

Základy fyzikálně optických měření 2

návody k úlohám

kolektiv autorů

Ústav fyziky kondenzovaných látek

1. Měření ohniskové vzdálenosti tlusté čočky
2. Měření propustnosti filtrů a skel
3. Určení indexu lomu tenké vrstvy z měření propustnosti
4. Stanovení tloušťky tenké vrstvy interferometrickou metodou
5. Graduace spektroskopu
6. Měření vlnové délky světla
7. Stanovení indexu lomu čoček z poloměru křivosti a ohniskové vzdálenosti
8. Studium Fraunhoferovy difrakce světla na mřížce
9. Charakteristiky detektorů světla
10. Měření výkonu střídavého proudu

Brno, 2012



Ústav fyziky kondenzovaných látek
Přírodovědecká fakulta, Masarykova univerzita, Brno

Základy fyzikálně optických měření 2

1. Měření ohniskové vzdálenosti tlusté čočky

Cíle úlohy

- Změřit ohniskovou vzdálenost tlusté spojky dvěma metodami
- Porovnat výsledky s měřením téže čočky v předchozím semestru jako tenké

Teorie

Definice základních parametrů optických soustav a metody jejich měření jsou popsány v [1,2]. Tady jen stručně zopakujeme vztahy nutné pro řešení uvedeného problému. Na obr. 1(a) jsou uvedeny základní parametry tlusté čočky, pro které platí čočková rovnice

$$\frac{1}{a'} - \frac{1}{a} = \frac{1}{f'} \quad (1)$$

Příčné zvětšení je definováno

$$\beta = \frac{Y'}{Y} \quad (2)$$

a z obr. 1(a) je vidět, že pro β platí rovněž

$$\beta = \frac{a'}{a} \quad (3)$$

Při výpočtu pro vztahy (1)–(3) platí znaménková konvence, která je popsána v [1] a [2].

Nyní vynásobíme rovnici (1) a' nebo a a použijeme vztah (3). Pak dostaneme pro ohniskovou vzdálenost

$$f' = \frac{a'}{1 - \beta} = \frac{a\beta}{1 - \beta} \quad (4)$$

Pro spojku dostáváme skutečný převrácený obraz, tj. $f' > 0$, $a' > 0$, $a < 0$ a $\beta < 0$.

Budeme měřit parametry spojky. Použijeme znaménkovou konvenci na vztah (4)

$$f' = \frac{a'}{1 + \beta} = \frac{a\beta}{1 + \beta} \quad (5)$$

a dále bereme jen absolutní hodnoty všech veličin. Na rozdíl od tenké čočky, pro kterou je možné pomocí vztahu (5) vypočítat f' z naměřených veličin a , a' nebo případně β , pro tlustou čočku je obtížné změřit přesně a , a' . Provedeme měření od některého bodu O (obr. 1). Vzdálenost předmětu od bodu O bude $(a + l)$ a obrazu $[a' + (\delta - l)]$, kde $l = OH$ a $\delta = HH'$. Pro dvě měření dostaneme rozdíl $d_{ij} = a_i - a_j$ a $d'_{ij} = a'_i - a'_j$, tj. hodnoty d_{ij} a d'_{ij} nezávisí na poloze bodu O a vzdálenosti hlavních rovin. Bod O nemusí ležet mezi hlavními rovinami, jak je znázorněno na obr. 1.

Pro první část vztahu (5) máme

$$f'(1 + \beta_i) = a'_i \quad (6a)$$

$$f'(1 + \beta_j) = a'_j \quad (6b)$$

$$f'(1 + \beta_i - 1 - \beta_j) = a'_i - a'_j = d'_{ij} \quad (6c)$$

$$f' = \frac{d'_{ij}}{\beta_i - \beta_j}. \quad (6d)$$

Analogicky pro druhou část rovnice (5) dostaneme

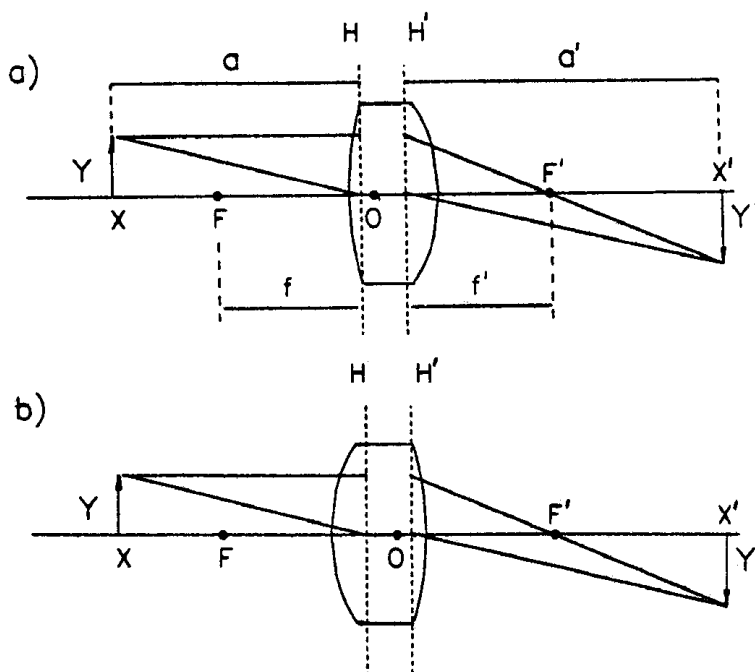
$$f' = \frac{d_{ij}\beta_i\beta_j}{\beta_i - \beta_j}. \quad (7)$$

Experimentální provedení

Měřicí aparatura je sestavena na optické lavici a sestává se ze zdroje s kalibrováním měřítkem velikosti, držáku čoček s clonou a stínítka.

Metodu dvojitěho zvětšení budeme realizovat podle výše uvedeného návodu - měřením velikostí obrazu a posunem polohy spojky, potřebným k jeho vytvoření na stínítku (jehož umístění bude představovat náhodný prvek v měření).

Ohniskovou vzdálenost tlusté čočky můžeme stanovit také z měření v obou směrech. Na obr. (a) a (b) je znázorněno zobrazení téhož předmětu stejnou zobrazovací soustavou. Chod paprsku v případě (b) je opačný než v případě (a). V obou případech je zachována vzdálenost předmětu od hlavní roviny, takže zůstává zachováno příčné zvětšení. Bod O je určitý bod spojený se soustavou; v našem případě je to ryska definující polohu čočky.



Obrázek 1: Základní parametry tlusté čočky: předmětové a obrazové ohnisko F a F' , hlavní roviny H a H' , předmětová ohnisková vzdálenost $f = HF$ a obrazová $f' = H'F'$. Velikosti předmětu a obrazu jsou označeny Y a Y' . Vzdálenost mezi předmětem a hlavní rovinou H a mezi obrazem a hlavní rovinou H' jsou a a a' . Na obrázku (a) jsou $a, f > 0$ a $a', f' < 0$.

Zavedeme označení: $XX' = e$, $XH = a$, $X'H' = a'$, tedy v a) $XO = S_1$ a v b) $XO = S_2$. Pak podle obr. 1 platí

$$e = a + a' + \delta \quad (8a)$$

$$S_1 = a + l \quad (8b)$$

$$S_2 = a + \delta - l, \quad (8c)$$

odkud

$$a' - a = e - (S_1 + S_2). \quad (9)$$

Ze vztahu (5) dostáváme

$$a' = f'(1 + \beta) \quad (10a)$$

$$a = [f'(1 + \beta)]/\beta \quad (10b)$$

$$a - a' = f'(1 + \beta)\left(\frac{1}{\beta} - 1\right) = \frac{f'(1 + \beta)(1 - \beta)}{\beta} = \frac{f'(1 - \beta^2)}{\beta}. \quad (10c)$$

Z (9) a (10c) dostáváme pro ohniskovou vzdálenost

$$f' = \frac{\beta[(S_1 + S_2) - e]}{1 - \beta^2}. \quad (11)$$

Zpracování měření

Měření metodou dvojitěho zvětšení je obdobné metodě určení ohniskové vzdálenosti tenké čočky ze zvětšení, která byla proměřena v předchozím semestru, s tím rozdílem, že u tlusté čočky je potřeba k získání výsledku kombinovat vždy dva řádky tabulky měření; máte-li N měření, sestrojte přibližně $3N/2$ náhodných párů řádků tabulky měření a z nich ohniskovou vzdálenost tlusté čočky zpracujete statisticky. V případě určení ohniskové vzdálenosti tlusté čočky v obou směrech zpracujte měření statisticky. Je vhodné z optické lavice opisovat přímo polohy jednotlivých elementů a optické parametry (předmětová vzdálenost atd.) stanovovat až dodatečně.

Úkoly

- Změřte opakovaně parametry zobrazení tlustou čočkou pro metodou dvojitěho zvětšení
- Změřte opakovaně parametry zobrazení tlustou čočkou pro metodu měření ve dvou směrech

Literatura:

- [1] A. Kučírková, K. Navrátil: *Fyzikální měření I*. SPN Praha, 1986.
- [2] Fyzikální praktikum I – Optometrie, úloha č. 8.



INVESTICE DO ROZVOJE VZDĚLÁVÁNÍ

Ústav fyziky kondenzovaných látek
Přírodovědecká fakulta, Masarykova univerzita, Brno

Základy fyzikálně optických měření 2

2. Měření propustnosti filtrů a skel

Cíle úlohy

- Studium závislosti propustnosti materiálů na vlnové délce dopadajícího světla
- Určení indexu lomu neabsorbujícího materiálu z měření prouštnosti tlustého vzorku

Teorie

Dopadá-li světelná vlna na rozhraní dvou různých optických prostředí, část energie se odráží (zákon odrazu), zbývající část energie prochází do druhého prostředí (zákon lomu), viz obr. 2. Při průchodu světelné vlny v tomto druhém prostředí se část energie může absorbovat. Není-li tloušťka druhého prostředí příliš velká, případně toto prostředí neabsorbuje, pak zbývající část světelné energie po odrazu na druhém rozhraní vystupuje ze zkoumané látky.

