

6
2009

JMO

JEMNÁ MECHANIKA A OPTIKA
FINE MECHANICS AND OPTICS

Centrum pokročilých inovačních technologií
Oddělení fyziky nanostruktur

**Kontakt: Vysoká škola báňská
- Technická univerzita Ostrava
17. listopadu 15/2172
708 33 Ostrava-Poruba
Tel.: +420 597 329 313
E-mail: cpit@vsb.cz**



Laboratoř FTIR

(Fourier-Transform Infrared Spectroscopy)



**Laboratoř
elipsometrie**



Laboratoř ATR

(Attenuated Total Reflectance)



Kontakt:

prof. Ing. Jaromír Pištora, CSc.,
vedoucí Oddělení fyziky
nanostruktur a garant studijního
programu Nanotechnologie,
Institut fyziky, VŠB-TU Ostrava,
17. listopadu 15,
708 33 Ostrava-Poruba,
e-mail: jaromir.pistora@vsb.cz



Oddělení fyziky nanostruktur

REDAKČNÍ RADA

Předseda: RNDr. Miloslav VYCHODIL, CSc., Meopta-optika, s.r.o., Přerov

Členové: RNDr. Ing. Ján BARTL, CSc., ÚM SAV, Bratislava, prof. RNDr. Dr. Zdeněk BOUCHAL, UP, Olomouc, Ing. Igor BREZINA, Bratislava, prof. Ing. Pavol HORŇÁK, DrSc., STU, Bratislava, prof. RNDr. Miroslav HRABOVSKÝ, DrSc., SLO UP a FZÚ AV ČR, Olomouc, RNDr. Vladimír CHLUP, Olomouc, RNDr. Lubomír JASTRABÍK, CSc., FZÚ AV ČR, v.v.i., Praha, RNDr. Pavel KLENOVSKÝ, Český metrologický institut, Brno, Ing. Jiří KRŠEK, VUT, Brno, doc. RNDr. Vojtěch KŘESÁLEK, CSc., UTB, Zlín, Ing. Jan KŮR, Mesing, spol. s r.o., Brno, prof. RNDr. Bohumila LENCOVÁ, CSc., ÚPT AV ČR, v.v.i., Brno, prof. Ing. Martin LIBRA, CSc., ČZU, PRAHA, prof. RNDr. Miroslav LIŠKA, DrSc., VUT, Brno, RNDr. Zdeněk LOŠŤÁK, Meopta-optika, s.r.o., Přerov, prof. Ing. Petr LOUDA, CSc., TU, Liberec, RNDr. František MÁČA, CSc., FZÚ AV ČR, v.v.i., Praha, doc. RNDr. Miroslav MILER, DrSc., ÚFE AV ČR, v.v.i., Praha, prof. RNDr. Jan PEŘINA, DrSc., UP, Olomouc, prof. Ing. Jaromír PIŠTORA, CSc., VŠB - TU, Ostrava, prof. RNDr. Ing. Jaroslav POSPÍŠIL, DrSc., UP, Olomouc, RNDr. Dagmar SENDERÁKOVÁ, Ph.D., UK, Bratislava, RNDr. Petr SCHOVÁNEK, SLO UP a FZÚ AV ČR, Olomouc, prof. Ing. Karel STUDENOVSKÝ, DrSc., ČVUT, Praha, prof. RNDr. Anton ŠTRBA, CSc., UK, Bratislava

Gerd HÄUSLER, Lehrstuhl für Optik, Universität Erlangen - Nürnberg, Erlangen (Germany), Michael J. LALOR, Liverpool John Moores University, U. K.; Paul RAUSNITZ, TCI New York, U. S. A.; Rodney J. SOUKUP, University of Nebraska-Lincoln, U. S. A.; M. C. TEICH, Boston University, U. S. A.; Emil WOLF, University of Rochester, U. S. A.

JEMNÁ MECHANIKA A OPTIKA

Vydává Fyzikální ústav Akademie věd České republiky, v.v.i. za spoluúčasti The International Society for Optical Engineering (SPIE/CS) v Nakladatelství Fyzikálního ústavu Akademie věd České republiky, v.v.i.

Ředitel FZÚ AV ČR, v.v.i.: doc. Jan ŘÍDKÝ, CSc.

Odpoovědný zástupce vydavatele: prof. RNDr. Miroslav HRABOVSKÝ, DrSc.

Šéfredaktor: dipl. tech. Jaroslav NEVŘALA

Adresa redakce v Olomouci (předplatné, nakladatelské služby):

SLO UP a FZÚ AV ČR, Tř. 17. listopadu 50, 772 07 Olomouc,

tel.: 585 631 576, fax: 585 631 531, e-mail: eva.pelcova@upol.cz

Adresa redakce v Přerově (šéfredaktor): Kabelíkova 1, 750 02 Přerov,

tel.: 581 242 151, mobil: 776 011 925, fax: 581 242 222.

Otisk povolen se svolením redakce a se zachováním autorských práv. Nevyžádané materiály se nevrací. Za původnost a správnost příspěvků odpovídají autoři.

Vychází: 10x ročně (z toho 2 čísla jako dvojčísla)

Předplatné: Celoroční 420,- Kč/rok. Ceny jsou jednotné pro Československou republiku. Do všech ostatních zemí je časopis JMO distribuován za jednotnou cenu 10 EUR/ks. Pro členy SPIE/CS činí předplatné 120,- Kč/rok. Předplatné pro studenty Bc., Mgr., Ph.D. a studenty středních škol při osobním odběru činí 120 Kč/rok; v případě zaslání poštou 300,- Kč/rok.

Rozšiřuje vydavatel a Podniková prodejna Meopta-optika, s.r.o., Přerov, Kabelíkova 1, 750 02 Přerov.

V Slovenské republice je kontaktní místo: prof. RNDr. Anton Štrba, CSc., katedra experimentální fyziky FMFI UK, Mlynská dolina F2/148, SK - 842 48 Bratislava, tel.: 00421 2 65 426 706, e-mail: Strba@fmph.uniba.sk

V Slovenské republice rozšiřuje a objednávky přijímá:

prof. Ing. Ivo Čáp, CSc., Žilinská univerzita - FPV, Hurbanova 15,

SK - 010 26 Žilina, tel.: +421 415 136 350, e-mail: ivo.cap@fpv.utc.sk

Tiskne TYPOservis Holešov, Masarykova 650, 769 01 Holešov,

tel.: 573 398 746, e-mail: dtp@typoservis.cz

Inzerce: redakce, Kabelíkova 1, 750 02 Přerov,

tel.: 581 242 151, mobil: 776 011 925, fax: 581 242 222.

Odborné články jsou lektorovány.

© JEMNÁ MECHANIKA A OPTIKA 2009

JEMNÁ MECHANIKA A OPTIKA

VĚDECKO-TECHNICKÝ ČASOPIS
ROČNÍK 54

6/2009

OBSAH

Obor Nanotechnologie na Vysoké škole báňské – Technické univerzitě Ostrava

(J. Trojčková, J. Pištora, J. Seidlerová) 163

Měření koeficientu chromatické disperze metodou spektrální interferometrie

(D. Ciprian, P. Hlubina, M. Kadulová) 168

Vliv velikosti zrna měděných materiálů na texturu povrchu

(P. Hlaváček, J. Valíček, M. Greger, M. Kušnerová) 172

Měření disperze dvojlomu ve dvouvidovém mikrostrukturním optickém vlákne pomocí spektrální interferometrie v bílém světle

(M. Kadulová, P. Hlubina, D. Ciprian, G. Statkiewicz-Barabach, W. Urbanczyk) 176

Morfologie agregátů nanočástic křemíku připravených v desintegrátoru Water Jet Mill

(R. Dvorský, J. Luňáček, A. Slíva, K. Barabaszová, J. Seidlerová, D. Matýsek) 179

Nanočástice léčí rakovinu přímo v místě nádoru

(J. Kopecký) 184

Využití elipsometru Gaertner L119 k měření parametrů kapalin metodou SPR

(M. Lesňák, J. Trojčková, A. Talík) 185

Určení tloušťky tenké vrstvy z měření spektrální odrazivosti pomocí nové varianty obálkové metody

(M. Luňáčková, J. Luňáček, Z. Potůček, P. Hlubina) 188

Bližší informace o poslání časopisu, pokyny pro autory, obsah časopisu apod. je uveden na internetu:

<http://www.fzu.cz/struktura/casopisy/jemnam/jemname.php>

Informace o předplatném podá, objednávky přijímá, objednávky do zahraničí vyřizuje: SLO UP a FZÚ AV ČR, Tř. 17. listopadu 50, 772 07 Olomouc, tel.: 585 223 936, fax: 585 631 531.

Cena čísla 40 Kč včetně DPH

ADVISORY BOARD

Chairman: Miloslav VYCHODIL - Meopta-optika, s.r.o., Přerov (Czech Rep.)

Members: Ján BARTL - Inst. of Measurement Science Slovak Academy of Sciences, Bratislava (Slovak Rep.), Zdeněk BOUCHAL - Palacky Univ. (Czech Rep.), Igor BREZINA - Bratislava (Slovak Rep.), Pavol HORNÁK - Slovak Tech. Univ., Bratislava (Slovak Rep.), Miroslav HRABOVSKÝ - Joint Lab. of Optics of Palacky Univ. and Inst. of Physics of Czech Academy of Science, Olomouc (Czech Rep.), Vladimír CHLUP - Olomouc (Czech Rep.), Lubomír JASTRABÍK - Inst. of Physics of Czech Academy of Science, Praha (Czech Rep.), Pavel KLENOVSKÝ - Czech Metrology Inst., Brno (Czech Rep.), Jiří KRŠEK - Tech. Univ., Brno (Czech Rep.), Vojtěch KŘESÁLEK - Tomas Bata Univ. in Zlín (Czech Rep.), Jan KŮR, Mesing, spol. s r.o., Brno (Czech Rep.), Bohumila LENCOVÁ - Inst. of Scientific Instruments of Czech Academy of Science, Brno (Czech Rep.), Martin LIBRA - Czech Univ. of Agric. Praha (Czech Rep.), Miroslav LIŠKA - Tech. Univ., Brno (Czech Rep.), Zdeněk LOŠŤÁK - Meopta-optika, s.r.o., Přerov (Czech Rep.), Petr LOUDA - Tech. Univ., Liberec (Czech Rep.), František MÁČA, Inst. of Physics of Czech Academy of Science, Praha (Czech Rep.), Miroslav MILER - Inst. of Photonics and Electronics of Academy of Sciences, v.v.i., Praha (Czech Rep.) Jan PEŘINA - Palacky Univ., Olomouc (Czech Rep.), Jaromír PIŠTORA - Tech. Univ., Ostrava (Czech Rep.), Jaroslav POSPÍŠIL - Palacky Univ., Olomouc (Czech Rep.), Dagmar SENDERÁKOVÁ - Comenius Univ., Bratislava (Slovak Rep.), Petr SCHOVÁNEK - Joint Lab. of Optics of Palacky Univ. and Inst. of Physics of Czech Academy of Science, Olomouc (Czech Rep.), Karel STUĐENOVSKÝ - Czech Tech. Univ., Praha (Czech Rep.), Anton ŠTRBA - Comenius Univ., Bratislava (Slovak Rep.),

Gerd HÄUSLER, Lehrstuhl für Optik, Universität Erlangen - Nürnberg, Erlangen (Germany), Michael J. LALOR, Liverpool John Moores University, U. K.; Paul RAUSNITZ, TCI New York, U. S. A.; Rodney J. SOUKUP, University of Nebraska-Lincoln, U. S. A.; M. C. TEICH, Boston University, U. S. A.; Emil WOLF, University of Rochester, U. S. A.

FINE MECHANICS AND OPTICS

Published by Institute of Physics Academy of Sciences of the Czech Republic under participation of The International Society for Optical Engineering (SPIE/CS) in the Publishing House of the Institute of Physics of the Academy of Sciences of the Czech Republic.

Director of Institute of Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic: Jan ŘÍDKÝ

Editor: Miroslav HRABOVSKÝ

Managing Editor: Jaroslav NEVŘALA

Address of the Editor's office in Olomouc (subscription, publisher services): SLO UP a FZÚ AV ČR, Tř. 17. listopadu 50, 772 07 Olomouc, Czech Republic, phone: ++420 585 631 576, fax: ++420 585 631 531, e-mail: eva.pelclova@upol.cz

Address of the Editor's office in Přerov (Managing Editor): Kabelíkova 1, 750 02 Přerov, Czech Republic.

Reproduction only with permission of the Editor and under observing the copyright. Unasked manuscripts are not sent back. The authors are responsible for originality and correctness of their contributions.

Subscription fee: Annual fee is 420,- CZK. This price of subscription is the same for both Czech and Slovak Republics. Fine Mechanics and Optics journal is distributed into other countries for uniform price 10 EUR/Pcs. For members of SPIE/CS the annual subscription fee is 120,- CZK. For Bc., Mgr., Ph.D. and secondary school students the subscription fee is 120,- CZK per year, annual subscription including postage is 300,- CZK.

Distribution: by the Publisher, Company Sales shop of Meopta-optika, s.r.o., Přerov, Kabelíkova 1, 750 02 Přerov, Czech Republic.

Contact place for the Slovak Republic: Anton Štrba, Department of Experimental Physics, Faculty of Mathematics, Physics and Informatics, Comenius University, Mlynská dolina F2/148, SK - 842 15 Bratislava, phone: 00421 2 65 426 706, e-mail: strba@fmph.uniba.sk

Printing: TYPOServis Holešov, Masarykova 650, CZ-769 01 Holešov, phone: 573 398 746 (from abroad: ++420 573 398 746). e-mail: dtp@typoservis.cz

Advertising: editor's office, Kabelíkova 1, CZ-750 02 Přerov, fax: 581 242 222.

Papers are reviewed.

© FINE MECHANICS AND OPTICS 2009

FINE MECHANICS AND OPTICS

SCIENTIFIC-TECHNICAL JOURNAL
VOLUME 54 6/2009

CONTENTS

- Study Programmes in Nanotechnology at VŠB-Technical University of Ostrava**
(J. Trojková, J. Pištora, J. Seidlerová) 163
- Measurement of chromatic dispersion coefficient by a spectral interferometric method**
(D. Ciprian, P. Hlubina, M. Kadulová) 168
- Influence of Cooper Materials Grain Size to the Surface Texture** (P. Hlaváček, J. Valíček, M. Greger, M. Kušnerová) ... 172
- Dispersion measurement of a two-mode birefringent microstructured fibre using white-light spectral interferometry** (M. Kadulová, P. Hlubina, D. Ciprian, G. Statkiewicz-Barabach, W. Urbanczyk) 176
- Aggregates Morphology of Silicon Nanoparticles Prepared in Water Jet Mill Disintegrator**
(R. Dvorský, J. Luňáček, A. Slíva, K. Barabaszová, J. Seidlerová, D. Matýsek) 179
- Nanoparticles treat cancer just inside the tumor**
(J. Kopecký) 184
- Application of ellipsometer Gaertner L119 to specify the optical parameters of liquids by SPR method**
(M. Lesňák, J. Trojková, A. Talík) 185
- Thin-film thickness determination from a spectral reflectance measurement by using an alternative envelope method** (M. Luňáčková, J. Luňáček, Z. Potůček, P. Hlubina) 188

For further information about the journal intention, instructions for authors, contents etc. please refer to <http://www.fzu.cz/struktura/casopisy/jemname.php>.

Information on subscription rate and on ordering gives the SLO UP a FZÚ AV ČR, Tř. 17. listopadu 50, 772 07 Olomouc, tel.: 585 223 936, fax: 585 631 531.

Price for single copy: 40 Kč incl. VAT

Obor Nanotechnologie na Vysoké škole báňské – Technické univerzitě Ostrava

Příspěvek představuje vysoce perspektivní bakalářský a navazující magisterský univerzitní studijní program a obor Nanotechnologie, realizovaný na VŠB-TU Ostrava.

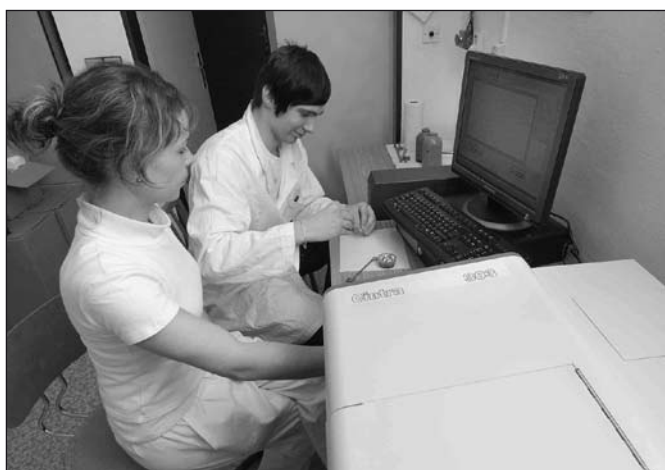
ÚVODEM

Představení nanotechnologií

Nanotechnologie v širším slova smyslu zahrnují jednak nanovědu – studium struktur velikosti (alespoň v jednom směru) řádu desetin až stovek nanometrů, tedy rozměrů srovnatelných s velikostí jednotlivých atomů a molekul, jednak vlastní nanotechnologie – cílené vytváření a manipulaci s takovými strukturami. Přitom nejde o pouhou miniaturizaci, ale i o kvalitativně nové vlastnosti, jichž lze u materiálů vytvořených pomocí nanotechnologií dosáhnout.

Když na konci roku 1959 přednesl R. Feynman svou vizionářskou přednášku „Tam dole je spousta místa“ [1], kde předvídal obrovský potenciál cílené manipulace s jednotlivými atomy, společnost ještě nebyla na takové úrovni, aby mohla podobné technologie realizovat. Nebýt jejím autorem slavný fyzik, mohla být vnímána téměř jako příspěvek z kategorie sci-fi. Uplynulo pouhých padesát let a nanomateriály se staly běžnou součástí našeho života.

Nanotechnologie se staly technicky zcela reálnou možností zhruba od osmdesátých let minulého století, zejména díky vývoji tunelové mikroskopie a mikroskopie atomárních sil, od let devadesátých se na tuto oblast zaměřily i komerční firmy. V současnosti můžeme hovořit o nanotechnologickém boomeru jak v oblasti vědy a výzkumu, tak v oblasti aplikací. Nanotechnologie představují významný potenciál pro posílení kvality života a pro udržení průmyslové konkurenceschopnosti a staly se tak už i politickým tématem, zmiňme zde například dokument Nanověda a nanotechnologie: Akční plán pro Evropu 2005–2009 [2]. Do výzkumu v této oblasti se investují nemalé prostředky. Jen v loňském roce bylo v ČR investováno do programových projektů výzkumu nanotechnologií více než 793 mil. Kč [3].



Obr. 1 Studenti se v praktických cvičeních už od bakalářského stupně studia seznamují s pokročilou experimentální technikou. Na obrázku měření energie zakázaného pásu práškových polovodičů pomocí spektrofotometru Cintra.



Obr. 2 Nově zrekonstruovaná laboratoř pro praktická cvičení z chemie na Centru nanotechnologií.

Nanotechnologie a nanověda mají interdisciplinární charakter, sdružují klasické vědecké obory jako fyzika, kvantová mechanika, chemie, biochemie, elektronika a další. Není snadné získat dobré základy současně v několika těchto oborech a navíc i nezbytnou představu o souvislostech mezi nimi. Přitom lze očekávat, že společenská poptávka po odbornících tohoto typu bude narůstat. Je proto pozitivní, že zájemci o specializované vysokoškolské vzdělávání v oblasti nanotechnologií mohou nalézt studijní obory s odpovídajícím zaměřením už i v ČR. Specializovaný studijní program Nanotechnologie se stejnojmenným oborem byl jako první v ČR akreditován na VŠB-TU Ostrava. Od akademického roku 2009/10 se otevírá tento studijní program s oborem Nanomateriály i na Technické univerzitě v Liberci a na VUT v Brně je možno v rámci programu Fyzikální inženýrství studovat obor Fyzikální inženýrství a nanotechnologie.

Program Nanotechnologie na VŠB-TU Ostrava

V roce 2006 se VŠB-TU Ostrava stala první vysokou školou v České republice, kde byl akreditován bakalářský studijní program a obor Nanotechnologie. Současně byl akreditován stejnojmenný navazující magisterský obor se dvěma profilujícími orientacemi: fyzikální a chemickou. Oba programy, jak bakalářský, tak i navazující magisterský, jsou akreditovány pro prezenční formu studia v českém a anglickém jazyce.

Program Nanotechnologie má výrazně mezioborový charakter, proto není zařazen pod žádnou ze stávajících fakult a byl připraven jako celouniverzitní. Na jeho přípravě a realizaci se podílí řada pracovišť. Jsou to především Oddělení fyziky nanostruktur Institutu fyziky Hornicko-geologické fakulty a Centrum nanotechnologií. Tato pracoviště garantují většinu předmětů a také zaštiťují již

zmíněnou fyzikální a chemickou orientaci magisterského studia. Další předměty zajišťují celoškolská pracoviště a katedry Fakulty elektrotechniky a informatiky, Fakulty metalurgie a materiálového inženýrství a Fakulty strojní. Na výuce v magisterském stupni se podílí i Ústav fyzikálního inženýrství Fakulty strojního inženýrství Vysokého učení technického v Brně.

Nanotechnologie, vzhledem k vyšší náročnosti na studijní schopnosti a ohotu k systematické práci, nejsou oborem určeným pro masové studium. Díky tomu lze také uplatňovat individuální přístup ke studentům, zejména během řešení bakalářských a diplomových prací. Jejich témata vycházejí z vědecko-výzkumných a odborných aktivit na garantujících pracovištích a počítá se zde s aktivním zapojením studentů v oblasti tuzemských i mezinárodních projektů, jejich spoluprací s průmyslovými podniky a vysíláním studentů na stáže na kooperující zahraniční vysoké školy a výzkumná pracoviště. Studenti tak mají již před dokončením svého studia vybudovány kontakty s perspektivními zaměstnavateli.



Obr. 3 Vakuová odparka umožňuje proměřit tlakovou závislost teploty varu a provádět přípravu sloučenin vyžadující destilaci za sníženého tlaku. Tyto úlohy jsou součástí bakalářského kurzu chemie.

BAKALÁŘSKÝ STUDIJNÍ PROGRAM

Profil absolventa a jeho uplatnění

Absolvent bakalářského studijního oboru Nanotechnologie bude mít fyzikální, chemické a technické vědomosti, které může uplatnit v materiálovém výzkumu v průmyslové praxi i na výzkumných pracovištích, zaměřených na moderní technologie. Ovládá metody zkoumání struktury a vlastností nanomateriálů a získá přehled o způsobu jejich přípravy. Umí využívat výpočetní techniku k řízení experimentů a ke zpracování výsledků měření.

Absolventi bakalářského studijního oboru Nanotechnologie budou připraveni pro týmovou práci v laboratořích s techniky, odbornými fyziky a chemiky v průmyslu, vědeckém výzkumu a technologických odděleních firem a společností se vztahem k moderním technologiím, především nanotechnologiím, a to v široké škále odvětví od farmacie přes chemické a fyzikální inženýrství až po elektrotechnický a automobilový průmysl. Toto studium je také ideálním základem pro pokračování v navazujícím magisterském studiu oboru Nanotechnologie.

Charakteristika studia

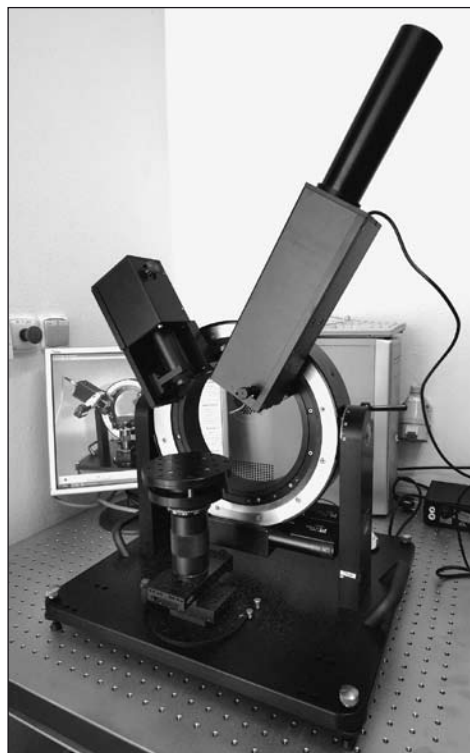
Bakalářský studijní program je tříletý. Vychází z rozšířeného přírodovědného základu a vedle několikaseměstrálních kurzů matematiky, fyziky a chemie obsahuje i základy informatiky a technických předmětů – elektroniky, automatizace a nauky o materiálech, včetně jejich praktického využití. Integrální charakter studijního oboru se projevuje především ve třetím ročníku předměty, které ukazují propojení moderní fyziky a chemie v oblasti mikrosvěta, pro nanotechnologie zásadní.



Obr. 4 Studentky 1. ročníku oboru Nanotechnologie při Laboratorním cvičení z fyzikální chemie.

Samozřejmou součástí studijního programu jsou předměty orientované na nanomateriály a nanotechnologie. Tyto předměty jsou zařazeny v každém ročníku studia. Jejich cílem je poskytnout studentům informaci o vývoji oboru, podat základní přehled různých typů nanomateriálů, jejich vlastností a využití v praxi. Pozornost je věnována různým metodám přípravy nanostruktur, experimentálním metodám jejich studia a charakterizaci jejich užitečných vlastností.

Studijní program usiluje nejen o vybudování pevného teoretického základu, ale i o získání praktických dovedností. Proto jsou do výuky v dostatečném rozsahu zařazena i laboratorní cvičení z obecné fyziky, chemie, informatiky a experimentálních metod studia struktury a vlastností nanomateriálů. Kromě specializovaných učebních pomůcek se zde studenti naučí pracovat i s moderní technikou, se kterou se pravděpodobně později znovu setkají ve své praxi. V průběhu studia budou studenti seznámeni také se systémem managementu jakosti podle normy ISO 9001, aplikovaným na práci v akreditovaných laboratořích.



Obr. 5 Experimentální sestava pro SPR měření, využívaná v magisterském stupni studia studenty fyzikální orientace.

Součástí programu je v šestém semestru dvoudenní odborná exkurze po podnikách regionu, kde mohou absolventi najít uplatnění (ON-Semiconductor v Rožnově p. R, Meopta v Přerově, Visteon-Autopal v Novém Jičíně atd.).

Přijímací řízení

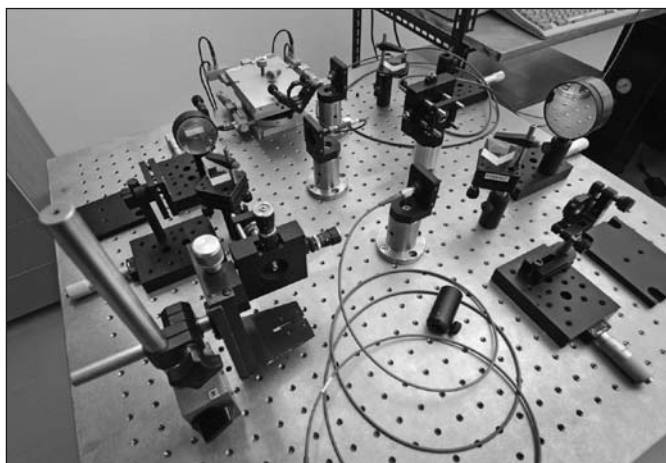
Při přijímacím řízení se hodnotí výsledek písemné přijímací zkoušky z matematiky (na úrovni střední školy) a přihlíží se ke studijním výsledkům uchazeče na střední škole (studijní průměr u profilových předmětů - matematiky, fyziky a chemie za celou dobu studia). Písemná zkouška může být na základě rozhodnutí rektora prominuta těm uchazečům, kteří mají maturitu z matematiky hodnocenou známkou 1 nebo 2. U zahraničních studentů se ověřuje také schopnost uchazeče studovat ve vyučovacím jazyce studijního programu (český nebo anglický).

Přihlášky se podávají vždy na jaře (obvykle do konce dubna). Pokud není celá kapacita oboru obsazena již po vyhodnocení prvního kola přijímacího řízení, mívají uchazeči možnost přihlásit se do druhého kola, konaného v době hlavních prázdnin (aktuální informace viz stránky www.vsb.cz).

