

VĚDECKÉ SPISY VYSOKÉHO UČENÍ TECHNICKÉHO V BRNĚ

*Edice Habilitační a inaugurační spisy, sv. 417*

*ISSN 1213-418X*

**Miloslav Ohlídal**

**ZOBRAZOVACÍ  
SPEKTROSKOPICKÁ REFLEKTOMETRIE  
NEUNIFORMNÍCH TENKÝCH VRSTEV**

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta strojního inženýrství

Ústav fyzikálního inženýrství

**doc. RNDr. Miloslav Ohlídal, CSc.**

**ZOBRAZOVACÍ SPEKTROSKOPICKÁ REFLEKTOMETRIE  
NEUNIFORMNÍCH TENKÝCH VRSTEV**

IMAGING SPECTROSCOPIC REFLECTOMETRY OF  
NON-UNIFORM THIN FILMS

TEZE PŘEDNÁŠKY K PROFESORSKÉMU JMENOVACÍMU ŘÍZENÍ  
V OBORU „APLIKOVANÁ FYZIKA“



Brno 2012

## **KLÍČOVÁ SLOVA**

optické vlastnosti tenkých vrstev, neuniformita tenkých vrstev, zobrazovací spektroskopická reflektometrie

## **KEY WORDS**

optical properties of thin films, non-uniformity of thin films, imaging spectroscopic reflectometry

## Obsah

PŘEDSTAVENÍ AUTORA.....	4
1 ÚVOD .....	6
2 VÝCHOZÍ POJMY .....	6
2.1 Základní charakteristiky interakce elektromagnetického záření s látkou používané v optice tenkých vrstev .....	7
2.2 Fresnelovy koeficienty a odrazivost rozhraní .....	8
2.3 Odrazivost tenké vrstvy .....	9
2.4 Defekty tenkých vrstev .....	10
3 ZOBRAZOVACÍ SPEKTROSKOPICKÁ REFLEKTOMETRIE NEUNIFORMNÍCH TENKÝCH VRSTEV .....	12
3.1 Vývoj metody.....	12
3.2 Současný stav .....	18
4 ZÁVĚR.....	26
LITERATURA.....	28
ABSTRACT.....	33

## PŘEDSTAVENÍ AUTORA

*Miloslav Ohlídal* je docentem na Ústavu fyzikálního inženýrství Fakulty strojního inženýrství VUT v Brně. Narodil se 14. 7. 1950 v Bílovicích u Uherského Hradiště. Základní i střední všeobecně vzdělávací školu absolvoval ve Veselí nad Moravou. V roce 1968 byl přijat ke studiu na Přírodovědecké fakultě UJEP v Brně (nyní MU Brno), kde v roce 1973 obhájil diplomovou práci "Radiální poruchy v křemíku po ozáření ionty" a složením státní zkoušky z fyziky ukončil studium oboru Fyzika pevné fáze. V roce 1973 nastoupil na roční studijní pobyt na Přírodovědeckou fakultu UJEP v Brně, jehož náplní bylo studium povrchu mechanicky leštěného křemíku pomocí elipsometrie. Po absolvování základní prezenční vojenské služby v letech 1974-1975 složil v roce 1975 rigorózní zkoušku a obhájil rigorózní práci "Studium mechanicky leštěného křemíku pomocí elipsometrie". V období 1975-1977 pracoval v rámci studijního pobytu na Ústavu fyzikální metalurgie ČSAV (nyní Ústav fyziky materiálů AV ČR) na pozici odborný asistent. Náplní tohoto studijního pobytu bylo studium fázových transformací slitin měřením jejich elektrického odporu. V letech 1977-1981 byl zaměstnán ve vojenském Výzkumném ústavu 060 jako odborný pracovník. Zde byl obsahem jeho činnosti vývoj systému detekce laserového záření. V roce 1981 nastoupil jako odborný asistent na Katedru fyziky FSI VUT v Brně, nyní Ústav fyzikálního inženýrství FSI VUT v Brně, kde působí dosud.

V letech 1994 a 1996 v rámci projektu EU TEMPUS navštívil Department of Physics, University of Wales, Swansea, Velká Británie. V obou případech byla náplní pobytu ramanovská laserová spektroskopie.

V roce 1989 obhájil na Přírodovědecké fakultě UJEP v Brně dizertační práci "Studium náhodné drsnosti povrchu pevných látek pomocí koherenční zrnitosti" ve vědním oboru Fyzika kondenzovaných látek a akustika a získal titul CSc.

V roce 1998 se habilitoval na Přírodovědecké fakultě MU Brno v oboru Optika prací „Rozšíření informačního obsahu vybraných metod koherenční optiky při měření drsnosti povrchu“.

Jeho vědeckovýzkumná práce je směřována hlavně do oblastí měření optických parametrů tenkých vrstev, rozptylu laserového světla na površích pevných těles, bezkontaktního měření a interpretace topografie povrchů, vývoje optických metod určování kvality průmyslových výrobků (automobilový, elektronický, fotovoltaický a bižuterní průmysl) a navrhování i realizace originálních zařízení pro tyto metody.

Je vedoucím Laboratoře koherenční optiky, která je součástí Společné laboratoře Ústavu fyzikální elektroniky MU Brno, Českého metrologického ústavu a Ústavu fyzikálního inženýrství FSI VUT v Brně.

Byl nebo je řešitelem či spoluřešitelem deseti národních projektů. Šest z nich bylo orientováno na vývoj netradičních metod charakterizace studovaných objektů (povrch pevných látek, tenké vrstvy), které ve svém výsledku mohou sloužit ke kontrole kvality daných objektů (byly financovány Grantovou agenturou ČR). Další čtyři byly (jsou) orientovány na transfer dovedností řešitelských kolektivů do průmyslové sféry (byly či jsou financovány Ministerstvem průmyslu a obchodu ČR). V rámci 7FP byl spoluřešitelem EU projektu „Development of Photovoltaic Textiles based on novel Fibres“, který vedl ke spolupráci s 12 evropskými partnery. Jedním z výstupů jeho odborné činnosti je výstup publikační. Je autor či spoluautor 39 publikací podle Web of Science, celkově 88 všech publikací (z toho 25 publikací v časopisu s IF). Ohlasem na tuto publikační činnost je 110 citací jinými autory podle SCI. Výsledky zmíněné činnosti rovněž prezentoval na řadě mezinárodních konferencí. Některé z těchto výsledků jsou využívány v domácích i zahraničních průmyslových podnicích a výzkumných institucích. V oblasti pedagogické činnosti přednášel na Zahraniční fakultě Vojenské akademie Antonína Zápotockého (nyní Univerzita obrany) předmět Optické přístroje. V letech 1992-1994 a 1998-2003 přednášel na Přírodovědecké fakultě UP v Olomouci předmět Analýza kvality povrchů pomocí rozptylu světla pro obor Optika a optoelektronika. Na Ústavu fyzikálního inženýrství v současnosti přednáší

v základním kurzu fyziky předměty Fyzika I, Fyzika II a Fyzika pro bakalářské studium a navazující magisterské studium, účastní se výuky předmětu Speciální praktikum pro studenty oboru Přesná mechanika a optika. Je zde garantem předmětu Průmyslový projekt (pro prezenční studium studentů oboru Přesná mechanika a optika a oboru Fyzikální inženýrství a nanotechnologie) a jím zavedeného předmětu Hodnocení kvality povrchů optickými metodami pro doktorské studium. Na Ústavu fyzikální a spotřební chemie Fakulty chemické VUT v Brně přednáší na téma Spektrální analýza topografie povrchů. Je členem oborové rady doktorského studijního programu Metrologie a zkušebnictví. Působí v komisích pro státní doktorské zkoušky na FSI VUT v Brně. Vedl 14 úspěšně obhájených diplomových prací a 1 úspěšně obhájenou práci doktorskou.

# 1 ÚVOD

Tenké vrstvy vstupují do našich životů každodenně v mnoha rozmanitých situacích. V přírodě nás mohou zaujmout krásné, s úhlem pohledu měnící se barvy na krovkách některých brouků, křídlech mnoha ptáků, motýlů nebo na vnitřních plochách lastur některých mlžů. Tyto barvy mají původ v interferenci světla na tenkých vrstvách, kterými příroda vybavila během evoluce zmíněné živočichy. Stejného původu jsou i duhové barvy mýdlových bublin či olejových skvrn na povrchu kaluží. Pro náš život však mají bezesporu mnohem větší význam tenké vrstvy vytvářené k našemu prospěchu různými technologickými potupy námi samotnými.

Z historického pohledu první písemný záznam vědecké povahy, který se týká problematiky tenkých vrstev, je uveden v knize *Micrographia* [1] R. Hookea. V kapitole o optických jevech popsal svá pozorování interferenčního jevu na tenkých vrstvách (mýdlová bublina, olejová vrstva na vodě, tenká destička slídy), na jejichž základě vyslovil názor, že světlo je „určitá forma vlnového pohybu“. Všiml si, že barva vrstvy má co do činění s odrazem světelného svazku na předním a zadním rozhraní vrstvy a souvisí s její tloušťkou. Může se jevit poněkud paradoxní, že vztah mezi barvou a tloušťkou tenké vrstvy kvantitativně určil Hookeův oponent I. Newton - tvůrce korpuskulární teorie světla, která interferenci světla na tenké vrstvě nemohla vysvětlit. Použil k tomu velkou plankonvexní čočku s přesně známým poloměrem křivosti jejího kulového povrchu, kterou položil na rovinný povrch skla vypuklou stranou dolů. Osvěttil shora zmíněnou sestavu (tzv. Newtonova skla) rovnoběžným svazkem bílého světla a měřil poloměry vzniklých barevných (tzv. Newtonových kroužků). Známa geometrie uspořádání experimentu mu pak umožnila určit velmi přesně kvantitativní vztah mezi barvou a tloušťkou tenké vrstvy vzduchu (použil i kapaliny) mezi Newtonovými skly. Toto měření lze považovat za historicky první měření tloušťky tenké vrstvy. Následující vývoj poznání v oblasti optiky tenkých vrstev je spojen s mnoha významnými osobnostmi historie fyziky. Velmi pěkný průřez historií tohoto vývoje může čtenář nalézt v pojednání [2].

V současnosti je rozsah využívání optických vlastností tenkých vrstev, rozsah technologií přípravy takových vrstev i rozsah měřicích technik určení parametrů jejich optických vlastností obrovský. Dokladem toho je množství článků, které se objevují ve vědeckých časopisech i množství knih věnovaných této problematice. Například v databázi Web of Science lze nalézt k heslu „Thin films AND Optical properties“ 16 930 vědeckých prací publikovaných v posledních pěti letech. Zaměříme-li se na měřicí techniky parametrů optických vlastností tenkých vrstev, které se v současnosti používají, pohybuje se podle [2] jejich počet kolem 100. Důvodem tohoto vysokého počtu je skutečnost, že tenké vrstvy jsou specifickým objektem s rozmanitými vlastnostmi (mikrostruktura, variace ve stechiometrii, nehomogenita, anizotropie), kterými se výrazně liší od vlastností odpovídající látky v objemu. Někdy odpovídající objemová fáze neexistuje. Tyto vlastnosti velmi závisí na podmínkách přípravy vrstev. Realizace tenkých vrstev nebo i jejich systémů se stále lepšími či novými vlastnostmi splňujícími požadavky vědeckého i technického výzkumu a praxe vyžaduje stále dokonalejší techniky měření těchto vlastností. Jednu z takových technik představíme v následujících odstavcích.

## 2 VÝCHOZÍ POJMY

Je přirozené, že optické vlastnosti tenkých vrstev měříme z interakce světla (elektromagnetického záření) s tenkými vrstvami. Tato interakce je specifická kvůli malé tloušťce tenkých vrstev, která je řádově rovna nanometrům až mikrometrům. Laterální rozměry vrstvy jsou neporovnatelně větší a můžeme je považovat za nekonečné. Studovanou vrstvu (či systém vrstev) necháme v sofistikovaných, a tedy drahých přístrojích interagovat se světlem. V důsledku této interakce dochází ke změně určitých vlastností použitého světla, kterou zmíněnými přístroji

měříme a použitím příslušného matematického aparátu, jehož počítačová implementace může být v reálných úlohách spojena s náročným výpočetním výkonem, získáváme informace o studované vrstvě.

V nejjednodušším případě na studovaný objekt (pro tuto chvíli to nemusí být tenká vrstva) dopadá rovinná monochromatická světelná vlna

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{-i(\omega t - \vec{K}\vec{r})}, \quad (1)$$

kde  $\vec{E}$  je vektor intenzity elektrické složky světelné vlny,  $\vec{E}_0$  je vektor její amplitudy,  $\omega$  je úhlová frekvence vlny,  $t$  je čas,  $\vec{K}$  je vlnový vektor vlny a  $\vec{r}$  je polohový vektor bodu prostoru, v němž vlnu popisujeme.

Všechny parametry světelné vlny z pravé strany rovnice (1) se interakcí s objektem mohou měnit, a to v závislosti na jeho optických vlastnostech. Toho využívají jednotlivé měřicí techniky.

- Změna směru  $\vec{E}_0$ , tj. změna polarizace – techniky elipsometrické.
- Změna  $|\vec{E}_0|$ , tj. změna intenzity světelné vlny – techniky fotometrické
- Změna  $\omega$  - Rámanův rozptyl, nelineární optické jevy.
- Změna směru  $\vec{K}$  - techniky refraktometrické, popř. různé techniky k určení geometrických parametrů objektu.

Pomocí zmíněných technik získáváme informaci o materiálu a o geometrii objektu.

V případě tenké vrstvy (systému tenkých vrstev) jako studovaného objektu jsou tyto dva typy informace zpravidla provázány takovým způsobem, že chceme-li určit její optické konstanty (materiálové parametry), musíme současně určit její parametry geometrické (tloušťka vrstvy).

Reflektometrie patří mezi techniky fotometrické, kdy měříme intenzitu světla odraženého studovaným objektem.

## 2.1 ZÁKLADNÍ CHARAKTERISTIKY INTERAKCE ELEKTROMAGNETICKÉHO ZÁŘENÍ S LÁTKOU POUŽÍVANÉ V OPTICE TENKÝCH VRSTEV

Interakci velmi rychle se měnící elektrické složky elektromagnetického pole obecného časového průběhu s homogenní nemagnetickou látkou popisujeme pomocí tzv. *dielektrické funkce látky*  $\hat{\epsilon}$ . V důsledku principu kauzality (odezva látky na elektromagnetické pole v daném čase  $t$  závisí na poli v tomto čase  $t$  a v časech  $t'$  předchozích) je to obecně komplexní funkce frekvence  $\omega$  elektromagnetického pole, jejíž reálná část  $\epsilon_r(\omega)$  a imaginární část  $\epsilon_i(\omega)$  jsou vzájemně vázány Kramersovými - Kronigovými relacemi [3], [4]:

$$\epsilon_r(\omega) = 1 + \frac{2}{\pi} VP \int_0^{\infty} \frac{\epsilon_i(\xi) \xi d\xi}{\xi^2 - \omega^2} d\xi \quad (2)$$

$$\epsilon_i(\omega) = -\frac{2\omega}{\pi} VP \int_0^{\infty} \frac{\epsilon_r(\xi) - 1}{\xi^2 - \omega^2} d\xi + \frac{\sigma_{stat}}{\epsilon_0 \omega}, \quad (3)$$

kde symbol  $VP$  značí Cauchyovu hlavní hodnotu integrálu,  $\sigma_{stat}$  je statická hodnota vodivosti látky (pro dielektrika  $\sigma_{stat} = 0$ ),  $\epsilon_0$  je dielektrická konstanta vakua. Symbolem  $\hat{\epsilon}$  v označení dielektrické funkce zdůrazňujeme, že obecně jde o komplexní veličinu. Toto značení budeme v dalším používat i u jiných komplexních veličin.