V optice se zavádí intenzitní veličiny odrazivost R , propustnost T a absorpce A , které při kolmém dopadu světla charakterizují z optického hlediska danou látku [1]:

$$\begin{aligned} R &= I_r/I_0 \\ T &= I_t/I_0. \end{aligned} \quad (12)$$

V soulase se zákonem zachování energie platí

$$R + T + A = 1. \quad (13)$$

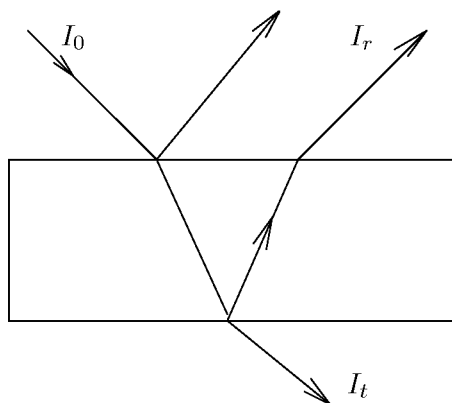
Spektrální průběh propustnosti, tj. závislost propustnosti na vlnové délce světla, je obecně užitečnou veličinou, ze které lze v některých případech usuzovat na procesy, které probíhají při interakci světelné vlny s látkou.

Stanovení indexu lomu neabsorbující látky

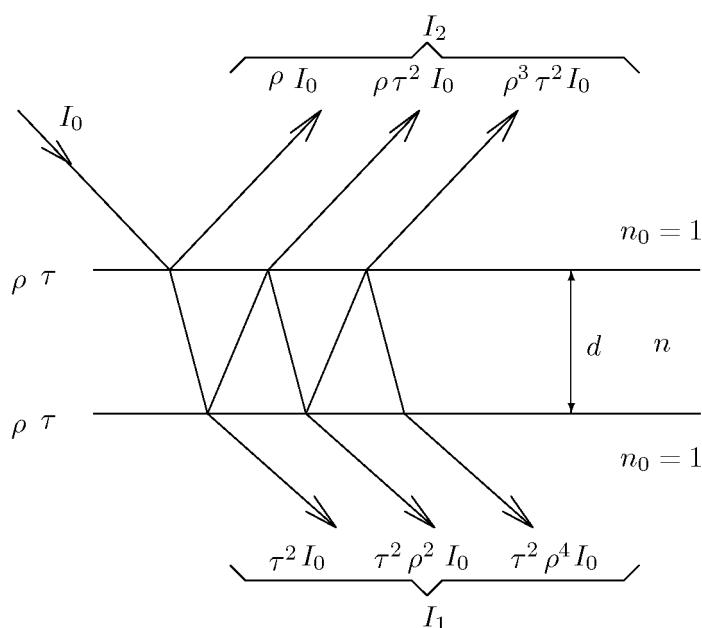
Řešení problému ukážeme na příkladu měření propustnosti tlusté neabsorbující vrstvy (destička zkoumané látky). Tlustou vrstvou se rozumí taková tloušťka materiálu d , že platí $d \gg \lambda$, kde λ je vlnová délka dopadajícího světla. Vzhledem k tomu, že jde o neabsorbující látku, platí $A = 0$. Na obr. 3 je znázorněno odvození vztahu pro propustnost neabsorbující tlusté vrstvy.

Na destičku s rovinnými, planoparalelními rozhraními charakterizovanými koeficienty odrazivosti ρ a propustnosti τ dopadá monochromatické světlo o intenzitě I_0 . Index lomu zkoumané látky označíme n , index lomu okolního prostředí (vzduch) $n_0 = 1$.

Poznámka: Ve skutečnosti dopadá světelný svazek na zkoumaný objekt kolmo; pro přehlednost je na obr. 3 zakreslen šikmý dopad, což do úhlu dopadu 30° není na újmu obecnosti.



Obrázek 2: I_0 – intenzita dopadajícího světla, I_r – intenzita odraženého světla, I_t – intenzita světla prošlého danou látkou.



Obrázek 3: Odvození vztahu pro propustnost neabsorbující tlusté vrstvy.

Protože se jedná o tlustou vrstvu, neuplatňuje se v ní interference světla a intenzitu propuštěného světla I_1 (resp. světla odraženého I_2) dostaneme skládáním intenzit při vícenásobném odrazu světelné vlny na rozhraních vrstvy. Z obr. 3 je zřejmé, že pro intenzitu prošlého světla platí

$$I_1 = I_0 (\tau^2 + \tau^2 \rho^2 + \tau^2 \rho^4 + \tau^2 \rho^6 + \dots). \quad (14)$$

Poměr intenzit I_1/I_0 jsme definovali jako propustnost dané látky, vztah (14) lze tedy psát

$$T = \tau^2 + \tau^2 \rho^2 + \tau^2 \rho^4 + \tau^2 \rho^6 + \dots \quad (15)$$

Jednoduše se lze přesvědčit, že pravá strana uvedeného vztahu je nekonečná geometrická řada s kvocientem $q < 1$, jejíž součet

$$T = \frac{\tau^2}{1 - \rho^2}. \quad (16)$$

Vzhledem k tomu, že se jedná o neabsorbující látku, platí podle (2) $\tau = 1 - \rho$. Vztah (4) lze přepsat pomocí

koeficientů odrazivosti na tvar

$$T = \frac{(1 - \rho)^2}{1 - \rho^2}, \quad (17)$$

což po úpravě dává

$$T = \frac{1 - \rho}{1 + \rho}. \quad (18)$$

Pro odrazivost rozhraní vzduch–neabsorbující látka, která je charakterizována indexem lomu n , dostáváme z Fresnelových koeficientů

$$\rho = \frac{(1 - n)^2}{(1 + n)^2}. \quad (19)$$

Dosažením vztahu (19) do vztahu (18) dostáváme

$$T = \frac{2n}{n^2 + 1}, \quad (20)$$

odkud lze již snadno stanovit hledaný index lomu n neabsorbující látky,

$$n = \frac{1 \pm \sqrt{1 - T^2}}{T}$$

Poznámka: Při řešení rovnice (20) je třeba vyloučit kořen, který nemá fyzikální smysl.

Experimentální provedení

V této úloze se seznámíme s postupem při měření spektrální závislosti propustnosti destičky ze skla resp. filtru. Z měření propustnosti skla v několika vlnových délkách lze níže uvedeným postupem určit index lomu skla. V případě spektrální závislosti propustnosti filtrů zjistíme oblasti zvýšené resp. snížené propustnosti tohoto optického prvku.

Měření propustnosti se bude provádět na spektrofotometru. V našem případě se bude jednat o spektrofotometr vláknový, který se skládá ze světelného zdroje a smotného spektrometru, připojeného k počítači, přičemž obě hlavní komponenty jsou spojeny optickým vláknem. Před samotným měřením je třeba provést kalibraci optické cesty, která spočívá v proměření „prázdného“ vzorku – v našem případě vzduchu. Tímto spektrem budeme všechna ostatní spektra dělit a odstraníme z nich tak (nezanedbatelnou) závislost odezvy samotné optické soustavy spektrofotometru na vlnové délce vybraného světla.

Návody k obsluze přístroje bude k dispozici v laboratoři.

Zpracování měření

Získané spektrální závislosti propustnosti barevných filtrů vyneste do společného grafu. Spektrální závislost propustnosti skleněné desky vyneste do grafu v plném rozsahu měřených vlnových délek. Tuto závislost s pomocí tabulkového procesoru přepočítejte na závislost indexu lomu skleněné desky na vlnové délce, kterou vyneste do samostatného grafu v rozsahu vlnových délek, pro které je váš vzorek neabsorbující.

Úkoly

- Stanovte spektrální závislost propustnosti skleněné destičky v zadaném intervalu vlnových délek.
- Změřte spektrální závislost propustnosti daných barevných filtrů v zadaném intervalu vlnových délek.

Literatura:

- [1] A. Vašíček: *Optika tenkých vrstev*. NČSAV Praha, 1956.
- [2] J. Kuběna: *Úvod do optiky*. Skripta MU Brno, 1994.



Ústav fyziky kondenzovaných látek
Přírodovědecká fakulta, Masarykova univerzita, Brno

Základy fyzikálně optických měření 2

3. Určení indexu lomu tenké vrstvy z měření propustnosti

Cíle úlohy

- Určení indexu lomu a tloušťky tenké vrstvy ze spektrálního měření propustnosti

Teorie

Jedním z důležitých parametrů v optice tenkých vrstev je index lomu vrstvy n_1 , která je nanášena na podložku s indexem lomu n . V této úloze se budeme zabývat případem neabsorbující vrstvy na neabsorbující podložce.

Dopadá-li na takový systém rovinná monochromatická vlna (obr. 4), pak se intenzita odraženého resp. prošlého světla v závislosti na vlnové délce dopadajícího světla λ vlivem interference ve vrstvě periodicky mění mezi limitními hodnotami.

Pro propustnost T_f systému podložka–vrstva lze odvodit vztah [1]

$$T_f = \frac{4n_1^2 n}{n_1^2(n+1)^2 - (n^2 - n_1^2)(n_1^2 - 1) \sin^2(x/2)}, \quad (21)$$

kde x je fázový posun paprsků ve vrstvě. Při kolmém dopadu světla dráhový rozdíl interferujících paprsků je $s = 2n_1 d$, a pro jejich fázový posun x platí

$$x = \frac{2\pi}{\lambda} s \quad \text{nebo} \quad x = \frac{2\pi}{\lambda} 2n_1 d. \quad (22)$$

Z výrazů (21) a (22) je zřejmé, že propustnost T_f se mění při změně vlnové délky λ dopadajícího světla. Pro jisté vlnové délky při dané tloušťce vrstvy obdržíme maxima nebo minima propustnosti.

Pro naše vzorky platí případ $n_1 > n$. Tedy interferující paprsek 2 se odráží dvakrát od prostředí s menším indexem lomu a proto má stejnou fázi jako paprsek 1. Úvaha platí i pro další interferující paprsky. Navíc ze vztahu (21) vidíme, že pro $n_1 > n$ bude mít T_f

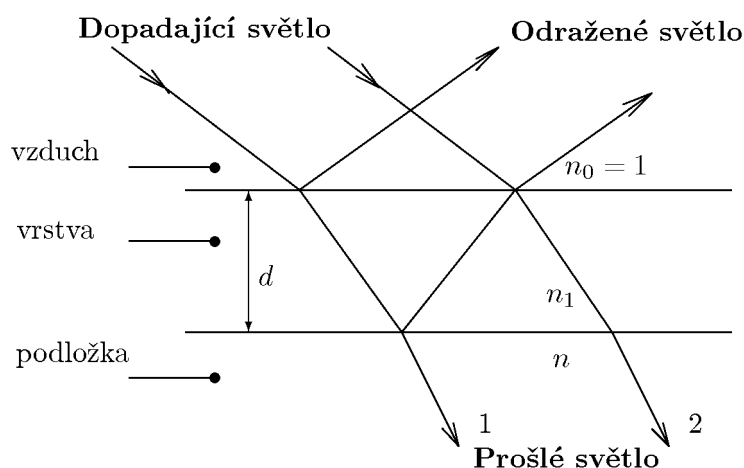
$$\text{maximum pro } \sin \frac{x}{2} = 0, \text{ tj. } x = 2\pi, 4\pi, \dots, 2k\pi, \quad (23a)$$

$$\text{minimum pro } \sin \frac{x}{2} = \pm 1, \text{ tj. } x = \pi, 3\pi, \dots, (2k-1)\pi, \quad (23b)$$

kde k je celé číslo. Ze vztahu pro fázový posun (22) dostaneme maximum a minimum propustnosti pro dráhový rozdíl

$$\text{maximum pro } 2n_1 d = \lambda, 2\lambda, \dots, k\lambda, \quad (24a)$$

$$\text{minimum pro } 2n_1 d = \frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \dots, \frac{(2k-1)\lambda}{2}. \quad (24b)$$



Obrázek 4: Průchod světla tenkou vrstvou.

