

# Úloha 1

## Studium ohybu světla - Fraunhoferův a Fresnelův ohyb

### 1.1 Úkol měření

1. Určete šířku štěrbiny pomocí Fraunhoferova ohybu světla He-Ne laseru ( $\lambda = 632,8$  nm). Měření proveďte alespoň pro tři různé šířky štěrbiny. Vypočtené hodnoty porovnejte s příslušnými hodnotami na mikrometrickém šroubu.
2. Pomocí Fraunhoferova ohybu světelného svazku He-Ne laseru na mřížce změřte mřížkovou konstantu optické mřížky.
3. Pomocí Fresnelova ohybu světelného svazku He-Ne laseru v kruhovém otvoru určete poloměr otvoru z počtu odečtených Fresnelových pásů a z polohy otvoru mezi zdrojem a stínítkem.
4. Odhadněte, případně vypočítejte chybu, které se dopouštíte při měřeních 1 - 3.

### 1.2 Obecná část

#### 1.2.1 Ohyb světla

*Ohyb světla* (difrakce) se nazývá jev odchýlení světla od přímočarého směru šíření, např. dostává-li se světlo po dopadu na překážku do oblasti jejího geometrického stínu. Přesná teorie ohybu vychází z řešení Maxwellových rovnic s použitím okrajových podmínek, které charakterizují tvar a vlastnosti předmětu, na němž ohyb nastává. Matematické obtíže tohoto přístupu jsou ohromné a řešení je možné jen v nejjednodušších případech. Naštěstí je možný jiný přístup, mnohem názornější a i když ne tak přesný, přece jen pro běžné případy zcela vyhovující. Je to přístup vycházející z Huygensova principu, na jehož základě je proveden dále uvedený výklad. Podle stupně přiblížení se rozlišují dvě třídy ohybových jevů:

- Fraunhoferův ohyb
- Fresnelův ohyb

Jednodušším případem je Fraunhoferův ohyb, který nastává v případě, kdy jsou vlnoplochy ohýbajícího se světelného svazku rovinné v rovině překážky na které dochází k ohybu. Jedná se tedy o ohyb rovinné vlny. Tento případ je rozebrán v odstavci 1.2.2, který se zabývá ohybem světla na štěrbině a v odstavci 1.2.3, který pojednává o ohybu na mřížce.

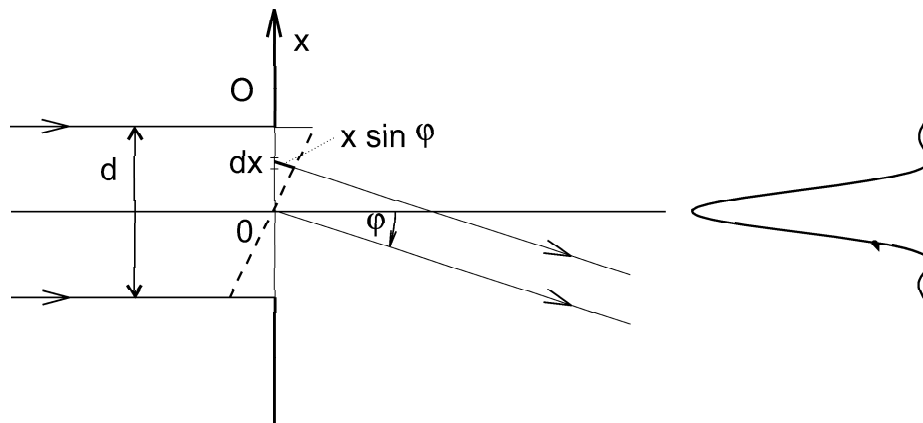
Případ Fresnelova ohybu nastává, jestliže v rovině překážky nelze zanedbat zakřivení vlnoploch dopadajícího světelného svazku. Jednoduchý výklad Fresnelova ohybu a jeho aplikace pro ohyb světla v kruhovém otvoru pomocí Fresnelových zón je uveden v odstavci 1.2.4. Matematický popis Fresnelova ohybu je ve srovnání s popisem Fraunhoferova ohybu značně složitý (viz např. [4]) a není proto uveden. Praktické využití Fresnelova ohybu je výrazně menší, než ohybu Fraunhoferova.

## 1.2.2 Fraunhoferův ohyb světla na štěrbině

Kolmo na štěrbinu  $O$  (obr. 1.1) dopadá svazek rovnoběžných paprsků monochromatického světla (tj. světla tvořeného zářením jedné vlnové délky). Podle Huygensova principu můžeme každý bod otvoru považovat za zdroj světla, ze kterého vystupují do všech směrů rozbíhavé svazky. Tyto svazky vycházejí z roviny štěrbině ve stejné fázi, ale následkem rozdílné optické dráhy, kterou urazí k stínítku, dochází k vzájemnému posunu fází a svazky spolu v rovině stínítka interferují. Interferenční obrazec je tvořen střídajícími se světlými (maxima intenzity) a tmavými (minima intenzity) proužky. Ve středu interferenčního obrazce je hlavní maximum. Minima intenzity (tmavé proužky) vznikají pro úhly  $\varphi_i$ , pro které platí:

$$\sin \varphi_i = \frac{i}{d}\lambda, \text{ pro } i = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \quad (1.1)$$

kde  $d$  je šířka štěrbině,  $\lambda$  je vlnová délka dopadajícího světla a  $i$  je pořadové číslo minima (proužku), počítané ve směru od hlavního maxima.



Obrázek 1.1: Ohyb světla na štěrbině.

