

6
2008

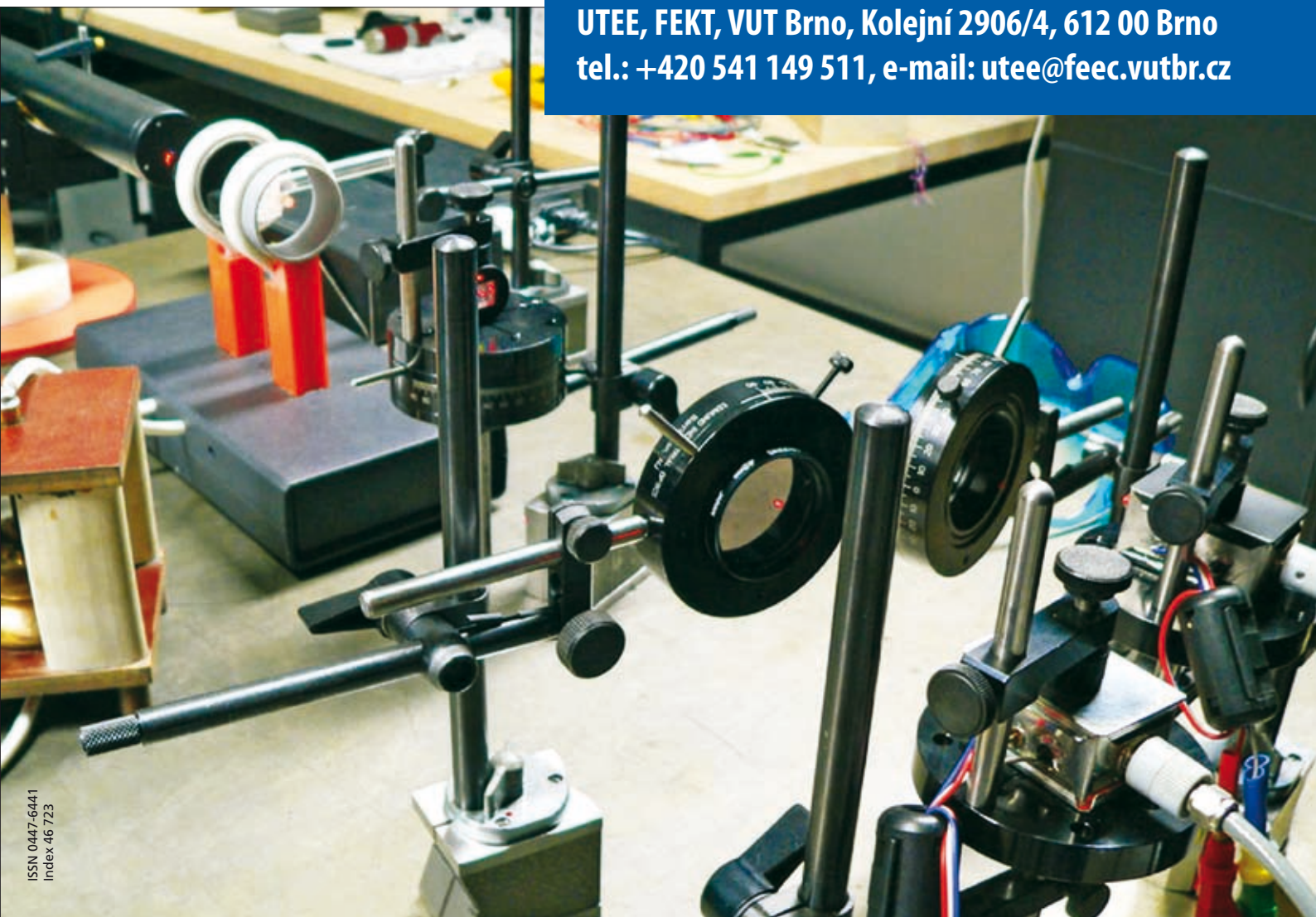
JMO

JEMNÁ MECHANIKA A OPTIKA FINE MECHANICS AND OPTICS

Ústav teoretické a experimentální
elektrotechniky Fakulty elektrotechniky
a komunikačních technologií VUT v Brně



UTE, FEKT, VUT Brno, Kolejní 2906/4, 612 00 Brno
tel.: +420 541 149 511, e-mail: utee@feec.vutbr.cz



prototypa



Obr. 1



Obr. 2



Obr. 3

Prototypa a. s.,
Hudcova 533/78c, 612 00 Brno,
tel.: +420 541 513 660,
e-mail: prototypa@prototypa.cz



Obr. 4

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 HORNÁK, DrSc., STU, Bratislava, prof. RNDr. Miroslav HRABOVSKÝ, DrSc., SLO UP a FZÚ AV ČR, v.v.i., 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, doc. 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 MÁCA, CSc., FZÚ AV ČR, v.v.i., Praha, Ing. Vladimír MATELA, Meopta-optika, s.r.o., Přerov, Ing. Monika MÍCHALOVÁ, PHILIPS Slovakia s.r.o., Bratislava, 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.: Jan ŘÍDKÝ, CSc.

Odpovědný 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 2008

JEMNÁ MECHANIKA A OPTIKA

VĚDECKO-TECHNICKÝ ČASOPIS
ROČNÍK 53 6/2008

OBSAH

- Představujeme Ústav teoretické a experimentální elektrotechniky – Fakulty elektrotechniky a komunikačních technologií VUT v Brně**
(T. Krejčírovičová) 163
- Představujeme společnosti PROTOTYPA** (B. Král) 165
- Kompenzace lineárního dvojlomu v magneto-optických vláknových senzorech** (P. Drexler, P. Fiala) 166
- Kvantové pojetí konfigurace elektronů v mezoskopických polovodičích** (J. Pospíšil, K. Šafářová) 172
- Algoritmus pro automatické nastavení vzorku do fokusační roviny laseru v sestavě laserové spektroskopie (LIBS)** (J. Novotný, R. Malina, J. Kaiser, M. Liška, M. Galiová, K. Novotný) 179
- Měření magnetických vlastností tenkých vrstev pomocí magnetooptického Kerrova jevu**
(R. Pišek, V. Uhlíř, M. Urbánek, J. Spousta, T. Šikola) 184
- Studium vlastností mikro- a nanostruktur v oblasti plazmoniky na Ústavu fyzikálního inženýrství FSI VUT v Brně** (O. Tomanec, T. Hrnčíř, L. Lovicar, L. Šustr, L. Břínek, R. Kalousek, R. Chmelík, J. Spousta, T. Šikola,) 187
- AUTOMATICA A INTERSOLAR MÜNCHEN 2008** (J. K.) 190
- Z technické knihovny** (J. Novák) 191

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 JASTRA-BÍK - 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 KRŠÁLEK - Tomas Bata Univ. in Zlín (Czech Rep.), Ing. 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 LOŠTÁK - 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.), Vladimír MATELA - Meopta-optika, s.r.o., Přerov (Czech Rep.), Ing. Monika MÍČHALOVÁ, PHILIPS Slovakia s.r.o., Bratislava (Slovak 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 SENDEŘÁKOVÁ - 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 STU-DENOVSKÝ - 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 2008

FINE MECHANICS AND OPTICS

SCIENTIFIC-TECHNICAL JOURNAL

VOLUME 53

6/2008

CONTENTS

- Presenting the Department of theoretical and experimental electrical engineering, Faculty of electrical engineering and communication, Brno University of Technology** (T. Krejčírovičová)..... 163
- Briefly about the Prototypa company** (B. Král) 165
- Linear birefringence compensation in magneto-optical fiber sensors** (P. Drexler, P. Fiala) 166
- Quantum concept of the configuration of electrons in mesoscopic semiconductors** (J. Pospíšil, K. Šafářová)..... 172
- Autofocus algorithm in a LIBS setup based on searching the best in-focus image** (J. Novotný, R. Malina, J. Kaiser, M. Liška, M. Galiová, K. Novotný)..... 179
- Measurement of thin films magnetic properties by magneto-optical Kerr effect** (R. Plšek, V. Uhlíř, M. Urbánek, J. Spousta, T. Šíkola) 184
- Research of behaviour of micro- and nanostructures in plasmonics on Institute of Physical Engineering FME BUT** (O. Tomanec, T. Hrnčíř, L. Lovicar, L. Šustr, L. Břínek, R. Kalousek, R. Chmelík, J. Spousta, T. Šíkola,) 187
- Automatica and Intersolar München 2008** (J. K.) 190
- From technical library** (J. Novák)..... 191

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

Představujeme Ústav teoretické a experimentální elektrotechniky Fakulty elektrotechniky a komunikačních technologií VUT v Brně

Historie Ústavu teoretické a experimentální elektrotechniky při Vysokém učení technickém v Brně sahá až do roku 1902, kdy prof. Sumec zakládá Ústav obecné a speciální elektrotechniky. V roce 1947 získává ústav nový název, a to Ústav teoretické a experimentální elektrotechniky. Vznikem Vojenské technické akademie roce 1951 byl vývoj přerušen. Z torza Vysoké školy technické zůstala Vysoká škola stavitelství, která v roce 1956 mění název na současné Vysoké učení technické. Současně se na něm zřizuje Fakulta energetická a na ní je v roce 1958 zřízena katedra elektrotechnických nauk. Ta je v roce 1965 rozdělena na dvě katedry: katedru elektrotechnologie a katedru teoretické a experimentální elektrotechniky, z níž se v roce 1968 vyčlenila katedra obecné elektrotechniky na Strojní fakultě. V současné době Ústav teoretické a experimentální elektrotechniky vede doc. Ing. Pavel Fiala, Ph.D. Ústav sídlí v nové moderní budově v Brně, Kolejní 2906/4, a pracuje v něm 28 zaměstnanců. www.utee.feec.vutbr.cz.



doc. Ing. Pavel Fiala, Ph.D.

I. VÝZKUM

Výzkumná činnost ústavu je aktuálně zaměřena do několika oblastí. Všechny vycházejí z teorie elektromagnetického pole a většinou jsou podporovány metodami numerického modelování, které je na ústavu systematicky rozvíjeno již více než třicet roků. V posledních letech se software ANSYS.

- Řeší se problémy metod imedanční tomografie, zejména vyhodnocování snímaných obrazů silně rušených nebo deformovaných NMR signálů. Výsledky byly publikovány na mezinárodním fóru. Byly navázány nebo pokračují kontakty s univerzitami v Rakousku a USA. Trvale běží spolupráce s Ústavem přístrojové techniky AV ČR v Brně.
- Udrzuje se exkluzivní dlouholetá spolupráce s ABB EJV s.r.o. Brno v oblasti počítačové podpory návrhu měřicích transformátorů. Pro rozsáhlé úlohy byla použita dvouprocesorová stanice ALTIX a 16 procesorová stanice WOOD - gridový počítač (homogenní).
- V rámci projektů Ministerstva průmyslu a obchodu spolu s firmou Prototypa a.s. úspěšně probíhá výzkum a vývoj impulzních zdrojů založených na principu Faradayova indukčního zákona. Byly provedeny závěrečné testy a experimenty s vytvořenými prototypy až do výstupního výkonu 20 GW.
- Pokračovala spolupráce s VOP 026 Šternberk při výzkumu mikrovlnného zdroje virkátoru v prostorách TESLY Hloubětín. O produkt projevil zájem NASA a MBDA z Velké Británie.
- Ve spolupráci s Ústavem přístrojové techniky AV ČR v Brně byla zahájena tvorba numerických modelů elementárních částic hmoty.
- Byly numericky modelovány a pak realizovány funkční vzorky minigenerátorů a mikrogenerátorů elektrického proudu až do výstupního výkonu 100 mW pro projekt WISE (Wireless Sensing) 6. rámcového programu, ve spolupráci s konsorciem EADS (Dassault Aviation, Eurocopter).
- Úspěšná byla i spolupráce s Energetickými strojírnami Brno při řešení technologických postupů revitalizací energetických strojů a zařízení.
- Byla zahájena spolupráce s Ústavem přístrojové techniky AV ČR v Brně na výzkumu nanomateriálů.

Všechny shora uvedené výzkumné činnosti jsou vždy dovedeny až k experimentálnímu ověření a některé uvedeny do provozu. K tomu jsou vyvíjeny speciální měřicí metody a originální senzory. Jmenujme jen ty významné:

- Metody měření ultrakrátkých osamocených elektromagnetických impulzů byly publikovány ve světových časopisech a na vědeckých konferencích Waveform Diversity-PIZA, PIERS Beijing, IEEE - Sensors Journals.
- Byl realizován prototyp kalorimetrického senzoru pro měření impulzního výkonu ve volném prostoru ($P_{\max} = 2,5 \text{ MW} - 250 \text{ MW}$).
- Byly realizovány experimentální přípravy pro měření impulzů elektrooptickými metodami
- Jsou vyvíjeny metody měření koncentrace vzdušných iontů pro využití v medicíně i v technice životního prostředí.

II. VÝUKA

Pracovníci ústavu zajišťují především výuku povinných předmětů tvořících teoretický základ studia elektrotechniky, jmenovitě: Elektrotechnika 1, Elektrotechnika 2, Elektrotechnický seminář (pro absolventy gymnázií), Měření v elektrotechnice, Seminář C++. Dále nabízíme nepovinné předměty Bezpečná elektrotechnika, Elektrické instalace, Modelování elektromagnetických polí. V doktorském studijním programu Numerické metody s parciálními diferenciálními rovnicemi, Speciální měřicí metody. Obr. 4 Výuková laboratoř elektrotechniky

III. UČEBNY A LABORATOŘE

Ústav disponuje dvěma učebnami vybavenými audiovizuální technikou a 26 PC stanicemi zapojenými v síti s učitelským PC, specializovanými výukovými laboratořemi pro elektrotechniku, elektrická měření, univerzální učebnou pro nabízené nepovinné předměty a specializovaným pracovištěm pro multimediální podporu výuky. Pro výzkumné a vývojové aktivity jsou určeny specializované laboratoře: magnetických měření, světelné techniky, optoelektronických systémů, optoelektronických měřicích metod, metod numerického modelování, modelování a optimalizace v elektromechanických systémech elektrických obvodů, vývoje prototypů, impulzních zdrojů a mikrovlnných zařízení, elektrooptiky.



Pracoviště pro výzkum elektrických obvodů

IV. PATENTY, PROTOTYPY, REALIZACE

- Prototyp senzoru pro snímání impulzního napětí s délkou impulzu kratší než 100 ns -VOP026, s. p. Šternberk;
- sestaven a otestován inovovaný prototyp impulzního generátoru výkonu PGV-II s PROTOTYPOU a.s. Brno;
- realizovány koncepčně různé prototypy vibračních mini a mikrogenerátorů ve spolupráci s konsorciem 6. rámcového programu EADS;
- podána přihláška vynálezu na řešení vibračního generátoru;
- navržen a realizován prototyp vysokonapěťový impulzní odporový dělič pro měření na impulzním generátoru PGV-II;
- ve spolupráci s VTUPV realizován prototyp bezdrázové komory pro diagnostiku filtrů;
- realizován prototyp speciálního zdroje světla pro základní výzkum Masarykovy univerzity pro výzkum arktických rostlin;
- realizován prototyp pro snímání jednorázového děje na indukčním principu;
- realizován prototyp světelného impulzního zdroje $T_{imp} = 100$ ns, $E = 30$ kLx;
- realizován prototyp pro elektromagnetickou úpravu hologramů;
- realizován unikátní výpočetní systém pro návrh teplotních poměrů v rozvaděčích pro firmu Moeller Elektrotechnika;
- zprovozněn prototyp multiprocessorové gridové stanice WOOD s 16 procesory;
- ve spolupráci VOP Šternberk realizována studie pro modelování filtrů při testech EMC.

V. PREZENTACE A SPOLUPRÁCE

V uplynulém roce 2007 dosáhl Ústav teoretické a experimentální elektrotechniky mnoha důležitých výsledků v oblasti výzkumu, rozvoje či výuky. Byly prezentovány závěry z experimentálního výzkumu MR technik měření gradientních magnetických polí, z teoretického výzkumu technik impedanční tomografie a z výzkumu filtračních technik na bázi waveletovské transformace a bank filtrů. Byl odlađen unikátní způsob numerické analýzy rušivých jevů na měřicím transformátoru napětí TJP6 a měřicím transformátoru proudu TPU6 firmy ABB EJF s.r.o.