NAVAZUJÍCÍ MAGISTERSKÝ STUDIJNÍ PROGRAM

Profil absolventa a jeho uplatnění

Absolvent magisterského studia oboru Nanotechnologie bude ovládat pokročilé moderní teoretické a experimentální metody a nástroje v materiálovém výzkumu v současné technické praxi



Obr. 6 Sestava Michelsonova interferometru pro spektrální interferometrii v bílém světle z Laboratoře vláknové optiky a interferometrie.



Obr. 7 V laboratorních cvičeních v rámci bakalářského stupně se studenti věnují také studiu vlastností jaderného záření.



Obr. 8 Měření na hranolovém spektrometru ve druhém ročníku bakalářského studia.

se zvláštním zřetelem jejich uplatnění v nanotechnologiích. Bude chápat vzájemné souvislosti přírodovědných a technických disciplín. Osvojí si metody počítačového modelování a jeho využití ve vývoji nových materiálů s požadovanými vlastnostmi. Kromě těchto obecných dovedností bude mít podle zvoleného zaměření speciální znalosti v oblasti optických a magnetických vlastností nanostruktur, nebo v oblasti uhlíkatých nanomateriálů a nanomateriálů založených na modifikovaných vrstevnatých silikátech.

Systematickou aktivní účastí na řešení a prezentaci praktických problémů získá absolvent v průběhu studia schopnost systémového a koncepčního myšlení a bude schopen vytvářet nové postupy a metody v příslušných technologických a diagnostických aplikacích.

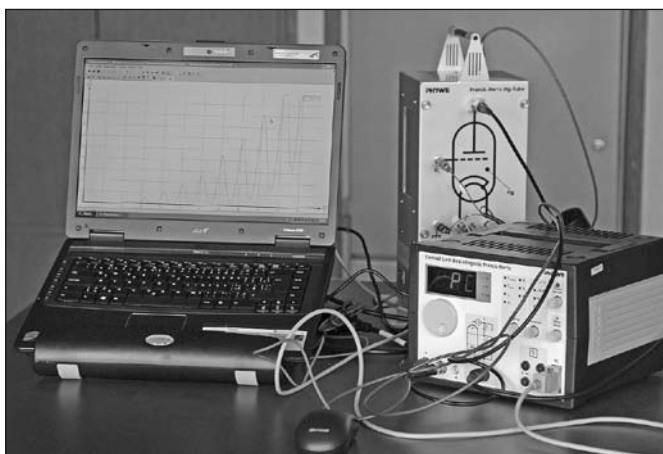
Absolventi magisterského oboru Nanotechnologie naleznou uplatnění jako vědečtí pracovníci ve výzkumných ústavech a průmyslových podnicích nebo jako kvalifikovaní odborníci technologických oddělení firem a společností se vztahem k moderním technologiím, především nanotechnologiím. Konkrétně se může jednat např. o vývoj nových léčivých forem ve farmaceutickém průmyslu, nových materiálů a senzorů v automobilovém průmyslu, speciálních materiálů v chemickém a fyzikálním inženýrství nebo zavádění moderních postupů v optice, elektronice a informačních technologiích. Předpokládá se také, že část absolventů oboru bude pokračovat v doktorských studiích a doplňovat řady akademických pracovníků.

Charakteristika studia

Navazující magisterský program je dvouletý. Studium je určeno absolventům bakalářského programu Nanotechnologie a absolventům bakalářských studijních oborů se zaměřením na aplikovanou fyziku, aplikovanou chemii, moderních materiály a technologie.

Studijní program obsahuje pokročilé metody studia struktury a vlastností nanomateriálů, teoretické i experimentální. Teoretické předměty zahrnují studium elektronové struktury, optických a magnetických vlastností látek a zabývají se vztahem vlastností nanomateriálů k jejich funkcčnosti. Součástí studijního programu je i molekulární modelování a počítačový design nanomateriálů. Studijní program obsahuje dále pokročilé experimentální metody studia struktury a vlastností nanomateriálů (AFM, STEM SEM, mikroskopie, spektroskopické metody atd.) s dostatečným podílem laboratorních prací.

Již v průběhu prvního roku studia si student volí jednu ze dvou orientací - fyzikální nebo chemickou. Obě orientace mají rozsáhlý společný základ teoretických i experimentálních předmětů. Fyzikální orientace je dále zaměřena na aplikace nanomateriálů a nanotechnologií v oblastech optoelektroniky, fotoniky, integrované optiky, magnetického záznamu, spintroniky a senzorů. Chemická orientace je zaměřena na nanomateriály a nanokompozity založené na vrstevnatých silikátech a uhlíkatých materiálech a jejich aplikace, jako jsou sorbenty, katalyzátory, fotokatalyzátory, konstrukční nanokompozitní materiály, nové léčivé formy atp.



Obr. 9 Klasické experimenty z atomové fyziky jsou součástí Laboratorního cvičení z Fyziky III. Na obrázku Franckův-Hertzův experiment se rtuť.

Kromě toho si v prvním ročníku studia všichni studenti volí jeden předmět z nabídky speciálních matematických předmětů a v prvním i ve druhém ročníku předměty se zaměřením na speciální technologie přípravy nebo aplikace nanomateriálů.

Výuka pokročilých technologií přípravy nanostruktur je zajištěna ve spolupráci s Ústavem fyzikálního inženýrství Fakulty strojínského inženýrství Vysokého učení technického v Brně, kde studenti také absolvují příslušné praktikum.

Většina diplomových prací obou orientací oboru bude v současné době pokrývat především okruhy problémů řešených v rámci sedmiletého výzkumného záměru MSM 6198910016 „Synthese, struktura a vlastnosti nanomateriálů na bázi interkalovaných fylosilikátů a nanostrukturovaných feromagnetik“, který je realizován v letech 2005-2011 na garantujících pracovištích. Další témata vyvstanou z potřeb spolupracujících firem.

Přijímací řízení

O přijetí ke studiu se mohou ucházet absolventi vysokoškolského studia bakalářského stupně, technického nebo přírodovědného směru, se zaměřením na aplikovanou fyziku, aplikovanou chemii, moderní materiály a technologie z vysokých škol jak z ČR, tak i ze zahraničí. Podmínkou je absolvování přijímací zkoušky. Uchazeč musí prokázat odborné znalosti z fyziky a chemie na úrovni základního bakalářského kurzu vysoké školy přírodovědného nebo technického směru formou písemné přijímací zkoušky.

V přijímacím řízení se přihlíží k výsledku této zkoušky a ke studijním výsledkům z profilových předmětů (fyzika a chemie) při bakalářském studiu. Písemnou přijímací zkoušku pro navazující magisterské studium je také možné prominout v případě, že uchazeč má předměty bakalářských základních kurzů fyziky a chemie (absolvované v dostatečném rozsahu) hodnoceny známkou 1. O prominutí písemné přijímací zkoušky rozhoduje rektor VŠB – TU Ostrava. U zahraničních studentů se ověřuje také schopnost uchazeče studovat ve vyučovacím jazyce studijního programu (český nebo anglický).

Absolventi bakalářského studijního oboru Nanotechnologie budou do navazujícího magisterského studia přijati bez přijímací zkoušky. Přihlášky se podávají za stejných podmínek jako u bakalářského stupně studia.

ODBORNÉ A MATERIÁLNÍ ZÁZEMÍ OBORU

Laboratoře pro praktickou výuku a výzkum

Praktická výuka studentů bakalářského stupně studia probíhá z převážné části ve specializovaných studentských laboratořích. Tyto laboratoře byly v posledních letech celkově renovovány a díky podpoře z projektů školy a MŠMT, jako např. FRVŠ, vybaveny moderní pokročilou technikou, takže studenti si většinu témat probí-

raných v teoretických předmětech budou moci procvičit i prakticky. Při přípravě bakalářských a diplomových prací a v navazujícím magisterském studiu se pak studenti zapojí i do práce ve výzkumných laboratořích Institutu fyziky a Centra nanotechnologií. Velká část z nich je umístěna v novém Centru pokročilých inovačních technologií (CPIT), dostavěném v roce 2008.

Oddělení fyziky nanostruktur Institutu fyziky realizuje výzkum a přípravu studentů magisterského a doktorského studia v laboratořích optické diagnostiky, vláknové optiky a interferometrie, magnetometrie, magnetooptiky, optické spektroskopie, spektroskopické elipsometrie a elipsometrické skaterometrie, pěstování krystalů a přípravy nanočástic a studia materiálů metodou SPR. Výuka studentů bakalářského studia probíhá ve specializovaných studentských laboratořích, včetně studentské laboratoře optiky, atomové a jaderné fyziky. Také Centrum nanotechnologií disponuje nově zrekonstruovanou a vybavenou laboratoří pro praktickou výuku studentů a odbornými laboratořemi, sloužícími pro výuku studentů vyšších ročníků a výzkum - laboratoře mikroskopie atomárních sil, elektronové mikroskopie, rentgenové difrakce, rentgenové spektrální analýzy, atomové absorpční spektrometrie, atomové emisní spektrometrie, molekulové absorpční spektrometrie, organické analýzy a laboratoř nanometří. V rámci CPIT se dále buduje laboratoř organických syntéz nanomateriálů a laboratoř bionanotechnologií.

Mezinárodní a tuzemská spolupráce

Studenti a absolventi mohou těžit z aktivní spolupráce našich akademických pracovišť s dalšími českými i zahraničními institucemi, kde mohou absolvovat stáže, připravovat své bakalářské a magisterské diplomové práce a v neposlední řadě pak nalézt uplatnění po absolvování oboru. Za všechny uvedme alespoň několik z nich, včetně oblastí, na nichž se zde společně podílíme. V rámci České republiky nejintenzivněji spolupracujeme s následujícími pracovišti.

Univerzita Karlova - spektroskopie s vysokým rozlišením, optické vlastnosti nanomateriálů na bázi modifikovaných vrstevnatých silikátů.

Univerzita Tomáše Bati - nanokompozity polymer-silikát.

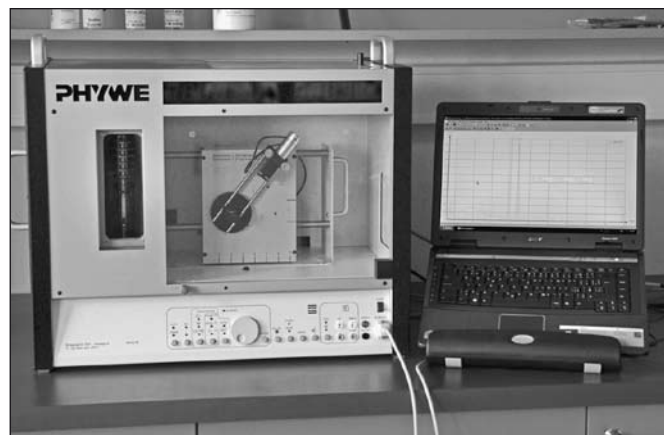
Ústav systémové biologie a ekologie Akademie věd České republiky - technologie přípravy nanostruktur za použití mikroorganismy.

Univerzita Pardubice - anorganické struktury interkalované organickými molekulami využitelné jako katalyzátory a fotofunkční jednotky.

Škoda-Auto - vývoj a testování kompozitů pro brzdové systémy.

OKD - měření emisí.

Siemens, - analýzy povrchů keramických, polovodiivých i kovových materiálů pro elektro-součásti automobilů.



Obr. 10 V Laboratorním cvičení z Fyziky III se studenti seznámí mimo jiné s principem vzniku, vlastnostmi a využitím rentgenového záření na této laboratorní sestavě.

ZENTIVA - vývoj nových lékových forem na bázi komplexů s cykloextriny.

TIMPLANT s.r.o. - aplikace nanomateriálů pro dentální implantáty.

Fyzikální ústav MFF UK - teoretické a experimentální studium Kerrovy rotace magneticky uspořádaných struktur, realizace společných publikací, příprava společných vědeckých projektů.

ÚJP Praha, a. s. - vývoj metodik, technologií a zařízení pro hodnocení stavu a rozsahu poškození teplosměnných ploch trubkových systémů kotlů, přehříváků a výměníků tepla.

TÚV Ostrava – spolupráce a zajišťování školení zaměstnanců v oblasti magnetické defektoskopie.

Mezi zahraniční instituce, s nimiž máme nejsilnější vědecko-výzkumné vazby, patří následující.

Beijing University of Chemical Technology, Čína - spolupráce zaměřena na tematiku frikčních kompozitů jejich vývoj a testování frikčních parametrů.



Obr. 11 Fotografie z prvního Dne nanotechnologií, pořádaného na VŠB-TU Ostrava v roce 2006.

Leibniz Institute for Solid State and Materials Research Dresden, Německo - spolupráce v oblasti charakterizace a přípravy nanočástic a nanovláken. Tyto částice jsou dále použity v keramických kompozitech a testovány na mechanické a fyzikální parametry.

TU-Bergakademie Freiberg, Německo - výzkum se zaměřuje na charakterizaci struktur nanomateriálů s využitím technik transmisní elektronové mikroskopie.

WMI, Bavarian Academy of Sciences and Humanities Garching, Německo - spolupráce je zaměřena na přípravu a charakterizaci hybridních organo-inorganických nanostruktur připravených interkalací pro širokou škálu využití.

Southern Illinois University Carbondale, USA - spolupráce ve výzkumu a vývoji frikčních kompozitů.

Technische Universität München, Německo – spolupráce na studiu nanomateriálů na bázi modifikovaných vrstevnatých silikátů.

Fukuoka Institute of Technology, Fukuoka, Japonsko – kooperace s týmem Dr. K. Watanabeho, který pracuje na počítačovém modelování interakce elektromagnetického pole s komplikovanými periodickými strukturami. Společný výzkum a z něj plynoucí publikace jsou zaměřeny na modelování reflexních jevů u hlubokých mřížek.

Dalhousie University, Halifax, Kanada – spolupráce s oddělením prof. M. Cady, se zaměřením na modelování vlnovodných efektů v planárních a periodických strukturách. Spolupráce probíhá od roku 1996 – společné semináře, lekce pro pregraduální a postgraduální studenty, spolupráce při organizaci symposia ISMOT 2003, společná publikační činnost.

Bialystok University, Polsko – společně s týmem prof. A. Maziewského řešíme v rámci projektu TOK M. Curie Host Fellowship, podprojekt NANOMAGLAB, otázky nanomagnetismu. Spolupráce od roku 2004.

ZÁVĚREM

V bakalářském a navazujícím magisterském studijním programu a stejnojmenném oboru Nanotechnologie se na VŠB-TU Ostrava vzdělávají studenti již druhým rokem. Věříme, že pevně zakotví v nabídce naší univerzity a úsilí i prostředky vynaložené garantujícími pracovišti na přípravu tohoto studijního programu se zúročí získáním aktivních, přemýšlivých a tvůrčích studentů a produkcí absolventů, kteří se dobře uplatní v akademické sféře i v průmyslu.

Literatura

- [1] Feynman, R.: There's Plenty of Room at the Bottom, <http://www.zyvex.com/nanotech/feynman.html>
- [2] Nanověda a nanotechnologie: Akční plán pro Evropu 2005–2009, COM (2004) 338
- [3] Prnka, T., J. Shrbená, J., Šperlink, K.: Analýza finanční podpory výzkumu nanotechnologií v roce 2008, <http://nanotech-nologie.cz/view.php?cislocianku=2008120002>

Mgr. Jana Trojková, Ph. D., Oddělení fyziky nanostruktur, Institut fyziky, VŠB-TU Ostrava, 17. listopadu 15, 708 33 Ostrava Poruba, jana.trojкова@vsb.cz

Prof. Ing. Jaromír Pištora, CSc., vedoucí Oddělení fyziky nanostruktur a garant studijního programu Nanotechnologie, Institut fyziky, VŠB-TU Ostrava, 17. listopadu 15, 708 33 Ostrava Poruba, jaromir.pistora@vsb.cz

Doc. Ing. Jana Seidlerová, CSc., Centrum nanotechnologií, VŠB-TU Ostrava, 17. listopadu 15, 708 33 Ostrava Poruba, jana.seidlerova@vsb.cz

Autor fotografií: Josef Polák, Zpracování a výroba audiovizuálních produktů, VŠB-TU Ostrava, 17. listopadu 15, 708 33 Ostrava Poruba, josef.polak@vsb.cz

Měření koeficientu chromatické disperze metodou spektrální interferometrie

Práce se zabývá stanovením spektrálního průběhu koeficientu chromatické disperze mikrostrukturního optického vlákna metodou spektrální interferometrie. Nejprve je změřena spektrální závislost diferenciálního skupinového indexu lomu a následně je z této závislosti určen průběh chromatické disperze. Derivace diferenciálního skupinového indexu lomu je vypočtena explicitně pomocí aproximační funkce. V práci je diskutována vhodnost použití aproximace pomocí polynomu a Laurentovy funkce. Metoda je ověřena porovnáním výsledného spektrálního průběhu disperzního koeficientu se závislostí vypočtenou ze Sellmeierovy relace za podmínek, kdy se světlo šíří vnějším pláštěm vlnovodu. Poté jsou určeny spektrální průběhy chromatické disperze polarizačních vidů šířících se mikrostrukturním vláknem.

Klíčová slova: spektrální interferometrie, Machův-Zehnderův interferometr, chromatická disperze, skupinový index lomu, mikrostrukturní optické vlákno

1. ÚVOD

Přenosová kapacita optických vláknových vlnovodů je omezena několika různými faktory, které vedou ke změně tvaru pulsu během šíření vlnovodem. Příčinou tohoto chování je jev zvaný chromatická disperze, která se projeví vždy, kdy podélná konstanta šíření β je nelineární funkcí kruhové frekvence ω (popř. vlnové délky λ).

Pokud je šířící se signál reprezentován jako soubor vln o různých frekvencích (vlnové klubko), každá z těchto vln se vlnovodem může šířit různou rychlostí, což nakonec vede ke zkreslení přenášeného signálu. Příčiny tohoto jevu jsou tyto: jednak rychlost šíření optických vln závisí na materiálových parametrech prostředí a ty mohou obecně záviset na vlnové délce, a kromě toho konstanty šíření závisí na geometrii samotného vlnovodu. První jev se nazývá materiálovou disperzí a projevuje se i při šíření neohraničeným prostředím. Druhý jev, který souvisí s vlnovodem samotným, se nazývá vlnodovou disperzí. Chromatická disperze pak zahrnuje vliv obou jevů.

Disperzní chování je popsáno spektrální závislostí skupinového indexu lomu $N(\lambda)$ a spektrální závislostí koeficientu chromatické disperze $D(\lambda)$. Kromě chromatické disperze se uplatňuje ještě disperze polarizační a u mnohovidových vláken též disperze mezividová. Optické vlnovody se navrhují tak, aby v požadované oblasti přenosových vlnových délek byla disperze minimální. Experimentální určování disperzních parametrů proto patří k důležitým úlohám metrologie optických vláken.

Při určování chromatické disperze hraje roli znalost spektrální závislosti skupinového indexu lomu, popřípadě diferenciálního skupinového indexu lomu. Jestliže je tato závislost známa, chromatickou disperzi určíme pomocí její derivace.

Volba vhodné měřicí metody závisí na délce měřeného optického vlákna. Měření disperze dlouhých úseků optických vláken je většinou prováděno dvěma metodami [1]. Buď se měří metodou „doby průletu“, což znamená že se měří časové zpoždění mezi světelnými pulzy generovanými na různých vlnových délkách, nebo se používá modulační metoda, kdy se měří fázové zpoždění modulovaného signálu v závislosti na vlnové délce.

V případě krátkých vzorků je výhodnější použít metod interferometrie v bílém světle. Těmito metodami se budeme zabývat v následujícím textu.

2. INTERFEROMETRIE V BÍLÉM SVĚTLE

Při tomto metodě měření se využívá buď Michelsonova, nebo Machova-Zehnderova interferometru [2] v kombinaci se zdrojem, který poskytuje světlo v širokém spektrálním oboru. Používají se jak interferometry sestavené z běžných optických komponent, tak vláknové interferometry. Z teoretického pohledu se jedná o interferenci dvou svazků se započtením vlivu disperze komponent interferometru a vzorku studovaného vlákna. Interferometrická měření je možno provádět buď v časové oblasti, nebo ve spektrální oblasti. Cílem je získat spektrální závislost skupinového indexu lomu.

Měření v časové oblasti je založeno na určení skupinového zpoždění, které je vyvoláno vložení vzorku studovaného optického vlákna do jednoho z ramen interferometru. Po záznamu interferogramu se hledá maximum. Pokud určíme vlnovou délku odpovídající tomuto maximu, můžeme určit hodnotu skupinového zpoždění, které odpovídá této vlnové délce. Změna její polohy je zajištěna pohybem zrcadla v druhém (referenčním) rameni interferometru. Ze skupinového zpoždění se pak určí skupinový index lomu. Při tomto způsobu měření je tedy třeba zaznamenat sérii interferogramů. Vyhodnocení je také možno provést tak, že se zaznamená pouze jeden interferogram, ze kterého se pak určí spektrální závislost fáze, což je možno provést např. pomocí Fourierovy transformace nebo pomocí spojité waveletové transformace.

Měření ve spektrální oblasti je založeno na záznamu spektrálního interferogramu, který je reprezentován spektrálními interferenčními proužky, jejichž perioda závisí na rozdílu optických drah, nebo na skupinovém rozdílu optických drah mezi svazky v obou ramenech interferometru.

Bylo ukázáno, že perioda těchto proužků roste s klesající hodnotou skupinového rozdílu optických drah. Pro jistou hodnotu vlnové délky, kdy skupinový rozdíl optických drah klesne na nulu, bude perioda spektrálních interferenčních proužků nekonečná. Tato vlnová délka se nazývá vyrovnávací vlnová délka. V literatuře je tato hodnota někdy označována jako bod stacionární fáze [3]. Obecně je možno při stanovení skupinového zpoždění využít spektrálních interferenčních proužků jak v úzkém, tak v širokém okolí vyrovnávací vlnové délky.

Důležitou roli při volbě strategie měření hraje použitá detekční soustava, protože ta může modifikovat rozložení zaznamenávaného spektrálního interferogramu. V našem případě je soustava

složena z detekčního optického vlákna, jehož čelo je umístěno do výstupního pole interferometru, a ze spektrometru s nízkým rozlišením. Informace o spektrálním rozložení intenzity je ovlivněna jak vlastnostmi detekčního optického vlákna, tak vlastnostmi použitého spektrometru.

Výsledkem tohoto procesu je omezení kontrastu spektrálních interferenčních proužků, které pak mohou být spolehlivě rozlišeny pouze v určitém okolí vyrovnávací vlnové délky. Pokud tedy chceme určit spektrální závislost skupinového zpoždění v celém rozsahu použitého zdroje světla, musíme zajistit možnost posuvu hodnoty vyrovnávací vlnové délky v celém rozsahu spektra použitého zdroje světla [4]. Toto je možno zajistit zařazením vhodné zpožďovací linky do referenčního ramene interferometru.

3. DISPERZNÍ PARAMETRY

Disperzí se označuje jev, kdy je závislost podélné konstanty šíření β nebo velikosti vlnového vektoru k na úhlové frekvenci popsána obecnou nelineární funkcí [5]. Pokud se omezíme na kvazimonochromatické záření a budeme uvažovat okolí určité úhlové frekvence ω_0 , můžeme obecnou závislost $\beta(\omega)$ aproximovat rozvojem do Taylorovy řady:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \left[\frac{d\beta}{d\omega} \right]_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left[\frac{d^2\beta}{d\omega^2} \right]_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (1)$$

Většinou stačí vzít v úvahu členy až do třetího řádu, my se omezíme na aproximace do druhého řádu. První člen je konstanta šíření $\beta_0 = \omega(\beta_0)$. Další člen, obsahující první derivaci, souvisí se skupinovým zpožděním τ_g :

$$\tau_g = z \frac{d\beta}{d\omega} = \frac{z}{c} \left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right), \quad (2)$$

kde c je rychlost světla ve vakuu a z je vzdálenost ve směru šíření vlnění – například délka měřeného optického vlákna. Výsledek je vhodné vyjádřit v závislosti na vlnové délce než na úhlové frekvenci. Pomocí skupinového zpoždění je možno určit skupinovou rychlost $v_g = c/N$, kde veličina:

$$N = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \quad (3)$$

je skupinový index lomu. Jestliže se jedná o volné šíření neohraničenou oblastí, je n index lomu pro daný materiál. Pokud uvažujeme šíření vlnovodem, je třeba dosadit efektivní index lomu n_{eff} pro daný mód.

Změna tvaru optického pulsu během šíření je dána parametrem D , který souvisí s koeficientem druhého řádu v rozvoji (1) takto:

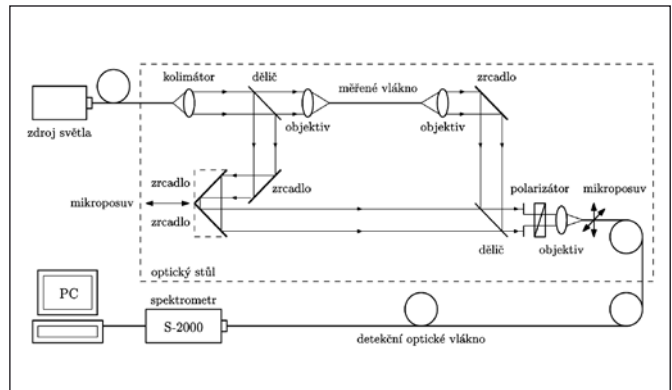
$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \left(\frac{d^2\beta}{d\omega^2} \right) = \frac{1}{c} \frac{dN}{d\lambda} = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2n}{d\lambda^2}. \quad (4)$$

Tento parametr popisuje časové rozšíření pulsu. V oblasti normální disperze, kde $D < 0$, se spektrální komponenty pulsu na kratších vlnových délkách šíří pomaleji než komponenty s větší vlnovou délkou. V oblasti $D > 0$, je tomu naopak. Tato oblast se pak nazývá oblastí anomální disperze. Koeficient D je obvykle vyjádřen v závislosti na vlnové délce λ a udává se v pikosekundách na nanometr na kilometr ($\text{ps nm}^{-1} \text{ km}^{-1}$).

4. METODA MĚŘENÍ

Cílem měření je získat informaci o spektrální závislosti skupinového indexu lomu vzorku optického vlákna. Z ní je pak možno určit závislost disperzního koeficientu $D(\lambda)$ vzhledem k vlnové délce – viz vztah (4).

Pro měření bylo využito nevyváženého Machova-Zehnderova interferometru v uspořádání na obrázku 1 v jehož měřicí větvi se



Obr. 1 Schéma sestavy Machova-Zehnderova interferometru

nacházel vzorek studovaného vlákna spolu s vazební optikou a v referenční větvi byla zařazena zpožďovací linka. Výsledek interference závisí na spektrálním rozložení skupinového rozdílu optických drah $\Delta_g(\lambda)$ mezi svazky v obou větvích interferometru:

$$\Delta_g(\lambda) = L - [l + N(\lambda)z + N_c(\lambda)d]. \quad (5)$$

Svazek v referenční větvi urazí ve vzduchu vzdálenost L . Skupinová optická dráha v měřicí větvi je dána součtem tří příspěvků: svazek urazí ve vzduchu vzdálenost l , ve vlákně popsaném skupinovým indexem lomu $N(\lambda)$ urazí vzdálenost z (což je délka vlákna) a vliv vazební optiky je popsán součinem $N_c(\lambda)d$, kde $N_c(\lambda)$ je příslušný skupinový index a d je efektivní tloušťka vazebních členů.