Prostřednictvím dielektrické funkce zavádíme *komplexní index lomu*, a to následujícím vztahem:

$$\hat{n}(\omega) \equiv \sqrt{\hat{\epsilon}(\omega)} = \text{Re} \sqrt{\hat{\epsilon}(\omega)} + i \text{Im} \sqrt{\hat{\epsilon}(\omega)} = n(\omega) + ik(\omega), \quad (4)$$



kde  $n(\omega)$  je (reálný) index lomu a  $k$  je tzv. *extinkční koeficient*, který je parametrem útlumu vlny v prostředí. Veličiny  $n$  a  $k$  jsou tzv. (lineární) optické konstanty dané látky. Pomocí nich charakterizujeme chování látek při interakci s elektromagnetickým polem.

## 2.2 FRESNELOVY KOEFICIENTY A ODRAZIVOST ROZHRAŇÍ

Dopadá-li na rovinné rozhraní dvou homogenních, izotropních, nemagnetických prostředí rovinná monochromatická elektromagnetická vlna, lze odraženou a prošlou vlnu popsat pomocí *Fresnelových koeficientů*. Jsou definovány následovně:

Fresnelovy koeficienty pro odraz vlny rozhraním

$$\hat{r}_p = \frac{E_p^{(r)}}{E_p^{(i)}}, \quad \hat{r}_s = \frac{E_s^{(r)}}{E_s^{(i)}}. \quad (5)$$

Fresnelovy koeficienty pro průchod vlny rozhraním

$$\hat{t}_p = \frac{E_p^{(t)}}{E_p^{(i)}}, \quad \hat{t}_s = \frac{E_s^{(t)}}{E_s^{(i)}}. \quad (6)$$

V těchto vztazích (5), (6) jsou:

$E_p^{(r)}, E_s^{(r)}$  složky rozhraním odražené vlny,  $E_p^{(t)}, E_s^{(t)}$  složky rozhraním prošlé vlny,  $E_p^{(i)}, E_s^{(i)}$  složky na rozhraní dopadající vlny. Index  $p$  značí složku rovnoběžnou s rovinou dopadu vlny na rozhraní, index  $s$  značí složku kolmou k rovině dopadu vlny na rozhraní.

Uvažujme v optice nejčastější případ, kdy prostředí, z něhož vlna přichází, je neabsorbující. Na základě Maxwellových podmínek pro rozhraní [5], v němž neteče elektrický proud, lze odvodit pro Fresnelovy koeficienty tzv. *Fresnelovy rovnice*:

$$\hat{r}_p = \frac{\hat{n}_1 \cos \varphi_0 - n_0 \cos \hat{\varphi}_1}{\hat{n}_1 \cos \varphi_0 + n_0 \cos \hat{\varphi}_1}, \quad (7)$$

$$\hat{t}_p = \frac{2n_0 \cos \varphi_0}{\hat{n}_1 \cos \varphi_0 + n_0 \cos \hat{\varphi}_1}, \quad (8)$$

$$\hat{r}_s = \frac{n_0 \cos \varphi_0 - \hat{n}_1 \cos \hat{\varphi}_1}{n_0 \cos \varphi_0 + \hat{n}_1 \cos \hat{\varphi}_1}, \quad (9)$$

$$\hat{t}_s = \frac{2n_0 \cos \varphi_0}{n_0 \cos \varphi_0 + \hat{n}_1 \cos \hat{\varphi}_1}. \quad (10)$$

Ve vztazích (7) - (10) značí postupně  $n_0, \hat{n}_1, \varphi_0$  a  $\hat{\varphi}_1$  index lomu prvního prostředí, index lomu druhého prostředí, úhel dopadu vlny na rozhraní a komplexní úhel lomu vlny do druhého prostředí. Fyzikální interpretace komplexního úhlu lomu  $\hat{\varphi}_1$  je dána zobecněným Snellovým zákonem

$$n_0 \sin \varphi_0 = \hat{n}_1 \sin \hat{\varphi}_1.$$

*Odrzivost rozhraní* je definována jako podíl intenzity vlny odražené rozhraním a intenzity vlny na rozhraní dopadající.

$$R_j = \frac{I_j^{(r)}}{I_j^{(i)}}, \quad j = p, s \quad (11)$$

Intenzita elektromagnetické vlny je úměrná čtverci modulu amplitudy elektrické složky vlny [5]. Podle zákona odrazu elektromagnetické vlny od rozhraní je úhel odrazu vlny stejný jako úhel dopadu. Tedy

$$R_p = |\hat{r}_p|^2, \quad R_s = |\hat{r}_s|^2 \quad (12)$$

## 2.3 ODRAZIVOST TENKÉ VRSTVY

Z optického hlediska tenkou vrstvou rozumíme takovou vrstvu, u které se při interakci vrstvy s elektromagnetickým zářením (světlem) uplatňuje interference vln vznikajících na horním a dolním rozhraní vrstvy dělením amplitudy primární na vrstvu dopadající vlny. Interakce světla s tenkou vrstvou musí tedy splňovat požadavky formulované teorií optické koherence [5], [6].

Kvantitativně lze tuto skutečnost vyjádřit následovně:

Uvažujme při charakterizaci dané tenké vrstvy pomocí reflektometrie nejčastější situaci, kdy kolimovaný svazek světla dopadá kolmo na rozhraní vrstvy. V takovém případě je významná časová koherence dopadajícího svazku. Jeho koherenční délku lze odhadnout takto [6]:

$$l_c \approx \frac{c}{\Delta\nu}, \quad (13)$$

kde  $c$  je rychlost světla ve vakuu a  $\Delta\nu$  je šířka maxima výkonové spektrální hustoty svazku v polovině výšky tohoto maxima.

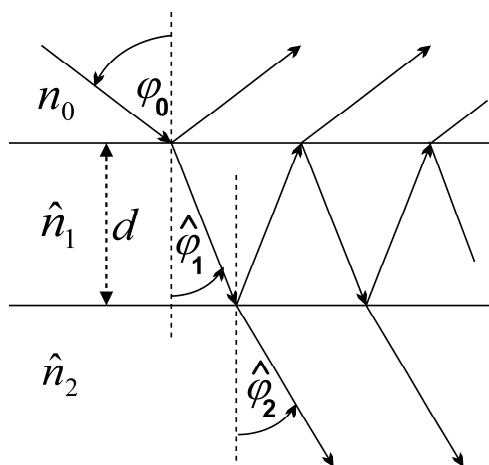
Je-li  $d$  tloušťka vrstvy s indexem lomu  $n$ , budou vlny mnohonásobně odrazené na horním a spodním rozhraní interferovat tehdy, když

$$d \ll \frac{1}{2n} \frac{\bar{\lambda}^2}{\Delta\lambda}, \quad (14)$$

kde  $\bar{\lambda}$  je střední vlnová délka dopadajícího světla a  $\Delta\lambda$  je interval vlnových délek odpovídající parametru  $\Delta\nu$ .

Podmínka (14) v optické praxi vymezuje hodnoty tloušťky tenkých vrstev, které jsou menší než několik mikrometrů. To znamená, že tenké vrstvy musejí být nanесeny na mechanicky dostatečně robustní podložku.

Zabývejme se proto nyní systémem absorbující tenká vrstva na absorbující podložce (viz obr. 1) pro případ šikmého dopadu světelné vlny.



Obr. 1 Tenká absorbující vrstva na absorbující podložce nekonečné tloušťky

Pro tento systém lze odvodit (např. [7]) koherentním skládáním amplitud příslušných vln následující zobecněné Fresnelovy rovnice<sup>1</sup>:

<sup>1</sup> V [7] jsou tyto vztahy odvozeny pro případ neabsorbující tenké vrstvy na neabsorbující podložce. Přejít k absorbující tenké vrstvě na absorbující podložce lze jednoduše provést náhradou příslušných reálných indexů lomu a úhlů odpovídajícími komplexními veličinami [5].

$$\hat{r}_{012,j} = \frac{\hat{r}_{01,j} + \hat{r}_{12,j} \exp(i\hat{x})}{1 + \hat{r}_{01,j} \hat{r}_{12,j} \exp(i\hat{x})} \quad (15)$$

$$\hat{t}_{012,j} = \frac{\hat{t}_{01,j} \hat{t}_{12,j} \exp\left(i \frac{\hat{x}}{2}\right)}{1 + \hat{r}_{01,j} \hat{r}_{12,j} \exp(i\hat{x})}, \quad (16)$$

kde  $j = p, s$ .

$\hat{r}_{01,j}$  je Fresnelův koeficient pro odraz na rozhraní mezi prostředními 0 a 1, tj. na prvním rozhraní. Je dán rovnicemi (7) resp.(9).

$\hat{r}_{12,j}$  je Fresnelův koeficient pro odraz na rozhraní mezi prostředními 1 a 2, tj. na druhém rozhraní. Je dán rovnicemi:

$$\hat{r}_{12p} = \frac{\hat{n}_2 \cos \hat{\varphi}_1 - \hat{n}_1 \cos \hat{\varphi}_2}{\hat{n}_2 \cos \hat{\varphi}_1 + \hat{n}_1 \cos \hat{\varphi}_2}, \quad (17)$$

$$\hat{r}_{12s} = \frac{\hat{n}_1 \cos \hat{\varphi}_1 - \hat{n}_2 \cos \hat{\varphi}_2}{\hat{n}_1 \cos \hat{\varphi}_1 + \hat{n}_2 \cos \hat{\varphi}_2}. \quad (18)$$

$\hat{t}_{01,j}$  je Fresnelův koeficient pro průchod na rozhraní mezi prostředními 0 a 1, tj. na prvním rozhraní. Je dán rovnicemi (8) resp.(10).

$\hat{t}_{12,j}$  je Fresnelův koeficient pro průchod na rozhraní mezi prostředními 1 a 2, tj. na druhém rozhraní. Je dán rovnicemi

$$\hat{t}_{12p} = \frac{2\hat{n}_1 \cos \hat{\varphi}_1}{\hat{n}_2 \cos \hat{\varphi}_1 + \hat{n}_1 \cos \hat{\varphi}_2}, \quad (19)$$

$$\hat{t}_{12s} = \frac{2\hat{n}_1 \cos \hat{\varphi}_1}{\hat{n}_1 \cos \hat{\varphi}_1 + \hat{n}_2 \cos \hat{\varphi}_2}. \quad (20)$$

Změna fáze světelné vlny při jednom průchodu tenkou vrstvou je rovna:

$$\hat{x} = \frac{4\pi}{\lambda} \hat{n}_1 d \cos \hat{\varphi}_1. \quad (21)$$

Pro odrazivost daného systému platí:

$$R_j = \left| \hat{r}_{012,j} \right|^2, \quad (22)$$

kde opět  $j = p, s$ .

Pro případ, kdy podložka vykazuje silnou absorpci nebo velkou tloušťku (popřípadě oboje), popisuje vztah (22) experimentálně měřenou odrazivost systému neabsorbující prostředí, tenká absorbující vrstva na absorbující podložce. Tímto případem se v dalším budeme zabývat.

## 2.4 DEFEKTY TENKÝCH VRSTEV

Dosud diskutované systémy byly ideální (rozhraní byla ideálně rovinná a nekonečně tenká, prostředí vrstvy bylo homogenní a izotropní, tloušťka vrstvy byla všude stejná). V praxi různými technologiemi připravované tenké vrstvy se mnohdy významně od tohoto stavu odlišují. Vykazují řadu defektů, které významně ovlivňují jejich optické vlastnosti. Mezi tyto defekty patří zejména

1. drsnost rozhraní tenké vrstvy,
2. existence mezivrstev (nazývaných rovněž přechodovými vrstvami) na přechodu mezi vnějším prostředím, vrstvou a podložkou,
3. profil (tj. průběh změny) indexu lomu ve směru kolmém k rozhraním tenké vrstvy,
4. sloupcová struktura tenké vrstvy jako případ její objemové nehomogenity,

## 5. neuniformita tenké vrstvy.

Nerespektování případné existence zmíněných defektů zkresluje významně hodnoty optických parametrů studovaných tenkých vrstev při jejich optické charakterizaci.

Rozvedme velmi stručně výše uvedený výčet defektů.

Ad 1.

V praxi se často setkáme s tenkými vrstvami, které vykazují větší či menší drsnost jednoho nebo obou rozhraní. Zmíněná drsnost rozhraní způsobuje rozptyl světla, v důsledku něhož dochází k úniku světelné energie mimo zrcadlový odraz světla od vrstvy. Tato skutečnost má za následek to, že zrcadlová odrazivost měřená pomocí většiny spektrofotometrů je ovlivněna, a to většinou tak, že je snížena. Proto je nutné často zahrnout vliv drsnosti rozhraní do vztahů pro odrazivost (i jiné optické veličiny) tenkých vrstev pomocí vhodných teoretických přístupů. Protože jsou optické veličiny tenkých vrstev většinou měřeny v blízké UV, viditelné a blízké IR oblasti spektra, je drsnost tenkovrstevných rozhraní převážně relativně velmi malá ve srovnání s vlnovou délkou dopadajícího světla. Potom je možné zahrnout vliv drsnosti rozhraní do formulí vyjadřujících odrazivost i jiné optické veličiny pomocí přístupů založených na poruchových (perturbačních) teoriích. V praxi se velmi osvědčilo využití poruchové Rayleighovy – Riceovy teorie [8-14].

V rámci této teorie je Fresnelův koeficient v odraženém světle pro jedno rozhraní dán následujícím vztahem

$$\hat{r}_j = \hat{r}_j^{(0)} + \sigma^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}_j(k_x, k_y) w(k_x - n_1 k_1' \sin \varphi_1, k_y) dk_x dk_y, \quad (23)$$

kde  $\hat{r}_j^{(0)}$  je Fresnelův koeficient pro odraz na hladkém povrchu (viz rovnice (7) a (9)),  $\sigma$  je směrodatná odchylka výškových nerovností rozhraní,  $\hat{f}_j$  je složitou funkcí optických parametrů systému, úhlu dopadu a vlnové délky,  $w$  je výkonová spektrální hustota drsnosti rozhraní,  $k_1'$  je vlnové číslo světelné vlny v prvním prostředí,  $k_x, k_y$  jsou složky vlnového vektoru dané harmonické komponenty drsnosti rozhraní [12], [15].

Ad 2.