Potom ze vztahu (21) dostaneme maximum a minimum propustnosti

$$T_f^{\max} = \frac{4n}{(n+1)^2}, \quad (25a)$$

$$T_f^{\min} = \frac{4n_1^2 n}{(n_1^2 + n)^2}. \quad (25b)$$

Jestliže známe index lomu podložky n , pak vztah (25b) nám dává možnost stanovit index lomu vrstvy n_1 z rovnice

$$n_1^2 \sqrt{T_f^{\min}} - 2n_1 \sqrt{n} + n \sqrt{T_f^{\min}} = 0, \quad (26)$$

tedy

$$n_1 = \frac{1 \pm \sqrt{1 - T_f^{\min}}}{\sqrt{T_f^{\min}}} \sqrt{n}. \quad (27)$$

Experimentální provedení

Spektrální závislost propustnosti změříme na jendokanálovém spektrofotometru. Jedná se o integrovaný přístroj, obsahující zdroje světla, monochromátor, filtry a detektor. Spektrofotometr je připojen k PC a návod k jeho ovládání bude k dispozici v laboratoři.

Vrstva, jejíž index lomu chceme určit, je příliš tenká na to, aby mohla být vytvořena samostatně, bez nanesení na podložku. Tomuto faktu musíme podřídit i náš postup a v kyvetovém prostoru spektrofotometru změříme postupně propustnost T_{ss} podložky bez vrstvy a propustnost T_{fs} podložky s vrstvou, a to ve stejném spektrálním rozsahu pro obě měření, viz také obr. 5. Abychom mohli interpretovat propustnost systému vrstva–podložka, zavedeme tzv. *měřenou propustnost* T_m ,

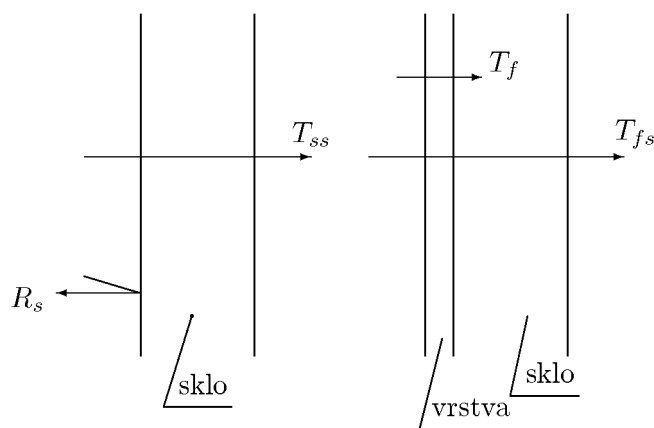
$$T_m = T_{fs}/T_{ss}. \quad (28)$$

Hledanou propustnost T_f samotné vrstvy vypočteme ze vztahu [2]

$$T_f = T_m \frac{1 - R_s}{1 + R_s(1 - T_m)}, \quad (29)$$

kde

$$R_s = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}. \quad (30)$$



Obrázek 5: Průchod světla podložkou a podložkou s vrstvou.

je odrazivost samotné podložky, jejíž index lomu je n . Ten spočítáme podobně jako v předchozí úloze ze závislosti propustnosti podložky na vlnové délce, v našem případě

$$n = \frac{1 + \sqrt{1 - T_{ss}^2}}{T_{ss}}.$$

Zpracování měření

Výstupem z měření jsou soubory ve standardním formátu, obsahujícím v prvním sloupci vždy vlnovou délku a ve druhém sloupci změřenou propustnost odpovídající této vlnové délce. Protože budeme potřebovat provést zpracování všech měřených bodů, je výhodné použít tabulkový procesor, v němž spektrální zpracování znamená aplikaci zadaných vztahů postupně na všechny řádky souboru. Po stanovení spektrální závislosti relativní propustnosti $T_m(\lambda)$ v měřeném intervalu vlnových délek je klíčem k dalšímu zpracování přepočítání této závislosti pomocí rovnice (29) na $T_f(\lambda)$. Získanou závislost T_f vyneste do grafu a nalezněte její minima. Pro vlnové délky, ve kterých tato minima nastala, stanovte hledanou hodnotu indexu lomu n_1 vrstvy z rovnice (27). Získané hodnoty n_1 zpracujte statisticky.

Pro stanovení tloušťky tenké vrstvy doporučujeme následující proceduru. Z rovnic (24a) i (24b) vyplývá, že pro dvě sousední maxima i dvě sousední minima ve spektrální závislosti propustnosti, naměřená pro dvě vlnové délky λ a $\lambda' < \lambda$, po vyloučení parametru k platí

$$\frac{2n_1' d}{\lambda'} = \frac{2n_1 d}{\lambda} + 1. \quad (31)$$

Odtud dostáváme vztah pro tloušťku vrstvy

$$d_1 = \frac{\lambda \lambda'}{2(n_1' \lambda - n_1 \lambda')}. \quad (32)$$

Pro všechny dvojice po sobě jdoucích zjištěných minim T_f určete hodnoty d_1 , které ztaticky zpracujte.

Úkoly

- Naměřte spektrální závislost propustnosti podložky bez tenké vrstvy.
- Naměřte spektrální závislost propustnosti podložky s nanesenou tenkou vrstvou.

Literatura:

- [1] A. Vašíček: *Optika tenkých vrstev*. NČSAV Praha, 1956.
- [2] H.E. Bennett, J.M. Bennett: *Physics of Thin Films*, Vol. 4. Academic New York, 1967.
- [3] J. Kuběna: *Úvod do optiky*. Skripta MU Brno, 1994.



INVESTICE DO ROZVOJE VZDĚLÁVÁNÍ

Ústav fyziky kondenzovaných látek
Přírodovědecká fakulta, Masarykova univerzita, Brno

Základy fyzikálně optických měření 2

4. Stanovení tloušťky tenké vrstvy interferometrickou metodou

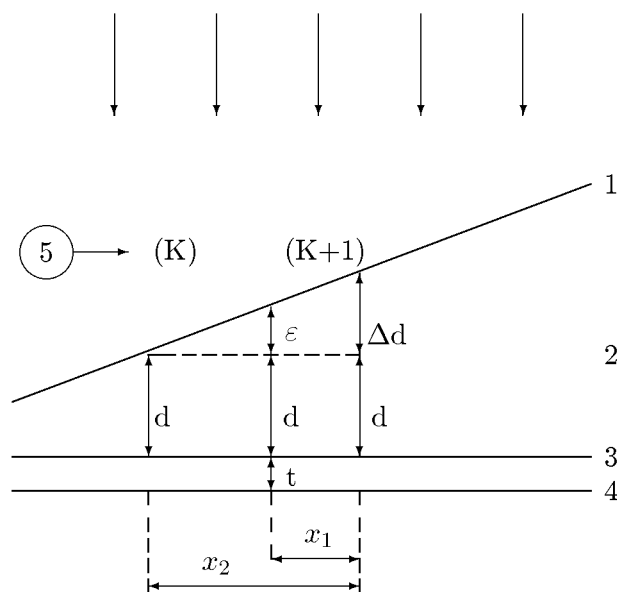
Cíle úlohy

- Určení tloušťky tenké vrstvy Tolanského metodou

Teorie

Jednou z nejužívanějších metod měření tloušťky tenkých vrstev (tloušťka $t = 10^1 - 10^2$ nm) je interferometrická metoda podle Tolanského [1], která se v současné době častěji nazývá Fizeauova metoda (Fizeauovy interferenční proužky stejné tloušťky).

Vzniku interferenčních proužků na klínové vzduchové mezeře je schematicky znázorněn na obr. 6. Na systém znázorněný na tomto obrázku dopadá téměř kolmo rovnoběžný svazek paprsků monochromatického světla. V důsledku interference na vzduchové mezeře se v zorném poli mikroskopu objeví systém rovnoběžných tmavých proužků v těch místech, kde je splněna podmínka minima interference.



Obrázek 6: Vznik interferenčních proužků na klínové vzduchové mezeře. (1) je polopropustné zrcadlo, (2) vzduchová mezera (index lomu $n = 1$), (3) horní plocha vrypu, (4) spodní plocha vrypu, (5) interferenční řád.

Pro vrstvu bez vrypu platí

$$2d = K \lambda \quad (33a)$$

$$2(d + \Delta d) = (K + 1) \lambda. \quad (33b)$$

Z toho vyplývá

$$\Delta d = \frac{\lambda}{2}, \quad (34)$$

kde K je interferenční řád.

Pro vrstvu s vrypem platí

$$2(d + \Delta d) = (K + 1) \lambda \quad (35a)$$

$$2(d + \varepsilon + t) = (K + 1) \lambda. \quad (35b)$$

Z toho vyplývá

$$t = \Delta d - \varepsilon, \quad (36)$$

kde t je tloušťka vrstvy, kterou máme stanovit.

Z podobnosti trojúhelníků na obr. 6 vyplývá

$$\frac{\varepsilon}{x_2 - x_1} = \frac{\Delta d}{x_2} \quad \rightarrow \quad \varepsilon = \Delta d \frac{x_2 - x_1}{x_2}. \quad (37)$$

Po dosažení a úpravě pak

$$t = \frac{x_1}{x_2} \frac{\lambda}{2}. \quad (38)$$

Poznámka: Určení parametru t je jednoznačné pouze pro případ $t < \lambda/2$. Je-li $t > \lambda/2$ je úloha nejednoznačná a měření je třeba provádět pro dvě vlnové délky.

