

Fyzikální praktikum 2

11. Interference a difrakce světla

Cíle praktika

1. Seznámit se s principy optické interferometrie.
2. Naučit se používat Michelsonův interferometr a použít ho za účelem
 - určení tloušťky tenké vrstvy,
 - určení indexu lomu vzduchu.
3. Seznámit se s principy difrakce a využít difrakci k určení hustoty vrypů optické mřížky.

Interference světla

Teoretický úvod

Index lomu

Ve vakuu se světlo pohybuje rychlostí

$$c_0 = 2,99792458 \cdot 10^8 \text{ m/s.} \quad (11.1)$$

Pokud se světlo šíří dielektrickým prostředím (plyn, tekutina, sklo nebo jiná průhledná pevná látka), jeho rychlost se sníží na

$$c = \frac{c_0}{n}, \quad (11.2)$$

kde n je *index lomu*. Index lomu je důležitou charakteristikou prostředí, která navíc závisí na barvě, tj. vlnové délce λ světla, stejně jako na teplotě a tlaku. Poslední jmenovaná závislost je nejvíce výrazná pro plyny. Typické hodnoty jsou $n = 1,33$ pro vodu, $n = 1,4$ až $2,0$ pro různé typy skel, zatímco pro plyny (včetně vzduchu) je odchylka indexu lomu od jedničky $n - 1$ řádově 10^{-4} .

Rovinné monochromatické vlny

Světlo je (v rámci vlnového pojetí světla) elektromagnetická vlna, která je charakterizována elektrickým polem $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, nazývaným optické pole, které závisí na čase t a polohovém vektoru v prostoru \mathbf{r} . Světlo vyzařované laserem lze v dobrém přiblížení popsat jako *rovinnou monochromatickou vlnu*. Uvažujeme-li takovou vlnu, která se šíří podél osy x , časová a prostorová závislost optického pole je dána vztahem

$$E(x, t) = E_0 \cos(kx - \omega t + \phi_0), \quad (11.3)$$

kde ω je úhlová frekvence, k je *úhlové vlnové číslo* a ϕ_0 je počáteční fáze (fázová konstanta). Úhlová frekvence a úhlové vlnové číslo jsou svázány vztahem

$$k = \frac{\omega}{c} = n \frac{\omega}{c_0} = nk_0, \quad (11.4)$$

kde

$$k_0 = \frac{\omega}{c_0} = \frac{2\pi\nu}{c_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (11.5)$$

je (úhlové) vlnové číslo ve vakuu a

$$\lambda_0 = \frac{c_0}{\nu} \quad (11.6)$$

je vlnová délka ve vakuu a ν je frekvence. Z tohoto výrazu je patrné, že se vlnová délka světla změní na

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n}, \quad (11.7)$$

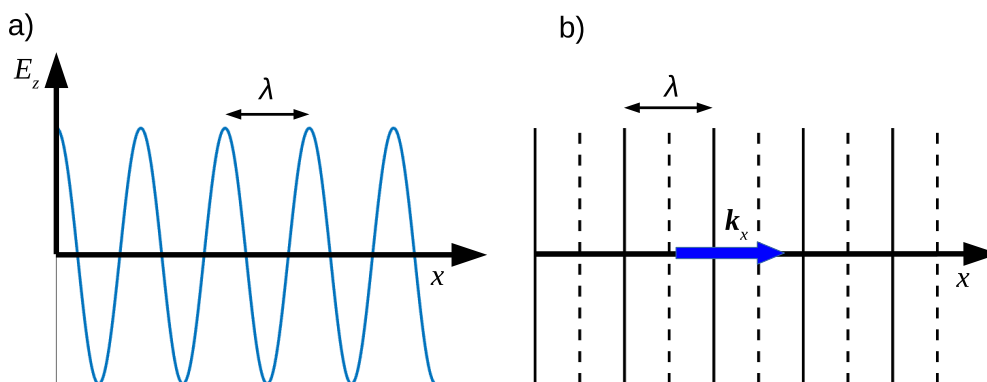
pokud se šíří prostředím s indexem lomu $n \neq 1$, zatímco frekvence ν světla se nezmění.

Reprezentace a šíření vlny

Uvažme rovinnou vlnu v čase $t = 0$ šířící se ve směru osy x

$$E(x) = E_0 \cos(kx), \quad (11.8)$$

kde $\Phi = kx$ se nazývá *prostorová fáze vlny*. Tato vlna může být graficky reprezentována funkcí $E(x)$ (viz obr. 11.1a)) nebo vlnoplochami, což jsou roviny kolmé na vlnový vektor \mathbf{k} (obr. 11.1b)), jehož velikost je rovna úhlovému vlnovému číslu.



Obrázek 11.1: Grafické reprezentace elektromagnetické rovinné monochromatické vlny šířící se podél osy x pomocí a) funkce intenzity elektrického pole $E(x)$ a b) pomocí vlnoploch, které jsou rovinami kolnými k vlnovému vektoru \mathbf{k} a vzájemně vzdálené o vlnovou délku λ .

Vlnoplochy prochází body prostoru, ve kterých optické pole $E(x)$ nabývá určité hodnoty. V našem případě jsme je reprezentovali spojitými čarami v bodech, kde $E(x)$ dosahuje svého maxima E_0 a přerušovanými čarami v bodech, kde funkce dosahuje minima $-E_0$. Sousední vlnoplochy odpovídající stejné hodnotě $E(x)$ (tj. zde maximům či minimům) jsou vzájemně vzdáleny o vlnovou délku λ . Šíření vlny prostorem by odpovídal pohyb obou reprezentací vlny na obr. 11.1 rychlostí c podél osy x . V bodě $x + \Delta x$, je prostorová fáze vlny (tj. argument funkce \cos v (11.8))

$$\Phi = k(x + \Delta x) = kx + k\Delta x = kx + \Delta\Phi \quad (11.9)$$

a mluvíme o přírůstku fáze vlny vůči bodu x o

$$\Delta\Phi = k\Delta x = nk_0\Delta x \quad (11.10)$$

na dráze Δx . Zatímco Δx nazýváme *geometrickou dráhou*, $n\Delta x$ se nazývá *dráhou optickou*.