Na rozhraních mezi podložkami a tenkými vrstvami (popř. na rozhraních mezi vrstvami) velmi často vznikají velmi tenké přechodové mezivrstvy o tloušťkách řádově rovných jednotkám nanometrů. Tyto mezivrstvy vznikají v důsledku příslušných technologických procesů nebo v důsledku difuze materiálů tvořících prostředí nad a pod rozhraními. Zmíněné přechodové mezivrstvy jsou z optického hlediska většinou nehomogenní ve smyslu existence profilu optických konstant napříč mezivrstvami (index lomu se mění podél tloušťky mezivrstev). V praxi jsou většinou nehomogenní přechodové mezivrstvy nahrazovány homogenními velmi tenkými vrstvami s jistými efektivními optickými konstantami, což umožňuje při jejich započtení do vztahů pro optické veličiny studovaných vrstev, u nichž se přechodové mezivrstvy projevují jako poruchy, použití rekurentního nebo maticového formalismu využívaného pro systémy tenkých vrstev [15]. Mezi přechodové mezivrstvy se zahrnují i velmi tenké vrstvy vzniklé na horních rozhraních tenkých vrstev (rozhraních mezi vnějším prostředím a vrstvou) v důsledku oxidace a adsorpce (tyto vrstvy se někdy také nazývají přirozenými vrstvami) [16], [17].

Ad 3.

Velmi častým defektem tenkých vrstev je optická nehomogenita vznikající měnicími se hodnotami optických konstant, tj. indexu lomu a extinkčního koeficientu, napříč těmito vrstvami. Obě optické konstanty jsou v tomto případě funkcí souřadnice osy kolmé k rovinným rozhraním daných vrstev. Tento defekt vzniká nejčastěji v důsledku nedokonalosti postupu odpovídající technologické procedury. Vliv profilu optických konstant na odrazivost i jiné optické veličiny tenkých vrstev se v příslušných formulích započítává různým způsobem. Existují rozličné aproximativní teoretické přístupy, které souvisí s velikostí gradientu optických konstant nehomogenních vrstev. Např. v případě malého gradientu se používá Wentzelova-Kramersova-Brillouinova-Jeffriesova (WKBJ) aproximace [15], [18], [19].

Pokud je gradient optických konstant relativně velký a tloušťka vrstvy dostatečně malá, používá se pro vyjádření odrazivosti i jiných optických veličin Drudeho aproximace [18], [15], [20].

Velmi často používaným přístupem pro zahrnutí profilu optických konstant do vztahů pro optické veličiny tenkých vrstev je nahrazení těchto nehomogenních vrstev systémem tenkých vrstev (podvrstev) o konstantních optických konstantách a příslušné tloušťce. Tloušťky těchto podvrstev musí být tak malé, aby bylo možné index lomu i extinkční koeficient uvnitř nich považovat za konstantní. Jinými slovy řečeno, nehomogenní tenká vrstva s profily optických konstant je nahrazena systémem homogenních vrstev s tloušťkami a optickými konstantami, které vhodně aproximují tyto profily. Uvedený postup je zároveň postupem nejobecnějším a je využit např. v pracích [15], [18].

Ad. 4.

Velmi častým defektem vyskytujícím se v objemu tenkých vrstev je tzv. sloupcová struktura těchto vrstev. Vrstvy připravené pomocí různých technologií (např. pomocí vakuového termického napařování nebo pomocí katodického naprašování) vyrostou v podobě sloupců různého tvaru tvořených materiálem deponované vrstvy, mezi nimiž existují póry v atmosféře částečně nebo úplně zaplněnými kapalinami (nejvíce vodou) v důsledku kapilární kondenzace. Takovéto sloupcové vrstvy vykazují efektivní optické konstanty, které jsou závislé především na indexu lomu sloupců, indexu lomu pórů s kondenzovanými kapalinami a tzv. hustotě uspořádání vrstvy (packing density). Ta je definována následujícím způsobem:

$$p_d = \frac{V_s}{V_f},$$

kde  $p_d$  je hustota uspořádání vrstvy,  $V_s$  je objem sloupců a  $V_f$  je celkový objem vrstvy.

V nejjednodušší aproximaci indexu lomu neabsorbující sloupcové vrstvy je možné efektivní index lomu této vrstvy  $n_1$  vyjádřit následovně:

$$n_1 = n_c p_d + n'_0 (1 - p_d), \quad (24)$$

kde  $n_c$  a  $n'_0$  značí po řadě index lomu sloupců a pórů.

Existují i složitější vyjádření efektivních optických konstant, která jsou většinou založena na teorii efektivního prostředí [21-24].

Sloupcová struktura tenkých vrstev může za jistých okolností způsobovat i objemový rozptyl světla a umělou optickou anizotropii, které musí být při formulaci vztahů pro odrazivost a další optické veličiny tenkých vrstev brány v úvahu odpovídajícím způsobem (viz např. [25], [26]).

Ad. 5.

Neuniformitou tenkých vrstev z hlediska jejich optických vlastností se budeme zabývat podrobně v dalším výkladu. Pojem neuniformita tenkých vrstev budeme chápat ve smyslu plošné neuniformity těchto vrstev, kdy se jejich optické vlastnosti mění podél plochy vrstev.

### **3 ZOBRAZOVACÍ SPEKTROSKOPICKÁ REFLEKTOMETRIE NEUNIFORMNÍCH TENKÝCH VRSTEV**

#### **3.1 VÝVOJ METODY**

Neuniformní tenkou vrstvou rozumíme takovou tenkou vrstvou, u které se její optické parametry (tloušťka, index lomu a extinkční koeficient) mění podél její plochy. Samozřejmě cílem všech technologií přípravy tenkých vrstev je získat tenkou vrstvou bez defektů, tj. mimo jiné vrstvou uniformní. To ovšem není snadné. Příkladem mohou být různé modifikace chemické depozice tenkých vrstev, kdy deformace elektrického pole u okrajů podložky, nestabilita její teploty, fluktuace v toku plynu, tlaku v depoziční komoře atd. vedou k neuniformitě deponovaných vrstev

[27]. Je známo, že tato neuniformita silně mění optické vlastnosti tenkých vrstev [28-35]. V uvedených člancích řešili autoři v rámci použití spektroskopické fotometrie vliv neuniformity tenké vrstvy na její optické vlastnosti za zjednodušujícího předpokladu, že jde o neuniformitu v tloušťce klínového charakteru, přičemž jedna strana obdélníkové světelné stopy k měření použitého fotometru je orientována ve směru gradientu tloušťky vrstvy. Je potřeba zdůraznit, že jde o neuniformitu vrstvy v oblasti osvětlené plochy studované tenké vrstvy. V [36] je zmíněný problém úspěšně řešen obecněji. Odrazivost neuniformní vrstvy je zde vyjádřena pomocí hustoty rozdělení pravděpodobnosti tloušťky vrstvy (opět v oblasti osvětlené plochy vrstvy). Jsou odvozeny vztahy určující odrazivost neuniformní tenké vrstvy pro některé tvary tloušťkové nehomogenity (včetně klínového). Pro případ malé neuniformity libovolného tvaru je odvozen příslušný vztah ve formě Taylorova rozvoje do 2. řádu směrodatné odchylky rozdělení hustoty pravděpodobnosti tloušťky. Tento postup lze aplikovat rovněž na neuniformitu v indexu lomu včetně neuniformity v extinkčním koeficientu. Závěry učiněné na základě numerické simulace i experimentálního studia zde provedených ukazují, že nerespektování neuniformity tenké vrstvy či předpoklad jejího nevhodného tvaru vede k výrazným chybám v určení optických parametrů studovaných tenkých vrstev. Nicméně přes výrazný pokrok v řešení problému vlivu neuniformity tenké vrstvy na určení optických parametrů této vrstvy, kterého je dosaženo v [36], je nutno konstatovat, že v případě velké neuniformity obecného tvaru a na relativně velké ploše vrstvy problém vyřešen není. Je tedy velmi obtížné a v některých případech nemožné provést optickou charakterizaci neuniformních tenkých vrstev v praxi nejčastěji užívanými standardními metodami, tj. metodami spektroskopické fotometrie a metodami elipsometrickými. Tudíž je nezbytné vyvinout metody nové, které by s dostatečnou přesností umožňovaly provést komplexní optickou charakterizaci tenkých vrstev neuniformních v tloušťce a optických konstantách. Metoda zobrazovací spektroskopické reflektometrie (MZSR) je jednou z nich.

Myšlenka vyvinout tuto metodu vznikla při spolupráci pracoviště Ústavu fyzikálního inženýrství Fakulty strojního inženýrství Vysokého učení technického v Brně (ÚFI VUT v Brně) s Ústavem fyzikální elektroniky Přírodovědecké fakulty Masarykovy univerzity Brno (ÚFE MU Brno) na úloze použití metody mikroskopové stříhové interferometrie k určení drsnosti povrchu transparentních povrchů v roce 1993. Tehdy vznikla potřeba zefektivnit metodu stříhové interferometrie používanou ke zmíněnému účelu na ÚFE MU Brno [37]. Úlohu jsme řešili digitalizací interferenčního obrazce snímaného na výstupu interferenčního mikroskopu Peraval Interphako CCD kamerou a počítačovým vyhledáním tvaru maxim a minim interferenčních proužků v tomto obrazci, který byl poté využit k určení základních parametrů drsnosti měřeného povrchu [38-41]. Odsud vedla přímá cesta k měření průběhů intenzity zaznamenaného interferenčního obrazce jednotlivými prvky (pixely) CCD kamery, které je jedním ze základních rysů MZSR.

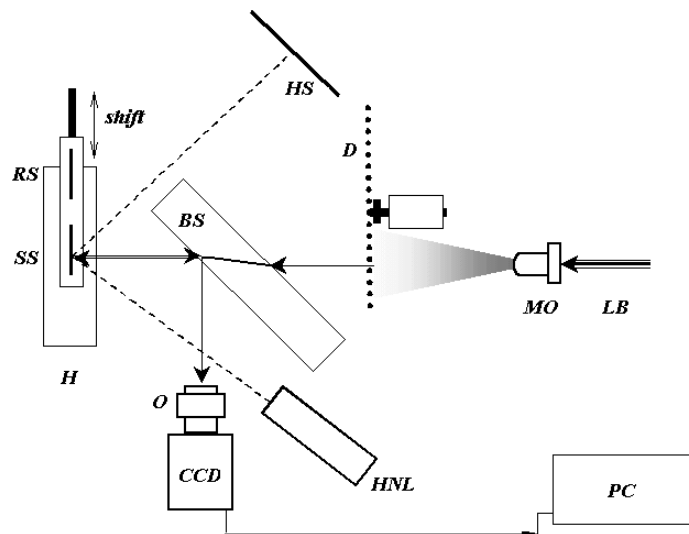
Samotná MZSR samozřejmě prošla svým vývojem. Po řadě víceméně kvalitativních měření v sestavách volně složených na holografickém stole jsme v průběhu roku 2000 přistoupili ke kvantitativním měřením [42]. Jejich výsledky jsme pro případ neabsorbující vrstvy (směs CNx a SiOy) deponované na monokrystal křemíku pomocí metody plazmou iniciované chemické depozice z plynné fáze (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition – PECVD) v plazmochemickém reaktoru zkonstruovaném na ÚFE MU Brno (reaktor I) prezentovali v [43], [44]. Schéma sestavy, ve které jsme naše měření prováděli, je uvedeno na obr. 2. Šlo o jednonálový zobrazovací reflektometr, v němž byl použit jako světelný zdroj Ar-Kr laser Innova 70 Spectrum firmy COHERENT laditelný na 12 vlnových délek ve viditelné oblasti spektra. Laserový svazek byl mikroskopovým objektivem rozšířen a po průchodu rotující matricí a děličem svazku dopadal kolmo na studovaný vzorek (studovaná tenká vrstva na absorbující položce). Po odrazu na tomto vzorku a na přední ploše děliče pak dopadal do objektivu, který zobrazoval povrch vzorku na čip CCD kamery. Digitalizovaný obraz byl zaznamenán počítačem – jako příklad viz obr. 3. Poté se posuvem držáku umístil do pozice studovaného vzorku vzorek

referenční (čistý povrch křemíkového monokrystalu) a zaznamenal se obraz jeho povrchu. Stejná úhlová pozice referenčního vzorku, kterou měl vzorek studovaný, byla nastavována pomocí justačního HeNe laseru a zaměřovacího stínítka. Popsaná procedura byla postupně opakována pro všech 12 vlnových délek laserového svazku. Dělením vzájemně si příslušných obrazů (tj. matic jasových úrovní zaznamenaných jednotlivými pixely čipu CCD kamery) studovaného a referenčního vzorku v počítači se získala matice lokálních relativních odrazivostí malých oblastí studované tenké vrstvy, které byly objektivem CCD kamery zobrazeny na jednotlivé její pixely. Podstatnou nevýhodou právě popsané sestavy byl malý počet vlnových délek, ve kterých jsme mapu lokálních odrazivostí studované plochy tenké vrstvy získali. Proto bylo nutno v tomto případě kombinovat MSZR (kterou je nyní vhodnější nazývat metodou reflektometrie ve více vlnových délkách - MWR) s metodou spektroskopické elipsometrie s proměnným úhlem dopadu (Variable Angle Spectroscopic Ellipsometry - VASE). Pomocí VASE jsme určili užitím metody nejmenších čtverců (MNČ) spektrální závislost indexu lomu studované tenké vrstvy v několika náhodně vybraných oblastech dané vrstvy. Použili jsme přitom Cauchyovu formuli (viz např. [5]):

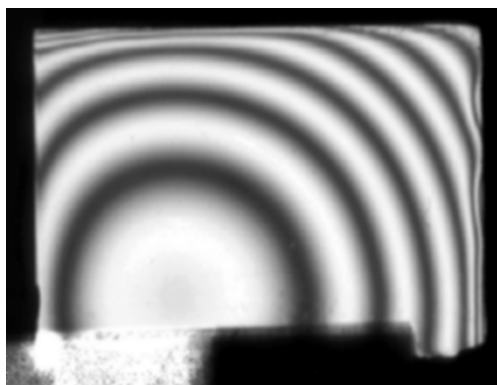
$$n_1(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2}, \quad (25)$$

kde  $A = 1.496 \pm 0.011$ ,  $B = (4200 \pm 290) \text{ nm}^2$ .

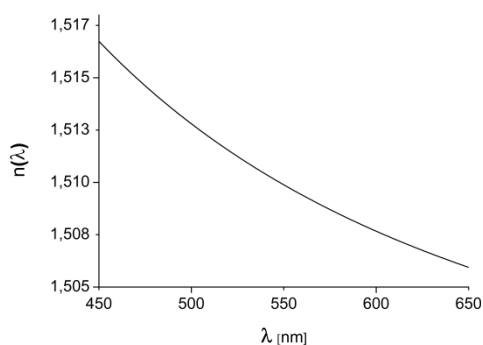
Ukázalo se, že spektrální závislosti indexu lomu v těchto oblastech byly prakticky stejné (jejich průběh viz obr. 4). Optická neuniformita dané vrstvy byla tedy způsobena neuniformitou v tloušťce. Tuto neuniformitu jsme potom určili pomocí MWR použitím MNČ. V obr. 5 je uvedena spektrální závislost relativní odrazivosti malé oblasti studované tenké vrstvy odpovídající vybranému pixelu CCD kamery, v obr. 6 pak průběh tloušťky vrstvy podél její plochy.