Přesnost uvedené metody je $\pm(1-3)$ nm a závisí zejména na

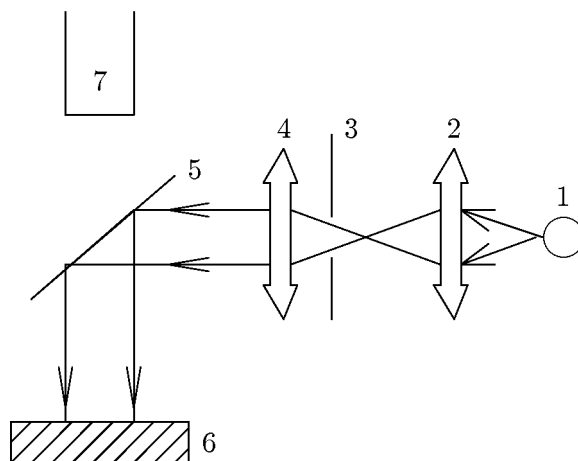
- odrazivostech polopropustného zrcadla a krycí vrstvy. Požaduje se poměrně vysoká odrazivost obou, přičemž odrazivost krycí vrstvy musí být vyšší než odrazivost zrcadla, abychom dosáhli dobrého kontrastu interferenčních proužků;
- monochromatickosti dopadajícího světla;
- povrchové drsnosti polopropustného zrcadla i krycí vrstvy.

Experimentální provedení

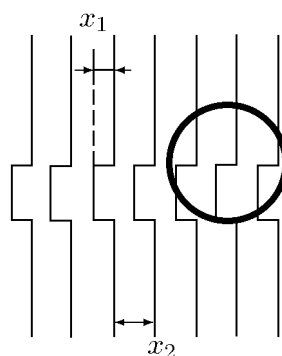
Principiální uspořádání experimentu je na obr. 7. Návod k obsluze mikroskopu bude k dispozici u úlohy.

Metoda je založena na vícepraskové interferenci světla na vzduchové mezeře vytvořené mezi měřeným vzorkem a polopropustným zrcadlem. Měřený vzorek je připraven tak, že na části podložky je měřená vrstva odstraněna (např. vrypem). Tento systém se pokryje nepropustnou vrstvou kovu s vysokou odrazivostí (např. Al, Ag). Předpokládá se, že krycí vrstva dokonale reprodukuje vryp. Mezi takto připraveným vzorkem a polopropustným zrcadlem se citlivým mechanismem vytvoří vzduchová klínová mezera s malým úhlem klínu. Celý tento systém se pak osvětlí monochromatickým světlem o vlnové délce λ .

V zorném poli mikroskopu se objeví systém interferenčních proužků (obr. 8), kde úseky x_1 a x_2 jsou jednoduše zjištělné z měření odečítacím okulárem: nitkový kříž natočíme rovnoběžně se systémem pozorovaných proužků a následně jej posouváme z jedné strany zorného pole na druhou. Přitom jej zastavujeme jej vždy, když se ztotožní s některým z interferenčních proužků. Zapisujeme postupně polohu odečítacího okuláru, pro proužky na jedné straně do jednoho sloupce, pro proužky na druhé straně do sloupce druhého. Hodnota x_2 se určí jako rozdíl po sobě jdoucích hodnot v kterémkoliv ze sloupců, hodnota x_1 potom jako rozdíl sousedních hodnot mezi sloupci – nesmíme zapomenout poznačit si, jakou orientaci má pozorovaný schod v interferenci. Jednotka údajů polohy odečtených ze stupnice okuláru nehraje vzhledem ke tvaru vztahu (38) roli.



Obrázek 7: Principiální uspořádání experimentu. (1) je zdroj monochromatického světla, (2) kondenzor, (3) clona, (4) kolimátor, (5) dělicí kostka, (6) vzorek a (7) objektiv mikroskopu.



Obrázek 8: Schéma obrazu v mikroskopu. Vzhledem k tloušťce vrypu na vzorku se v zorném poli mikroskopu (kroužek) objeví pouze polovina skoku způsobeného v interferenci.

Zracování měření

Ze získaných poloh odečítacího okuláru stanovte velikosti x_1 a x_2 – počet vybraných po sobě jdoucích proužků pro určení x_2 přizpůsobte počtu zjistitelných x_1 v každém měření a rozdělte je rovnoměrně mezi oba sloupce měření. Ze zjištěných hodnot stanovte hodnoty t , které statisticky zpracujte.

Z měření na stejném místě vzorku, ale s různým sklonem proužků ověřte spolehlivost určení tloušťky vrstvy Tolanského metodou.

Úkoly

- Nastavte za pomoci vyučujícího v zorném poli mikroskopu 5–10 interferenčních proužků a proměřte jejich polohu odečítacím okulárem.
- Nastavte jiný počet interferenčních proužků na stejném místě vzorku a měření zopakujte.
- Nastavte za pomoci vyučujícího v zorném poli mikroskopu 5–10 interferenčních proužků na jiném místě vzorku a měření zopakujte.

Literatura:

- [1] Bennett H.E., Bennett J.M.: Physics of Thin Films, Vol. 4, Academic New York, 1967.

[2] J. Kuběna: *Úvod do optiky*. Skripta MU Brno, 1994.



Ústav fyziky kondenzovaných látek
Přírodovědecká fakulta, Masarykova univerzita, Brno

Základy fyzikálně optických měření 2

5. Graduace spektroskopu

Cíle úlohy

- Provést kalibraci stupnic spektroskop pomocí tabelovaných spektrálních čar
- Ověřit provedenou kalibraci pomocí měření spektrálních čar jiného zdroje světla

Teorie

Spektroskop je přístroj, který lze použít pro rychlé určení vlnových délek spektrálních čar emisních spekter prvků, sloučenin resp. slitin. Abychom mohli spektrálním čarám přiřadit charakteristické hodnoty vlnových délek, je nutné tento přístroj nejprve graduovat (cejchovat).

Na obr. 9 je principiální schéma spektroskopu dle Bunsena. Každý spektroskop se skládá z kolimátoru (K), hranolu (H) a dalekohledu (D). V některých případech je spektroskop vybaven ještě stupnicovým kolimátorem (K'). V ohniskové rovině kolimátoru K' je pak jemná stupnice (S). Vzájemná poloha kolimátoru se vstupní štěrbinou (Š) a hranolu je pevná a volí se tak, aby odpovídala poloze minimální deviace pro střední vlnovou délku viditelného oboru spektra (400–700 nm). Pokud je použit stupnicový kolimátor, je v takové poloze, aby se obraz stupnice po odrazu na stěně hranolu (H) překrýval s obrazem spektra. Stupnice je buď rovnoměrná nebo pro daný hranol je cejchovaná přímo ve vlnových délkách. Spektrum je buzeno zdrojem (Z), pomocný hranolek (h) umožňuje pozorovat spektrum srovnávacího zdroje (Z_0), tak dostáváme dvě spektra nad sebou. Posun dalekohledu vzhledem k čárovému spektru se děje pomocí mikrometrického šroubu se stupnicí s jemným dělením.

Graduace spektroskopu spočívá v nalezení závislosti vlnových délek světla a jim odpovídajících poloh na empirické stupnici tohoto přístroje.

Experimentální provedení

Vstupní štěrbinu spektroskopu osvětlíme rtuťovou výbojkou, která dává čárové spektrum. Vlnové délky těchto čar jsou tabelovány (viz tabulka 1). Velikostí štěrbinu upravíme šířku čar tak, aby byly dobře viditelné, ale současně dostatečně úzké. Doostříme okulárem dalekohledu. Otáčením mikrometrického šroubu ztotožníme postupně nitkový index v zorném poli dalekohledu s jednotlivými čarami a na stupnici mikrometrického šroubu čteme polohy (s). Současně lze také číst údaj (m) na stupnici stupnicového kolimátoru, která je také vidět v zorném poli dalekohledu.

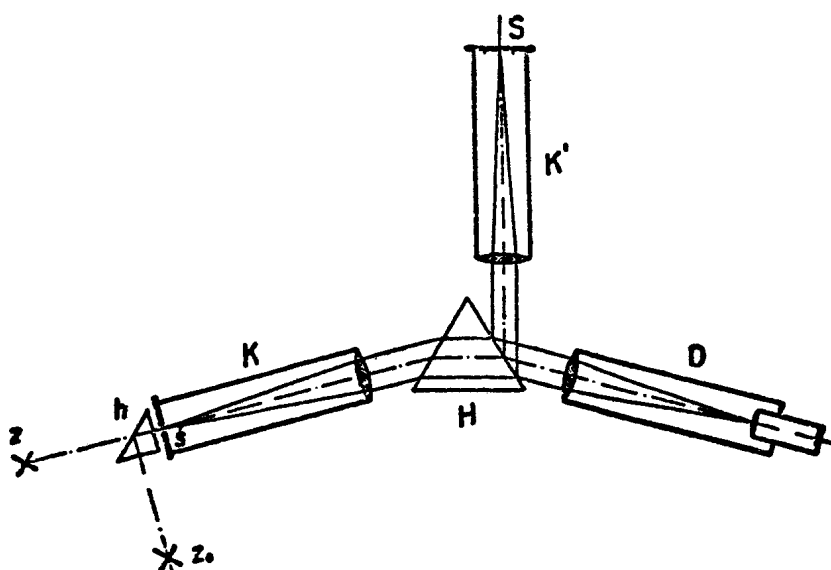
Systematicky procházíme všechny identifikovatelné čáry v jednom směru a pak ve směru opačném, z obou měření stanovíme průměr. Tímto postupem zmenšujeme vliv vůle mikrometrického šroubu na výsledky graduace. Vyneseme grafickou závislost vlnové délky světla na poloze (s) resp. (m), což je hledaná gradační křivka spektroskopu.

Zpracování měření

Pro každou ze stupnic spektroskopu zprůměrujte polohy spektrálních čar rtuťové lampy pro oba směry průchodu stupnice. Takto zpřesněné hodnoty vynesete do kalibračního grafu závislosti polohy čáry na její tabelované vlnové délce. Body v grafu spojte lomenou čarou; tím vznikne pro jednotlivé stupnice kalibrační křivka spektroskopu. Měření zinkové a sodíkové lampy zprůměrujte obdobným způsobem a vynesete zjištěné polohy spektrálních čar na jednotlivých stupnicích do příslušných kalibračních grafů a z jejich poloh na kalibračních křivkách odečtete na vodorovných osách hodnotu jejich vlnové délky. Takto zjištěné vlnové délky spektrálních čar porovnejte mezi sebou v rámci údajů z různých stupnic spektroskopu a pokuste se čáry přiřadit tabelovaným hodnotám.

Úkoly

- Změřte pro všechny rozlišitelné čáry rtuti jejich polohy na obou stupnicích spektrometru, měření proveďte systematicky od jednoho konce spektra ke druhému a zpět.
- Vstupní štěrbinu spektroskopu osvětlíte po řadě zinkovou lampou a odečtete polohy jejich spektrálních čar na obou stupnicích spektrometru, opět postupujte systematicky od jednoho konce spektra ke druhému a zpět.