Ústav trvale spolupracuje s firmou PROTOTYPA, a. s., využívá jejich unikátních laboratoří a speciálních zařízení a podílí se i na řešení tamních projektů. Samozřejmě je i spolupráce s Masarykovou

univerzitou v Brně a s Mendelovou zemědělskou a lesnickou univerzitou v Brně na společných projektech. V mezinárodním měřítku pokračuje odborná spolupráce s prof. Hiroshi Kikuchim na Tokyo University v základním výzkumu mikroskopických modelů elektrohydrodynamiky, zaměřené na biomedicínské aplikace. Dále se rozvíjí již čtyřletá spolupráce s Institut superieur d'électronique de Paris a EPITA Ingénierie informatique de Paris, konkrétně letos již třetím společným workshopem. Odborné kvality pracovníků Ústavu teoretické a experimentální elektrotechniky dokládají i tři získaná ocenění v soutěži Top 10 Excelence VUT 2007, v níž je vyhodnocováno deset nejproduktivnějších pracovníků ve výzkumu a vývoji na VUT v Brně.

VI. NOVÉ AKTIVITY

Při Ústavu teoretické a experimentální elektrotechniky jsme zřídili na začátku roku 2008 Institut experimentálních technologií (Institute of Experimental Technology), jehož hlavním posláním je příprava talentovaných studentů pro excelentní uplatnění na trhu práce. Institut chce být moderním vzdělávacím zařízením, jehož stěžejní výchovně-vzdělávací metodou bude práce studentských týmů na reálných projektech zadaných průmyslovými podniky. Uvažuje se zapojení studentů vysokých i středních škol. Očekávaným efektem činnosti je zejména prohloubení kompetencí absolventů technických středních a vysokých škol a jejich orientace na udržení tempa s trendy inovací a se směry vývoje oboru. Součástí projektu IET bude tvorba vzdělávacích modulů pro přípravu špičkových odborníků v technických oborech, a to na základě jasně definované poptávky ze strany firem. Do přípravy inovovaných vzdělávacích programů a jejich pilotní realizace budou zapojeni odborníci z praxe v ČR i ze zahraničí. Součástí projektu bude podpora stáží a praxí studentů institutu u budoucích zaměstnavatelů. V rámci projektu zahájí institut spolupráci se zahraničními vzdělávacími a vědeckými institucemi. Institut si klade za cíl vytvoření komunikační platformy mezi všemi stupni vzdělávací soustavy v regionu (základní, střední a vysoké školství) a průmyslovým sektorem a podíl na motivaci žáků a studentů ke studiu elektrotechnických oborů, které jsou klíčové pro rozvoj českého průmyslu. Možnost setkávání a výměny informací pedagogů, studentů, žáků, akademických pracovníků prostřednictvím nejruznějších aktivit IET (workshopy, přednášky, dny otevřených dveří, spolupráce na projektech zadaných průmyslovými firmami) umožní zvyšovat odborné kompetence lidských zdrojů v elektrotechnické oblasti a zvyšovat konkurenceschopnost školství v regionu pro potřeby průmyslu.

Ústav teoretické a experimentální elektrotechniky si na základě mnohaleté zkušenosti s Fricovou architekturou analýz klade za cíl vybudovat pod vedením zkušených odborníků speciálně zaměřené superpočítačové centrum. Cílem projektu EGEE (Enabling Grids for E-Industry) je vyškolení specialistů pro obsluhu, marketing a udržitelný odbyt služeb gridového superpočítače. Jedná se o vytvoření a udržování sítě pro přenos dat a služeb pro zajištění spolehlivého, standardizovaného a přitom levného přístupu ke špičkovým licencovaným výpočetním službám. Centrum pro numerické analýzy a návrhy bude dosažitelné pro libovolný subjekt v ČR prostřednictvím internetu. Jedná se o aktivitu, která posílí spolupráci mezi akademickou a podnikatelskou sférou. Projekt zahrnuje vybudování hardwaru a softwaru superpočítače s gridovou architekturou, webové rozhraní s podporou pro rychlé využití superpočítače a zajištění všech licenčních podmínek provozování softwaru na víceprocesorové architektuře počítače. Pro oba projekty (IET a EGEE) Ústav teoretické a experimentální elektrotechniky usiluje o podporu z Operačních programů Vzdělání pro konkurenceschopnost a Výzkum a vývoj pro inovace vyhlášených MŠMT na období 2009-2013.

Ing. Tatána Krajčirovičová



WOOD gridový superpočítač 16x PC

PŘEDSTAVUJEME SPOLEČNOSTI PROTOTYPA

(Obrázky k tomuto článku jsou umístěny na 2. straně obálky)

Po roce 1948 byly do Brna postupně soustředěny značné vývojové kapacity v oblasti malorážových a středorážových zbraní a dalších prostředků speciální techniky a vznikla zde i Vojenská akademie. Toto období je spjato i se vznikem Výzkumně vývojového ústavu Závodů všeobecného strojírenství (VVÚ ZVS) – předchůdce koncernového a později státního podniku Prototypa Brno.

VVÚ ZVS a poté Prototypa se postupně stala pojmem ve vývoji celé řady zbraní, zavedených do armády Československé republiky (samopal vz. 58, Škorpion, kulomet vz. 59, Kobyłka a další), a její někteří vynikající pracovníci jako Jiří Čermák, prof. Lubomír Popelínský, prof. Miloslav Fišer se stali uznávanými odborníky v oblasti zbraní a munice nejen u nás, ale i v zahraničí. Státní podnik Prototypa Brno se mimo zbraní orientoval také na vývoj v oboru textilních strojů a další strojírenské techniky, který ovšem byl vždy prostorově a personálně oddělen od vývoje a zkoušení zbraní a munice. V letech 1976-1980 byl postaven nový areál na ulici Hudcova v Brně - Medlánkách, kde vznikla také unikátní zkušebna zbraní a munice až do ráže 37 mm s pěti moderně vybavenými zkušebními tunely. Nejdelší z tunelů má délku 100 m, šířku 5 m a výšku 4 m. Ostatní menší tunely (délka 25-30 m) mají zkušební komory pro zkoušky za ztížených podmínek (teplota v rozsahu -60°C až $+60^{\circ}\text{C}$, prach, déšť). Kromě zkušebních tunelů byly vybudovány i další laboratoře pro zkoušky pádem na různé typy podlah, pro simulaci přepravy na velké vzdálenosti, pro zkoušky rázem atd. Svým rozsahem tato zkušebna neměla obdoby ve středoevropském regionu. I v dnešní době jsou její parametry ceněny a je využívána zahraničními firmami pro některé speciální zkoušky.

Privatizační projekt, schválený vládou České republiky v roce 1993, rozdělil státní podnik Prototypa Brno na dvě části a původní jméno Prototypa získala akciová společnost, založená Fondem národního majetku ČR, do níž byl vložen majetek bývalé divize zbraní a munice, včetně unikátní tunelové zkušebny. V závěru roku 1993 vznikla také společnost Prototypa-ZM, s.r.o., kterou založili vývojoví pracovníci divize zbraní a munice státního podniku Prototypa Brno a převzali zakázky této divize. Až do poloviny roku 1999 nebyly obě společnosti (PROTOTYPA a.s. a Prototypa-ZM, s.r.o.) majetkově propojeny. Poté získala akciová společnost 50% podíl ve společnosti Prototypa-ZM, s.r.o. a oba subjekty začaly koordinovat svoji výzkumně-vývojovou a obchodní strategii. Tím vzniklo relativně silné seskupení vývojových a zkušebních kapacit v oblasti malorážových a středorážových zbraní a dalších prostředků speciální a zkušební techniky, které v současnosti patří do koncernového seskupení kolem společnosti Sedlecký kaolin a.s.

Na konverzi zbrojního průmyslu ČR a transformaci Armády ČR reagovaly obě společnosti orientací do oboru zkušebnictví s vysokým podílem kvalifikované konstrukční práce, přesné strojírenské výroby a moderní elektroniky. V oblasti výzkumu a vývoje se výrazně posílila spolupráce s pracovišti Vysokého učení technického v Brně, Univerzity obrany v Brně, Univerzity

v Pardubicích na úkolech, které získávaly podporu Ministerstva průmyslu a obchodu ČR. Výsledky výzkumu a vývoje se relativně brzy podařilo představovat na prestižních veletrzích a výstavách (IWA Norimberk, IDET Brno a další) a získávat tak zakázky z řady evropských i mimoevropských zemí. Partneři jsou národní zkušební zbraní a munice, kriminalistické ústavy, vojenské zkušební, podnikové zkušební výrobci sportovních a loveckých nábojů, firmy zabývající se kontrolou obráběcích strojů apod.

Mezi typické výsledky výzkumu a vývoje posledních let patří zejména univerzální mobilní zkušební stolice řady STZA a laserová hradla řady LS pro měření rychlosti projektilů s bezdrátovým přenosem výsledků (*obr. 1*), univerzální závěr UZ-2000 s výměnnými měřicími hlavěmi různých ráží (*obr. 2*) pro výrobce nábojů, vyhodnocovací interface s průmyslovým PC pod operačním systémem LINUX pro laserový interferometr fy LIMTEK, bezdrátové senzory pro měření teploty strojních částí (přesnost $0,1^{\circ}\text{C}$) a parametrů okolního prostředí (teplota, tlak, relativní vlhkost) – *obr. 3*.

Mezioborový charakter, vyžadující teoretické a praktické zkušenosti z oboru fyziky, elektromagnetických polí, energetických materiálů (výbušnin), měřicí techniky v oblasti jednorážových dějů a materiálového inženýrství představuje výzkum explozivních generátorů s kompresí magnetického toku (FCG). V našich podmínkách se akumulací energie 1,25 kJ v kondenzátoru při napětí 5 kV a její transformací do indukčnosti vytvořil proudový počáteční impuls o velikosti cca 2,5 kA, který se pak dále zesílil a zkrátil. Měděná trubka uvnitř indukčnosti se řízeným výbuchem postupně roztahovala a kompresí magnetického toku se generoval silný proudový impuls (250 kA) s dobou trvání jednotek mikrosekund. Na tomto principu lze generovat v zátěži silné impulsy o výkonu stovek MW, které lze pak dalším zařízením (např. virkátorem) převádět na mikrovlny v pásmu jednotek GHz a okamžitým výkonem v řádu TW. Funkční model FCG, který vznikl mezioborovou spoluprací PROTOTYPA a.s. a Prototypa-ZM s.r.o. s VUT Brno, Univerzitou Pardubice a dalšími organizacemi, ukazuje *obr. 4*. Experiment proběhl v roce 2007 na polygonu Poličských strojíren a kvalifikoval řešitelský tým mezi světová pracoviště, která se obdobným výzkumem zabývají v oboru tzv. neletálních (nezabíjejících) zbraní. Silné elektromagnetické impulsy mohou totiž kromě testování odolnosti elektronických zařízení sloužit také k jejich ničení.

Pro společnost PROTOTYPA je účast v takových projektech mimo jiné i prestižní záležitostí, která ji kvalifikuje mezi firmy, používající high-tech a disponující vysoce kvalifikovaným týmem, což lze hodnotit jako nezanedbatelnou konkurenční výhodu.

Spolupráce s vysokými školami je pro naši společnost dlouholetou samozřejmostí. Zadáváním a vedením diplomových a doktorandských prací se snažíme alespoň malým dílem přispět k výchově mladé generace budoucích vysoce kvalifikovaných inženýrů, kterých je v současné době tíživý nedostatek.

Bohumil Král

Kompenzace lineárního dvojlomu v magneto-optických vláknových senzorech

V článku jsou prezentovány základní vlastnosti magneto-optických vláknových senzorů pro měření elektrického proudu a magnetického pole. Zásadním problémem při aplikaci těchto senzorů je přítomnost vlastního a indukovaného lineárního dvojlomu, který snižuje jejich citlivost. Jsou popsány některé metody potlačení lineárního dvojlomu. Vybraná metoda využívající ortogonální polarizační konjugace je teoreticky analyzována. Na jejím základě je navržen optovláknový proudový senzor, na němž jsou závěry analýzy ověřeny.

Klíčová slova: Optovláknový senzor, magneto-optický jev, lineární dvojlom, kruhový dvojlom, ortokonjugální retroreflektor, Faradayovo zrcadlo.

1. ÚVOD

Nové možnosti v problematice měření elektrických proudů a magnetických polí přinesl rozvoj senzorů využívajících magneto-optických jevů. Magneto-optické jevy spočívají v ovlivňování šíření světla v látkách a při odrazu na jejich rozhraní za současného působení magnetického pole [1]. Mezi magneto-optické jevy řadíme Cotton-Moutonův jev, Kerrův povrchový jev a Faradayův magneto-optický jev [2].

Pro senzorové aplikace je nejvýhodnější využití Faradayova magneto-optického jevu. Jev se projevuje stáčením roviny polarizace světelné vlny v jistých látkách při podélném působení magnetického pole. Základními vlastnostmi jevu jsou vysoká linearity (v případě paramagnetických a diamagnetických materiálů), teplotní závislost a citlivost závislá na materiálových vlastnostech aktivního prostředí a velikosti interakční délky, kterou prochází světelná vlna.

Vlastností, která musí být u materiálu aktivního prostředí sledována, je přítomnost lineárního dvojlomu a jeho poměr k dvojlomu kruhovému. Kruhový dvojlom je v prostředí indukován magnetickým polem. Vyhodnocením indukovaného kruhového dvojlomu je možné určit velikost působícího magnetického pole. Naopak lineární dvojlom je jevem nežádoucím. Jeho přítomnost způsobuje změnu vstupní lineární polarizace světelné vlny na polarizaci obecně eliptickou. To podstatně ovlivňuje citlivost polarimetrického vyhodnocení kruhového dvojlomu. Nežádoucí lineární dvojlom může být latentního charakteru, ale může být v prostředí vyvolán také vnějšími mechanickými a teplotními vlivy. Při konstrukci magneto-optických senzorů je tedy žádoucí důsledně sledovat možnou přítomnost lineárního dvojlomu a snažit se jí předejít. Při konstrukci jistých typů senzorů nelze ovšem vzniku dvojlomu v optickém komponentu zabránit a vyvstává zde požadavek jeho potlačení, resp. jeho kompenzace. Pro potlačení lineárního dvojlomu byly publikovány některé metody s odlišnými principy [3], [4]. Jako metoda s nejvýhodnějšími vlastnostmi se jeví využití ortokonjugálního retroreflektoru. Metoda umožňuje kompenzaci lineárního dvojlomu prostřednictvím zpětného šíření světelné vlny s lineární polarizací lineární dvojlomným prostředím. Ortogonální polarizační složky zpětné vlny jsou stočeny tak, že složka kmitající ve směru rychlé osy vlákna se zpětně šíří ve směru pomalé osy vlákna. Složka kmitající ve směru pomalé osy vlákna se zpětně šíří ve směru rychlé osy vlákna. Fázový posuv složek je tak vyrovnán a na výstupu vlákna obdržíme opět vlnu s lineární polarizací natočenou o úhel $\theta = 90^\circ$ vůči původní rovině polarizace.

