори два кохерентна електромагнетска таласа за чије електричне векторе у тачки Р простора можемо писати:

$$E_1 = E_0 \cos(kr_1 - \omega t) \quad \text{и} \quad E_2 = E_0 \cos(kr_2 - \omega t)$$

Та се два таласа у тачки Р сабирају те добијамо резултантно осциловање:

$$E = E_1 + E_2 = E_0 [\cos(kr_1 - \omega t) + \cos(kr_2 - \omega t)] = 2E_0 \cos \frac{kr_1 - \omega t + kr_2 - \omega t}{2} \cos \frac{kr_1 - kr_2}{2}$$

или

$$E = 2E_0 \cos \frac{k(r_1 - r_2)}{2} \cos \left(k \frac{r_1 + r_2}{2} - \omega t \right)$$

Будући да је $r_1 - r_2 = d \sin \Theta$ видимо да амплитуда резултантног таласа зависи о мјесту гдје интерференцију посматрамо, о удаљености d међу пукотинама.

Таласи дефинисани горњим релацијама разликују се у фази за неки угао Φ (разлика фаза):

$$\Phi = k(r_2 - r_1) = kd \sin \Theta = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \Theta$$

Интензитет електромагнетног таласа (свјетлости) у тачки I једнака је средњем износу Поунтингова вектора у тој тачки:

$$\bar{P} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} (\text{амплитуда елект. поља})^2 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} 4E_0^2 \cos^2 \frac{k(r_2 - r_1)}{2} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} 4 E_0^2 \cos^2 \frac{\Phi}{2}$$

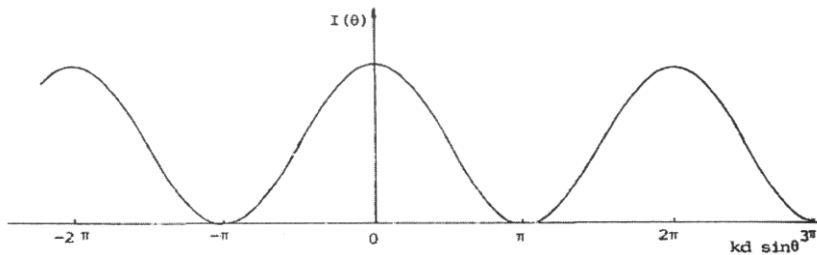
Будући да је интензитет који поједини извор даје у тачки Р једнак:

$$I_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E_0^2$$

то је резултантни интензитет:

$$I = 4I_0 \cos^2 \frac{\Phi}{2} = 2I_0 (1 + \cos \Phi)$$

Интензитет је приказан је на следећој слици, гдје су наведени и услови за појаву максимума и минимума горњег израза за интензитет.



Расподјела интензитета при интерференцији на двије пукотине

$$I = I_{\max} \quad \Phi = kd \sin \Theta = m2\pi$$

$$\frac{2\pi}{\lambda} d \sin \Theta = m2\pi$$

$$d \sin \Theta = m\lambda \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \text{ (услов конструктивне интерференције)}$$

$$d \sin \Theta = \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{2} \quad m = 0, 1, 2, \dots \text{ (услов деструктивне интерференције)}$$

Ако је I_0 интензитет који би дао један извор, тада је за три извора

интензитет:
$$I = I_0 \frac{\sin^2\left(3\frac{\Phi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\Phi}{2}\right)}$$

Пишемо ли израз за електрично поље електромагнетског таласа у комплексном облику, можемо врло једноставно извести израз за резултантну амплитуду (односно интензитет) при интерференцији N кохерентних валова. Нека се у тачки P састаје N таласа једнаке амплитуде и међусобно константне разлике у фази; тада њихово електрично поље у тачки P осцилује по закону:

$$E_1 = Ae^{i(\omega t - kr)}, \quad E_2 = Ae^{i(\omega t - kr + \Phi)}, \quad E_3 = Ae^{i(\omega t - kr + 2\Phi)} \dots$$

$$E_N = Ae^{i[\omega t - kr + (N-1)\Phi]}$$

Резултантно електрично поље је:

$$E = E_1 + E_2 + \dots + E_N = Ae^{i(\omega t - kr)} \left[1 + e^{i\Phi} + e^{2i\Phi} + \dots + e^{i(N-1)\Phi} \right]$$

Изрчунавши суму геометријског реда добијамо:

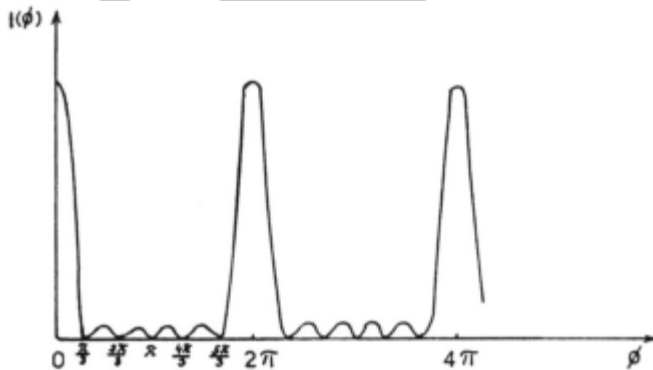
$$E = Ae^{i(\omega t - kr)} \frac{1 - e^{iN\Phi}}{1 - e^{i\Phi}} = Ae^{i(N-1)\Phi/2} \frac{\sin(\frac{N\Phi}{2})}{\sin(\frac{\Phi}{2})} e^{i(\omega t - kr)}$$

Интензитет је сразмјеран просјечној вриједности квадрата амплитуде.

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} EE^* = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} A^2 \frac{\sin^2(\frac{N\Phi}{2})}{\sin^2(\frac{\Phi}{2})}$$

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

гдје је N број извора (пукотина), а $\Phi = kd \sin \Theta$ разлика у фази између сусједних таласа.



