

4.6 Difrakce (ohyb)

Difrakcí rozumíme takovou odchylku od přímočarého šíření světla, která nemůže být vysvětlena jako důsledek odrazu či lomu (či změnou směru paprsků v prostředí se spojitě se měnícím indexem lomu). Pod pojmem difrakce není pojímán ani rozptyl světla, způsobený drobnými částicemi cizího prostředí či mikroskopickými nehomogenitami indexu lomu. S difrakcí se setkáváme vždy při šíření prostorově ohraničeného svazku světla; difrakční jevy jsou nejvýraznější a snadno pozorovatelné tehdy, když světlo prochází otvory či překážkami, jejichž velikost je řádově srovnatelná s vlnovou délkou světla. Často se rozlišuje Fresnelova difrakce a Fraunhoferova difrakce světla. Pokusíme se demonstrovat experimentální rozdíl mezi Fresnelovou a Fraunhoferovou difrakcí na příkladu difrakce na pravoúhlé štěrbině.

4.7 Fresnelova difrakce

Rozdělení intenzity světla v rovině pozorování v konečné vzdálenosti u za štěrbinou o šířce b (obr. 4,5a) se nejjednodušeji řeší pomocí tzv. Fresnelových zón. Konstruuji se tak, že z bodu pozorování P tvoříme koaxiální válcové povrchy s osou kolmou k rovině obrázku a s poloměry postupně $u, u + \lambda/2, u + 2(\lambda/2), \dots$. Rovinu štěrbinu tyto válcové plochy protínají v přímkách rovnoběžných s okrají štěrbinu – obr. 4,5b; to jsou hranice jednotlivých zón¹. Výsledná amplituda v libovolném bodě P (obr. 4,5 je nakreslen pro speciální případ, kdy bod P je umístěn symetricky k okrajům štěrbinu) se určuje jako superpozice vlnění od těch Fresnelových zón, které nejsou zakryty okrají štěrbinu.

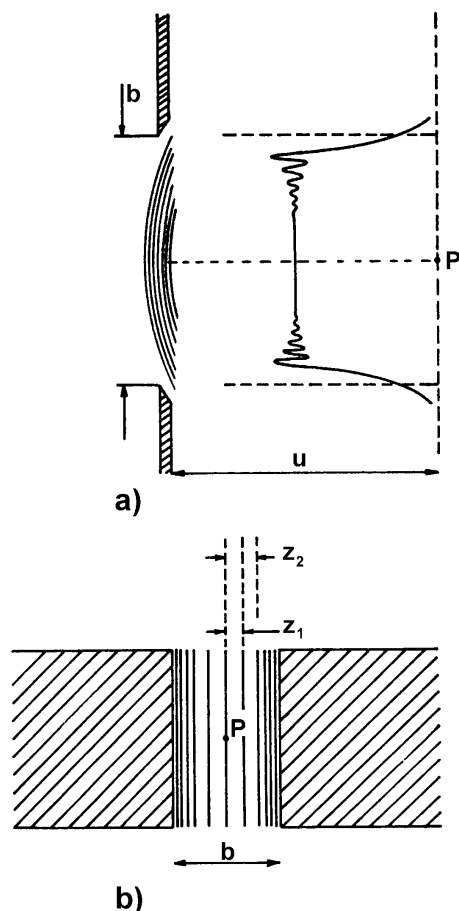
Celková šíře m Fresnelových zón je určena vztahem

$$z_m = \sqrt{um\lambda},$$

kde λ je vlnová délka světla.

