

Естество и характер на светлината. Научни теории. Основни принципи на геометричната оптика. Закони за отражение и пречупване. Пълно вътрешно отражение. Огледала, лещи, закономерности при построяване на образи. Сферична и хроматична аберация. Интерференция на светлината – определение, необходими условия. Интерференция от два източника – опит на Юнг

Естество и характер на светлината. Научни теории

Първите научни теории за природата на светлината и нейната същност датират от края на XVII в.: корпускулярната теория на Нютон и вълновата теория на Хюйгенс.

Нютон разглеждал светлината като поток от малки частици (корпускули), които се излъчват от източниците на светлина във всички направления и при попадане в окото предизвикват зрителни усещания. Различните цветове на светлината той свързвал с различната големина на частиците – най-малките при попадане в окото предизвиквали усещане за виолетов цвят, а най-големите – за червен. Белият цвят според Нютон бил резултат от едновременното действие на частици с различна големина. Теорията на Нютон дава задоволително обяснение на явленията отражение и пречупване, но от нея следва погрешният извод, че светлината се разпространява във вода с по-голяма скорост, отколкото във въздух. Това неправилно следствие било невъзможно да се провери, тъй като по това време скоростта на светлината още не била измерена.

Хюйгенс разглеждал светлината като вълна, която се разпространява в безтегловна, обхващаща всичко среда, наречена етер. Той твърдял, че всяка точка до която достигат светлинните вълни, става източник на нови вълни и по такъв начин светлината се разпространява във всички посоки на пространството, заобикалящо светлинния източник. Неговата теория обяснявала добре явленията отражение и пречупване, но не могла да даде цялостно разбиране на вълновия процес. По това време изглеждало невъзможно да се свърже праволинейното разпространение с вълновия процес. Идеята за безтегловния етер, в който се разпространяват светлинните вълни, също не намерила подкрепа сред по-голямата част от учените, а и Нютон имал много по-голям научен авторитет. Неговите принципи били основата на тогавашната наука. През целия XVIII в. корпускулярната теория на Нютон заемала господстващо положение. Нещата се променили едва в началото на XIX в., когато били наблюдавани явленията интерференция и дифракция на светлината. Резултатите от теоретичните и експерименталните изследвания на Юнг и Френел потвърдили вълновите свойства на светлината и теорията на Хюйгенс излязла на преден план. Тя била приета от всички физици. Оставал неясен само един въпрос – какво е естеството на светлинните вълни, т.е. кой извършва периодичните движения в тях.

През втората половина на XIX в. се появила електромагнитната теория на Максвел, който показал, че светлинните вълни са електромагнитни вълни с голяма честота. Максвел определил точно характера на трептенията при светлинните вълни – те се извършват от два вектора: интензитетите на електричното поле $\vec{E}$ и на магнитното поле $\vec{H}$ които трептят в две взаимноперпендикулярни равнини и поотделно са перпендикулярни на посоката на разпространение на светлината. Това била окончателната победа на вълновата теория за светлината. Въпреки успехите ѝ при обясняване на редица явления, като интерференция и дифракция, свързани с разпространението на светлината, тя не могла да даде задоволително обяснение на явленията топлинно излъчване и поглъщане, фотоелектричен ефект и др., които били свързани с взаимодействието на светлината с веществото.

Възникналите затруднения били преодоляни през 1900 г. с хипотезата на немския физик М. Планк, според която излъчването на електромагнитни вълни от веществата не става непрекъснато, а на определени части (порции), които били наречени кванти. Тези кванти се проявяват като частици с определена енергия. През 1905 г. Айнщайн обяснил законите на явлениято фотоелектричен ефект (фотоэффект), като допуснал, че светлината не само се излъчва, но се поглъща и разпространява също във вид на поток от светлинни кванти, които той нарекъл фотони. Теорията на Айнщайн се нарича квантова теория за светлината. Така в началото на XX в. науката достигнала до извода, че светлината е сложен обект и има двойствен характер. Тя не може да се разглежда нито само като вълни, нито само като частици. Светлината представлява единство на противоположни видове движения: от една страна, движение на частици (кванти), а от друга – движение на вълни с електромагнитна природа. В определени явления се проявяват нейните вълнови свойства, а в други – квантовите ѝ свойства. Тази двойствена същност на светлината се нарича корпускулярно-вълнов дуализъм.