Intenzita rovinné vlny

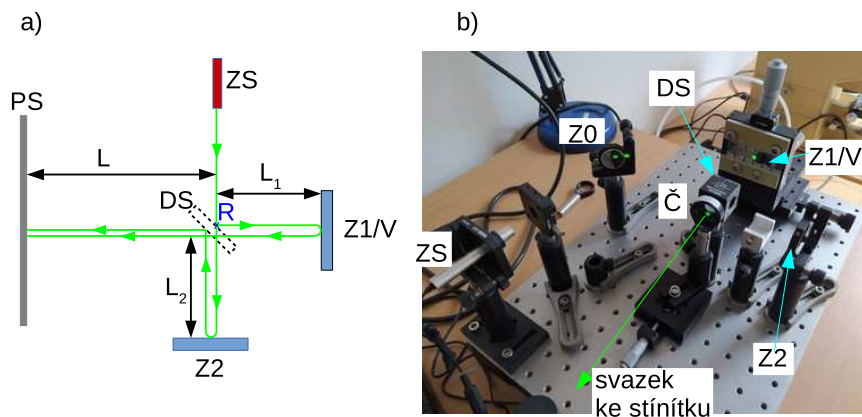
Intenzita (též plošná hustota zářivého toku) I rovinné vlny (11.3) je přímo úměrná časově průměrovanému kvadrátu intenzity elektrického pole [6]

$$I = \varepsilon_0 c \langle E(x, t)^2 \rangle_t = \frac{\varepsilon_0 c}{2} E_0^2. \quad (11.11)$$

Jednotkou intenzity jsou W/m^2 . Intenzita rovinné vlny je úměrná kvadrátu amplitudy E_0 vlnového pole, ale je nezávislá na veličinách k , ω , x a t .

Michelsonův interferometr

V této úloze bude využito Michelsonova interferometru (viz schéma na obr. 11.2). Svazek světla z laseru (ZS)¹ dopadá na dělič svazku (DS) a elektromagnetická vlna je rozdělena do dvou větví interferometru vedoucím k zrcátku Z1 (příp. vzorku V), resp. k zrcátku 2 (Z2). Dělič svazku je polopropustné zrcátko připravené a instalované ideálně tak, že je intenzita prošlého svazku rovna intenzitě svazku odraženého. Každá ze dvou vzniklých vln se šíří k jednomu ze zrcátek, které vlnu odráží ve směru proti vlně dopadající případně s malou úhlovou odchylkou. Kvůli lepší vizualizaci jsou na obr. 11.2 vlny dopadající a na zrcátku odražená stranově mírně posunuty. Po odrazu na zrcátkách Z1/V, resp. Z2 vlny postupují zpět směrem na dělič svazku, který opět propustí polovinu intenzity svazku a druhou polovinu odrazí. Pro zjednodušení jsou však na obrázku zobrazeny pouze pro nás relevantní části svazku postupující dále k projekčnímu stínítku (PS).



Obrázek 11.2: a) Schéma Michelsonova interferometru s vyznačenými trajektoriemi vln. b) Realizace Michelsonova interferometru v praktiku. Části interferometru: zdroj světla (laser, ZS), pomocné zrcátko (Z0), dělič svazku (polopropustné zrcátko, DS), zrcátko č. 1 nebo vzorek (Z1/V), zrcátko č. 2 (Z2), spojná čočka zvětšující svazek (Č) a projekční stínítko (PS). Dále jsou ve schématu a) vyznačeny geometrické dráhy v první a druhé větvi interferometru (L_1 , resp. L_2) a ve společné větvi mezi děličem svazku a stínítkem (L).

Fáze, kterou nabyde vlna procházející první větvi interferometru na trajektorii od referenčního bodu R až ke stínítku PS (tj. trajektorii DS (reflexe v R) \rightarrow Z1 \rightarrow DS (průchod) \rightarrow PS) je

$$\Phi_1 = k(2L_1 + L) + \Phi_{\text{LS}}, \quad (11.12)$$

kde Φ_{LS} je fáze nabytá při odrazu na DS a průchodu DS. Podobně část vlny, která prochází druhou větvi interferometru od R k PS (tj. po trajektorii DS (průchod v R) \rightarrow Z2 \rightarrow DS (odraz) \rightarrow PS), nabyde fázi

$$\Phi_2 = k(2L_2 + L) + \Phi_{\text{LS}}. \quad (11.13)$$

¹V praktiku použitý laserový svazek můžeme ve velice dobrém přiblížení chápat jako prostorově omezenou rovinnou vlnu.

Protože každá z vln se jednou odráží a jednou prochází DS, je člen Φ_{LS} pro obě vlny (tedy v obou vztazích (11.12) a (11.13)) identický. Pokud je amplituda vlny dopadající na DS z ZS v referenčním bodě R E_0 , jsou optická pole diskutovaných dvou vln na stínítku PS dané

$$E_1 = \frac{E_0}{2} \cos(\Phi_1 - \omega t), \text{ resp. } E_2 = \frac{E_0}{2} \cos(\Phi_2 - \omega t), \quad (11.14)$$

kde jsme započítali fakt, že každý odraz na DS, příp. průchod přes DS, zmenší amplitudu svazku o faktor $\sqrt{2}$. Celková intenzita výsledného vlnového pole na PS je

$$I_{\text{tot}} = \varepsilon_0 c \left\langle |E_1 + E_2|^2 \right\rangle_t, \quad (11.15)$$

kde $\langle \rangle_t$ opět značí průměrování přes čas. Po krátkém výpočtu dostáváme výsledný vztah pro intenzitu