Rozdělení intenzity světla v rovině pozorování se kvalitativně mění v závislosti na parametru $p = \sqrt{u\lambda}/b$, tj. na poměru šířky první Fresnelovy zóny $\sqrt{u\lambda}$ ku šířce štěrbinu b . Je-li $p \ll 1$, tj. $b \gg \sqrt{u\lambda}$, pak je rozdělení intenzity za štěrbinou možno získat v hrubých rysech pomocí geometrické optiky a ohybové jevy se projeví jen v úzkých oblastech na hranici světla a stínu. Tam vznikají difrakční obrazce pocházející z ohybu na hraně, které se při změně šířky štěrbinu pohybují prakticky nezávisle. Samotné rozdělení intenzity při ohybu na jedné hraně lze získat z Fresnelových zón např. pomocí Cornuovy spirály [I-1][I-2][I-5] a je znázorněno na obr. 4,6. Přesný matematický popis není jednoduchý. Při zmenšování šířky štěrbinu se oba systémy difrakčních proužků (od obou krajů štěrbinu) k sobě přibližují a postupně lze přejít k limitě Fraunhoferovy difrakce.

¹ Pojem Fresnelovy zóny (pásma) se častěji používá pro případ difrakce na kruhovém otvoru, kdy zóny mají tvar kulových pásků vytnutých na sférické vlnoploše vymezené průměrem otvoru. V této kapitole pro maximální zjednodušení výkladu uvažujeme místo kruhového otvoru štěrbinu a v její rovině prakticky rovinnou vlnoplochu. Popisované zóny se pak někdy nazývají Schusterovy zóny, my se však přidržíme rozšířenějšího názvu Fresnelovy zóny (fyzikální princip zavedení a významu obou typů zón je totožný).

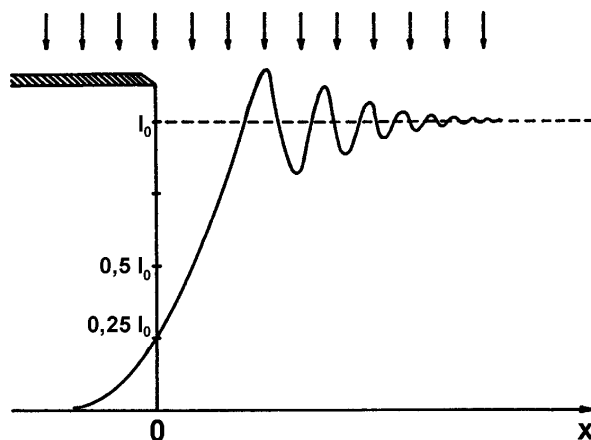


Obr. 4,5 Fresnelova difrakce na šterbině

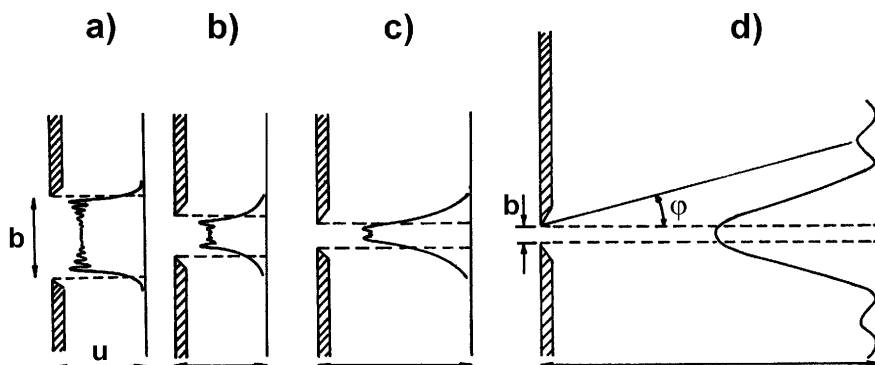
4.8 Fraunhoferova difrakce

Difrakční obrazec i jeho teoretický popis se podstatně zjednoduší, je-li šířka šterbiny mnohem menší nežli šířka první Fresnelovy zóny, tj. když $b \ll \sqrt{u\lambda}$. Tato podmínka se nejlépe vyplní při hodně veliké vzdálenosti u od šterbiny k rovině pozorování (stínítku). Difrakce pozorovaná za těchto podmínek se nazývá difrakcí Fraunhoferovou. Ekvivalentně se někdy formulují podmínky pro Fraunhoferovu difrakci pomocí t.zv. *Fresnelova čísla* $N_F = b^2/\lambda u$. Musí platit $N_F \ll 1$. Postupný přechod od Fresnelovy difrakce k Fraunhoferové difrakci je schematicky ukázán na obr. 4,7. V zásadě lze pozorovat Fresnelovu i Fraunhoferovu difrakci v téže experimentální uspořádání. Avšak při dostupných laboratorních rozměrech experimentu ($u \approx 0,5 - 1\text{m}$) vzniká Fraunhoferova difrakce pouze při velmi úzkých šterbinách.