Развитието на физиката е свързано и с многобройни опити за определяне скоростта на светлината c . Първите опити, направени от Галилей, не дават резултат, тъй като по това време науката разполагала с несъвършени технически средства.

Опит на Галилей ...

Първото успешно определяне на скоростта на светлината е реализирано от датския астроном О. Рьомер в Парижката обсерватория през 1676 г. По астрономичен път, наблюдавайки затъмнението на един от спътниците на Юпитер, той получава за скоростта на светлината стойността $c \approx 220\,000 \text{ km/s}$. През 1849 г. френският физик А. Физо предлага по-директен метод за определяне на c при земни условия и получава стойността $315\,000 \text{ km/s}$. Неговият сънародник Ж. Фуко, използвайки подобен метод, определя за c стойността $298\,000 \text{ km/s}$, а малко по-късно успява да определи и скоростта на светлината във вода, която се оказва по-малка от скоростта на светлината във въздух. Американският физик А. Майкелсън усъвършенства метода на Фуко и в продължение на 50 години (1880–1930) провежда серия от опити за определяне скоростта на светлината във въздух и във вакуум. Получената от него стойност е $299\,796 \text{ km/s}$.

Едно от най-прецизните измервания на скоростта на светлината във вакуум е направено през 1972 г. в Националното бюро за стандарти в Булдър, Колорадо, чрез използване на съвременни източници на кохерентна светлина – лазери. В тези експерименти са измерени дължината на вълната λ и честотата f на лазерен лъч поотделно, а след това по формулата $c = \lambda f$ е получена стойността $c = 299\,792\,458.2 \pm 1.1 \text{ m/s}$.

Обикновено за случаите, в които не се изисква голяма точност, тази стойност се закръглява на $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$. Скоростта на светлината във всички прозрачни среди, различни от вакуум, е по-малка и се определя от формулата $v = c/n$.

Основни принципи на геометричната оптика. Закони за отражение и пречупване. Пълно вътрешно отражение

Дължината на вълната на видимата светлина е много малка ($\sim 10^{-7} \text{ m}$), затова в повечето случаи можем да не отчитаме вълновия ѝ характер, т.е. да считаме че $\lambda \rightarrow 0$ и да приемем, че тя се разпространява като лъч. В този случай всички закономерности се получават на базата на геометрично разглеждане, затова този раздел от оптиката се нарича геометрична оптика.

Основните принципи на геометричната оптика са два.

Принципът за независимостта на светлинните лъчи гласи, че разпространението на всеки лъч е независимо от останалите и при пресичане на лъчите те не си взаимодействат, т.е. всеки лъч продължава разпространението си независимо от другите. Този принцип не е валиден при големи интензитети на светлината (напр. при лазерните лъчи);

Принципът на Ферма, според който светлината се разпространява по такъв път, за изминаването на който ѝ е необходимо най-малко време. По-голямо практическо приложение има друга формулировка на този принцип. Нека в дадена среда светлината се разпространява със скорост $v = \frac{c}{n}$, където c е

скоростта на светлината във вакуум, а n е коефициентът на пречупване на средата. За изминаване на път ds ще ѝ е необходимо време dt :

$$dt = \frac{ds}{v} = \frac{1}{c} n ds.$$

Светлината ще достигне от т. 1 до т. 2 за време:

$$(1) \Delta t = \int_1^2 dt = \frac{1}{c} \int_1^2 n ds = \frac{1}{c} l.$$

Величината

$$(2) l = \int_1^2 n ds$$

се нарича оптичен път на светлината. Тъй като c е универсална константа, от (1) следва, че за да бъде минимална стойността на Δt , трябва да бъде минимален оптичният път l . Така принципът на Ферма може да се формулира по следния начин: светлината се разпространява по такъв начин, че оптичният ѝ път да е минимален. От тази формулировка на принципа следват всички познати ни закони на геометричната оптика.