Расподјела интензитета при интерференцији из шест извора

Цртеж приказује $I(\Phi)$ за $N=6$. Појављују се јаки и уски максимуми у оним тачкама P у којим таласи из свих N извора долазе у фази тј. за $\varphi = 0, 2\pi, 4\pi \dots$. Тада се и бројник и именилац у изразу који слиједи поништавају, а интензитет поприма вриједност:

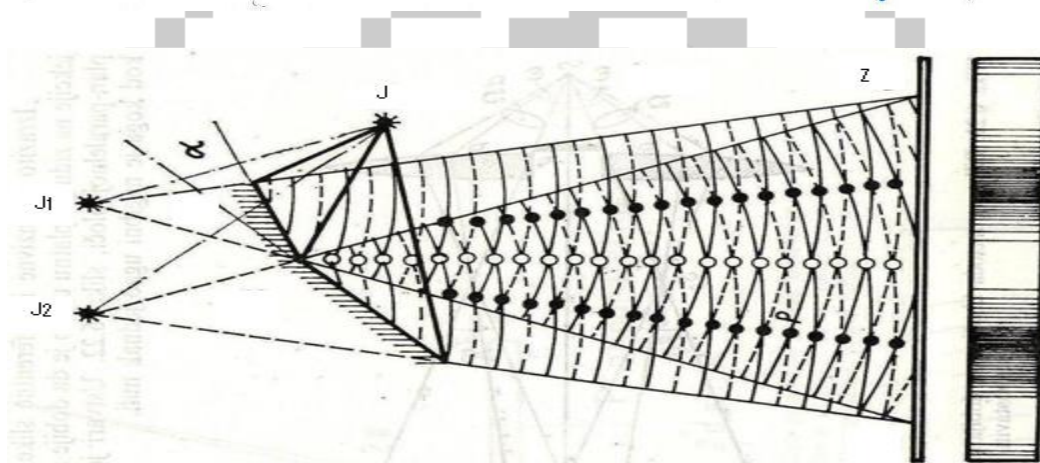
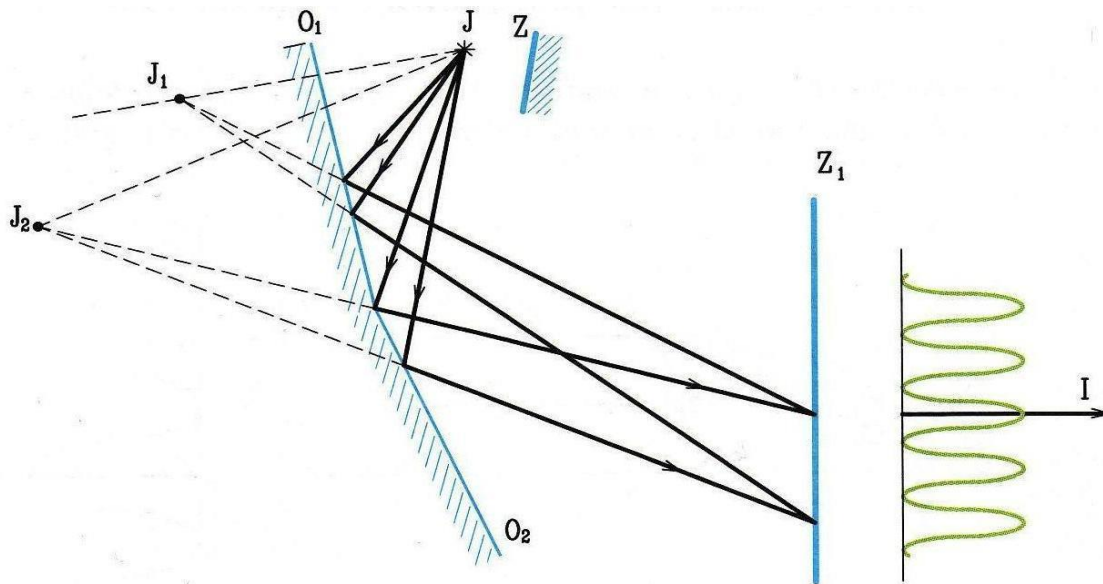
$$I = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{N\Phi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\Phi}{2}\right)} = I_0 \left(\frac{\frac{N\Phi}{2}}{\frac{\Phi}{2}}\right)^2 = N^2 I_0$$

Максимуми интензитета (тј. потпуно поништавање таласа) појављује се у тачкама у које таласи дођу с разликом у фази таласа, да је бројник у изразу за интензитет једнак нули, а именилац различит од нуле. Између једнаких максимума појављује се $(N-2)$ секундарних максимума на мјестима гдје је бројник у изразу за интензитет једнак је јединици. (На претходној слици то је $N-2=4$ секундарна максимума). У горњем изразу видимо, да кад су извори у фази интензитет је N^2 јачи од једног I_0 интензитета. То је случај ласер.



Френелов експеримент

Други начин за добијање кохерентних извора свјетлости потиче од Френела (Augustin Jean Fresnel, 1788-1827, француски физичар). Френел је 1818. године извео оглед помоћу два равна огледала која заклапају угао нешто мањи од 180° . Од извора J монохроматска свјетлост (црвене, жуте, зелене или неке друге боје) усмјерава се на огледало O_1 и O_2 . У огледалима се формирају имагинарни ликови J_1 и J_2 основног извора J .



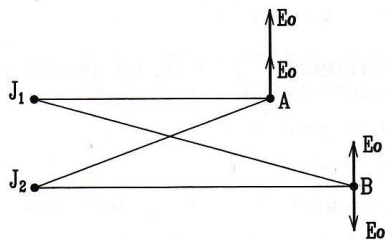
Извори J_1 и J_2 су кохерентни и монохроматски (емитују једну боју свјетлости). Испуњени су **услови за интерференционе ефекте**. У оним тачкама простора, за које је разлика путева таласа свјетлости, који стижу од извора J_1 и J_2 једнака цијелом броју таласних дужина (амплитуда резултујућег таласа је највећа), добија се свијетло мјесто (жуто обојено, ако је извор зрачио свјетлост жуте боје; равноправно се могао користити и извор неке друге боје). На закљону ће бити наизмјенично распоређене жуте и тамне пруге.

Ако се жути филтер замјени црвеним или зеленим, на застору ће се добити наизмјенично распоређене црвене и тамне, односно зелене и тамне пруге.

Треба истаћи да се свијетле пруге различитих боја неће јавити на истом мјесту, већ ће оне бити размакнуте сразмјерно таласној дужини дате свјетлости. Дакле мјеста максимума и минимума интерференционог таласа мијењају се у зависности од таласне дужине свјетлости.

Настајање тамних пруга при интерференцији свјетлости није у супротности са законом одржања енергије, јер се свјетлосна енергија не губи већ се само прерасподељује у простору. Освјетљеност површине заклона на свијетлим мјестима (пругама) у истој мјери се увећава колико се губи на тамним пругама. Остварује се само други распоред освјетљености заклона.