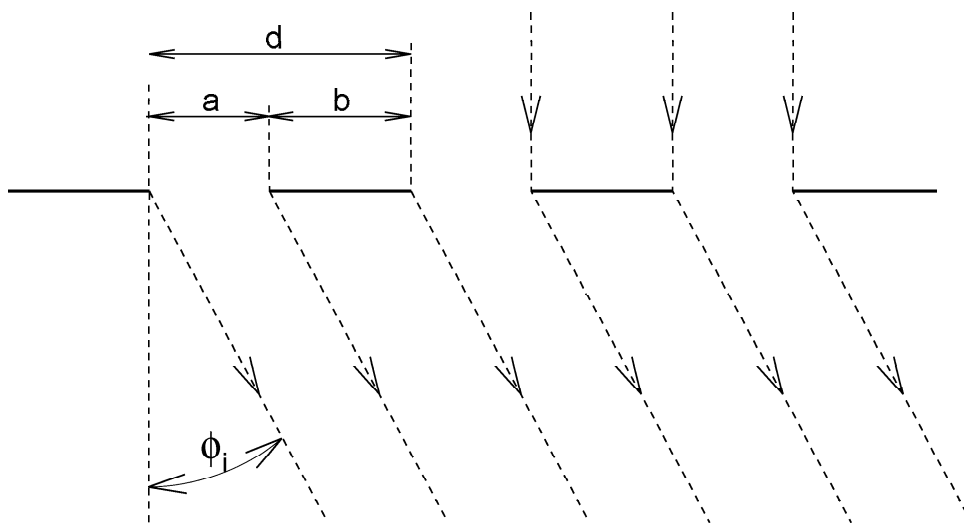
## 1.2.3 Fraunhoferův ohyb světla na mřížce

Mřížkou  $M$  nazýváme např. skleněnou destičku, do které jsou vyryté rovnoběžné, stejně široké vrypy šířky  $a$ . Tyto vrypy jsou navzájem odděleny stejně dlouhými rovnoběžnými

mezerami šířky  $b$  (obr. 1.2). Veličina  $d = a + b$  se nazývá *mřížková konstanta*. Při osvětlení mřížky svazkem rovnoběžných paprsků monochromatického světla dopadajících kolmo na rovinu mřížky, podobně jako u štěrbin, stává se každý bod vlnoplochy zdrojem záření. Toto záření se za mřížkou šíří všemi směry. Přidáme-li k mřížce spojnou čočku, vzniká v její ohniskové rovině, kolmé k původnímu směru paprsků, interferenční obrazec, strukturou podobný obrazci pozorovanému u štěrbin. Pro hlavní maxima osvětlení, vznikající pro úhly  $\phi_i$ , platí:

$$\sin \phi_i = \frac{i}{d} \lambda, \text{ pro } i = 1, 2, 3, \dots, \quad (1.2)$$

kde  $\lambda$  je vlnová délka dopadajícího světla,  $d$  je mřížková konstanta a  $i$  je pořadové číslo maxima. Význam úhlu  $\phi_i$  je naznačen na obr. 1.2.



Obrázek 1.2: Ohyb světla na optické mřížce.

#### 1.2.4 Fresnelův ohyb světla v kruhovém otvoru

Rozdělení intenzity světla v difrakčním obraze je možno určit na základě *Huygensova-Fresnelova principu* metodou *Fresnelových zón*.

Huygensův-Fresnelův princip tvrdí toto: Máme-li bodový zdroj vlnění, obklopený uzavřenou plochou, dostaneme hodnoty amplitudy intenzity vlnění za hranicemi této plochy, nahradíme-li bodový zdroj pomocnými bodovými zdroji, rozloženými na zvolené ploše. Každý bod této plochy je považován za zdroj vlnění, jehož amplituda a fáze se rovná amplitudě a fázi kmitů, které došly do tohoto bodu. Vlnění v libovolném bodě vně zvolené plochy vzniká interferencí vlnění od jednotlivých zdrojů rozložených na zvolené ploše. Protože je výběr plochy libovolný, volíme ji pro danou konkrétní úlohu co nejvýhodněji. Jestliže je vlnění v cestě neprůhledná překážka, jsou amplitudy pomocných zdrojů v bodech překážky nulové.

Dále použijeme metodu Fresnelových zón (viz. obr. 1.3). Abychom objasnili působení světelné vlny, šířící se ze zdroje  $Z$ , v bodě  $O$  uvažujeme vlnoplochu  $S'$  (čelo kulové vlny vycházející z bodu  $Z$ ) a působení zdroje světla  $Z$  nahradíme působením pomocných zdrojů na ploše  $S'$ . Plocha  $S'$  se rozdělí na kruhové Fresnelovy zóny tak, aby vzdálenost od hranic