$$I_{\text{tot}} = \frac{I_0}{2} [1 + \cos(\Phi_1 - \Phi_2)] = \quad (11.16a)$$

$$= \frac{I_0}{2} [1 + \cos(2k(L_1 - L_2))] = \quad (11.16b)$$

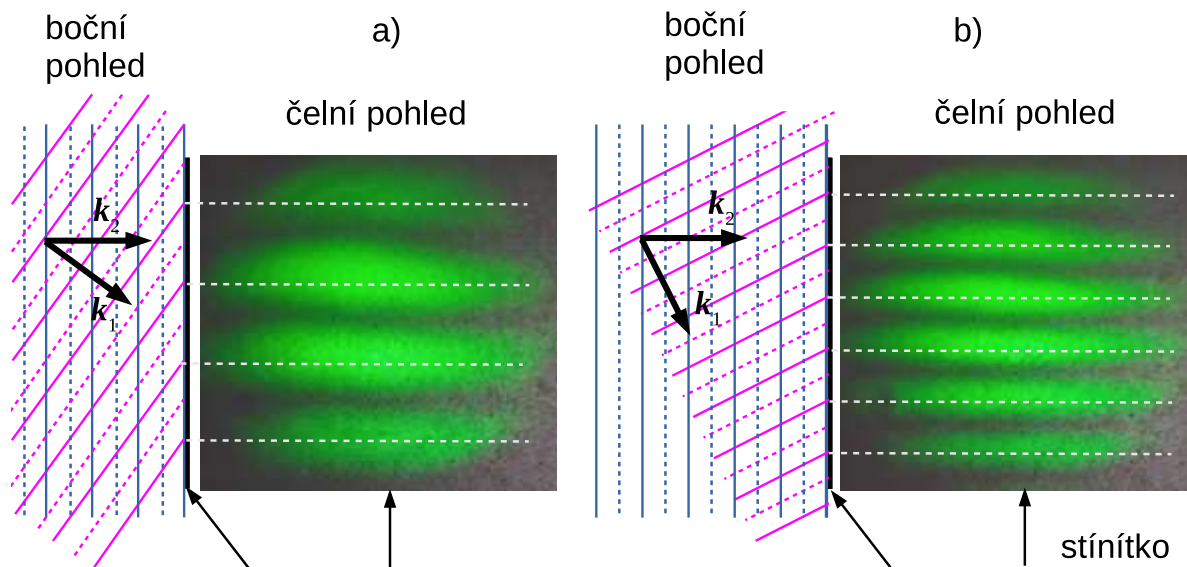
$$= \frac{I_0}{2} \left[1 + \cos \left(4\pi \frac{n_{\text{vz}} L_1 - n_{\text{vz}} L_2}{\lambda_0} \right) \right], \quad (11.16c)$$

kde n_{vz} je index lomu vzduchu. Tyto rovnice ukazují, že interferenční obraz na PS závisí pouze na rozdílu fází $\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$ vln přicházejících ze dvou větví interferometru nebo, ekvivalentně, na rozdílu příslušných dvou optických drah. Vidíme, že pokud budeme měnit rozdíl optických drah, můžeme měnit intenzitu světla zaznamenávanou na PS mezi $I_{\text{tot}} = 0$ a $I_{\text{tot}} = I_0$. Na tomto principu budou založena měření využívající interferenci v tomto praktiku.

Princip měření fáze

Pokud se dvě interferující vlny šíří přesně ve stejném směru, uvidíme na stínítku jedinou skvrnu homogenní intenzity. Intenzita se bude měnit periodicky podle rovnice (11.16c), pokud budeme měnit relativní fázi, tedy rozdíl geometrických drah, těchto dvou vln. Pokud změním rozdílu fází $\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$ právě o 2π , budeme pozorovat opět stejnou intenzitu skvrny (např. přejdeme od maxima k maximu intenzity). Nicméně, pokud se budou dvě vlny dopadající na stínítko šířit vzájemně v poněkud odlišném směru, budeme pozorovat střídavě několik světlých a tmavých proužků, nazývaných interferenční proužky. Na obr. 11.3 jsou vyobrazena schémata optických polí dvou různoběžných rovinných vln a výsledných interferenčních obrazců pro dva různé úhly mezi interferujícími rovinnými vlnami. Optická pole jsou vyobrazena v určitý okamžik, kdy je maximum optického pole č. 2 právě totožné s povrchem stínítka. Maxima intenzity vznikají v bodech stínítka, kde jsou fáze obou vln na stínítku stejné, tedy v zobrazeném případě tam, kde optická pole vykazují maxima. Ta jsou v momentce ve schématech vyznačena opět plnou čarou. Ve skutečnosti se vlny pohybují rychlostí světla, ale body na stínítku, kde mají vlny stejnou fázi, se nepohybují a tím pádem zůstává interferenční obraz statický. Pokud na druhou stranu změním fázi jedné z vln (např. posuneme zrcátko Z1 na obr. 11.2 směrem ke stínítku), interferenční obraz se posune. Situace na obr. 11.3 odpovídá případu, kdy jsou zrcátko Z2 a stínítko PS na obr. 11.2 orientovány normálami podél dopadajícího svazku procházejícího větví č. 2 Michelsonova interferometru, zatímco normála k Z1 je otočena kolem horizontální osy.