Pomocí spektrometru s nízkým rozlišením se dále určuje poloha vyrovnávací vlnové délky λ_0 . Pro tuto vlnovou délku platí podmínka $\Delta_g(\lambda_0) = 0$. Těto vlnové délce odpovídá příslušná délka L_0 v referenční větvi. Podmínka nulového skupinového rozdílu optických drah pak vede k rovnici:

$$L_0(\lambda_0) = N(\lambda_0)z + N_c(\lambda_0)d + l. \quad (6)$$

Pokud nejsou k dispozici informace o $N_c(\lambda)$ a d , je třeba provést měření diferenciálním způsobem. Jedna z hodnot vyrovnávací vlnové délky se zvolí za referenční hodnotu λ_{0r} . Všechny veličiny je pak třeba vztáhnout k této hodnotě. Namísto L_0 se musí zavést diferenciální skupinový index a podmínka (6) přejde do tvaru:

$$\Delta L_0(\lambda_0) = \Delta N(\lambda_0)z + \Delta N_c(\lambda_0)d, \quad (7)$$

kde $L_0(\lambda_0) = L_0(\lambda_0) - L_0(\lambda_{0r})$ a namísto skupinových indexů lomu se objeví příslušné diferenciální skupinové indexy $\Delta N(\lambda_0) = N(\lambda_0) - N(\lambda_{0r})$ a $\Delta N_c(\lambda_0) = N_c(\lambda_0) - N_c(\lambda_{0r})$. Cílem je zbavit se závislosti na disperzních vlastnostech vazební optiky, které jsou popsány členem $\Delta N_c(\lambda_0)d$. Toho se dosáhne tak, že se provede měření bez vloženého optického vlákna v referenční větvi. Příslušným polohám vyrovnávacích vlnových délek pak odpovídají nové hodnoty $L_c(\lambda_0)$. Podmínka pro nulovou hodnotu $\Delta_g(\lambda_0)$ pak má tvar:

$$L_c(\lambda_0) - L_c(\lambda_{0r}) = \Delta L_c(\lambda_0) = \Delta N_c(\lambda_0)d. \quad (8)$$

Po odečtení této rovnice od rovnice (7) je výsledkem výraz pro určení diferenciálního skupinového indexu lomu:

$$\Delta N(\lambda_0) = [\Delta L_0(\lambda_0) - \Delta L_c(\lambda_0)] / z. \quad (9)$$

Pro určení spektrální závislosti skupinového indexu lomu $N(\lambda)$ je nutno ještě znát jeho hodnotu na zvolené referenční vlnové délce λ_{0r} . Tu by však bylo nutno určit jinou metodou. Disperzní koeficient D je pak dán derivací $\Delta N(\lambda)$ – viz vztah (4).

5. VÝSLEDKY MĚŘENÍ A DISKUZE

5.1 Použité modely disperze

Pro určení spektrálního průběhu koeficientu disperze D je klíčovou úlohou výpočet derivace diferenciálního skupinového indexu lomu vzhledem k vlnové délce. Je možno použít dva přístupy. První z nich spočívá v numerickém výpočtu derivace naměřené závislosti za pomoci některé z diferenčních formulí [7]. Naměřené hodnoty však bývají zatíženy náhodnými odchylkami a numerický výpočet derivace vede k zesílení jejich vlivu na výsledek. Z tohoto důvodu se před samotný výpočet derivace zařazuje vyhlazení naměřených dat, což však může vést ke ztrátě informace. Proto je výhodnější použít druhého přístupu, kdy je naměřená závislost diferenciálního skupinového indexu lomu $N(\lambda)$ aproximována (proložena) vhodně zvolenou funkcí. Derivaci je pak možno vypočítat explicitně. Tento postup snižuje zatížení určené spektrální závislosti disperzního koeficientu $D(\lambda)$ numerickým šumem.

Materiálová disperze je většinou popsána Sellmeierovým vztahem pro index lomu:

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - B_i^2}. \quad (10)$$

Odtud je možno získat použitím vztahu (3) explicitní vyjádření pro skupinový index lomu v závislosti na vlnové délce:

$$N(\lambda) = n(\lambda) + \frac{\lambda^2}{n(\lambda)} \sum_{i=1}^3 \frac{A_i B_i^2}{(\lambda^2 - B_i^2)^2}. \quad (11)$$

Nabízí se možnost provést fit na tuto funkci a následně explicitně vyjádřit její derivaci. Pro disperzní koeficient D pak z rovnice (4) vychází vztah:

$$D(\lambda) = \frac{1}{c} \left(\frac{N(\lambda)}{\lambda n(\lambda)} \left[N(\lambda) - n(\lambda) \right] - \frac{4\lambda^3}{n(\lambda)} \sum_{i=1}^3 \frac{A_i B_i^2}{(\lambda^2 - B_i^2)^2} \right). \quad (12)$$

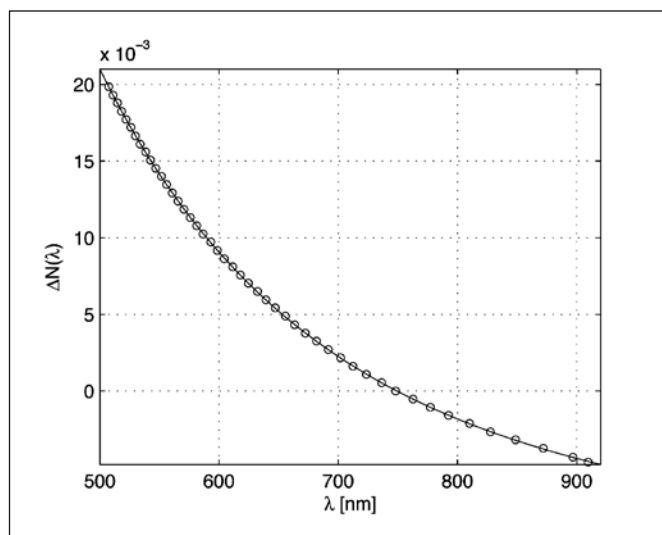
K tomu je však třeba změřit závislost $N(\lambda)$. V našem případě však z měření dostáváme pouze závislost $N(\lambda)$, takže je třeba zvolit jinou vhodnou aproximační funkci. Často se používá polynomiální aproximace $N(\lambda) = a_0 + a_1 \lambda + \dots + a_n \lambda^n$. Praktické zkušenosti ukazují, že pro dosažení dostatečné korelace mezi modelem a naměřenými daty dostačuje použít polynom maximálně pátého řádu.

Jinou, vhodnější aproximační funkcí se ukazuje být Laurentův polynom [8] o třech členech $N(\lambda) = a_0 + a_1 \lambda^{-2} + a_2 \lambda^2$, popř. o pěti členech $N(\lambda) = a_0 + a_1 \lambda^{-4} + a_2 \lambda^{-2} + a_3 \lambda^2 + a_4 \lambda^4$. Na rozdíl od obyčejného polynomu tato funkce lépe vystihuje trendy, což je z hlediska následného výpočtu derivace důležitá vlastnost.

5.2 Ověření metody

Popsanou metodou byl proměřen vzorek mikrostrukturálního optického vlákna PM-1550-01 fy Thorlabs [9] z vysoce čistého taveného křemene. Nejprve bylo provedeno měření v podmínkách, kdy se světlo šířilo vnějším pláštěm. Za těchto podmínek by se měl projevit pouze vliv materiálové disperze, jejíž spektrální průběh je možno při znalosti použitého materiálu určit pomocí vztahu (12). Zmíněné podmínky šíření byly zajištěny vhodnými podmínkami vazby světla do vlákna. Vizualní kontrola výstupního obrazce v dalekém poli (prsteneček) vedla k závěru, že se světlo skutečně šíří vnějším pláštěm vlákna.

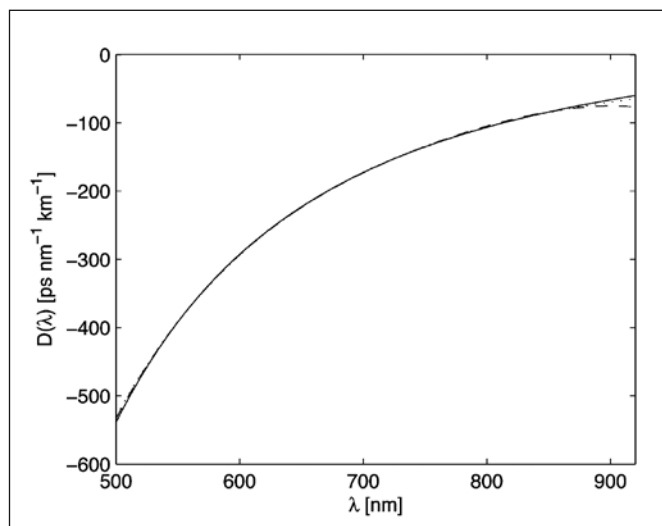
Následně byla proměřena spektrální závislost diferenciálního skupinového indexu lomu v rozsahu 500 - 920 nm. Naměřená data byla proložena postupně různými aproximačními funkcemi tak, aby bylo dosaženo dostatečné shody mezi modelem a experimentálními daty. Fitování bylo provedeno pomocí Levenberg-Marquardtova algoritmu [10]. Ukázalo se, že pro dosažení koeficientu korelace $R > 0,9999$ je zapotřebí použít buď polynom pátého řádu, nebo Laurentovu funkci o pěti členech. Další zvyšování řádu polyno-



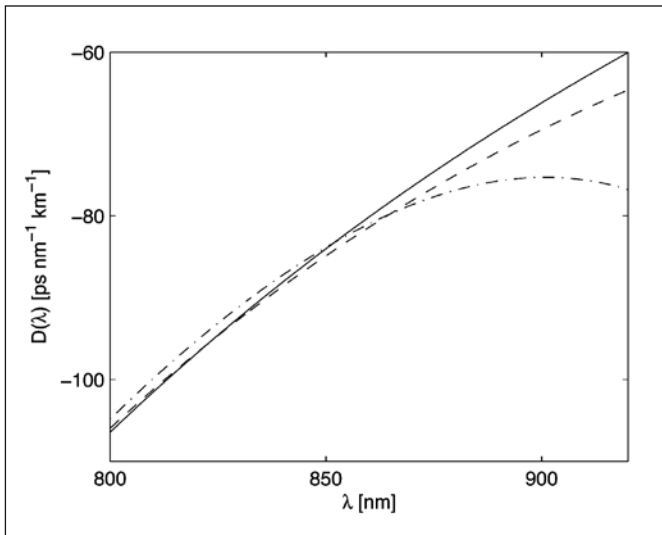
Obr. 2 Spektrální závislost $N(\lambda)$, o naměřená data, aproximace Laurentovou funkcí o 5 členech

miální aproximace popř. počtu členů Laurentovy funkce nepřináší podstatné zlepšení korelace a navíc pak dochází k růstu nejistot parametrů v aproximačních funkcích. Průběh spektrální závislosti $N(\lambda)$ je znázorněn na obrázku 2, kde jsou naměřené body pro ilustraci proloženy Laurentovou funkcí o pěti členech.

Spektrální závislost koeficientu disperze pak byla určena pomocí explicitní derivace aproximační funkce použité pro $\Delta N(\lambda)$. Výsledné průběhy jsou vyneseny na obrázku 3. Kromě závislosti $D(\lambda)$ určených z experimentálních dat pomocí aproximace polynome pátého řádu a Laurentovou funkcí o pěti členech je v obrázku též vynesena závislost explicitně určená ze Sellmeierovy disperzní křemene – viz (12). Pro výpočet byly použity koeficienty pro tavený křemene dostupné v literatuře: $A_1 = 0,6961663$, $A_2 = 0,4079426$, $A_3 = 0,8974794$, $B_1 = 0,0684043$, $B_2 = 0,1162414$, $B_3 = 9,896161$. Zde je zřetelně vidět, že polynomiální aproximace nevystihuje správným způsobem trend nárůstu $D(\lambda)$ v dlouhovlnné oblasti. Pro lepší přehlednost je tento detail této části spektra zobrazen v obrázku 4. Vhodnější je tedy další vyhodnocování provádět pomocí Laurentovy funkce o pěti členech. Dále se potvrzuje, že světlo se pro dané podmínky vybuzení skutečně šířilo vnějším pláštěm mikrostrukturálního vlákna a dominantní byl vliv materiálové disperze. Získané výsledky tedy potvrzují správnost měřicí metody.



Obr. 3 Spektrální závislost koeficientu disperze, ze Sellmeierovy relace, ... určeno pomocí Laurentovy funkce, --- určeno pomocí polynomu

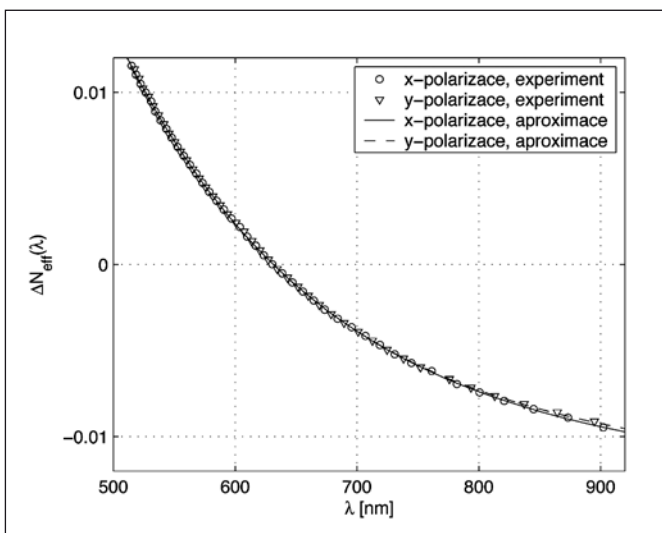


Obr. 4 Detail dlouhovlnné části spektra, ze Sellmeierovy relace, --- určeno pomocí Laurentovy funkce, - - - určeno pomocí polynomu

5.3 Měření chromatické disperze

Další měření bylo provedeno pro změnéné podmínky vazby světla do optického vlákna. Ty byly na základě vizuální kontroly nastaveny tak, aby se vláknem šířil základní mód. V tomto případě se již nejedná pouze o materiálovou disperzi, ale o disperzi chromatickou, která je výsledkem současného působení disperze materiálové a disperze vlnovodné.

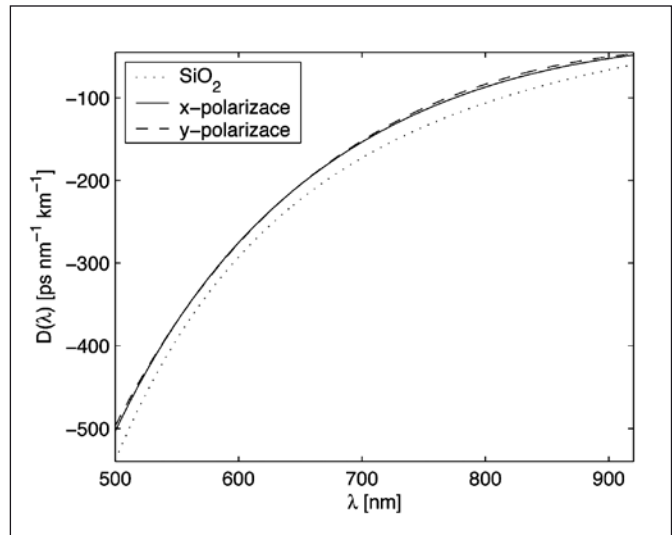
Struktura příčného průřezu vlákna obsahuje v oblasti jádra dva otvory, jejichž průměr je větší nežli průměr otvorů v mikrostrukturním pláště. Toto uspořádání vede k uměle vyvolanému tvarovému dvojlomu. Výsledkem je, že vlákno vykazuje polarizační vlastnosti. Vláknem se pak šíří polarizační vidy. Z tohoto důvodu je na výstupu interferometru zařazen krystalový polarizátor. Takové uspořádání umožňuje provádět separaci polarizačních vidů.



Obr. 5 Spektrální závislost diferenciálních vidových skupinových indexů lomu, ΔN_{eff} , Δ experiment, - - - aproximace Laurentovou funkcí

V tomto uspořádání byly změřeny spektrální závislosti diferenciálních vidových skupinových indexů v oblasti 500–920 nm. Oba průběhy $\Delta N_{\text{eff},x}(\lambda)$ a $\Delta N_{\text{eff},y}(\lambda)$ jsou zobrazeny na obrázku 5 spolu s proloženou aproximací Laurentovou funkcí o pěti členech.

Tato funkce pak byla následně použita při výpočtu spektrální závislosti koeficientů chromatické disperze D pro obě polarizace. Výsledné průběhy jsou znázorněny na obrázku 6 spolu s již dříve



Obr. 6 Spektrální závislost koeficientu chromatické disperze pro základní vid, - - - odpovídá polarizacím vidů ve směru x a y , ... disperze materiálu vnějšího pláště

určeným průběhem materiálové disperze vnějšího pláště. Z obrázku je patrné, že průběh koeficientu chromatické disperze se pro obě polarizace základního vidu liší od průběhu disperzního koeficientu vnějšího pláště. Tento rozdíl je možno přičíst vlivu vlnovodné disperze vybuzeného vidu. Dále je patrné, že vlnovodná disperze je polarizačně závislá, což se začíná projevovat v oblasti vyšších vlnových délek.

6. ZÁVĚR

V článku byla prezentována nová metoda určení spektrálního průběhu koeficientu chromatické disperze optických vláken. Metoda je založena na měření diferenciálního skupinového indexu lomu pomocí spektrální interferometrie. Pro následný výpočet derivace byla vyzkoušena jak aproximace polynomem, tak aproximace Laurentovou funkcí. Ukázalo se, že aproximace Laurentovou funkcí, na rozdíl od aproximace polynomem, správně vystihuje trendy spektrálního průběhu určované chromatické disperze. Pro dobrou shodu modelu s experimentem je třeba použít Laurentovu funkci o pěti členech.

Postup byl ověřen při vyhodnocení měření za podmínek, kdy se světlo šířilo vnějším pláštěm vzorku vlákna. Získaná spektrální závislost disperzního koeficientu byla v dobré shodě se závislostí materiálové disperze, která byla vypočtena pomocí Sellmeierovy relace pro materiál vnějšího pláště vlákna (vysoce čistý tavený křemen). Následně byly touto metodou určeny spektrální průběhy chromatické disperze pro obě polarizace základního vidu. Navržená metoda je tedy vhodná pro měření chromatické i materiálové disperze komponent vláknové optiky vhodné délky.

Práce byla podpořena interním grantem VŠB - TU Ostrava (IGS HGF VŠB-TUO 2009).

Literatura

- [1] COHEN, L. G.: Comparison of single-mode fiber dispersion measurement techniques. *J. Lightwave Technol.*, 3, 1985, s. 958
- [2] DIDDAMS, S. – DIELS, J. C.: Dispersion measurements with white-light interferometry. *J. Opt. Soc. Am. B*, 13, 1996, s. 1120.
- [3] JOURDAIN, S. C. – ESCALONA, P. – CALATRONI, J.: Real time interferometric measurements of dispersion curves. *Opt. Commun.*, 110, 1994, s. 381.

- [4] HLUBINA, P. – GUROV, I. – CHUGUNOV, V.: White-light spectral interferometric technique to measure the wavelength dependence of the spectral bandpass of a fibre-optic spectrometer. *J. Mod. Opt.*, 50, 2003, s. 2067.
- [5] BUCK, J. A.: *Fundamentals of Optical Fibres*. J. Wiley & Sons, New Jersey, 2004.
- [6] HLUBINA, P. – CHLEBUS, R. – CIPRIAN, D.: Differential group refractive index dispersion of glasses of optical fibres measured by a white-light spectral interferometric technique. *Meas. Sci. Technol.*, 18, 2007, s. 1547.
- [7] YANG, W. – CAO, W. – CHUNG, T. – MORRIS, J.: *Applied Numerical Methods Using MATLAB*. J. Wiley & Sons, New Jersey, 2005.
- [8] LANG, S.: *Undergraduate Algebra*. Springer-Verlag, New York, 1990.
- [9] <http://www.thorlabs.com>.
- [10] PRESS, W. H. – TEUKOLSKY, S. A. – VETTERLING, W. T. – FLANNERY, B. P.: *Numerical Recipes in Fortran 77*. Cambridge University Press, 1992.

RNDr. Dalibor Ciprian, Ph.D., Institut fyziky, VŠB-TU Ostrava, 17. listopadu 15, 708 33 Ostrava – Poruba, tel.: 59 732 3398, e-mail: dalibor.ciprian@vsb.cz

Doc. RNDr. Petr Hlubina, CSc., Institut fyziky, VŠB-TU Ostrava, 17. listopadu 15, 708 33 Ostrava – Poruba, tel.: 59 732 3134, e-mail: petr.hlubina@vsb.cz

Mgr. Miroslava Kadulová, Institut fyziky, VŠB-TU Ostrava, 17. listopadu 15, 708 33 Ostrava – Poruba, tel.: 59 732 3158, e-mail: miroslava.kadulova@vsb.cz

Petr HLAVÁČEK, Jan VALÍČEK, Miroslav GREGER, Milena KUŠNEROVÁ, Vysoká škola báňská – Technická univerzita, Ostrava

Vliv velikosti zrna měděných materiálů na texturu povrchu

V příspěvku jsou prezentovány výsledky experimentů, které byly provedeny na technicky čisté mědi, za účelem zjištění vlivu velikosti zrna materiálu na texturu obrobeného povrchu. K vytvoření jemnozrnných materiálů byla použita technologie úhlového kanálového protlačování. Tato technologie patří mezi metody vytvářející extrémní plastickou deformaci. Pro obrábění jemnozrnných materiálů byla použita technologie hydroabrazivního dělení. Řezné stěny byly měřeny pomocí kontaktního profilometru Hommel Tester T8000. Ze získaných výsledků vyplývá, že zjemnění zrna nepříznivě ovlivňuje výslednou texturu obrobeného povrchu.

ÚVOD

Současným trendem v materiálovém inženýrství je neustálé zvyšování užitných vlastností konstrukčních materiálů. Jednou z možností, jak dosáhnout lepších užitných vlastností materiálů, při jinak stejném chemickém složení materiálů, je zjemňování velikosti zrn materiálů. Hledání možností efektivního zjemňování struktury technických materiálů vedlo k významným modifikacím technologie tepelně mechanického zpracování, které umožňují dosáhnout velikosti zrna na úrovni nanometrů [1].

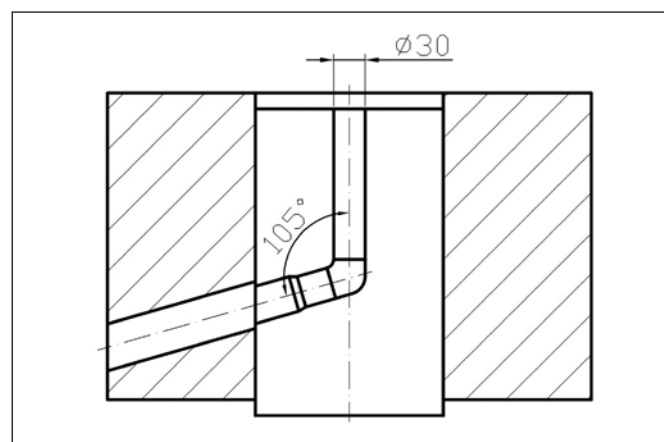
Závažným problémem však stále zůstává využití těchto materiálů v průmyslové sféře, jako je např. automobilový průmysl (slitiny hliníku a hořčíku za účelem snížení hmotnosti), konstrukční účely, lékařské účely (implantáty) nebo i ve výrobním inženýrství (obrábění nanomateriálů) což je předmětem dalšího výzkumu v předemné problematice. S tímto je bezprostředně spjata metrologie finálních výrobků, která je velmi důležitá. Znalost distribuce nerovností povrchu nám dává první informace o tom, jak byl materiál vytvářen, kde se nachází povrchové defekty aj. Z tohoto titulu je nezbytně nutné u každého produktu provádět metrologii jakosti povrchu.

Materiál a metody

Výchozím materiálem pro zkoušky intenzivní plastické deformace metodou úhlového kanálového protlačování (ECAP) byly tyče z technicky čisté mědi čtvercového průřezu 35 mm a délky 100 mm. Chemické složení použité mědi je uvedeno v tab. 1.

Tabulka 1 Chemické složení Cu ČSN 42 3005 [hm. %]

Cu	Sn	As	O	Pb	Sb	Al	Fe	Se + Te	Bi
min. 99,5	max. 0,15	max. 0,10	max. 0,10	max. 0,10	max. 0,08	max. 0,05	max. 0,05	max. 0,03	max. 0,01











Obr. 1 Schéma použité zápusky [2]

Před samotným protlačováním byly polotovary čtvercového průřezu osoustruženy na průměr 30 mm. Za účelem dosažení lepších mechanických vlastností a vyšší homogenity materiálu, byly polotovary před protlačováním žíhány při teplotě 870 °C po dobu 2 hodin. K protlačování byla použita zápustka uvedená na obr. 1.

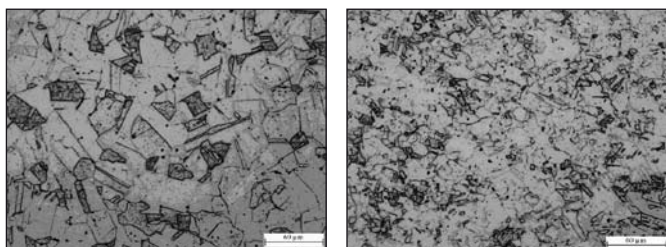
Úhel mezi kanály použité ECAP zápustky činil 105°. K mazání kanálu byla použita látka HP 517. Byla použita deformační cesta B_c (otočení vzorku po každém průchodu o 90° ve stejném směru) doplněná záměnou předního konce vzorku za zadní. Tato deformační cesta je obecně považována za nejrychlejší způsob dosažení homogenní struktury tvořené rovnoosými zrny [3]. Označení vzorků, jejich tvar a počet průchodů je uveden v tab. 2.

Tabulka 2 Přehled vzorků vytvořených metodou ECAP

Označení vzorku	Počet protlačení	Foto	Poznámky
A	0		Výchozí polotovar
B	3		Za studena (20 °C)
C	4		Za tepla (300 °C)
D	5		Za studena (20 °C)
E	6		Za tepla (300 °C)
F	7		Za studena (20 °C)
G	8		Za tepla (300 °C)
H	9		Za studena (20 °C)

Na vytvořených vzorcích byly provedeny metalografické výbrusy za účelem zjištění velikosti zrna d po jednotlivých průchodech. Pro pozorování metalografických výbrusů byl použit invertovaný mikroskop pro odražené světlo GX51 s maximálním zvětšením 1000x. Pro ilustraci je na obr. 2 uveden metalografický výbrus pro výchozí materiál a materiál podrobený ECAPu.

V tab. 3 jsou uvedeny změřené velikosti zrn z metalografického výbrusu za účelem další analýzy hledání vazby mezi velikostí zrna a křivením řezné fronty hydroabrazivního dělení (AWJ).



Obr. 2 Metalografický výbrus výchozího materiálu a materiálu podrobeného ECAPu

Tabulka 3 Přehled zjištěných velikostí zrn z metalografického výbrusu

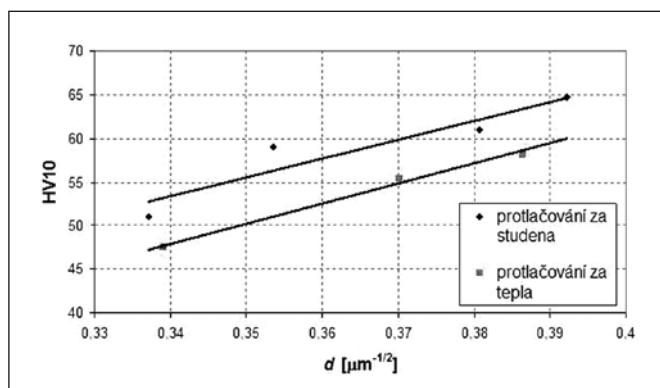
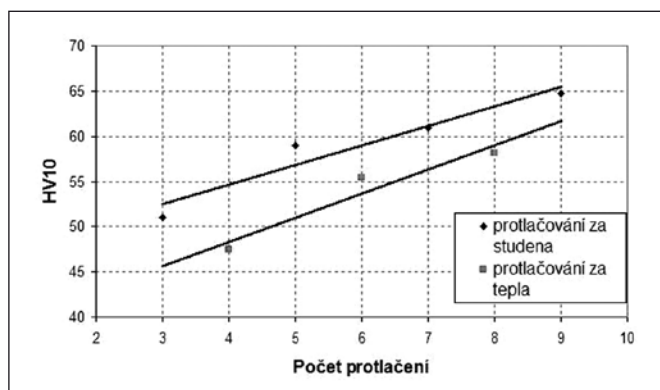
Vzorek	A	B	C	D	E	F	G	H
Střední průměr zrna d [μm]	19	8,8	8,7	8,1	7,3	6,9	6,7	6,5

Na všech vzorcích byla měřena tvrdost HV10, s cílem určit diference mezi velikostí zrna a tvrdostí. Z obr. 3 je patrný nárůst tvrdosti HV10 na počtu průchodů. Závislost mezi velikostí zrna materiálu a úrovní meze kluzu popisuje Hall – Petchův vztah:

$$\sigma_y = \sigma_0 + k \cdot d^{-1/2} \quad (1)$$

kde σ_y je napětí na mezi kluzu, σ_0 a k jsou konstanty, d je velikost zrna.