Provedme rozbor experimentálního uspořádání vzdáleností šterbiny a stínítka. Tak



Obr. 4,6 Difrakční obrazec Fresnelova ohybu na hraně



Obr. 4,7 Přechod od Fresnelovy k Fraunhoferově difrakci

např. při $u = 50$ cm a použité vlnové délce zdroje $\lambda = 633$ nm dostáváme $b \ll \sqrt{u\lambda} \approx 0,6$ mm, tj. požadovaná hodnota b pro Fraunhoferovu difrakci je $b \lesssim 0,06$ mm. Tak úzké štěrby jsou těžko dostupné a obtížně se s nimi pracuje. Proto se ke studiu Fraunhoferovy difrakce používá uspořádání, kdy na štěrbinu dopadá prakticky rovinná vlna a difrakční obrazec se tvoří v nekonečnu (v tom případě rozměr první Fresnelovy zóny $z_1 \rightarrow \infty$). V experimentu je pak třeba použít spojnou čočku (obr. 4,8).

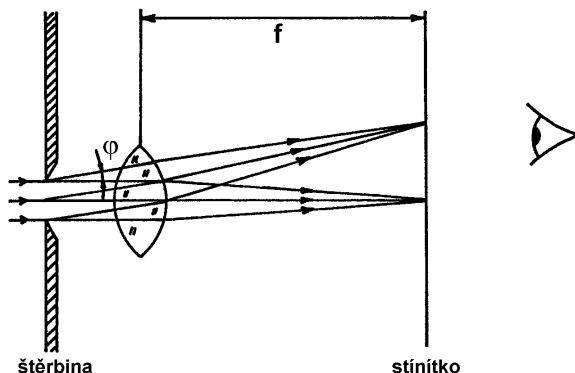
Principiální rozdíl mezi Fresnelovou a Fraunhoferovou difrakcí v našem příkladu tedy spočívá v tom, že u Fresnelovy difrakce je vzdálenost u bodu pozorování P od štěrby dostatečně malá, zatímco při $u \rightarrow \infty$ jde o Fraunhoferovu difrakci. V obou případech jsme předpokládali, že na rovinu štěrby dopadá rovinná vlna, tedy zdroj je umístěn v nekonečnu. Poznamenejme, že v literatuře se difrakční jevy klasifikují obvykle tak, že pod Fresnelovou difrakcí se rozumí difrakční jevy, kdy *obě* vzdálenosti - vzdálenost zdroje od štěrby i štěrby od stínítka - jsou konečné. Nicméně pro

Fresnelovu difrakci postačuje skutečně postulovat existenci *jediné* zakřivené vlnoplochy v rovině štěrbin. Bližší diskuzi je možno nalézt např. v [I-2].

Konkrétní uspořádání pro studium difrakčních jevů je podrobně popsáno v úloze 4.5 Studium ohybových jevů v laserovém svazku. Uvedeme zde proto již jen základní vztah pro Fraunhoferovu difrakci, který popisuje jednoduchým analytickým výrazem rozdělení intenzity světla difraktovaného na štěrbině v závislosti na úhlu difrakce φ (odvození viz např. [I-1][I-2][I-5]):

$$I(\varphi) = I_0 \frac{\sin^2 \xi}{\xi^2} = I_0 \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda} \right)}{\left(\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda} \right)^2}. \quad (4.13)$$

Jeho bližší rozbor a schematický průběh této funkce jsou uvedeny v návodu k úloze 4.5 Studium ohybových jevů v laserovém svazku.