Законът за праволинейното разпространение на светлината гласи, че в еднородна среда светлината се разпространява праволинейно. От (2) можем да получим оптичния път за еднородна среда ($n=\text{const}$) – $l=ns$, т.е. оптичния път l е пропорционален на геометричния s , а най-малкото геометрично разстояние между две точки е по права линия.

Законът за обратимостта на лъчите също следва от принципа на Ферма – ако оптичният път на светлината има минимална стойност l , когато тя се движи от т. 1 към т. 2, то и при обратното движение, от т. 2 към т. 1, същата стойност на оптичния път l ще е минимална.

Законите за отражение и пречупване на светлината при достигане на границата между две среди, с коефициенти на пречупване спрямо въздуха съответно n_1 и n_2 , също могат да се изведат от принципа на Ферма. Законът за отражението гласи, че ъгълът, който сключва падащият лъч с перпендикуляра, издигнат в точката на падане (ъгълът на падане), е равен на ъгълът, който сключва отразеният лъч с този перпендикуляр (ъгълът на отражение). Според закона за пречупването (законът на Снелиус), ако ъгълът на падане е α , а ъгълът на пречупване (ъгълът, който сключва пречупеният лъч с перпендикуляра) е β , в сила е равенството:

$$(3) \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1}.$$

Третият закон е общ и за двете явления и гласи, че падащият лъч, отразеният лъч, пречупеният лъч и перпендикулярът към граничната повърхност, издигнат в точката на падане, лежат в една равнина.

От (3) може да се направи изводът, че ако втората среда има по-голям коефициент на пречупване от първата ($n_2 > n_1$), пречупеният лъч се приближава към перпендикуляра ($\sin \alpha > \sin \beta \Rightarrow \alpha > \beta$ тъй като α и β са остри ъгли). Обратно, ако $n_1 > n_2$, $\beta > \alpha$ и пречупеният лъч се отдалечава от перпендикуляра. В този случай (преминаване на светлината от оптично по плътна към оптично по-рядка среда, напр. от стъкло във въздух) е възможно да се наблюдава явлението пълно вътрешно отражение – при достигане на светлината до границата между две среди, във втората среда не се разпространява пречупен лъч, т.е. наблюдава се само отражение на лъча в първата среда. Това е възможно при ъгли на падане по-големи от т.нар. граничен ъгъл α_0 , който се получава от условието ъгълът на пречупване β да е $\pi/2$ (90°), т.е. $\sin \beta = 1$:

$$\sin \alpha_0 = \frac{n_2}{n_1}.$$

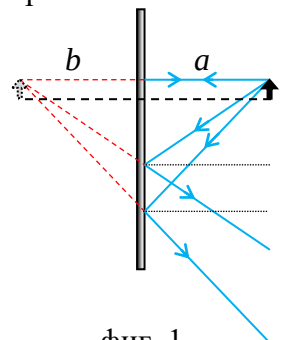
$$\alpha_0 = \arcsin \frac{n_2}{n_1}.$$

Световоди, перископи ...

Огледала, лещи, закономерности при построяване на образи

В реални условия обикновено говорим за светлинен сноп – съвкупност от много светлинни лъчи. Ако лъчите от един светлинен сноп се пресичат в една точка, снопът се нарича хомоцентричен. Такъв сноп може да бъде сходящ, разходящ или успореден (успоредните лъчи се пресичат в безкрайно отдалечена точка). На хомоцентричен сноп съответства сферична вълнова повърхност (на успоредния сноп съответства равнина, която е сфера с безкрайно голям радиус).