Z analýzy schématu interferujících vlnových polí v blízkosti stínítka na obr. 11.4 získáme vztah mezi úhlem, který svírají interferující vlny a vzdáleností sousedních interferenčních proužků. Konkrétně se zaměříme na pravoúhlý trojúhelník, jehož vrcholy A a B leží v bodech sousedních interferenčních maxim a vrchol C je kolmou projekcí bodu A na sousední vlnoplochu, odpovídající následujícímu maximu vlny 2. Odvěsna AC tohoto trojúhelníku má délku rovnou vlnové délce světla λ , délka přepony AB je vzdálenost maxim x_1 , a úhel protilehlý k odvěsně AC je roven úhlu



Obrázek 11.3: Boční pohledy na interferující optická pole dvou různoběžných rovinných vln šířících se v různých směrech a čelní pohledy na výsledné interferenční proužky na stínítku (fotografie). Schémata optických polí a interferenční obrazce jsou vyobrazeny pro a) menší a b) větší úhel mezi směry šíření rovinných vln. Směry šíření jsou dány směry vlnových vektorů \mathbf{k}_1 a \mathbf{k}_2 . Intenzivní interferenční proužky vznikají v bodech, kde mají vlny na stínítku stejnou fázi, což jsou ve vyobrazeném případě průsečíky maxim optických polí vyznačených plnými čarami.

mezi směry šíření vln 1 a 2, označenému 2θ .² Odtud dostáváme pro vzdálenost mezi difrakčními maximy

$$x_1 = \frac{\lambda}{\sin(2\theta)} \quad (11.17)$$

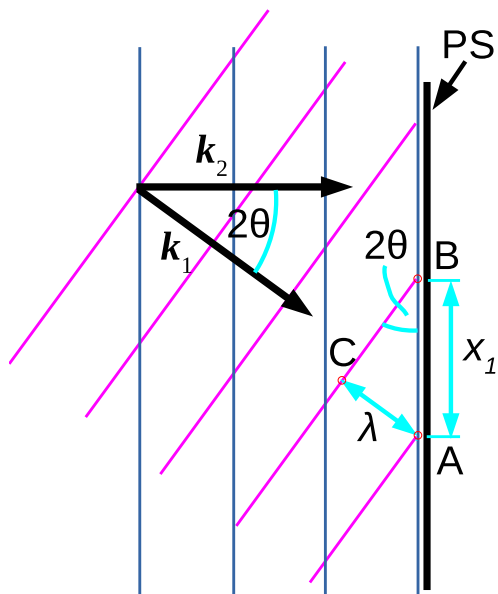
Na tomto místě poznamenejme, že úhly mezi směry šíření vln 1 a 2 na obr. 11.3 a 11.4 byly oproti experimentu v praxi značně zvětšeny. Úhly jsou v obrázku přizpůsobeny tomu, aby bylo možné zároveň viditelně zobrazit vzdálenosti vlnoploch λ (řádově stovky nm pro viditelné světlo) a vzdálenosti interferenčních maxim x , které jsou řádu jednotek mm. Dosadíme-li do vztahu (11.17) např. vzdálenost proužků 4 mm a vlnovou délku zeleného světla $\lambda = 530$ nm, dostáváme pro úhel mezi směry šíření vln $2\theta \approx 8 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ \approx 0,5'$. Úhly 2θ mezi směry šíření rovinných vln vycházejících z větví 1 a 2 Michelsonova interferometru v praxi budou tedy řádově desítky až jednotky úhlové minuty.

Měření tloušťky tenké vrstvy pomocí interference

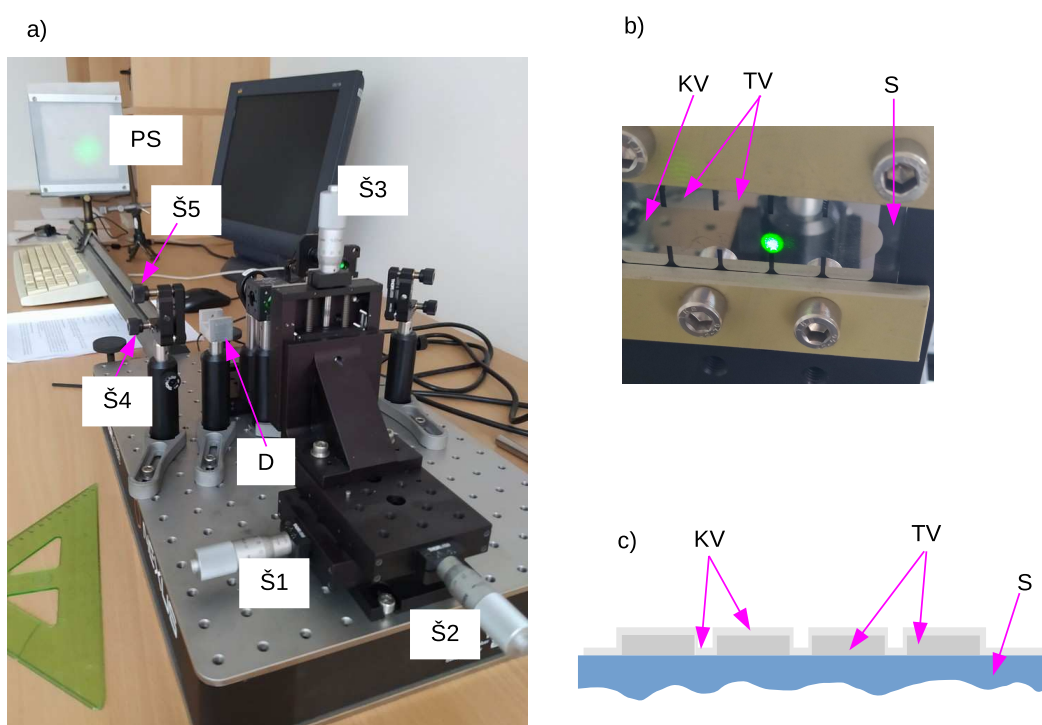
Princip měření

Měření bude provedeno pomocí Michelsonova interferometru (viz obr. 11.5 a 11.2a). Jako vzorek použijeme tenkou vrstvu hliníku (TV, viz obr. 11.5b)) nanosenou na skleněném podložním sklíčku (S). Vrstva byla při depozici rozdělena pomocí masky na řadu obdélníků oddělených mezerami. Navíc je přes tuto tenkou vrstvu a mezery podél délky vzorku nanášena krycí vrstva (KV) z hliníku (příp. z Au), u které předpokládáme stejnou tloušťku v oblastech TV i na skle (obr. 11.5c)). Účelem použití KV je dosáhnout vysoké odrazivosti vzorku nad TV i mezerami, což je potřebné k obdržení intenzivního a kontrastního interferenčního obrazce. Zatímco sklo má pro viditelné světlo při kolmém dopadu odrazivost řádově jednotek procent, odrazivost kovů je ve vyšších desítkách procent (pro Al více jak 90 %).