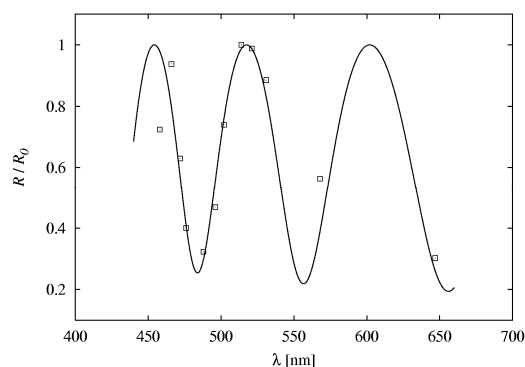
Obr. 2 Schéma historicky první verze zobrazovacího reflektometru: *LB* – laserový svazek, *MO* – mikroskopový objektiv, *D* – rotující matnice, *BS* – klínový dělič svazku, *S* – studovaný vzorek, *RS* – referenční vzorek, *H* – posuvný držák vzorků, *CCD* – CCD kamera, *O* – objektiv kamery, *PC* – počítač, *HNL* – justační HeNe laser, *HS* – zaměřovací stínítko



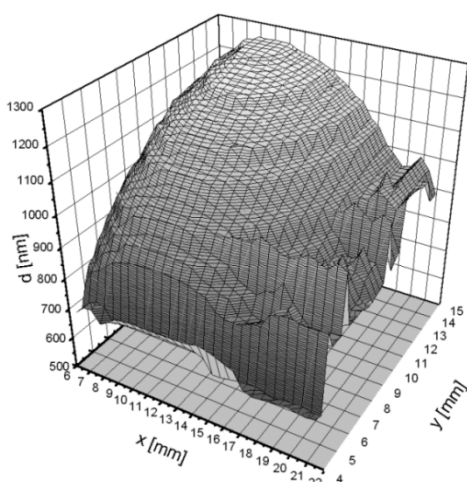
**Obr. 3** Obrázek vzorku tenké vrstvy pro vlnovou délku  $\lambda = 589$  nm laserového svazku. Vrstva byla připravena metodou PECVD na monokrystalu Si v plazmochemickém reaktoru I. Materiál vrstvy byl tvořen směsí CNx a SiO<sub>y</sub>. Je zjevná výrazná optická neuniformita vrstvy.



**Obr. 4** Spektrální závislost indexu lomu studované vrstvy získaná pomocí VASE užitím Cauchyovy formule a MNC



**Obr. 5** Spektrální závislost relativní odrazivosti malé oblasti studované tenké vrstvy odpovídající vybranému pixelu CCD kamery. Symbolem  $\square$  jsou znázorněny experimentální hodnoty získané pomocí MWR, plná křivka odpovídá teoretickým hodnotám optických parametrů zmíněné oblasti získaným pomocí MNC za předpokladu znalosti spektrální závislosti indexu lomu vrstvy



**Obr. 6** Mapa hodnot lokální tloušťky vrstvy z obr. 3

Z prezentovaných výsledků je zřejmé, že jsme pomocí MWR v kombinaci s VASE byli schopni určit velkou neuniformitu vrstvy v tloušťce obecného tvaru, a to na relativně velké ploše



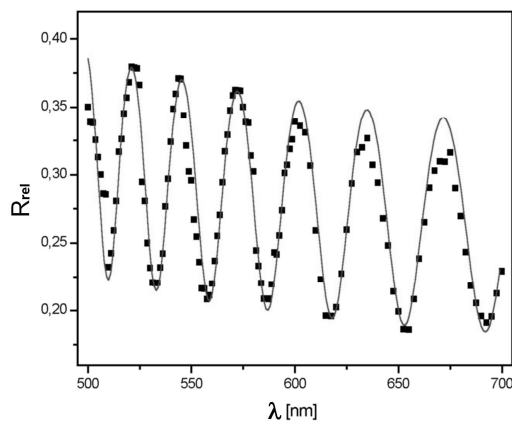
(16x11) mm<sup>2</sup>.

Abychom odstranili výše zmíněný nedostatek MWR, tj. malý počet vlnových délek spjatý s použitím Ar-Kr laseru jako světelného zdroje, nahradili jsme v dalším kroku vývoje MZSR tento laser halogenovou výbojkou s monochromátorem SPM2 firmy Carl Zeiss Jena. Získali jsme tím možnost provádět naše měření v rozsahu (daném spektrálním vyzařováním halogenové výbojky, spektrální odezvou použité CCD kamery a propustností optiky monochromátoru) vlnových délek od 450 nm do 700 nm s krokem 1 nm. Takto bylo pomocí MZSR získáno dostatečné množství dat a nemusela být použita VASE. Výsledky jsme prezentovali na konferenci [45] a publikovali v [46], [47]. Jako jejich příklad uveďme výsledky měření získané opět pro případ neabsorbující vrstvy (směs CN<sub>x</sub> a SiO<sub>y</sub>) deponované metodou PECVD na monokrystal křemíku, tentokrát ale v plazmochemickém reaktoru zkonstruovaném na ÚFE MU Brno pro potřeby automobilového průmyslu (reaktor II). V obr. 7 je uveden obraz této vrstvy pro vlnovou délku  $\lambda = 600$  nm světla na výstupu monochromátoru.

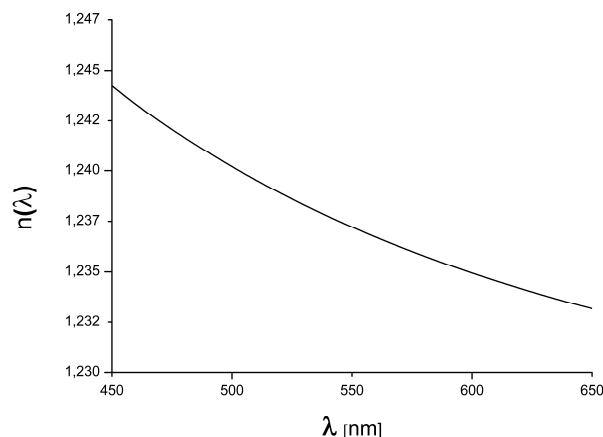


**Obr. 7** Obraz vzorku tenké vrstvy pro vlnovou délku  $\lambda = 600$  nm světla na výstupu monochromátoru. Vrstva byla připravena metodou PECVD na monokrystalu Si v plazmochemickém reaktoru II. Materiál vrstvy byl tvořen směsí CN<sub>x</sub> a SiO<sub>y</sub>.

Spektrální závislost relativní odrazivosti malé oblasti studované tenké vrstvy odpovídající jednomu vybranému pixelu CCD kamery je na obr. 8.



**Obr. 8** Spektrální závislost relativní odrazivosti malé oblasti studované tenké vrstvy odpovídající vybranému pixelu CCD kamery. Symbolem  $\blacksquare$  jsou znázorněny experimentální hodnoty získané pomocí MZSR, plná křivka odpovídá teoretickým hodnotám určeným pomocí MNC



**Obr. 9** Spektrální závislost indexu lomu v oblasti studované tenké vrstvy odpovídající relativní odrazivosti v obr. 8

Z obr. 8 je zřejmé, že jsme byli schopni (a to ve všech oblastech vrstvy příslušných jednotlivým pixelům CCD kamery) v daném spektrálním oboru proměřit dostatečný počet extrémů spektrální závislosti lokální relativní (i absolutní) odrazivosti vrstvy. To bylo významné, neboť v případě, kdy lokální tloušťka vrstvy je relativně velká ( $d \geq 1\mu\text{m}$ ), je pro úspěšnou aplikaci MNČ při určení optických parametrů vrstvy potřeba dobrého počátečního odhadu těchto parametrů. Ten lze získat ze vztahů [7], [48]:

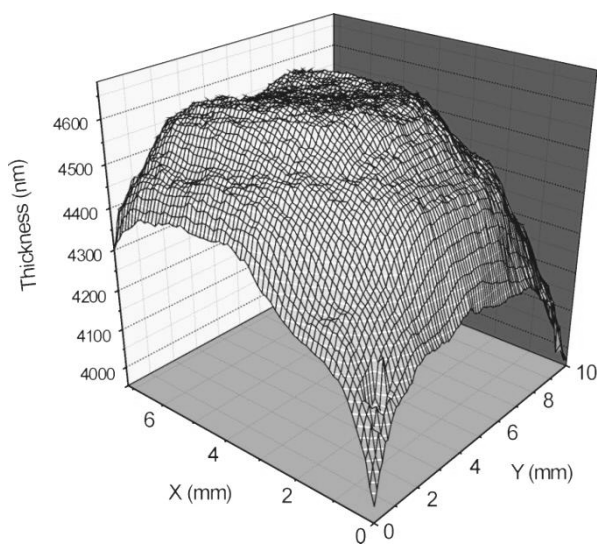
$$n_1 = \sqrt{n_2 n_0 \frac{1 - \sqrt{R_{\min}}}{1 + \sqrt{R_{\min}}}}, \quad (26)$$

$$d = \frac{1}{2} \frac{\lambda_1 \lambda_2}{n_1(\lambda_2) \lambda_1 - n_1(\lambda_1) \lambda_2}, \quad (27)$$

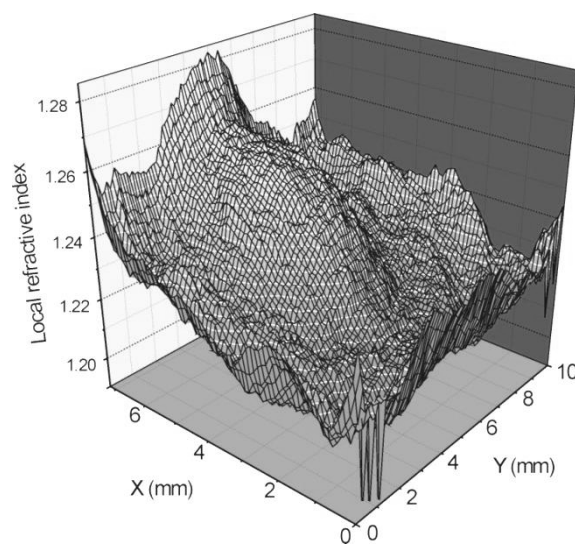
kde  $R_{\min}$  je hodnota minima ve spektrální závislosti absolutní odrazivosti (měříme ve vzduchu, tj.  $n_0 = 1$ ),  $\lambda_1$  a  $\lambda_2$  jsou vlnové délky dvou sousedních minim odrazivosti a  $n_1(\lambda_2)$  resp.  $n_2(\lambda_1)$  jsou indexy lomu studované vrstvy pro vlnové délky  $\lambda_2$  resp.  $\lambda_1$  ( $\lambda_1 > \lambda_2$ ).

Spektrální závislost indexu lomu vrstvy jsme opět vyjádřili ve tvaru Cauchyovy formule (25), kde pro oblast vrstvy s relativní odrazivostí uvedenou v obr. 8  $A = (1,223 \pm 0,015)$ ,  $B = (3300 \pm 300) \text{ nm}^2$ . Graficky je tato závislost zobrazena v obr. 9.

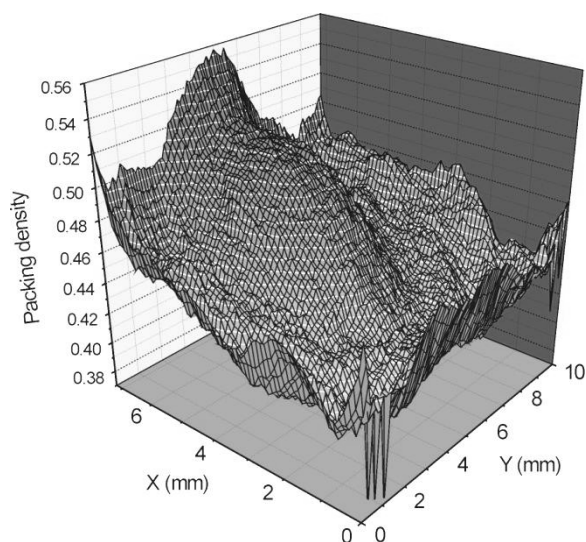
V následujících obrázcích (obr. 10, obr. 11, obr. 12) jsou postupně uvedeny rozložení lokální tloušťky, lokálního indexu lomu pro vlnovou délku  $\lambda = 600 \text{ nm}$  a lokální hustoty uspořádání (packing density) studované vrstvy z obr. 7 podél studované plochy této vrstvy.



**Obr. 10** Mapa hodnot lokální tloušťky vrstvy z obr. 7



**Obr. 11** Mapa hodnot lokálního indexu lomu  $n_1$  vrstvy z obr. 7 pro vlnovou délku  $\lambda = 600 \text{ nm}$ .



**Obr. 12** Mapa hodnot lokální hustoty uspořádání (packing density) vrstvy z obr. 7

Z obr. 9 a obr. 11 je zřejmé, že hodnoty změřeného indexu lomu  $n_1$  vrstvy jsou velmi malé. Lze to vysvětlit předpokladem, že daná vrstva připravená v plazmochemickém reaktoru II za zdánlivě stejných technologických podmínek je, na rozdíl od vrstvy připravené v reaktoru I, porézní. Tato porozita ovlivní index lomu  $n_1$  vrstvy podle vztahu (24) [46], [49]. V našem případě jsme předpokládali, že látkou v pórech vrstvy je vzduch.

Mapa hodnot lokální hustoty uspořádání vrstvy uvedená na obr. 12 byla vypočtena za předpokladu, že spektrální závislost indexu lomu  $n_c$  materiálu pevné složky vrstvy je tatáž jako spektrální závislost indexu lomu vrstvy připravené v reaktoru I (viz obr. 3). Předpokládali jsme tedy, že neuniformita v indexu lomu vrstvy z obr. 7 je způsobena porézností této vrstvy. Nicméně jsme prokázali, že MZSR je schopna měřit nejen neuniformitu tenké vrstvy v tloušťce, ale rovněž i v indexu lomu.