2. FARADAYŮV MAGNETO-OPTICKÝ JEV

Faradayův jev způsobuje optickou aktivitu prostředí za přítomnosti magnetického pole, jehož směr je rovnoběžný se směrem šíření světelné vlny v prostředí. Jev lze pozorovat u velkého množství materiálů krystalických i amorfních (plyny, kapaliny, amorfní křemík). Při analýze Faradayova jevu se vychází z jednoduchého modelu interakce elektrické složky \mathbf{E} světelné vlny s elektrony. Podle modelu jsou elektrony harmonickými oscilátory, pro které platí rovnice vynucených kmitů netlumeného harmonického oscilátoru [5]. Vliv magnetické složky vlny je pro její nízkou intenzitu zanedbatelný. Za přítomnosti vnějšího magnetického pole o indukci \mathbf{B} ve směru rovnoběžném se směrem šíření světelné vlny platí pro oscilátor rovnice

$$m_e \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} + \kappa \mathbf{r} = -e\mathbf{E} - e \left[\frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \mathbf{B} \right], \quad (1)$$

kde m_e je hmotnost elektronu, e je náboj elektronu, \mathbf{r} je polohový vektor určující výchylku elektronu, $\kappa \mathbf{r}$ je kvazielastická síla udržující elektron v rovnovážné poloze. Elektrické pole světelné vlny, která prochází studovaným prostředím je, polarizuje

$$\mathbf{P} = -N_e e \mathbf{r}, \quad (2)$$

kde N_e je počet elektronů v objemové jednotce vychýlených elektrickým polem světelné vlny. Dosazením rovnice (1) do (2) obdržíme

$$\frac{d^2 \mathbf{P}}{dt^2} + \frac{e}{m_e} \left[\frac{d\mathbf{P}}{dt} \times \mathbf{B} \right] + \omega_0^2 \mathbf{P} = \frac{N_e e^2}{m_e} \mathbf{E}, \quad (3)$$

kde ω_0 je vlastní frekvence oscilátoru (elektronu) v modelu. Rovnice (3) představuje soustavu dvou simultánních diferenciálních rovnic, jejímž řešením obdržíme výrazy pro levotočivě a pravotočivě kruhově polarizované vlny v prostředí popsané složkami elektrické intenzity E_p a E_1 [6]

$$\begin{aligned} E_p &= E_{p0} e^{j\omega t}, \\ E_1 &= E_{10} e^{j\omega t}. \end{aligned} \quad (4)$$

Makroskopický vztah pro polarizaci prostředí v důsledku přítomnosti elektrického pole šířících se kruhově polarizovaných vln je ve tvaru

$$\begin{aligned} P_p &= \varepsilon_0 \chi_p E_p, \\ P_1 &= \varepsilon_0 \chi_1 E_1, \end{aligned} \quad (5)$$

kde χ_p a χ_1 je dielektrická susceptibilita prostředí pro pravotočivě a levotočivě kruhově polarizovanou vlnu a ε_0 je elektrická permitivita vakua. Index lomu optického prostředí souvisí s dielektrickou susceptibilitou

$$n^2 = \varepsilon_r = 1 + \chi. \quad (6)$$

Dosažením vztahu (5) do soustavy (3) a s využitím relace (6) lze vyjádřit vztahy pro index lomu pravotočivě a levotočivě kruhově polarizované vlny v optickém prostředí

$$\begin{aligned} n_p^2 &= 1 + \frac{N_e e^2}{\varepsilon_0 m_e} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + \frac{e}{m_e} B \omega}, \\ n_1^2 &= 1 + \frac{N_e e^2}{\varepsilon_0 m_e} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - \frac{e}{m_e} B \omega}. \end{aligned} \quad (7)$$

Z rozdílu výrazů (7) můžeme za zjednodušujících předpokladů [6] obdržet vztah pro stočení roviny polarizace v závislosti na velikosti magnetické indukce B působícího pole a interakční délce l

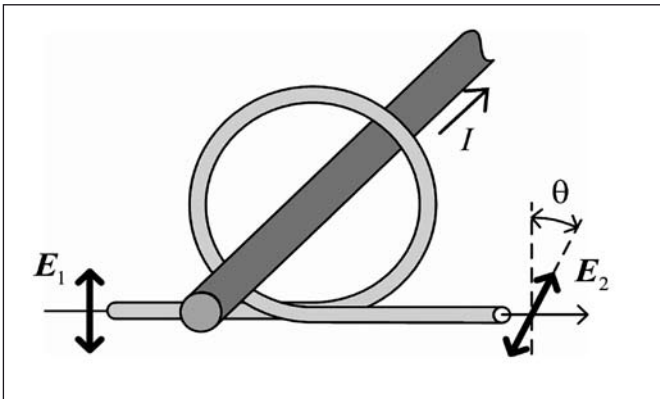
$$\theta = \frac{\pi}{\varepsilon_0 \lambda_0} \frac{N_e e^3}{n_m^2 m_e^2} \frac{\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2} Bl = VBl = \mu V H l, \quad (8)$$

kde $n_m = (n_1 + n_p)/2$ je střední index lomu, V je tzv. Verdetova konstanta, která charakterizuje magneto-optické vlastnosti prostředí. Je zřejmé, že Verdetova konstanta je závislá na vlnové délce světla.

Rovnice (8) je základním vztahem pro Faradayův magneto-optický jev. Úhel stočení roviny polarizace θ světelné vlny je přímo úměrný velikosti magnetické indukce působícího pole v optickém prostředí v interakční délce l . Jeví je nerecipročního charakteru. Směr stočení roviny polarizace závisí na vzájemné orientaci magnetického pole a směru šíření. Rovina polarizace světelné vlny šířící se magneto-optickým elementem souhlasně se směrem magnetického pole bude stočena o úhel θ . Rovina polarizace světelné vlny šířící se magneto-optickým elementem proti směru magnetického pole bude stočena o úhel $-\theta$. Magneto-optický element se v literatuře nazývá Faradayovým rotátorem.

3. INTEGRÁLNÍ MAGNETO-OPTICKÉ SENZORY

Pro realizaci proudových senzorů je výhodné využít integrálního optovláknového senzoru, viz obr. 1.



Obr. 1 Princip integrálního optovláknového senzoru

Princip senzoru vychází z Ampérova zákona celkového proudu

$$\int_l \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu I, \quad (9)$$

kde μ je magnetická permeabilita prostředí Faradayova rotátoru. Pro diamagnetické a paramagnetické materiály platí $\mu \approx \mu_0$. Vektor magnetické indukce \mathbf{B} vytvářené měřeným proudem cirkuluje po uzavřené integrační křivce kolem vodiče. Faradayův rotátor představovaný optickým vláknem obepíná vodič a realizuje tak integrační smyčku ve vztahu (9). Z Ampérova zákona plyne, že k cirkulaci vektoru po integrační smyčce přispívají pouze proudy smyčkou obepnuté, velikost integrálu magnetické indukce nezáleží na poloze vodiče v integrační smyčce a velikost integrálu magnetické indukce nezáleží na délce integrační smyčky kolem vodiče.

Je potlačen vliv proudů vně senzoru a není nutné přesně definovat vzájemnou polohu senzoru a vodiče a délku optické dráhy v rotátoru. Zároveň je zajištěna dlouhá interakční délka v senzoru. Lze tak realizovat senzory s dostatečnou citlivostí i z materiálů s nízkou Verdetovou konstantou. S použitím rovnice (8) a (9) lze odvodit vztah pro velikost stočení roviny polarizace světelné vlny v optovláknovém rotátoru s počtem závitů N

$$\theta(t) = \mu V \int_l \mathbf{B}(t) \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 V N i(t). \quad (10)$$

Ze vztahu (10) je patrné, že časový průběh velikosti stočení roviny polarizace závisí pro daný rotátor s Verdetovou konstantou V pouze na časovém průběhu velikosti měřeného proudu $i(t)$. Velikost stočení roviny polarizace, a tím i odpovídající velikost měřeného proudu, může být polarimetricky vyhodnocena.

4. METODY POTLAČENÍ LINEÁRNÍHO DVOJLOMU

Vzhledem k nutnosti zachování stavu polarizace světelné vlny šířící se ve vlákně je potřebný jednovidový charakter šíření. To vede k výhradnímu použití jednovidových optických vláken jako rotátorů. Materiál jádra vlákna je tvořený oxidem křemičitým, který má relativně nízkou hodnotu Verdetovy konstanty $V = 3,67 \text{ rad}^{\circ}\text{T}^{-1}\text{m}^{-1}$. To lze však kompenzovat prodloužením interakční délky více závitů vlákna kolem vodiče. Při instalaci optického vlákna do závitů je vlákno namáháno mechanickým napětím. To se projeví vznikem lineárního dvojlomu prostředí v jádře vlákna a lineární polarizované vlna vedená vláknem nabude na jeho výstupu eliptické polarizace. Indukovaný lineární dvojlom vlivem ohybu vlákna o průměru d do závitů s poloměrem R_z způsobí měrný fázový posuv šířících se ortogonálních vidů δ_m [7]

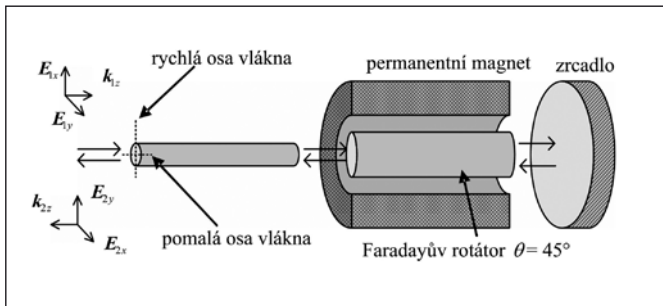
$$\delta_m = \frac{\pi}{\lambda} E_c C_c \frac{d^2}{4R_z^2}, \quad (11)$$

kde λ je vlnová délka světelné vlny ve vlákně, E_c je Youngův modul materiálu vlákna a C_c je napětový optický součinitel materiálu vlákna. Pro optické vlákno tvořené SiO_2 platí hodnoty $E_c = 7,4510^9 \text{ Pa}$ a $C_c = -3,3410^{-11} \text{ Pa}^{-1}$ při vlnové délce $\lambda = 633 \text{ nm}$ [7].

Pro potlačení negativního vlivu lineárního dvojlomu vlastního i indukovaného bylo publikováno několik metod. Nejstarším přístupem je použití mechanicky krouceného vlákna jako rotátoru [3]. Vnější mechanický vliv (kroucení) způsobí, že vlákno vykazuje vysoký kruhový dvojlom. Poměr vytvořeného kruhového a vlastního lineárního dvojlomu je zvětšen a vliv lineárního dvojlomu může být zanedbán. Podobným přístupem je použití vláken s vysokým vlastním kruhovým dvojlomem. Vlákna jsou v anglicky psané literatuře označována jako Spun HiBi (Spun Highly Birefringent) vlákna. Při výrobě jsou v plášti vlákna vytvořeny chirální stresové prvky, které způsobují vnitřní mechanické napětí působící na jádro vlákna, podobně jako u technologie výroby PM vláken. Cílem je opět vytvořit ve vlákně vlastní kruhový dvojlom. Jejich nevýhodou je velmi vysoká teplotní závislost vlastního kruhového dvojlomu vlákna.

Jiným přístupem je minimalizace lineárního dvojlomu vláken metodou žhání [8]. Cívka se závity jednovídného vlákna je fixována v keramickém labyrintu, který je vložen do pece s časově říditelným ohřevem. Teplota je pomalu zvyšována rychlostí řádově jednotek °C/min. Po dosažení asi 800 °C je teplota stabilně udržována po dobu několika hodin a následně pomalu snižována rychlostí desetin °C/min. Vliv dlouhodobého působení vysoké teploty vede ke snížení mechanického napětí a potlačení přítomného lineárního dvojlomu vlákna. Lineární dvojlom vlákna může být žhací procedurou redukován na jednotky procent původní hodnoty [8] a je značně snížena jeho teplotní závislost.

Pro potlačení parazitního dvojlomu je dále možné konstruovat senzory se zpětným šířením optického signálu. Tento přístup využívá skutečnosti, že Faradayův jev je nereciproční charakteru, zatímco lineární dvojlom je charakteru recipročního. Při zpětném šíření světelné vlny, jejíž původní polarizace byla stočena o úhel 90° stejným prostředím, dojde vlivem reciprocit ke kompenzaci vlastního i indukovaného lineárního dvojlomu. Stočení roviny polarizace vlivem kruhového dvojlomu je zdvojnásobeno díky nereciprocitě Faradayova jevu. Pro odraz a fázovou konjugaci ortogonálních složek světelné vlny je užíváno ortokonjugáčného retroreflektoru (OKR), označovaného také jako Faradayovo zrcadlo, viz obr. 2.

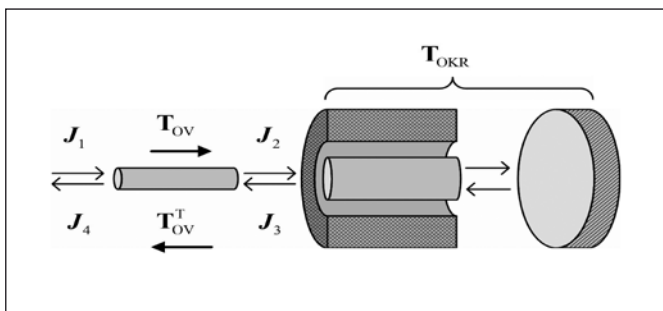


Obr. 2 Schéma ortokonjugáčného retroreflektoru (OKR)

Po průchodu optickým vláknem dále prochází ortogonální složky E_{1x} a E_{1y} vlny Faradayovým rotátorem a nabývají stočení roviny polarizace $\theta = 45^\circ$. Po odrazu od zrcadla a zpětném průchodu rotátorem je výsledné stočení roviny polarizace $\theta = 90^\circ$. Po zpětném průchodu optickým vláknem je fázový posuv ortogonálních složek vyrovnán a na blízkém konci vlákna obdržíme opět lineární polarizaci. Stočení polarizační roviny vlivem Faradyova jevu může být polarimetricky vyhodnoceno.

5. TEORETICKÁ ANALÝZA OKR

Pro teoretické ověření vlastností navrhovaného optovláknového senzoru s OKR je vhodné použít Jonesovu počtu. Celkové analyzované uspořádání je na obr. 3. Následující analýza pro zjednodušení neuvazuje útlumy světelné vlny na komponentech senzoru. V reálném senzoru je vždy jistý minimální útlum přítomen a zhoršuje jeho citlivost.



Obr. 3 Popis optovláknového senzoru maticemi a vektory Jonesova počtu

Světelná vlna na vstupu dvojlomného optického vlákna je popsána Jonesovým vektorem J_1 . Po průchodu vláknem charakterizovaným maticí T_{OV} změní vlna svůj polarizační stav, je dále popsána vektorem

$$J_2 = T_{OV} \cdot J_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \alpha + j\beta & -\gamma \\ \gamma & \alpha - j\beta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \cos \Delta + j \frac{\delta \sin \Delta}{2} & -\phi \frac{\sin \Delta}{\Delta} \\ \phi \frac{\sin \Delta}{\Delta} & \cos \Delta - j \frac{\delta \sin \Delta}{2} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \alpha + j\beta - \gamma \\ \alpha - j\beta + \gamma \end{bmatrix}, \quad (12)$$

kde

$$\Delta = \sqrt{\phi^2 + \left(\frac{\delta}{2}\right)^2} \quad (13)$$

vyjadřuje geometrický průměr fázových zpoždění ϕ a δ způsobených kruhovým dvojlomem a nežádoucím lineárním dvojlomem [9].

Vlna označená vektorem J_2 , která je již obecně elipticky polarizovaná, dále postupuje do OKR charakterizovaného maticí T_{OKR} . Na výstupu OKR je vlna popsána vektorem

$$J_3 = T_{OKR} \cdot J_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \alpha + j\beta - \gamma \\ \alpha - j\beta + \gamma \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \alpha - j\beta + \gamma \\ -\alpha - j\beta + \gamma \end{bmatrix}. \quad (14)$$

Vlna prochází optickým vláknem ve zpětném směru, přičemž obdržíme vektor

$$J_4 = T_{OV} \cdot J_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \alpha + j\beta & -\gamma \\ \gamma & \alpha - j\beta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \alpha - j\beta + \gamma \\ -\alpha - j\beta + \gamma \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \alpha^2 + \beta^2 - \gamma^2 + 2\alpha\gamma + j2\beta\gamma \\ -\alpha^2 - \beta^2 + \gamma^2 + 2\alpha\gamma - j2\beta\gamma \end{bmatrix}. \quad (15)$$

Výsledný vektor (15) je poměrně obtížné analyzovat z hlediska zkoumání vlivu kruhového a lineárního dvojlomu. Pro řešení můžeme analyzovat separátně případy, kdy ve vlákně působí vždy buď jen lineární dvojlom, nebo jen kruhový dvojlom. Výsledný polarizační stav popsáný vektorem (15) je pak určen superpozicí těchto stavů.