Tento vztah je použitelný v široké oblasti velikostí zrn až do několika desítek nanometrů. Protože tvrdost HV má vazbu k mechanickým vlastnostem, a to k mezi kluzu, tak proto v našem případě uvádíme závislost HV na $d^{-1/2}$ v souladu s Hall – Petchovým vztahem.



Obr. 3 Závislost tvrdosti HV 10 na počtu protlačení a na velikosti zrna d

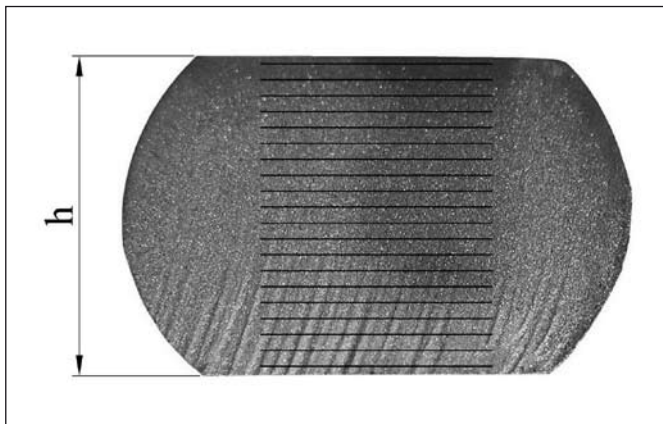
Vzorky vytvořené technologií ECAP byly rozřezány technologií abrazivního vodního paprsku (AWJ) za podmínek uvedených v tab. 4, a to na Ústavu geoniky AV ČR v.v.i. v Ostravě. Technologie AWJ byla zvolena jednak proto, že u této technologie nedochází k žádnému tepelnému ovlivnění materiálu (tzv. studený řez), tak i proto, že na vytvořeném povrchu lze sledovat vliv velikosti zrna na drsnosti povrchu.

Tabulka 4 Podmínky při hydroabrazivním dělení vzorků

Technologické faktory	značka	jednotka	hodnota
tlak kapaliny	p	MPa	370
průměr vodní trysky	d_0	mm	0,3

průměr abrazivní trubice	d_a	mm	0,8
délka abrazivní trubice	l_a	mm	76
hmotnostní průtok abraziva	m_a	g.min ⁻¹	250
vzdálenost trysky od povrchu	L	mm	2
posuvná rychlost	v_p	mm.min ⁻¹	30, 50, 70, 90, 110, 130
velikost abraziva	-	MESH	80
materiál abraziva	-	-	Australský granát

Vytvořené vzorky byly měřeny kontaktním profilometrem Hommel Tester T8000. Každý vzorek byl proměřen ve 20 měřicích liniích, jak je znázorněno na obr. 4. Z každé linie byl získán signál o distribuci nerovností povrchu, který byl vyhodnocen a statisticky zpracován.



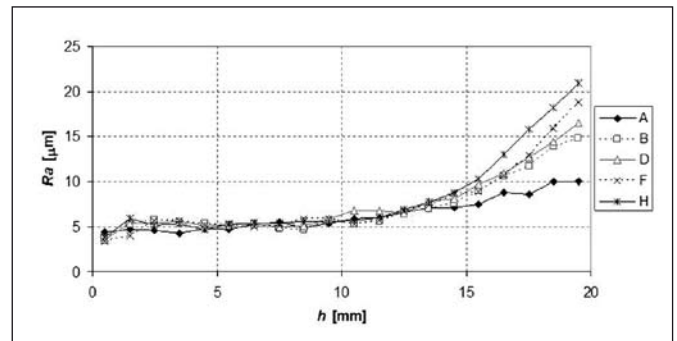
Obr. 4 Fotografie povrchu vytvořeného AWJ s vyznačenými 20 měřicími liniemi

Pro posouzení vlivu velikosti zrna materiálu na texturu povrchu byl vybrán parametr R_a , což je střední aritmetická odchylka povrchu [8]. Tento parametr představuje průměrnou drsnost na základní délce. U tohoto parametru je potlačen vliv výrazných a netypických výstupků a prohlubní. Měření bylo prováděno na pěti po sobě jdoucích základních délkách ($l = 2,5$ mm) a ze získaných dat byla stanovena průměrná hodnota \bar{R}_a .

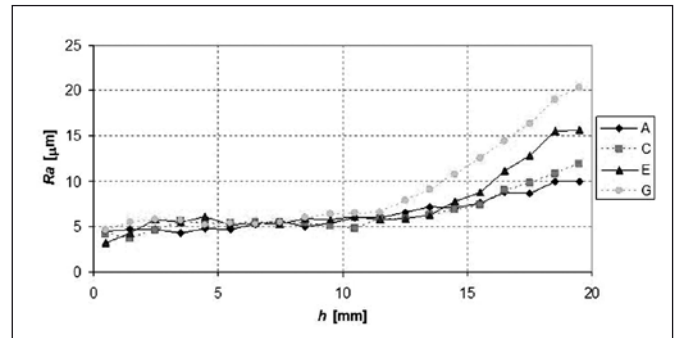
Na obr. 5 je uvedena závislost drsnosti R_a na hloubce řezu h pro rychlosti posuvu řezné hlavy AWJ 30, 50, 70, 90, 110 a 130 mm.min⁻¹. Z grafu je patrný vliv rychlosti řezné hlavy na texturu povrchu. Lze konstatovat, že výslednou texturu povrchu ovlivňují jak technologické parametry (např. rychlost řezné hlavy v_p), tak i mechanické vlastnosti obrobku (např. tvrdost).

Na obr. 6 a obr. 7 jsou uvedeny grafy, na kterých můžeme pozorovat vliv různých velikostí zrna vzniklých po jednotlivých průchodech technologií ECAP na textuře povrchu. Tyto materiály byly děleny za podmínek uvedených v tab. 4 posuvnou rychlostí dělicí hlavy 110 mm.min⁻¹.

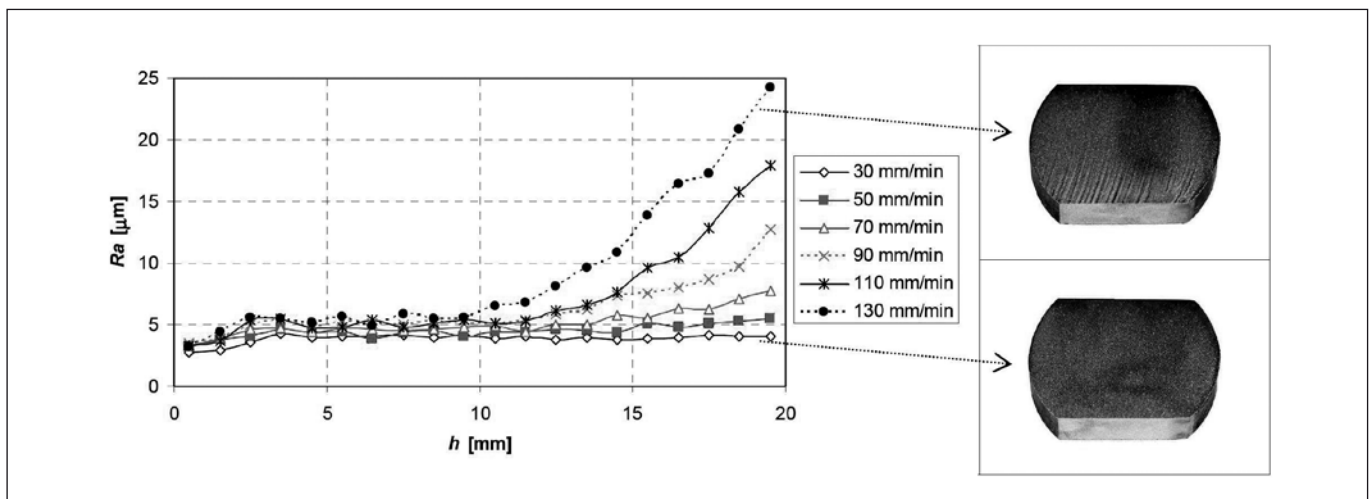
Jak je patrné z obr. 6 a 7, vliv velikosti zrna na textuře povrchu se projevil jak u materiálů protlačovaných za studena, tak u materiálů protlačovaných za tepla. Ovšem tento vliv lze pozorovat až od hloubky řezu $h \approx 12$ mm. Je to způsobeno tím, že nástrojem



Obr. 6 Závislost drsnosti povrchu R_a na hloubce h , pro materiály protlačované za studena



Obr. 7 Závislost drsnosti povrchu R_a na hloubce h , pro materiály protlačované za tepla



Obr. 5 Závislost drsnosti R_a na hloubce řezu h pro šest rychlostí posuvu řezné hlavy AWJ a kvalitativní porovnání povrchů při rychlosti 30 a 130 mm.min⁻¹

je flexibilní nástroj AWJ, který má na výstupu z trysky určitou kinetickou energii, kterou postupně ztrácí. Čím je vyšší pevnost a tvrdost materiálu, tím dojde k rychlejšímu spotřebování kinetické energie paprsku a dochází k rychlejšímu vychylování paprsku, což má za následek zhoršení kvality řezné stěny.

ZÁVĚR

V příspěvku je nastíněn nový pohled na hodnocení jemnozrných materiálů ve vztahu k obráběcí technologii. V našem případě se jednalo o jemnozrné měděné materiály vytvořené technologií úhlového kanálového protlačování (ECAP) obráběné technologií abrazivního vodního paprsku (AWJ). Technologií ECAP se vytváří materiály, které mají vyšší mechanické vlastnosti, což způsobuje horší obrábělnost. Na základě provedených experimentů lze pozorovat lineární závislost mezi velikostí zrna a tvrdostí, což je v souladu s Hall-Petchovým vztahem. Je zde prezentována řada výsledků a analýz za účelem zjištění vlivu zpevnění materiálu při dělení AWJ ve vztahu k textuře povrchu. Pro hodnocení textury povrchu byl vybrán parametr R_a , který nejlépe popisuje vazbu k velikosti zrna materiálu a k tvrdosti.

Poděkování

Práce vznikla za podpory projektů GA ČR 101/09/0650, MŠMT č. MSM6198910016 a MŠMT č. MSM6198910013.

Literatura

- [1] VALIEV, R.Z., ESTRIN, Y., HORITA, Z. et al. Producing bulk ultrafine grained materials by severe plastic deformation. *Journal of the Minerals, Metals and Materials Society*, 2006, Vol. 58, No. 4, p. 33-39. ISSN 1047-4838.
- [2] GREGER, M., KOCICH, R., ČÍŽEK, L. Grain refining of Cu and Ni-Ti shape memory alloys by ECAP process. *Journal of Achievements in Materials and Manufacturing Engineering*, 2007, Vol. 20, No. 1-2, p. 247-250. ISSN 1734-8412.
- [3] ZRNÍK, J., DOBATKIN, S.V., MAMUZIČ, I. Processing of metals by severe plastic deformation (SPD) – structure and mechanical properties respond. *Metallurgija* 47 (2008) 3, p. 211 – 216. ISSN 0543-5846.
- [4] BIDULSKÁ, J., KVAČKAJ, T., BIDULSKÝ, R., et al. Effect of Low Strain Rate on Formability of Aluminium Alloy. *Metallurgija*, 2007, Vol. 46, No. 3, p. 157-159. ISSN 0543-5846
- [5] BUMBÁLEK, B., Obvody, V., Ošťádal, B. *Drsnost povrchu*. Praha, SNTL 1989, 330 s.
- [6] HLOCH, S., MULLEROVA, J., KREHEĚ, R. Surface Quality Statistical Evaluation at Abrasive Waterjet Cutting. *In Proceedings of the 5th International Conference on Advanced Manufacturing Technologies*. Sibiu, Rumunsko 2007. p. 413 - 418. ISSN 1843-3162.
- [7] VALÍČEK, J., et al. Experimental analysis of irregularities of metallic surfaces generated by abrasive water jet. *International Journal of Machine Tools and Manufacture*, 2007, Vol. 47, No. 11, p. 1786 - 1790. ISSN 0890-6955.
- [8] ČSN EN ISO 4287. *Geometrické požadavky na výrobky (GPS) – Struktura povrchu: Profilová metoda – Pojmy, definice a parametry struktury povrchu*. 1997.

Bc. Petr Hlaváček, katedra obrábění a montáže, Fakulta strojní, VŠB-Technická Univerzita Ostrava, Tř. 17. listopadu 15/2171, 708 33 Ostrava – Poruba, e-mail: shlas@seznam.cz

Doc. Ing. Jan Valíček, Ph.D., Institut fyziky, Hornicko geologická fakulta, VŠB-Technická Univerzita Ostrava, Tř. 17. listopadu 15/2171, 708 33 Ostrava – Poruba, tel.: +420 597 323 232, e-mail: jan.valicek@vsb.cz

Doc. Ing. Miroslav Greger, CSc., katedra tváření materiálů, Fakulta metalurgie a materiálového inženýrství, VŠB-Technická Univerzita Ostrava, Tř. 17. listopadu 15/2171, 708 33 Ostrava – Poruba, tel.: +420 597 324 434 e-mail: miroslav.greger@vsb.cz

RNDr. Milena Kušnerová, Ph.D., Institut fyziky, Hornicko geologická fakulta, VŠB-Technická Univerzita Ostrava, Tř. 17. listopadu 15/2171, 708 33 Ostrava – Poruba, tel.: +420 597 323 178, e-mail: milena.kusnerova@vsb.cz

Technické pokyny pro autory

Příspěvky se přijímají v elektronické formě.

Požadavky na textovou část: Text musí být pořízen v editoru MS WORD, doporučuje se font Times New Roman, velikost písma 12, dvojitě řádkování, formát stránky A4. Ve všech částech příspěvku používejte stejný font. Text pište do jednoho sloupce se zarovnáním k levému okraji, klávesu ENTER používejte pouze na konci odstavce.

Rovnice a vzorce uváděné na samostatných řádcích musí být vytvořeny modulem pro matematiku editoru MS WORD, rovnice a vzorce, které jsou součástí textu na řádku, zapisujte pomocí vložených symbolů, nikoliv zmíněným modulem. Při psaní matematických a chemických výrazů dodržujte základní pravidla: Veličiny pište kurzívou, matice tučně stojatě (antikva), vektory a skaláry tučnou kurzívou. Úplný (totální) diferenciál „d“ vždy stojatě. Ludolfovo číslo „ π “ stojatě. Indexy, pokud vyjadřují veličinu, pište kurzívou, v opačném případě stojatě (např. max, min apod.). Imaginární jednotku „i“ stejně jako „j“ v elektrotechnice pište stojatě.

Dodržujte pravidla českého pravopisu; za interpunkčními znaménky je vždy mezera. Rovněž tak před a za znaménky „+“, „-“, „=“ apod. je vždy mezera.

Požadavky na obrázky a grafy: Grafickou část příspěvku nevěšujte do textu, ale dodávejte ji jako samostatné grafické soubory typu *.CDR, *.EPS, *.TIF, *.JPG a *.AI (vektorovou grafiku jako

*.EPS nebo *.AI soubory, bitmapovou grafiku jako *.TIF nebo *.JPG soubory). V žádném případě nedodávejte obrázek v souboru typu *.doc. Bitmapové soubory pro černobílé kresby musí mít rozlišení alespoň 600 dpi, pro černobílé fotografie nejméně 200 dpi a pro barevné nejméně 300 dpi. Při generování obrázků v COREL DRAW do souboru typu *.EPS převedte text do křivek. U souborů typu *.JPG používejte takový stupeň komprese, aby byla zachována co nejlepší kvalita obrázku. Velikost písma v obrázcích by neměla klesnout pod 1,5 mm (při předpokládané velikosti obrázku po zalomení do tiskové strany).

Pokyny k předávání příspěvku

Ke každému textu nebo grafice musí být přiložen kontrolní výtisk nebo fotografie.

Dále je třeba, aby k článku autor dodal překlad resumé a názvu článku do anglického (českého – slovenského) jazyka, klíčová slova, jména všech autorů včetně titulů, jejich plných adres, telefonického spojení a případně e-mailové adresy.

Soubory je možno dodat na disketě nebo CD. Ke každému příspěvku připojte seznam všech předávaných souborů a u každého souboru uveďte pomocí jakého software byl vytvořen.

Příspěvky zasílejte na adresu: Redakce časopisu JMO, Kabelíkova 1, 750 02 Přerov.

Měření disperze dvojlomu ve dvouvidovém mikrostrukturálním optickém vlákně pomocí spektrální interferometrie v bílém světle

V příspěvku jsou prezentovány výsledky měření disperze dvouvidového dvojlomného mikrostrukturálního optického vlákna (DMOV) v širokém spektrálním oboru. Nejprve je spektrální interferenční metodou, využívající tandemového uspořádání Michelsonova interferometru a testovaného vlákna, zjišťována disperze skupinového dvojlomu pro dva lineárně polarizované vidy vedené DMOV. Naměřené hodnoty jsou proloženy polynomy tak, aby byla získána disperze fázového dvojlomu pro oba vidy. Je ukázáno, že výsledky měření se shodují s aproximací fázového dvojlomu základního vidu, která je vhodná pro křemenné DMOV se vzduchovými otvory.

Klíčová slova: spektrální interferometrie, mikrostrukturální optické vlákno, lineárně polarizovaný vid, dvojlom, disperze

1. ÚVOD

Dvojlomná mikrostrukturální optická vlákna nacházejí uplatnění v oblasti metrologie, a to především díky jejich vysoké variabilitě v ovlivňování podmínek šíření vidů a citlivosti [1-3], včetně možnosti fungování jak v jednovidovém [4], tak i dvouvidovém [5] režimu v široké oblasti vlnových délek. Dvojlomná mikrostrukturální optická vlákna, umožňující vedení dvou stabilních prostorových vidů, lze využít například jako interferenční vláknové senzory pnutí a teploty [6, 7].

V tomto příspěvku jsou prezentovány výsledky širokospektrálního měření disperzních vlastností dvouvidového DMOV, umožňujícího vedení jak základního vidu LP_{01} , tak tzv. sudého vidu druhého řádu LP_{11} [8, 9]. Pomocí spektrální interferenční metody, využívající tandemového uspořádání Michelsonova interferometru (MI) a zkoumaného vlákna [10 – 13], je zjišťována spektrální závislost skupinového dvojlomu pro dva vlákem vedené lineárně polarizované vidy. Hodnoty získané pro širokou oblast spektra jsou aproximovány polynomy tak, aby bylo možno určit ze skupinového dvojlomu spektrální závislost fázového dvojlomu pro oba vidy [13]. Platnost získaných výsledků je ověřována porovnáním s vhodnou aproximací fázového dvojlomu základního vidu [1, 3], která platí pro křemenná dvojlomná mikrostrukturální optická vlákna se vzduchovými otvory. Byly získány výsledky, které vykazují dobrou shodu s aproximací.

2. DISPERZNÍ CHARAKTERISTIKY DVOJLOMNÉHO VLÁKNA

Uvažujme DMOV, ve kterém se mohou šířit prostorové vidy LP_{01} a sudý LP_{11} , oba v polarizacích x a y . Jestliže označíme spektrálně závislé podélné konstanty šíření odpovídajících vidů v uvedených polarizacích jako $\beta_{01}^x(\lambda)$, $\beta_{01}^y(\lambda)$, $\beta_{11}^x(\lambda)$, $\beta_{11}^y(\lambda)$, pak definujeme spektrálně závislé fázové dvojlomy jako

$$B_{01}(\lambda) = \frac{\lambda}{2\pi} [\beta_{01}^x(\lambda) - \beta_{01}^y(\lambda)] \quad (1)$$

a

$$B_{11}(\lambda) = \frac{\lambda}{2\pi} [\beta_{11}^x(\lambda) - \beta_{11}^y(\lambda)]. \quad (2)$$

Spektrálně závislé skupinové dvojlomy pak definujeme vztahem

$$G_{01}(\lambda) = -\lambda^2 \frac{d[B_{01}(\lambda)/\lambda]}{d\lambda} \quad (3)$$

a

$$G_{11}(\lambda) = -\lambda^2 \frac{d[B_{11}(\lambda)/\lambda]}{d\lambda}. \quad (4)$$

3. METODA MĚŘENÍ SKUPINOVÉHO DVOJLOMU

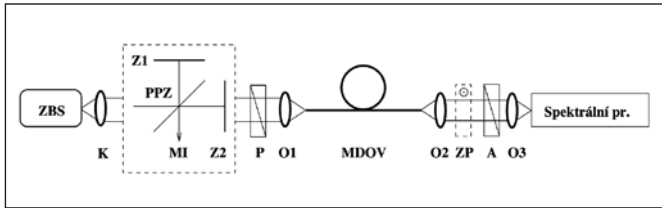
Skupinový dvojlom $G_{01}(\lambda)$ vidu LP_{01} , resp. $G_{11}(\lambda)$ sudého vidu LP_{11} , může být měřen metodou spektrální interferometrie v bílém světle, využívající tandemového uspořádání MI a testovaného optického vlákna. Experimentální sestava je na obrázku 1. Jestliže máme DMOV s $G_{01}(\lambda)z \gg 0$ a dráhový rozdíl je v MI nastavený tak, že platí $\Delta_M \gg 0$, pak spektrální signál zaznamenaný spektrometrem je popsán vztahem [12, 13]

$$S(\lambda) = 1 + 0,5V(\lambda) \exp \left\{ -(\pi^2/2) \left[(G_{01}(\lambda)z - \Delta_M) \Delta\lambda_r / \lambda^2 \right]^2 \right\} \cos \left[(2\pi/\lambda) (B_{01}(\lambda)z - \Delta_M) \right],$$

kde $V(\lambda)$ je spektrální viditelnost a $\Delta\lambda_r$ je šířka odezvové funkce spektrometru. Aby bylo možno v blízkosti tzv. vyrovnávací vlnové délky λ_0 [12] pozorovat spektrální interferenční proužky, je potřeba v MI nastavit dráhový rozdíl tak, aby platilo $\Delta_M = G_{01}(\lambda_0)z$. Jinými slovy, dráhový rozdíl Δ_M , nastavený v interferometru a měřený jako funkce vyrovnávací vlnové délky λ_0 , určuje přímo závislost skupinového dvojlomu $G_{01}(\lambda_0) = \Delta_M/z$ vidu zkoumaného vlákna na vlnové délce.

4. EXPERIMENTÁLNÍ SESTAVA

Sestava použitá pro měření disperze skupinového dvojlomu DMOV je na obrázku 1. Svazek ze zdroje bílého světla (ZBS) prochází kolimátorem (K), vstupuje do Michelsonova interferometru (MI), který se skládá z dvojice zrcadel (Z1, Z2) a polopropustného zrcadla (PPZ). V MI je nastaven dráhový rozdíl Δ_M . Svazek na výstupu prochází polarizátorem (P) a je soustředěn mikroskopickým objektivem (O1) do měřeného dvojlomného optického vlákna (DMOV). Použitím dalšího mikroskopického objektivu (O2)



Obr. 1 Experimentální sestava pro měření spektrální závislosti skupinového dvojlomu optického vlákna

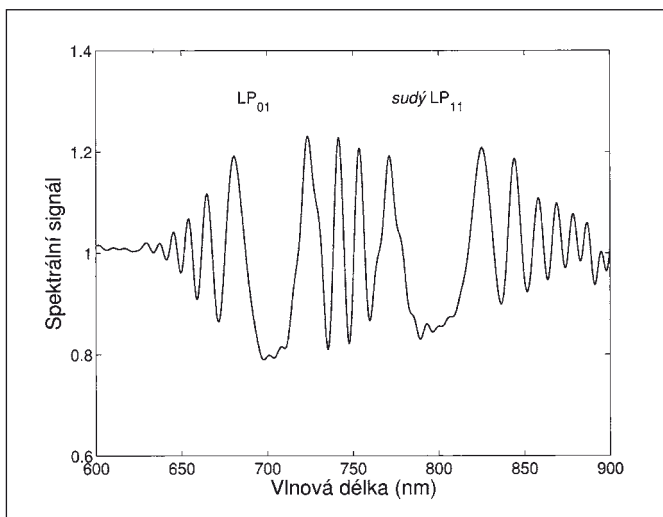
na výstupu vlákna vzniká kolimovaný světelný svazek, který dále prochází analyzátozem (A). Dalším objektivem (O3) je soustředěno světlo do vlákna spektrometru, který zaznamenává interferenci polarizačních vidů jako spektrální signál. Směr propustnosti polarizátoru i analyzátoru je nastaven na 45° vzhledem k polarizačním osám měřeného vlákna.

Měření bylo provedeno pomocí spektrometru S2000, resp. NIR-512, které pracují ve spektrální oblasti od 350 do 1000 nm, resp. od 850 do 1700 nm. Délka vzorku měřeného vlákna je $z = 2,603$ m.

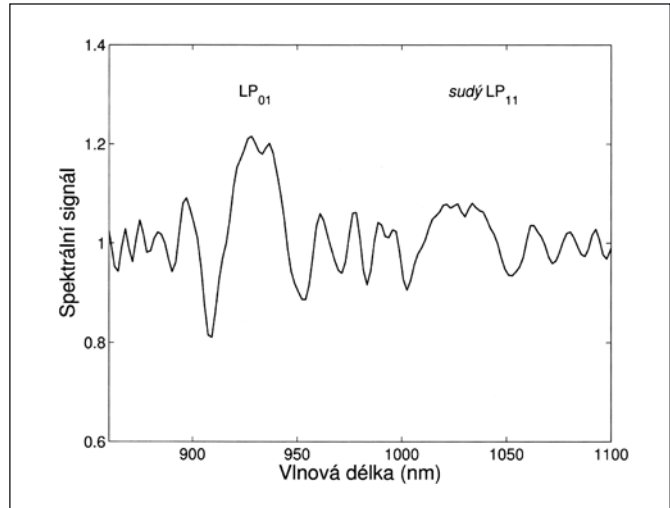
5. VÝSLEDKY MĚŘENÍ A DISKUSE

Při měření disperze skupinového dvojlomu zkoumaného vlákna v sestavě popsané na obrázku 1, byly nejprve optimalizovány podmínky pro buzení vidů a detekci optického signálu tak, aby byla zajištěna největší viditelnost spektrálních interferenčních proužků. Byly zaznamenávány spektrální interferogramy pro dráhové rozdíly nastavené v MI s krokem $20 \mu\text{m}$ (pro spektrální interferogramy zaznamenané prvním spektrometrem) nebo $100 \mu\text{m}$ (pro spektrální interferogramy zaznamenané druhým spektrometrem). U vidu LP_{01} bylo zjištěno, že vyrovnávací vlnová délka vzrůstá přibližně od 480 do 1600 nm s Δ_M rostoucím od 56 do 2318 μm . Podobně pro sudý vid LP_{11} vyrovnávací vlnová délka narůstala přibližně od 647 do 1028 nm s Δ_M rostoucím od 98 do 518 μm . Obrázek 2 ukazuje příklad spektrálního interferogramu zaznamenaného prvním spektrometrem pro $\Delta_M = 218 \mu\text{m}$. Můžeme jasně vidět spektrální interferenční proužky v blízkosti dvou vyrovnávacích vlnových délek $\lambda_{01} = 702,92$ nm a $\lambda_{02} = 798,13$ nm. První z nich odpovídá vidu LP_{01} a druhý vidu LP_{11} . Podobně obrázek 3 ukazuje příklad spektrálního interferogramu zaznamenaného druhým spektrometrem pro nastavenou hodnotu $\Delta_M = 518 \mu\text{m}$ se spektrálními interferenčními proužky v blízkosti dvou vyrovnávacích vlnových délek $\lambda_{01} = 931,58$ a $\lambda_{02} = 1028,46$ nm.