²V teorii rozptylu se konvenčně označuje úhel mezi dvěma interferujícími nebo difraktujícími vlnami 2θ .



Obrázek 11.4: Schématické zobrazení interferujících vlnových polí z obr. 11.3a) v blízkosti stínítka (PS) v boční projekci. Pro přehlednost jsou zobrazeny pouze vlnoplochy odpovídající maximům optických polí vln 1 a 2 (fialové, resp. modré plné čáry). Na obrázku byla opět znázorněna situace v momentě, kdy je maximum pole 2 právě totožné s povrchem stínítka. Úhel mezi směry šíření vlnových polí je 2θ , vzdálenost interferenčních proužků na stínítku je x_1 .

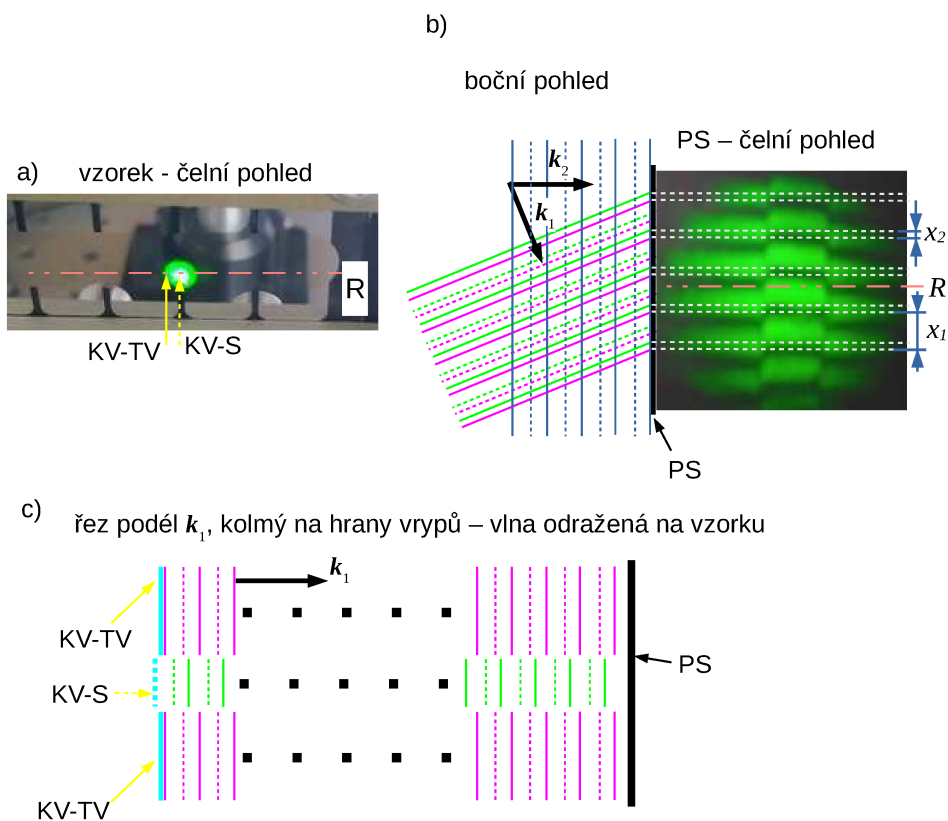


Obrázek 11.5: a) Celkový pohled na aparaturu Michelsonova interferometru v praktiku. Šrouby Š1 až Š3 slouží k posuvu vzorku v horizontálním směru napříč, resp. podél dopadajícího svazku a ve vertikálním směru. Šrouby Š4 a Š5 slouží k náklonu referenčního zrcátka (Z2) okolo horizontální, resp. vertikální osy. Dále je označen držák (D) kyvety, který bude využit při měření indexu lomu vzduchu. b) Vzorek s tenkou vrstvou (TV) hliníku nanesenou na sklo (S) a s páskem krycí hliníkové vrstvy (KV), překrývající ostrůvky TV i sklo. c) Schéma řezu vzorkem.

V experimentu bude vzorek umístěn v první větvi interferometru (obr. 11.2b)) tak, aby svazek dopadal na KV částečně nad TV (KV-TV) a částečně v oblasti mezery na KV na skle (KV-S), kde je krycí vrstva přímo na skle, (viz obr. 11.6a)). Vlna odražená v oblasti KV-S musí urazit geometrickou dráhou o dvojnásobek tloušťky vrstvy t větší oproti vlně odražené na KV-TV ($L_{1,S} - L_{1,TV} = 2t$) (viz obr. 11.6c)). Obě vlny interferují s optickým polem vlny odražené na referenčním zrcátku Z2. Přitom vlny odražené na vzorku svírají s vlnou od Z2 nenulový (v experimentu malý, $2\theta < 10'$) úhel ve vertikální rovině. Díky odlišné geometrické dráze $s = 2t$ části vlny po odrazu na KV-TV a KV-S ke stínítku budou interferenční obrazce od těchto dvou vln vertikálně posunuty (obr. 11.6b)).

