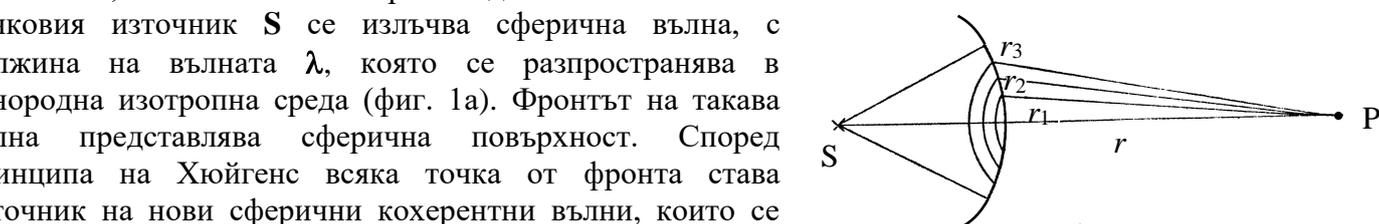


Дифракция на светлината. Френелови зони. Дифракция от кръгъл отвор и кръгла преграда (дифракция на Френел). Дифракция на светлината от тесен процеп (дифракция на Фраунхофер). Дифракционна решетка

Дифракция на светлината. Френелови зони. Дифракция от кръгъл отвор и кръгла преграда (дифракция на Френел)

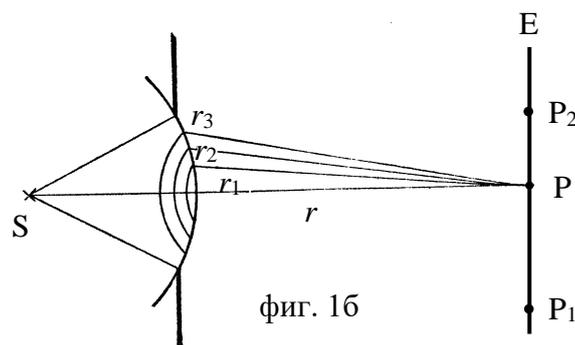
Друго явление, което доказва вълновият характер на светлината, е явлението дифракция. Същността му се състои в **отклонение на светлината от праволинейното ѝ разпространение в еднародна среда (т.е. отклонение от законите на геометричната оптика), около рязко изразени нееднородности (напр. малки отвори, прегради и др.)**. Обяснението на това поведение на светлината се дава от принципа на холандския физик Х. Хюйгенс, поставен в основата на неговата вълнова теория за светлината, чиято валидност е доказана по-късно от О. Френел и затова носи името принцип на Хюйгенс – Френел: **всяка точка, до която е достигнал фронтът на светлинната вълна, става източник на нова сферична вълна. Всички тези вълни са кохерентни, а фронтът на вълната във всеки следващ момент се дава от тяхната суперпозиция (наслагане) чрез интерференция.** (Принципът на Хюйгенс – Френел е валиден за всички видове вълни, не само за светлинните). Френел доказва валидността на принципа, въпреки привидното му противоречие с праволинейното разпространение на светлината, като използва т.нар. метод на зоните. Нека от точковия източник **S** се излъчва сферична вълна, с дължина на вълната λ , която се разпространява в еднародна изотропна среда (фиг. 1а). Фронтът на такава вълна представлява сферична повърхност. Според принципа на Хюйгенс всяка точка от фронта става източник на нови сферични кохерентни вълни, които се разпространяват във всички посоки. След определено време тези вълни достигат т. **P** и интерферират. За да определи амплитудата **A** на резултантната вълна в **P**, Френел разделя фронта на вълната на пръстеновидни зони с такива размери, че разстоянията от техните краища до точката **P** да се различават с $\lambda/2$. Ако разстоянието до т. **P** е **r**, с радиус $r_1=r+\lambda/2$ се построява концентрична сферична повърхност с център **P**. Тази повърхност отсича от фронта един малък сферичен сегмент, който се нарича първа (централна) френелова зона. По такъв начин, построявайки концентрични сферични повърхности с център **P** и радиуси $r_i=r_{i-1}+\lambda/2$ ($i=2, 3 \dots$), получаваме пръстеновидни ивици, които съответстват на втората, третата и т.н. френелови зони. Ако сумарните амплитуди на вълните, излъчени от всяка зона, са съответно A_1, A_2, \dots, A_n , сумарната амплитуда **A**, получена от наслагането им в т. **P** ще бъде:



фиг. 1а

(1) $A = A_1 - A_2 + A_3 - \dots \pm A_n$,

тъй като вълните от всяка зона изминават пътища, различаващи се с $\lambda/2$, фазите им се изменят с π и амплитудите им трябва да се вземат с различни знаци (всеки две вълни от съседни зони са в противофаза), затова амплитудите от четните зона се вземат със знак „-“, а от нечетните – с „+“. Съгласно уравнението на сферична вълна амплитудите A_i намаляват постепенно с нарастването на r_i и могат да се разглеждат като членове на намаляваща аритметична прогресия. Тогава (от свойствата на аритметичната прогресия) всеки член на тази прогресия (амплитудите A_i) може да се представи като средноаритметична стойност от двата му съседни члена:



фиг. 1б

$$(2) A_n = \frac{A_{n-1} + A_{n+1}}{2},$$

а (1) може да се преобразува по следния начин:

$$(3) A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots + \left(\frac{A_{n-1}}{2} - A_n + \frac{A_{n+1}}{2} \right) + \frac{A_{n+1}}{2}.$$

Всеки от изразите в скобите е равен на нула поради (2). Така от (3) получаваме:

$$(4) A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_n}{2},$$

като знакът е „-“, ако n е четно и „+“ – ако е нечетно. Ако броят на зоните е голям, $A_1 \gg A_n$ и $A \approx A_1/2$, независимо от броя на зоните. Следователно в дадената точка ще достига светлина само от половината от първата зона, т.е. по правата между източника и точката. Това се наблюдава, когато светлината се разпространява в еднородна среда или преминава през широк отвор. Ако намаляваме размерите на отвора, намаляваме и броя n на зоните, които могат да се нанесат върху фронта на вълната. При някаква широчина на отвора (фиг. 1б), броят на зоните, които можем да построим, намалява (тъй като намалява площта на вълновия фронт зад отвора), амплитудата A_n ще стане сравнима с A_1 и ще има съществено значение дали n е четно или нечетно число. Ако в т. **Р** поставим екран **Е**, както е показано на фиг. 1б, амплитудите на вълните в т. **Р**, т. **Р₁** и т. **Р₂** ще бъдат различни, тъй като ще бъде различен броят на зоните, които могат да се построят от всяка точка. Ако n е четно за дадената точка, от (4) ще получим:

$$A = \frac{A_1}{2} - \frac{A_n}{2}$$

и в съответната точка ще имаме намаляване на интензитета на светлината (интерференчен минимум). Ако n е нечетно за дадената точка, от (4) ще получим:

$$A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_n}{2}$$

и в съответната точка ще имаме увеличаване на интензитета на светлината (интерференчен максимум). Следователно на екрана ще наблюдаваме интерференчна картина, получена от наслагването на кохерентните вълни, идващи от различни точки на отвора. Тъй като тази картина се получава вследствие на дифракция, тя се нарича дифракционна картина. Ако светлината преминава през кръгъл отвор, картината ще представлява редуващи се концентрични светли и тъмни ивици, около централен максимум или минимум. Дали в центъра ще имаме светло или тъмно петно, зависи от броя n на зоните, които можем да построим от т. **Р** – ако n е четно ще имаме намаляване на интензитета в т. **Р**, т.е. минимум, а ако n е нечетно ще имаме увеличаване на интензитета, т.е. максимум.

Подобна дифракционна картина се наблюдава и ако поставим на пътя на светлината кръгла преграда с не много голям радиус (напр. $10^2 \div 10^3 \lambda$), с една много съществена разлика – в центъра на екрана винаги се наблюдава светло петно (интерференчен максимум). Причината за този необичаен на пръв поглед резултат е, че в този случай ние закриваме първите n зони на Френел (за разлика от ситуацията при кръглия отвор, където закриваме зоните от някакъв номер n нататък). Така, като използваме пак (2) и (3), за амплитудата в центъра на екрана ще получим:

$$A = \frac{A_{n+1}}{2} + \left(\frac{A_{n+1}}{2} - A_{n+2} + \frac{A_{n+3}}{2} \right) + \left(\frac{A_{n+3}}{2} - A_{n+4} + \frac{A_{n+5}}{2} \right) + \dots + \left(\frac{A_{m-1}}{2} - A_m + \frac{A_{m+1}}{2} \right) + \frac{A_{m+1}}{2},$$

т.е. за амплитудата A , също както в (4), ще получим:

$$A = \frac{A_{n+1}}{2} \pm \frac{A_m}{2}.$$

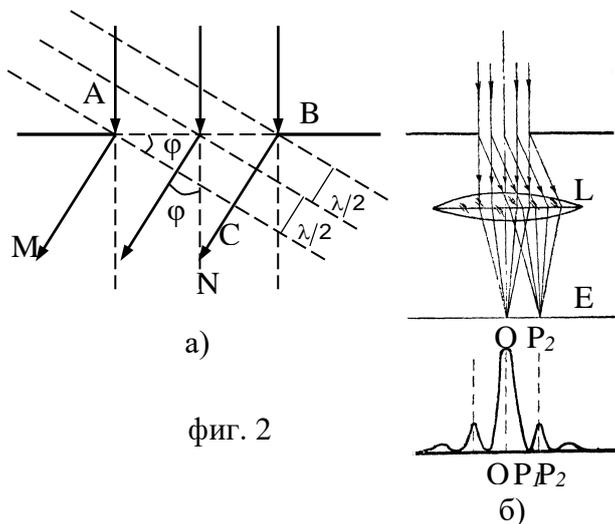
Тъй като в този случай броят на зоните е много голям (извън преградата средата е еднородна и нямаме ограничения върху фронта на вълната – $m \gg n$), $A_{n+1} \gg A_m$, амплитудата в центъра ще бъде $A \approx A_{n+1}/2$,

независимо от броя на зоните. Следователно в центъра зад преградата ще има винаги максимум, около който ще се редуват тъмни и светли кръгли ивици.