Pokud uvažujeme přítomnost jen lineárního dvojlomu δ , kruhový dvojlom $\phi = 0$, můžeme vztah (12) modifikovat

$$J'_2 = T_{ov} \cdot J_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \cos \frac{\delta}{2} + j \sin \frac{\delta}{2} & 0 \\ 0 & \cos \frac{\delta}{2} - j \sin \frac{\delta}{2} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \alpha' + j\beta' \\ \alpha' - j\beta' \end{bmatrix}. \quad (16)$$

Po zpětném průchodu vláknem obdržíme vlnu popsanou vektorem

$$\begin{aligned}
\mathbf{J}'_4 &= \mathbf{T}_{OV} \cdot \mathbf{T}_{OKR} \cdot \mathbf{J}'_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \alpha' + j\beta' & 0 \\ 0 & \alpha' - j\beta' \end{bmatrix} \cdot \\
&\begin{bmatrix} \alpha' - j\beta' \\ -\alpha' - j\beta' \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \alpha'^2 + \beta'^2 \\ -(\alpha'^2 + \beta'^2) \end{bmatrix} = \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \cos^2 \frac{\delta}{2} + \sin^2 \frac{\delta}{2} \\ -\left(\cos^2 \frac{\delta}{2} + \sin^2 \frac{\delta}{2} \right) \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}.
\end{aligned} \quad (17)$$

Z výsledného tvaru vektoru (17) je patrné, že na vstupu senzoru bude opět vlna lineárně polarizována. Rovina její polarizace je stočena o úhel $\theta = 90^\circ$ (vliv OKR). Přítomný nežádoucí lineární dvojlom δ byl potlačen.

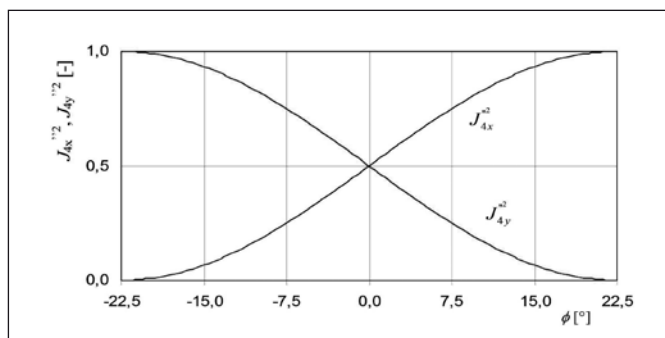
Pro druhý případ uvažujeme přítomnost pouze kruhového dvojlomu indukovaného magnetickým polem měřeného proudu. Lineární dvojlom $\delta = 0$. Vektor \mathbf{J}'_2 bude ve tvaru

$$\begin{aligned}
\mathbf{J}''_2 &= \mathbf{T}_{OV} \cdot \mathbf{J}'_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \cos \phi & -\sin \phi \\ \sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \alpha'' & -\gamma'' \\ \gamma'' & \alpha'' \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \alpha'' - \gamma'' \\ \alpha'' + \gamma'' \end{bmatrix}.
\end{aligned} \quad (18)$$

Po průchodu OKR a následném zpětném průchodu vláknem bude vlna na výstupu senzoru popsána vektorem

$$\begin{aligned}
\mathbf{J}''_4 &= \mathbf{T}_{OV} \cdot \mathbf{T}_{OKR} \cdot \mathbf{J}''_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \alpha'' & -\gamma'' \\ \gamma'' & \alpha'' \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \alpha'' + \gamma'' \\ -\alpha'' + \gamma'' \end{bmatrix} = \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \alpha''^2 - \gamma''^2 + 2\alpha''\gamma'' \\ -(\alpha''^2 - \gamma''^2 - 2\alpha''\gamma'') \end{bmatrix} = \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \cos^2 \phi - \sin^2 \phi + 2 \cos \phi \sin \phi \\ -(\cos^2 \phi - \sin^2 \phi - 2 \cos \phi \sin \phi) \end{bmatrix} = \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \cos^2 \phi - \sin^2 \phi + \sin 2\phi \\ -(\cos^2 \phi - \sin^2 \phi - \sin 2\phi) \end{bmatrix}.
\end{aligned} \quad (19)$$

Ve výrazu (19) je člen $\sin 2\phi$, který reprezentuje indukovaný kruhový dvojlom. Světelná vlna prochází vláknovým rotátorem v přímém a zpětném směru. Díky reciprocitě nabude vlna dvojnásobného úhlu stočení roviny polarizace. Po vyhodnocení světelné

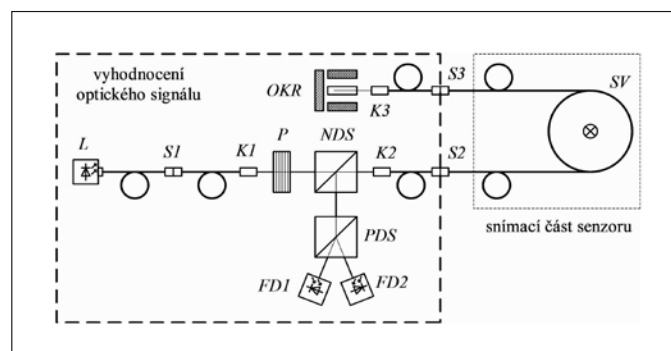


Obr. 4 Závislost velikosti normovaného výstupního signálu ortogonálních kanálů senzoru na velikosti úhlu stočení roviny polarizace ϕ

vlny duální elipsometrickou metodu mohou být obě složky vektoru \mathbf{J}'_4 detekovány kanály s ortogonálními analyzátory (představujícími polarizační dělič svazku). Prvky Jonesova vektoru jsou normovanými intenzitami elektrického pole vlny. Optický výkon signálu a stejně tak i napětí na výstupu fotodetektorů jsou úměrné druhé mocnině elektrických intenzit detekovaných světelných vln. Závislost pro normované velikosti signálů je znázorněna na obr. 4. Je zřejmé, že pro malé úhly stočení roviny ϕ je možné považovat části charakteristik za lineární.

6. EXPERIMENTÁLNÍ REALIZACE OPTOVLÁKNOVÉHO SENZORU

Na základě výsledků předchozí analýzy byl navržen optovláknový senzor s ortokonjugacním potlačením lineárního dvojlomu. Schéma senzoru je na obr. 5. Zdrojem nosného optického signálu je pigtailovaná laserová dioda L . Pomocí optovláknové konektorové spojky SI je spojena s úsekem vlákna s integrovaným kolimátorem $K1$. Výstupní kolimovaný svazek z jednovláknového vlákna je elipticky polarizovaný, prochází polarizátorem P . Po průchodu nepolarizujícím děličem svazku NDS je pomocí kolimátoru $K2$ opět navázán do vlákna a pomocí konektorové spojky $S2$ je vyveden z části zpracování optického signálu senzoru. Pomocí spojky $S2$ je připojena část snímací, která obsahuje úsek snímacího vlákna SV . Vzdálený konec snímacího vlákna je pomocí konektorové spojky $S3$ zaveden zpět do části zpracování optického signálu. Kolimátor $K3$ usměřňuje svazek do ortokonjugacního retroreflektoru OKR . Zpětně odražený svazek je pomocí $K3$ opět navázán do snímací části senzoru a šíří se zpět vláknem SV . Po zpětném průchodu dopadá kolimovaný svazek na nepolarizující dělič svazku NDS . Odražená část svazku je vedena do polarizujícího dělice svazku PDS . Polarizačně ortogonální signály na výstupu PDS jsou zavedeny do fotodetektorů $FD1$ a $FD2$. Pro použití v senzoru jsou zvoleny standardní jednovláknové optovláknové konektory typu FC . Navržené uspořádání zabraňuje zpětnému navázání svazku vystupujícího ze snímacího vlákna do vlákna laserové diody. Polarizace svazku na výstupu snímacího úseku vlákna je oproti původní hodnotě stočena o 90° a polarizátor P zabrání navázání do úseku vlákna laserové diody. Zamezí se tak výkonové nestabilitě laseru způsobené zpětnou optickou vazbou. Senzor podle obr. 5 byl laboratorně realizován pro měření impulzního proudu se špičkovou hodnotou jednotek kA.



Obr. 5 Schéma navrženého optovláknového senzoru

Verdetova konstanta použitého vlákna $V = 3,67 \text{ radT}^{-1}\text{m}^{-1}$ určuje teoretickou maximální možnou hodnotu měřeného proudu při jednom závitě vlákna, která činí

$$I_{\max} = \frac{\theta_{\max}}{\mu_0 V N} = \frac{\pi}{4 \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 3,67 \cdot 1} = 170 \text{ kA}. \quad (20)$$

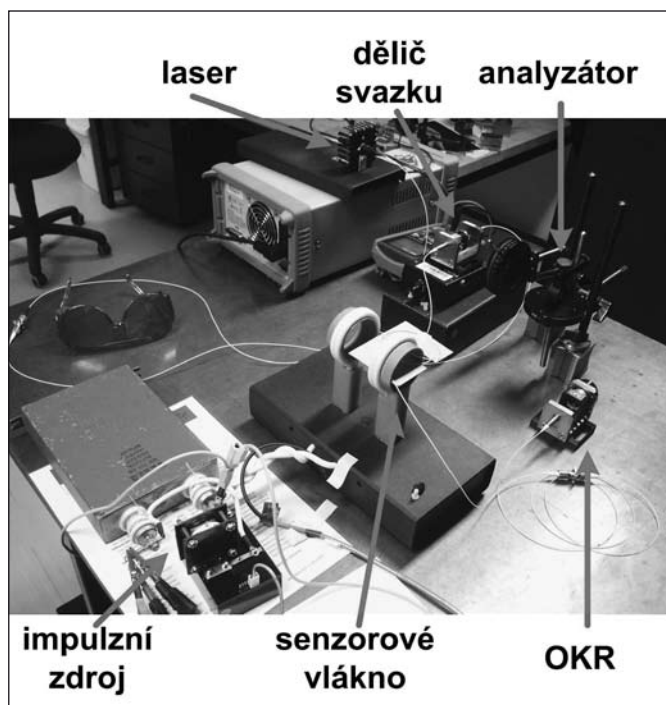
Nad tuto hodnotu se již projevuje periodicitu polarimetrické funkce analyzátoru PDS . V reálném případě bude maximální možná hodnota proudu větší z důvodu přítomnosti reziduálního lineárního dvojlomu, jehož míru je teoreticky obtížné určit. Horní

mezni kmitočet senzoru f_h je určen dobou průchodu světelné vlny snímacím závitem vlákna o poloměru R a indexu lomu n . Pro případ jednoho závitu bude

$$f_h = \frac{0,44c}{2\pi RnN} = \frac{0,44 \cdot 3 \cdot 10^8}{2\pi \cdot 5 \cdot 10^{-2} \cdot 1,5 \cdot 1} = 280 \text{ MHz} . \quad (21)$$

Sestavení experimentálního senzoru ukazuje obr. 6. Jako zdroj měřeného proudu byl použit impulsní proudový zdroj s induktivní zátěží [10]. Do zátěže byl spínáním výkonového tyristorového modulu vybíjen vysokonapěťový kondenzátor. Snímací úsek tvořily dva závity jednovidového vlákna. Středem závitů vlákna procházely dva závity vodiče induktivní zátěže. Byla tak indikována dvojnásobná velikost proudového impulsu. Časový průběh a velikost proudového impulsu byla zároveň změřena indukčním senzorem v podobě Rogowského cívky. Jelikož napětí indukované na svorkách Rogowského cívky odpovídá derivaci časového průběhu proudu, bylo napětí integrováno pomocí matematické funkce osciloskopu. Zdrojem laserového záření byla laserová dioda emitující na vlnové délce $\lambda = 633 \text{ nm}$ optický výkon $P = 10 \text{ mW}$. Optovláknová trasa včetně sensorového úseku byla tvořena jednovidovým vláknem SM600 s průměrem pláště $r_j = 125 \mu\text{m}$ a průměrem jádra $r_c = 4,3 \mu\text{m}$. Pro srovnání citlivostí bylo provedeno měření s optovláknovým senzorem jednak bez přítomnosti OKR, tak i s jeho použitím. Na obr. 7 jsou detailněji znázorněny použité komponenty děliče svazku a OKR.

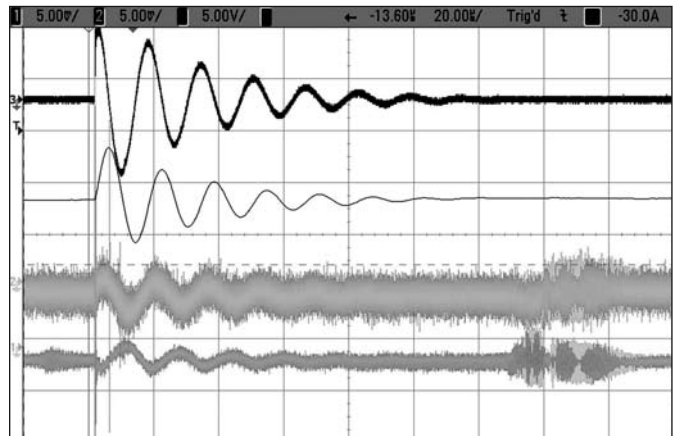
Podmínky měření byly dodrženy pro oba senzory stejné. Induktivní zátěží generátoru protékal proud s tlumeným periodickým průběhem o kmitočtu $f = 59 \text{ kHz}$ a vrcholové hodnotě prvního maxima $I_p = 1550 \text{ A}$ určeného pomocí Rogowského senzoru. Obr. 8 ukazuje sejmuté osciloskopické průběhy při měření senzorem bez OKR. Optický signál byl vyhodnocen metodou duální kvadraturní elipsometrie s využitím polarizačního děliče svazku a dvojice fotodetektorů [11]. První průběh (bráno shora) představuje napětí Rogowského cívky. Druhý průběh je jeho integrálem realizovaným pomocí matematické funkce osciloskopu. Představuje časový průběh proudového impulsu v zátěži. Třetí a čtvrtý průběh je napětí na výstupech fotodetektorů polarizačně ortogonálních kanálů senzoru.



Obr. 6 Experimentální sestava optovláknového senzoru



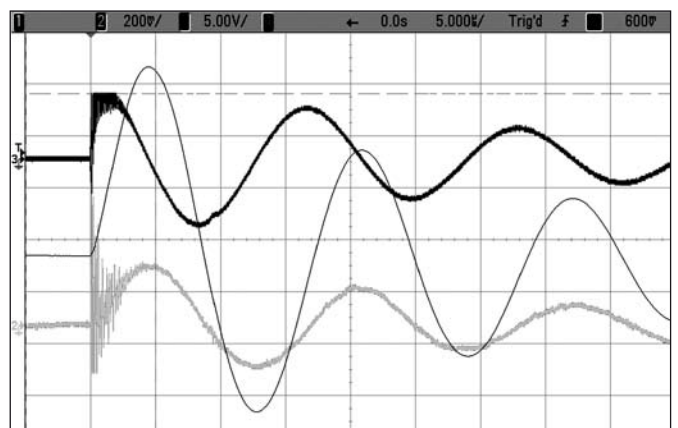
Obr. 7 Dělič svazku s kolimátory a polarizátorem v osazení (vlevo) a OKR (vpravo)



Obr. 8 Změřené průběhy senzoru bez OKR

Příklad průběhů získaných při měření senzorem s využitím OKR ukazuje obr. 9. Z důvodu komplikovanější adjustace optických komponentů ve fotodetekční části byla pro demonstrační účely použita absolutní polarimetrická metoda s jedním analyzátozem. Na obr. 9, první průběh (bráno shora) představuje napětí Rogowského cívky. Druhý průběh je jeho integrálem, představujícím časový průběh proudového impulsu. Třetí průběh je napětí na výstupu fotodetektoru.

Ze srovnáním sejmutých průběhů je patrná podstatně vyšší citlivost senzoru s kompenzací lineárního dvojlomu. V případě senzoru bez OKR dosahuje impuls napětí na výstupu fotodetektoru hodnoty menší než 5 mV v okamžiku maxima měřeného proudu $I_p = 1550 \text{ A}$. Ve změřeném signálu se již silně projevuje přítomnost výstřelového šumu fotodiody a tepelného šumu odporu transimpedančního zesilovače. Při použití OKR metody kompenzace lineárního dvojlomu bylo dosaženo podstatně vyšší citlivosti, viz obr. 9. Vrcholové hodnotě měřeného proudu $I_p = 1550 \text{ A}$ odpovídá maximum napětí dosahující $U_p = 200 \text{ mV}$. Oproti senzoru bez kompenzace bylo dosaženo vyšší citlivosti s násobným koeficientem $A_s = 40$. V signálech na obr. 9 je patrné indukované rušení, které je zřejmě způsobeno přechodným dějem při sepnutí tyristorového modulu.



Obr. 9 Změřené průběhy senzoru využívajícího OKR

7. ZÁVĚR

V článku popisované optovláknové senzory jsou vhodným prostředkem pro měření stejnosměrných i časově proměnných proudů a magnetických polí. Jejich přednosti se projeví především při měření impulsních veličin o velmi vysoké úrovni a krátké době trvání. Horní mezní kmitočet je omezen především rychlostí elektronické fotodetekční části senzoru. Na rozdíl od senzorů indukčních je možné je použít s konstantní citlivostí i na nízkých kmitočtech včetně stejnosměrné oblasti.