Чрез всяка оптична система се осъществява някакво преобразуване на светлинния сноп. Ако системата не нарушава хомоцентричността на снопа (т.е. всяка точка от предмета се изобразява в точка), изображението, което се получава се нарича точково или стигматично. Образът на даден предмет, който се получава от една оптична система се нарича действителен, ако се получава от пресичане на самите светлинни лъчи и недействителен, ако се получава от продължения в обратна посока.



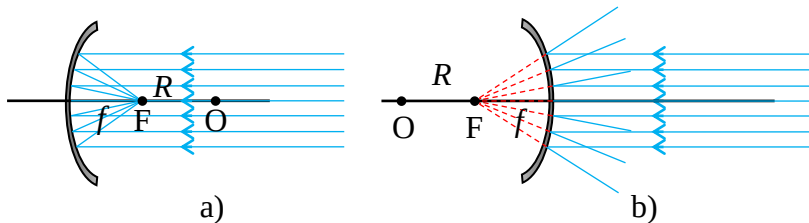
фиг. 1

Всяка оптична система представлява съвкупност от отразяващи и пречупващи повърхности. Една система от сферични (в частност плоски) повърхности се нарича центрирана, ако центровете на всички повърхности лежат на една права. Тази права се нарича оптична ос на системата. Образът на точка, която се намира върху оптичната ос, също лежи върху оптичната ос.

Най-простият случай на такава система е плоското огледало (фиг. 1). Плоските огледала не променят характера на светлинния сноп – при отражение от плоско огледало успоредният сноп остава успореден, сходящият – сходящ, а разходящият – разходящ. За оптична ос може да се избере всяка права, която е

перпендикулярна на огледалото. Обикновено се избира такава права, която минава през единия край на предмета. Като се имат предвид законите за отражение на светлината и казаното по-горе, лесно може да се получат закономерностите при построяване на образа – той е прав, недействителен и завъртян на 180° (π rad) спрямо вертикалната ос по отношение ляво–дясно (лявата част на предмета е дясна за образа и обратно). Размерите на образа са същите както на предмета, а разстоянието от предмета до огледалото е равно на разстоянието от огледалото до образа ($a = b$).

Сферичното огледало представлява част от сферична повърхност с радиус R . Оптичната ос се избира да минава през центъра O на сферата. Тъй като огледалната повърхност може да бъде вътрешната или външната част на сферата, има съответно вдлъбнати и изпъкнали сферични огледала. При сферичните огледала също са изпълнени законите за отражение, но тъй като ъглите на падане са различни за различните лъчи те променят вида на снопа – успореден сноп лъчи се отразява като сходящ от вдлъбнатото огледало (фиг. 2a) и като разходящ от изпъкнало (фиг. 2b). Ако снопът е достатъчно тесен и пада успоредно на оптичната ос, сферичните огледала дават почти стигматичен образ. Точката F , в която се събират отразените лъчи от успоредния сноп (при вдлъбнатото огледало) или продълженията на отразените лъчи (при изпъкнало огледало) се нарича фокус на огледалото и се намира на разстояние $f = R/2$ от огледалото (фиг. 2). Това разстояние f се нарича фокусно разстояние и се измерва в [m]. От закона за обратимостта на лъчите следва, че лъч, чието направление минава през фокуса, се отразява като успореден на оптичната ос. Лъч, чието направление минава през т. O се отразява в противоположна посока. Като се знае ходът на тези основни лъчи може да се построи образът на даден предмет от огледалото.