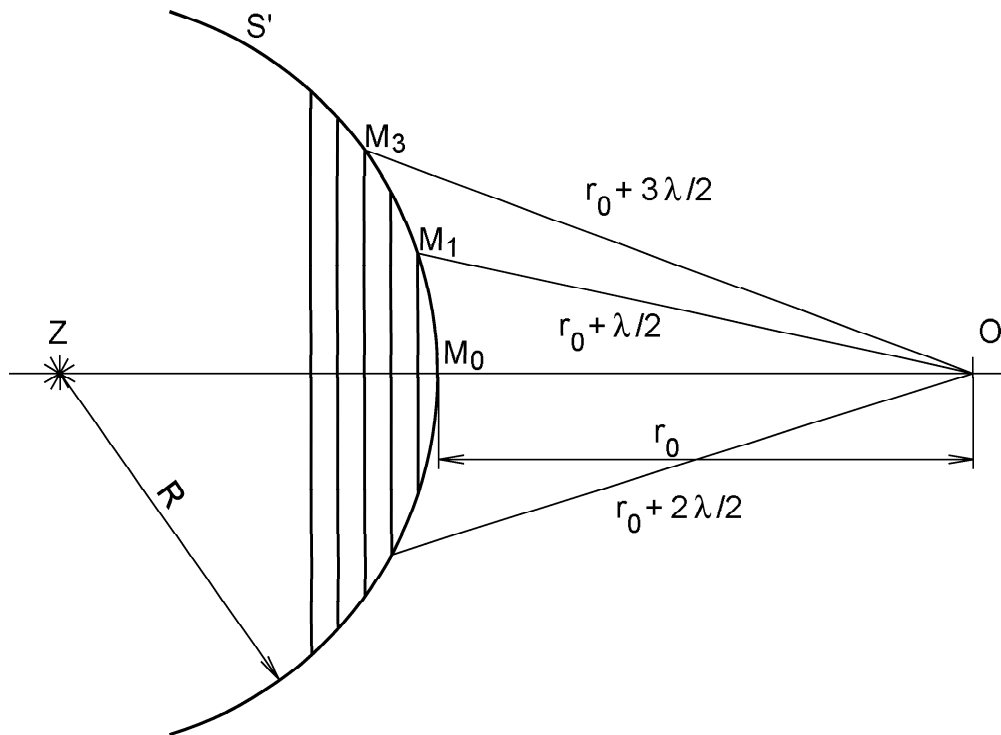
zóny do bodu  $O$  se vždy lišila od sousední zóny o poloviční vlnovou délku  $\lambda/2$ , tj. aby platilo

$$\overline{M_1O} - \overline{M_0O} = \overline{M_2O} - \overline{M_1O} = \overline{M_3O} - \overline{M_2O} = \dots = \lambda/2. \quad (1.3)$$

Je-li vzdálenost od vlnoplochy  $S'$  do bodu  $O$  rovna  $r_0$ , pak, abychom zkonstruovali  $k$ -tou zónu, sestrojíme kouli o poloměru  $r_k$

$$r_k = r_0 + k\lambda/2, \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (1.4)$$

a středu v bodě  $O$ . Průsečík těchto koulí s vlnoplochou  $S'$  určuje hranice Fresnelových zón, které vznikly na vlnoploše  $S'$ .



Obrázek 1.3: Fresnelovy zóny.  $Z$ -zdroj světla,  $S'$ - čelo sférické vlnoplochy o poloměru  $R$  a  $O$  - místo, ve kterém pozorujeme interferenční obraz.

Poloměr  $k$ -té Fresnelovy zóny  $\rho_k$  je určen podmínkou:

$$\rho_k^2 = \frac{r_0 R}{r_0 + R} k \lambda, \quad (1.5)$$

kde  $R$  je poloměr čela sférické vlnoplochy. Plocha  $k$ -té Fresnelovy zóny je dána jako

$$S_{k+1} - S_k, \quad (1.6)$$

kde

$$S_k = \frac{\pi r_0 R}{r_0 + R} k \lambda. \quad (1.7)$$

Podle tohoto vztahu se povrch celé vlnoplochy  $S'$  rozděluje na stejně veliké Fresnelovy zóny. Konečný výsledek dostaneme složením příspěvků od každé Fresnelovy zóny do bodu  $O$ , přičemž bereme v úvahu, že:

1. vzájemné působení dvou sousedních zón vede k zeslabení, neboť tyto zóny vysílají do bodu  $O$  vlnění v opačných fázích;
2. působení zóny se zmenšuje s rostoucím úhlem mezi normálou k povrchu zóny a směrem mířícím do bodu  $O$ .

Proto pro amplitudy kmitů  $a_1, a_2, a_3, \dots$  vytvořené střední (první), druhou, atd. zónou v bodě, platí nerovnost

$$a_1 > a_2 > a_3 > \dots \quad (1.8)$$

Amplituda výsledného světelného vlnění  $a$  v bodě  $O$  se rovná

$$a = a_1 - a_2 + a_3 - a_4 + a_5 - \dots, \quad (1.9)$$

nebo po úpravě

$$a = \frac{a_1}{2} + \left( \frac{a_1}{2} - a_2 + \frac{a_3}{2} \right) + \left( \frac{a_3}{2} - a_4 + \frac{a_5}{2} \right) + \dots \pm \frac{a_k}{2}. \quad (1.10)$$

Poněvadž amplitudy sousedních vln jsou blízké, je možné položit

$$a_k = \frac{a_{k-1} + a_{k+1}}{2}, \quad (1.11)$$

takže všechny výrazy v závorkách jsou rovny nule a amplituda v  $O$  je

$$a = \frac{a_1}{2} \pm \frac{a_k}{2}. \quad (1.12)$$

Znaménko  $+$  platí pro lichý, znaménko  $-$  pro sudý počet Fresnelových zón. Pro nekonečně velký otvor, to znamená nezakryté čelo vlny, je příspěvek posledního pásma zanedbatelný. Tedy

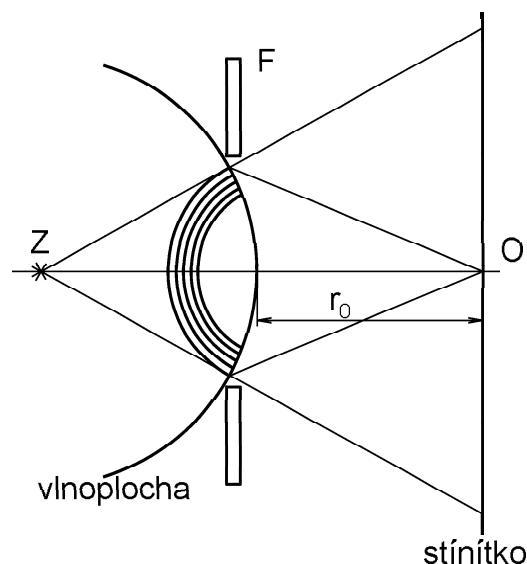
$$a = \frac{a_1}{2} = a_0. \quad (1.13)$$