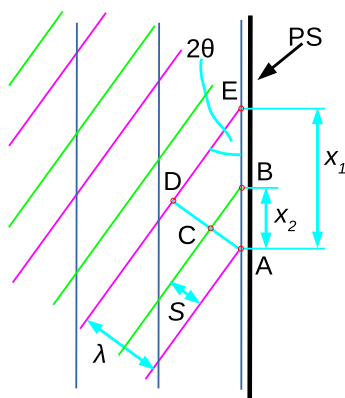
Vztah mezi tloušťkou vrstvy t a vertikálním posunem interferenčních obrazců x_2 dostaneme z analýzy schématu optických polí v blízkosti stínítka na obr. 11.7. Jak plyne ze schématu, pro jednoznačné určení tloušťky vrstvy t musí být rozdíl optických drah vln ze vzorku menší než vlnová délka světla, tedy $t = s/2 < \lambda/2$. Z podobnosti trojúhelníků ABC a AED dostáváme pro tloušťku vrstvy

$$t = \frac{x_2 \lambda}{x_1 2}, \quad (11.18)$$



Obrázek 11.6: a) Čelní pohled na vzorek, na nějž dopadá laserový svazek do oblasti s krycí vrstvou (KV) částečně nad tenkou vrstvou (Al obdélníky, KV-TV) a částečně nad mezerou (KV-S). Přerušovaná čára R označuje průsečík povrchu vzorku s rovinou řezu v c). b) Schéma bočního pohledu na interferující optická pole a čelního pohledu na odpovídající interferenční obrazec na stínítku (PS). Vlnoplochy vlny odražené na vzorku v oblasti mezery (zelené čáry, odraz na KV-S) jsou posunuty vůči vlnoplochám vlny odražené v oblasti KV-TV (fialové čáry). Tyto vlny interferují s vlnou odraženou na referenčním zrcátku (modré vlnoplochy). Označeny jsou měřená výška schodku na interferenčním proužku x_2 a vzdálenost sousedních interferenčních proužků x_1 . Červená přerušovaná čára R označuje průsečík PS s rovinou řezu na obr. c). c) Schéma vlnových polí odražených na vzorku v řezu kolmém k vlnoplochám a hranám tenké vrstvy.

kde x_1 je opět vzdálenost nejbližších interferenčních maxim od vlny odražené na KV-TV. Vzhledem k tomu, že relativní nejistota měření vzdálenosti interferenčních proužků v experimentu bude o řád či více větší než odchylka indexu lomu vzduchu od jedničky, můžeme v (11.18) aproximovat vlnovou délku světla laseru ve vzduchu vakuovou vlnovou délkou $\lambda \approx \lambda_0$.



Obrázek 11.7: Schéma interference optických polí odražených na KV-TV (fialové vlnoplochy) a KV-S (zelená) s vlnou odraženou na referenčním zrcátku Z2 (modrá) v blízkosti stínítka. Body A a E odpovídají vertikálním polohám interferenčních maxim od vlny odražené na KV-TV. Bod B odpovídá maximu od vlny odražené na KV-S. Body C a D jsou kolnými projekcemi bodu A na vlnoplochy vln jdoucích od KV-S a KV-TV. Vzdálenost S je rovna rozdílu optických drah dvou vln odražených na vrstvě a v mezeře $2n_{vzt}$.

Postup měření

Zapněte laser (zelený laser vlnové délky $\lambda = 532,1$ nm). Umístěte vzorek do držáku vzorků v první větvi Michelsonova interferometru (obr. 11.2b)) a vycentrujte vzorek tak, aby stopa laseru dopadala na krycí vrstvu (KV) v oblasti mezery mezi obdélníky TV (obr. 11.7a). Jemný posuv vzorku můžete provést pomocí šroubů Š1 a Š3 (obr. 11.5a)). Pomocí šroubů náklonu referenčního zrcátka Š4 a Š5 optimalizujte interferenční obrazec na PS tak, aby byly interferenční proužky přibližně horizontálně orientované a bylo zobrazeno pět až deset proužků. Interferenční obrazec pak nafaťte mobilním telefonem příp. pomocí kamery v praxi. Proveďte pro několik míst na vzorku i pro různé počty zobrazených interferenčních proužků na jednom místě vzorku. Fotografie pak můžete zpracovat např. v grafickém programu s možností měření vzdáleností.

Úkoly

1. Nastavit v zorném poli 5–10 interferenčních proužků.
2. Uložit fotografii interferenčního obrazce.
3. Nastavit jiný počet interferenčních proužků a opakovat bod 2.
4. Body 1 až 3 opakovat na jiném místě vzorku.
5. Pro každý interferenční obrazec určit vzdálenosti sousedních interferenčních proužků (x_1) a výšku schodku (x_2) na proužku pro několik (5–10) pozorovaných proužků, tj. veličiny x_1 resp. x_2 . Z jednotlivých hodnot veličin x_1 a x_2 vypočítat tloušťku vrstvy a pro každý obrazec určit tloušťku vrstvy a nejistotu na základě statistického zpracování dat.
6. Zhodnotit rovnoměrnost tloušťky vrstvy s přihlédnutím k chybě měření, tj. porovnat výsledné tloušťky vrstvy včetně intervalů spolehlivosti obdržené z jednotlivých interferenčních obrazců.

Určení indexu lomu vzduchu

Princip měření

K určení indexu lomu využijeme opět Michelsonova interferometru (obr. 11.2a)). Pokud vložíme do druhého ramene interferometru kyvetu o délce d , z níž odčerpáme vzduch, změní se optická dráha v tomto rameni o hodnotu

$$2dn_1 - 2dn_{vz}, \quad (11.19)$$

kde n_{vz} je index lomu vzduchu při aktuálním atmosférickém tlaku p_{vz} a n_1 je index lomu po odčerpání kyvetu na tlak p_1 . Faktor 2 je dán dvojnásobným průchodem světla přes kyvetu.