фиг. 2

Образът от изпъкнало огледало е винаги прав, умален и недействителен. При вдлъбнатото огледало в повечето случаи се получава действителен и обърнат образ, като големината му зависи от това, къде е разположен предметът спрямо фокуса F и центъра O на сферата. Ако предметът е разположен на разстояние $a < f$, образът е прав увеличен и недействителен. Разстоянията a от предмета до огледалото и b от образа до огледалото са свързани с фокусното разстояние f и радиусът R на сферичната повърхност с формулата:

$$(4) \frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} = \frac{2}{R}.$$

Трябва да се има предвид, че знаците пред величините са положителни когато се измерват пред огледалото и отрицателни зад него, т.е. за изпъкнало огледало както b така и f трябва да бъдат във формулата със знак „-“. Формулата е валидна и за плоско огледало, като се има предвид, че за него $R = \infty$.

Оптичните лещи представляват прозрачни тела, ограничени от две повърхности, като поне едната от тях е сферична или цилиндрична. В зависимост от вида на повърхностите те могат да бъдат двойно изпъкнали, двойно вдлъбнати, плоско изпъкнали, изпъкнало вдлъбнати и др., а според действието си – събирателни и разсейвателни. Полученият образ при събирателните лещи е действителен, а при разсейвателните – недействителен. Ако светлинният сноп е достатъчно тесен и пада успоредно на оптичната ос, лещите също дават почти стигматичен образ за монохроматична светлина.

Лещата се нарича тънка, ако максималната ѝ дебелина е много по-малка от радиусите на сферичните повърхности, които я ограждат.

При преминаване на светлинен сноп през леща, лъчите се пречупват. За лещата също съществува такава точка, за която при преминаване на светлинен лъч през нея, той не променя направлението си. Тази точка се нарича оптичен център O и за тънките лещи се приема, че съвпада с геометричния им център (на практика в средата на лещата). Оптичната ос на тънка леща минава през оптичния ѝ център и е перпендикулярна на лещата. Ако върху събирателна леща пада успореден сноп светлина, той се пречупва като сходящ, т.е. лъчите се събират зад лещата в една точка F , която се нарича фокус, а разстоянието от тази точка до лещата – фокусно разстояние f . За разлика от огледалата, лещите имат два фокуса – пред и зад лещата, които се намират на еднакво разстояние от лещата, ако оптичните среди от двете страни на лещата имат еднакъв коефициент на пречупване. Фокусите на разсейвателната леща са недействителни – те се получават от пресичане на продълженията на пречупените от лещата лъчи. За фокусното разстояние на тънка леща може да се изведе формулата:

$$\frac{1}{f} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right),$$

където n е отношението на коефициента на пречупване на лещата и коефициента на пречупване на околната среда (тъй като в повечето случаи околната среда е въздух, това отношение е точно коефициентът на пречупване на лещата), а радиусите на кривините на двете повърхности се взимат със знак „+“ за изпъкналата им част и със „-“ за вдлъбнатата. За тънките лещи също е валидна формула (4), като трябва да се има предвид, че за разсейвателните лещи b и f са отрицателни. В повечето случаи обаче, когато се търси фокусно разстояние на леща или система от лещи за практически нужди, се използва методът на Гаус–Бесел.

Когато системата се състои от няколко огледала и лещи, образът се получава като се намират последователно образите от отделните елементи – образът от първия елемент служи като предмет на втория и т.н..

Микроскопи, телескопи ...

Сферична и хроматична аберация

При описанието на хода на лъчите при огледалата и лещите предпологахме, че лъчите са близо до оптичната ос и са успоредни на нея. Това се дължи на факта, че лъчите, които се отразяват или пречупват от сферична повърхност не могат да се съберат в една точка. Такова фокусиране е възможно само приблизително, ако можем да считаме, че разстоянията от точките на отражение или пречупване до оптичната ос са много по-малки от радиуса на кривината. Така ако лъчите минават далеч от оптичната ос се наблюдават различни изкривявания на образа.