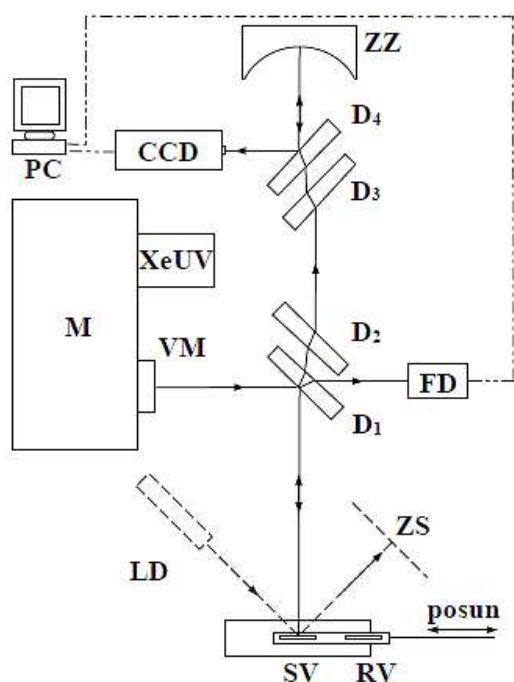
Přes dosažené výsledky měla výše popsaná sestava MZSR s monochromátorem dva základní nedostatky. Jak je zřejmé z obr. 7, obraz studované tenké vrstvy byl zašuměný, což ztěžovalo jeho interpretaci. Druhým nedostatkem byla skutečnost, že použitý monochromátor SPM2 Carl Zeiss Jena využívá jako disperzní prvek skleněný hranol. To omezovalo spektrální rozsah elektromagnetického záření, ve kterém jsme mohli neuniformní tenké vrstvy studovat, na viditelnou oblast. V roce 2004 jsme získali grant k projektu GA ČR č. 101/04/2131 „Realizace laboratorního vzoru digitálního spektrofotometru pro širokou spektrální oblast“, z něhož jsme financovali nákup nízkošumové CCD kamery se zvýšenou odezvou v UV oblasti spektra a monochromátoru s difrakčními mřížkami jako disperzními prvky, na jehož vstupu jsme užili xenonovou výbojku ve funkci světelného zdroje. Celou sestavu jsme nyní koncipovali jako dvoukanálový zobrazovací *ex situ* spektroskopický reflektometr (ZSR) pro spektrální obor 300 – 800 nm. Poprvé jsme ji na mezinárodním fóru prezentovali na evropském symposiu Advances in Optical Thin Films II, které se konalo v Jeně v roce 2005 [50]. Konstrukční dokumentace celého zařízení je uvedena v [51]. Tato sestava je již základem dnešní podoby MZSR, kterou nyní popíšeme podrobněji.

### 3.2 SOUČASNÝ STAV

Principiálními rysy MZSR jsou:

1. Přiřazení *malých* oblastí studované vrstvy jednotlivým pixelům čipu CCD kamery zobrazením zobrazovací soustavou ZSR.
2. Velikost těchto oblastí vrstvy je dostatečně malá, aby bylo možno považovat v rozsahu jednotlivých oblastí vrstvy za uniformní.

3. Zaznamenávané interferenční proužky (tj. rozdělení světelné intenzity dané interferenčním jevem ve vrstvě) jsou lokalizovány ve vrstvě [52].  
 Schéma dvoukanálového ZSR je uvedeno v obr. 13.



Obr. 13 Schéma dvoukanálového ZSR. XeUV – xenonová výbojka, M – monochromátor, VM – výstup monochromátoru,  $D_1 - D_4$  – soustava děličů svazku, ZZ – zobrazující zrcadlo, CCD – CCD kamera, PC – počítač, SV – studovaný vzorek, RV – referenční vzorek, FD – fotodetektor, LD – laserová dioda, ZS – zaměřovací stínítko.

Jako světelný zdroj pro monochromátor M (TRIAX 320 firmy Jobin Yvon) používáme XeUV výbojku (firmy LOT Oriel) se zvýšeným vyzařováním v UV oblasti spektra. Stupeň časové koherence a intenzitu svazku na výstupu VM monochromátoru řídíme výběrem difrakční mřížky a velikostí výstupní (i vstupní) štěrbinu monochromátoru. Tento svazek dopadá na dělicí plochu děliče  $D_1$  a je rozdělen do měřicí a referenční větve. Do měřicí větve je zařazen referenční odrazný vzorek RV (zpravidla čistý povrch monokrystalu Si) a následně studovaný odrazný vzorek SV (podložka s vrstvou). Svazek dopadá kolmo na zařazený vzorek uchycený v nastavitelném držáku. Po odrazu na tomto vzorku prochází soustavou  $D_1 - D_4$  klínových děličů z křemenného skla. Kulové zobrazovací zrcadlo vytváří na čipu CCD kamery CCD (Hamamatsu Digital CCD Camera Orca-II C4742-98-26AG) obraz studovaného vzorku, který je digitalizován a ukládán do počítače. Všechny prvky v měřicí větvi jsou stavitelné. Soustava děličů  $D_1 - D_4$  je navržena tak, aby se poloha obrazu povrchu vzorku na čipu kamery CCD neměnila při změně vlnové délky světelného svazku. Klínovitost děličů  $D_1 - D_4$  je volena tak, aby se v obrazu povrchu vzorku neuplatnily sekundární odrazy od nefunkčních ploch děličů.

Držák vzorků umožňuje takovou vzájemnou výměnu studovaného vzorku a vzorku referenčního, při které oba vzorky zůstávají ve stejné rovině a jejich úhlové nastavení vůči dopadajícímu světelnému svazku je identické. To se kontroluje pomocí svazku laserové diody LD, která je umístěna v blízkosti držáku vzorků. Její od vzorku odražený světelný svazek musí dopadat po záměně pozic vzorků do stejného místa zaměřovacího stínítka ZS. Tím je zaručeno, že obrazy povrchu studovaného vzorku a referenčního vzorku jsou zaznamenány stejnými pixely CCD kamery (tj. přesně se překrývají).

V referenční větvi je umístěn fotodetektor FD (fotodioda S1226 -8BQ/-8BK firmy HAMAMATSU PHOTONICS K. K.), který zaznamenává intenzitu výstupního svazku monochromátoru po jeho průchodu děličem  $D_1$ . Fotodioda zaznamenává tuto intenzitu ve stejném okamžiku, ve kterém kamera CCD zaznamenává obraz vzorku. To je zajištěno externí synchronizací kamery a fotodiody.

*Postup měření* lze popsat následovně:

1. Do měřicí větve je umístěn referenční vzorek RV. Jeho poloha je fixována v držáku a zaregistrována pomocí laserové diody LD a zaměřovacího stínítka ZS. Signál  $S_{MR}^{k,u}(t_1, \lambda)$ , který je zaznamenán ( $k, u$ )-tým pixelem CCD kamery v čase  $t_1$  a vlnové délce  $\lambda$  je dán vtahem

$$S_{MR}^{k,u}(t_1, \lambda) = I_0(t_1, \lambda) \eta_M^{k,u}(\lambda) R_0^{k,u}(\lambda), \quad (28)$$

kde  $k = 1, \dots, A$ ,  $u = 1, \dots, B$ ,  $A, B$  jsou celá čísla,

$I_0(t_1, \lambda)$  je intenzita výstupního svazku monochromátoru v čase  $t_1$  a vlnové délce  $\lambda$ ,

$\eta_M^{k,u}(\lambda)$  je tzv. přístrojová funkce pro měřicí větve ZSR, která odpovídá ( $k, u$ )-tému pixelu (zahrnuje vliv děličů svazku  $D_1 - D_2$ , sférického zobrazovacího zrcadla ZZ a CCD kamery),

$R_0^{k,u}(\lambda)$  je lokální absolutní odrazivost oblasti referenčního vzorku, která odpovídá ( $k, u$ )-tému pixelu. V praxi lze jako referenční vzorek vybrat desku Si monokrystalu, pro který platí  $R_0^{k,u}(\lambda) = R_0(\lambda)$ .

Signály  $S_{MR}^{k,u}(t_1, \lambda)$  vytvářejí obraz referenčního vzorku pro vlnovou délku  $\lambda$  v čase  $t_1$ .

Ve stejném čase  $t_1$  a stejné vlnové délce  $\lambda$  je integrujícím fotodetektozem (fotodiadou) FD zaznamenán signál  $S_{RR}(t_1, \lambda)$  v referenční větvi.

$$S_{RR}(t_1, \lambda) = I_0(t_1, \lambda) \eta_R(\lambda), \quad (29)$$

kde  $\eta_R(\lambda)$  je přístrojová funkce pro referenční větve ZSR. Zahrnuje vliv děliče  $D_1$  a fotodetektoru FD.

Signály  $S_{MR}^{k,u}(t_1, \lambda)$  a  $S_{RR}(t_1, \lambda)$  vystupující v (28) a (29) se měří v dostatečném počtu vlnových délek v zajímavém spektrálním oboru.

2. Do měřicí větve je umístěn studovaný vzorek SV, a to do stejné pozice, ve které se nacházel vzorek referenční (kontrola se opět provádí pomocí zaměřovací diody LD a zaměřovacího stínítka ZS). Poté se s tímto vzorkem provedou stejné kroky jako v 1), a to ve stejných vlnových délkách jako pro referenční vzorek. Takto získáme signály  $S_{MS}^{k,u}(t_2, \lambda)$  v jednotlivých pixelech CCD kamery a signál  $S_{RS}(t_2, \lambda)$  fotodetektoru FD v čase  $t_2$ .

$$S_{MS}^{k,u}(t_2, \lambda) = I_0(t_2, \lambda) \eta_M^{k,u}(\lambda) R^{k,u}(\lambda), \quad (30)$$

$$S_{RS}(t_2, \lambda) = I_0(t_2, \lambda) \eta_R(\lambda), \quad (31)$$

kde  $R^{k,u}(\lambda)$  je lokální absolutní odrazivost oblasti studovaného vzorku, která odpovídá ( $k, u$ )-tému pixelu. Signály  $S_{MS}^{k,u}(t_2, \lambda)$  vytvářejí obraz studovaného vzorku pro vlnovou délku  $\lambda$  v čase  $t_2$ .

3. Pomocí počítače PC se vydělí signály  $S_{MR}^{k,u}(t_1, \lambda)$  signálem  $S_{RR}(t_1, \lambda)$ .

Získáme tím hodnoty podílu  $P_R^{k,u}(t_1, \lambda)$  odpovídajícího pozici referenčního vzorku v měřicí větvi ZSR v čase  $t_1$ .

$$P_R^{k,u}(t_1, \lambda) = \frac{S_{MR}^{k,u}(t_1, \lambda)}{S_{RR}(t_1, \lambda)} = \frac{\eta_M^{k,u}(\lambda)}{\eta_R(\lambda)} R_0(\lambda). \quad (32)$$

Analogicky určíme hodnoty podílu  $P_S^{k,u}(t_2, \lambda)$  odpovídajícího pozici studovaného vzorku v měřící větvi ZSR v čase  $t_2$ .

$$P_S^{k,u}(t_2, \lambda) = \frac{S_{MS}^{k,u}(t_2, \lambda)}{S_{RS}(t_2, \lambda)} = \frac{\eta_M^{k,u}(\lambda)}{\eta_R(\lambda)} R^{k,u}(\lambda). \quad (33)$$

Závěrem vydělíme rovnici (33) rovnicí (32) a získáme vztah pro lokální relativní odrazivost studovaného vzorku vzhledem k vzorku referenčnímu v každé (malé) jednotlivé oblasti studované vrstvy, která je zobrazena na odpovídající pixel CCD kamery:

$$\frac{R^{k,u}(\lambda)}{R_0(\lambda)} = \frac{P_S^{k,u}(t_2, \lambda)}{P_R^{k,u}(t_1, \lambda)} \quad (34)$$

Tím tedy získáváme mapu (matici) hodnot lokální relativní odrazivosti studované vrstvy podél relativně velké plochy povrchu této vrstvy.

Jelikož absolutní odrazivost  $R_0(\lambda)$  referenčního vzorku známe, můžeme určit také mapu (matici) lokální absolutní odrazivosti studované vrstvy podél této plochy vrstvy.

#### Zpracování experimentálních dat.

Námi zkonstruovaný ZSR zobrazuje na 1 pixel CCD kamery oblast neuniformní tenké vrstvy velikosti  $(37 \times 37) \mu\text{m}^2$ . Většina tenkých vrstev neuniformních v optických parametrech vykazuje takový gradient této neuniformity, že v uvedené oblasti vrstvy zobrazené na 1 pixel CCD kamery můžeme považovat vrstvu za uniformní (pouze u vrstev s extrémně velkou neuniformitou tento předpoklad neplatí). Tedy pro většinu neuniformních vrstev lze předpokládat, že lokální odrazivost vrstvy měřenou jednotlivými pixely lze vyjádřit vztahy pro odrazivost uniformní vrstvy, tj. vztahy (15) - (22) (předpokládáme, že studovaná vrstva je nanášena na absorbující podložce). Tyto vztahy nyní přepíšeme do tvaru odpovídajícího našemu problému (kolmý dopad světelné<sup>2</sup> vlny, v úvahu bereme jen dvě rozhraní, detektorem je CCD kamera).

Lokální odrazivost  $R^{k,u}$  je dána vztahem

$$R^{k,u} = |\hat{r}^{k,u}|^2, \quad (35)$$

kde

$$\hat{r}^{k,u} = \frac{\hat{r}_1^{k,u} + \hat{r}_2^{k,u} \exp(i\hat{\chi}^{k,u})}{1 + \hat{r}_1^{k,u} \hat{r}_2^{k,u} \exp(i\hat{\chi}^{k,u})}, \quad (36)$$

$$\hat{r}_1^{k,u} = \frac{n_0 - \hat{n}_1^{k,u}}{n_0 + \hat{n}_1^{k,u}}, \quad (37)$$

$$\hat{r}_2^{k,u} = \frac{\hat{n}_1^{k,u} - \hat{n}}{\hat{n}_1^{k,u} + \hat{n}}, \quad (38)$$

$$\hat{\chi}^{k,u} = \frac{4\pi}{\lambda} \hat{n}_1^{k,u} d_1^{k,u}. \quad (39)$$

V předchozích rovnicích (35) - (39) znamenají symboly  $n_0$ ,  $\hat{n}$ ,  $\hat{n}_1^{k,u}$ ,  $d_1^{k,u}$  a  $\lambda$  postupně index lomu vnějšího prostředí, komplexní index podložky, lokální komplexní index vrstvy, lokální tloušťku vrstvy a vlnovou délku dopadající světelné vlny. Uvažujme nejčastější případ, kdy

<sup>2</sup> I když námi měřený spektrální obor elektromagnetického záření je širší než obor viditelný, budeme hovořit o světelné vlně či světle.

vnějším prostředím je vzduch a položíme  $n_0 = 1$ . Komplexní index podložky resp. vrstvy je vyjádřen výrazem  $\hat{n} = n_s + ik_s$  resp.  $\hat{n}_1 = n_1 + ik_1$ , kde  $n_s$  a  $k_s$  jsou postupně reálný index lomu a extinkční koeficient podložky,  $n_1$  a  $k_1$  jsou postupně reálný index a extinkční koeficient vrstvy. Výše uvedené vztahy pro  $R^{k,u}$  odpovídají případu absorbující tenké vrstvy na absorbující podložce. Přesně řečeno, odpovídají optickému modelu homogenní uniformní izotropní absorbující tenké vrstvy nanesené na homogenní izotropní absorbující podložce.