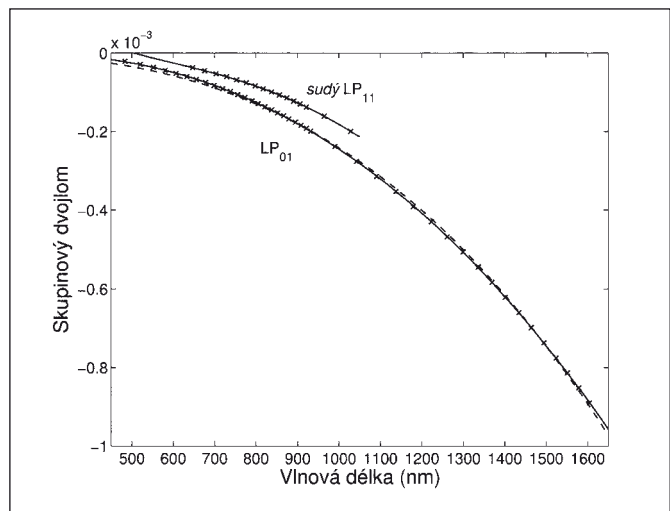
Na obrázku 4 je křížky znázorněna závislost naměřených hodnot skupinového dvojlomu $G_{01}(\lambda_0)$ a $G_{11}(\lambda_0)$ na vyrovnávací vlnové délce λ_0 . Skupinové dvojlomy odpovídající oběma vidům jsou



Obr. 2 Příklad spektrálního interferogramu zaznamenaného prvním spektrometrem pro $\Delta_M = 218 \mu\text{m}$



Obr. 3 Příklad spektrálního interferogramu zaznamenaného druhým spektrometrem pro $\Delta_M = 518 \mu\text{m}$



Obr. 4 Naměřené hodnoty (křížky) skupinového dvojlomu v závislosti na vlnové délce pro vid LP_{01} a sudý vid LP_{11} . Plné čáry představují polynomiální aproximaci, přerušovaná čára odpovídá aproximaci

záporné, což bylo potvrzeno v měřicí sestavě popsané na obrázku 1 použitím zpožďovacího prvku (ZP) za MDOV (viz [13]). Přesnost měření skupinového dvojlomu je lepší než 0,1% [13]. Skupinový dvojlom vidu LP_{01} rychle klesá s rostoucí vlnovou délkou. Vid LP_{11} vykazuje obdobnou závislost, ovšem jeho absolutní hodnota $G_{11}(\lambda_0)$ je nižší než $G_{01}(\lambda_0)$ přibližně o 20%. Plná čára na obrázku 4 ukazuje skupinový dvojlom $G(\lambda)$ získaný z hodnot $-G(\lambda_0)/\lambda_0^2$ proložených polynomem. Skupinový dvojlom $G_{01}(\lambda)$ je aproximován polynomem čtvrtého řádu. Znalost tohoto polynomu umožňuje s použitím rovnice (3) určení spektrální závislosti fázového dvojlomu $B_{01}(\lambda)$, kdy $B_{01}(\lambda)/\lambda$ je reprezentován polynomem pátého řádu, jak ukazuje obrázek 5. Při určování uvedené závislosti byla využita znalost hodnoty $B_{01} = 3,84 \times 10^{-5}$, která byla naměřena na vlnové délce 632,8 nm jinou interferenční metodou [14].

Jak je vidět na obrázku 5, hodnota fázového dvojlomu vzrůstá s rostoucí vlnovou délkou, ale má opačné znaménko než skupinový dvojlom. Fázový dvojlom pro sudý vid LP_{11} , který byl určen s pomocí rovnice (4) s využitím znalosti hodnoty $B_{11} = 2,35 \times 10^{-5}$ pro vlnovou délku 632,8 nm [8], má obdobnou spektrální závislost, ovšem jeho hodnota je v porovnání s $B_{01}(\lambda)$ zhruba o 30% nižší.

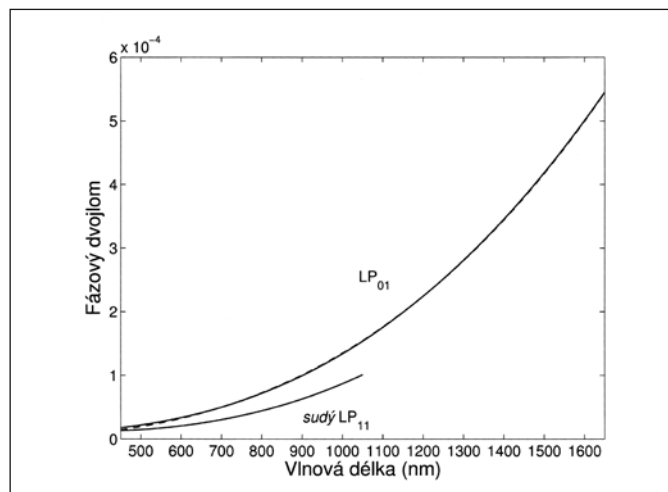
Podle prací zabývajících se křemennými mikrostrukturními vlákny s podélnými vzduchovými otvory [1, 3], může být fázový dvojlom $B_{01}(\lambda)$ aproximován vztahem

$$B_{01}(\lambda) = \xi \lambda^m,$$

kde ξ a m jsou konstanty. Skupinový dvojlom $G_{01}(\lambda)$ je potom dán vztahem

$$G_{01}(\lambda) = (1-m)B_{01}(\lambda).$$

Proložení naměřených hodnot $G_{01}(\lambda)$ metodou nejmenších čtverců, jak ukazuje na obrázku 4 přerušovaná čára, dává hodnotu $m = 2,768$. Přerušovaná čára na obrázku 5 ukazuje odpovídající hodnoty $B_{01}(\lambda)$ a zároveň je vidět dobrá shoda mezi teoretickými a experimentálně zjištěnými hodnotami.



Obr. 5 Závislost fázového dvojlomu na vlnové délce pro vid LP_{01} a sudý LP_{11} . Přerušovaná čára odpovídá aproximaci

6. ZÁVĚR

V příspěvku jsou prezentovány výsledky měření disperze dvojlomu ve dvouvidovém DMOV v širokém spektrálním oboru. Měření je provedeno metodou využívající tandemového uspořádání MI a zkoumaného vlákna. Je zjišťována spektrální závislost skupinového dvojlomu u dvou lineárně polarizovaných vidů vedených vláknem.

Naměřené hodnoty jsou proloženy polynomy tak, aby bylo možno zjistit spektrální závislost fázového dvojlomu pro oba vidy. Výsledky měření jsou porovnávány s aproximací fázového dvojlomu základního vidu, která platí pro křemenná dvojlomná mikrostrukturální optická vlákna se vzduchovými otvory. Byla ukázána dobrá shoda mezi teorií a experimentem. Zjištěné disperzní charakteristiky mají velký význam při rozšiřování možností uplatnění optických vláken v oblasti optických systémů využívajících interferenci polarizačních vidů a v oblasti optických vláknových senzorů.

Práce byla podpořena interním grantem VŠB - TU Ostrava (IGS HGF VŠB-TUO 2009) a grantem česko - polské spolupráce (projekt MEB 050809).

Mgr. Miroslava Kadulová, Institut fyziky, VŠB - TU Ostrava, 17. listopadu 15, 708 33 Ostrava – Poruba, tel.: 59 732 3158, e-mail: miroslava.kadulova@vsb.cz

doc. RNDr. Petr Hlubina, CSc., Institut fyziky, VŠB - TU Ostrava, 17. listopadu 15, 708 33 Ostrava – Poruba, tel.: 59 732 3134, e-mail: petr.hlubina@vsb.cz

RNDr. Dalibor Ciprian, Ph.D., Institut fyziky, VŠB - TU Ostrava, 17. listopadu 15, 708 33 Ostrava – Poruba, tel.: 59 732 3398, e-mail: dalibor.ciprian@vsb.cz

Mgr. Gabriela Statkiewicz-Barabach, Institute of Physics, Wrocław University of Technology, Wybrzeże Wyspińskiego 27, 50-370 Wrocław, Poland, tel.: +48-71-320-4117, fax: +48-71-328-3696, e-mail: gabriela.statkiewicz@pwr.wroc.pl

prof. Waclaw Urbanczyk, Institute of Physics, Wrocław University of Technology, Wybrzeże Wyspińskiego 27, 50-370 Wrocław, Poland, tel.: +48-71-320-3385, fax: +48-71-328-3696, e-mail: wacław.urbanczyk@pwr.wroc.pl

Literatura

- [1] ORTIGOSA-BLANCH, A. – KNIGHT, J.C. – WADSWORTH, W. J. – ARRIAGA, J. – MANGAN, B. J. – BIRKS, T. A. – RUSSELL, P.St.J.: Highly birefringent photonic crystal fibers. *Opt. Lett.*, 25, 2000, s. 1325.
- [2] RITARI, T. – LUDVIGSEN, H. – WEGMULLER, M. – LEGR, M. – GISIN, N.: Experimental study of polarization properties of highly birefringent photonic crystal fibers. *Opt. Express*, 12, 2004, s. 5931.
- [3] SHIBATA, N. – NAKAZONO, A. – INOUE, Y.: Interference between two orthogonally polarized modes traversing a highly birefringent air-silica microstructure fiber. *J. Lightwave Technol.*, 23, 2005, s. 1244.
- [4] BIRKS, T.A. – KNIGHT, J.C. – RUSSELL, P.St.J.: Endlessly single-mode photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, 22, 1997, s. 961.
- [5] JIN, W. – WANG, Z. – JU, J.: Two-mode photonic crystal fibers. *Opt. Express*, 13, 2005, s. 2082.
- [6] STATKIEWICZ, G. – MARTYNKIEN, T. – URBANCZYK, W.: Measurements of modal birefringence and polarimetric sensitivity of the birefringent holey fiber to hydrostatic pressure and strain. *Opt. Commun.*, 241, 2004, s. 339.
- [7] MARTYNKIEN, T. – SZPULAK, M. – URBANCZYK, W.: Modeling and measurement of temperature sensitivity in birefringent photonic crystal holey fibers. *Appl. Opt.*, 44, 2005, s. 7780.
- [8] HLUBINA, P. – SZPULAK, M. – KNYBLOVÁ, L. – STATKIEWICZ, G. – MARTYNKIEN, T. – CIPRIAN, D. – URBANCZYK, W.: Measurement and modelling of dispersion characteristics of two-mode birefringent holey fibre. *Meas. Sci. Technol.*, 17, 2006, s. 626.
- [9] HLUBINA, P. – STATKIEWICZ, G. – MARTYNKIEN, T. – URBANCZYK, W.: Měření disperzních charakteristik vysoce dvojlomného mikrostrukturálního optického vlákna interferenčními metodami. *Jemná mechanika a optika*, 2005, roč. 50, č. 7-8, s. 218-221.
- [10] HLUBINA, P. – SZPULAK, M. – CIPRIAN, D. – MARTYNKIEN, T. – URBANCZYK, W.: Measurement of the group dispersion of the fundamental mode of holey fiber by white-light spectral interferometry. *Opt. Express*, 15, 2007, s. 11073.
- [11] HLUBINA, P. – CIPRIAN, D. – CHLEBUS, R.: Group index dispersion of holey fibres measured by white-light spectral interferometric technique. *Opt. Commun.*, 281, 2008, s. 4008.
- [12] HLUBINA, P. – MARTYNKIEN, T. – URBANCZYK, W.: Dispersion of group and phase modal birefringence in elliptical-core fiber measured by white-light spectral interferometry. *Opt. Express*, 11, 2003, s. 2793.
- [13] HLUBINA, P. – CIPRIAN, D. – KADULOVÁ, M.: Wide spectral range measurement of modal birefringence in polarization-maintaining fibres. *Meas. Sci. Technol.*, 20, 2009, s. 25301.
- [14] BOCK, W.J. – URBANCZYK, W.: Measurement of polarization mode dispersion and modal birefringence in highly birefringent fibers by means of electronically scanner shearing-type interferometry. *Appl. Opt.*, 32, 1993, s. 5841.

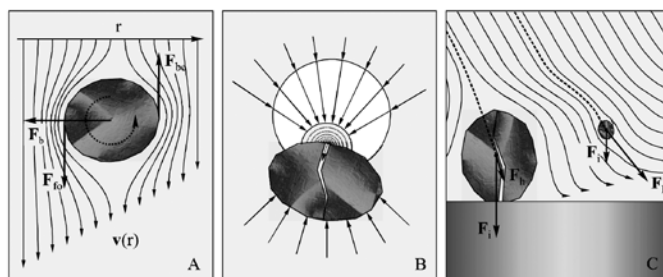
Morfologie agregátů nanočástic křemíku připravených v desintegrátoru Water Jet Mill

Práce prezentuje fyzikální mechanismy desintegrace pevných částic v novém zařízení, pracovně nazývaném WJM (Water Jet Mill) a globální popis uvedeného systému včetně interních mlecích cyklů a rozměrových separátorů partikulární kapalinové suspenze. Desintegračním činitelem je zde působení vysokoenergetického kapalinového paprsku s výtokovou rychlostí cca $660 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ a vysokou mírou kavitace v desintegračních zónách. Z dosahované míry zdrobnění až do oblasti pod 100 nm a z malého mechanického poškození impaktního terče vyplývá dominantní mechanismus dezintegrace implozí kavitačních bublin přímo na povrchu částic uvnitř kapalinové suspenze. V samostatných oddílech mikroskopie atomárních sil AFM, skenující elektronové mikroskopie SEM, konfokální optické mikroskopie a laserové difrakce jsou následně prezentovány výsledky analýzy morfologie agregátů nanočástic křemíku připravených v desintegrátoru WJM.

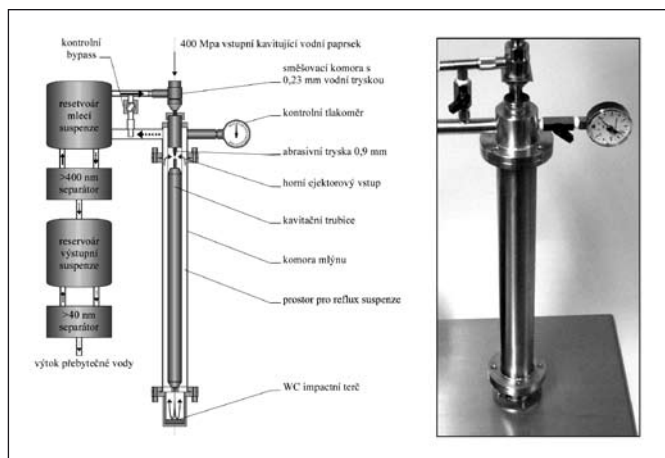
Klíčová slova: nanočástice, vodní paprsek, kavitace, implose, disintegrace, mletí, agregát

1. ÚVOD

Technologie vysokoenergetického kapalinového paprsku [1-2] (dále jen paprsek) vznikla v roce 1971 v laboratořích NASA [3-4] při nutnosti opracování tvrdé vysokoteplotní keramiky bez významného tepelného namáhání okolí dělicích ploch. Pro uvedenou vlastnost je kapalinový paprsek perspektivním nástrojem, jehož technický potenciál není ani v současné době plně využit. Nové poznatky a aplikace lze očekávat zejména v oblasti velmi úzkých mikrotrysek, čisté parní mikrokavitace [5-8] a v oblasti pulzního režimu [9-11], kdy waterhammer efekt výrazně znásobuje jeho erozivní působení na pevné materiály. Jednou ze slibných oblastí aplikace je využití extrémní dynamiky paprsku pro dezintegraci partikulárních materiálů. Významným problémem již není běžné využití paprsku k prostému mletí do oblasti mikro, nýbrž vytvoření fyzikálních podmínek pro efektivní mletí až do oblasti nanorozměrů. V pracovním prostoru WJM (viz obr. 1) jsou částice unášeny kapalnou disperzí a cyklicky prochází soustavou dezintegračních zón, generovaných kavitujícím kapalinovým paprskem v úzké „abrazivní trysce“ a kavitační trubici.



Obr. 2 Základní mechanismy desintegrace mikročástic ve WJM: A – rychlá dynamika působení smykových napětí při obtékání mikročástice v extrémním gradientu rychlosti proudění suspenze, B – pulzní působení vysokých impaktních tlaků waterhammer efektu při asymetrickém kolapsu kavitační mikrobubliny na povrchu částice, C – přímý dopad větších částic na tvrdý terč z karbidu wolframu WC (částice malých hmotností jsou strhávány do tečného směru proudnic obtékající suspenze)



Obr. 1 Schéma WJM včetně systému turbulентních cross-flow separátorů a foto prototypu zařízení

Počáteční experimentální zkušenosti s WJM byly poprvé prezentovány na 1st Nanomaterials and Nanotechnology Meeting NANO OSTRAVA 2008. Proces desintegrace ve WJM využívá extrémní dynamiku a vysokou hustotu výkonu v oblastech interakce kapalinového paprsku se suspenzí jemných částic mletého materiálu. Při pracovním tlaku čerpadla cca 400 MPa a výtokové rychlosti paprsku $660 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ dosahuje hustota výkonu na průřezu $164 \text{ kW}\cdot\text{mm}^{-2}$. Při průměru užití vodní trysky $0,23 \text{ mm}$ to odpovídá hodnotě 8 kW na celém průřezu paprsku. Na schématu v obr. 1 je zobrazen základní mlecí režim WJM. Kapalinová suspenze mletých částic vstupuje z horního rezervoáru do směšovací komory s diamantovou kavitační vodní tryskou o průměru $0,23 \text{ mm}$. Zde dochází k primární dezintegraci v kontaktu s kavitujícím kapalinovým paprskem. Po průchodu usměrňovací abrazivní tryskou vstupuje suspenze do kavitační trubice a po změně směru pohybu v dolním prostoru dopadu na tvrdý terč z karbidu wolframu stoupá s intenzivní turbulencí vertikálně vzhůru. Při dosažení výšky horního ústí kavitační trubice je část suspenze cyklicky strhávána

zpět do jejího desintegračního prostoru a prochází novým cyklem mletí. Při mletí předpokládáme cyklické opakování tří základních desintegračních efektů (viz obr. 2).

1. Rychlá dynamika působení smykových napětí při obtékání mikročástice v extrémním radiálním gradientu rychlosti proudění suspenze (viz obr. 2 A).

Přímá mechanická destrukce částic je způsobena rychlou změnou směru a velikosti smykových napětí při jejich vstupu do kavitujícího paprsku. Radiální rychlostní gradient v úzké trubici primární „abrazivní“ trysky průměru 0,9 mm může dosahovat extrémních hodnot přes $1000 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}/\text{mm}$. Na maximálním charakteristickém rozměru obtékané částice dosahuje rychlostní rozdíl na protilehlých plochách hodnoty až 100 ms^{-1} . Uvedený rychlostní gradient vyvolává u přibližně globulární částice rotaci a radiální vztlakovou sílu směřující do osy proudu. Díky rotaci ve vysokém rychlostním gradientu vykazuje částice velmi rychlé změny intenzivního smykového namáhání, které při překročení meze pevnosti vyvolává její desintegraci.

2. Pulzní působení vysokých impaktních tlaků waterhammer efektu při asymetrickém kolapsu kavitační mikrobubliny na povrchu částice (viz obr. 2 B).

K primární kavitační dezintegraci částic dochází při implozi bublin čisté parní mikrokavítace z kavitační vodní trysky při jejich kolizi s částicemi v kapalinové suspenzi [12]. K sekundární dezintegraci částic dochází v oblastech uvnitř kavitační trubice. Zdrojem kavítace je při daném technickém uspořádání vysoký rychlostní gradient při míšení vysokoenergetického kapalinového proudu s pomalou suspenzí mletých částic. Konstrukce kavitační trubice je řešena tak, že kavitační bubliny opakovaně vznikají heterogenní nukleací přímo na fázovém rozhraní mezi kapalinou a částicí [5]. Součinitel kavítace v oblasti míšení dosahuje při teplotě cca $60 \text{ }^\circ\text{C}$ a tlaku 0,1 MPa okolní kapaliny podle standardního výpočtu řádu 10^{-4} . Asymetrický kolaps kavitační bubliny na povrchu částice vede ke vzniku velmi silné rázové vlny v místě dopadu kapaliny, jejíž tlakové maximum převyšuje mez pevnosti materiálu.

3. Přímý dopad větších částic na tvrdý terč z karbidu wolframu WC (viz obr. 2 C).

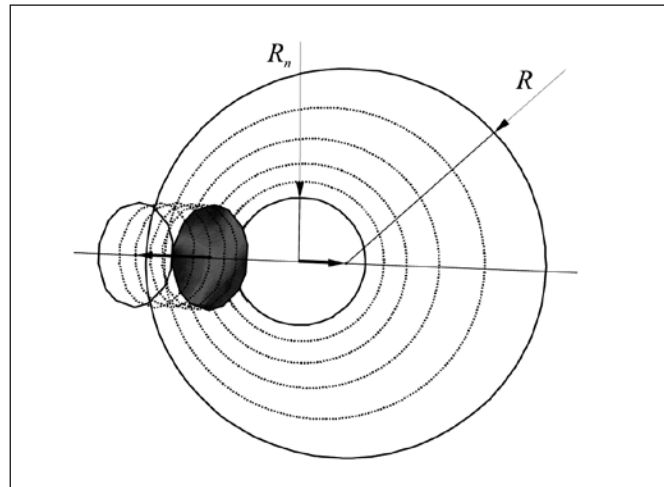
Po výstupu suspenze z kavitační trubice dochází k přímé mechanické destrukci částic nárazem na tvrdý terčik ze slinutého karbidu wolframu. Tato desintegrační zóna na konci cyklu přispívá zejména k destrukci větších částic, u kterých setrvačné síly F_i dominují nad hydrodynamickými silami F_h , které unášejí částice proudem kapaliny. Velmi malé částice jsou vzhledem ke své malé setrvačnosti unášeny odklonem proudnic podél povrchu terče.

Důležitým faktorem v celém desintegračním procesu WJM je technické řešení umožňující vícenásobný průchod částic přes desintegrační zóny na všech úrovních zařízení. Primární turbulentní filtraci je ze suspenze separována výstupní submikronová frakce $<400 \text{ nm}$, která je kumulována v dolním reservoáru k dalšímu zpracování (viz obr. 1). Reflux dosud neseparované suspenze větších částic je veden zpět k hornímu vstupu do mlecího cyklu. První zkušenosti ukazují, že průtok turbulentního filtračního separátoru je schopen kompenzovat přítok čisté kapaliny přes kavitační trysku a zajistit tak konstantní objem cirkulující mlecí suspenze v horním reservoáru. Výstupní submikronová disperze je v dolním reservoáru koncentrována metodou turbulentní ultrafiltrace s odvodem přebytečné kapalně frakce $<40 \text{ nm}$. V současném stavu není průtok ultrafiltru schopen kompenzovat přítok čisté kapaliny přes kavitační trysku v reálném čase a výstupní nanodisperze byla ve zkušebním testu zbavena balastní kapaliny odděleně po ukončení experimentu.

2. TEORIE - dynamické parametry kolapsu parní kavítace na částicích suspenze

Čistá parní kavítace vykazuje díky nízké stlačitelnosti vody výrazně vyšší hustotu desintegrační energie hydraulického rázu při

kolapsu než kavítace plynová nebo smíšená. Kolabuje zde pouze vakuová bublina s kondzátem bez plynu, který svou kompresí běžný typ kavitačního kolapsu brzdí. Z termodynamického hlediska je mnohem vyšší pravděpodobnost heterogenní nukleace kavitační bubliny na povrchu dispergovaných částic, než nukleace homogenní ve volném objemu kapaliny. Přednostně tedy vznikají kohezně vázané dvojice částice-bublina obr. 3, které procházejí společným kavitačním vývojem.

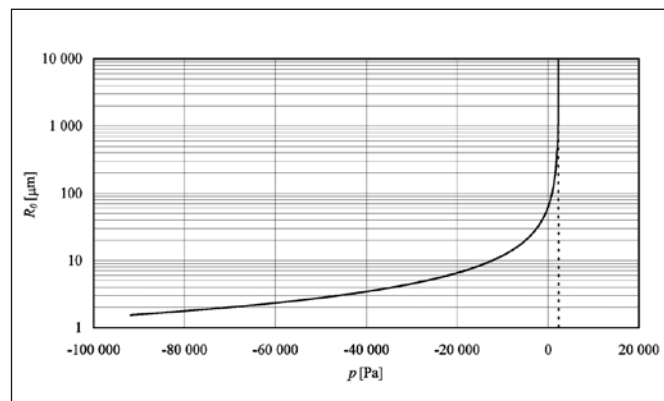


Obr. 3 Heterogenní nukleaci kavitační bubliny následuje asymetrický růst kohezně vázaného páru částice-bublina. Na schématu se střed bubliny v průběhu růstu posouvá doprava a částice je urychlována tlakem par a vazu na stěnu bubliny doleva

Jestliže hydraulický tlak p působením vnějších vlivů poklesne pod hodnotu tlaku nasycené páry p_n nebo až do záporné oblasti tahových napětí $p < 0$, dochází na fázových rozhraních k nukleaci parních kavitačních bublin. V uvedených podmínkách existuje konečná velikost rovnovážného poloměru R_0 kavitační bubliny bez rozpuštěného vzduchu. Vnější hydraulický tlak p je v rovnováze pouze s tlakem nasycené páry uvnitř a kapilárním tlakem (1).

$$\left. \begin{aligned} p < p_n \\ p_n = \left(p + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \end{aligned} \right\} \text{statická rovnováha } R_0 = \frac{2\sigma}{p_n - p} \quad (1)$$

Rovnovážná formule (1) rozděluje oblast možných poloměrů R_0 a tlaků p na část expanzivní nad křivkou obr. 4 a na část implozivní pod křivkou.



Obr. 4 Závislost rovnovážných poloměrů σ kavitačních bublin na velikosti tahového napětí uvnitř vody při $20 \text{ }^\circ\text{C}$. Vertikální přerušovaná čára odpovídá úrovni příslušného tlaku nasycené páry $p_n = 2337 \text{ Pa}$ a povrchového napětí vody $\sigma = 72,78 \cdot 10^{-3} \text{ N}\cdot\text{m}^{-1}$

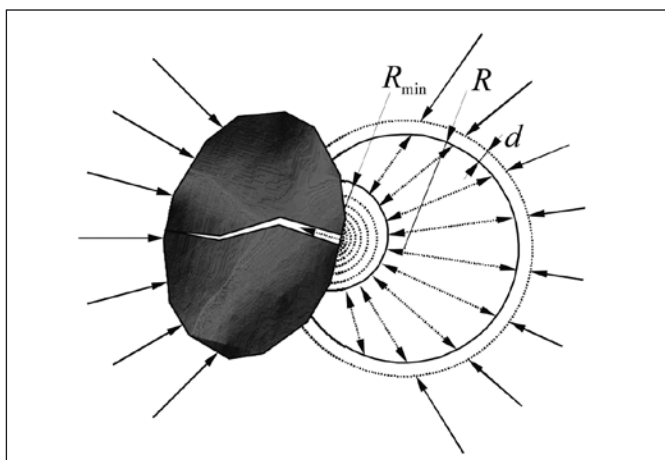
Hranice, vymezená uvedenou křivkou, odpovídá labilní rovnováze. Při malé poruše poloměru směrem vzhůru $R > R_0$ dochází ke snížení kapilárního tlaku a dominantní tlak nasycených par se stává hnací silou explozivní expanze.

$$p_n > \left(p + \frac{2\sigma}{R} \right) \dots\dots \text{expanze} . \quad (2)$$

Částice kohezně vázaná na fázové rozhraní bubliny je při její expanzi unášena vysokým zrychlením radiálně od středu bubliny (viz obr. 3). Při vyšší hustotě dispergovaných částic vede příslušný mechanismus ke vzájemným relativně vysokoenergetickým srážkám. V opačném případě poruchy poloměru směrem dolů $R < R_0$ dochází ke zvýšení kapilárního tlaku (2), který se postupně stává extrémně rostoucí dominantní hnací silou implozivního kolapsu.

$$p_n < \left(p + \frac{2\sigma}{R} \right) \dots\dots \text{kolaps} . \quad (3)$$

Ke kolapsu kavitační bubliny rovněž přispívá zánik tahových napětí p v okolní kapalině, způsobený jejich časovou změnou (ultrazvuk) nebo přemístěním v proudění do míst s vyšším tlakem. Třetím příspěvkem je lavinovitá kondenzace nasycené páry $p_n \rightarrow 0$, kdy bublina kolabuje do vakua (viz obr. 5). Kondenzát nasycené páry může být v obecném případě rozdělen na vnitřní centrální jádro o poloměru R_{\min} a vnější obal síly d , absorbovaný povrchem kolabující bubliny.