Obrázek 9: Schéma spektroskopu.

Tabulka 1: Spektrální čáry rtuti (tabulka vlevo) a zinku (tabulka vpravo).

Vlnová délka (nm)	barva	poznámka
404,7	fialová	silnější
407,8	fialová	slabší
435,8	modrá	silná
491,6	modrozelená	jasná
546,1	zelená	silná
576,9	žlutá	silná
579,1	žlutá	silná
585,9	žlutá	slabá
607,3	červená	slabá
623,4	červená	slabá
690,7	červená	slabá

Vlnová délka (nm)	barva
462,9	fialová
468,0	modrofialová
472,2	modrá
481,0	modrozelená
518,2	zelená
636,2	červená



INVESTICE DO ROZVOJE VZDĚLÁVÁNÍ

Ústav fyziky kondenzovaných látek
Přírodovědecká fakulta, Masarykova univerzita, Brno

Základy fyzikálně optických měření 2

6. Měření vlnové délky světla

Cíle úlohy

- Zjištění vlnové délky světla z makroskopických Newtonových kroužků
- Zjištění vlnové délky světla z mikroskopických Newtonových kroužků

Teorie

Hovoříme-li o problému měření vlnových délek světla, máme zpravidla na mysli případ, kdy je zapotřebí určit vlnové délky vyskytující se ve složeném světle (např. bílém). Potom je nezbytné zkoumané světlo rozložit vhodnou disperzní soustavou podle jednotlivých vlnových délek a provést rozbor takto získaného spektra. To je obsahem klasické spektroskopie a úloha se řeší pomocí spektroskopů nebo spektrofotometrů.

Můžeme se však setkat s požadavkem určit vlnovou délku světla, které lze považovat alespoň v prvním přiblížení za monochromatické. V tomto případě je někdy možné se obejít bez spektrálního přístroje a využít ke stanovení vlnové délky monochromatického světla interferenčního jevu.

Měření pomocí makroskopických Newtonových kroužků

Newtonovými kroužky se nazývá interferenční obraz daný interferencí ve vzduchové mezeře mezi rovinnou a kulovou plochou. Principiální uspořádání tzv. Newtonových skel je na obr. 10. Interferometr je v tomto případě realizován skleněnou planparalelní deskou a ploskovypuklou čočkou s velkým poloměrem křivosti.

Na Newtonova skla dopadá rovnoběžný svazek paprsků světla s vlnovou délkou λ . Vyšetříme interferenci paprsku dopadajícího a odraženého v bodě A s paprskem odraženým na horní ploše planparalelní desky. Tloušť ka vzduchové mezery mezi kulovou plochou a rovinnou deskou je v tomto místě l . Pak dráhový rozdíl D mezi uvažovanými paprsky je dán vztahem

$$D = 2l + \lambda/2. \quad (39)$$

Člen $\lambda/2$ odpovídá změně fáze světelné vlny při odrazu na rozhraní s opticky hustším prostředím. Z obr. 10 plyne, že

$$(R - l)^2 + r^2 = R^2, \quad (40)$$

odkud

$$r^2 = l(2R - l). \quad (41)$$

Vzhledem k tomu, že $l \ll 2R$, lze (41) psát

$$r^2 = 2Rl. \quad (42)$$

Podmínka pro vznik minima v interferenčním obrazci je dána vztahem

$$D = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (43)$$

kde $k = 1, 2, 3, \dots$ je interferenční řád. Dosazením rovnice (43) do (39) dostáváme

$$l = k \frac{\lambda}{2} \quad (44)$$

a dosazením vztahu (44) do (42) dostáváme pro čtverec poloměru k tého tmavého proužku výraz

$$r_k^2 = kR\lambda. \quad (45)$$

Vztah (45) lze v principu použít pro určení vlnové délky λ , známe-li k , R a r_k . Pro praktickou potřebu však není příliš vhodný, protože na povrchu skla mohou být vždy přítomny částice prachu, které způsobí to, že čočka nepřilne těsně k planoparalelní desce a vzniká tedy nejistota ve velikosti dráhového rozdílu. Je proto výhodné postupovat tak, že se změří poloměry r_k a r_n svou různých proužků k a n . Pak z rovnice (45) dostaneme

$$\lambda = \frac{r_k^2 - r_n^2}{R(k - n)}. \quad (46)$$

Při měření úlohy použijeme uspořádání *na průchod*. I v tomto případě platí rovnice (46). Při nastavování Newtonových interferenčních kroužků může nastat v důsledku těsného dotyku čočky a planoparalelní desky k velmi malé deformaci kulové plochy čočky, která vyvolá existenci dodatečné plošky ve středu systému interferenčních kruhů. Této plošce se říká Hertzova skvrna. Pak se v případě na průchod vypočítá vlnová délka ze vztahu

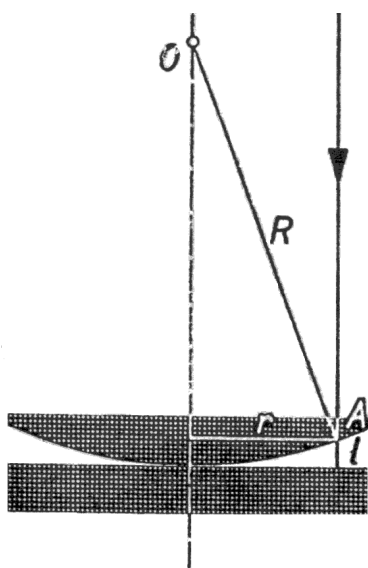
$$\lambda = \frac{2}{2k - 1} \frac{r_k^2 - a^2}{R}, \quad (47)$$

kde a je poloměr Hertzovy skvrny (na stínítku v případě na průchod je světlá).

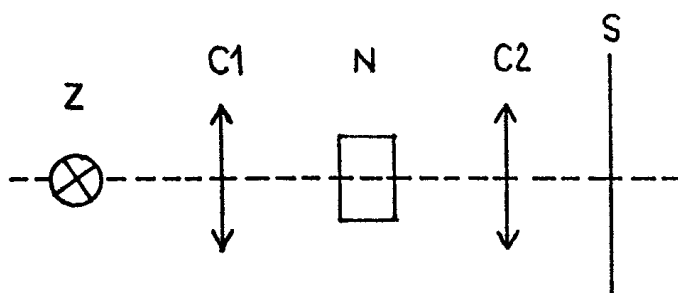
Měření pomocí makroskopických Newtonových kroužků

Pro přesnější měření použijeme také optickou aparaturu, ve které jsou Newtonovy kroužky pozorovány (na průchod) pomocí mikroskopu. V tomto případě budou ale Newtonova skla složena ze dvou stejných ploskovypuklých čoček, obrácených vypuklými stranami k sobě. Světlo nyní musí urazit delší dráhu, než se na spodní čočce odrazí zpět, aby mohlo interferovat, což se projeví změnou vztahu předpovídajícího jeho vlnovou délku na

$$\lambda = 2 \frac{r_k^2 - r_n^2}{R(k - n)}. \quad (48)$$



Obrázek 10: Schéma Newtonových skel.



Obrázek 11: Experimentální uspořádání.

Experimentální provedení

Vlastní experimentální uspořádání měření vlnové délky je na obr. 11. Pro makroskopické Newtonovy kroužky jsou všechny komponenty umístěny na optické lavici. Světlo ze zdroje (Z) dopadá na soustavu čoček (C1), ze které vychází prakticky rovnoběžný svazek paprsků a osvětluje Newtonova skla (N). V těchto sklech je zabudována stupnice. Interferenční obrazec je pomocí čočky (C2) zobrazen na stínítku (S). Současně s tmavými interferenčními proužky pozorujeme na stínítku také stupnici, kterou používáme pro určení poloměru kroužků.

Vzájemným posunem čoček (C1) a (C2) vytvoříme na stínítku co nejostřejší obraz interferenčních proužků. Třemi stavěcími šrouby na Newtonových sklech se snažíme dosáhnout toho, abychom obdrželi co nejlepší interferenční proužky ve tvaru kružnic. Pomocí stupnice na stínítku nebo pravítka určíme opakovaným měřením zobrazené průměry těchto kroužků a z nich později stanovíme hodnoty r_1, r_2, \dots, r_m .

Pro mikroskopické Newtonovy kroužky C1 představuje kolimátor mikroskopu a C2 pak vlastní mikroskop (objektiv a okulár); pozorování se provádí očima. Pozorované průměry kroužků se zjistí odečítáním polohy nitkového kříže z odečítacího okuláru.

Zpracování měření

K určení skutečných poloměrů makroskopických Newtonových kroužků je potřeba uvědomit si, že čočka použitá v Newtonových sklech má nenulovou mohutnost a způsobuje zvětšení obrazu. Z měření zvětšení kalibračního měřítka tuto hodnotu zvětšení zjistíte a ve stejném poměru upravte před dalším zpracováním naměřené hodnoty průměru kroužků. Z měření n kroužků vytvořte pro použití ve vztahu (46) přibližně $3n/2$ náhodných párů, získané předpovědi vlnové délky zpracujte statisticky.

U mikroskopických kroužků použijeme jinou metodu kalibrace - faktor zvětšení zvolíme (nejlépe v tabulkovém procesoru) tak, aby pro měření sodíkovou lampou průměrná hodnota zjištěné vlnové délky podle vztahu (48) odpovídala vlnové délce sodíkového dubletu. Se znalostí zvětšení přepočteme všechny změřené poloměry v poměru tohoto zvětšení a následně pro všechny použité zdroje postupujeme obdobně předchozí variantě, pouze s použitím vztahu (48).

Úkoly

- Na optické lavici proměřte opakovaně vycentrované Newtonovy kroužky postupně od nejvnitřnějšího k vnějšším za použití osvětlení sodíkovou lampou. Zaznamenejte si velikost obrazu kalibračního měřítka.
- V mikroskopu proměřte opakovaně vycentrované Newtonovy kroužky postupně od nejvnitřnějšího k vnějšším za použití osvětlení postupně sodíkovou lampou a barevnými diodami.
- Zapište si hodnoty poloměrů křivosti čoček, obsažených v jednotlivých variantách použitých Newtonových skel.

Literatura:

- [1] Z. Horák: *Praktická fyzika*. SNTL Praha, 1958.
- [2] J. Brož a kol.: *Základy fyzikálních měření I*. SPN Praha, 1983.