Hlavním problémem magneto-optických senzorů, především optovláknových, je přítomnost lineárního dvojlomu, který podstatně snižuje citlivost. Pro potlačení vlivu lineárního dvojlomu existuje několik přístupů, které byly v článku popsány. Metoda využívající ortogonální polarizační konjugace byla vybrána jako nejvýhodnější. Byla teoreticky analyzována s ohledem na potlačení lineárního dvojlomu. Výsledky analýzy byly potvrzeny experimentálním ověřením na úloze měření proudového impulsu vysoké úrovně.

Literatura

- [1] GAUGITSCH, M., HAUSER, H. Optimization of a magneto-optical light modulator. *Journal of Lightwave Technology*. 1999, vol. 17, no. 12, p. 2633 - 2644.
- [2] CRAIG, A. E., CHANG, K. *Handbook of Optical Components and Engineering*. New Jersey: John Wiley & Sons, Inc., 2003. 1380 pages. ISBN 0-471-39055-0.

- [3] ROSE, A., REN, Z. F., DAY, G. W. Twisting and annealing optical fiber for current sensors. *Journal of Lightwave Technology*. 1996, vol. 14, no. 11, p. 2492 - 2498.
- [4] LAMING, R. I., PAYNE, D. N. Electric current sensors employing spun highly birefringent optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*. 1989, vol. 7, no. 12, p. 2084 - 2094.
- [5] WAYNANT, R. *Electro-Optics Handbook*. New York: McGraw-Hill Professional, 2000. 992 pages. ISBN 978-0070687165.
- [6] BORN, M., WOLF, E. *Principles of Optics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1999. 986 pages. ISBN 978-0521642224.
- [7] ULRICH, R., RASHLEIGH, S. C., EICKHOFF, W. Bending-induced birefringence in single-mode fibers. *Optical Letters*. 1980, vol. 5, p. 273 - 275.
- [8] TANG, D., ROSE, A. H., DAY, G. W., ETZEL, S. M. Annealing of linear birefringence in single-mode fiber coils: Applications to optical fiber current sensors. *Journal of Lightwave Technology*. 1991, vol. 9, no. 8, p. 1031 - 1037.
- [9] RIPKA, P. *Magnetic sensors and magnetometers*. London: IEEE; Artech House, 2001. 467 pages. ISBN 1-58053-057-5.
- [10] DREXLER, P., FIALA, P. Methods for high-power EM pulse measurement. *IEEE Sensors Journal*. 2007, vol. 7, no. 7, p. 1006 - 1011. ISSN 1530-437X. IF = 1,117 (2006).
- [11] DREXLER, P., FIALA, P. Identifying of the special purpose generator pulses. In *Proceedings of Progress In Electromagnetics International Conference PIERS 2007*. Beijing (China): Electromagnetic Academy, 2007, p. 561 - 565. ISSN 1559-9450.

Ing. Petr Drexler, Ph.D., Ústav teoretické a experimentální elektrotechniky, FEKT VUT v Brně, Kolejní 2906/4, 612 00 Brno, tel.: +420 5 4114 3653, e-mail: drexler@feec.vutbr.cz

doc. Ing. Pavel Fiala, Ph.D., Ústav teoretické a experimentální elektrotechniky, FEKT VUT v Brně, Kolejní 2906/4, 612 00 Brno, tel.: +420 5 4114 9510, e-mail: fiala@feec.vutbr.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.

Kvantové pojetí konfigurace elektronů v mezoskopických polovodičích

Moderní technologie umožňují zhotovovat kovové a polovodičové mezoskopické elektronové vodiče o specifických vlastnostech v porovnání s elektricky vodivými vzorky makroskopické rozměrové škály. Jde obecně o struktury, jejichž efektivní dimenze obvykle nejsou větší než je délka vlny, přidružená k pohybujícímu se elektronu, a než je jeho střední volná dráha a délka jeho fázové relaxace. Odpovídající konfigurace elektronů a vodivostní (kondukční) procesy tudíž vyžadují kvantový přístup. V předloženém shrnujícím textu je dominantní pozornost postupně zaměřena k užitečnému výchozímu plynovému modelu elektronů v objemovém nebo vrstevovém polovodiči, k jejich pohyblivosti, prostorové kvantové vlnové funkci, disperznímu vztahu, hustotě kvantových stavů, energetické kvantové statistice, koncentraci a charakteristickým kolizním délkám a dobám. Prezentované vzorce a úvahy mají uplatnění nejen v elektronice, ale i v optoelektronice a elektrooptice.

1. ÚVOD

Tento článek je zaměřen ke kondukční fyzikální elektronice. Jde o odvětví fyziky, které se zabývá konfigurací (prostorovým uspořádáním) a šířením (přenosem, vodivostí, kondukcí) vodivostních elektronů a jejich svazků v různých a různě tvarovaných prostředích (látkách, materiálech) s přihlédnutím k jejich částicové (látkové) a přidružené vlnové vlastnosti (tj. k jejich korpuskulárně-vlnovému dualismu) a k některým analogiím (formálním podobnostem) s konfigurací a s šířením fotonů (kvant elektromagnetické energie) v rámci fotonové optiky. Přitom užitečnými interpretačními prostředky jsou klasická a hlavně kvantová mechanika a statistika a teorie elektromagnetického pole v závislosti na druhu (chemickém složení), struktuře, fyzikálním stavu a geometrii vodivého prostředí (elektronového vodiče) a jeho okolí. K významným moderním problémům zmíněného fyzikálního odvětví patří kontrolovatelné uspořádání (seskupení) elektronů v mezoskopických polovodičích. O něm je přehledně pojednáno v následujícím textu s přihlédnutím k vrstevové modifikaci polovodičů (viz též publikace [1-7]).

Mezoskopický elektrický (elektronový) vodič lze obecně definovat jako prostředí (materiálový vzorek), jehož efektivní (funkční) dimenze jsou tak malé, že již neplatí klasický makroskopický elektrický Ohmův zákon a běžný vztah

$$G = \frac{S}{l} \gamma \quad (1)$$

pro jeho makroskopickou elektrickou vodivost G v závislosti na jeho průměru S , délce l a měrné materiálové vodivosti γ . Jde o vodič s dimenzemi, které obvykle nejsou větší než je de Broglieho vlnová délka

$$\lambda = \frac{h}{mv}, \quad (2)$$

přidružená elektronu o velikosti l jeho záporného elektrického náboje, efektivní hmotnosti m , postupné rychlosti v a hybnosti $p = mv$ (h je kvantově-mechanická Planckova konstanta). Těto de Broglieho monovlnové (monofrekvenční) elektronové vlně přísluší energie $W = mc^2$ a frekvence $f = W/h = mc^2/h$, kde c je postupná rychlost elektromagnetického vlnění ve vakuu [1, 8-11]. Takže její vlnová (fázová) rychlost je

$$v_\varphi = f\lambda = \frac{mc^2}{h} \frac{h}{mv} = \frac{c^2}{v}. \quad (3)$$

V souladu s publikací [6] lze obecně za mezoskopické elektrické vodiče pokládat i ty vodiče, jejichž efektivní dimenze obvykle

nejsou větší než je střední volná dráha elektronu (střední vzdálenost šíření elektronu do úplného zániku nebo úplné obnovy jeho hybnosti) a délka fázové relaxace elektronu (vzdálenost šíření elektronové vlny do úplného zániku nebo úplné obnovy její původní fáze). Tyto charakteristické délky se široce liší u různých vzorků a jsou výrazně ovlivnitelné například teplotou nebo působícím vnějším ladícím elektrickým nebo magnetickým polem. To prakticky znamená, že mezoskopické dimenze přísluší efektivním rozměrům od několika nanometrů přes stovky nanometrů do několika stovek mikrometrů. Přitom významnou skupinu mezoskopických prostředí (systémů, struktur), realizovatelných existující moderní monolitickou technologií a přispívajících k další miniaturizaci elektronických, optoelektronických a elektrooptických prvků a integrovaných zařízení, tvoří nanomateriály (o efektivních rozměrech jen několika desítek nanometrů) [4-7].

Následující text shrnuje jednočásticové kvantové pojetí, charakteristické veličiny a zákonitosti konfigurace vodivostních elektronů v mezoskopickém objemovém nebo vrstevovém polovodiči, reprezentovaným užitečným plynovým elektronovým modelem. Pozornost je speciálně zaměřena k matematické reprezentaci a interpretaci pohyblivosti volných elektronů, prostorovému rozložení jejich kvantové vlnové funkce, disperznímu vztahu, hustotě kvantových stavů, energetické kvantové statistice, koncentraci a k efektivitě a vzájemné souvislosti přidružených charakteristických kolizních délek a dob. Zároveň je přihlédnuto k vlivu parametrických rozptylových podmínek (druhu elektronových rozptylovačů) na přiměřená data.

2. PLYNOVÝ MODEL ELEKTRONŮ

Popis konfigurace a šíření elektronů v kovech a polovodičích je v kondukční fyzikální elektronice obvykle založen na představě elektronového plynu. Jde o statistický systém elektronů v uvažované oblasti vodiče, které se při dané teplotě pohybují náhodnými směry a ustavičně jsou podrobeny rozptylujícím kolizím (rozptylujícím procesům - srážkám, střetnutím) s mřížkovou strukturou vodiče, jejími nepravidelnostmi (poruchami, defekty), nečistotami (příměsemi) a vibracemi (fonony), případně i s jinými elektrony. Takže v žádném směru v průměru neprodukují kondukční (vodivý) elektrický (elektronový) proud. Účinkem přiloženého vnějšího elektrického pole o intenzitě E a síle eE však tyto elektrony získají přidavnou driftovou (unášecí) postupnou rychlost v_d ve směru vektoru eE , která je přeložena přes jejich náhodný pohyb a způsobuje nenulový kondukční (driftový) elektrický proud (obr. 1). Přitom v ustáleném teplotním a elektrickém stavu elektronového vodiče

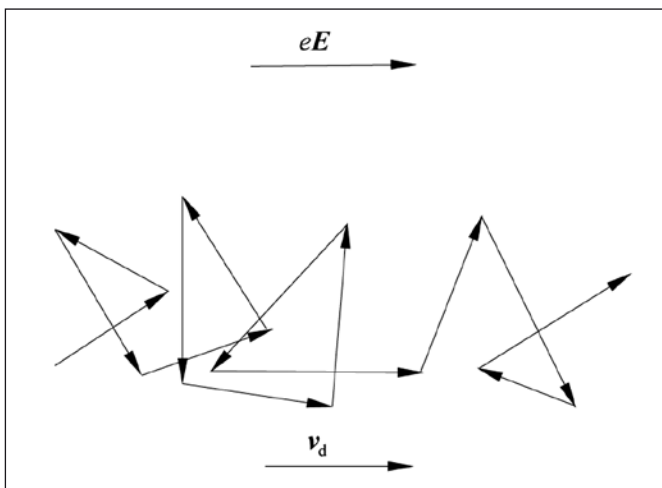
je při nulovém vnějším magnetickém poli a lineárním přístupu (pro přiměřeně malé hodnoty vektoru \mathbf{E}) driftová hybnost $m\mathbf{v}_d$ elektronu, získaná vlivem vnějšího pole \mathbf{E} během její relaxační (obnovovací) doby τ_m , rovna ztrátě hybnosti (impulzu) elektronu $e\mathbf{E}\tau_m$ vlivem kolizí:

$$m\mathbf{v}_d = e\mathbf{E}\tau_m. \quad (4)$$

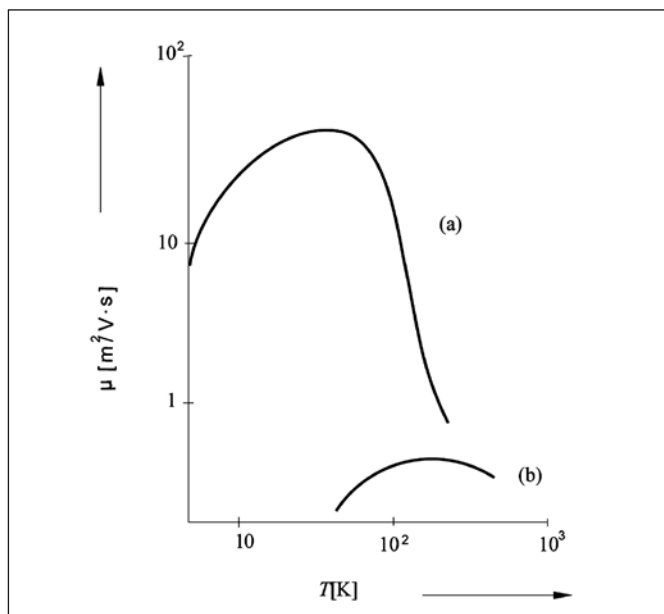
Příslušná pohyblivost (mobilita) μ driftovaného elektronu, definovaná jako podíl velikostí jeho driftové rychlosti a driftové elektrické intenzity a představující základní klasickou charakteristickou veličinu vodičů elektronů, tedy vyhovuje relacím

$$\mu = \left| \frac{\mathbf{v}_d}{\mathbf{E}} \right| = \frac{|e|}{m} \tau_m. \quad (5)$$

Je-li známá, lze z relací (5) zpětně zjistit relaxační dobu τ_m . Přitom v případech mezoskopických (tenkých) polovodičových vrstev bývá základem dvourozměrná (2D) alternativa obecnějšího trojrozměrného (3D) elektronového plynu.



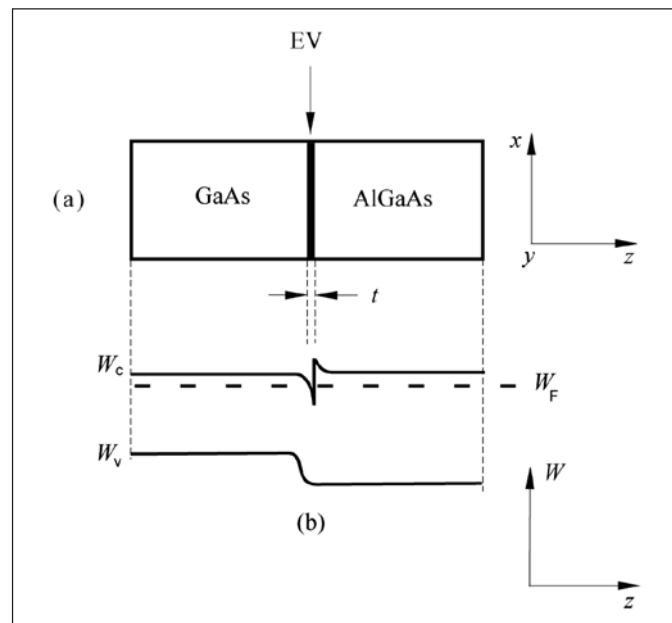
Obr. 1 Náčrt náhodného pohybu elektronu ovlivněného driftovou elektrickou silou $e\mathbf{E}$; \mathbf{v}_d je jeho driftová rychlost



Obr. 2 Příklad závislosti pohyblivosti μ driftovaného elektronu v čistém objemovém polovodiči GaAs na jeho absolutní teplotě T (a) ve srovnání s jeho možnou modifikací dotovanou příměsí kyslíčnicku kovu (b)

Příklad závislosti pohyblivosti (5) u velmi čistého (bezpříměšového) objemového (3D) polovodiče GaAs na jeho absolutní teplotě T podle publikace [12] je graficky znázorněn na obr. 2a. Přitom její růstová část odpovídá ještě potlačenému vlivu fononového rozptylu elektronů. Pro srovnání je na obr. 2b znázorněna jedna možná alternativa zmíněné závislosti pro 3D-polovodič GaAs s příměsí kyslíčnicku kovu pro využití v tranzistorech řízených elektrickým polem. U něho se dominantně projevuje rozptyl elektronů vlivem této příměsi. Je vidět, že s růstem čistoty 3D-polovodiče roste i příslušná elektronová pohyblivost pro uvažovaný teplotní interval. V publikaci [12] je též ukázáno, že změna 3D-formy na dostatečně tenkou (plošnou) tzv. 2D-formu (o mezoskopické efektivní tloušťce asi 10 nm) čistého polovodiče obecně vede ke zvětšení pohyblivosti elektronů, avšak k zmenšení jejich koncentrace a jejich fononového rozptylu.