Сферичната аберация се изразява в размиване на образа по продължение на оптичната ос. При лещите това произтича от разликата в степента на пречупване в края и в средата на лещата – фокусните разстояния са различни за различните зони. Пречупените лъчи се фокусират толкова по-близо до лещата, колкото са по-отдалечени от центъра ѝ. В резултат на това образът на успоредния светлинен лъч не се фокусира в точка, а в малко кръгче. Същия ефект се наблюдава и при сферичните огледала – там сферичната аберация възниква вследствие на това, че отразените от повърхността им успоредни лъчи не се фокусират в една точка. Лъчите, отразени от крайните зони на огледалото се събират в точка, която е по-близо до огледалото, отколкото точките, в които се събират лъчите, отразени от централните зони.

Сферичната аберация при лещите се коригира чрез използването на комбинация от две лещи, изработени от оптични стъкла с различни коефициенти на пречупване. За избягване на сферичната аберация при огледалата вместо сферични се използват параболични огледала (напр. в телескопите рефлектори).

Друг вид аберация, подобна на сферичната аберация, се проявява когато светлината пада под голям ъгъл спрямо оптичната ос. Причината, както и при сферичната аберация, е нееднаквото оптично действие на отделните зони на лещата или огледалото – лъчите от различните зони не се фокусират в една точка. Изразява се в петно със специфична форма, наподобяваща комета – ярко петно с ветрилообразна опашка, поради което се нарича кома. Корекцията на комата става чрез използването на комбинация от лещи.

Астигматизмът е аберация, която също се проявява в края на лещата или огледалото. Получава се от това, че лъчите от две взаимно перпендикулярни надлъжни сечения на снопа светлина, например във вертикална и хоризонтална равнина, не се фокусират в една точка. Изразява се в това, че образът на точка не е точка, а петно с формата на елипси или чертички. Астигматизъм се получава и когато оптичната повърхност не е с еднаква форма в две взаимно перпендикулярни равнини и има различни фокусни разстояния в тези равнини.

Освен тези отклонения може да се наблюдават и други – дисторсия, кривина на полето. Всички са предизвикани от нееднаквото пречупване или отражение около оптичната ос и в края на оптичната система. Освен посочените по-горе начини за отстраняването им се използват и диафрагми за ограничаване на диаметъра на светлинния сноп, но по този начин намалява значително и интензитетът на снопа.

При лещите се наблюдава и друг вид аберация – т.нар. хроматична аберация. Този вид аберация се дължи на дисперсията на светлината и се поражда вследствие на различния коефициент на пречупване на лещата за различните дължини на вълните. Например синята светлина се пречупва повече, в сравнение с червената.

Дъга, цветни контури ...

Следователно за различните цветове лещата има различно фокусно разстояние – за сините лъчи то е по-малко, а за червените по-голямо. Разликата между тези две фокусни разстояние се нарича надлъжен хроматизъм. Колкото по-близо до края на лещата става пречупването на светлината, толкова по-силно изразена е хроматичната аберация. Затова влиянието ѝ може да се намали е чрез поставяне на диафрагма, но, както казахме по-горе, така се намалява интензитетът на снопа. Поради тази причина стандартният начин за намаляване на хроматичната аберация (както и на другите видове аберации) е съвместното използване на лещи, изработени от стъкла с различен коефициент на пречупване.

Интерференция на светлината – определение, необходими условия

Интерференцията на светлината е едно от първите наблюдавани явления, които доказват вълновия ѝ характер. Условието, необходимо за да се наблюдава интерференция от два (или повече) светлинни източника, е същото както и за всички други вълни – те трябва да са кохерентни (пространствено и времево). Тогава в дадена точка от пространството ще се наслагват хармонични трептения в едно направление с еднакви честоти и за амплитудата на резултантното трептение ще получим:

$$(5) A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \Delta\Phi,$$

а фазовата разлика $\Delta\Phi$ няма да зависи от времето. Ако използваме величината интензитет I на вълната (звукова, светлинна и др., ($I \sim A^2$)), можем да запишем (5) като:

$$(6) I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos \Delta\Phi,$$

т.е. интензитетът на светлината във всяка точка зависи само от фазовата разлика на двете вълни в тази точка. Тази фазова разлика (в случая на синхронизирани източници, $\phi_1 = \phi_2$) се дава с:

$$(7) \Delta\Phi = (k_2x_2 - k_1x_1) + (\phi_1 - \phi_2) = k_2x_2 - k_1x_1.$$

Ако двете вълни се разпространяват в една и съща среда с коефициент на пречупване n , скоростите им на разпространение ще бъдат равни ($v_1 = v_2 = v = c/n$), вълновите числа също ще са равни ($k_1 = k_2 = k = \omega/v = \omega n/c$) и (7) ще придобие познатия ни вид:

$$\Delta\Phi = k(x_2 - x_1) = \frac{\omega}{c}(nx_2 - nx_1) = \frac{2\pi f}{c}(nx_2 - nx_1) = \frac{2\pi}{\lambda}(nx_2 - nx_1) = \frac{2\pi}{\lambda}(l_2 - l_1) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta,$$

като тук Δ е разликата в оптичните пътища l_1 и l_2 на двете вълни, а λ – дължината на светлинната вълна във вакуум. Ако светлината се разпространява във вакуум (или въздух), $n=1$ и оптичните пътища на двете вълни съвпадат с геометричните им пътища. Ако двете вълни се разпространяват в различни среди, с коефициенти на пречупване n_1 и n_2 , преди точката, в която се наслагват, разликата в оптичните им пътища ще бъде $\Delta = n_2x_2 - n_1x_1$. Условието за максимум и минимум на интензитета I са същите, които изведохме за интерференция на механични вълни (но тук Δ е разликата в оптичните пътища):

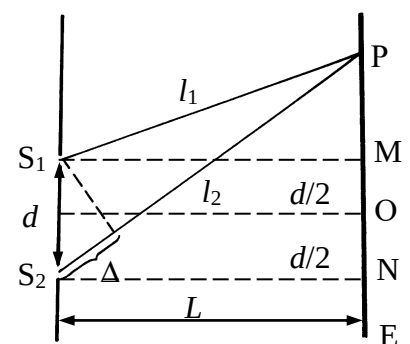
$$(8) \Delta = 2m \frac{\lambda}{2} - \text{max},$$

$$(9) \Delta = (2m+1) \frac{\lambda}{2} - \text{min},$$

т.е. в точките, за които е изпълнено (8), ще се наблюдава увеличаване на интензитета (6) на светлината (интерференчен максимум), а в тези, за които е изпълнено (9) – намаляване на интензитета (6) на светлината (интерференчен минимум). Следователно, **интерференция на светлината е явление, при което се наблюдава преразпределение на интензитета на светлината в пространството, вследствие наслагване на кохерентни светлинни вълни.**

Интерференция от два източника – опит на Юнг

Ще разгледаме като пример класическия опит на интерференция от два процепа (фиг. 3), осъществен за първи път от английския физик Т. Юнг през 1803 г. За да получи кохерентни светлинни източници, той разделил светлината от един източник S (който не е показан на фиг. 3) на две части (за да осигури времевата кохерентност), като я насочил към екран с два тесни процепа S_1 и S_2 , разположени на малко разстояние d един от друг (за да осигури пространствената кохерентност). Процепите действат като два източника на кохерентни вълни с еднаква кръгова честота ω . На разстояние L зад екрана с процепите се поставя екран E , върху който се наблюдава интерференчната картина. Точката O на екрана се намира срещу



фиг. 3

средата на разстоянието d между процепите, следователно оптичните пътища на двете вълни от S_1 и S_2 до O са еднакви и в тази точка ще се наблюдава интерференчен максимум ($\Delta=0$, $\Delta\Phi=0$, $\cos\Delta\Phi=1$). В произволна t . P от екрана, намираща се на разстояние x от t . O ($x=OP$), може да се наблюдава усилване или отслабване на интензитета на светлината, в зависимост от разликата Δ в оптичните пътища l_1 и l_2 на двете вълни от източниците S_1 и S_2 до тази точка. Интерференчната картина, която се наблюдава, представлява редуващи се светли и тъмни ивици, разположени на еднакво разстояние от двете страни на централна светла ивица.