INVESTICE DO ROZVOJE VZDĚLÁVÁNÍ

Ústav fyziky kondenzovaných látek
Přírodovědecká fakulta, Masarykova univerzita, Brno

Základy fyzikálně optických měření 2

7. Stanovení indexu lomu čoček z poloměru křivosti a ohniskové vzdálenosti

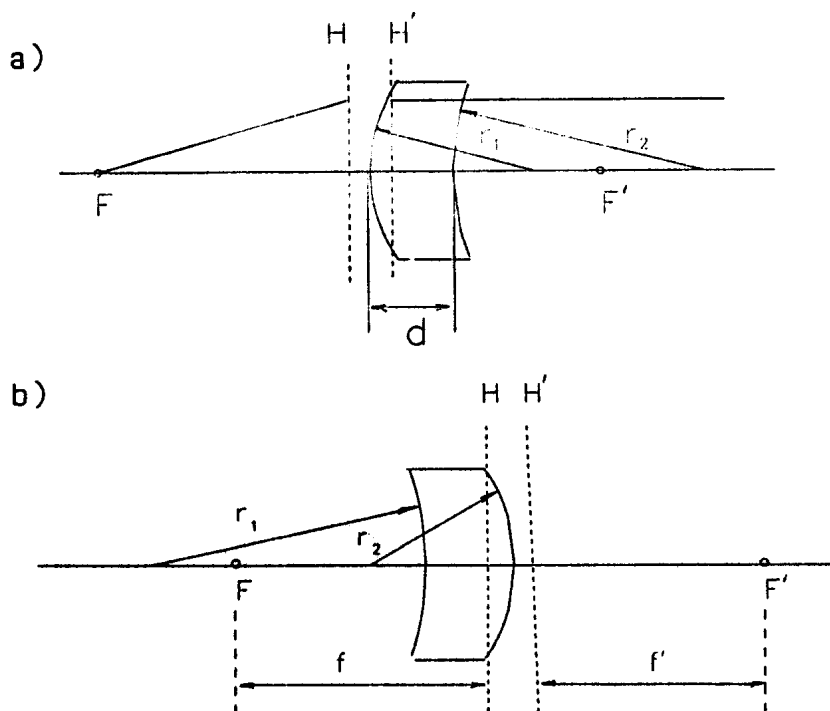
Cíle úlohy

- Stanovení indexu lomu čočky z měření jejích optických a geometrických vlastností

Teorie

Index lomu (tkusté) čočky určíme ze vztahu uvedeného v [2] na str. 136,

$$\frac{1}{f'} = (n - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + \frac{d(n - 1)^2}{n r_1 r_2}, \quad (49)$$



Obrázek 12: Základní parametry tlusté čočky.

kde f' je ohnisková vzdálenost, r_1, r_2 poloměry kulových ploch, n index lomu a d tloušťka čočky. Na obr. 12 jsou vyznačeny tyto parametry pro různé polohy čočky. Vztah (49) předpokládá použití znaménkové konvence, která je popsána v [2] na str. 136. Na obr. 12 jsou uvedeny dvě polohy stejné čočky, kdy $r_1 > 0$ a $r_2 > 0$ (schéma (a)) a $r_1 < 0$ a $r_2 < 0$ (schéma (b)). Obrázek 12(a) představuje ten typ čoček, které budeme v této úloze měřit, tj. spojky s vypuklostí $Q = (1/r_1 - 1/r_2) > 0$. Pro spojku je poloměr vypuklé plochy menší, než poloměr plochy vyduté. Pro záporné r_1 a r_2 na obr. 12(b) dostaneme $Q > 0$, protože poloměry číslujeme po směru chodu paprsku. Druhý sčítanec v (49) je rovněž pro náš typ čoček kladný. Ze vztahu (49) vyjádříme n jako funkci f', r_1, r_2 a d . Pro zjednodušení výsledného vztahu pro n označíme

$$A = \frac{1'}{f}, \quad B = \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}, \quad C = \frac{d}{r_1 r_2}. \quad (50)$$

Vztah (49) můžeme teď přepsat jako

$$A = (n - 1)B + (n - 1)^2 C/n \quad (51)$$

a n vypočítáme z kvadratické rovnice

$$(B + C)n^2 - (A + B + 2C)n + C = 0 \quad (52)$$

$$n = \frac{(A + B + 2C) + \sqrt{(A + B + 2C)^2 - 4C(B + C)}}{2(B + C)}. \quad (53)$$

V rovnici (53) bereme pro výpočet takové znaménko, abychom dostali fyzikálně smysluplnou hodnotu n .

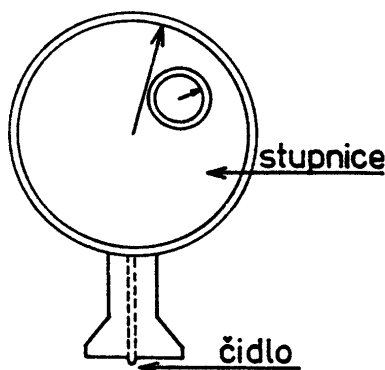
Pro výpočet hodnot A, B a C potřebujeme znát hodnoty d, r_1, r_2 a f' . Tloušťka d je známa, ostatní veličiny změříme sférometrem a goniometrem.

Experimentální provedení

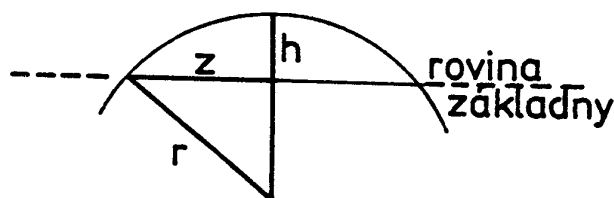
Měření křivosti lámavých ploch sférometrem

Poloměry křivosti lámavých ploch r_1, r_2 určíme sférometrem, viz [2] str. 139. Mechanický sférometr je nakreslen na obr. 13. Hodinkový indikátor s přesností čtení rozdílu výšek ± 0.01 mm je upevněn v držáku s kruhovou základnou, jehož středem prochází dotykové čidlo. Nulovou polohu sférometru určíme tak, že jej umístíme na rovinné sklo. Pak postavíme sférometr na měřenou kulovou plochu s poloměrem křivosti r . Z obr. 14 je zřejmé, že kruhová základna sférometru s poloměrem z vytne na povrchu měřené plochy kulovou úseč s výškou h . Rozdíl údajů sférometru na čočce a na rovinném skle právě udává tento parametr. Změříme-li průměr sférometru $2z$ posuvným měřítkem, pak zřejmá

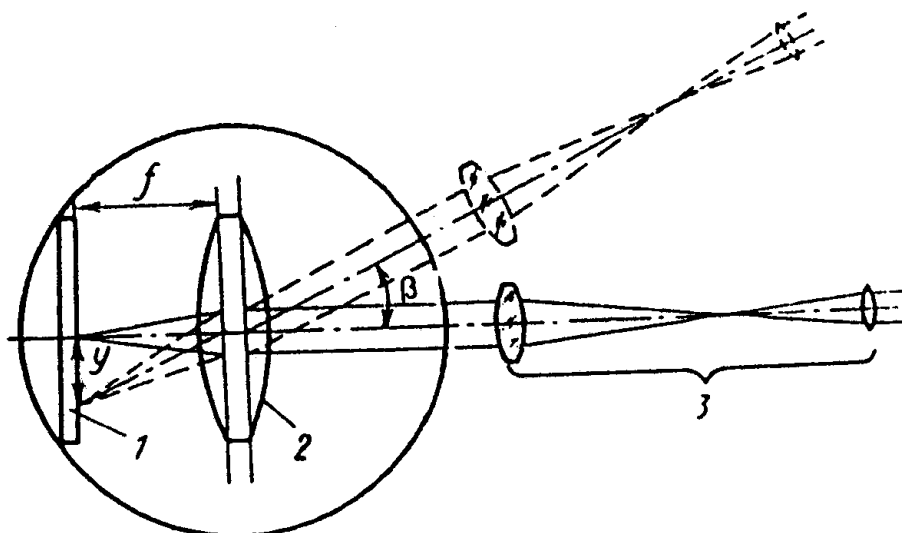
$$r = \frac{z^2 + h^2}{2h}. \quad (54)$$



Obrázek 13: Sférometr.



Obrázek 14: Určení poloměru křivosti kulové plochy.



Obrázek 15: Schéma experimentálního uspořádání goniometru.

Měření ohniskové vzdálenosti goniometrem

Ohniskovou vzdálenost f určíme pomocí *goniometru*, viz obr. 15. Hlavní částí goniometru jsou kolimátor, otočný stolek a dalekohled s nitkovým křížem, jehož polohu můžeme odečíst na stupnici (viz [1], str. 555). Tato metoda se používá pouze pro kladné soustavy, tj. pro čočky s $Q > 0$. Kolimátor je optická soustava, která dává rovnoběžný svazek světla. V popisované metodě v úloze kolimátoru vystupuje měřená čočka. Proto v standardně provedeném goniometru je třeba vyjmout optickou soustavu z tubusu kolimátoru. Umístíme-li předmět do ohniskové roviny měřené spojky dostaneme obraz v nekonečnu, tzn., že do dalekohledu dopadá rovnoběžný svazek paprsků. Nastavíme nitkový kříž na počáteční a konečný bod předmětu y a tím změříme úhel β , pod kterým je vidět předmět y o známé velikosti (obr. 15). Ohniskovou vzdálenost f vypočítáme ze vztahu

$$f = y / \tan \beta. \quad (55)$$

Jako předmět používáme stupnici s milimetrovým měřítkem, která umožňuje provést několik měření a vypočítat střední hodnotu pro f .

Před měřením je nutné provést justaci goniometru:

1. Osa otáčení stolečku musí být kolmá na osu dalekohledu. To se provádí pomocí zrcadlení nitkového kříže, osvětleného pomocným zdrojem, na planparalelní destičce. Stavěcími šrouby nastavíme stolek tak, aby kříž a jeho obraz splývaly na obou stranách planparalelní destičky.
2. Vstupní pupila měřené čočky musí ležet v ose otáčení dalekohledu. Pro kontrolu tohoto požadavku zaostříme dalekohled na vstupní pupilu a pohybem čočky podél optické osy dosáhneme takové polohy, kdy obraz pupily zůstává na stejném místě při otáčení dalekohledu.
3. Umístění předmětu v ohniskové rovině měřené čočky dosáhneme tak, že měníme vzdálenost předmětu od čočky až dostaneme ostrý obraz.