Nyní použijeme výše uvedené úvahy pro případ *difrakce na kruhovém otvoru*. Dopadá-li monochromatické světlo z bodového zdroje  $Z$  na kruhový otvor v neprůhledné překážce, dostaneme výsledné vlnění v bodě  $O$  na stínítku sestrojením Fresnelových zón, jak je znázorněno na obr. 1.4. Jestliže otvor nechává odkryté dvě, čtyři nebo obecně sudý počet zón, pak bod  $O$  bude temný, neboť vlnění vycházející ze sousedních zón mají opačné fáze a ruší se. Nechává-li otvor nevycloněnou pouze první zónu, je bod  $O$  světlejší, než kdyby byla nezacloněná celá vlnoplocha. Stejně je tomu i tehdy, je-li nezacloněn lichý počet Fresnelových zón.

Sestrojíme-li Fresnelovy zóny pro jiné body  $O$ , ležící na stínítku mimo bod proti středu otvoru, zůstává otvorem vycloněn jiný počet Fresnelových zón. Proto, když je bod  $O$  osvětlen, pozorujeme kolem něho temný kruhový pás, pak světlý pás atd. Tyto pásy se neustále střídají. Je-li bod  $O$  temný, je lemován světlým kruhovým pásem, tento pás je lemován pásem temným a tak dále. Při difrakci na malém kruhovém otvoru pozorujeme na stínítku střídání světlých a tmavých kruhových soustředných pásů. Počet těchto pásů (světlých i tmavých) odpovídá počtu Fresnelových zón nevykrytých otvorem. Spočítáme-li tedy počet tmavých a světlých pásů na stínítku, lze pomocí vztahu (1.5) určit poloměr otvoru podle vzorce

$$\rho = \left( \frac{r_0 R}{r_0 + R} n \lambda \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.14)$$

kde  $r_0$  a  $R$  plynou z geometrie úlohy,  $n$  je počet pásů,  $\lambda$  je vlnová délka použitého světla.



Obrázek 1.4: Konstrukce Fresnelových zón.  $Z$  - zdroj světla,  $F$  - kruhová štěrbina.

### 1.3 Laser a jeho funkce

Z důležitých vlastností laserového záření lze na první místo položit jeho *časovou a prostorovou koherenci* (viz odstavec 1.4.1), kterou lze využít pro snadnou realizaci dobře pozorovatelných interferenčních obrazců.

Na rozdíl od jiných zdrojů, u nichž je vyzařování světla způsobeno spontánní emisí fotonů, využívá se u laserů emise *stimulované*. K tomuto typu emise může dojít u atomárních systémů, pokud jsou umístěny v elektromagnetickém poli, jehož frekvence  $f$  splňuje podmínku

$$W_1 - W_2 = hf, \quad (1.15)$$

kde  $W_1, W_2$  jsou energetické hladiny systému a  $h$  je Planckova konstanta. Pravděpodobnost stimulovaného přechodu je pak úměrná hustotě energie záření a vyslaný foton má stejné fyzikální charakteristiky jako fotony záření, které přechod vyvolalo. Aby tento proces předávání energie převládl nad absorpcí, je třeba zajistit tzv. *inverzi obsazení*, tj. obsazení vyšší energetické hladiny musí být početnější než obsazení hladiny nižší. Prvním předpokladem funkce laseru je tedy *aktivní prostředí*, v němž je vhodným, na konkrétním typu laseru závislým způsobem dosaženo inverze obsazení hladin a v němž při průchodu elektromagnetického záření dochází k jeho zesílení. Pro generaci záření je navíc třeba zavést *zpětnou vazbu*. Ta je obvykle realizována tak, že aktivní látka se umísťuje do dutiny Fabry-Perotova rezonátoru<sup>1</sup>, tvořené dvojicí rovinných nebo mírně konkávních polopropustných zrcadel, umístěných proti sobě kolmo k optické ose.

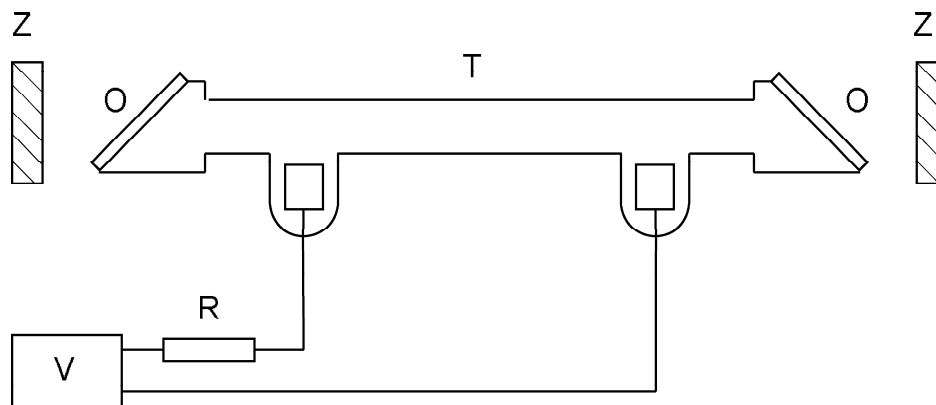
Pokud jde o praktické provedení laseru, existuje celá řada typů, lišících se druhem použitého aktivního prostředí, způsobem buzení (tj. způsobem získávání inverze obsazení energetických hladin) a časovým režimem provozu. V laboratořích momentálně instalovaný helium-neonový (He-Ne) laser představuje *laser plynový s kontinuálním* režimem provozu. energii potřebnou k buzení dodává elektrický výboj probíhající v aktivním plyném prostředí. He-Ne laser může pracovat na celé řadě vlnových délek ve viditelné a

<sup>1</sup>v optickém oboru

infračervené oblasti spektra a často se v praxi používá jako kontinuální zdroj koherentního záření. Instalovaný He-Ne laser pracuje v červené oblasti spektra na vlnové délce  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ .

Typické uspořádání takového laseru je schematicky znázorněno na obr. 1.5. Výbojová trubice  $T$  je plněna pod tlakem okolo 100 Pa směsí helia a neonu. Parciální tlak neonu bývá obvykle pětinou až desetinou celkového tlaku v trubici. Planparalelní okénka  $O$ , jimiž je trubice zakončena, jsou vůči optické ose skloněna pod Brewsterovým úhlem, takže záření s vhodnou polarizací pak okénky prochází prakticky beze ztrát způsobených odrazem. V uspořádání na obrázku je stejnosměrný výboj v trubici napájen z vysokonapěťového stejnosměrného zdroje  $V$ . Polopropustná zrcadla z Fabry-Perotova rezonátoru jsou pokryta dielektrickými reflexními vrstvami a mají při odrazu velmi malé ztráty (méně než 1%).

Na obr. 1.6 je ve zjednodušeném systému energetických hladin atomů helia a neonu schematicky vyznačena funkce přístroje. Atomy helia jsou ve výboji srážkami s elektrony vybudeny na metastabilní hladinu ( $2^1s$ ). Při nepružných srážkách předávají svou energii atomům neonu, který se tím vybudí do stavu ( $3s$ ). Tento mechanismus způsobí, že stav ( $3s$ ) je obsazen početněji než například stav ( $2p$ ) s nižší energií a stimulovaných přechodů mezi těmito stavy lze využít pro činnost laseru. Ze stavu ( $2p$ ) přecházejí atomy za spontánní emise viditelného světla do stavu ( $1s$ ). Tento stav je metastabilní a k jeho vyprazdňování dochází hlavně v důsledku difúze atomů ke stěně trubice a srážek se stěnou, při nichž atomy přejdou do základního stavu. Aby byl tento mechanismus účinný, je třeba použít výbojové trubice o malém průměru (několik mm). Jinak dochází ke hromadění atomů ve stavu ( $1s$ ) a k jejich zpětnému vybudení srážkami s elektrony do stavu ( $2p$ ), což naruší podmínku inverze a funkci laseru.

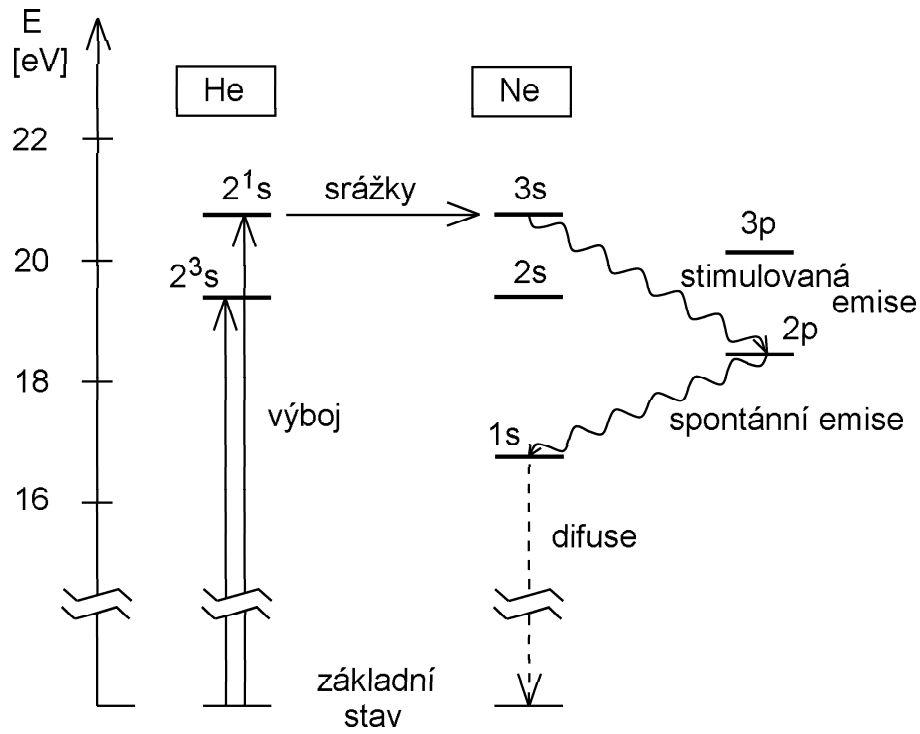


Obrázek 1.5: Schématické uspořádání plynového laseru.