Obr. 5 Závěrečná fáze rozbití mikročástice koncentrovaným tlakem hydraulického rázu při asymetrické implozi vakuové kavitační bubliny po kondenzaci par

V situaci, kdy působí současně všechny tři efekty, je hnací silou imploze kapilární tlak, zvýšený o hydraulický tlak okolí.

$$\left(p + \frac{2\sigma}{R} \right) = p_c(R) \dots\dots \text{hnací tlak imploze} . \quad (4)$$

Celková práce hnacího tlaku imploze $p_c(R)$ od počátku kolapsu při poloměru R_{\max} do jeho konce při hodnotě R_{\min} je při závěrečném dopadu přeměněna na kinetickou energii hydraulického rázu. Za zjednodušujícího předpokladu kondenzace veškeré páry uvnitř centrálního jádra ($d = 0$) jsou oba poloměry jednoznačně svázány rovností hmotnosti páry a kondenzátu.

$$\left(\frac{4}{3} \pi R_{\max}^3 \right) \rho_{\text{vapor}} = \left(\frac{4}{3} \pi R_{\min}^3 \right) \rho_{\text{liquid}} . \quad (5)$$

Při 20 °C z podmínky (5) plyne vztah mezi oběma poloměry $R_{\min} = 0,026 R_{\max}$. Celková kinetická energie výše uvedeného hyd-

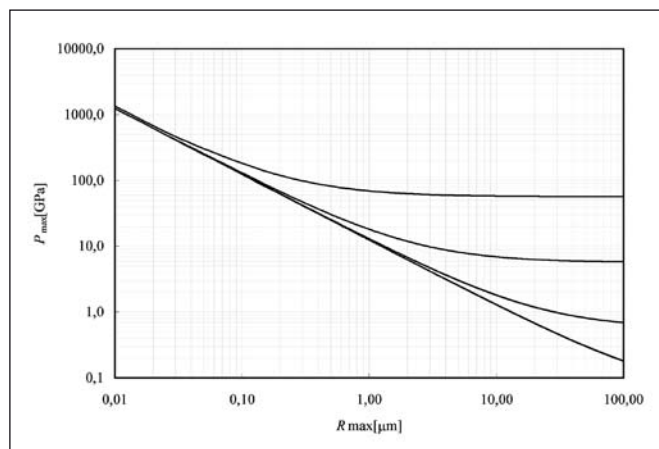
raulického rázu, vypočítaná aplikací Rayleighovy teorie a vztažená na objem kondenzátu, poskytuje údaj o maximu impaktního tlaku p_{\max} na povrchu částice.

$$p_{\max} = \frac{1}{\frac{4}{3} \pi R_{\min}^3} \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} p_c(R) 4\pi R^2 dR \quad (6)$$

Na základě současné platnosti vztahů (4), (5) a (6) byl odvozen odhad závislosti maximálního impaktního tlaku na tlaku p okolí a na maximálním poloměru R_{\max} kolabující bubliny.

$$p_{\max}(p, R_{\max}) = Ap + \frac{B}{R_{\max}}, \quad (A = 56\,895, B = 12\,414 \text{ Pa} \cdot \text{m}) . \quad (7)$$

Průběh závislosti na obr. 6 ukazuje extrémní hodnoty tlaku zejména pro kolaps parních mikrobublin s počátkem v mikronové a submikronové oblasti.



Obr. 6 Závislosti impaktního tlaku p_{\max} na počátečním maximálním rozměru R_{\max} kolabující kavitační bubliny. Shora postupně pro tlaky prostředí $p = \{1, 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}\}$ MPa

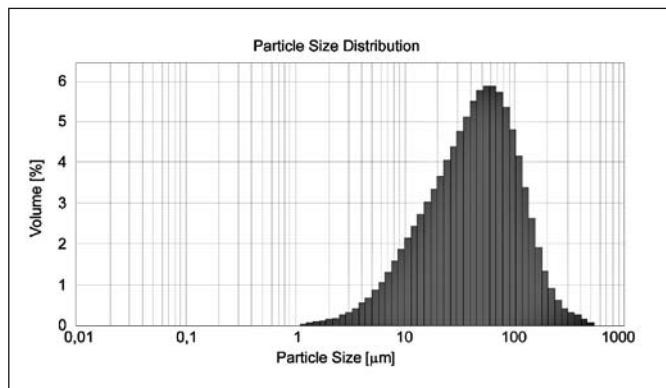
Zatímco v oblasti desítek mikronů dominuje vliv hydraulického tlaku, v submikronové oblasti získává výraznou převahu tlak kapilární. Průběhy na obr. 6 představují odhad nejnižších hodnot při předpokladu totální kondenzace všech par do centrálního jádra (viz obr. 5). V této situaci má jeho poloměr R_{\min} maximální možnou hodnotu, která zabraňuje dalšímu vzrůstu kapilárního tlaku směrem k ještě extrémnějším hodnotám. Při implozi kavitační bubliny v prostředí s tlakem 1 MPa dosahuje impaktní tlak p_{\max} minimálně hodnoty cca 57 GPa. Pro většinu desintegrovatelných materiálů je pevnost v tlaku $\sigma_p \leq \sigma_p(\text{Al}_2\text{O}_3) \approx 3 \text{ GPa} \ll 57 \text{ GPa}$ hluboko pod uvedenou hodnotou.

3. EXPERIMENT – příprava a studium agregace nanočástic křemíku ve vodní suspenzi

Pro úvodní experimentální testy byla použita suspenze křemíkových částic v demineralizované vodě. Vstupní křemíkové částice byly připraveny mletím hrubých zlomků monokrystalu (Si 99,999 w%) velikosti do cca 5 mm v klasickém planetárním mlýnu s pracovními elementy z karbidu wolframu, které významně snižují míru kontaminace produktu. Vstupní mlecí suspenze WJM obsahovala partikulární frakci křemíku $\leq 500 \mu\text{m}$, separovanou síťovým granulometrem z výše uvedeného mlecího produktu. Její rozměrová analýza laserovou difrakcí ukázala úplnou absenci submikronových částic. Cílem experimentálního testu desintegrace v zařízení WJM byla analýza výstupní submikronové frakce částic křemíku. Produkt byl po koncentraci v turbulentním ultrafiltru separován z kapalinové suspenze ve formě prášku vakuovým lyofilizátorem při teplotě -60 °C.

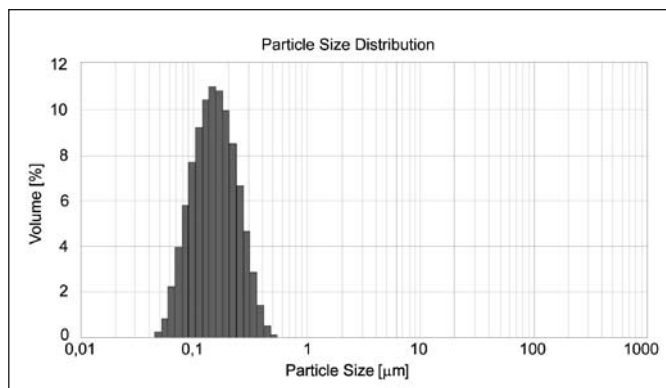
3.1. Laserová difrakční analýza rozdělení velikostí částic

Laserová difrakční analýza distribuce velikosti částic vstupního vzorku křemíku byla provedena na zařízení Malvern Mastersizer 2000 v aproximaci Fraunhoferova modelu při vlnové délce laserového zdroje 638 nm. Při hodnotě mediánu $d_{50} = 60,3 \mu\text{m}$ (viz obr. 7) potvrdila absenci submikronových částic, což přispělo ke zřetelnějšímu rozlišení následného mlecího efektu v této oblasti.



Obr. 7 Rozdělení velikosti částic vstupní frakce křemíku pro experimentální test mletí ve WJM po sítové separaci produktu mletí v klasickém planetárním mlýnu

Experimentální test mletí uvedeného vstupního vzorku křemíku trval 180 s a bylo při něm dosaženo nárůstu submikronové frakce z počáteční hodnoty 0 vol.% na 6,4 vol.%. Metodou turbulentní cross-flow filtrace byla separována submikronová výstupní frakce, která vykazuje medián $d_{50} = 148 \text{ nm}$ (viz obr. 8).



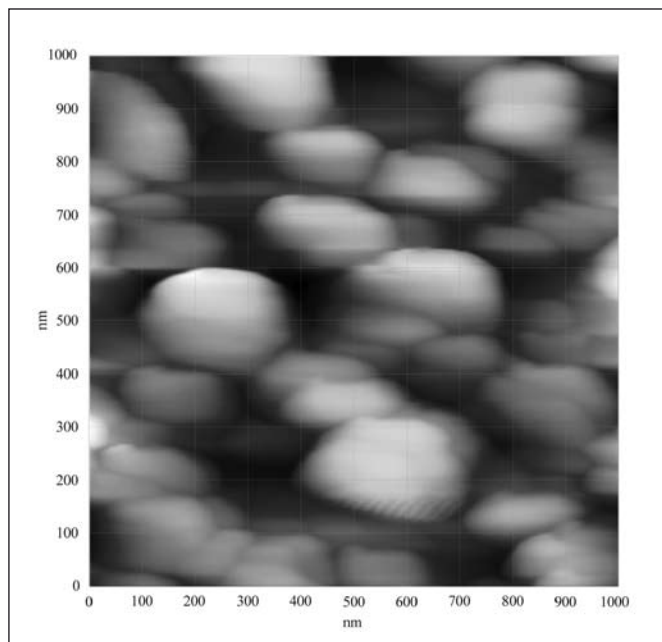
Obr. 8 Rozdělení velikosti částic submikronové výstupní frakce Si. Test mletí byl proveden ve WJM pod tlakem 400 MPa s kavitační kapalinovou tryskou 0,23 mm po dobu 180 s

Rozdělení bylo měřeno rovněž zařízením MALVERN MASTERSIZER 2000 avšak pro submikronovou analýzu byla použita aproximace Mieova modelu difrakce. Uvedený výsledek odpovídá v rozdělení četnosti naprosté dominanci submikronových částic.

3.2. Analýza morfologie nanočástic a jejich agregátů mikroskopii atomárních sil AFM

Z AFM analýzy výstupního vzorku (viz obr. 9) krátce po jeho přípravě a po primární separaci ultrafiltrem 400 nm je patrné významné zastoupení částic do 250 nm, což dobře odpovídá jejich statisticky významnému zastoupení podle rozdělení na obr. 8. Již zde jsou však patrné vznikající agregáty částic, jejichž podíl se v průběhu času zvyšuje.

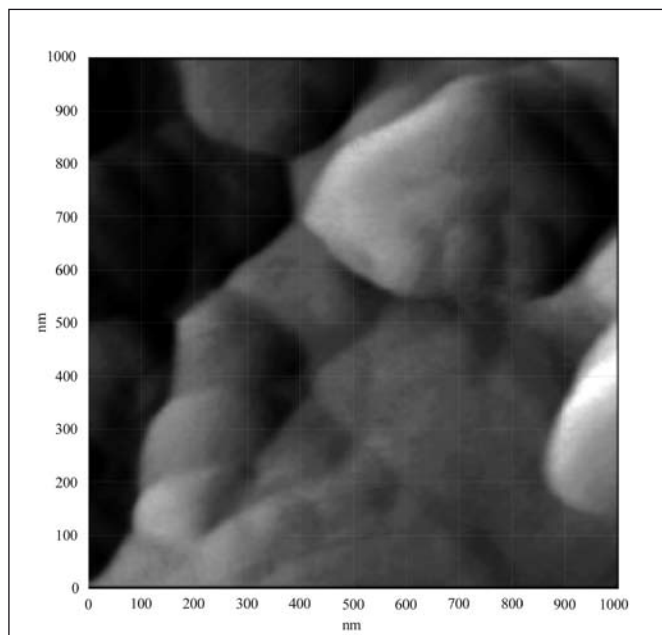
Agregáty primárních nanočástic představují současně rovnovážný produkt v oblasti limitu mlecí rovnováhy, který je optickou granulometrií registrován jako nejmenší rozměrový celek. Proto je



Obr. 9 Analýza plochy 1000 nm x 1000 nm odparku submikronové suspenze částic křemíku metodou mikroskopie atomárních sil AFM v kontinuálním režimu

běžnými metodami velmi obtížné stanovení skutečných rozměrů elementárních produktů desintegrace. Ve výše uvedeném relativně krátkém experimentálním testu lze předpokládat bezprostředně po jeho ukončení nízký podíl agregátů. V déle trvajícím procesu desintegrace bývá sice nastolena rovnováha mlecího limitu, ale má pouze statistický charakter. Lze předpokládat, že proces desintegrace nekončí na této úrovni, avšak je v daných podmínkách kompenzován odpovídající intenzitou agregace elementárních nanočástic, která tak maskuje skutečnou velikost elementárního mlecího limitu.

Následující AFM analýza (viz obr. 10) byla provedena na odparku, který vznikl z výstupní suspenze nanočástic křemíku po následné separaci pod 100 nm a byl ponechán v klidu 48 hodin.



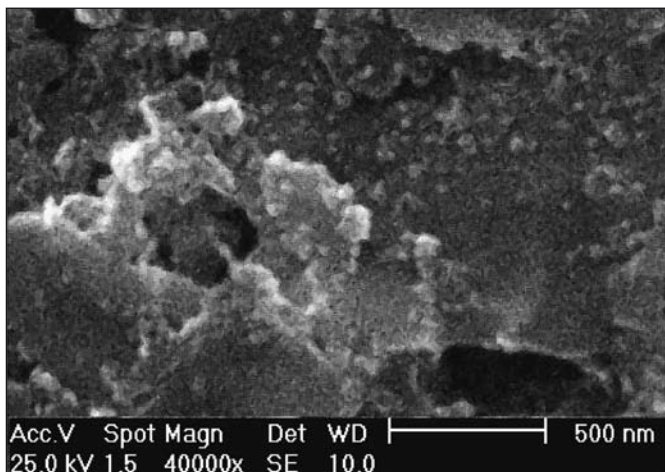
Obr. 10 Analýza plochy 1000 nm x 1000 nm odparku submikronové suspenze agregátů částic křemíku metodou mikroskopie atomárních sil AFM v kontinuálním režimu

Je zde patrná existence agregátů o rozměrech až 600 nm, které nevykazují výraznou dominanci v žádném svém rozměru a má smysl je charakterizovat mírou jejich sféricity.

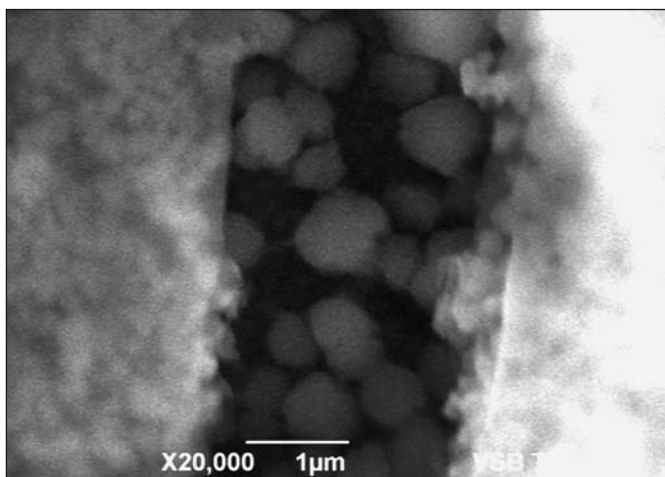
3.3. Analýza morfologie agregátů skenující elektronovou mikroskopií SEM

Vzorek finální submikronové frakce odpařený krátce po výstupu suspenze z WJM a po primární separaci ultrafiltrem 400 nm byl podobně jako u AFM analyzován alternativní metodou skenující elektronové mikroskopie SEM (viz obr. 11).

Následná analýza SEM (viz obr. 12) byla provedena na podobném odparku, který byl připraven ze stejného vzorku suspenze a ve stejném čase jako v případě AFM na obr. 10.



Obr. 11 Analýza plochy odparku submikronové suspenze částic křemíku (viz také vzorek na obr. 9) metodou SEM při zvětšení 40.000×

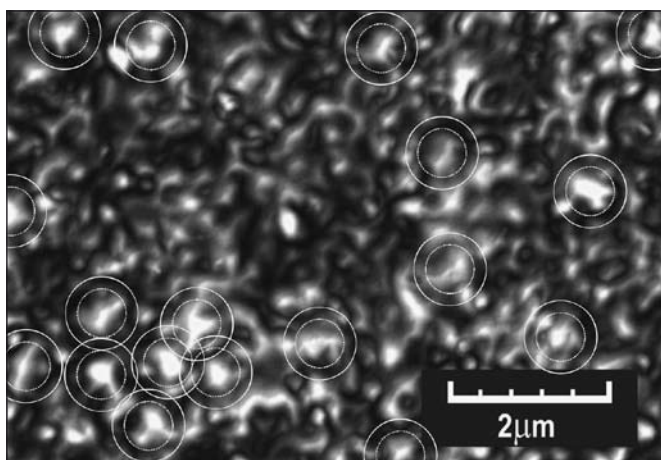


Obr. 12 Analýza agregátů částic křemíku v prasklině na okraji kapky odparku submikronové suspenze (viz také vzorek na obr. 10) metodou SEM při zvětšení 20.000×

Odparek byl získán analogickým postupem z výstupní suspenze nanočástic křemíku po následné separaci pod 100 nm a byl ponechán v klidu 48 hodin. Uvedený obraz, rovněž jako u analýzy AFM, potvrzuje existenci agregátů o rozměrech až 600 – 800 nm, které nevykazují výraznou dominanci v žádném svém rozměru.

3.4. Analýza morfologie agregátů konfokální optickou mikroskopií

Vzhledem k malým rozměrům primárních částic po desintegraci byla metoda konfokální mikroskopie aplikována pouze na zobrazení rozměrnějších agregátů ve filtračním koláči po klasické filtraci filtrem nucleopore 100 nm.



Obr. 13 Orientační analýza agregátů částic křemíku ve filtračním koláči membrány nucleopore 100 nm metodou optické konfokální mikroskopie na vlnové délce 408 nm. Pravděpodobný výskyt agregátů je označen kruhy o průměrech 600 a 800 nm

Zobrazení agregátů nanočástic z filtračního koláče na obr. 13 zřejmě již odpovídá limitům konfokální mikroskopie při dané vlnové délce 408 nm a pro celkovou analýzu může mít pouze orientační význam. I toto zobrazení však potvrzuje převládající maximální dimenzi jeho rozměrnějších strukturních prvků (objekty v kruzích) dominantní zastoupení agregátů rozměrů 600 – 800 nm, které byly pozorovány metodami AFM a SEM.

3. ZÁVĚR

Dosažené výsledky potvrzují značný aplikační potenciál vysokoenergetického kapalinového paprsku v oblasti přípravy nanoparticulárních suspenzí v novém zařízení WJM. Úvodní experimentální testy potvrdily vysokou desintegrační účinnost WJM až do rozměrové oblasti nanočástic pod sto nanometrů. V relativně krátké době 180 s vzrostl podíl submikronové frakce ve vodní suspenzi z původní hodnoty 0 vol.% na hodnotu 6,4 vol.% s mediánem 148 nm. Při nasycení 1,5 kg cirkulační suspenze stálou frakcí 10 vol.% (300 g) mletého particulárního materiálu je kontinuální produkce výstupní submikronové frakce cca 384 g/h. Uvedená mlecí účinnost převyšuje úroveň současných špičkových planetárních mlýnů [13-14]. V průběhu uvedeného mlecího procesu činil objem desintegrační zóny cca 0,1% celkového objemu cirkulační suspenze ve WJM. V režimu extrémní turbulence a kavitace dochází v suspenzi k výrazným kinematickým ztrátám, jejichž dominantní část odpovídá pohlcené energii desintegrace. Z analýzy intenzity cirkulačního průtoku plyne pokles kinetické energie v desintegračních zónách na cca 1% původní hodnoty (cca 27 m·s⁻¹). Z malého podílu tepelné disipace na celkové absorbované energii vyplývá hodnota specifické mlecí energie 5,8 · 10⁵ kJ·kg⁻¹. Na základě srovnání dosud dosažených výsledků v daných podmínkách provozu WJM s výsledky mletí na planetárních mlýnech [13-14] lze očekávat mlecí limity v oblasti pod 10 nm. Na výše uvedenou přípravu výsledného nanoparticulárního prášku přímo navazuje experimentální příprava nanokompozitů jak pro optické aplikace v pojivu polymethylmetakralátu, tak příprava vysoce zhuťných nanokompozitů typu kov-polovodič s významným objemovým podílem interpartikulární fáze Schottkyho přechodu.

Tato práce byla částečně podporována grantem GAČR 106/08/1092 a MSM6198910016.

Literatura

- [1] SUMMERS, D.A.: Waterjetting Technology. E & FN SPON An Imprint of Chapman & Hall, London 1995.

- [2] HOWELLS, W.G.: Super water jetting applications from 1974 to 1999, <http://www.berkeleychemical.com/download/SUPER-WATER.pdf>
- [3] RICE, R.M.: „Process Report on the Automated Hydro Removal of TPS“ prepared for NASA, Contract NAS8-36300, January 1986.
- [4] HOPPE, D.T., BABAI, M.K.: High pressure water jet cutting and stripping. NASA Center: Marshall Space Flight Center 1991, Added to NTRS: 2008-05-31, Accession Number: 91N23047; Document ID: 19910013734, (http://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19910013734_1991013734.pdf)
- [5] YOUNG, R.F.: Cavitation. Imperial College Press, 1999.
- [6] BRENNEN, CH.E.: Fundamentals of Multiphase Flow. Cambridge University Press 2005.
- [7] JOSEPH, D.D.: Cavitation in a flowing liquid. Phys. Rev. E (1995), 51(3), p.1649-1650.
- [8] JOSEPH, D.D.: Cavitation and the state of stress in a flowing liquid. Journal of Fluid Mechanics, 366, 1998, p. 367-378.
- [9] VIJAY, M.M.: Ultrasonically generated cavitating or interrupted jet. (Gloucester, CA) 1992. United States Patent 5154347.
- [10] FOLDYNA, J., SITEK, L., SVEHLA, B., SVEHLA, S.: Utilization of ultrasound to enhance high-speed water jet effects. Ultrasonics Sonochemistry, Vol. 11/3-4, 2004, Elsevier B.V., pp 131-137.
- [11] DVORSKÝ, R.: Způsob vytváření vysokotlakých pulzů v kapalíně metodou pulzní multiplikace a zařízení k provádění tohoto způsobu. 2007, CZ Patent 298 759/2007.
- [12] SUN, Z., KANG, X.Q., WANG, X.H.: Experimental system of cavitation erosion with water-jet. Materials and Design 26 (2005) 59–63.
- [13] STENGER, F., MENDE, S., SCHWEDES, J., PEUKERT, W.: Nanomilling in stirred media mills, Chemical Engineering Science, Volume 60, Issue 16, (2005) p. 4557-4565.
- [14] MENDE, S.: Grinding and Dispersion in the Field of Nanotechnology, Process Engineering, cfi/Ber. DKG 82 (2005) No. 9. E 39.

RNDr. Richard Dvorský, Institut fyziky, VŠB – TU Ostrava, 17. listopadu 15, 708 33 Ostrava – Poruba, tel.: 59 732 4481, e-mail: richard.dvorsky@vsb.cz

Doc. Dr. RNDr. Jiří Luňáček, Institut fyziky, VŠB – TU Ostrava, 17. listopadu 15, 708 33 Ostrava – Poruba, tel.: 59 732 4111, e-mail: jiri.lunacek@vsb.cz

Doc. Ing. Aleš Slíva, Ph.D., Laboratoř sypaných hmot, VŠB – TU Ostrava, 17. listopadu 15, 708 33 Ostrava – Poruba, tel.: 59 732 5110, e-mail: ales.sliva@vsb.cz

Ing. Karla Barabaszova, Ph.D., Centrum nanotechnologií, VŠB – TU Ostrava, 17. listopadu 15, 708 33 Ostrava – Poruba, tel.: 59 732 5110, e-mail: karla.barabaszova@vsb.cz

Doc. Ing. Jana Seidlerová, Ph.D., Centrum nanotechnologií, VŠB – TU Ostrava, 17. listopadu 15, 708 33 Ostrava – Poruba, tel.: 59 732 5110, e-mail: jana.seidlerova@vsb.cz

Dr. Ing. Dalibor Matýsek, Zkušební laboratoř výzkumného centra hornin, VŠB – TU Ostrava, 17. listopadu 15, 708 33 Ostrava – Poruba, tel.: 59 732 4540, e-mail: dalibor.matysek@vsb.cz

Nanočástice léčí rakovinu přímo v místě nádoru

Vědci testují nový způsob léčby rakoviny. Používají při něm magnetické nanočástice, které na sebe naváží chemoterapeutický lék a dopravují jej přímo do nádoru. Zbytek těla je před agresivními léky ochráněn. Metoda vyvinutá lékaři z Univerzitní nemocnice v německém Erlangenu a vědci ze společnosti Siemens, je nyní ve stadiu laboratorního testování. Výsledky léčby na zvířecích pacientech ale vypadají velmi slibně.

Léčba rakoviny je velmi složitá, dlouhodobá a nejistá. Někdy je jedinou možností podávání silných léků, tzv. chemoterapeutik. Ty však mají často vážné vedlejší účinky. Vědci se proto zaměřují na vývoj léčebných postupů, které by používaly co nejméně medikamentů a působily pouze na zhoubné buňky.

Novinkou ve výzkumu je transport léku přímo do nádoru pomocí miniaturních magnetických částic o velikosti pouhých 100 nanometrů. Chemoterapeutikum je na nanočástici – svého dopravce – pevně navázáno. Pomocí silného magnetu, který se umístí poblíž místa zhoubného bujení u pacientova těla, se částice navádějí přímo k nádoru. Zde se léčebná látka uvolní a působí tedy lokálně pouze tam, kde je to nezbytně nutné. Zbytek těla zůstane od toxických látek uchráněn.

Výzkum je sice teprve v počátcích a k běžnému klinickému použití je třeba ujt ještě dlouhou cestu, ale při pokusech na zvířatech dokázali lékaři Univerzitní nemocnice v německém Erlangenu a výzkumníci ze společnosti Siemens, že je taková chemoterapie skutečně možná téměř bez vedlejších účinků. Paralyzovat nádor navíc dokázali s pouhou pětinou obvyklé dávky léku, protože

účinné látky byly dodány mnohem přesněji než obvykle. Výzkum je zaměřen na nádory blízko povrchu, jako jsou karcinomy hlavy, krku či kůže. Stále jsou však zapotřebí další klinické studie. Lékaři v Erlangenu doufají, že budou moci brzy začít provádět klinické studie na pacientech.

Jednou z klíčových otázek ve výzkumu je použití magnetu, který nanočástice přesně směřuje na místo určení. Je nutné použít velmi silný magnet s proměnlivým polem. Donedávna byla podobná zařízení nepoužitelná – váha elektromagnetů, které byly schopny generovat pole o požadovaném výkonu, totiž přesahovala 1,5 tuny. Výzkumníkům se ale nyní podařilo sestavit velmi výkonný otočný elektromagnet o váze pouhých 47 kilogramů, který má snadno přístupné hrany pólů a vytváří velký spád pole. Díky tomu může lékař s magnetem snadno manipulovat a hranu umístit přesně nad nádor. Dokáže proto bezpečně léčit dokonce i nejmenší nádory.