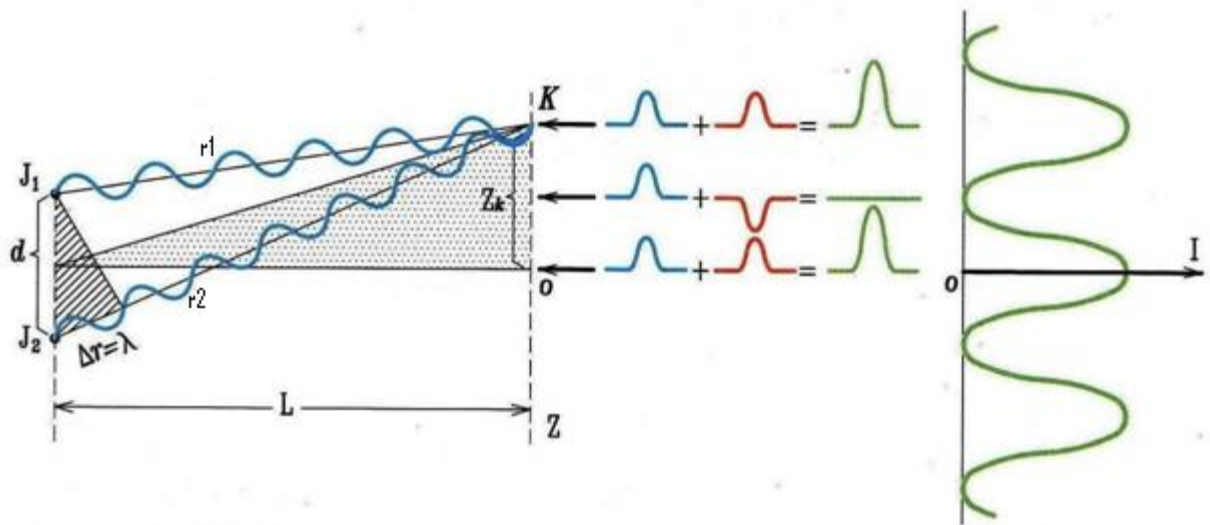
И у Јанговом и у Френеловом експерименту свијетла и тамна мјеста последица су прерасподјеле енергије. На мјестима гдје настаје конструктивна интерференција, тј. интерференциони максимум (тачка А), интензитет свјетлости је $I \approx (2E_0)^2$, а на мјестима гдје је деструктивна интерференција (тачка В), тј. интерференциони минимум, интензитет је $I=0$. (Овдје је E_0 амплитуда јачине вртложног електричног поља свјетлосног таласа).



Без обзира, да ли интерференција постоји или не постоји, укупна енергија коју преносе електромагнетни таласи (свјетлост) кроз простор има сталну вриједност. Она се при узајамном дјеловању свјетлости с различитим срединама може претварати у друге облике енергије, али само тако да се укупна вриједност не мијења. **Интерференциона слика на заклону је директна последица таласне природе свјетлости.** Помоћу те слике може се одредити таласна дужина свјетлости мјерењем размака између сусједних свијетлих(тамних) пруга.

Одређивање растојања између интерференционих максимума

На слици је приказана интерференциона слика монохроматске свјетлости.



Централни интерференциони максимум на застору означен је са O , а k -ти по реду од њега са K . Растојање од извора J_1 и J_2 до заклона обиљежено је са L , а између извора свјетлости са d , а удаљеност од центра интерференционе слике до максимума k -тог по реду Z_k . Пuteви таласа, односно одговарајући свјетлосни зраци који се сусрећу у тачки K представљени су са r_1 и r_2 .

У **централном максимуму** (нулти максимум) у тачки O оба таласа стижу у истој фази. У тачкама на застору (екрану) **максимуми** (свијетле пруге) настају под условом да је путна разлика једнака цијелом броју таласних дужина:

$$r_1 - r_2 = \Delta r = k\lambda$$

гдје је k – редни број максимум. За $L \gg d$ шрафирани троуглови на слици су слични, па слиједи:

$$\frac{z_k}{L} = \frac{\Delta r}{d}$$

Замјеном $\Delta r = k\lambda$ добијамо:

$$z_k = \frac{k\lambda L}{d}$$

што представља израз за растојање k -тог максимума од централног (k је редни број максимума).

Растојање између два сусједна максимума износи:

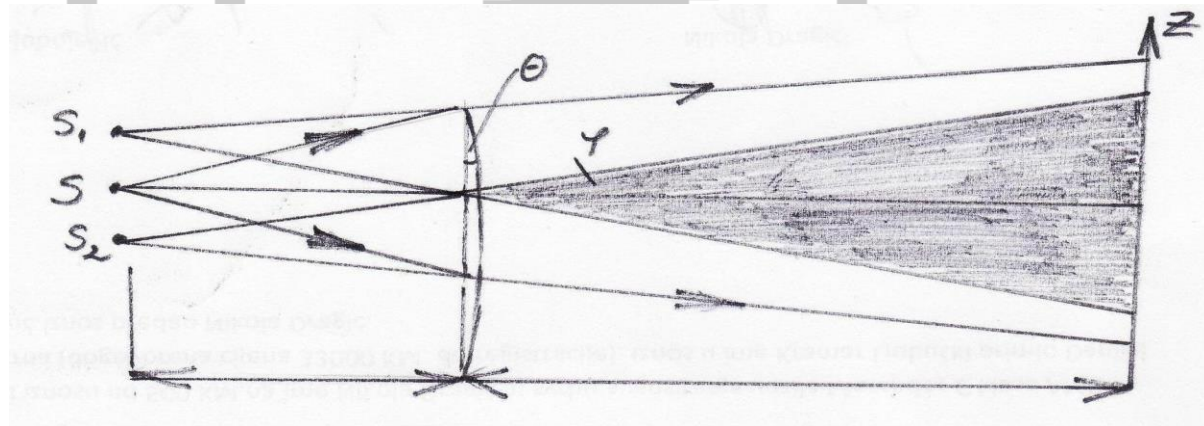
$$z = z_{k+1} - z_k = \frac{\lambda L}{d} = \frac{(k+1)\lambda L}{d} - \frac{k\lambda L}{d} = \frac{\lambda L}{d}$$

Растојање између двије свијетле или двије тамне пруге је једнако . У тачкама на застору (екрану) **минимуми** (тамне пруге) настају под условом да је путна разлика једнака непарном броју половина таласних дужина , тј.:

$$r_2 - r_1 = \Delta r = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$$

Мјерењем одговарајућих величина у овој формули може да се добије таласна дужина монохроматске свјетлости λ . Закључује се, такође, да положај интерференционог максимума зависи од таласне дужине светлости .