Zpracování měření

Zjištěné parametry sférometru pro další použití zprůměrujte. Pomocí těchto údajů zjistěte a statisticky zpracujte hodnoty poloměrů křivosti jednotlivých stěn obou měřených čoček; neopomeňte použít vnitřní průměr základny sférometru pro vypuklou stěnu čočky a naopak. Z měřením goniometrem sestavte dostatečné množství náhodných dvojic poloh kalibračních dílků, které dají jednotlivé předpovědi f pro každou z čoček. V dalším použijte průměrné hodnoty poloměrů křivosti a zavedením pomocných proměnných A , B , C získáte předpovědi hodnot indexu lomu pro jednotlivé hodnoty f ; ty pro obě čočky statisticky zpracujte.

Úkoly

- (a) Při zobrazení každou ze studovaných čoček změřte úhly, pod kterými v goniometru vidíte jednotlivé rysy kalibrační stupnice.
- (b) Změřte opakovaně posuvným měřítkem vnější a vnitřní hodnotu z sférometru a sférometrem opakovaně hodnotu h pro měřené čočky.
- (c) Poznamenejte si hodnotu tloušťky měřených čoček.

Literatura:

- [1] J. Brož a kol.: *Základy fyzikálních měření I*. SPN Praha, 1983.
[2] A. Kučírková, K. Navrátil: *Fyzikální měření I*. SPN Praha, 1986.



Ústav fyziky kondenzovaných látek
Přírodovědecká fakulta, Masarykova univerzita, Brno

Základy fyzikálně optických měření 2

8. Studium Fraunhoferovy difrakce světla na mřížce

Cíle úlohy

- Určení vlnové délky monochromatického světla z měření jeho difrakce na optické mřížce

Teorie

V této úloze se seznámíme s jednoduchým uspořádáním pro pozorování difrakce monochromatického světla na optické mřížce.

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. 16) 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.

Z obr. 16 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

$$\delta = d \sin \alpha = m \lambda, \quad (56)$$

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

$$\sin \alpha_1 = \lambda/d, \quad \sin \alpha_2 = 2\lambda/d, \quad \dots, \quad \sin \alpha_m = m\lambda/d. \quad (57)$$

Na základě vztahů (57) lze velmi přesně určit vlnovou délku světla.

Experimentální provedení

Na optické lavici je umístěn He-Ne laser s téměř nerozbíhavým svazkem, optická mřížka a pozorovací stínítko s milimetrovým papírem, viz obr. 17. Mezi laser a mřížku vkládáme stínítko s malým otvorem pro světelný svazek, které 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.

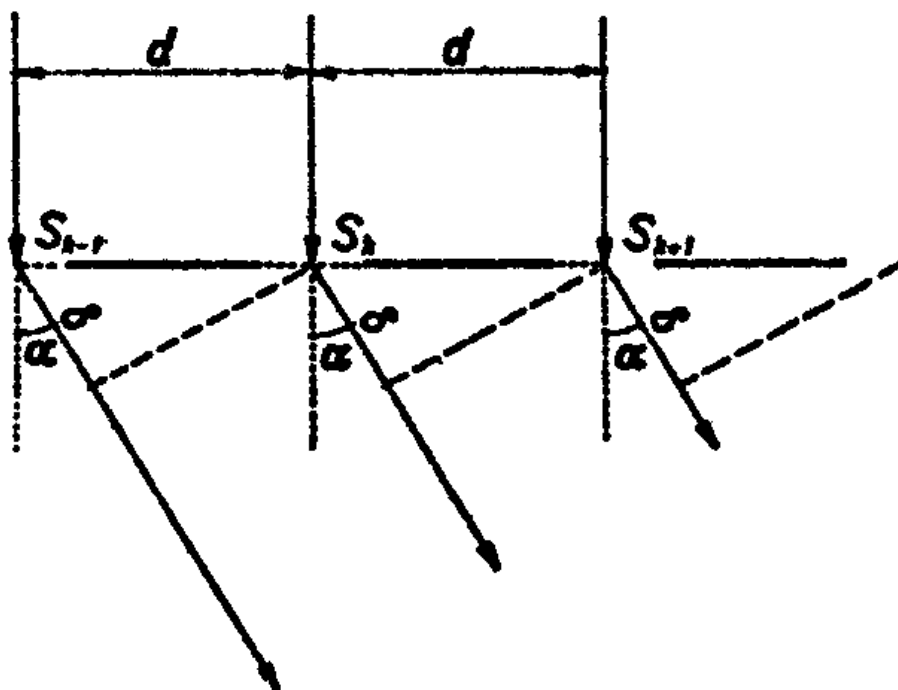
Při experimentu pozor – záření laseru je nebezpečné pro oko!

Vzdálenost x mezi mřížkou a stínítkem lze měnit a měřit ji pomocí stupnice na optické lavici. Protože vrypy na optické mřížce jsou orientovány svisle, budou difraktované svazky odchýleny vodorovně vlevo a vpravo od

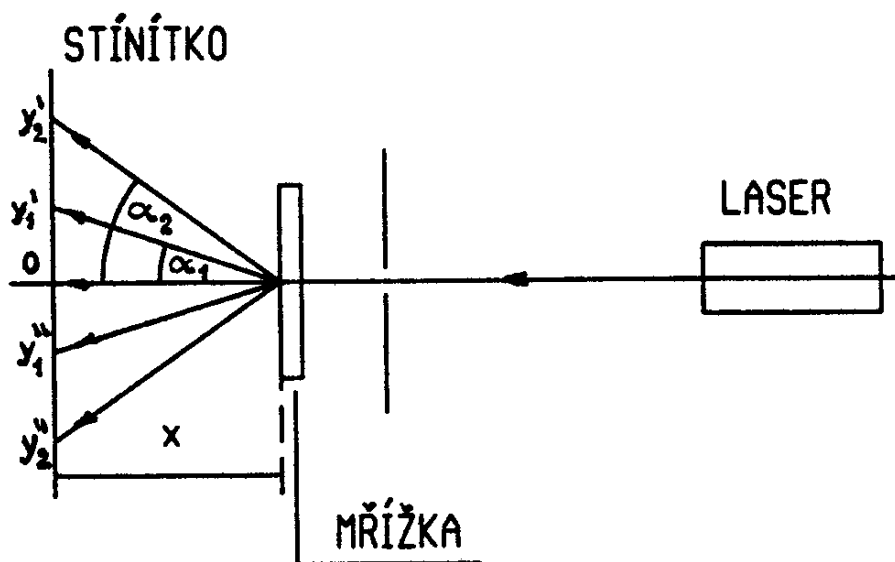
přímého (primárního) svazku. Označíme-li obecně vzdálenost místa dopadu přímého a difraktovaného paprsku jako y , bude

$$\sin \alpha_m = \frac{y_m}{\sqrt{y_m^2 + x^2}} \quad m = 1, 2, \dots \quad (58)$$

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.



Obrázek 16: Princip činnosti difrakční mřížky.



Obrázek 17: Schéma měření s difrakční mřížkou na průchod.

Zpracování měření

U jedné z měřených difrakčních mřížek předpokládejte znalost vlnové délky použitého laseru. Pro každou zvolenou vzdálenost mřížky od stínítka stanovte pro všechna čtyři maxima přepověď počtu vrypů mřížky na milimetr. Získané hodnoty sumárně statisticky zpracujte. U druhé z měřených mřížek předpokládejte znalost hustoty jejich vrypů a způsobem obdobným předchozímu zpracujte statisticky předpovědi vlnové délky použitého laseru.

Úkoly

- (a) Pro dvě vybrané difrakční mřížky změřte pro jejich různé vzdálenosti od stínítka polohu nultého maxima a obě postranní polohy maxima prvního a druhého řádu difrakce
- (b) Pro měřené mřížky si poznačte hustotu jejich vrypů a dále vlnovou délku použitého laseru

Literatura:

[1] J. Brož, V. Roskovec, M. Valouch: *Fyzikální a matematické tabulky*. SNTL Praha, 1980.



INVESTICE DO ROZVOJE VZDĚLÁVÁNÍ

Ústav fyziky kondenzovaných látek
Přírodovědecká fakulta, Masarykova univerzita, Brno

Základy fyzikálně optických měření 2

9. Charakteristiky detektorů světla

Cíle úlohy

- Intenzitní kalibrace detektoru světla
- Spektrální kalibrace detektoru světla

Teorie

Přirozeným detektorem intenzity světla je lidské oko. Mimo řady překvapivých vlastností má také řadu nedostatků, z nichž lze zejména uvést to, že okem posuzujeme subjektivně množství světla s nemožností registrace množství světelné energie a následného uchování této informace. Jinak je tomu u objektivních detektorů světla. Existuje široká škála těchto prvků – fotonásobiče, vakuové a plynem plněné fotony, fotovoltaické články, fotodiody, fototranzistory – jejichž fyzikální princip činnosti je různý. Každý objektivní detektor světla je však popsán řadou charakteristických vlastností (charakteristik), na základě kterých se pak vybírá pro určitá měření zcela určitý detektor.

Cílem našeho měření je seznámit se se základními vlastnostmi polovodičového článku realizovaného pomocí p-n přechodu v monokrystalickém křemíku. Aniž budeme pátrat po fyzikální podstatě vzniku fotoproudu po osvětlení tohoto elementu, zaměříme se na vyšetření lux-ampérové charakteristiky a dále na zjištění spektrální závislosti generovaného fotoproudu.

Lux-ampérová charakteristika

Tato charakteristika popisuje, jak závisí velikost proudu vyvolaného daným osvětlením na velikosti tohoto osvětlení. V praxi se zpravidla snažíme, aby detektory, které používáme, měly tuto závislost pokud možno lineární.

Spektrální charakteristika detektoru

Obecný detektor není stejně citlivý pro všechny frekvenční složky bílého světla, které na něj dopadá. Spektrální charakteristika určuje, pro které oblasti vlnových délek je vhodné ten který detektor použít a kde je naopak málo účinný.

Experimentální provedení

Experimentální uspořádání měření je na obr. 18. Světlo ze zdroje bílého světla (Z) je čočkou (C) soustředěno na činnou plochu detektoru (D). Velikost vzniklého proudu je měřena přístrojem (M). Abychom zjistili velikost proudu při různých osvětleních, vkládáme do svazku světelných paprsků postupně filtry (F) se známou propustností.

Pro měření lux-ampérové charakteristiky použijeme monochromatické osvětlení a budeme vkládat šedé filtry. Ty mají tu vlastnost, že absorbují ve viditelné oblasti spektra prakticky všechny vlnové délky stejně. Tím je vyloučen komplikující vliv spektrální citlivosti detektoru (viz níže).

Měření spektrální charakteristiky detektoru provádíme ve stejném uspořádání s tím rozdílem, že jako zdroj světla použijeme bílé světlo a místo šedých filtrů do polohy (F) umístíme postupně interferenční filtry, u nichž známe centrální hodnotu vlnových délek, které filtr propouští a míru této propustnosti.