Současné výzkumy konfigurace a šíření elektronů v mezoskopických polovodičích jsou často vztaženy k vrstevným heterostrukturám GaAs-AlGaAs, neboť ve srovnání s mnoha jinými polovodičovými vzorky výhodně vykazují malé fononové elektronové rozptyly. U nich elektronová vodivá vrstva (elektronový plyn) EV malé mezoskopické tloušťky t je tepelnou planární technologií vytvořena v úzkém rozhraní mezi intrinzní (čistou, vlastní) 3D-polovodičovou složkou GaAs a podložnou extrinzní (dotovanou, nevlastní) 3D-polovodičovou složkou AlGaAs vodivostního typu n (donorového typu s majoritním počtem záporných elektronů ve srovnání s minoritním počtem kladných děr - akceptorů) - obr. 3a. Odpovídající rovnovážný zakřivený pásový energetický diagram podle obr. 3b se společnou Fermiho energií W_F pro obě složky je důsledkem obohacujícího samočinného přesunu vodivostních elektronů ze složky AlGaAs o původně větší Fermiho energie W_F do složky GaAs o původně menší energii W_F . Přitom W_F je rovnovážná energetická hladina pro kterou je při nenulové absolutní teplotě $T > 0$ pravděpodobnost nalezání elektronu rovna 0,5, veličiny W_c a W_v reprezentují dolní hranici vodivostního (kondukčního) a horní hranici valenčního energetického pásu (oddělené zakázaným energetickým pásem $\Delta W_z = W_c - W_v \approx 1$ eV) [13]. Zmíněný přesun elektronů vede ke vzniku vnitřního elektrostatického potenciálového pole, které vymezí úzké a ostré rozhraní se zvětšenou koncentrací záporných elektronů



Obr. 3 Schematický náčrt vrstevné heterostrukтуры GaAs-AlGaAs s vytvořenou elektronovou vodivou vrstvou EV malé mezoskopické tloušťky t (a) a odpovídající rovnovážný zakřivený pásový energetický diagram (b) s dolní hranicí W_c vodivostního energetického pásu a horní hranicí W_v valenčního energetického pásu; W_F je společná Fermiho energie

v oblasti složky GaAs, kde W_F je uvnitř zakřiveného prudce pokleslého vodivostního pásu a platí $W_c < W_F$. Přitom prudký nárůst hodnot W_c v oblasti AlGaAs přísluší vyprázdňené koncentraci volných elektronů. Typické rozmezí hodnot vodivostní koncentrace elektronů ve vzniklém 2D-elektronovém plynu zmíněného rozhraní je $2 \cdot 10^{15} / \text{m}^2$ až $2 \cdot 10^{16} / \text{m}^2$ a může být účinně ovlivňováno (redukováno) účinkem kladného vnějšího ladicího elektrostatického potenciálu kovové řídicí elektrody (brány), vytvořené vhodnou litografickou technikou na vodivé vrstvě GaAs (případně účinkem záporného vnějšího elektrostatického potenciálu kovové řídicí elektrody na podložné vrstvě AlGaAs) - viz například [6, 14].

3. PROSTOROVÁ KVANTOVÁ VLNOVÁ FUNKCE A HUSTOTA KVANTOVÝCH STAVŮ ELEKTRONŮ

Uvažíme-li elektrony ve vodivostním energetickém pásu trojrozměrného (3D) polovodiče (tj. vodivostní elektrony), pak uvažované prostorové rozložení kvantově-mechanické vlnové funkce $\psi(\mathbf{r})$ jednoho elektronu, jehož pohyb je obecně omezen působením vnějších sil, lze například podle publikací [4, 6, 9, 15] vyjádřit modifikovanou nečasovou Schrödingerovou rovnicí

$$\left[W_c + \frac{(\hbar \nabla + e\mathbf{A})^2}{2m} + \mathcal{U}(\mathbf{r}) \right] \psi(\mathbf{r}) = W \psi(\mathbf{r}). \quad (6)$$

V ní $\mathbf{r}(x,y,z)$ je polohový vektor místa elektronu v poli, v němž působí elektrická potenciální energie $\mathcal{U}(\mathbf{r})$ a \mathbf{A} představuje vektorový potenciál případně přítomného magnetického pole o vektoru indukce $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$. W reprezentuje celkovou energii elektronu o efektivní hmotnosti m (tj. o hmotnosti elektronu ovlivněné periodickým rozložením elektrického potenciálu mřížkové struktury polovodiče), $\hbar = h / 2\pi$ označuje kvantově-mechanickou Diracovu konstantu, i je imaginární jednotka a symbol

$$\nabla = \mathbf{x}^0 \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{y}^0 \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{z}^0 \frac{\partial}{\partial z} \quad (7)$$

má při jednotkových vektorech \mathbf{x}^0 , \mathbf{y}^0 a \mathbf{z}^0 význam Hamiltonova vektorového diferenciálního operátoru (nabla operátoru) v pravoúhlé souřadné soustavě (x, y, z) [16, 17]. Obecně komplexní vlnová funkce $\psi(\mathbf{r})$, nebo její obecnější časoprostorová forma $\psi(\mathbf{r}, t)$, v kvantové mechanice určuje kvantové stavy látkové částice (elektronu), případně jejího statistického systému v místě \mathbf{r} a v okamžiku t . Nemá přímou fyzikální interpretaci. Kvadrát její absolutní hodnoty $|\psi|^2 = \psi\psi^*$ však udává objemovou hustotu pravděpodobnosti experimentálního zjištění částice v daném místě a čase při splnění normovací podmínky

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\psi|^2 dV = 1, \quad (8)$$

kde $dV = dx dy dz$ je elementární objem [8-10].

Vlnové funkce $\psi(\mathbf{r})$, obvykle dedukované z rovnice (6), jsou ve skutečnosti jen vyhlazenými verzemi pravých kvantově-mechanických forem. Proto neposkytují informace o detailních změnách fyzikálního stavu částice a jejího statistického systému v rámci atomové rozměrové škály. Tento přístup je přiměřený například pro homogenní polovodič při $\mathcal{U}(\mathbf{r}) = 0$, $\mathbf{A} = 0$ a $W_c = \text{konst.}$ V tomto případě tzv. volné částice stačí akceptovat řešení rovnice (6) ve tvaru rovinných vln

$$\psi(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}), \quad (9)$$

v němž detailní rozložení mřížkové elektrické potenciální energie polovodiče $u_c(\mathbf{r})$ v atomové škále není zahrnuto. Je však obsaženo v řešení ve tvaru Blochových nerovinných vln

$$\psi(\mathbf{r}) = u_k(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}), \quad (10)$$

kde $\mathbf{k}(k_x, k_y, k_z)$ je vlnový (vlnočtový) vektor pro danou elektronovou vlnu. Jednodušší řešení (9) je obvykle vhodné pro elektrony vodivostního energetického pásu, které jsou ovlivněny jen slabými vnějšími elektrickými a magnetickými poli a například přísluší již zmíněné heterostruktuře GaAs-AlGaAs.

Uvažme nyní polovodičovou vrstvu EV, například podle obr. 3a, v jejíž oblasti (x, y, z) šířící se elektrony jsou ovlivněny elektrickou potenciální energií $\mathcal{U}(x, y, z)$ a homogenním statickým magnetickým polem o vektorovém potenciálu \mathbf{A} . Obvykle při malé mezoskopické tloušťce vrstvy EV, nebo při nízkých absolutních teplotách a malých koncentracích vodivostních elektronů, je jimi obsazen jen nejnižší dílčí polovodičový vodivostní energetický pás ($q = 1$) z rozdílných kvantově dovolených dílčích vodivostních pásů o dolních hraničních energiích w_q ve směru z . Vyšší pásy o pořadových (kvantových) číslech $q = 2, 3, \dots$ nejsou důležité. Takže lze nyní zanedbat z -tovou dimenzi a uvažovat jen 2D-elektronový vodič v rovině (x, y) při platnosti rovnice (6) v dvourozměrném tvaru

$$\left[W_s + \frac{(\hbar \nabla + e\mathbf{A})^2}{2m} + \mathcal{U}(x, y) \right] \psi(x, y) = W \psi(x, y). \quad (11)$$

Zároveň platí disperzní vztah

$$W = W_s + \frac{\hbar^2}{2m} (k_x^2 + k_y^2) = W_s + \frac{\hbar^2}{2m} k^2, \quad (12)$$

kde

$$W_s = W_c + w_q = W_c + w_1. \quad (13)$$

Přitom W_s a W_c jsou dolní vodivostní energetické hranice (dna) uvažované 2D-vrstvy EV a celé její 3D-formy. Odpovídající vlnová funkce typu (10) může mít nyní tvar

$$\psi(\mathbf{r}) = \phi_q(z) \exp(ik_x x) \exp(ik_y y) \quad (14)$$

pro $\mathbf{A} = 0$ a dílčí vlnovou funkci $\phi_q(z) = \phi_1(z)$. Zmíněné zjednodušení je využito v dalším textu. V případech kovových vrstev je však koncentrace vodivostních elektronů tak velká, že i při jejich malých tloušťkách ($t \approx 10$ nm) je ve skutečnosti obsazeno několik dílčích energetických pásů a tudíž je přesnější je analyzovat jako 3D-vodič.

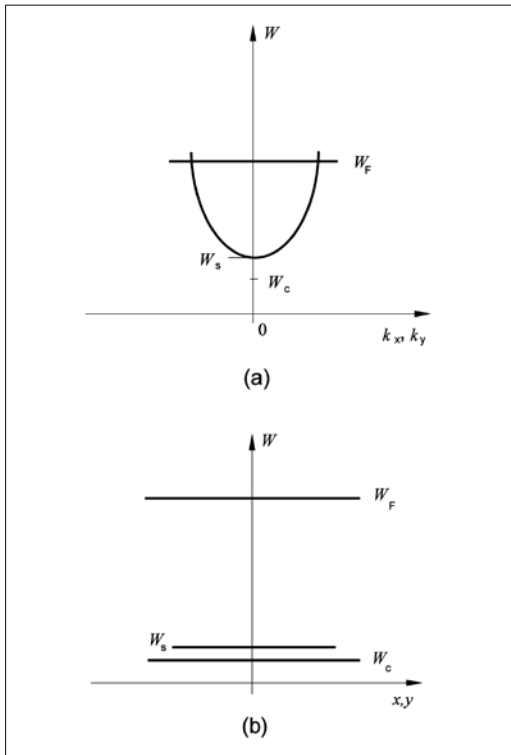
Jestliže lze v rovnici (11) zároveň položit $\mathcal{U}(x, y) = 0$ a $\mathbf{A} = 0$, má odpovídající vlastní vlnová funkce, normovaná k efektivní ploše S uvažované polovodičové vrstvy, tvar

$$\psi(x, y) = S^{-1/2} \exp(ik_x x) \exp(ik_y y) \quad (15)$$

s vlastními energiemi splňujícími disperzní vztah (12), jehož jednorozměrný náčrt vystihuje obr. 4a. Příslušný hladinový energetický diagram pro rovinu (x, y) uvažované vrstvy EV je na obr. 4b. V nich je vyznačena energetická hladina W_s (vztažená k teoretickým hodnotám $k_x = k_y = 0$), energetická hladina W_c a hladina rovnovážné Fermiho energie $W_F > W_s$ pro nízkoteplotní situaci (za nerovnovážných podmínek se obvykle uvažuje tzv. kvazi-Fermiho energetická hladina [6]).

K zjištění celkového (totálního) počtu elektronových kvantových stavů $N_t(W)$ v polovodičové 2D-vrstvě, vztažených k energiím ne větším než W , lze běžně využít periodických hraničních podmínek. Při nich kvantované hodnoty k_x a k_y závisí na rozměrech l_x a l_y vodivostního vzorku podle relací

$$k_x = \varepsilon_x \frac{2\pi}{l_x}, \quad k_y = \varepsilon_y \frac{2\pi}{l_y}, \quad (16)$$



Obr. 4 Jednorozměrný náčrt disperzního vztahu (12) pro vodivostní elektron v polovodičové vrstvě EV podle obr. 3a, pojmáné jako dvourozměrný elektronový vodič v souřadné rovině (x, y) . W_s je její vodivostní energetické dno a W_c představuje vodivostní energetické dno její trojrozměrné alternativy. Přitom se pro Fermiho energii W_f předpokládá nízkoteplotní nerovnost $W_f > W_s$ - viz část (a) na obr. 4. Přiměřené závislosti energií W_f , W_s a W_c na souřadnici x nebo y jsou znázorněny v části (b) na obr. 4

kde ε_x a ε_y jsou celá čísla. Je-li $S = l_x l_y$ efektivní plocha 2D-vzorku, pak geometrická oblast v rovině (k_x, k_y) , příslušná jednomu elektronovému kvantovému stavu $k(k_x, k_y)$, má velikost $(2\pi / l_x)(2\pi / l_y) = 4\pi^2 / S$, kdežto odpovídající k -tá kvantová oblast je vymezena kruhem o poloměru k a o ploše πk^2 . Takže hledanou veličinu $N_t(W)$ lze pro $W > W_s$ vyjádřit vztahy

$$N_t(W) = \frac{2\pi k^2}{4\pi^2 / S} = S \frac{k^2}{2\pi} = \frac{mS}{\pi\hbar^2} (W - W_s). \quad (17)$$

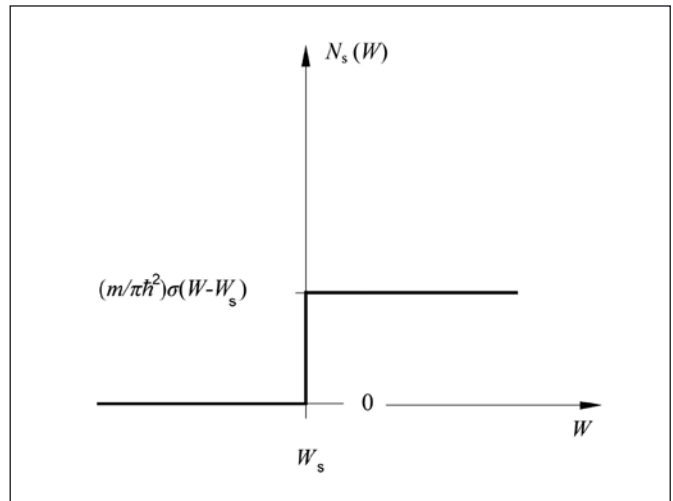
V nich zavedený faktor 2 vyplývá z faktu, že každé energii W elektronu přísluší dva spinové kvantové stavy a je též využit disperzní vztah (12). Relacím (17) pak přísluší hustota elektronových kvantových energetických stavů (vztahená k jednotkové ploše S a jednotkové změně energie W), která je vystižitelná grafem na obr. 5 a vzorcem

$$N_s(W) = \frac{1}{S} \frac{d}{dW} [N_t(W)] = \frac{m}{\pi\hbar^2} \sigma(W - W_s). \quad (18)$$

Přitom $(W - W_s)$ reprezentuje jednotkovou skokovou funkci o definici

$$\sigma(W - W_s) = 1, \quad \text{pro } W > W_s, \\ \sigma(W - W_s) = 0, \quad \text{pro } W < W_s, \quad (19)$$

jejíž ostrý kladný skok (nespojitosť) přísluší hodnotě $W = W_s$. Ze vzorců (18) vyplývá, že zavedená 2D-hustota elektronových kvantových stavů v uvažované polovodičové vrstvě je konstantní pro všechny energie elektronu W , které převyšují její dolní vodivostní energetickou hranici W_s . Například pro GaAs a efektivní hmotnost m , která je 0,07 násobkem klidové hmotnosti elektronu, podle publikace [6] platí $N_s(W) \approx 2,9 \cdot 10^{11} / \text{m}^2 \cdot \text{eV}$.



Obr. 5 Grafické znázornění hustoty elektronových kvantových energetických stavů $N_s(W)$ v polovodičové vrstvě podle vzorců (18)

4. KVANTOVÁ STATISTIKA ENERGIE ELEKTRONŮ

Předpokládaný ideální (bezinterakční) rovnovážný statistický systém elektronů (elektronový plyn) ve vodivostním energetickém pásu polovodiče o absolutní teplotě T lze charakterizovat kvantovou Fermiho-Diracovou (F-D) pravděpodobnostní rozdělovací funkcí $f(W)$ podle jejich dovolených (kvantovaných) energetických hodnot W o možném vyjádření

$$f(W) = \frac{1}{1 + \exp[(W - W_f) / k_B T]}, \quad (20)$$

kde k_B je Boltzmanova termodynamická konstanta [1, 6, 11, 15, 18, 19].