Френелова бипризма



-тамни дио на слици представља подручје интерференције

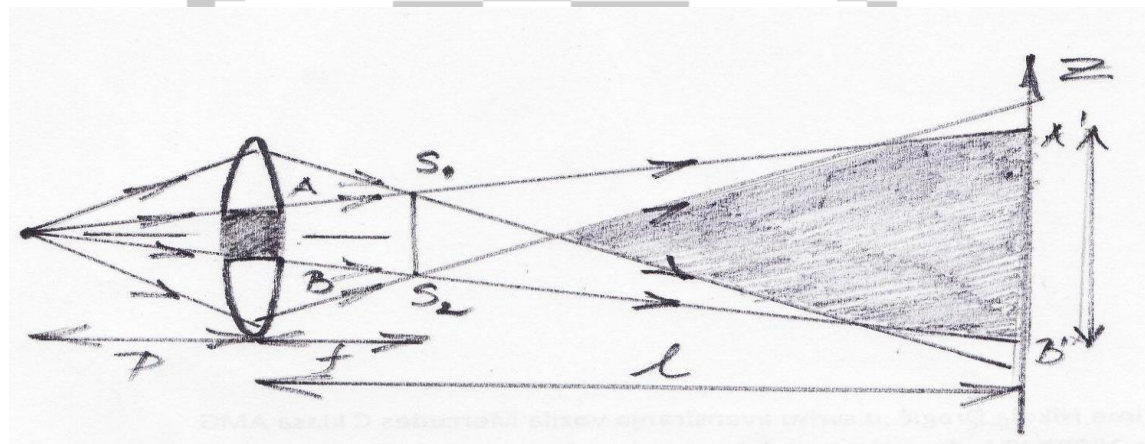
Френелов други експеримент је Френелова бипризма. Свјетлост која полази од извора S дијели се на два таласа помоћу призме чији је угао при врху близу 180° . То је тзв. Френелова бипризма.

И овдје је извор свјетлости уска освјетљена пукотина (паралелна ребру бипризме), а извори таласа који интерферирају се могу сматрати имагинарним. Сноп свјетлости из уске пукотине је подијелен на два снопа која се дјелимично прекривају. Бипризма даје двије виртуелне слике S_1 и S_2 од пукотине S. Те слике су извори из којих се шире кохерентни

таласи. У простору гдје се прекривају таласи настаје стојећи талас свјетлости. Када закљон поставимо окомито на оптичку осу, било гдје у подручју преклапања снопова, видјет ћемо пруге интерференције. На закљону настају свијетле и тамне пруге. Свијетле ако је разлика путева $k\lambda$, а тамне ако је разлика путева $(2k + 1)\frac{\lambda}{2}$. Иначе, извођење је исто као код Френелових огледала.

У случају кад је преломни угао призме Θ мали, угао φ из експеримента са огледалима, је $\varphi = (n - 1)\Theta$ гдје је n индекс преламања.

Билетово бисочиво



-тамни дио на слици представља подручје интерференције

Сличан експеримент се може остварити ако се умјесто бипризме користи сабирно сочиво разрезано по пречнику, чије су половине мало размакнуте (тзв. бисочиво Билета).

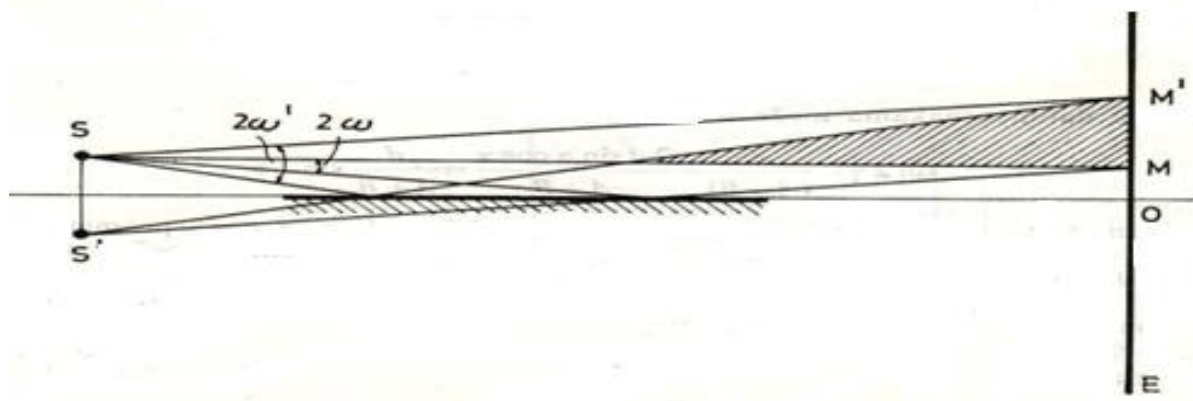
За разлику од Френеловог експеримента извори кохерентних таласа су овдје реални (а не имагинарни) ликови тачкастог (а не линијског) извора S .

Да би растојање S_1S_2 било довољно мало зраци се морају одбијати од огледала под углом блиским 90° .

Посебност интерферентне слике у овом експерименту је што централна пруга није свијетла него тамна. Дакле, зраци који су прешли једнаке оптичке путеве и састали се на екрану изгледа као да имају путну разлику $\frac{\lambda_0}{2}$.

Ради се о томе да при рефлексији свјетлости од површине стакла (чији је индекс преламања већи од индекса преламања ваздуха) долази до промјене фазе за φ , тј. до „губитка“ полуталаса за $d = \pi A = \frac{\lambda_0}{2}$ (гдје је А растојање од заклона проматрања).

Лојдово огледало



-тамни дио на слици представља подручје интерференције

Појава интерференције се посматра у простору у коме се укрштају директни зраци извора S и зраци рефлектовани од равног огледала из имагинарног извора S'. При томе треба уочити да приликом рефлексије свјетлосних зрака, угао близак 90° , долази до промјене фазе таласа за π . То значи да таласни извори S и S' нису у истој фази, већ су у опозицији, са фазном разликом π . Према томе, слика интерференције помјерена је у односу на геометријску слику за пола ширине пруге. Поред тога, апертура интерференције, супротно систему Френелових огледала зависи од мјеста, тј. угла проматрања - најмања је за раван огледала. То омогућава коришћење по димензијама већих, па и знатно јачих свјетлосних извора.