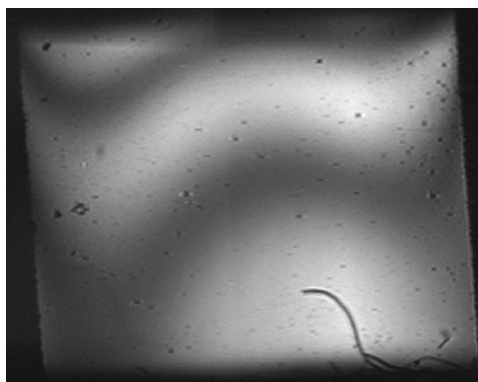
Dalším krokem zpracování experimentálních dat je aplikace MNČ na spektrální závislost relativní odrazivosti každé jednotlivé oblasti studované tenké vrstvy příslušné každému jednotlivému pixelu CCD kamery. Jako regresní funkce je použita funkce  $S^{k,u}$  ve tvaru

$$S^{k,u} = \sum_{q=1}^M \left( \frac{R_q^{k,u} - R'_q{}^{k,u}}{\sigma_q^{k,u}} \right)^2, \quad (40)$$

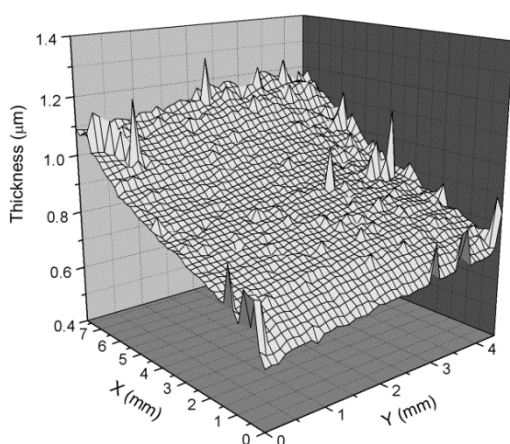
kde  $R_q^{k,u}$  resp.  $R'_q{}^{k,u}$  značí teoretickou resp. experimentální hodnotu lokální relativní odrazivosti odpovídající  $k,u$ -tému pixelu a vlnové délce  $\lambda_q$ . Symbol  $\sigma_q^{k,u}$  resp.  $M$  znamená směrodatnou odchylku hodnoty  $R_q^{k,u}$  resp. počet vlnových délek, ve kterých byly hodnoty  $R_q^{k,u}$  měřeny.

Dokumentujeme nyní možnosti ZSR dvěma z mnoha výsledků (z nichž některé jsme publikovali v [53-57]). Jde o aplikaci výše uvedeného postupu pro charakterizaci absorbujících neuniformních tenkých vrstev. Nejprve se budeme zabývat případem neuniformních diamantu podobných uhlíkových tenkých vrstev. V literatuře se tyto vrstvy označují zkratkou DLC (diamond-like carbon). Námi studované vrstvy DLC byly připraveny pomocí PECVD technologie v RF kapacitním výboji při nízkém tlaku (16,5 Pa) na podložky z monokrystalu Si. Podrobnosti přípravy těchto vrstev jsou popsány v [53]. Takto připravené vrstvy DLC byly zřetelně neuniformní.

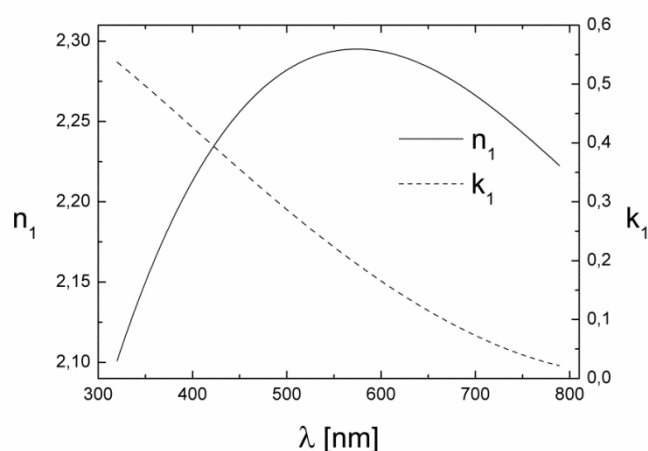
Při zpracování spektrálních závislostí lokální odrazivosti naměřených pomocí jednotlivých pixelů byl pro vyjádření spektrálních závislostí optických konstant daných DLC vrstev použit disperzní model založený na parametrizaci hustoty elektronových stavů (DOS – density of optical states) [58-60]. To znamená, že pomocí MNČ aplikované na experimentální data odpovídající jednotlivým pixelům byly určovány hodnoty lokálních tloušťek  $d^{k,u}$  a lokálních materiálových parametrů vyskytujících se v disperzním modelu. Lokálními materiálovými parametry  $E_{g\pi}^{k,u}$  byly v tomto případě následující parametry: šířky zakázaných pásů  $\sigma$  a  $\pi$  elektronů, tj.  $E_{g\sigma}^{k,u}$ , maximální energie přechodů  $\sigma$  a  $\pi$  elektronů, tj.  $E_{h\sigma}^{k,u}$  a  $E_{h\pi}^{k,u}$ , a parametry úměrné hustotám  $\sigma$  a  $\pi$  elektronů, tj.  $Q_{\sigma}^{k,u}$  a  $Q_{\pi}^{k,u}$ . Z předcházejícího tedy vyplývá, že pomocí naměřených spektrálních závislostí lokální odrazivosti bylo nutné určit 7 lokálních parametrů (6 lokálních materiálových parametrů a jedna tloušťka). Na základě určených hodnot lokálních materiálových parametrů byly vypočítány s využitím disperzního modelu spektrální závislosti lokálních optických konstant. Ukázalo se, že u všech studovaných neuniformních DLC vrstev byly hodnoty lokálních materiálových parametrů i pomocí nich vypočítané spektrální závislosti lokálních optických konstant z hlediska experimentální přesnosti prakticky stejné. Tudíž studované vrstvy DLC byly uniformní z hlediska materiálových parametrů i optických konstant. Hodnoty lokálních tloušťek vykazovaly závislost na poloze uvnitř osvětlené plochy vrstev, takže tyto vrstvy DLC byly neuniformní pouze v tloušťce. Dosažené experimentální výsledky u studovaných vrstev jsou zde ilustrovány pomocí výsledků získaných pro vybranou vrstvu. V obr. 14 je uveden obraz vybrané DLC vrstvy získaný pomocí CCD kamery, který odpovídá vlnové délce 720 nm. V obr. 15 je uvedeno rozdělení hodnot lokálních tloušťek této vrstvy příslušející obrazu vrstvy v obr. 14. Z tohoto obrázku je vidět, že vybraná neuniformní vrstva DLC vykazuje poměrně výraznou neuniformitu v tloušťce.



Obr. 14 Obráz vybrané DLC vrstvy získaný pomocí CCD kamery, který odpovídá vlnové délce 720 nm



Obr. 15 Rozdělení hodnot lokálních tloušťek studované DLC vrstvy z obr. 14



Obr. 16 Spektrální závislosti indexu lomu  $n_1$  a extinkčního koeficientu  $k_1$  studované vrstvy vypočítané s využitím zmíněného disperzního modelu

Tabulka 1 Hodnoty materiálových parametrů pro studované vrstvy DLC

$E_{g\sigma}$ [eV]	$E_{h\sigma}$ [eV]	$Q_{\sigma}$ [eV <sup>3/2</sup> ]	$E_{g\pi}$ [eV]	$E_{h\pi}$ [eV]	$Q_{\pi}$ [eV <sup>3/2</sup> ]
1.577	40.37	118.89	0.987	8.14	5.32

V tabulce 1 jsou uvedeny hodnoty materiálových parametrů pro vybranou vrstvu DLC. Poznamenejme, že relativní směrodatné odchylky hodnot parametrů uvedených v tabulce 1 jsou 2-3 %.

V obr. 16 jsou znázorněny spektrální závislosti indexu lomu a extinkčního koeficientu studované vrstvy vypočítané s využitím zmíněného disperzního modelu. Podobné výsledky byly získány i pro další zkoumané neuniformní vrstvy DLC. Je vhodné ještě zdůraznit, že správnost dosažených výsledků získaných v rámci aplikace MZSR na neuniformní DLC vrstvy byla podpořena velmi dobrou shodou mezi experimentálními a teoretickými daty lokální relativní odrazivosti odpovídajícími jednotlivým pixelům kamery. Z předchozího textu vyplývá, že MZSR je velmi efektivní metodou pro úplnou optickou charakterizaci DLC neuniformních vrstev. Optické konstanty křemíkové podložky byly převzaty v hodnotách publikovaných v práci [61].



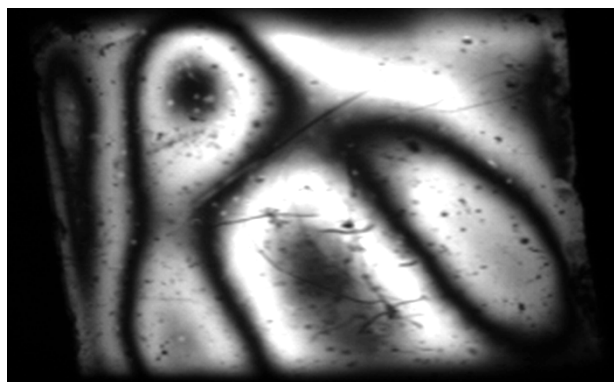
Jako další příklad uvedeme výsledky dosažené pomocí MZSR u absorbujících neuniformních karbon-nitridových tenkých vrstev, které byly naneseny v dielektrickém bariérovém výboji v  $\text{CH}_4/\text{N}_2$  plynné směsi na podložky monokrystalického Si při tlaku v rozsahu 330-400 mbar. Podrobnosti týkající se přípravy těchto vrstev jsou uvedeny v [62]. Dané směsné vrstvy vyznačovaly relativně silnou neuniformitu již při vizuálním pozorování. Disperzní model optických konstant těchto vrstev byl založen na parametrizaci sdružené hustoty stavů elektronů. Sdružená hustota stavů elektronů je definována např. v pracích [63-65]. Parametrizace této veličiny je podrobně popsána v článku [60]. V literatuře je tento disperzní model označován jako PJDOS model. Předcházející zkratka vznikla z anglických slov Parameterization of Joint Density of Optical States. V rámci PJDOS modelu je imaginární část dielektrické funkce  $\varepsilon_i$  materiálu tvořícího vrstvu vyjádřena prostřednictvím součtu sdružených hustot stavů odpovídajících jednotlivým přechodům elektronů (viz např. [60], [56]). Parametrizace jednotlivých sdružených hustot stavů byla provedena pomocí součinu dvou kvadratických funkcí energie fotonů  $E$  s parametry  $E_{gl}$  a  $E_{hl}$ , kde  $E_{gl}$  resp.  $E_{hl}$  značí minimální a maximální energii  $l$ -tého přechodu (minimální energie se nazývá šířka zakázaného pásu). Pomocí Kramersovy - Kronigovy relace (2) (nyní přepracovanou s proměnnou  $E$  místo  $\omega$ ) byl analyticky vyjádřen příspěvek jednotlivých přechodů k reálné části dielektrické funkce  $\varepsilon_r$  (viz např. [60], [56]). Index lomu a extinkční koeficient materiálu tvořícího karbon-nitridové vrstvy byly potom vypočítány pomocí následujících vztahů:

$$\varepsilon_r(E) = n_1^2(E) - k_1^2(E) \quad (41)$$

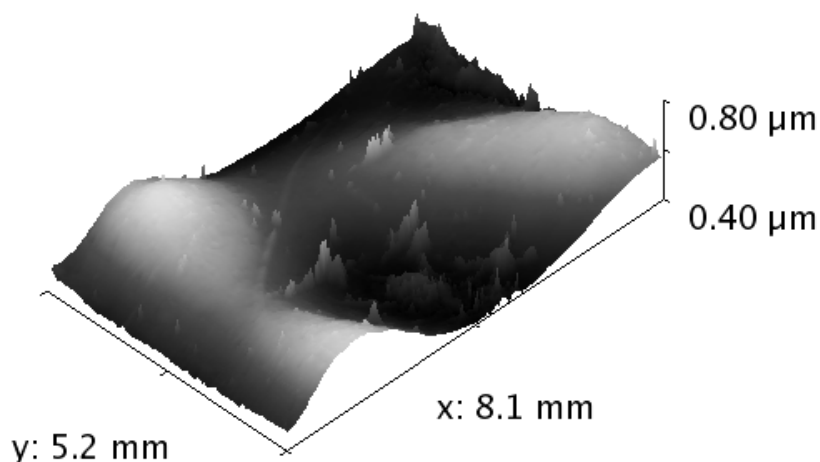
$$\varepsilon_i(E) = 2n_1(E)k_1(E) \quad (42)$$

Použitím předcházejících dvou rovnic lze vypočítat závislosti indexu lomu a extinkčního koeficientu na vlnové délce světla, protože platí  $\lambda = \frac{hc}{E}$ , kde  $c$  je rychlost světla ve vakuu a  $h$  je Planckova konstanta.

Pomocí MNČ aplikované na spektrální závislosti lokální odrazivosti naměřené jednotlivými pixely CCD kamery byly určeny hodnoty lokálních tlouštěk  $d^{k,u}$  a materiálových (disperzních) parametrů, tj. parametrů  $E_{gl}^{k,u}$ ,  $E_{hl}^{k,u}$  a  $Q_l^{k,u}$  vyskytujících se v použitém disperzním modelu pro jednotlivé lokální oblasti odpovídající jednotlivým pixelům CCD kamery. Je nutné poznamenat, že parametr  $Q_l^{k,u}$  je úměrný koncentraci elektronů připadajících na  $l$ -tý přechod v materiálu vrstvy. Tento parametr se rovněž vyskytuje v parametrickém vyjádření reálné a imaginární části dielektrické funkce příslušející  $l$ -tému přechodu, protože musí být splněno to, že nevlastní integrál ze sdružené hustoty stavů  $l$ -tého přechodu přes energii  $E$  v mezích od 0 do  $\infty$  je roven kvadrátu tohoto parametru  $Q_l^{k,u}$  (jedná se o jakýsi normalizační parametr zvolené parametrizace). S využitím hodnot tlouštěk a materiálových parametrů určených pomocí experimentálně určených spektrálních závislostí lokální odrazivosti bylo možné určit plošné rozdělení lokálních tlouštěk (mapu tlouštěk) a lokálních spektrálních závislostí optických konstant studovaných neuniformních směsných vrstev. Ukázalo se, že nejlepší proložení experimentálních dat teoretickými závislostmi odrazivosti vypočítanými na základě hodnot určených parametrů  $d^{k,u}$ ,  $E_{gl}^{k,u}$ ,  $E_{hl}^{k,u}$  a  $Q_l^{k,u}$  bylo u všech studovaných vzorků karbon-nitridových vrstev dosaženo pro disperzní model odpovídající dvěma přechodům elektronů [56]. Výsledky optické charakterizace karbon-nitridových vrstev jsou v této práci ilustrovány pro vrstvu připravenou v pracovní atmosféře  $\text{CH}_4:\text{N}_2 = 1:10$ . V obr. 17 je uveden obraz části karbon-nitridové vrstvy získaný CCD kamerou pro vlnovou délku rovnou 440 nm.



**Obr. 17** Obraz části studované karbon-nitridové vrstvy získaný CCD kamerou pro vlnovou délku  $\lambda$  rovnou 440 nm. Defekty (škrábance) ve vrstvě dokumentují rozlišení MZSR.