Existují dva limitní (aproximované) případy, kdy funkce (20) může být uvnitř uvažovaného energetického pásma $W > W_s$ zjednodušena a tím snadněji numericky vyhodnocovatelná. Jde jednak o případ elektronového (obecně fermionového) systému o vysoké absolutní teplotě T (nedegenerovaného systému), kdy $W_s > W_f$ a $\exp[(W_s - W_f) / k_B T] \gg 1$ a tudíž platí přibližná rovnost

$$f(W) \approx \exp[-(W - W_f) / k_B T] \quad (21)$$

o rámcovém grafu podle obr. 6a, a jednak o případ elektronového systému při nízké absolutní teplotě (degenerovaného systému), kdy $W_s < W_f$ a $\exp[(W_s - W_f) / k_B T] \ll 1$ a platí strmější graf podle obr. 6b o možném přibližném vyjádření

$$f(W) \approx \sigma(W_f - W). \quad (22)$$

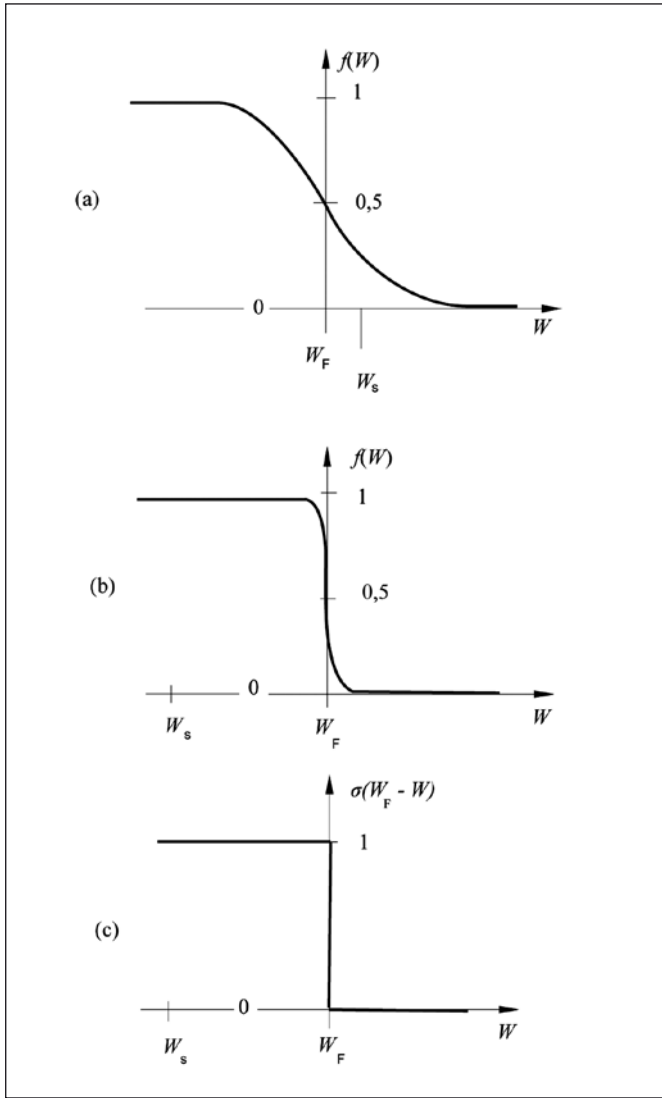
Přesná rovnost $f(W) = \sigma(W_f - W)$ podle obr. 6c přísluší nulové absolutní teplotě ($T = 0$). Přitom $\sigma(W_f - W)$ je jednotková skoková funkce s ostrým záporným skokem v bodě $W = W_f$. Se zřetelem k získání fázově-koherentních elektronových vln, nezbytných pro jejich interferenci, je další text hlavně zaměřen na degenerované elektronové systémy (nízkoteplotní elektronové polovodiče).

K zjištění závislosti rovnovážné elektronové koncentrace n_s , vztahené k jednotkové ploše vodiče (polovodiče), na Fermiho energii W_f lze podle publikace [6] využít relaci

$$n_s = \int_{W_s}^{W_f} N_s(W) f(W) dW, \quad (23)$$

kteřá pro uvažované degenerované polovodiče prakticky vede při využití vztahů (18) a (22) k výsledku

$$n_s = N_0(W_f - W_s) \quad (24)$$



Obr. 6 Grafy kvantového Fermiho-Diracova pravděpodobnostního elektronového energetického rozdělení $f(W)$ o reprezentaci (20) pro energie $W_s > W_F$ polovodiče o vysoké absolutní teplotě (a), pro polovodič o nízké absolutní teplotě, kdy $W_s < W_F$ (b), a pro polovodič o ideální nulové absolutní teplotě (c)

pro

$$N_0 = \frac{m}{\pi \hbar^2}. \quad (25)$$

Přitom elektrická (elektronová) vodivost $G \sim n_s$ těchto vodičů je zcela určena vodivostními elektrony, jejichž energie W jsou v souladu s příkrým poklesem grafu na obr. 6b blízko Fermiho energie W_F .

Zavede-li využitím disperzního vztahu (12) o modifikovaném tvaru

$$W_F - W_s = \frac{\hbar^2}{2m} k_F^2 \quad (26)$$

tzv. Fermiho úhlový vlnčet $k_F = 2\pi / \lambda_F$ elektronové vlny (λ_F je Fermiho vlnová délka), pak pro jeho hodnoty platí relace

$$\hbar k_F = [2m(W_F - W_s)]^{1/2}. \quad (27)$$

Tato relace umožňuje pomocí výsledků (24) a (25) vystihnout veličinu k_F i pomocí elektronové koncentrace n_s vzorcem

$$\lambda k_F = (2\pi n_s)^{1/2}. \quad (28)$$

Z něho plyne explicitní vyjádření Fermiho vlnové délky ve tvaru

$$\lambda_F = \frac{2\pi}{k_F} = \left(\frac{2\pi}{n_s} \right)^{1/2}. \quad (29)$$

Z vyjádření (29) je patrné, že Fermiho vlnová délka λ_F je nepřímo úměrná druhé odmocnině elektronové koncentrace n_s , zatímco veličina (28) k ní vykazuje přímou úměrnost. Například pro $n_s = 5 \cdot 10^{15} / \text{m}^2$ vychází $\lambda_F \approx 35 \text{ nm}$. Protože při uvažovaných nízkých absolutních teplotách je elektrický proud v 2D-mezoskopickém polovodiči způsoben hlavně elektrony o energiích blízko Fermiho energii W_F , je λ_F významnou veličinou. Jiné elektrony prakticky nepřispívají k elektrické vodivosti tohoto polovodiče.

5. CHARAKTERISTICKÉ KOLIZNÍ DÉLKY A DOBY PŘI ŠÍŘENÍ ELEKTRONŮ

Předpokládejme běžný případ driftového šíření (kondukční elektrické vodivosti) elektronů v 2D-mezoskopickém polovodičovém vzorku, které je při dané rovnovážné absolutní teplotě a daném ustáleném urychlujícím elektrickém napětí ovlivněno rozptylujícími kolizemi tak, že lze aplikovat odpovídající lineární relace a úvahy podle předcházejícího textu. V rámci využitého kvantového přístupu ke kolizním jevům, zmíněným v kapitole 2 tohoto článku, se k již zavedené pohyblivosti, kvantové vlnové funkci, hustotě kvantových stavů, kvantové energetické statistice, Fermiho energii, vlnčtu a vlnové délce též obvykle přidružují určité charakteristické kolizní délky a doby. K nim patří již v úvodu tohoto článku zmíněná střední volná dráha a délka fázové relaxace elektronu. V dalším textu jsou tyto vzdálenosti a příslušné doby diskutovány podrobněji se zřetelem k druhu projevujících se elektronových rozptylovačů v polovodiči.

Střední volná dráha elektronu l_m (neboli střední vzdálenost šíření elektronu do úplného zániku nebo úplné obnovy jeho hybnosti) v daném elektricky vodivém prostředí bývá definována vztahem

$$l_m = v_F \tau_m, \quad (30)$$

kde τ_m je příslušná relaxační doba hybnosti elektronu a v_F je jeho Fermiho rychlost, která splňuje podle publikací [6, 7, 20, 21] relace

$$v_F = \frac{\hbar k_F}{m} = \frac{\hbar}{m} (2\pi n_s)^{1/2}. \quad (31)$$

Takže například pro $n_s = 5 \cdot 10^{15} / \text{m}^2$, $\tau_m = 10^{-10} \text{ s}$ vychází $v_F = 3 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ a $l_m = 30 \mu\text{m}$.

Obvykle se aproximuje, že doba τ_m souvisí s tzv. dobou rozptylující kolize elektronu τ_c podle vztahu

$$\frac{1}{\tau_m} = \alpha_m \frac{1}{\tau_c}. \quad (32)$$

Přitom faktor α_m (o hodnotách mezi 0 a 1) vystihuje efektivitu (účinnost) jednotlivé kolize elektronu pro úplný zánik nebo úplnou obnovu jeho hybnosti. Jestliže například jsou elektrony rozptýleny jen do velmi malého úhlu, jednotlivým kolizím přísluší velmi malá ztráta elektronové hybnosti. Příslušný faktor efektivy kolize α_m je tedy velmi malý ($\alpha_m \rightarrow 0$). Takže doba τ_m je mnohem větší než je kolizní doba τ_c ($\tau_m \gg \tau_c$) [22].

Délka fázové relaxace elektronu l_ϕ (vzdálenost šíření elektronové vlny do úplného zániku nebo úplné obnovy její počáteční fáze) je obvykle definována vztahem

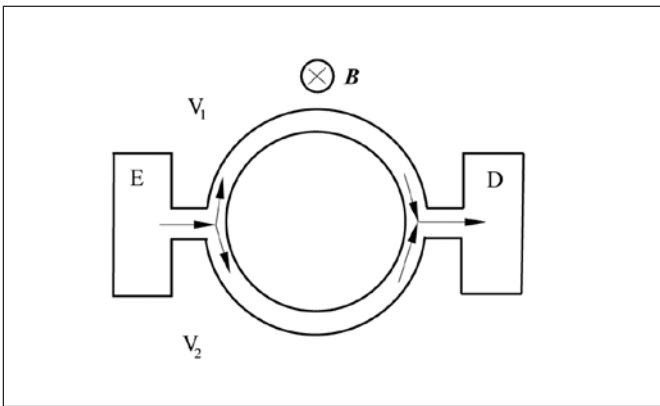
$$l_\phi = v_F \tau_\phi, \quad (33)$$

kde τ_ϕ je přiměřená doba fázové relaxace elektronu splňující souvislost

$$\frac{1}{\tau_\phi} = \alpha_\phi \frac{1}{\tau_c} \quad (34)$$

a předpoklad $\tau_\varphi \leq \tau_m$. Protože hodnoty mezi 0 a 1 faktoru efektivity α_φ jednotlivé kolize elektronu pro úplný zánik nebo úplnou obnovu jeho počáteční fáze velmi citlivě závisí na druhu působících rozptylovačů, musí se volit obezřetně.

K výkladu vzniku, zániku nebo změny fáze elektronu (elektronové vlny) vlivem rozptylujících kolizí v jeho vodiči lze využít představy dvousvazkové interference elektronových vln v elektricky vodivém prstencovém kruhovém modelu (interferometru) podle obr. 7. Dvouvětвовá symetrická geometrie tohoto modelu, již laboratorně realizovaného pro mezoskopické efektivní rozměry [6, 7, 23, 24], rozštěpí vstupní koherentní (nízko-teplotní) svazek elektronů z jejich emitoru E na dva svazky, které pak spolu interferují v místě jejich detektoru (kolektoru) D. Tvoří-li tento prstenec vzorek ideálního materiálu (bez rozptylujících elektronových kolizí), jsou dráhy elektronových svazků v obou jeho větvích V_1 a V_2 stejné a realizuje se jejich konstruktivní (maximální) interference. Účinná aplikace vnějšího ladicího homogenního magnetostatického pole, kolmo k rovině obou svazků, pak umožňuje změnu jejich relativní fáze a tím i změnu konstruktivní interference na destruktivní (minimální) formu a obráceně. Jestliže však materiál prstence není ideální, projevují se rozptylující kolize (zmíněné na začátku kapitoly 2) a lze například podle publikace [6] reálně očekávat redukcí interferenčních amplitud (maximálních hodnot) redukčním faktorem $\exp(-\tau_i/\tau_\varphi)$, kde τ_i je transitní doba elektronu, tj. doba průchodu nerozptýleného (balistického) elektronu každou ze dvou větví prstencového interferometru.



Obr. 7 Elektricky vodivý prstencový model pro dvousvazkovou interferenci elektronových vln se stejnými kruhovými větvemi V_1 a V_2 . E a D jsou emitor a detektor elektronů. B je vektor indukce vnějšího ladicího homogenního magnetostatického pole, které působí kolmo k oběma svazkům

Za předpokladu, že v každé ze dvou větví modelu podle obr. 7 jsou přítomny náhodně rozložené nečistoty a poruchy, nelze tyto větve dále pojímat jako zcela stejné. Takže vzniklý elektronový interferenční jev při absenci vnějšího ladicího magnetického pole nemusí být konstruktivní. Když však nečistoty a poruchy jsou statické (časově konstantní), existuje jednoznačný vzájemný fázový vztah mezi drahami elektronových svazků příslušných dvou interferenčních větví a navíc při zvětšování vnějšího ladicího magnetického pole B se objeví střídající se oscilační cykly konstruktivní a destruktivní interference, jejichž amplituda však není ovlivněna délkou každé ze dvou větví. Lze tedy u těchto statických rozptylovačů předpokládat platnost relací

$$\tau_\varphi \rightarrow \infty \Rightarrow \alpha_\varphi \rightarrow 0. \quad (35)$$

Tyto závěry byly potvrzeny i experimentálně v případě polykrystalického zlatého drátku tloušťky 38 nm ve tvaru kruhového prstence o průměru 820 nm [25]. Oscilace jeho elektrické vodivosti v závislosti na velikosti ladicího vnějšího magnetického pole se projevovaly dokonce i když délka každé větve prstence byla několikastovkovým násobkem elektronové střední volné dráhy.

Rozdílná situace nastává v případech dynamických (časově závislých) rozptylovačů, jakými jsou například mřížkové vibrace (fonony) elektronového vodiče. Fázový vztah mezi rozptýlenými elektronovými vlnami v obou větvích modelu podle obr. 7 se nyní náhodně mění s časem tak, že se nezíská časově stacionární (stálý) interferenční jev. Takže každé fixované hodnotě vnějšího ladicího magnetického pole přísluší časově náhodné změny (fluktuační) fáze rozptýlených elektronových vln od konstruktivní do destruktivní interference s nulovým časovým průměrem. Pozorovatelná interference se projeví jen mezi balistickými vlnovými složkami, jejichž amplituda se v důsledku jejich absorpčního tlumení exponenciálně zmenšuje s délkou každé větve.

Jiným důležitým dynamickým rozptylovačem elektronů v jejich vodiči jsou náhodné obecně časově nestacionární coulombovské elektrické interakce (vzájemná působení) mezi jeho elektrony, kdy jedny elektrony náhodně rozptylují jiné elektrony [1, 6, 20]. Protože tyto interakce nevedou ke ztrátě celkové hybnosti elektronů (jakákoliv ztráta hybnosti jednoho elektronu je prakticky vykompenzována jiným elektronem), není střední volná dráha elektronu l ovlivněna těmito elektron-elektronovými rozptylovými kolizemi. Důsledkem je nulová hodnota kolizního hybnostního faktoru efektivity ($\alpha_m = 0$), ačkoliv kolizní fázový faktor efektivity je nenulový ($\alpha_\varphi \neq 0$).