## 1.4 Koherentní záření

Aby mohly vzniknout pozorovatelné interferenční obrazce, je nutné, aby interferující světelné svazky byly *koherentní*. Vyložme nyní stručně tento důležitý pojem. Vezměme pro jednoduchost dvě vlny stejné frekvence. Vlny nechť přicházejí do pozorovacího bodu tak, že jejich elektrické složky  $\vec{E}_1$ ,  $\vec{E}_2$  lze popsat rovnicemi

$$\vec{E}_1(\vec{r}, t) = \vec{E}_{10} e^{j(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi_1)}, \quad (1.16)$$



Obrázek 1.6: Zjednodušené schéma energetických hladin atomů helia a neonu u He-Ne laseru.

$$\vec{E}_2(\vec{r}, t) = \vec{E}_{20} e^{j(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi_2)}, \quad (1.17)$$

kde  $\vec{r}$  je polohový vektor,  $t$  čas,  $\vec{E}_{10}$ ,  $\vec{E}_{20}$  jsou časově konstantní amplitudy kmitů,  $j$  komplexní jednotka,  $k_1$ ,  $k_2$  vlnové vektory<sup>2</sup>,  $\omega$  úhlová frekvence kmitů,  $\varphi_1$  a  $\varphi_2$  fázové posuny.

Jestliže se jedná o vlnění ze dvou nezávislých zářičů (např. atomů), pak mezi  $\varphi_1$  a  $\varphi_2$  není žádný vzájemný pevný vztah. Emisní akty následují za sebou zcela nahodile a  $\varphi_1$  a  $\varphi_2$  se skokem mění, takže nabývají všech hodnot mezi 0 a  $2\pi$  také zcela nahodile.

Okamžitá hodnota intenzity v pozorovacím bodě je dána jako čtverec součtu obou polí

$$I = |\vec{E}_1 + \vec{E}_2|^2. \quad (1.18)$$

Po dosazení za  $E_1$  a  $E_2$  z (1.16) a (1.17) dostaneme po malé úpravě

$$I = |\vec{E}_{10}|^2 + |\vec{E}_{20}|^2 + 2(\vec{E}_{10} \cdot \vec{E}_{20}) \cos \delta, \quad (1.19)$$

kde člen  $\delta$  je vyjádřen jako

$$\delta = \vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varphi_1 - (\vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \varphi_2). \quad (1.20)$$

Poslední člen v rovnici (1.19) se nazývá *interferenční*, neboť je rozhodující pro jevy interference.

Detektory světla nebo oko nemohou sledovat periodické změny intenzity o kmitočtech řádu  $10^{15}$  Hz a zaznamenávají jen průměrné hodnoty průměrované během jistého delšího časového intervalu  $\tau$ , charakteristického pro daný detektor.

<sup>2</sup>vlnový vektor má stejný směr jako šíření vlny a velikost  $2\pi/\lambda$ , kde  $\lambda$  je vlnová délka popisované vlny



Pokud neexistuje žádný vztah mezi fázemi  $\varphi_1$  a  $\varphi_2$ , nabývá  $\cos \delta$  rovnoměrně všech hodnot v intervalu  $\langle -1, 1 \rangle$ . Střední hodnota je pak rovna nule, průměrná intenzita je dána součtem intenzit  $I_1 + I_2$ . V tomto případě mluvíme o *skládání nekoherentních vln*, o prosté superpozici intenzit. Tento případ odpovídá zákonu o nezávislosti paprsků známému z geometrické optiky. K interferenčním jevům v tomto případě nedochází.

Druhý krajní případ je takový, že rozdíl  $\varphi_1 - \varphi_2$  je stálý. V takovém případě mluvíme o *skládání koherentních vln*. Vzhledem ke členům ve tvaru  $\vec{k} \cdot \vec{r}$  je zřejmé, že intenzita je prostorově periodická, vzniká intenzitně modulovaný interferenční obrazec.

### 1.4.1 Časová a prostorová koherence

Světlo je atomárními a molekulárními zářiči emitováno v individuálních emisních aktech omezeného trvání. Typická průměrná doba emise je  $\tau_0 \approx 10^{-9}$  s. Tento čas lze přibližně chápat jako dobu, po kterou si vlnění v daném bodě prostoru zachovává definovanou fázi a přibližně odpovídá koherenčnímu času, který charakterizuje časovou koherenci. Odpovídající vzdálenost  $c\tau$ , kterou paprsek během doby  $\tau$  uběhne, nazýváme koherenční délkou. Koherenční délka pro klasické zdroje záření je asi 30 cm. Tato délka odpovídá zhruba maximálnímu dráhovému rozdílu, při němž ještě nastanou pro daný světelný zdroj interferenční jevy. Z hlediska časové koherence jsou velmi vhodnými zdroji světla lasery. U plynových laserů lze dosáhnout koherenční doby až  $10^{-3}$  s, takže koherenční délka činí stovky kilometrů, což vysoce přesahuje hodnoty dosažitelné s klasickými zdroji světelného záření.

Prostorová koherence charakterizuje, v jakém vztahu jsou fáze vlnění ve stejném časovém okamžiku v různých místech prostoru. U klasických zdrojů prostorová koherence souvisí s jejich konečnými rozměry. Protože fáze vlnění v různých bodech zářičího tělesa jsou navzájem nezávislé, interferenční jevy pocházející od jednotlivých emitérů nedávají zcela totožný interferenční obrazec. Jednotlivé emitery nejsou prostorově koherentní. Naproti tomu lasery se vyznačují vysokou prostorovou koherencí, protože zde existuje velmi silná korelace mezi fázemi v různých místech vysílaného svazku. U plynových kontinuálních laserů lze dokonce docílit tzv. jednomódového režimu činnosti, kdy generovaný svazek má na celém průřezu stejnou fázi a blíží se tak případu ideální rovinné vlny.