Локализоване пруге и нелокализоване пруге

У свим овим експериментима као извор монохроматске свјетлости се обично користила живина лампа са филтером који је издвојио једну од уских спектралних линија.

Интерферентна слика се добила у свакој тачки у којој је дошло до прекривања снопова који излазе из S_1 и S_2 . Ако екран удаљимо од извора (или им га приближимо) и даље ће се запажати интерферентне пруге. Зато се добијене пруге називају **нелокализованим**. Поред нелокализованих интерферентних пруга постоје и **локализоване** које се формирају само у једној равни. При таквој интерференцији настају боје на танким плочицама или слојевима. **Примјери** су боје на мјехуру сапунице, на танком слоју уља или нафте на асфалту, живе боје перја неких птица и крила лептира и други.



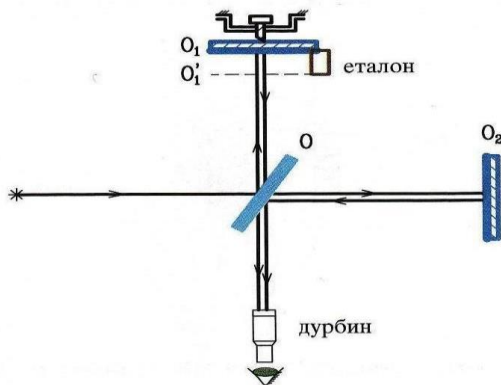
Примјена интерференције

- Растојање између двију интерферентних пруга одговара оптичкој путној разлици, а која је реда величине λ свјетлости, те тако одређујемо таласну дужину свјетлости. Претпоставимо да растојање двију сусједних интерферентних пруга можемо измјерити са тачношћу од пола процента (0,05%). Како је таласна дужина видљиве свјетлости реда величине $5 \cdot 10^{-7} \text{ m}$, то смо на тај начин одредили оптичку путну разлику са тачношћу од $2,5 \cdot 10^{-10} \text{ m}$.
Та тачност је у ствари једнака реду величине атома. Дакле, примјеном интерференције **можемо измјерити промјену висине са тачношћу висине два атома**. Овако велика тачност мјерења омогућава да се веома прецизно мјере мале величине, односно мале промјене тих величина.
- Интерференција се може примијенити **за мјерење малих углова и малих промјена дужина**, пошто мале промјене дужина могу бити изазване разним узроцима.
- Примјеном интерференције **може се прецизно мјерити топлотни коефицијент ширења чврстих тијела, утицаји механичких истезања, савијања** итд.
- Врло важна је примјена интерференције **за одређивање квалитета оптичких површина**. Равне и сферне површине сочива не смију одступати од одговарајућих идеалних геометријских површина више од малих дијелова валне дужине.

Контрола тако високог квалитета површине постиже се интерферометријским путем.

- Значајна примјена интерференције је у тзв. **оптици танких слојева**. Наношењем већег броја танких слојева на површине сочива побољшава се трансмисија оптичких система. Суштина дјеловања антирефлексивних слојева је у међусобном поништавању таласа рефлектованог на граници ваздух-слој и таласа рефлектованог од стакла.

Интерферометри су оптички уређаји који раде на појави интерференције свјетлости. Користе се за тачно мјерење дужина, углова и индекса преламања, за испитивање карактеристика оптичких површина, спектралног састава зрачења и слично. Један од најпознатијих и историјски најважнијих је **Мајклсонов интерферометар**. Овај интерферометар је кориштен у чувеном Мајклсон-Морлијевом експерименту који је кључан за Ајнштајнову специјалну теорију релативности.



3. ЕКСПЕРИМЕНТИ

3.1. МЈЕРЕЊЕ ТАЛАСНЕ ДУЖИНЕ СВЈЕТЛОСТИ ПОМОЋУ ОПТИЧКЕ РЕШЕТКЕ

Задатак вјџбе: Измјерити таласну дужину свјетлости помоћу дифракционе решетке

Потребан прибор:

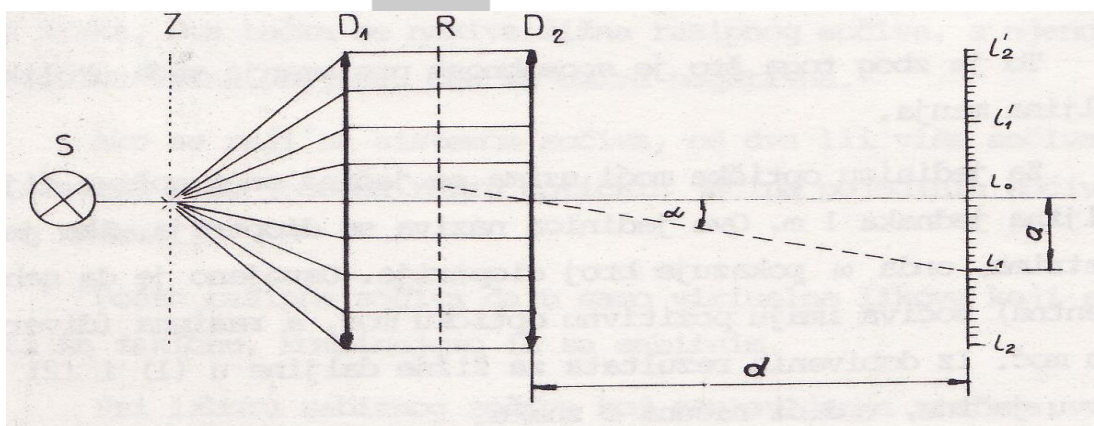
- оптичка клупа;
- извор свјетлости (сијалица);
- оптичка решетка (обична стаклена плочица са великим бројем паралелних зареза (до 2000 на 1 mm));
- сабирно сочиво;
- заклон;
- филтри;

Теоријска основа:

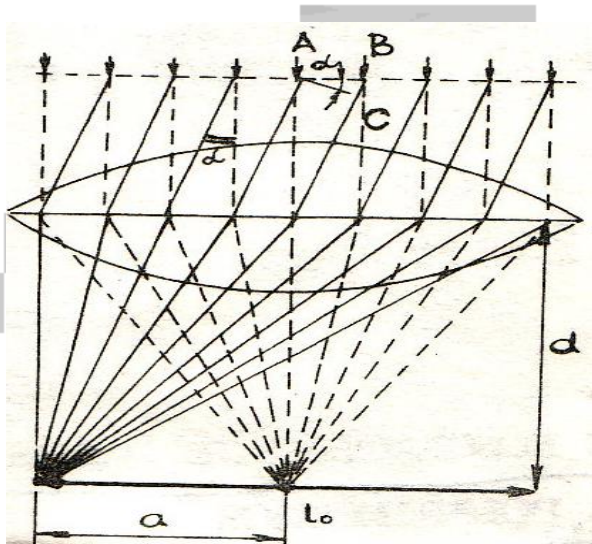
На уским дијеловима плочице ,између зареза ,свјетлост несметано пролази кроз дифракциону решетку,док се на зарезима дифузно расипа. Према Хајгенсовом принципу свака тачка погођена од стране свјетлосног таласа постаје и сама извор свјетлости. Отуда из свих тачака „отвора“ на решетки полазе свјетлосни зраци на све стране. Ако оптичку решетку освијетлимо снопом паралелних зрака монохроматске свјетлости, који потичу од истог свјетлосног извора, то ће таласи који полазе од сваког прореза бити у фази. Међу мноштвом елементарних таласа иза оптичке решетки јавиће се **интерференција**. Као резултат те интерференције добићемо низ паралелних снопова свјетлости. Основни снап ће бити састављен од зрака који су без преламања прошли кроз решетку. Остали паралелни снопови, настали интерференцијом, заклапаће одређени угао са основним снопом. Сваки свјетлосни снап састојаће се од свјетлосних зрака, са разних пукотина, чија је путна разлика једнака таласној дужини (или њеном производу) свјетлости која пада на оптичку решетку.

Ако иза решетки ставимо сабирно сочиво, а у његову жижу заклон, последије преламања основни зарци ће се сјести на заклону и дати свијетлу линију L_0 . Остали снопови паралелних зрака, који са основним заклапају одређене углове, последије преламања кроз сочиво даће свијетле линије и десно од линије L_0 .

Слика апаратуре:



- Испред свјетлног извора S који даје монохроматску свјетлост стави се заклон Z са врло уским прорезом.Иза заклона се стави сабирно сочиво D_1 тако да прорез на заклону буде у његовој жижи.Затим ставимо оптичку решетку R и иза ње сабирно сочиво D_2 , а у његову жижу лупу са стаклом.
- Тачке L_0, L_1, L_2, \dots представљају положај свјетлосних линија насталих преламањем свјетлосних снопова кроз сочиво D_2 .Најјаснија је у положају L_0 , која одговара основном снопу.



Са слике, из правоуглог троугла ABC слиједи да је путна разлика : $\Delta s = AB \sin \alpha$

Како је разлика путева $\Delta s = n\lambda$ слиједи $n\lambda = AB \sin \alpha$.

- Мјерењем угла α можемо из претходне једначине одредити таласну дужину. При експерименталном одређивању таласне дужине, како је угао α мали, можемо га замијенити са $\text{tg} \alpha$, са слике је : $\text{tg} \alpha = \frac{a}{d} \approx \alpha$, те слиједи једначина за израчунавање таласне дужине:

$$\lambda = AB \frac{a}{nd}$$

гдје АВ садржи један зарез, те је то карактеристична величина за сваку оптичку решетку и зове се константа решетке и можемо је означити са C, па једначину можемо написати:

$$\lambda = C \frac{a}{nd}$$

Дакле, требамо знати константу решетке, растојање сочива од заклона d и растојање a између линија L_0 и L_1 , тада је $n=1$. Ако би узели растојање од L_0 до L_2 имали би да је $n=2$ итд.

Поступак:

- Цијело мјерење изводи се на оптичкој клупи. Као извор свјетлости служи обична сијалица. За добијање монохроматске свјетлости различитих таласних дужина (црвена, зелена, жута, плава) служе нам стаклени филтри различитих боја.
- Прорез кроз који пролази свјетлосни снап, сочива, решетку и заклон стављамо према скици на слици.
- Заклон се састоји од лупе у којој је угарвирана скала за лакше читање одстојања између двају свјетлосних линија.
- Одстојање d сочива и растојање између линија, од заклона мјеримо метром.

Закључак:

Мјерећи растојање сочива од заклона и растојања између линија, те користећи већ наведену формулу долазимо до таласне дужине свјетлости.

3.2. ЈАНГОВ ЕКСПЕРИМЕНТ

Потребан прибор:

- лењир са јасном скалом у mm;
- универзални сталак са држачем;
- два ножића за бријање;
- извор свјетлости;
- филтри;

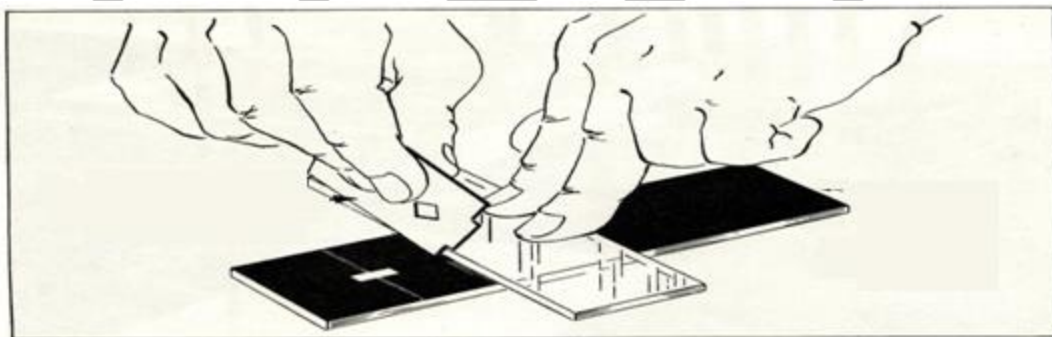
Теоријска основа:

Овај експеримент је врх науке о таласима у средњој школи. Ако посматрамо два свјетлосна извора у фази, очекујемо да у одређеним смјеровима видимо свјетлост

максималног интензитета, а у осталим смјеровима таму. Као два извора послужит ће нам уске пукотине освјетљене сијалицом. Када свјетло из сијалице прође кроз пукотине оно се прелама (савија). Иза пукотина свјетло које је прошло кроз њих преклапа се и ствара слику интерференције. Дуж чворних линија виде се тамне пруге, а дуж смјера максималне елонгације свијетле пруге. Из смјера чворних линија и удаљености међу изворима можемо изарчунати таласну дужину. Пукотине можемо направити на више начина. Један од начина израде пукотина:

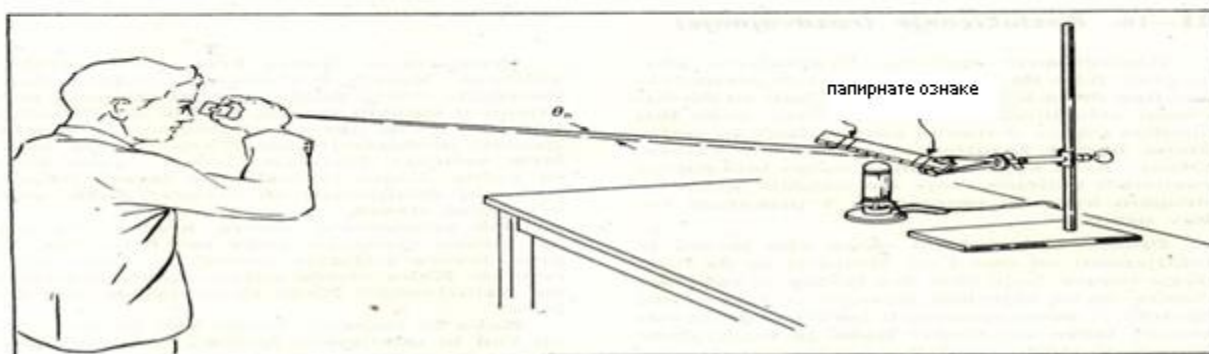
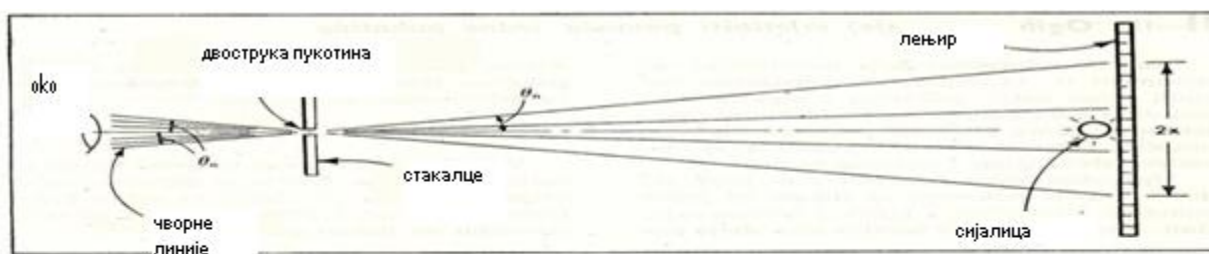
Поступак:

- Микроскопско предметно стакло премажемо колоидном отопином графита и пустимо га да се осуши. Ножиће за бријање држимо тако да лагано приађају један уз другог и с малим притиском зарежемо двије пукотине као на слици.



- Направимо неколико пари пукотина. Одаберемо за употребу оне које показују барем три јасне бијеле линије када гледамо у сијалицу с равном нити. Сатружемо слој графита попријеко на пукотине тако да добијемо „прозор“. То нам омогућује да видимо дифракциону слику кроз пукотине и читавамо скалу. Да би сачували пукотине од оштећења, корисно је покрити премазано стакалце чистим стакалцем и затим оба учврстити љепљивом траком.
- Из удаљености од отприлике 2 метра гледамо кроз пукотине према нити сијалице.
- Измјеримо x (растојање између централног максимума и првог максимума), d (растојање између пукотина), L (растојање између решетке са пукотинама и заклона).

Слика апаратуре:



Пруге у близини краја слике интерференције су обојене, јер су боје које чине бијелу свјетлост различитих таласних дужина. Можемо сијалицу покривити црвеним целофаном, те друге боје искључујемо, тако да видимо више јаснијих линија.

Закључак:

Измјеривши x, L, d те користећи формулу: $\sin \Theta = \frac{x}{L} = (n - \frac{1}{2}) \frac{\lambda}{d}$, можемо израчунати таласну дужину.

3.3. САВИЈАЊЕ СВЈЕТЛОСТИ ПОМОЋУ ЈЕДНЕ ПУКОТИНЕ

Задатак вјежбе: посматрати простирање свјетлости кроз једну пукотину

Потребан прибор:

- исти као у претходном експерименту;

Теоријска основа:

- иста као у претходном експерименту;

Поступак:

Ако смо непажњом направили једну пукотину могли смо запазити да и она даје слику интерференције са тамним и свијетлим пругама. Да бисмо те пруге што боље проучили, направимо неколико пукотина, тј. неколико зареза иглом и ножићем за бријање. Упоредимо слику коју смо добили са двије пукотине, са сликом од једне пукотине. Употријебимо и бијелу и црвену свјетлост. Кад посматрамо сијалицу кроз двије пукотине покушамо одстранити једну од двије пукотине тако да иза микроскопског стакалца држимо ножић за бријање.

Закључак:

Тешко је измјерити ширину пукотине. Међутим, можемо је одредити помоћу вриједности које смо добили за таласну дужину црвене свјетлости и помоћу теорије за интерференцију на једној пукотини.

3.4. РАЗДВАЈАЊЕ ИЗВОРА СВЈЕТЛОСТИ

Задатак вјежбе: раздвајање извора свјетлости

Потребан прибор:

- држачи;
- сталак;
- извор свјетлости (сијалица)
- комад станиола или алуминијске фолије;
- игла;
- лењир;

Теоријска основа:

- иста као у претходном експерименту;

Слика апаратуре:



Поступак:

Раздвајање можемо квалитативно проучавати тако да кроз мале отворе посматрамо два мала извора свјетлости, који су међусобно врло близу. Извори свјетлости могу бити сићушне рупице у станиол папиру, које су смјештене испред сијалице на сталку. Рупице ћемо избушити $\frac{3}{4}$ cm удаљене, а сијалица да буде снаге 150 вати. Отвори кроз које гледамо, могу бити рупице различитих величина, које смо избушили иглом на другом комаду папира.

Посматрамо једним оком оба извора из удаљености од око 1 m. Увјеримо се да кроз двије рупице, које чине два извора, у наше око допире јарка свјетлост изравно са жарке нити. Провјеравамо можемо ли оком раздвојити изворе у двије одвојене тачке свјетлости и како је велик отвор кроз који видимо изворе.