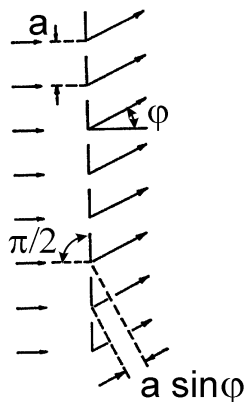
Obr. 4,8 Fraunhoferova difrakce na štěrbině

4.9 Difrakční mřížka

Difrakční mřížka je jeden z nejužívanějších disperzních (světlo rozkládajících dle vlnové délky) elementů v monochromátorech, resp. spektrografech. Jde o skleněnou (či kovovou) desku s řadou paralelních vrypů. Základními parametry mřížky jsou tzv. mřížková konstanta a a celkový počet vrypů N . Mřížka se užívá v podmínkách Fraunhoferovy difrakce, kdy na mřížku dopadá rovinná vlna (obr. 4,9). Přesná teorie mřížky bere v úvahu jak interferenci vln, vystupujících z různých štěrbin (vrypů), tak i difrakci na každém z vrypů. První podmínka vede k následující *mřížkové rovnici*

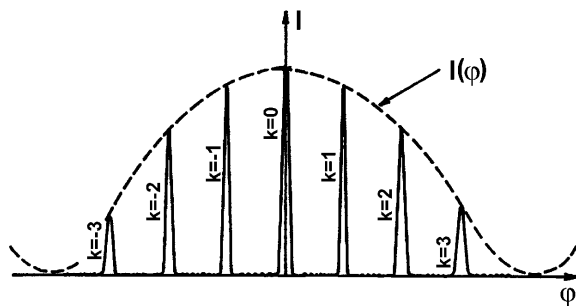
$$a \sin \varphi_k = k \lambda \quad (k \text{ celé číslo}). \quad (4.14)$$

Mřížková rovnice stanoví ty úhly difrakce φ_k , do nichž je intenzita difraktovaného světla maximální pro danou vlnovou délku λ (v podstatě jde o důsledek vztahu (4.4)). Je zřejmé, že tyto úhly jsou různé pro různé vlnové délky, což podmiňuje funkci mřížky



Obr. 4,9 Schéma difrakční mřížky

jako disperzního elementu. Číslo k se nazývá řád spektra (postupně s rostoucím úhlem φ se může celý spektrální motiv několikrát opakovat). Mřížková rovnice neříká nic o intenzitě spekter různých řádů. Toto rozdělení intenzit získáme, uvažíme-li i druhou podmínku - difrakci na každém z vrypů. Úhlová závislost ohybového jevu na štěrbině $I(\varphi)$, určená vztahem (4.13), pak vystupuje jako modulační funkce či „obálka“ spekter různých řádů; details lze nalézt v doporučené literatuře [I-1][I-2][I-5]. Schematicky je to znázorněno na obr. 4,10 pro monochromatické světlo $\lambda = \text{konst.}$



Obr. 4,10 Úhlové rozdělení intenzity světla při ohybu na mřížce

Seznámení a experimentální práci s difrakční mřížkou v úloze 4.4 Mřížkový spektrometr nám tedy usnadní, uvedomíme-li si dobře následující fakta:

1. Fialové paprsky (krátkovlnný konec viditelného spektra) se na mřížce odklánějí od přímého směru méně nežli paprsky červené (dlouhovlnný konec viditelného spektra).
2. Maxima intenzit řádu $k = 0$ pro všechny vlnové délky splývají při $\varphi_0 = 0$. Tedy při osvětlení bílým světlem je toto maximum nultého řádu nezbarvené, na rozdíl od všech spekter řádu $k \neq 0$.

3. Spektra prvního, druhého a dalších řádů jsou rozložena symetricky na obě strany od maxima nultého řádu. Body 1) – 3) vyplývají přímo ze vztahu (4.14).
4. Intenzita spekter klesá s rostoucím řádem spektra (viz obr. 4,10).

Důležité charakteristiky mřížky jako jsou *úhlová disperze*, *rozlišovací schopnost* a *disperzní oblast* jsou diskutovány v kontextu s návodem k úloze 4.4 Mřížkový spektrometr.