Podle Americké společnosti pro rakovinu onemocní touto nemocí každý rok na celém světě přibližně 11 milionů lidí a 7,6 milionů lidí jí podlehne. V České republice onemocní ročně rakovinou téměř 70 000 lidí – a statistiky říkají, že rakovina je za život diagnostikována každému třetímu člověku.

Jan Kopecký

PR & Communication Manager

Evropská 33a, 160 00 Praha 6

Tel.: +420 233 031 713 Fax: +420 233 031 709

E-mail: jan.kopecky@siemens.com

Využití elipsometru Gaertner L119 k měření parametrů kapalin metodou SPR

Článek je věnován měření změn indexu lomu kapalin využitím metody rezonance povrchových plasmonů (Surface Plasmon Resonance - SPR), realizovanému na našem pracovišti. Jsou zde představeny dvě varianty experimentálního uspořádání. Funkčnost obou zařízení a relevance měřených hodnot byla nejprve ověřena souborem měření na různě koncentrovaných roztocích NaCl ve vodě. Poté byla metoda SPR aplikována na studium změn reflektivity při použití vody proměnné teploty.

Klíčová slova: povrchová plasmová rezonance - SPR, reflektivita, index lomu

ÚVOD

Metoda excitace povrchových plasmonů (Surface Plasmon Resonance - SPR) patří mezi moderní optické metody, které v posledním desetiletí našly uplatnění v detekci a analýze pevných a kapalných látek a také při studiu povrchů. Extrémní citlivost SPR na malé změny indexu lomu (až 10^{-8} [1]) je dosud úspěšně využívána zejména v senzorových aplikacích, především pro velmi citlivé detektory různorodých látek v chemii a biologii, k měření tloušťek tenkých vrstev adsorbovaných na povrchu kovu nebo např. ke studiu kinetiky chemických reakcí [2].

Fyzikální jev excitace povrchových plasmonů byl pozorován již v roce 1902 Woodem [3, 4], který zaregistroval neočekávaný pokles intenzity světla odraženého od zrcadla s mřížkou, neobjasnil však jeho princip. Jeho fyzikální podstatu začal zkoumat Lord Rayleigh [5], k pochopení jevu pak výrazně přispěl Fano [6], který jej interpretoval pomocí excitace elektromagnetických povrchových vln, ale úplné vysvětlení tohoto jevu podal až roku 1968 Otto [7] a v témže roce Kretschmann a Raether [8, 9], když popsali dvě odlišné konfigurace vhodné pro excitaci povrchových plasmonů. Průkopnické práce Otta, Kretschmanna a Raethera přivedly SPR do moderní optiky, kde se uplatňuje zhruba od konce sedmdesátých let při studiu tenkých vrstev a jevů na rozhraní kov - dielektrikum. Od počátku osmdesátých let se tato metoda začala uplatňovat také pro konstrukci biosenzorů, v současné době se široce používají senzory na principu SPR pro rychlou identifikaci řady biologických látek jako jsou proteiny, DNA, drogy, jedy apod. [10, 11].

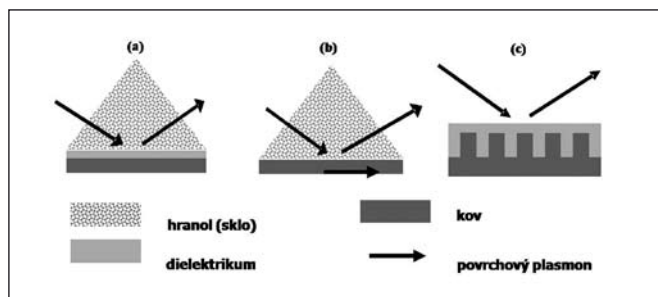
TEORIE

Jako povrchové plasmony označujeme kvanta oscilací elektronového plynu na rozhraní mezi dvěma prostředími, např. mezi kovem a dielektrikem. Tyto oscilace mohou být vyvolány průchodem elektronového svazku nebo elektromagnetickou vlnou. Elektromagnetická vlna dopadající na prostředí obsahující dostatečné množství (téměř) volných nábojů, např. elektronů v kovu, se částečně odrazí a částečně do tohoto prostředí proniká. Prošlá vlna má maximum své intenzity v rovině rozhraní a exponenciálně klesá s kolmou vzdáleností od něj (je označována jako evanescentní vlna) a za určitých podmínek zde může vybudit oscilace těchto volných nábojů.

K měření nejsou využívány přímo vznikající povrchové plasmony, ale je sledován zejména strmý pokles intenzity odraženého elektromagnetického svazku, který je svázán s jejich vznikem a je velmi citlivý na různé charakteristiky systému (zejména dielektrické konstanty obou prostředí, ale i např. tloušťku tenké vodivé vrstvy).

Šíření elektromagnetické vlny kovem je možné pouze pro frekvence menší než plazmová frekvence daného kovu. V oblasti viditelného a blízkého infračerveného záření tuto podmínku splňují např. hliník,

stříbro a zlato. K vybudění plasmonových oscilací lze využít vlny s p-polarizací a musí být splněna podmínka rovnosti vlnových vektorů dopadajícího záření a plasmonů v rovině rozhraní kov-dielektrikum. Jelikož je vlnový vektor světla ve vzduchu (vakuu) menší než minimální kritická vlnová délka nutná pro excitaci plasmonů v kovu, není možné vybudit plasmony dopadem světla přímo ze vzduchu.



Obr. 1 Experimentální konfigurace pro excitaci povrchových plasmonů: Ottovo uspořádání (a), Kretschmannovo-Raetherovo uspořádání (b), kovová mřížka (c)

Existuje několik způsobů vybudění povrchových plasmonů. V praxi se nejčastěji využívá vazebného hranolu v Ottově nebo Raetherově-Kretschmannově konfiguraci, nebo periodické mřížky, viz obr. 1. U prvních dvou variant se nejčastěji používá zlatá vrstva, protože proti stříbru je stabilnější.

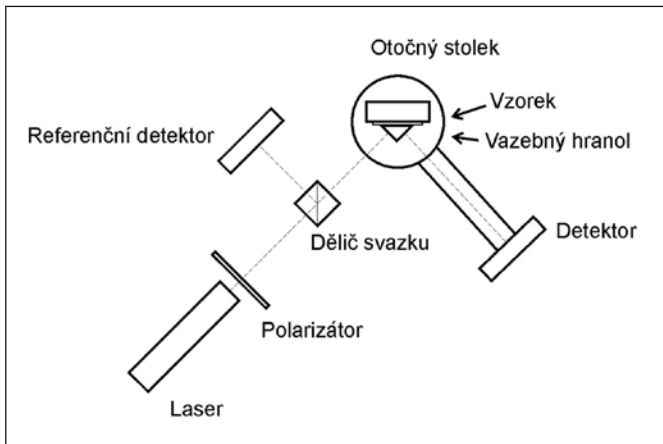
V prvním případě se využívá úplného odrazu při přechodu z opticky hustšího prostředí do prostředí opticky řidšího. Povrchová (evanescentní) vlna může způsobit vznik plasmonu na povrchu kovu (Ottova konfigurace – obr. 1a) nebo přímo v tenkém kovovém filmu excitací elektronů (Kretschmannova-Raetherova konfigurace – obr. 1b). Je-li vodivá vrstva dostatečně tenká (řádově desítky nm), povrchové plasmony mohou být vybudeny na vzdálenějším rozhraní této vrstvy. V případě mřížky dochází k difrakci na rozhraní majícím periodicitu srovnatelnou s vlnovou délkou dopadajícího svazku. Přitom jsou v důsledku interference produkovány jednak reflektované a transmitované módy, jednak módy evanescentní šířící se podél rozhraní, které mohou rovněž vybudit povrchové plasmony (obr. 1c). Excitace plasmonů se projeví jako lokalizovaný úbytek energie odraženého svazku.

EXPERIMENTÁLNÍ SESTAVA

Na Institutu fyziky na VŠB-TU v Ostravě bylo rozhodnuto o rozšíření vybavení laboratoří o měření pomocí SPR, a to formou úpravy jednoho ze stávajících přístrojů. Základ měřicího zařízení

tvoří elipsomer Gaertner L119. Tento původně manuálně ovládaný přístroj byl přestavěn a upraven na plně automatizovaný nulovací elipsometr [12]. Aparatura umožňuje jak měření na konkrétní vlnové délce, tak spektrální měření.

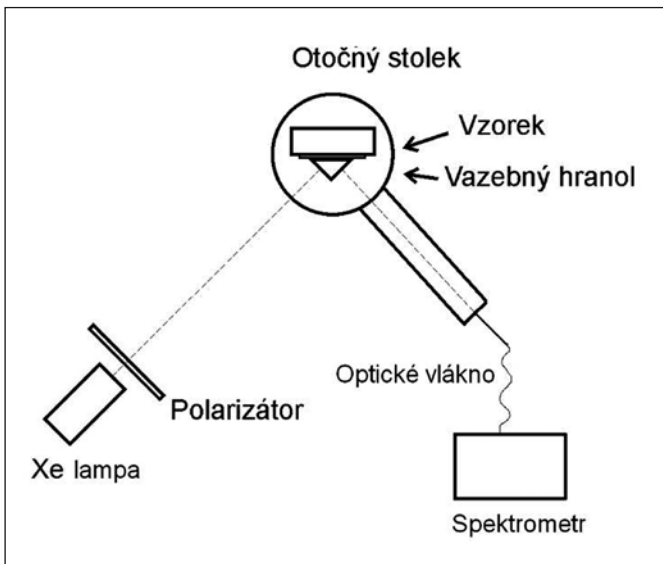
Pro měření se zde využívá dvou různých experimentálních uspořádání. První používá jako zdroj záření laditelný HeNe laser, schopný generovat světlo na vlnových délkách 543 nm, 594 nm, 604 nm, 612 nm a 633 nm. Před dopadem na vzorek je světlo polarizováno pomocí Glan-Thompsonova hranolu, poté prochází děličem svazku. Od něj se část záření odráží k referenčnímu detektoru a část prochází a dopadá na zkoumaný vzorek. Intenzita světla odraženého od vzorku je snímána fotodetektozem, umístěným na pohyblivém rameni dvojitého goniometru. K excitaci plasmonů je použita Kretschmannova-Raetherova konfigurace. Vzorek s hranolem je umístěn na otočném stolku ve středu goniometru, který umožňuje nastavení úhlu dopadu s přesností 1 úhlové vteřiny. Držák umožňuje měřit pevné vzorky a s použitím průtokové cely i kapalné anebo plynné látky. Aparatura je zobrazena na obr. 2.



Obr. 2 Schéma experimentálního uspořádání pro měření s proměnným úhlem dopadu

Druhá sestava používá jako zdroj 75W xenonovou výbojku a jako detektor je použit spektrometr USB650 Red Tide Spectrometer s měřicím rozsahem 350-1000 nm. Aparatura je zobrazena na obr. 3.

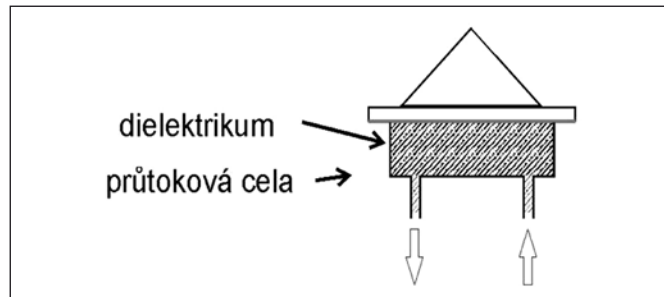
Zařízení je propojeno s počítačem, který řídí veškeré jeho funkce. Celý proces měření je plně automatický.



Obr. 3 Schéma experimentálního uspořádání pro měření s proměnnou vlnovou délkou

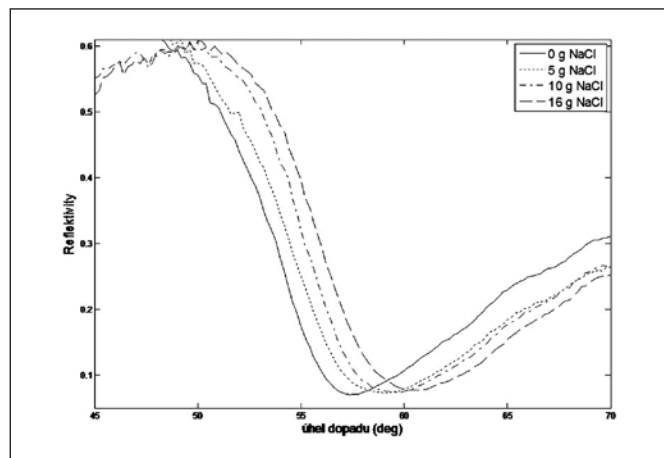
VÝSLEDKY MĚŘENÍ

K ověření funkce a zejména citlivosti přístroje bylo nejprve provedeno několik měření na roztoku soli (NaCl) o různých koncentracích (0, 1 až 16 g/100 ml). K těmto experimentům byla použita sestava s průtokovou celou (obr. 4) a 60° hranol z materiálu SF10 s 44 nm tlustou vrstvou Au nanosenou přímo na kontaktní ploše hranolu. Tato konfigurace je optimalizovaná pro měření kapalných vzorků (index lomu vody je kolem 1,33) a pro použití zdroje světla o vlnové délce 633 nm.

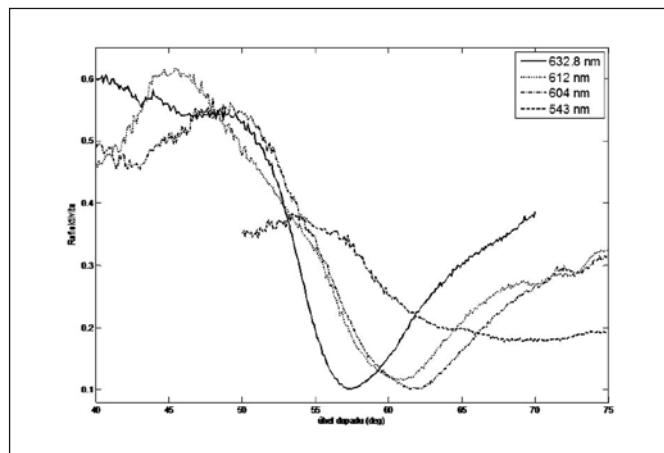


Obr. 4 Schéma průtokové cely pro měření kapalin

Měření reflektivity v závislosti na úhlu dopadu byla nejprve realizována pro čtyři vlnové délky a různé koncentrace roztoku první aparaturou. V rámci vyhodnocení měření můžeme porovnat jednak průběhy pro fixní vlnovou délku, ale různé koncentrace



Obr. 5 Měření reflektivity v závislosti na úhlu dopadu pro demineralizovanou vodu a tři koncentrace roztoku NaCl. Realizováno na vlnové délce 633 nm



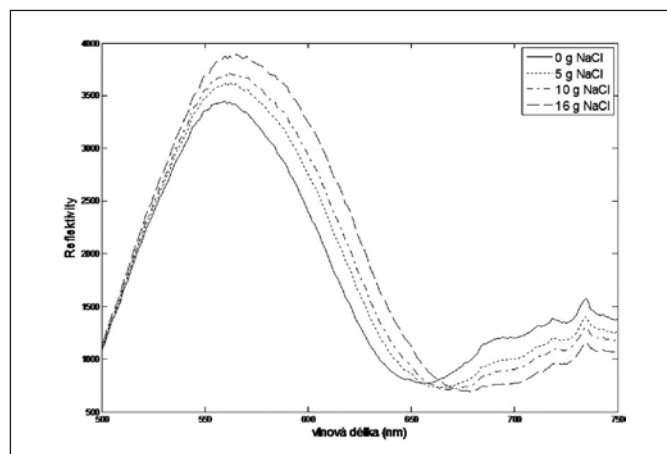
Obr. 6 Měření úhlové závislosti reflektivity pro čtyři vlnové délky, demineralizovaná voda

roztoku (včetně demineralizované vody), viz obr. 5. Je zde dobře patrná dobrá rozlišitelnost průběhů pro jednotlivé koncentrace. Jednak můžeme také vyhodnocovat výsledky měření pro fixní hodnotu koncentrace a různé vlnové délky světla, průběh pro demineralizovanou vodu je zachycen na obr. 6. Z naměřených závislostí reflektivity na úhlu dopadu byly dvěma různými metodami, popsány v příspěvcích [13] a [14], vypočteny hodnoty indexu lomu a následně porovnány s hodnotami uváděnými v literatuře [15] pro teplotu 20 °C, při které bylo měření prováděno. Výsledky jsou shrnuty v tabulce 1.

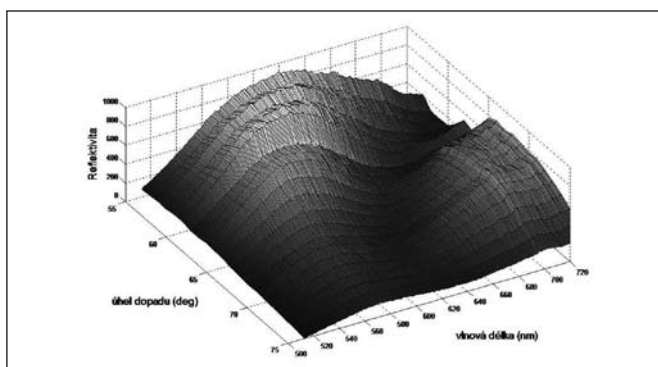
Tab. 1 Srovnání naměřených výsledků s tabelovanými hodnotami [15]

Koncentrace roztoku NaCl (v gramech NaCl na 100 ml H ₂ O)	Index lomu – reálná část		
	Vypočtené hodnoty z experimentálních dat		Tabelovaná hodnota dle [15]
	vypočtená metodou [13]	vypočtená metodou [14]	
0	1,3326	1,3328	1,3330
1	1,3357	1,3370	1,3348
2	1,3383	1,3386	1,3360
3	1,3424	1,3423	1,3383
4	1,3453	1,3419	1,3400
5	1,3442	1,3452	1,3418
6	1,3449	1,3465	1,3435
7	1,3454	1,3475	1,3453
8	1,3464	1,3452	1,3470
9	1,3473	1,3468	1,3488
10	1,3484	1,3485	1,3505
12	1,3493	1,3501	1,3541
14	1,3514	1,3531	1,3576

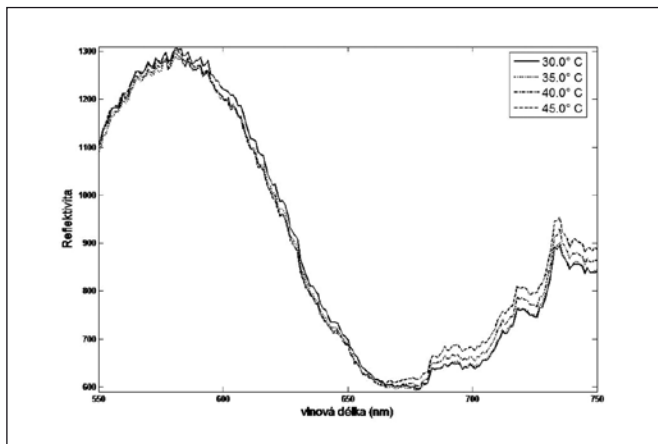
Následující měření jsme prováděli na spektrální aparatuře. Opět jsme proměřili stejné vzorky roztoku soli při fixním úhlu dopadu 64°. Na obr. 7 je výsledek tohoto měření, tedy reflektivita v závislosti na vlnové délce. Měření bylo prováděno opět pro 20 °C. Měření jsme následně opakovali pro různé další úhly dopadu v rozmezí 55° až 75°. Tyto naměřené hodnoty lze zobrazit v 3D



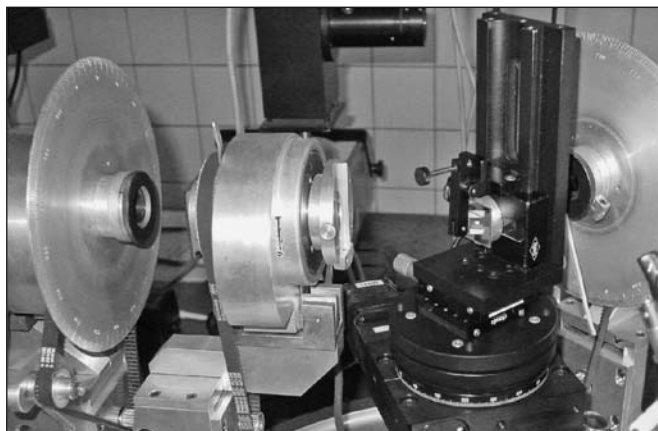
Obr. 7 Měření spektrální závislosti reflektivity pro demineralizovanou vodu a tři koncentrace roztoku při úhlu dopadu 64°



Obr. 8 Měření reflektivity v závislosti na vlnové délce a úhlu dopadu pro demineralizovanou vodu



Obr. 9 Měření reflektivity v závislosti na vlnové délce při změně teploty vody



Obr. 10 Experimentální uspořádání

grafu, viz obr. 8. Toto měření je velmi užitečné pro výpočet materiálových charakteristik studovaných vzorků, díky němu jsme schopni velmi dobře popsat vlastnosti měřené látky.

Poslední prezentované měření je vliv teploty na index lomu pro demineralizovanou vodu. Použili jsme spektrální aparaturu, měnili jsme teplotu uvnitř průtokové cely a měřili jsme reflektivitu v závislosti na vlnové délce. Výsledek (viz obr. 9) jasně ukazuje změnu reflektivity s teplotou. Z těchto hodnot pak lze určit i teplotní závislost indexu lomu vody, viz příspěvek [14].

ZÁVĚR

V článku je popsáno využití elipsometru Gaertner L119 k měření metodou SPR. K ověření správné funkce přístroje bylo provedeno několik základních měření a naměřené hodnoty byly porovnány s teoretickými výpočty. Shoda v naměřených hodnotách

je dobrá. Měření prokázala, že přístroj je plně funkční a je připraven k dalšímu využití při měření tekutých vzorků. V další fázi se počítá s rozšířením experimentálních možností zařízení a ke zdokonalení matematického modelu pro vyhodnocení výsledků.

Literatura

- [1] Raether, H.: *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*, Springer, Berlin 1988
- [2] Homola, J., Yee, S. S., Gauglitz G.: *Surface plasmon resonance sensors: review*, Sensors and Actuators B 54 (1999) 3–15
- [3] Wood, R.W.: *On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum*, Philos. Mag., 1902, 4, 396-402
- [4] Wood, R.W.: *Diffraction gratings with controlled groove form and abnormal distribution of intensity*, Philos. Mag., 1912, 23, 310-317
- [5] Lord Rayleigh: *On the dynamical theory of gratings*, Proc. R. Soc. London, Ser. A, 1907, 79, 399-415
- [6] Fano, U.: *The Theory of Anomalous Diffraction Gratings and of Quasi-Stationary Waves on Metallic Surfaces (Sommerfeld's Waves)*, J. Opt. Soc. Am., 1941, 31, 213-222
- [7] Otto, A.: *Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection*, Z. Phys., 1968, 216, 398-410
- [8] Kretschmann, E., Raether, H.: *Radiative decay of non radiative surface plasmons excited by light*, Z. Naturforsch., Teil A, 1968, 23, 2135-2136
- [9] Kretschmann, E.: *Determination of optical constants of metals by excitation of surface plasmons*, Z. Phys., 1971, 241, 313-324
- [10] Schasfoort, R. B. M., Tudos, A. J. (eds.): *Handbook of Surface Plasmon Resonance*, RSC Publishing, 2008, ISBN: 978-0-85404-267-8
- [11] Liedberg, B., Nylander, C. and Lundstorm, I.: *Surface plasmon resonance for gas detection and biosensing*, Sens. Actuators, 1983, 4, 299-304
- [12] Lesňák, M., Luňáček, J., Talik, A., Hlubina, P., Pištora, J.: *Úprava elipsometru Gaertner L119 a jeho použití pro studium tenkých vrstev*, Jemná mechanika a optika, Roč. 52, 2/2007
- [13] Otipka, P., Vlček, J.: *Modelování indexu lomu solného roztoku*, Sborník 17. semináře „Moderní matematické metody v inženýrství“, 2. - 4. 6. 2008, Dolní Lomná, vyd. VŠB-TU Ostrava 2008, str. 136-140, ISBN 978-80-248-1871-9
- [14] Wang, Y., Pištora J., Lesňák M., Vlček J., Staněk F.: *SPR approach for determination of temperature water refractive index alterations*, GeoScience Engineering (v řízení k publikaci)
- [15] http://www.topac.com/Salinity_brix.html

Doc. Dr. Ing. Michal Lesňák, Institut fyziky, VŠB-TU Ostrava, 17. listopadu 15, 708 33 Ostrava-Poruba, tel.: 597 325 206, fax: 597 323 139, e-mail: michal.lesnak@vsb.cz

Mgr. Jana Trojková, Ph.D., Mgr. Adam Talik, Institut fyziky, VŠB-TU Ostrava, 17. listopadu 15, 708 33 Ostrava-Poruba

Milena LUŇÁČKOVÁ, Jiří LUŇÁČEK, Petr HLUBINA, Vysoká škola báňská - Technická univerzita, Ostrava
Zdeněk POTUČEK, České vysoké učení technické, Praha

Určení tloušťky tenké vrstvy z měření spektrální odrazivosti pomocí nové varianty obávkové metody

Práce prezentuje metodu určení tloušťky tenké vrstvy z měření spektrální odrazivosti s využitím nové varianty obávkové metody. Byl nalezen lineární vztah mezi vlnovou délkou tečny spektrální odrazivosti k obávkové funkci a odpovídající tloušťkou tenké vrstvy pro daný interferenční řád v širokém spektrálním oboru. Tento lineární vztah umožňuje výpočet tloušťky vrstvy na základě známých spektrálních optických parametrů vrstvy a podložky. Metoda umožňuje výpočet tloušťky ze znalosti pouze malé části spektra v okolí jednoho extrému, jak je demonstrováno teoreticky a experimentálně na systému SiO₂-Si. Výsledky jsou porovnány s hodnotami, získanými algebraickou fitovací metodou.

Klíčová slova: spektrální odrazivost, tenká vrstva, obávková metoda, absorpce

1. ÚVOD

Optické konstanty a tloušťky tenkých vrstev patří k základním parametrům tenkovrstvých struktur. K jejich určení slouží řada experimentálních metod, z nichž jsou v poslední době nejpoužívanější tzv. spektrální metody pracující s širokým intervalem vlnových délek, jako např. elipsometrie [1], interferometrie [2] nebo reflektometrie [3].

Při vyhodnocování spektrální odrazivosti tenkovrstvých systémů se využívá různých modelových aproximací a výpočetních metod [4-7]. Jednou z často používaných metod, která existuje v řadě modifikací, je tzv. obávková metoda využívající tečných křivek – obálek ke spektrální závislosti absolutní odrazivosti.

V této práci je prezentována nová varianta obávkové metody, která umožňuje určit tloušťku neabsorbující vrstvy na absor-

bující substrátu z měření spektrální odrazivosti. Za předpokladu, že známe spektrální závislosti optických konstant tenké vrstvy a substrátu, tj. indexy lomu tenké vrstvy a indexy lomu a extinkční koeficienty substrátu, můžeme zkonstruovat tečné obávkové funkce ke spektrální odrazivosti. Byla nalezena lineární závislost mezi vlnovými délkami tečen reflexního spektra k obávkovým funkcím a odpovídajícími tloušťkami tenké vrstvy, která dovoluje rychlé určení tloušťky tenké vrstvy, a to dokonce ze znalosti jen malé části změřeného spektra v okolí jediného extrému. Využití metody je testováno teoreticky a experimentálně na systému tenké vrstvy SiO₂ na několika různě dotovaných Si substrátech a výsledky jsou porovnány s algebraickou fitovací metodou [2].