Посматрамо изворе кроз отвор средње величине. Провјеравамо можемо ли раздвојити изворе. Сада повећамо своју удаљеност од извора и промјену у изгледу извора. Нађемо удаљеност у којој су извори управо раздвојени. Из те удаљености посматрамо извор кроз отворе различитих величина. Раздвајање извора зависи о њиховој удаљености од отвора. Овиси о величини отвора.

Закључак:

Можемо провјерити како би изгледали извори кад би били већи, али кад би удаљеност између њихових вањских рубова остала иста.

3.5.ИНТЕРФЕРЕНЦИЈА СВЈЕТЛОСТИ НА ДВИЈЕ ПУКОТИНЕ ПОМОЋУ ЛАСЕРА

Задатак вјежбе:Одредити таласну дужину ласерске свјетлости

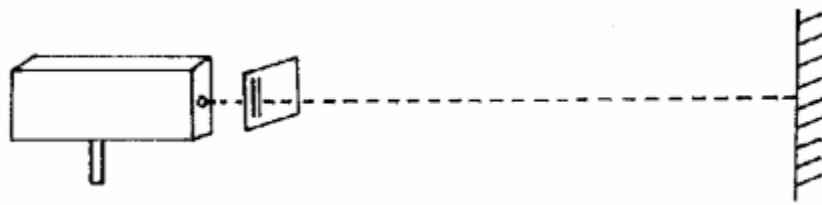
Потребан прибор:

- ласер,
- жељезни сталак,
- држач,
- заклон,
- метарска трака дужине 2 m,
- дијапозитив с двоструким пукотинама(користи се пар пукотина с размаком 0.2mm)

Теоријска основа:

Ако имамо два свјетлосна извора у фази, очекујемо да у одређеним смјеровима видимо свјетлост максималног интензитета, а у осталим смјеровима таму (смјерови чворних линија). Из смјера чворних линија и удаљености чворних линија можемо израчунати таласну дужину свјетлости према формули: $\lambda = \frac{sd}{a}$, гдје је d растојање између пукотина, s размак између два сусједна минимума или максимума, а a растојање између решетке и заклона. Напомена: Не смијемо гледати директно у ласерски сноп јер можемо ослијепити.

Слика апаратуре:



ласер

решетка

заклон

Поступак:

- Као два извора свјетлосног таласа послужит ће нам уске пукотине које ћемо освјетлити снопом ласерске свјетлости. Дијапозитив са пукотинама поставимо помоћу држача на жељезни сталак и поставимо непосредно пред ласер тако да сноп обасјава пукотине. Заклон на којем посматрамо слику интерференције треба ставити на удаљеност од најмање 2 m од ласера.
- Нађемо на заклону удаљеном 2-3 m од ласера слику интерференције свјетлости на двије пукотине. Користимо готове пукотине (не морамо зарезивати сами).
- Мјеримо: d (растојање између пукотина), s (размак између два сусједна минимума или максимума) и a (растојање између решетке и заклона)
- Мјерење треба поновити да би се добио резултат што ближи познатој вриједности таласне дужине ласерске свјетлости од 632,8 nm.

Закључак:

Помоћу добијене слике интерференције и измјерених података одређујемо таласну дужину ласерске свјетлости.



4. ЗАКЉУЧАК

Лабораторијске вјежбе би требале бити више заступљене у настави како би се остварили циљеви наставе физике, с нагласком на развијање ученикових радних способности.

У овом раду су изабране лабораторијске вјежбе карактеристичне за тему интерференције свјетлости. Уврштене су и неке сложеније вјежбе које нису предвиђене наставним садржајем. Како се квалитет и квантитет знања ученика мора повећавати са њиховим узрастом, сматрам да би се те вјежбе могле радити у средњој школи ако не у редовној настави, онда бар у оквиру додатне наставе физике.

Свака лабораторијска вјежба доноси нешто ново (нови захтјеви, нови циљеви, нова апаратура итд.), те се повећава интерес ученика за предмет. Ученици се морају трудити повезати све научене физичке појмове, физичке величине и законе.

Ако уложени труд уроди плодом тј. експеримент успије ученици осјећају посебно задовољство. Ученици се осјећају способним савладати све веће проблеме јер се способност рјешавања проблема развија током рада у лабораторији.

Који су још разлози за што већу заступљеност лабораторијских вјежби у настави физике? Мислим да неким једноставнијим огледима из стварног живота физика постаје ученицима занимљивија. Наравно, вршећи експерименте и анализирајући резултате експеримената тј. пишући лабораторијске извјештаје ученици утврђују усвојена знања. Нагласила сам све предности за ученике, али мислим да је заједничка предност и наставницима и ученицима, у повећању заинтересованости за физику као природну науку. Наиме, ученици често добијају оцјене на основу сувог теоријског знања. Како је немогуће тотално искључити теорију из испитивања, наставник кроз извођење лабораторијских вјежби може провјерити и учениково знање теорије, а и способност рјешавања проблема. Тај начин оцјењивања омогућава већу објективност. На тај начин ученик добија адекватну оцјену из одређене области физике. Тако ће сви бити задовољнији и наставници и ученици, а физика ће имати задовољавајући положај у средњим школама.

5. ЛИТЕРАТУРА

1. „Методички приручник за наставнике“, Рудолф Крсник, Школска књига, Загреб, 2001. год.
2. „Дидактика физике-теорија наставе физике“, Томислав Петровић, Београд, 1993. год.
3. „Лабораторијски приручник за физику“, Завод за школску опрему, Загреб, 1980. год.
4. „Скрипта за лабораторијске вјежбе из техничке физике“, Сунарић, Стипанчић, Електротехнички факултет, Бања Лука, 1979. год.
5. „Физика II-електромагнетика и оптика“, Ивановић, Вучић, Научна књига, Београд, 1984. год.
6. „Физика за трећи разред гимназије“, Милан Распоповић, Завод за уџбенике, Београд, 2009. год.
7. „Физика за трећи разред гимназије“, Наташа Каделбург, Коста Панић, Круг, Београд, 2009. год.
8. „Физика II“, Рајфа Мусемић, Завод за издавање уџбеника, Сарајево, 2008. год.
9. „Таласна оптика“, Александар Милојевић, Завод за издавање уџбеника“, Београд, 1971. год.
10. Интернет