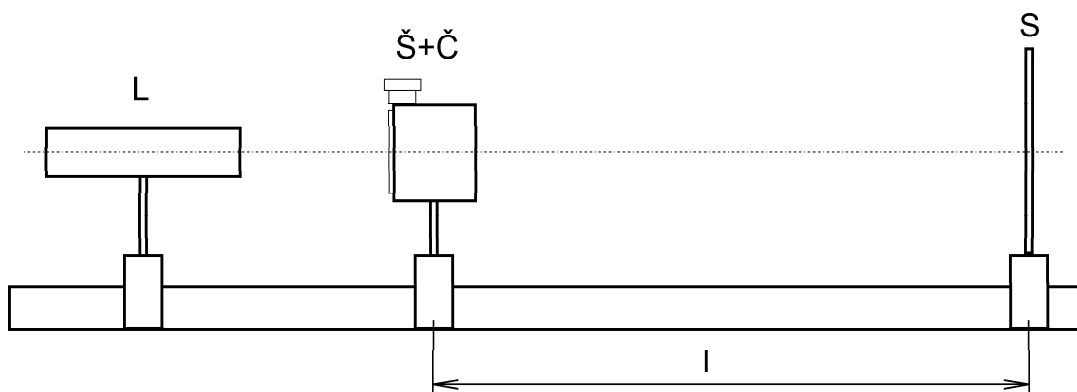
## 1.5 Postup měření

1. Sestavte pracoviště podle obr. 1.7. Zvolte si šířku štěrbin. Rozšířeným rovnoběžným světelným svazkem si posvíte na štěrbinu (k dispozici je přípravek obsahující štěrbinu a spojnou čočku) a na stínítku budete pozorovat ohybový obrazec, skládající se z řady maxim, které mají tvar světlých úseček oddělených tmavými mezerami (viz obr. 1.8).
2. Změřte vzdálenosti středu minim  $y_1, y_2, \dots, y_n$  od středu nultého maxima pomocí měřicího stolku se stínítkem a noniem. Vzdálenost středu prvního minima  $y_1$  je dána vztahem

$$y_1 = \frac{a_0}{2} + \frac{a_1 - a_0}{2}. \quad (1.21)$$

Vzdálenost středu druhého minima je

$$y_2 = a_2 - \frac{a_0}{2} + \frac{a_3 - a_2}{2} = \frac{a_2 + a_3 - a_0}{2}. \quad (1.22)$$



Obrázek 1.7: Schéma experimentálního uspořádání pro měření na štěrbině. + - přípravek se štěrbinou a čočkou,  $S$  - stínítko.

Úhel  $\varphi_i$   $i$ -tého minima vypočteme ze vztahu

$$\operatorname{tg} \varphi_i = \frac{y_i}{l}, \quad (1.23)$$

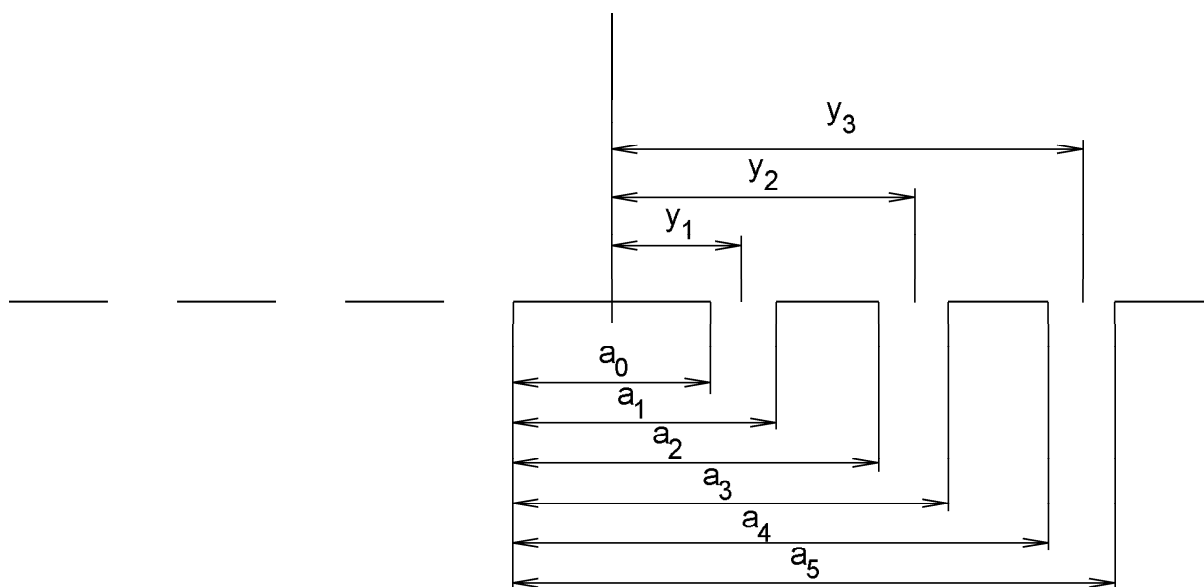
kde  $l$  je vzdálenost soustavy čočka - štěrbinu od stínítka. Pro  $\varphi_i < 5^\circ$  můžeme za  $\sin \varphi_i$  do vztahu (1.1) dosadit přímo podíl  $y_i/l$ . Naměřené hodnoty dosadíte do vztahu (1.1) a vypočítejte šířku štěrbinu. Vypočtenou hodnotu porovnejte s hodnotou na mikrometrickém šroubu. Měření proveďte alespoň pro tři různé šířky štěrbinu.