Дифракция на сферични вълни от кръгъл отвор и кръгла преграда е наблюдавана за първи път от Френел, затова се нарича дифракция на Френел.

Дифракция на светлината от тесен процец (дифракция на Фраунхофер). Дифракционна решетка

Друг случай на дифракция се наблюдава, когато разпространяваща се плоска светлинна вълна среща по пътя си тесен процец, чиято широчина е не по-голяма от $10^2 \div 10^3 \lambda$, а дължината му е много по-голяма от широчината (фиг. 2). Ако зад равнината на процепа



фиг. 2

поставим екран **E** и събирателна леща **L** пред него, на екрана също ще наблюдаваме дифракционна картина (успоредни на процепа тъмни и светли ивици около централна светла ивица), вследствие интерференцията на кохерентни вълни, идващи от различни области на процепа (ако използваме лазер като източник, лещата не ни е необходима). За пръв път тази дифракция е наблюдавана от Фраунхофер, затова се нарича още дифракция на Фраунхофер. И тук можем да построим зоните на Френел от избрана точка от екрана, която се вижда под ъгъл φ от направлението към централния максимум (фиг. 2а). Ако от тази точка можем да построим четен брой зони, които да покрият процепа (т. **P**₁ на фиг. 2б), в нея ще се наблюдава минимална стойност на интензитета на светлината, тъй като вълните от всеки две съседни зони са в противофаза. Ако можем да построим нечетен брой зони (т. **P**₂ на фиг. 2б), в нея ще се наблюдава максимум, тъй като ще остане некомпенсирана светлина от една зона. Разликата в оптичните пътища Δ на вълните от двата края на процепа е свързана с широчината на процепа a и ъгъла φ (фиг. 2а):

$$a \sin \varphi = \Delta .$$

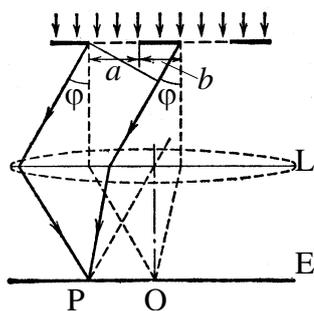
Ако броят на зоните е четно число, $\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}$, **условието за дифракционен минимум ще придобие вида:**

$$(5) \quad a \sin \varphi = 2m \frac{\lambda}{2} .$$

Ако броят на зоните е нечетно число, $\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$, **а условието за дифракционен максимум ще бъде:**

$$(6) \quad a \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} .$$

Ъгълът φ може да се отчита наляво или надясно от нормалата, построена през средата на процепа, перпендикулярно на равнината на екрана, върху който се наблюдава картината. Затова получената дифракционна картина е симетрична спрямо централния максимум.



фиг. 3

Нека сега разгледаме дифракционната картина, която се получава от редица процепи с еднаква широчина a , които се намират в една равнина и на еднакво разстояние b един от друг (фиг. 3). Такава система от процепи се нарича дифракционна решетка. Броят на процепите върху 1 mm може да бъде значителен. Стандартните решетки имат по **300, 600, 1200** и **1800** процепа на **1 mm**. Най-простите дифракционни решетки се получават от прозрачни стъклени пластинки, върху които със специален диамантен резец се нанасят голям брой тънки щрихи. В този случай ролята на процепите се изпълнява от прозрачните участъци, разделящи щрихите. Величината d , определена от равенството $d = a + b$, се нарича константа на дифракционната решетка. Съгласно принципа на Хюйгенс всички процепи на

дифракционната решетка може да се разглеждат като източници на кохерентни вълни, които при наслагването си върху екрана ще предизвикват усилване или отслабване на интензитета в зависимост от разликата в оптичните пътища $\Delta = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi$ (фиг. 3). Тази разлика е една и съща за всички лъчи, разпространяващи се в определено от ъгъла φ направление. Ако разликата в оптичните пътища е равна на четно число полу дължини, наблюдаваме максимум; ако разликата Δ е нечетно число полу дължини, наблюдаваме минимум:

$$(7) \quad d \sin \varphi = 2m \frac{\lambda}{2} - \text{максимум,}$$

$$d \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} - \text{минимум.}$$

Горните условия определят интерференционната картина, получена от наслагването на кохерентните лъчи, излизащи от всеки два съседни процепа. В рамките на всеки един процеп поотделно ще се наблюдава дифракционна картина, определена от условията за минимум и максимум при дифракция от един процеп (5) и (6). Следователно пълната картина при дифракционната решетка ще бъде по-сложна, съставена от главни и допълнителни максимуми и минимуми. **Условието за главни максимуми се определя от израза (7)**, а условието за главни минимуми – от (5). Условията за допълнителни максимуми и минимуми зависят от броя на процепите на решетката. При голям брой процепи интензитетът на допълнителните максимуми е пренебрежимо малък в сравнение с този на главните.