Při dostatečně pomalém čerpání je možné sledovat posun interferenčních proužků. Nabytá fáze po průchodu vlny z bodu R přes Z2 na PS na obr. 11.2a) se změní z (11.13) na

$$\Phi_2 = \frac{2\pi}{\lambda_0} [n_{vz}(2L_2 + L) + 2(n_1 - n_{vz})d] + \Phi_{LS} + \Phi_O, \quad (11.20)$$

kde Φ_O je změna fáze vlny po průchodu vstupním a výstupním okénkem kyvetu. V průběhu posunu obrazce, každý následující průchod interferenčního proužku sledovaným bodem stínítka odpovídá změně fáze o 2π (viz (11.16a)), a tedy změně optické dráhy (11.19) o jednu vlnovou délku λ_0 . Celkem se během odčerpávání vzduchu z kyvetu posune interferenční obrazec o N proužků a bude platit

$$2d(n_{vz} - n_1) = N\lambda_0. \quad (11.21)$$

Závislost indexu lomu na tlaku p a teplotě T vzduchu obdržíme, pokud uvážíme, že rozdíl indexu lomu od jedničky je v dobrém přiblížení úměrný hustotě vzduchu $(n-1) \propto \rho$ (Gladstoneův–Daleův vztah [6]). Dále uvážíme vzduch jako ideální plyn a s použitím stavové rovnice ideálního plynu

$$pV = n_{\text{mol}}RT, \quad (11.22)$$

kde n_{mol} je molární množství vzduchu v objemu V a R je univerzální plynová konstanta, a vztahu mezi molárním množstvím a hustotou vzduchu

$$\rho = \frac{n_{\text{mol}}M_m}{V}, \quad (11.23)$$

kde M_m je střední molární hmotnost molekuly vzduchu, dostáváme

$$n = 1 + \text{konst.} \frac{p}{T}. \quad (11.24)$$

Dále budeme předpokládat, že se teplota vzduchu T v kyvetě v průběhu odčerpávání vzduchu nemění. S využitím (11.24) pak můžeme přepsat (11.21) jako

$$2d \left[(n_{vz} - 1) - (n_{vz} - 1) \frac{p_1}{p_{vz}} \right] = N\lambda_0. \quad (11.25)$$

Odtud vidíme, že index lomu vzduchu n_{vz} za aktuálního atmosférického tlaku p_{vz} můžeme zjistit z počtu interferenčních proužků N , o něž se posune interferenční obrazec při snížení tlaku ve vývěvě o $\Delta p = p_{vz} - p_1$, ze vztahu

$$n_{vz} = 1 + \frac{N\lambda_0}{2d} \frac{p_{vz}}{\Delta p}. \quad (11.26)$$

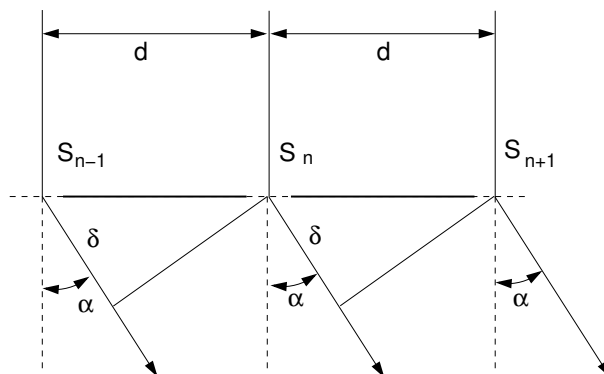
Pro porovnání experimentálně zjištěných hodnot s tabelovanými je třeba přepočíst tabulkovou hodnotu indexu lomu podle aktuálních atmosférických podmínek s použitím (11.24). Podle práce [4] je tabulková hodnota indexu lomu suchého vzduchu pro zelené světlo o vlnové délce 532 nm rovna 1,000278 při tlaku 101,3 kPa a teplotě 15 °C (standardní atmosféra). S uvážením přesnosti našeho měření můžeme závislost indexu lomu na vlhkosti vzduchu zanedbat. Při teplotách do 25 °C se index lomu mění méně než o 10^{-6} v celém rozsahu relativní vlhkosti mezi 0 a 100 % [4, 5, 7].

Úkoly

1. Umístěte do interferometru kyvetu. Spočítejte počet interferenčních proužků, o které se posune obrazec během vyčerpání nebo zavzdušnění kyvetu. Odečtěte konečný tlak v kyvetě p_1 a vypočítejte index lomu vzduchu. Proveďte toto měření několikrát kvůli zjištění nejistot.
2. Porovnejte zjištěnou hodnotu n_{vz} s tabulkovou hodnotou přepočtenou podle aktuálních podmínek. Teploměr a barometr se nachází v praktiku.

Difrakce světla

Difrakční mřížka na průchod je planoparalelní skleněná destička s velkým počtem tenkých, navzájem rovnoběžných a stejně vzdálených vrypů. Mezerami mezi vrypy prochází světlo beze změny směru, na vrypech je difraktováno. Osvětíme-li takovou mřížku (obr. 11.8) rovnoběžným svazkem paprsků s vlnovou délkou λ , stávají se vrypy podle Huygensova principu zdrojem elementárních rozruchů a šíří se do všech směrů. Interferencí se však zesilují pouze v určitém směru. Pozorujeme-li světlo prošlé mřížkou dalekohledem zaostřeným na nekonečno, protnou se paprsky vystupující ze všech štěrbin pod tímž úhlem α v ohniskové rovině objektivu.



Obrázek 11.8: Schéma měření s difrakční mřížkou na průchod.