3. Sestavte pracoviště podle obr. 1.9. Na ohybovou mřížku (k dispozici je mřížka rytá na spojné čočce) přímo posviťte laserovým paprskem a na stínítku uvidíte ohybová maxima. Změřte vzdálenost ohybových maxim a vzdálenost mřížky od stínítka a vypočítejte mřížkovou konstantu dle vztahu (1.2).
4. Sestavíme pracoviště podle obr. 1.10. Pro správnost měření je třeba, aby jednotlivé prvky ležely na společné optické ose. Jako čočku použijte spojku s označením +6.
5. Nastavíme vzdálenosti mezi zdrojem záření, otvorem a stínítkem tak, aby na stínítku vznikly soustředné kroužky.
6. Posouváme otvorem po optické ose směrem ke stínítku a pro každé maximum a minimum odečteme polohu otvoru ( $r_0$ ,  $R$ ) a počet kroužků  $n$ . Poslední maximum (nejblíže stínítku) odpovídá již jen jedné (střední) Fresnelově zóně.
7. Spočteme poloměr otvoru jako průměrnou hodnotu získanou alespoň ze tří měření  $n$ ,  $r_0$  a  $R$ .

**Pozor! Laserové světlo škodí zraku. Nikdy nehleďte pouhým okem proti laserovému paprsku, ani z větší vzdálenosti, ani po průchodu optickou soustavou! Všechny jevy pozorujte výhradně na stínítku!**

## 1.6 Kontrolní otázky

1. Co je to interference a jak souvisí s koherencí? Je k pozorování interferenčního jevu nutný zdroj koherentního světla?



Obrázek 1.8: Ohybový obraz na stínítku za štěrbinou;  $a_0$ -délka středního maxima,  $a_1$ -vzdálenost levého okraje středního maxima od levého okraje prvního maxima atd.  $y_1, y_2$  atd. jsou vzdálenosti středu minim od středu nultého maxima.

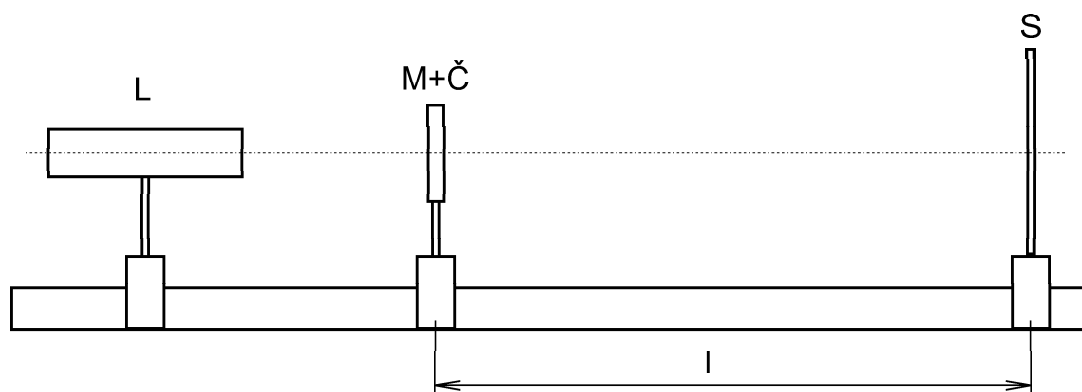
2. Proč je světlo laseru vhodné pro interferenční experimenty?
3. Jakou nejdelší vlnovou délku můžete nalézt ve spektru druhého řádu u mřížky s 300 vrypů na milimetr?

## 1.7 Seznam použitých přístrojů

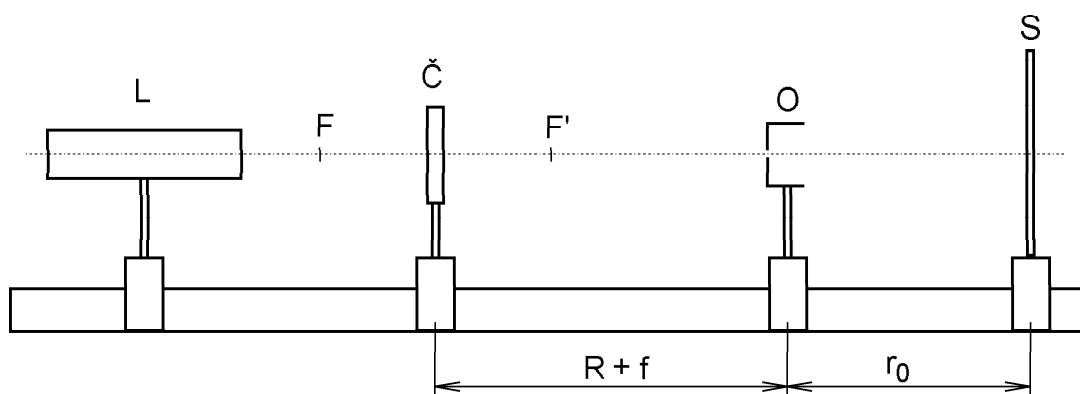
He-Ne laser, optická lavice, optická mřížka, štěrbina, spojná čočka, přípravky s kruhovými otvory, stínítko.

## 1.8 Literatura

- [1] Lego, J., Jelen, J.: Fyzika II. Praha, skriptum FEL ČVUT 1991.
- [2] Hábovčík, P.: Lasery a fotodetektory. Bratislava, Alfa 1990.
- [3] Brož, J. a kolektiv: Základy fyzikálních měření I. Praha, SPN 1983.
- [4] Klier, E.: Optika. Praha, skriptum MFF UK 1980.



Obrázek 1.9: Schéma experimentálního uspořádání pro měření na mřížce.  $M +$  - mřížka rytá na čočce,  $S$  - stínítko.



Obrázek 1.10: Experimentální uspořádání pro měření Fresnelova ohybu.  $L$  - laser,  $\text{Č}$  - čočka,  $O$  - měřený otvor,  $S$  - stínítko.