2. TEORETICKÝ ZÁKLAD

Uvažujeme světlo, které dopadá ze vzduchu na tenkou vrstvu na monokrystalickém substrátu. Jestliže předpokládáme, že v tenké vrstvě dochází k vícenásobným odrazům, vrstva je neabsorbující a podložka absorbuje, můžeme napsat pro spektrální odrazivost známé vztahy [5, 8]:

$$R(\lambda) = \frac{R_1(\lambda) + R_2(\lambda) + 2[R_1(\lambda)R_2(\lambda)]^{1/2} \cos[2\beta(\lambda) + \phi(\lambda)]}{1 + R_1(\lambda)R_2(\lambda) + 2[R_1(\lambda)R_2(\lambda)]^{1/2} \cos[2\beta(\lambda) + \phi(\lambda)]} \quad (1)$$

Pro odrazivosti $R_1(\lambda)$ a $R_2(\lambda)$ platí rovnice:

$$R_1(\lambda) = \frac{[1 - n_1(\lambda)]^2}{[1 + n_1(\lambda)]^2}, \quad (2)$$

$$R_2(\lambda) = \frac{[n_1(\lambda) - n_2(\lambda)]^2 + \kappa_2^2(\lambda)}{[n_1(\lambda) + n_2(\lambda)]^2 + \kappa_2^2(\lambda)}, \quad (3)$$

kde $n_1(\lambda)$ je index lomu tenké vrstvy a $n_2(\lambda)$ a $\kappa_2(\lambda)$ jsou indexy lomu resp. extinkční koeficienty substrátu. Fázová změna $\beta(\lambda)$ a fázový posuv $\phi(\lambda)$ v rovnici (1) jsou dány:

$$\beta(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} n_1(\lambda) d \cos \alpha, \quad (4)$$

$$\tan \phi(\lambda) = \frac{2n_1(\lambda)\kappa_2(\lambda)}{n_1^2(\lambda) - n_2^2(\lambda) - \kappa_2^2(\lambda)}. \quad (5)$$

kde d je tloušťka tenké vrstvy a α je úhel lomu.

Jestliže známe optické konstanty tenké vrstvy i substrátu, můžeme zkonstruovat obálkové funkce ke křivce spektrální odrazivosti struktury v oblasti maxim a minim. Tyto obálkové funkce odpovídají následující podmínce:

$$\cos[2\beta(\lambda) + \phi(\lambda)] = \pm 1, \quad (6)$$

což vede ke zjednodušení rovnice (1):

$$R_+(\lambda) = \left[\frac{R_1^{1/2}(\lambda) + R_2^{1/2}(\lambda)}{1 + R_1^{1/2}(\lambda)R_2^{1/2}(\lambda)} \right]^2, \quad (7)$$

$$R_-(\lambda) = \left[\frac{R_1^{1/2}(\lambda) - R_2^{1/2}(\lambda)}{1 - R_1^{1/2}(\lambda)R_2^{1/2}(\lambda)} \right]^2. \quad (8)$$

Rovnice (7) a (8) reprezentují horní, resp. dolní obálku v závislosti na poměru n_1/n_2 [5]. Po dosazení rovnic (4) a (5) do rovnice (6) získáme vzájemný vztah mezi tloušťkou tenké vrstvy a vlnovou délkou odpovídající tečně reflexního spektra k obálkové funkci:

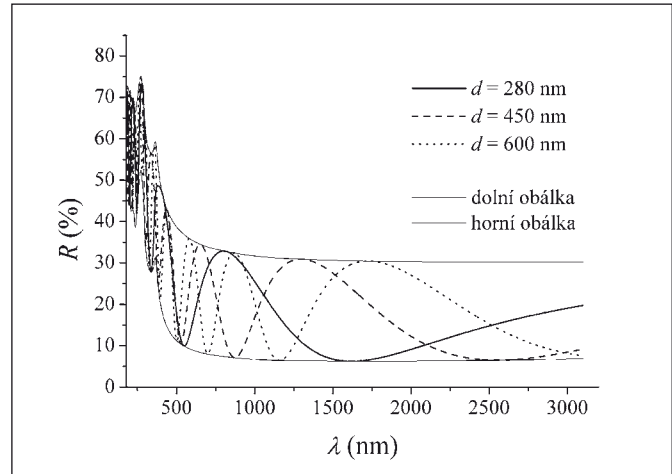
$$\frac{4\pi}{\lambda_{\tan, m}} n_1(\lambda) d_{\tan} + \tan^{-1} \left[\frac{2n_1(\lambda)\kappa_2(\lambda)}{n_1^2(\lambda) - n_2^2(\lambda) - \kappa_2^2(\lambda)} \right] = m\pi, \quad (9)$$

kde $\lambda_{\tan, m}$ je tečná vlnová délka, d_{\tan} je odpovídající tloušťka vrstvy a m je celé číslo, které odpovídá interferenčnímu řádu. Rovnice (9) může být přepsána do finálního tvaru:

$$d_{\tan} = \frac{\lambda_{\tan, m}}{4\pi n_1(\lambda)} \left(m\pi - \tan^{-1} \left[\frac{2n_1(\lambda)\kappa_2(\lambda)}{n_1^2(\lambda) - n_2^2(\lambda) - \kappa_2^2(\lambda)} \right] \right). \quad (10)$$

3. MODELOVÝ PŘÍKLAD

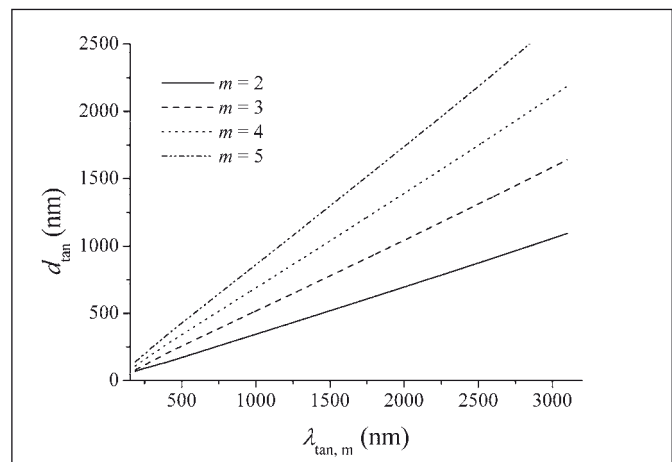
Nejdříve ukážeme základní vlastnosti spektra vzhledem k obálkovým funkcím. Vyjdeme z rovnic pro teoretickou spektrální odrazivost (1) a obálkové funkce (7) a (8). Základní vlastnosti jsou demonstrovány na obrázku 1 pro tři tloušťky 280, 450 a 600 nm vrstvy SiO₂ na Si substrátu pro rozsah vlnových délek 185 – 3100 nm. Indexy lomu SiO₂ jsou vypočteny podle standardní Sellmeierovy formule a optické konstanty Si podložky jsou převzaty z literatury [9]. Pro systém SiO₂ na Si představuje rovnice (7) horní obálku a rovnice (8) dolní obálku.



Obr. 1 Teoretické spektrum odrazivosti vypočtené z rovnice (1) pro tři různé tloušťky vrstvy s odpovídajícími obálkovými funkcemi určenými podle rovnic (7) a (8)

Základní vlastnosti lze shrnout následovně: Počet extrémů a jejich pozice jsou pro daný systém závislé na tloušťce vrstvy. Pro tenčí vrstvy je počet extrémů menší a jejich pozice se posouvají směrem ke kratším vlnovým délkám. Pro delší vlnové délky je absorpce podložky malá, obálkové funkce jsou téměř neměnné a tečné vlnové délky $\lambda_{\tan, m}$ jsou prakticky totožné s vlnovými délkami $\lambda_{\text{extr}, m}$, které odpovídají extrémům. Směrem ke kratším vlnovým délkám se situace mění, začíná se projevovat absorpce podložky, obálkové funkce rostou a $\lambda_{\tan, m}$ jsou v této části spektra posunuté vzhledem k $\lambda_{\text{extr}, m}$ vpravo nebo vlevo v závislosti na tom, zda se jedná o tečnu k horní, resp. dolní obálce. Z tohoto rozboru vyplývá, že k popisu vlastností celého spektra je použití $\lambda_{\tan, m}$ přesnější než $\lambda_{\text{extr}, m}$.

V dalším kroku zkonstruujeme podle rovnice (10) funkce $d_{\tan} = f(\lambda_{\tan, m})$ pro několik interferenčních řádů. Příklady těchto funkcí jsou znázorněny na obrázku 2 pro čtyři interferenční řády $m = 2, 3, 4$ a 5 .



Obr. 2 Lineární závislost mezi tloušťkou tenké vrstvy d_{\tan} a tečnou vlnovou délkou $\lambda_{\tan, m}$ pro čtyři interferenční řády $m = 2, 3, 4$ a 5

Tabulka 1 Vypočtené tloušťky d_{tan} tenkých vrstev SiO_2 z rovnice (11) s odpovídajícími parametry A a B pro tloušťku $d = 450$ nm. Rozsah vlnových délek 185 – 3100 nm

m	A [nm]	nejistota [nm]	B	nejistota	C_{fit}	d_{tan} [nm]	diference [nm]
2	-6,19	$\pm 0,14$	0,35351	$\pm 0,00007$	0,99993	453,2	-3,2
3	-14,28	$\pm 0,15$	0,53077	$\pm 0,00008$	0,99997	448,0	+2,0
4	-18,38	$\pm 0,20$	0,70738	$\pm 0,00010$	0,99997	445,7	+4,3
5	-22,48	$\pm 0,24$	0,88400	$\pm 0,00013$	0,99997	442,5	+7,5

3, 4, a 5. Z obrázku 2 je vidět, že tyto závislosti jsou i pro široký interval vlnových délek prakticky lineární (korelační koeficienty lineárního fitu jsou blízké jedné, viz tabulka 1) a lze pro ně psát:

$$d_{\text{tan}} = A + B\lambda_{\text{tan},m}, \quad (11)$$

kde parametry lineární závislosti A a B jsou závislé pouze na interferenčním řádu m a optických konstantách tenké vrstvy a podložky. Parametry A a B rovnice (11) určené z rovnice (10) pro tloušťku $d = 450$ nm pro všechny čtyři interferenční řády jsou v tabulce 1 spolu s nejistotami těchto parametrů, určenými z lineárního fitu.

Pomocí rovnice (11) jsme schopni určit tloušťku vrstvy d_{tan} ze znalosti jedné $\lambda_{\text{tan},m}$, což znamená, že stačí znát spektrum pouze v okolí jednoho extrému o známém interferenčním řádu m . Prakticky lze $\lambda_{\text{tan},m}$ určit snadno jako minimální odchylku mezi změřeným spektrem odrazivosti systému tenká vrstva a podložka a odpovídající obálkovou funkcí v okolí příslušného extrému.

Z tabulky 1 je zřejmé, že výpočet tloušťky d_{tan} z celého spektra vlnových délek není dostatečně přesný. To je zřejmě dáno tím, že jsou započteny i oblasti kratších vlnových délek, kde se projevují nepravidelnosti v absorpci podložky. Korelační koeficient C_{fit} se sice liší od jedné až na pátém desetinném místě, ale tato odchylka se projeví v chybě výpočtu tloušťky vrstvy, takže teoretické hodnoty se liší v některých případech až o 2 procenta. Provedeme-li redukci intervalu vlnových délek, např. na 450 – 900 nm, ukazuje se, že výsledky jsou podle očekávání lepší, jak je možno vidět z tabulky 2. Hodnoty C_{fit} jsou rovné jedné a hodnoty vypočtené tloušťky se jen velmi málo odchylují od hodnoty teoretické.

4. TESTOVACÍ VZORKY

Navrhovaná metoda byla testována na tenkých vrstvách SiO_2 , které byly připraveny na čtyřech různých Si podložkách metodou suché oxidace podle tzv. Dealova-Groveho modelu [10]. Monokrystalické podložky byly připraveny ve firmě ON Semiconductor v Rožnově pod Radhoštěm a měly následující parametry: průměr $(100 \pm 0,5)$ mm, tloušťka (381 ± 25) μm . Vzorky 1 a 2 měly orientaci podložky (111) a byly dopované bórem, vzorky 3 a 4 měly orientaci podložky (100) a byly dopované fosforem. Před oxidací byly desky nařezány na čtverce o velikosti přibližně 30 mm \times 30 mm, očištěny standardními metodami a pak žháný v peci při teplotě 1200 °C.

Tabulka 2 Vypočtené tloušťky d_{tan} tenkých vrstev SiO_2 z rovnice (11) s odpovídajícími parametry A a B pro tloušťku $d = 450$ nm. Rozsah vlnových délek 450 – 900 nm

m	A [nm]	nejistota [nm]	B	nejistota	C_{fit}	d_{tan} [nm]	diference [nm]
3	-4,976	$\pm 0,021$	0,52227	$\pm 0,00003$	1	449,9	+0,1
4	-6,373	$\pm 0,023$	0,69606	$\pm 0,00003$	1	450,2	-0,2
5	-7,770	$\pm 0,026$	0,86984	$\pm 0,00004$	1	449,8	+0,2

Žhací čas byl stanoven podle modelu tak, aby byla tloušťka vrstev SiO_2 přibližně 300 nm. Homogenita připravených vrstev byla ověřena pomocí rentgenové analýzy.

5. VÝSLEDKY

Spektrální odrazivosti všech vzorků byly změřeny na spektrofotometru Shimadzu UV-3600 v rozsahu vlnových délek 185 – 3100 nm s krokem 1 nm. Pro měření bylo použito speciálního přípravku, který dovoluje měřit odrazivost při úhlu dopadu 5°. Stopa svazku byla zvolena 15 mm, aby se omezil vliv případných chyb způsobených optickými prvky zařízení a kvalitou povrchu vzorků.

Naměřené spektrální odrazivosti R_{meas} byly fitovány teoretickými spektry R pomocí Levenbergovy-Marquardtovy metody nejmenších čtverců v programovém prostředí Matlab [11]. Tento algoritmus hledá optimální hodnotu fitovaného parametru, v našem případě tloušťky d , minimalizací funkce χ^2 , která je definována vztahem:

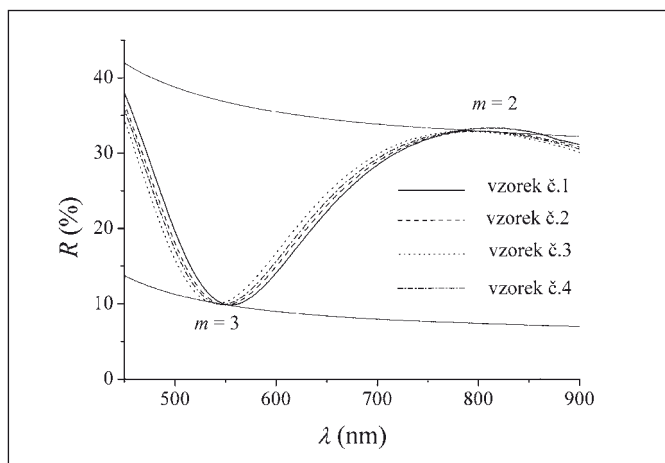
$$\chi^2(d) = \sum_{i=1}^N [R_{\text{meas}}(\lambda_i) - R(\lambda_i; d)]^2, \quad (9)$$

kde λ_i jsou vlnové délky, při kterých bylo spektrum zaznamenáno. Výsledná hodnota fitované tloušťky d_{fit} je v tabulce 3 spolu s příslušným korelačním koeficientem C_{fit} . Hodnoty korelačních koeficientů jsou ve všech případech vyšší než 0,999, což vypovídá o velmi dobré shodě.

Tabulka 3 Porovnání hodnot d_{fit} a $d_{\text{tan},m}$ tenkých vrstev SiO_2 testovaných vzorků pro interferenční řády $m = 2$ a 3. Parametry A a B z tabulky 2

vzorek	d_{fit} [nm]	C_{fit}	$d_{\text{tan},2}$ [nm]	$d_{\text{tan},3}$ [nm]
1	283,5	0,9998	296,1	283,6
2	280,9	0,9999	283,6	280,7
3	276,0	0,9999	276,0	276,0
4	278,2	0,9996	278,8	279,1

Vzhledem k tomu, že pro kratší vlnové délky v ultrafialové části spektra jsou v obávkových funkcích modulace způsobené absorpčními anomáliemi podložky, C_{fit} nejsou ani v modelovém případě rovné jedné. K testování rovnice (11) proto použijeme omezený interval vlnových délek 450–900 nm, jak bylo uvedeno v modelovém případě (viz obrázek 3). K výpočtu použijeme parametry A a B z tabulky 2, a to pro interferenční řády $m = 2$ a 3. Porovnáme-li hodnoty d_{fit} získané fitováním spektra v celém rozsahu vlnových délek s hodnotami d_{tan} určenými podle rovnice (11), zjistíme velice dobrou shodu, jak je dokumentováno v tabulce 3. Větší rozdíl je pouze u vzorku 1 pro $m = 2$, který byl zřejmě způsoben nepřesným měřením, jak je vidět na obrázku 3, kdy spektrální odrazivost protíná v oblasti extrému obávkovou funkci.



Obrázek 3 Část změřeného spektra odrazivosti R všech vzorků se dvěma vyhodnocovanými interferenčními řády $m = 2$ a 3

6. ZÁVĚR

Je prezentována nová metoda výpočtu tloušťky tenké vrstvy z měření spektrální odrazivosti, která využívá lineárního vztahu mezi tloušťkou tenké vrstvy a vlnovou délkou odpovídající tečně spektrální odrazivosti k obávkové funkci pro daný interferenční řád. Tato metoda dovoluje výpočet tloušťky vrstvy ze znalosti reflexního spektra v okolí pouze jednoho extrému při známých optických parametrech vrstvy a podložky. Metoda byla úspěšně testována nejprve teoreticky a potom ověřena experimentálně na systému s tenkou vrstvou SiO_2 vytvořenou metodou suché oxidace na Si substrátu. Výpočtené hodnoty tloušťky byly porovnány s hodnotami získanými fitováním celého reflexního spektra pomocí Levenber-

govy-Marquardtovy metody nejmenších čtverců a byla nalezena velmi dobrá shoda.

Navržená metoda může být s výhodou použita např. při vyhodnocení naměřené spektrální odrazivosti, která vykazuje jeden extrém z důvodu velice tenké vrstvy, resp. úzkého spektrálního oboru, nebo pro měření malých změn tloušťky.

Tato práce byla částečně podporována grantem MSM6198910016 a MSM 6840770021.

Literatura

- [1] JELLISON, Jr., G. E.: The calculation of thin film parameters from spectroscopic ellipsometry data. *Thin Solid Films*, **290-291**, 1996, s. 40.
- [2] HLUBINA, P., CIPRIAN, D., LUŇÁČEK, J., LESŇÁK, M.: Dispersive white-light spectral interferometry with absolute phase retrieval to measure thin film. *Opt. Express*, **14**, 2006, s. 7678.
- [3] STENZEL, O., HOPFE, V., KLOBES, P.: Determination of optical parameters for amorphous thin film materials on semitransparent substrates from transmittance and reflectance measurements. *J. Phys. D* **24**, 1991, s. 2088.
- [4] AMARATUNGA, R., AMARATUNGA, G. A. J.: Determination of the optical constants and thickness of thin films on slightly absorbing substrates. *Appl. Opt.* **34**, 1995, s. 7914.
- [5] HUMPHREY, S.: Direct calculation of the optical constants for a thin film using a midpoint envelope. *Appl. Opt.* **46**, 2007, s. 4660.
- [6] LUŇÁČEK, J., HLUBINA, P., LUŇÁČKOVÁ, M.: Simple method for determination of the thickness of a non-absorbing thin film using spectral reflectance measurement. *Appl. Opt.*, **48**, 2009, s. 985.
- [7] LUŇÁČKOVÁ, M., LUŇÁČEK, J., CIPRIAN, D., HLUBINA, P.: Vliv použitého modelu odrazivosti na určení tloušťky tenké vrstvy. *JMO*, **53**, 2008, s. 293.
- [8] BORN, M. - WOLF, E.: *Principles of Optics*. Cambridge, Cambridge University Press 1999.
- [9] PALIK, E. D.: *Handbook of Optical Constants of Solids*, Academic Press, Orlando 1995.
- [10] PLUMMER, J. D., DEAL, M. D., GRIFFIN, P. B.: *Silicon VLSI Technology Fundamentals, Practice and Modeling*. Prentice Hall, Upper Saddle River, 2000.
- [11] *Optimization Toolbox for Use with MATLAB*. Math-Works, Mass., 2000.

Mgr. Milena Luňáčková, katedra matematiky a deskriptivní geometrie, VŠB – TU Ostrava, 17. listopadu 15, 708 33 Ostrava – Poruba, tel.: 59 732 4183, e-mail: milena.lunackova@vsb.cz

Doc. Dr. RNDr. Jiří Luňáček, Institut fyziky, VŠB – TU Ostrava, 17. listopadu 15, 708 33 Ostrava – Poruba, tel.: 59 732 4111, e-mail: jiri.lunacek@vsb.cz

Ing. Zdeněk Potuček, Ph.D., katedra inženýrství pevných látek, FJFI, ČVUT Praha, Trojanova 13, 120 00 Praha, tel.: 22 435 8605, e-mail: potucek@fzu.cz

Doc. RNDr. Petr Hlubina, CSc., VŠB – TU Ostrava, 17. listopadu 15, 708 33 Ostrava – Poruba, tel.: 59 732 3134, e-mail: petr.hlubina@vsb.cz

CONTENTS

Study Programmes in Nanotechnology at VŠB-Technical University of Ostrava (J. Trojková, J. Pištora, J. Seidlerová)..... 163
VŠB - Technical University of Ostrava offers a Bachelor of Science and a Master of Science degrees in Nanotechnology since 2007. The related study programmes, their structure and academic background are introduced here.

Measurement of chromatic dispersion coefficient by a spectral interferometric method

(D. Ciprian, P. Hlubina, M. Kadulová) 168
The paper is oriented on determination of chromatic dispersion coefficient of a microstructured optical fibre using a spectral interferometric method. At first, spectral dependence of the differential group index is measured and then spectral dependence of chromatic dispersion coefficient is calculated. The derivative of the differential group index is calculated explicitly using a suitable function of approximation. Usability of polynomial and Laurent polynomial approximation is discussed. The method was verified by comparison of spectral dependence of chromatic dispersion coefficient obtained from experimental data with the spectral dependence of chromatic dispersion coefficient calculated using Sellmeier formula under the condition that the light was guided by the outer cladding of the fibre. Subsequently, the spectral dependence of chromatic dispersion coefficients of polarization modes propagating in the microstructured optical fibre was determined.

Influence of Cooper Materials Grain Size to the Surface Texture

(P. Hlaváček, J. Valíček, M. Greger, M. Kušnerová) 172
In this paper there are presented the results of experiments that have been made to the technically pure copper, in order to determine the influence of grain size on the material texture of machined surface. For the creation of fine-grained materials there was used technology of channel angular pressing. This technology is one of the methods of creating extreme plastic deformation. For the machining of fine-grained materials the technology of hydroabrasive cutting was used. Cutting walls were measured using a contact profilometer Hommel Tester T8000. The obtained results show that the grain refinement adversely affects the final texture of machined surface.

Dispersion measurement of a two-mode birefringent microstructured fibre using white-light spectral interferometry

(M. Kadulová, P. Hlubina, D. Ciprian, G. Statkiewicz-Barabach, W. Urbanczyk) 176
The results of wide spectral range dispersion measurement of a two-mode birefringent microstructured fibre are presented. A spectral interferometric method using a tandem configuration of a Michelson interferometer and a fibre under test is performed. The group modal birefringence dispersion for two linearly polarized modes supported by the fibre is examined. The measured values are fitted to polynomials to obtain the dispersion of the phase modal birefringence for both modes. It is shown that the results correspond to the

approximation of the phase modal birefringence of the fundamental mode in air-silica fibres.

Keywords: spectral interferometry, microstructured fibre, linearly polarized mode, birefringence, dispersion

Aggregates Morphology of Silicon Nanoparticles Prepared in Water Jet Mill Disintegrator (R. Dvorský, J. Luňáček, A. Slíva, K. Barabaszová, J. Seidlerová, D. Matýšek)..... 179

The paper deals with physical mechanisms of disintegration of solid particles in new device called WJM-“Water Jet Mill” and a global description of the said system includes internal milling cycles and particle size separators of a liquid suspension. A disintegration agent here is a high energy liquid jet influence with outlet velocity about $660 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ and high level of cavitation in disintegration zones. Dominate disintegration mechanism affected by cavitation bubble implosions direct on a particle surface inside a liquid suspension brings about a particle refinement to the level under 100 nm followed with a small mechanical damage of an impact target. In the paper, results of aggregates morphology of silicon nanoparticles prepared using disintegrator WJM have been presented via separated chapter of Atomic Force Microscopy AFM, Scanning Electronic Microscopy SEM, confocal optical microscopy, and laser diffraction.

Keywords: nanoparticle, water jet, cavitation, implosion, disintegration, milling, grinding, aggregate

Nanoparticles treat cancer just inside the tumor

(J. Kopecký)..... 184

Application of ellipsometer Gaertner L119 to specify the optical parameters of liquids by SPR method (M. Lesňák, J. Trojková, A. Talík) 185

The paper is focused on refractive index measurement of liquids by surface plasmon resonance (SPR). There are presented two variants of experimental setup. Functionality of experimental arrangement was analyzed by two steps, the first approach was realized by variously concentrated NaCl water solutions and the second one has been done by the change of water temperature.

Thin-film thickness determination from a spectral reflectance measurement by using an alternative envelope method

(M. Luňáčková, J. Luňáček, Z. Potůček, P. Hlubina) 188

This paper deals with an alternative method to determine the thickness of a thin film on a substrate. A linear relation between the thin-film thickness and the wavelength of the reflectance spectrum tangent to the envelope function for specific interference order is revealed in a wide wavelength range. This relation enables the calculation of the thickness provided that the wavelength-dependent optical parameters of the thin film and the substrate are known. The methods allow to calculate the thickness from the reflectance spectrum in a narrow range close to one extreme only as demonstrated both theoretically and experimentally for SiO_2 thin-films on Si substrates. The results are discussed for two wavelength ranges and compared with those obtained by the algebraic fitting method.

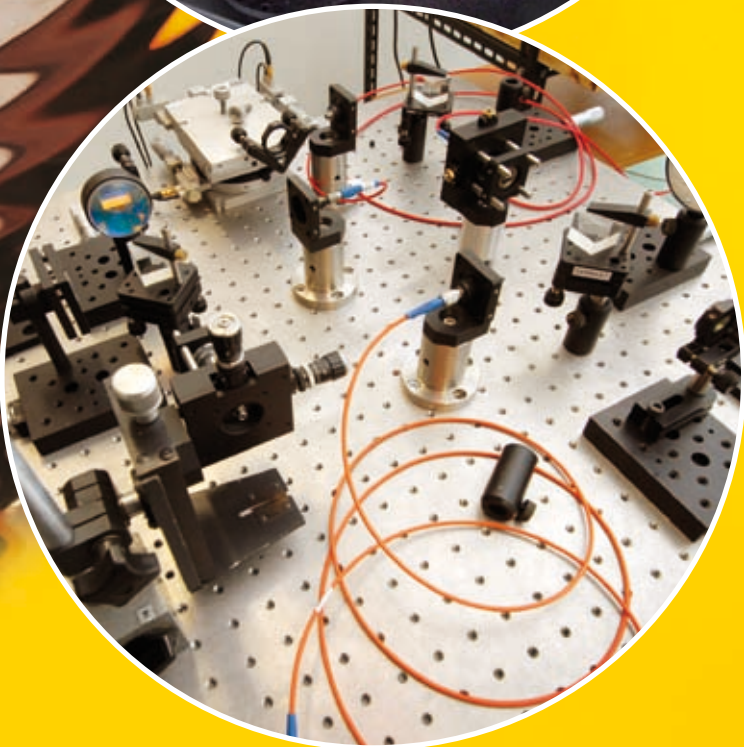
Keywords: spectral reflectance, thin-film, envelope method, absorption



**Laboratoř
magnetooptiky**



**Laboratoř SPR
(Surface Plasmon Resonance)**



**Laboratoř
interferometrie**

**Vysoká škola báňská
- Technická univerzita Ostrava
17. listopadu 15/2172
708 33 Ostrava-Poruba**

Tel.: +420 597 321 111

Fax: +420 596 918 507



Vysoká škola báňská - Technická univerzita Ostrava