Опитът на Юнг е извършен във въздух ($n=1$), затова оптичните пътища на двете вълни съвпадат с геометричните и можем да ползваме геометрични зависимости за определяне на Δ . Трябва да отбележим още две важни особености: разстоянието d между процепите трябва да е много по-малко от разстоянието L до екрана, за да се наблюдава интерференчна картина; интерференчните линии се наблюдават ясно само на малки разстояния x от централния максимум. Първата особеност ни позволява да считаме че разстоянията l_1 и l_2 са почти равни ($l_1 \approx l_2$), а втората ни дава основание да приемем, че тези разстояния са почти равни на L ($l_1 \approx l_2 \approx L$).

За да намерим разликата $\Delta=l_2-l_1$, ще разгледаме правоъгълните триъгълници S_1MP и S_2NP :

$$\left. \begin{aligned} l_1^2 &= L^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2 \\ l_2^2 &= L^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2 \\ l_2^2 - l_1^2 &= (l_2 + l_1)(l_2 - l_1) \end{aligned} \right\} 2L\Delta = \left(x + \frac{d}{2}\right)^2 - \left(x - \frac{d}{2}\right)^2 = 2xd$$

$$\Delta = \frac{xd}{L}.$$

Ако разстоянието x е такова, че $\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}$, в t . P ще наблюдаваме интерференчен максимум:

$$\frac{x_{\max} d}{L} = 2m \frac{\lambda}{2}$$

$$(10) \quad x_{\max} = m \frac{\lambda L}{d},$$

т.е. на разстояния (10) от централния максимум ще наблюдаваме максимумите от порядък **1, 2, 3 ...** (за $m=1, 2, 3 \dots$). Ако разстоянието x е такова, че $\Delta = (2m+1) \frac{\lambda}{2}$, в t . P ще наблюдаваме интерференчен минимум:

$$\frac{x_{\min} d}{L} = (2m+1) \frac{\lambda}{2}$$

$$(11) \quad x_{\min} = \frac{(2m+1) \lambda L}{2d},$$

т.е. на разстояния (11) от централния максимум ще наблюдаваме минимумите от порядък **1, 2, 3 ...** (за $m=1, 2, 3 \dots$).

Определяне на дебелини, коефициенти на пречупване и скорости ...

Разстоянието между два съседни минимума или максимума от интерференчната картина се нарича широчина на интерференчната ивица. Лесно може да се покаже от (10) и (11), че това разстояние е едно и също, независимо от поредния номер m на максимума или минимума. Разстоянието $\Delta x_{\max}$ между два съседни максимума с поредни номера m и $m+1$, е:

$$\Delta x_{\max} = (m+1) \frac{\lambda L}{d} - m \frac{\lambda L}{d} = \frac{\lambda L}{d}$$

и не зависи от m , а между два съседни минимума:

$$\Delta x_{\min} = \frac{(2(m+1)+1) \lambda L}{2d} - \frac{(2m+1) \lambda L}{2d} = \frac{(2m+3) \lambda L}{2d} - \frac{(2m+1) \lambda L}{2d} = \frac{\lambda L}{d}.$$

Виждаме, че:

$$(12) \Delta x = \Delta x_{\min} = \Delta x_{\max} = \frac{\lambda L}{d}.$$

От (12) следва също, че ако разстоянието d между процепите е голямо ($d \approx L$) отделните ивици ще бъдат неразличими, тъй като за видимата светлина $\lambda \approx 10^{-7} \text{ m}$ и Δx ще бъде от същия порядък. Ето защо, за да се наблюдава интерференчна картина, е необходимо да бъде изпълнено условието $d \ll L$.

Цветни петна в локви, проверка за дефекти – плоски и сферични ...