Zpracování měření

Pro měření lux-ampérové charakteristiky vyneste do grafu závislost fotonového proudu na propustnosti použitého šedého filtru. Posuďte, zda se jedná o lineární detektor.

Abychom správně interpretovali naměřené veličiny fotonového proudu detektoru při testování spektrální charakteristiky detektoru, je třeba vzít v úvahu reálnou integrální propustnost T jednotlivých filtrů vymezených použitou vlnovou délkou, jednak poměrné energetické rozdělení $I(p)$ vyzařované zdrojem bílého světla pro jednotlivé vlnové délky vymezené použitými filtry. Výsledný výstupní signál S detektoru pak dostaneme ze vztahu

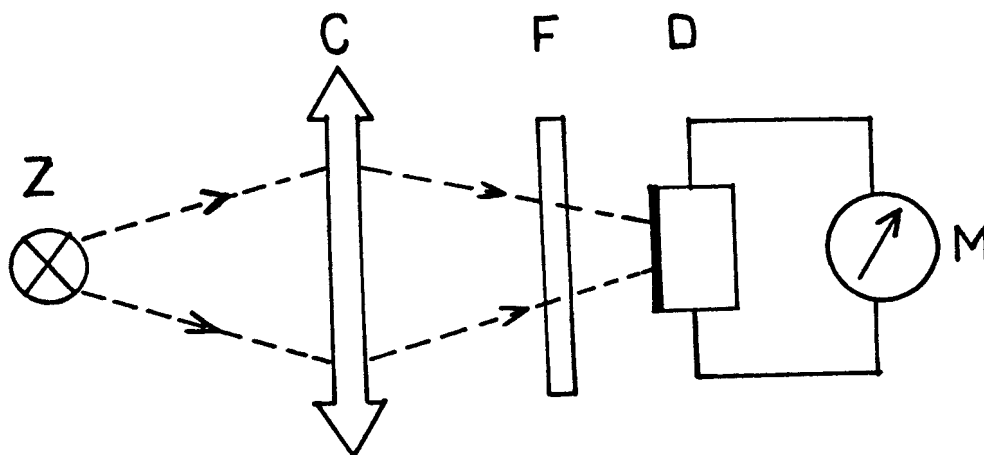
$$S = \frac{S_0}{T \cdot I(p)}, \quad (59)$$

kde S_0 je naměřený signál detektoru. V následující tabulce jsou uvedeny nezbytné charakteristiky používaných filtrů.

Označení filtru	λ_{\max} (nm)	T	$I(p)$
548	512	3,57	0,659
564	543	3,076	1,023
570	555	2,55	1,192
583	573	5,41	1,430
623	635	3,05	2,490
663	671	4,55	3,200
684	689	2,97	3,600
784	791	3,84	6,280
939	933	5,12	11,340

Takto přepočítané hodnoty vyneste do grafu závislosti fotonového proudu na centrální vlnové délce použitého interferenčního filtru. Posuďte, ve kterých oblastech spektra je vhodné detektor používat a ve kterých ne.

Úkoly



Obrázek 18: Schéma měření.

-
- (a) Změřte lux-ampérovou charakteristiku detektoru při osvětlení monochromatickým světlem pro všechny šedé filtry, které máte k dispozici a pro konfiguraci bez zařazeného filtru.
 - (b) Změřte spektrální charakteristiku detektoru při osvětlení bílým světlem pro všechny interferenční filtry, které máte k dispozici.



INVESTICE DO ROZVOJE VZDĚLÁVÁNÍ

Ústav fyziky kondenzovaných látek
Přírodovědecká fakulta, Masarykova univerzita, Brno

Základy fyzikálně optických měření 2

10. Měření výkonu střídavého proudu

Cíle úlohy

- Ověření linearity zátěží
- Stanovení účinku zátěží

Teorie

Prochází-li stacionární (stejnoseměrný) proud I rezistorem R , na kterém je úbytek napětí U , je výkon spotřebovaný na Jouleovo teplo

$$N = UI = RI^2 = U^2/R$$

Prochází-li kvazistacionární harmonický (střídavý) proud zátěží (spotřebičem), která obsahuje obecně odpor, indukčnost a kapacitu, dochází k fázovému posuvu proudu a napětí a okamžitý výkon P je funkcí času

$$P(t) = u(t) \cdot i(t)$$

Kde $u(t)$ a $i(t)$ jsou harmonické funkce s fázovým rozdílem φ . Střední hodnota okamžitého výkonu za periodu T je výkon N střídavého proudu, můžeme ho měřit wattmetrem a je podle [1] roven

$$N = \frac{1}{T} \int_0^T P(t) dt = UI \cos \varphi,$$

kde U a I jsou efektivní hodnoty střídavého napětí a proudu, $\cos \varphi$ je účinník a součin $U \cdot I$ je zdánlivý výkon a je udáván ve voltampérech [VA]. Fázový posuv mezi proudem a napětím na zátěžích je φ . Poslední vztah nám umožňuje určit fázový posuv, změříme-li výkon N a zdánlivý výkon UI dodávaný zdrojem do zátěže (spotřebiče). Poměr efektivní hodnoty napětí a proudu je impedance zátěže Z ,

$$Z = \frac{U}{I}$$

Jestliže je impedance konstantní (nezávislá na proudu) je zátěž (spotřebič) lineární a platí pro ni rozšířený Ohmův zákon.

Měření výkonu, zdánlivého výkonu a impedance

Výkon střídavého proudu měříme wattmetrem. Ten obsahuje dvě cívky, které na sebe při průchodu vzájemně silově působí. Jedna cívka je pevná (proudová) a druhá je otočná (napěťová) a ta je spojena s ručkou nebo s optickým ukazatelem (zrcátko, jehož otočení indukuje světelná stopa). Výchylka je pak úměrná výkonu. Přístroj

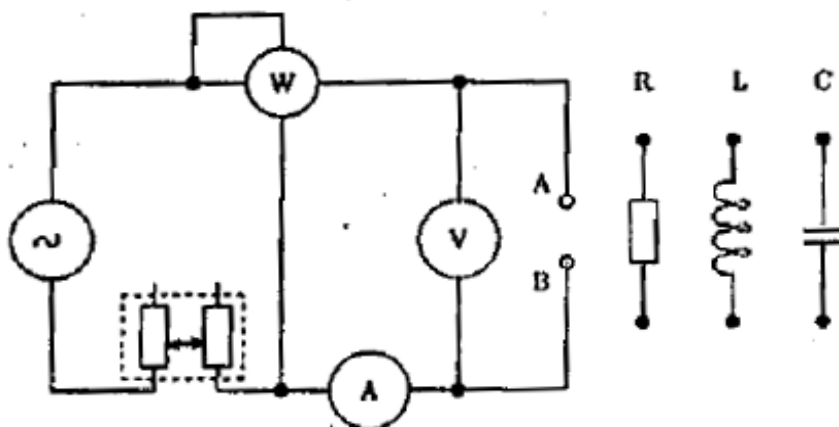
má svorky s přívody k proudové cívce – ty zapojujeme do obvodu jako ampérmetr a svorky k voltmetrové cívce – ty zapojujeme jako voltmetr. Proudová a napěťová část wattmetru může mít více rozsahů, které se volí buď přepínačem, nebo zasunutím kolíčku, nebo přepojením přívodů na svorky označené příslušným rozsahem.

Zdánlivý výkon určujeme jako součin efektivní hodnoty proudu a napětí. Ty měříme přímo ampérmetrem a voltmetrem v obvyklém zapojení. Impedanci určujeme jako podíl efektivní hodnoty napětí a proudu. Měříme ji přímo voltmetrem a ampérmetrem v obvyklém zapojení, které se používá k měření voltampérových charakteristik.

Při výpočtu impedance a zdánlivého výkonu je třeba uvážit vliv vlastní spotřeby voltmetru nebo ampérmetru a provést případně korekce údajů přístrojů – viz. úlohu 1.¹

Experimentální provedení

Obvod pro měření výkonu, zdánlivého výkonu a impedance zátěže je tvořen zdrojem střídavého proudu, proměnným rezistorem zapojeným jako reostat pro regulaci proudu a měřenou zátěží, která se zapojuje mezi svorky označené A a B. Voltmetr, ampérmetr a wattmetr zapojujeme do obvodu podle schematu:



Obrázek 19: Zapojení wattmetru

Zdroj střídavého proudu o frekvenci 50Hz tvoří sekundár oddělovacího transformátoru (220/110V) připojený k síťové zásuvce (není uveden na obrázku). Reostat použitý k regulaci proudu je dvojitý a obsahuje dva samostatné válcové reostaty se společným pohyblivým kontaktem-jezdcem. Při zapojování wattmetru je třeba svorku ampérmetrové cívky a svorku voltmetrové cívky označené šipkou připojit do stejného místa (uzlu), aby výchylka ukazatele směřovala do stupnice. Použitý wattmetr má dva vývody proudové cívky (masivnější svorky) a pět vývodů napěťové cívky. Dva proudové rozsahy 0,5A a 1A se volí zasunutím kolíčku do označených otvorů. Čtyři napěťové rozsahy se volí zapojením přívodu do příslušné svorky označené napěťovým rozsahem 75 V, 150 V, 300 V, 450 V.

Při měření postupujeme tak, že ke svorkám A, B připojíme měřenou zátěž: R , L , C , $R + L$, $R + C$, reostatem nastavíme určitý proud a čteme postupně N , U , I . To opakujeme pro různé proudy (postupujeme obvykle od malého k většímu proudu) a pro všechny uvedené zátěže. Při měření nesmíme překročit proudový a napěťový rozsah wattmetru.

Zpracování měření

Výsledky měření uveďte do tabulek – pro každou zátěž jednu. V tabulce uveďte měřené veličiny: výkon N , napětí U , proud I a dále veličiny vypočtené: impedanci Z , účinník $\cos \varphi$ a fázový posuv φ . Hodnoty fázového

¹Všechny používané voltmetry a ampérmetry jsou cejchovány v efektivních hodnotách.

posunu zpracujte statisticky zvlášť pro každou zátěž. Data, která vykazují účinník větší než jedna, ze zpracování vylučte.

Sestrojte společný graf závislosti napětí na proudu, $U = f(I)$, pro jednotlivé zátěže. Rozhodněte, zda jsou zátěže lineární.

Úkoly

- (a) Změřte opakovaně výkon, proud a napětí na jednotlivých zátěžích

Literatura:

- [1] Kučírková A., Navrátil K.: Fyzikální měření I., SPN Praha 1986