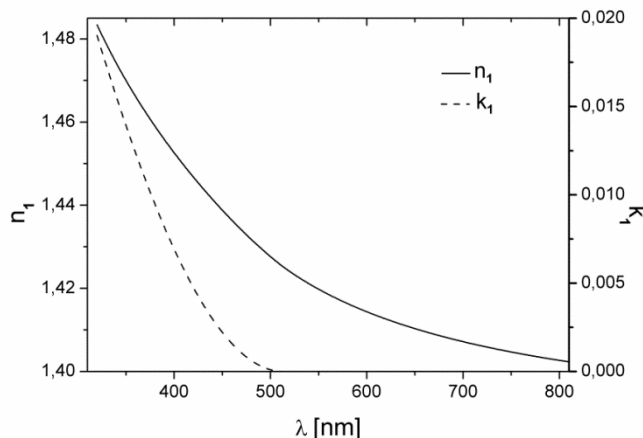
**Obr. 18** Rozdělení lokálních tloušťek studované karbon-nitridové vrstvy z obr. 17. Defekty (škrábance) ve vrstvě dokumentují rozlišení MZSR.

V obr. 18 je rozdělení lokálních tloušťek této vybrané vrstvy související s obr. 17. (Je vhodné podotknout, že stejná rozdělení lokálních tloušťek odpovídají obrazům přináležejícím jiným vlnovým délkám a vykazujícím jiné plošné rozdělení hodnot lokálních odrazivostí lišících se od těch, které jsou zachyceny v obr. 17). Z obr. 17 a obr. 18 je evidentní, že vybraná vrstva byla relativně silně neuniformní v tloušťce. Stejný závěr jsme zjistili i pro ostatní karbon-nitridové vrstvy. Pro všechny malé oblasti studované vrstvy jsme zjistili následující hodnoty materiálových parametrů odpovídajících dvěma zmíněným přechodům:

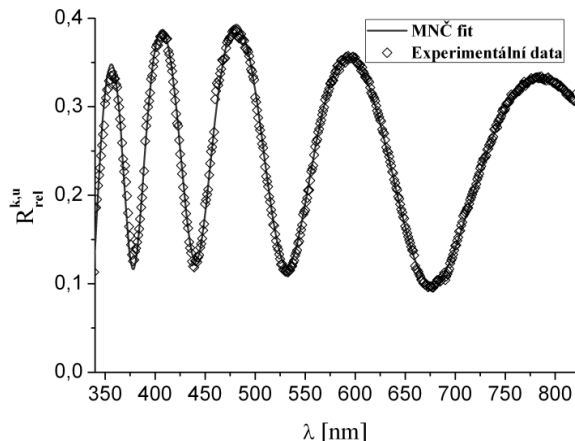
$$E_{g1} = (2.42 \pm 0.03) \text{ eV}, \quad E_{g2} = (11.34 \pm 0.08) \text{ eV}, \quad E_{h1} = (44.81 \pm 0.06) \text{ eV}, \quad E_{h2} = (12.1 \pm 0.6) \text{ eV},$$

$$Q_1 = (32.9 \pm 0.7) \text{ eV}^{3/2}, \quad Q_2 = (66.6 \pm 0.9) \text{ eV}^{3/2}.$$

To znamená, že tato vrstva vykazuje v rámci experimentální přesnosti uniformitu v optických konstantách. Poznamenejme, že uvedené neurčitosti jsou směrodatnými odchylkami příslušných veličin. Pomocí určených hodnot materiálových parametrů byly vypočítány spektrální závislosti indexu lomu a extinkčního koeficientu vybrané karbon-nitridové vrstvy. Tyto spektrální závislosti jsou uvedeny v obr. 19.



**Obr. 19** Spektrální závislost indexu lomu  $n_1$  a extinkčního koeficientu  $k_1$  studované karbon-nitridové vrstvy



**Obr. 20** Spektrální závislost relativní odrazivosti studované karbon-nitridové vrstvy v oblasti vrstvy odpovídající vybranému pixelu CCD kamery

Stejně spektrální závislosti optických konstant byly určeny i pro ostatní karbon-nitridové vrstvy. Správnost získaných experimentálních výsledků je podporována souhlasem experimentálních a teoretických dat zjištěným pro spektrální závislosti lokálních odrazivostí. Pro oblast vrstvy odpovídající vybranému pixelu CCD kamery je tato skutečnost ilustrována v obr. 20.

Je nutné zdůraznit, že přechod charakterizovaný hodnotami materiálových parametrů  $E_{g2}$ ,  $E_{h2}$  a  $Q_2$  pravděpodobně nereprezentuje skutečný přechod. Toto tvrzení je hlavně podporováno vysokou hodnotou parametru  $E_{g2}$ . Je proto možné se domnívat, že druhý přechod ( $l=2$ ) pravděpodobně kompenzuje nějakou systematickou chybu vyskytující se v experimentálních datech. Lze předpokládat, že tato systematická chyba spočívá v určité slabé nelinearitě CCD kamery, nebo že se systematicky projevuje vliv intenzity pozadí na naměřené hodnoty lokální odrazivosti. Důležité je však zdůraznit, že hodnoty materiálových parametrů druhého přechodu naznačují, že systematická chyba (nebo chyby) nemůže být významná, což je implikováno skutečností, že příspěvek druhého přechodu k celkové dielektrické funkci  $\hat{\epsilon}$  vypočítaný použitím těchto hodnot materiálových parametrů je relativně velmi malý (srovnatelný s experimentální přesností v určení této veličiny). První přechod  $l=1$  evidentně reprezentuje skutečný přechod. Optické konstanty křemíkové podložky byly opět převzaty v hodnotách publikovaných v práci [61] a při zpracování experimentálních dat pomocí MNČ byly v těchto hodnotách fixovány. Závěrem lze říci, že MZSR umožňuje úplnou optickou charakterizaci karbon-nitridových tenkých vrstev vykazujících relativně silnou neuniformitu v tloušťce.

## 4 ZÁVĚR

Šíře využívání optických vlastností tenkých vrstev v technické sféře života lidí je obrovská. Tomu odpovídá rozsah technologií přípravy takových vrstev i rozsah měřících technik určení parametrů jejich optických vlastností. Je velmi významné dosahovat reprodukovatelně požadovaných optických vlastností tenkých vrstev. V praxi to není úkol jednoduchý. Reálné vrstvy často vykazují defekty, které jejich optické vlastnosti významně mění. Jedním z těchto defektů je (plošná) neuniformita tenkých vrstev. Ve spolupráci s ÚFE PĚF MU Brno jsme v Laboratoři koherenční optiky ÚFI FSI VUT v Brně vyvinuli originální metodu *ex situ* měření neuniformity tenkých vrstev založené na zobrazovací spektroskopické reflektometrii. Zkonstruovali jsme zobrazovací spektroskopický dvoukanálový reflektometr, jehož základním

rysem je zobrazení interferenčního obrazce vzniklého ve studované vrstvě na čip CCD kamery, která jej zaznamená. Takto lze získat v širokém oboru vlnových délek (300 – 850) nm světla spektrální závislosti lokální relativní odrazivosti studované vrstvy v jednotlivých malých oblastech vrstvy, které odpovídají jednotlivým pixelům CCD kamery. Součástí metody je i vyhodnocování těchto experimentálních dat na základě vhodných disperzních modelů, které byly vyvinuty na výše jmenovaném pracovišti MU Brno. Výsledkem je rozložení hodnot lokální tloušťky a současně i spektrálních závislostí lokálních optických konstant (indexu lomu či extinkčního koeficientu) a materiálových parametrů vrstvy podél relativně velké plochy (10x8) mm<sup>2</sup>, tedy úplná optická charakterizace studovaných vrstev.

Výhody metody jsou následující:

1. Obecně lze metodu použít pro úplnou optickou charakterizaci tenkých vrstev vykazujících plošnou neuniformitu současně v tloušťce i optických konstantách.
2. Neuniformní tenké vrstvy mohou být charakterizovány na relativně velké ploše (v případě našeho zobrazovacího spektroskopického reflektometru na ploše (10x8) mm<sup>2</sup>).
3. Pokud odrazivost neuniformní tenké vrstvy v její oblasti zobrazované na jeden pixel CCD kamery odpovídá s dostatečnou přesností odrazivosti uniformní vrstvy, není třeba *a priori* klást žádné omezující předpoklady na neuniformitu studované tenké vrstvy. Při splnění uvedené podmínky lze tedy metodou studovat obecnou plošnou neuniformitu v optických parametrech tenkých vrstev.
4. Metodou lze charakterizovat tenké vrstvy s relativně velkou neuniformitou v tloušťce a optických konstantách.
5. V rámci metody mohou být použity disperzní modely optických konstant neuniformních tenkých vrstev k určení materiálových parametrů těchto vrstev (např. šířka zakázaného pásu).
6. Použití metody v principu nezávisí na strukturních vlastnostech analyzovaných neuniformních tenkých vrstev. Metoda tedy může být aplikována na amorfní, polykrystalické, monokrystalické a nanostrukturované neuniformní tenké vrstvy. Samozřejmě pro správnou charakterizaci takových vrstev musí být použity vhodné disperzní modely jejich optických konstant.

Hlavní limity metody jsou následující:

1. Metoda je vhodná pro charakterizování vrstev s dostatečně malou absorpcí ve spektrálním rozsahu používaném metodou. Jinými slovy, u neuniformních tenkých vrstev studovaných danou metodou musejí obě její rozhraní ovlivňovat měřenou lokální odrazivost. Je-li absorpce neuniformních tenkých vrstev v daném spektrálním rozsahu příliš velká, spodní rozhraní vrstvy se v lokální odrazivosti vrstvy neuplatňuje a nelze určit lokální tloušťku. Metodu pak nelze použít. Tedy metoda je použitelná pro dielektrické či polovodivé tenké vrstvy. Pro silně absorbující tenké vrstvy, jako jsou vrstvy kovové, je metoda prakticky nepoužitelná.
2. V případě, že disperzní model studované analyzované vrstvy je komplikovaný a obsahuje velký počet parametrů, je často pomocí MNC nemožné určit hodnoty všech těchto parametrů spolu s hodnotou lokální tloušťky v důsledku jejich korelace. Potom je třeba kombinovat danou metodu s pomocnými optickými metodami, tj. např. se standardní spektroskopickou elipsometrií či standardní spektroskopickou fotometrií.

Významné výsledky dosažené metodou zobrazovací spektroskopické reflektometrie jsme publikovali v mezinárodních vědeckých časopisech a prezentovali na světových i mezinárodních konferencích (viz seznam literatury).

Výsledky jsme uplatnili v rámci následujících projektů podporovaných Ministerstvem obchodu a průmyslu ČR: FT-TA3/142, Analýza optických vlastností solárních článků (řešitel firma SOLARTEC, s.r.o.); FT-TA5/114 Vývoj technologie vytváření PECVD vrstev pro výrobu

automobilové světelné techniky, (řešitel VISTEON-AUTOPAL, s.r.o.); FR-TI1/168, Barevné solární články s vysokou účinností pro architektonické aplikace (řešitel firma SOLARTEC, s.r.o.). Publikovaných výsledků bylo dosaženo také za podpory Ministerstva školství, mládeže a tělovýchovy ČR, výzkumný záměr MSM 0021630518, "Simulační modelování mechatronických soustav".

Metodu jsme úspěšně využili rovněž v rámci projektu 7. rámcového programu EU, Development of Photovoltaic Textiles Based on Novel Fibres (DEPHOTEX), Nr. 7E09061, (<http://www.dephotex.com/>), ve kterém jsme spolupracovali s 12 evropskými partnery.

Na vývoji metody a její aplikaci při spolupráci ve všech výše uvedených projektech se účastnili a účastní studenti magisterského i doktorského studia ÚFI FSI VUT v Brně i ÚFE MU Brno.

V budoucnu zamýšlíme i nadále zlepšovat parametry zobrazovacího spektroskopického reflektometru, ve spolupráci s MU Brno vyvíjet nové disperzní modely optických konstant nových vrstev, vzít do úvahy další defekty studovaných tenkých vrstev a aplikovat metodu v perspektivních oblastech použití tenkých vrstev. Ve spolupráci s Centrem materiálového výzkumu Fakulty chemické VUT v Brně zamýšlíme studovat optické vlastnosti polovodivých organických tenkých vrstev s cílem aplikovat je v oblasti organické fotoniky. Pro léta 2012-2015 jsme získali v pozici spoluřešitele grant TA ČR k projektu „Optimalizace vrstevnatých systémů používaných v optickém průmyslu“, jehož účelem je vývoj nových metod pro návrhy vrstevnatých systémů vyráběných v optickém průmyslu zahrnujících defekty vrstev a vyvinutí originálních metod jejich charakterizace, které umožní zdokonalení kontroly kvality těchto systémů. Je vhodné poznamenat, že úspěšné řešení všech těchto záměrů bude záviset na aktivní účasti studentů magisterského i doktorského studia VUT v Brně i MU Brno.

## PODĚKOVÁNÍ

Děkuji všem kolegům z ÚFE MU Brno, ČMI Brno a mým mladým kolegům a studentům z ÚFI FSI VUT v Brně, kteří se svou prací významně podíleli na řešení problematiky popsané v těchto tezích. Práce byla podporována granty projektů GA ČR (GA101/04/2131), MPO ČR (FT-TA3/142; FT-TA5/114; FR-TI1/168) a projektu 7FP EU (7E09061).