Z obr. 11.8 je zřejmé, že se tyto paprsky nesetkávají se stejnou fází. Označíme-li S_k, S_{k+1} středy dvou sousedních štěrbin, pak jejich vzdálenost d se nazývá mřížková konstanta a jejich střední paprsky mají dráhový rozdíl $d \sin \alpha$. Splňuje-li dráhový rozdíl δ podmínku

$$\delta = d \sin \alpha = m \lambda, \quad (11.27)$$

zesilují se střední paprsky vycházející ze všech štěrbin. Parametr m je řád maxima. Monochromatické světlo vytvoří tedy ve směrech daných úhly $\alpha_1, \alpha_2, \dots$ maxima. Pro tyto úhly platí

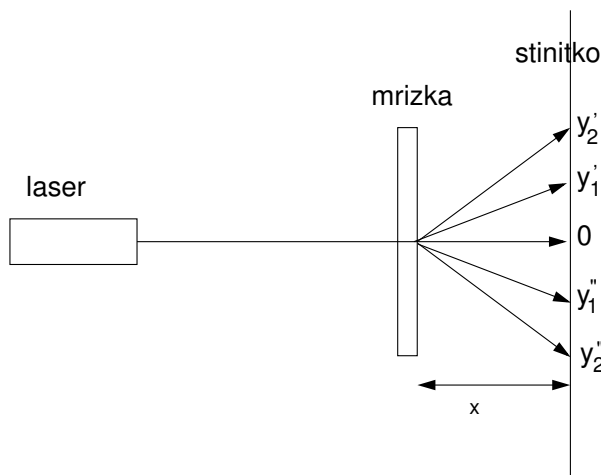
$$\sin \alpha_1 = \lambda/d, \sin \alpha_2 = 2\lambda/d, \dots, \sin \alpha_r = m\lambda/d. \quad (11.28)$$

Na základě vztahů (11.28) lze velmi přesně určit vlnovou délku světla.

V našem experimentu bude zdrojem monochromatického světla He-Ne laser (vlnová délka 632,8 nm), jehož světelný svazek je úzký a téměř nerozbíhavý. To umožňuje velmi jednoduché uspořádání: zdroj – mřížka – stínítko a místo měření úhlů α_m goniometrem určíme $\sin \alpha_m$ měřením délky stran v příslušném pravoúhlém trojúhelníku.

Uspořádání experimentu

Na optické lavici je umístěn He-Ne laser, optická mřížka a pozorovací stínítko s milimetrovým papírem, viz obr. 11.9. Mezi laser a mřížku vkládáme stínítko s malým otvorem pro světelný svazek,



Obrázek 11.9: Schéma měření s difrakční mřížkou na průchod.

kteří zachytí paprsky vzniklé difrakcí při odrazu od mřížky a tím zamezíme nekontrolovanému pohybu laserového paprsku po laboratoři. Schéma uspořádání experimentu při pohledu shora je na obrázku.

Při experimentu pozor – záření laseru je nebezpečné pro oko!

Vzdálenost x mezi mřížkou a stínítkem lze měnit a měřit ji pomocí stupnice na optické lavici. Protože vrypky na optické mřížce jsou orientovány svisle, budou difraktované svazky odchýleny vodorovně vlevo a vpravo od přímého (primárního) svazku. Označíme-li obecně vzdálenost místa dopadu přímého a difraktovaného paprsku jako y , bude

$$\sin \alpha_m = \frac{y_m}{\sqrt{y_m^2 + x^2}} \quad m = 1, 2, \dots \quad (11.29)$$

Při měření nastavujeme různé vzdálenosti x a pro každou hodnotu pak odečítáme na milimetrovém papíře stínítka polohy maxim prvního a druhého řádu vpravo y'_1, y'_2 a vlevo y''_1, y''_2 od primárního svazku. Odchylku paprsků na stínítku určíme jako průměr

$$y_1 = \frac{y'_1 + y''_1}{2} \quad \text{a} \quad y_2 = \frac{y'_2 + y''_2}{2}. \quad (11.30)$$

Dosazením (11.29) do (11.27) můžeme určit buď vlnovou délku světla λ , pokud známe vzdálenosti vrypů mřížky d , nebo vzdálenost vrypů d , resp. jejich hustotu N , pokud budeme znát vlnovou délku λ .

Úkoly

1. Pozorujte difrakční jev na stínítku a vzdálenost x nastavte tak, aby bylo možno pozorovat dvě difrakční maxima po obou stranách stopy primárního svazku. Změřte polohu všech maxim a měření opakujte pro různé hodnoty x .
2. Určete vzdálenost vrypů d mřížky a jejich hustotu N . Zjištěnou hodnotu porovnejte s hodnotou uvedenou výrobcem mřížky. Vlnovou délku He-Ne laseru můžete nalézt též v tabulkách [3].

Užití v praxi: Interferenčního zesílení či zeslabení světla se ve velkém měřítku užívá v různých optických filtrech, kam lze zařadit i antireflexní vrstvy optických prvků. Interferenční obrazce exponované ve fotografické emulzi představují základ hologramu, který při osvětlení světlem o stejné vlnové délce, jakou

byl exponován, rekonstruuje prostorový obraz daného předmětu. Interferenční techniky pak nacházejí široké uplatnění v astronomii, zejména té radiové, kdy současným měřením signálu ze dvou vzdálených míst lze dosáhnout úhlového rozlišení tisícín úhlové vteřiny.

Difrakční mřížky (na rozdíl od praktika sledovány v odraženém světle) jsou základem naprosté většiny současných spektrometrů. Difrakční jevy pak lze pozorovat i na strukturách s řádově menší periodou, jako jsou atomové roviny nebo krystaly makromolekul.

Literatura:

- [1] H.E. Bennett a J.M. Bennett: *Physics of Thin Films*, Vol. 4, Academic New York, 1967.
- [2] J. Kuběna: *Úvod do optiky*. Skripta MU Brno, 1994.
- [3] J. Brož, V. Roskovec, M. Valouch: *Fyzikální a matematické tabulky*. SNTL Praha, 1980.
- [4] P. E. Ciddor, *Refractive index of air: 3. The roles of CO₂, H₂O, and refractivity virials: erratum*, *Appl. Opt.* **41**, 7036–7036 (2002).
- [5] B. Edlén, *The refractive index of air*, *Metrologia* **2**, 71–80 (1966).
- [6] E. Hecht: *Optics*, Addison Wesley, San Francisco, 2002.
- [7] On-line kalkulátor indexu lomu vzduchu: <https://emtoolbox.nist.gov/Wavelength/ciddor.asp>