## LITERATURA

- [1] R. Hooke, *Micrographia, or Some Physiological Descriptions of Minute Bodies Made by Magnifying Glasses with Observations and Inquiries there upon*, London: Jo. Martyn and Ja. Allestry, 1665.
- [2] H. A. Macleod, "Evolution of the Measurement of Thin Films," *Optics and Photonics News*, pp. 21-25, 2001.
- [3] G. B. Arfken and H. J. Weber, *Mathematical Methods for Physicists* (forth edition), San Diego: Academic Press, Inc., 1996.
- [4] O. Stenzel, *The Physics of Thin Film Optical Spectra*, Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2005.
- [5] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics-7th ed.*, Cambridge: Cambridge University Press, 2005.
- [6] J. W. Goodman, *Statistical Optics*, New York: John Wiley & Sons, 2000.
- [7] A. Vašíček, *Optika tenkých vrstev*, Praha: Nakladatelství Československé akademie věd, 1956.
- [8] S. O. Rice, "Reflection of Electromagnetic Waves from Slightly Rough Surfaces," *Commun.*

- Pure Appl. Math.*, vol. 4, p. 351, 1951.
- [9] K. Krishen, "Scattering of Electromagnetic Waves from a Layer with Rough Front and Plane Back (Small Perturbation Method by Rice)," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. AP18, p. 573, 1970.
- [10] R. Schiffer and K. O. Thielheim, "The effect of slight surface roughness on scattering properties of convex particles," *J. Appl. Phys.*, vol. 57(7), pp. 2437-2454, 1985.
- [11] D. Franta and I. Ohlídal, "Statistical properties of the near-field speckle patterns of thin films with slightly rough boundaries," *Opt. Commun.*, vol. 147, pp. 349-358, 1998.
- [12] D. Franta and I. Ohlídal, "Ellipsometric parameters and reflectances of thin films with slightly rough boundaries," *J. Mod. Opt.*, vol. 45, pp. 903-934, 1998.
- [13] D. Franta and I. Ohlídal, "Influence of lateral dimensions of the irregularities on the optical quantities of rough surfaces," *J. OPT. A-Pure Appl. Opt.*, vol. 8, pp. 763-774, 2006.
- [14] J. A. Ogilvy, *Theory of Wave Scattering From Random Rough Surfaces*, Bristol: Institute of Physics Publishing, 1991.
- [15] I. Ohlídal and D. Franta, "Ellipsometry of thin film systems," in *Progress in Optics*, vol. 41, E. Wolf, Ed., Amsterdam, Elsevier, 2000, pp. 181-282.
- [16] F. Lukeš, "Oxidation of Si and GaAs in air at room-temperature," *Surf. Sci.*, vol. 30, p. 91, 1972.
- [17] I. Ohlídal and M. Líbezný, "Ellipsometric analysis of gallium arsenide surfaces," *Surf. Interface Anal.*, vol. 17, pp. 171-176, 1991.
- [18] R. Jacobsson, "Light reflection from film of continuously varying refractive index," in *Progress in Optics*, vol. 5, E. Wolf, Ed., Amsterdam, Elsevier, 1966, pp. 249-286.
- [19] D. Franta, I. Ohlídal, P. Klapetek, P. Pokorný and M. Ohlídal, "Analysis of inhomogeneous thin films of ZrO<sub>2</sub> by the combined optical method and atomic force microscopy," *Surf. Interface Anal.*, vol. 32, pp. 91-94, 2001.
- [20] D. Franta and I. Ohlídal, "Calculation of the optical quantities characterizing inhomogeneous thin film using a new mathematical procedure based on the matrix formalism and Drude approximation," in *Proc. of 12th Slovak-Czech-Polish Optical Conference on Wave and Quantum Aspects of Contemporary Optics*, vol. 4356, pp. 207-212, 2001.
- [21] K. H. Pulker, "Correlation between film structure and sorption behaviour of vapour deposited ZnS, Cryolite and MgF<sub>2</sub> films," *Thin Solid Films*, vol. 9, pp. 57-66, 1971.
- [22] M. Harris, M. Macleod a S. Ogura, "The relationship between optical inhomogeneity and film structure," *Thin Solid Films*, sv. 57, pp. 173-178, 1979.
- [23] S. Ogura and H. A. Macleod, "Water sorption phenomena in optical thin films," *Thin Solid Films*, vol. 34, pp. 371-375, 1976.
- [24] I. Ohlídal, K. Navrátil and M. Ohlídal, "Scattering of Light from Multilayer systems with rough boundaries," in *Progress in Optics*, vol. 34, E. Wolf, Ed., Amsterdam, Elsevier Science, 1995, pp. 249-331.
- [25] I. J. Hodgkinson, F. Horowitz, H. A. Macleod, M. Sikkens and J. J. Wharton, "Measurement of the principal refractive indices of thin films deposited at oblique incidence," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 2, pp. 1693-1697, 1985.
- [26] S. Kassam, I. J. Hodgkinson, Qui Hong Wu and S. C. Cloughley, "Light scattering from thin films with an oblique columnar structure and with granular inclusions," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 12, pp. 2009-2021, 1995.
- [27] A. A. Howling, L. Sansonnens, J. Ballutaud, C. Hollenstein and J. P. M. Schmitt, "Nonuniform radio-frequency plasma potential due to edge asymmetry in large area radio-

- frequency reactors," *J. Appl. Phys.*, vol. 96, pp. 5429-5440, 2004.
- [28] M. I. Török, "Determination of optical constants of thin films with non-uniform thickness from the fringe pattern of the transmittance spectra," *Optica Acta*, vol. 32, pp. 479-483, 1985.
- [29] T. Pisarkiewicz, T. Stapinski, H. Czternasek and P. Rava, "Inhomogeneity of amorphous-silicon thin films from optical-transmission and reflection measurements," *J. Non-Cryst. Solids*, vol. 137, pp. 619-622, 1991.
- [30] T. Pisarkiewicz, A. Czapla and H. Czternastek, "Influence of thickness inhomogeneity on the determination of optical constants of amorphous silicon thin films," *Appl. Surf. Sci.*, vol. 65/66, pp. 511-514, 1993.
- [31] K. Bah, A. Czapla and T. Pisarkiewicz, "Simple method for optical parameter determination of inhomogeneous thin films," *Thin Solids Films*, vol. 232, pp. 18-20, 1993.
- [32] T. Pisarkiewicz, "Reflection spectrum for a thin-film with nonuniform thickness," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 27, pp. 160-164, 1994.
- [33] E. Márquez, J. M. González-Leal, R. Jiménez-Garay, S. R. Lukic and D. M. Petrovic, "Refractive-index dispersion and the optical-absorption edge of wedge-shaped thin films of  $Cu_xAs_{50}Se_{50-x}$  metal-chalcogenide glasses," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 30, pp. 690-702, 1997.
- [34] E. Márquez, P. Nagels, J. M. González-Leal, A. M. Bernal-Oliva, E. Sleenckx and R. Callaerts, "On optical constants of amorphous Ge<sub>x</sub>-Se<sub>1-x</sub> thin films of non-uniform thickness by plasma-enhanced chemical vapor deposition," *Vacuum*, vol. 52, pp. 55-60, 1999.
- [35] M. J. González-Leal, R. Prieto-Alcon, M. Vlcek and E. Márquez, "Structural and optical characterization of amorphous As<sub>40</sub>S<sub>60</sub> and As<sub>40</sub>Se<sub>60</sub> films prepared by plasma-enhanced chemical vapour deposition," *Non-Cryst. Solids*, vol. 345, pp. 88-92, 2004.
- [36] D. Nečas, I. Ohlídal and D. Franta, "The reflectance of non-uniform thin films," *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol. 11, p. 045205, 2009.
- [37] I. Ohlídal and K. Navrátil, "Analysis of the basic statistical properties of randomly rough curved surfaces by shearing interferometry," *Appl. Opt.*, vol. 24, pp. 2690-2695, 1985.
- [38] I. Ohlídal, K. Navrátil, M. Ohlídal and M. Druckmüller, "Characterization of the basic statistical properties of very rough surfaces of transparent solids by immersion shearing interferometry," *Appl. Opt.*, vol. 33, pp. 7838-7845, 1994.
- [39] I. Ohlídal, M. Ohlídal, D. Franta and A. Michálek, "Method of shearing interferometry for characterizing non-gaussian randomly rough surfaces," *Specification, Production, and Testing of Optical Components and Systems, Proceedings of SPIE*, vol. 2775, pp. 442-445, 1996.
- [40] M. Ohlídal, I. Ohlídal and M. Druckmüller, "Interferometry of randomly rough surfaces," in *Photonics 95*, Prague, pp. 109-111, 1995.
- [41] M. Ohlídal and I. Ohlídal, "Application of DIPS to Surface Roughness Determination by Shearing Interferometry," in *DIGITAL IMAGE PROCESSING DIPS' 96*, České Budějovice, pp. 9-14, 1996.
- [42] T. Králík, *Plošná nehomogenita tenkých vrstev*, Diplomová práce, Ústav fyzikálního inženýrství Vysokého učení technického v Brně, Brno, 2001.
- [43] M. Ohlídal, I. Ohlídal, D. Franta, T. Králík, M. Jákl and M. Eliáš, "Optical characterization of thin films non-uniform in thickness by a multiple wavelength reflectance method," in *9TH EUROPEAN CONFERENCE ON APPLICATIONS OF SURFACE AND INTERFACE ANALYSIS*, Avignon, p. 290, 2001.
- [44] M. Ohlídal, I. Ohlídal, D. Franta, T. Králík, M. Jákl and M. Eliáš, "Optical characterization of thin films non-uniform in thickness by a multiple wavelength reflectance method," *Surf. Interface Anal.*, vol. 34, pp. 660-663, 2002.

- [45] M. Ohlídal, I. Ohlídal, D. Franta and V. Čudek, "New method for the complete optical analysis of thin films non-uniform in optical parameters," in *ASIA-PACIFIC SURFACE AND INTERFACE ANALYSIS CONFERENCE (APSIAC 02)*, Tokyo, p. 181, 2002.
- [46] M. Ohlídal, I. Ohlídal, P. Klapetek, M. Jákl, V. Čudek and M. Eliáš, "New method for the complete optical analysis of thin films nonuniform in optical parameters," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 42, pp. 4760-4763, 2003.
- [47] I. Ohlídal, M. Ohlídal, P. Klapetek, V. Čudek and M. Jákl, "Characterization of thin films non-uniform in optical parameters by spectroscopic digital reflectometry," in *Wave-Optical Systems Engineering II, Proceedings of SPIE*, pp. 260-271, 2003.
- [48] Z. Knittl, *Optics of thin films: an optical multilayer theory*, London, New York: John Wiley & Sons, 1976.
- [49] K. Kinoshita and M. Nishibori, "Porosity of MgF<sub>2</sub> films - evaluation based on changes in refractive index due to adsorption of vapors," *J. Vac. Sci. Technol.*, vol. 6, p. 730, 1969.
- [50] M. Ohlídal, V. Čudek, I. Ohlídal and P. Klapetek, "Optical characterization of non-uniform thin films using imaging spectrophotometry," *Proceedings of SPIE*, vol. 5963, pp. 29\_1-29\_9, 2005.
- [51] V. Čudek, *Návrh a realizace zařízení pro studium optické nehomogenity tenkých vrstev*, Diplomová práce, Ústav fyzikálního inženýrství Vysokého učení technického v Brně, Brno, 2005.
- [52] P. Hariharan, *Optical Interferometry*, San Diego: Academic Press, An Imprint of Elsevier Science, 2003.
- [53] M. Ohlídal, I. Ohlídal, P. Klapetek, D. Nečas and V. Buršíková, "Application of spectroscopic imaging reflectometry to analysis of area non-uniformity in diamond-like carbon films," *Diam. Relat. Mater.*, vol. 18, pp. 384-387, 2009.
- [54] M. Ohlídal, I. Ohlídal, D. Nečas and P. Klapetek, "Complete Optical Characterization of Non-Uniform SiO<sub>x</sub> Thin Films Using Imaging Spectroscopic Reflectometry," *e-J Surf. Sci. Nanotech.*, vol. 7, pp. 409-412, 2009.
- [55] M. Ohlídal, I. Ohlídal, P. Klapetek and D. Nečas, "Precise Measurement of Thickness Distribution of Nonuniform Thin Films by Imaging Spectroscopic Reflectometry," in *XIX IMEKO WORLD CONGRESS FUNDAMENTAL AND APPLIED METROLOGY*, Lisbon, pp. 100-105, 2009.
- [56] M. Ohlídal, I. Ohlídal, P. Klapetek, D. Nečas and A. Majumdar, "Measurement of the thickness distribution and optical constants of non-uniform thin films," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 22, p. 085104 (8pp), 2011.
- [57] I. Ohlídal, M. Ohlídal, D. Nečas, D. Franta and V. Buršíková, "Optical characterisation of SiO<sub>x</sub>CyHz thin films non-uniform in thickness using spectroscopic ellipsometry, spectroscopic reflectometry and spectroscopic imaging reflectometry," *Thin Solids Films*, vol. 519, pp. 2874-2876, 2011.
- [58] D. Franta, I. Ohlídal, M. Frumar and J. Jedelský, "Expression of the optical constants of chalcogenide thin films using the new parameterization dispersion model," *Appl. Surf. Sci.*, vol. 212, pp. 116-121, 2003.
- [59] D. Franta, I. Ohlídal, V. Buršíková and L. Zajíčková, "Optical properties of diamond-like carbon films containing SiO<sub>x</sub>," *Diam. Relat. Mater.*, vol. 12, pp. 1532-1538, 2003.
- [60] D. Franta, D. Nečas and L. Zajíčková, "Models of dielectric response in disordered solids," *Opt. Express*, vol. 15, pp. 16230-16244, 2007.
- [61] C. M. Herzinger, B. Johs, W. A. McGahan, J. A. Woollam and W. Paulson, "Ellipsometric determination of optical constants for silicon and thermally grown silicon dioxide via multi-



- sample, multi-wavelength, multi-angle investigation," *J. Appl. Phys.*, vol. 83, pp. 3323-3326, 1998.
- [62] A. Majumdar, J. Schäfer, P. Mishra, D. Ghose, J. Meichsner and R. Hippler, "Chemical composition and bond structure of carbon-nitride films deposited by CH<sub>4</sub> /N<sub>2</sub> dielectric barrier discharge," *Surf. Coat. Technol.*, vol. 201, pp. 6437-6444, 2007.
- [63] N. F. Mott and E. A. Davis, *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*, Oxford: Clarendon Press, 1971.
- [64] J. Tauc, "Optical Properties of Non-Crystalline Solids," in *Optical Properties of Solids*, Amsterdam, North Holland, 1972.
- [65] S. Adachi, *Optical properties of Crystalline and Amorphous Semiconductors: Materials and Fundamental Principles*, Boston: Kluwer, 1999.

## ABSTRACT

There is great exploitation of the optical properties of thin films in the technical sphere of people's lives. This implies a corresponding extensive range of technologies for preparation of these films and also an extensive range of methods for measuring the parameters of their optical properties. It is very important to achieve the requested optical properties reproducibly. Unfortunately, this is not a simple task in practice. Real thin films often exhibit defects which significantly modify their optical properties. One of these defects is area non-uniformity. Within a collaboration of The Laboratory of Coherent Optics IPE BUT and DPE MU Brno, we have developed a new original method of *ex situ* measurement of area non-uniformity of thin films. The method is based on imaging spectroscopic reflectometry for which we have developed an original imaging spectroscopic reflectometer. The principal feature of this instrument is imaging of an interference pattern in the studied thin film on a chip of a recording CCD camera. In this way, it is possible to obtain spectral dependences of the local relative reflectance of small areas of the studied film corresponding to individual pixels of the CCD camera within the spectral range of (300 – 850) nm. An important component of the method is an evaluation of the experimental data based on dispersion models developed by DPE MU Brno.

Thus it is possible to determine both the thickness and the distributions of optical constants simultaneously and independently along a relatively large area (10x8) mm<sup>2</sup> of the film. Moreover, it is possible to determine the values of the dispersion (material) parameters of the characterized films.

The evolution and the recent state of the method are presented in this thesis by means of selected examples of its utilization. The main advantages and limitations of the method are shown as well.

The main results achieved by the method have been published in international scientific journals and presented on international congresses and conferences.

The work presented here has been a part of a project supported by Czech Science Foundation (GA ČR).

The results were employed within three projects supported by the Ministry of Industry and Trade of the Czech Republic, one project supported by the Ministry of Education, Youth and Sports of the Czech Republic, and one EU 7FP project supported by EC.

In the future, we intend to apply the method in research of materials for thin films within promising fields of organic photonics.

One of the significant features of the presented scientific work is the participation of students of the IPE BUT and DPE MU Brno. In this way, students gained the possibility to deepen their theoretical knowledge and practical skills. It is necessary to state that further participation of students is very important for the successful continuation of this scientific work.