I nečistoty ve vodiči mohou působit jako dynamické rozptylovače v případech, když mají takový vnitřní stupeň volnosti, že mohou náhodně měnit jeho fyzikální stav a tím způsobovat fázově-náhodný elektronový rozptyl. Experimentálně ověřeným příkladem je již zmíněný mezoskopický zlatý drátkový prstenec s iontově implementovanou magnetickou příměsí manganu, jehož vnitřní spin fluktuuje s časem [6, 25]. Aplikace přiměřeně silného vnějšího magnetického pole vedla k fluktuacím oscilací elektrické vodivosti se změnami velikostí tohoto pole. Tyto oscilace však nebyly pozorovány v slabých magnetických polích. Důvodem je fakt, že v silných magnetických polích dochází k rozštěpení a tím i oddělení spinových energetických stavů. Jestliže však při dané absolutní teplotě T toto rozštěpení převyšuje hodnotu $k_B T$, jsou spinové fluktuační potlačeny a magnetická příměs působí jako běžný statický rozptylovač bez vnitřního stupně volnosti.

Obecně lze konstatovat, že k fázové relaxaci přispívají jen dynamické rozptylovače. Statické rozptylovače tuto vlastnost nemají. Takže odpovídající interferenční jev s nízko-teplotními (koherentními) elektrony je u dynamických rozptylovačů náhodně fluktuující, kdežto u statických rozptylovačů k takovým fluktuacím nedochází [6, 26, 27]. Přitom prakticky důležitým problémem je zjištění správné doby fázové relaxace elektronu τ_φ pro daný dynamický (fluktuující) rozptylovač. Uvážíme-li například fononový dynamický rozptylovač o úhlové frekvenci $\omega = 2\pi f$ a energii $\hbar\omega$, pak podle publikace [28] lze době fázové relaxace τ_φ rozptýleného elektronu přiřadit jemu příslušnou kvadratickou energetickou změnu

$$(\Delta W)^2 = (\hbar\omega)^2 \frac{\tau_\varphi}{\tau_c} \quad (36)$$

a jednotkovou fázovou změnu

$$\Delta\varphi \sim \Delta W \frac{\tau_\varphi}{\hbar} \sim 1. \quad (37)$$

Takže odpovídající veličina τ_φ splňuje úměrnost

$$\tau_\varphi \sim \left(\frac{\tau_c}{\omega^2} \right)^{1/3}. \quad (38)$$

Je vidět, že k redukcí doby fázové relaxace elektronu τ_φ uvažovaným fononem a tím i k redukcí elektronové fáze φ jsou efektivnější vysokofrekvenční (krátkovlnné) fonony ($\lambda \sim 1/\omega$), než tomu je u nízkofrekvenčních (dlouhovlnných) fononů. Za předpokladu fononu ovlivňujícího náhodně elektronové fáze v obou větvích modelu podle obr. 7 stejně (korelovaně), není příslušná fázová diference ovlivněna.

Při nízkých absolutních teplotách, nutných k získání fázové koherence elektronů pro jejich interferenci, obvykle bývá dominantním zdrojem jejich fázové relaxace elektron-elektronový rozptyl. Přitom přiměřená doba jeho fázové relaxace τ_ϕ závisí na přebytku

$$\Delta W = W - W_F \quad (39)$$

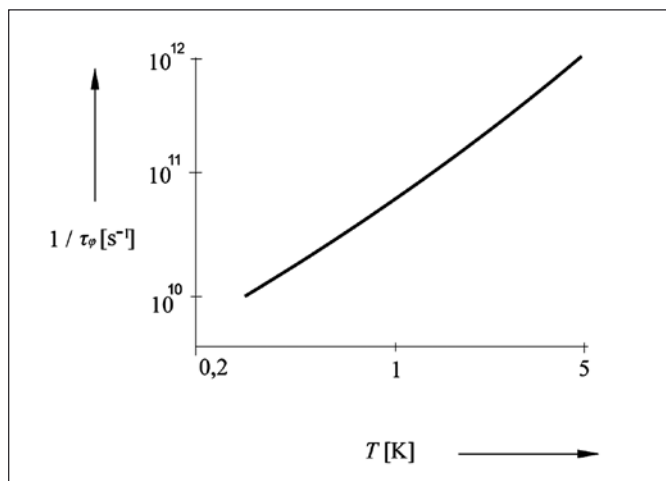
energie W elektronů vzhledem k Fermiho energii W_F a též na rozměrnosti elektronového vodiče. Podle publikace [14] lze pro 2D-vodič akceptovat úměrnost

$$\frac{\hbar}{\tau_\phi} \sim \frac{(\Delta W)^2}{W_F} \left(\ln \frac{W_F}{\Delta W} + \chi \right), \quad (40)$$

kde χ je specifická konstanta pro zvolený konkrétní vodič. U termálních elektronů je $\Delta W \sim k_B T$. Takže jim odpovídající závislost τ_ϕ na absolutní teplotě T má formu

$$\frac{\hbar}{\tau_\phi} \sim \frac{(k_B T)^2}{W_F} \left(\ln \frac{W_F}{k_B T} + \chi \right). \quad (41)$$

Výsledky publikace [29] však ukazují, že závislosti typu (41) veličiny $1/\tau_\phi$ na T bývají odlišné u vodičů s malou pohyblivostí elektronů (5), kdy $\hbar/\tau_m > k_B T$. Příklad takové vyhlazené specifické závislosti pro 2D-vzorek GaAs o charakteristických hodnotách $n_s = 1,6 \cdot 10^{15} / \text{m}^2$ a $\mu = 2,7 \text{ m}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$, zjištěné přiměřeně odlišným interferenčním uspořádáním než na obr. 7, je graficky znázorněn na obr. 8.



Obr. 8 Příklad vyhlazené specifické závislosti reciproké doby fázové relaxace $1/\tau_\phi$ elektronu na absolutní teplotě T dvourozměrné vrstvy GaAs

Zatímco při $\tau_\phi \leq \tau_m$ je vztah (33) pro délku fázové relaxace l_ϕ elektronu zcela pravdivý, což je častý případ u polovodičů s velkou pohyblivostí (5) elektronů, u polovodičů s malou pohyblivostí (5) elektronů nebo u polykrystalických kovových tenkých vrstev může platit výrazná nerovnost $\tau_\phi \gg \tau_m$. Tato nerovnost znamená, že přenos elektronů uvnitř fázově-koherentní oblasti je difuzní (není balistický), neboť obsahuje mnoho elastických rozptylovačů. Po době τ_m je rychlost elektronů úplně náhodná tak, že si lze elektronovou dráhu pro dobu τ_ϕ představit jako součet τ_ϕ/τ_m -násobků jednotlivých krátkých drah o délkách $\sim v_F \tau_m$. Protože tyto dráhy mají náhodné směry θ , lze kvadrát l_ϕ^2 délky l_ϕ uražené elektronem vyjádřit pomocí střední hodnoty

$$\langle \cos^2 \theta \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \cos^2 \theta \, d\theta = \frac{1}{2} \quad (42)$$

rovnícemi

$$l_\phi^2 = \frac{\tau_\phi}{\tau_m} (v_F \tau_m)^2 \langle \cos^2 \theta \rangle = \frac{1}{2} v_F^2 \tau_m \tau_\phi. \quad (43)$$

Zavede-li se dále elektronový difuzní koeficient definicí

$$D = \frac{1}{2} v_F^2 \tau_m, \quad (44)$$

získá se konečné vyjádření rovnic (43) ve tvaru

$$l_\phi^2 = D \tau_\phi. \quad (45)$$

Tento tvar potvrzuje fakt, že při difuzním rozptylu elektronů v daném polovodiči (kdy $\tau_\phi \gg \tau_m$) je třeba výpočet veličiny l_ϕ podle vztahu (33) nahradit výpočtem podle přiměřenější rovnice (45).

6. ZÁVĚR

Přínosem tohoto článku je přehledné shrnutí základních možných jednočásticových kvantových pojetí konfigurace vodivostních elektronů v polovodičích se specifickým přihlédnutím k jejich mezoskopickým modifikacím při nízkých absolutních teplotách. Jde o teoretickou analýzu, jejíž výsledky mohou v praxi přispět k další miniaturizaci a zlepšení elektronických, optoelektronických a elektrooptických prvků a zařízení s kontrolovatelným ovládnutím elektronové konfigurace a vodivosti. Jejím podkladem je zavedený plynový model fluktuujících elektronů, které jsou při rovnovážné teplotě podrobeny rozptylujícím statickým a dynamickým kolizím s charakteristickými stavy a veličinami a v mezoskopických polovodičích vedou k specifickým jevům a vlastnostem. K nim patří nízkoteplotní fázová koherence a interference balistických a difuzně rozptýlených elektronových vln, ovlivnitelných vnějším ladicím elektrickým nebo magnetickým polem, a speciální prostorová rozložení jejich kvantových vlnových funkcí. Specifičnosti též vykazují elektronový disperzní vztah, hustota kvantových stavů, energetická kvantová statistika a koncentrace vodivostních elektronů, jejich Fermiho úhlový vlnocet a vlnová délka a přidružené charakteristické kolizní délky a doby.

Článek vznikl v rámci spolupráce na řešení Výzkumného záměru FZÚ AV ČR číslo AVOZ 101 005 22 a projektu AV ČR číslo KAN 301 370 701.

Literatura

- [1] Klemperer O., *Electron Physics of the Free Electron*. Butterworths, London 1972.
- [2] Ando T., Fowler A. B., Stern F., Electronic properties of two-dimensional systems. *Rev. Mod. Phys.*, **54**, 1982, 437.
- [3] Van Haeringen W., Lenstra D. (Eds.), *Analogies in Optics and Microelectronics*. Kluwer Academic Publ., Netherlands 1990.
- [4] Beenakker C. W. J., Van Houten H., Quantum transport in semiconductor nanostructures. In: Ehrenreich H., Turnbull D. (Eds.), *Solid State Physics*. Academic Press, New York 1991.
- [5] Guozhong C., *Nanostructures and Nanomaterials*. World Sci. Publ. Comp., London 2004.
- [6] Datta S., *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*. Cambridge Univ. Press, Cambridge 2005.
- [7] Busch K., Powell A., Röthig C., Schön G., Weissmüller J. (Eds.), *CFN Lectures on Functional Nanostructures*, Vol. **1**. Springer - Verlag, Berlin 2005.
- [8] Beiser A., *Úvod do moderní fyziky*. Academia, Praha 1975.
- [9] Marcuse D., *Principles of Quantum Electronics*. Academic Press, New York 1980.
- [10] Formánek J., *Úvod do kvantové teorie*. Části I. a II. Academia, Praha 2004.
- [11] Ishimaru A., *Wave Propagation and Scattering in Random Media*. Academic Press, New York 1978.

- [12] Drummond T. J., Masselink W. T., Morkoc H., *Proc. IEEE*, **74**, 1986, 779.
- [13] Stránský J. a kol., *Polovodičová technika I*. SNTL a ALFA, Praha 1973.
- [14] Yacoby A., Sivan U., Umbach C. P., Hong J. M., *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 1991, 1938.
- [15] Ehrenreich H., Turnbull D. (Eds.), *Solid State Physics*, Vol. **44**, Academic Press, New York 1991 (Article by Bastard G., Brum J. A., Ferreira R., Electronic states in semiconductor heterostructures).
- [16] Kvasnica J., *Teorie elektromagnetického pole*. Academia, Praha 1985.
- [17] Kvasnica J., *Matematický aparát fyziky*. Academia, Praha 1989.
- [18] Čulík F., Noga M., *Úvod do statistické fyziky a termodynamiky*. Alfa, Bratislava a SNTL, Praha 1982.
- [19] Kvasnica J., *Statistická fyzika*. Academia, Praha 1983.
- [20] Altshuler B. L., Aronov A. G., *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems*. North-Holland, Amsterdam 1985.
- [21] Webber H. B., Häussler R., V. Löhneysen H., Kroha J., *Phys. Rev. B*, **63**, 2001, 165436.
- [22] Pierret R. F., Neudeck G. W. (Eds.), *Modular Series on Solid-State Devices*, Vol. **VIII**. Addison-Wesley Publ. Comp., New York 1989.
- [23] Aharonov Y., Bohm D., *Phys. Rev.*, **115**, 1959, 485.
- [24] Webb R. A., Washburn S., Umbach G. R., Laibowitz R. B., *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 1984, 2696.
- [25] Washburn S., Webb R. A., *Adv. Phys.*, **35**, 1986, 375.
- [26] Reed M. A., Kirk W. P. (Eds.), *Nanostructure Physics and Fabrication*. Academic Press, New York 1989.
- [27] Stern A., Aharonov Y., Imry Y., *Phys. Rev. A*, **41**, 1990, 3436.
- [28] Altshuler B.L., Aronov A. G., Khmel'nitzky D. E., *J. Phys. C*, **15**, 1982, 7367.
- [29] Choi K. K., Tsui D. S., Alavi K., *Phys. Rev. B*, **36**, 1987, 7751.

Prof. RNDr. Ing. Jaroslav Pospíšil, DrSc., Mgr. Klára Šafářová, katedra experimentální fyziky Přírodovědecké fakulty Univerzity Palackého a Společná laboratoř optiky Univerzity Palackého a FZÚ AV ČR, Tř. 17. listopadu 50a, 772 09 Olomouc; tel. 585 634 283; e-mail: pospis@prfnw.upol.cz

Jan NOVOTNÝ¹, Radomír MALINA¹, Jozef KAISER¹, Miroslav LIŠKA¹, Michaela GALIOVÁ², Karel NOVOTNÝ²

¹ Ústav fyzikálního inženýrství, Fakulta strojního inženýrství v Brně, Brno

² Ústav chemie, Přírodovědecká fakulta, Masarykova univerzita, Brno.

Algoritmus pro automatické nastavení vzorku do fokusační roviny laseru v sestavě laserové spektroskopie (LIBS)

Článek popisuje řešení automatizace dvourozměrné povrchové analýzy v zařízení pro laserovou spektroskopii (LIBS), jejímž výsledkem je 2D mapa přítomnosti chemických prvků. Hlavní část je věnována výběru algoritmu pro opětovné nastavení mapovaného vzorku do ohniskové roviny objektivu, který zároveň slouží k fokusaci laserového svazku. Děje se tak pomocí analýzy ostrosti snímku vzorku. Teoreticky jsou rozebrány a experimentálně otestovány různé metody vyhodnocení ostrosti snímku, a to metoda gradientní a metody pracující s frekvenčním spektrem obrazu. Článek se zabývá také problematikou filtrace digitálního šumu. Výstupem je volba vhodného algoritmu s ohledem na rychlost, přesnost a odolnost vůči digitálnímu šumu.

Klíčová slova: automatické zaostřování, ostrost obrazu, LIBS, Fourierova transformace, Pearsova korelace, digitální šum

ÚVOD

Moderní metody laserové spektroskopie umožňují realizovat rychlou a přesnou materiálovou analýzu nejen v laboratorních podmínkách, ale také v podmínkách běžné průmyslové praxe. Technika známá jako *Laser induced breakdown spectroscopy* (LIBS) využívá pulzního laseru k vybuzení mikroplazmy na povrchu vzorku ([1], [2]). Záření plazmy je ve vhodný okamžik snímáno spektrometrem a spektrální charakter záření nese informaci o chemickém složení zkoumaného materiálu. Metoda umožňuje analyzovat vzorky jakéhokoli skupenství a při vhodném uspořádání sestavy pracuje téměř v reálném čase. Povrchové rozlišení je limitováno pouze velikostí ablačního kráteru a hloubkové rozlišení se může pohybovat až v desítkách nanometrů. Detekční limity prvků jsou řádově stovky částic na milion, v některých případech lze

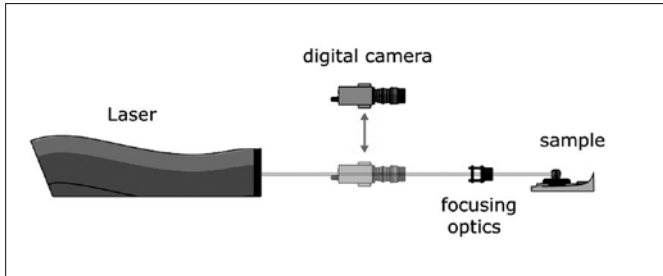
toto číslo dokonce snížit použitím kombinace LIBS a metody Laser induced fluorescence spectroscopy (LIFS, [2]).

Jedna z potenciálních aplikací metody LIBS spočívá v oblasti hloubkové a chemické analýzy tenkých vrstev či vícevrstevných materiálů. Metoda je také vzhledem ke svým vlastnostem vhodná k analýze vzorků v nehostinných, životu nebezpečných nebo nepřístupných prostředích (jaderné reaktory, vesmírné výzkumy).

V posledních letech se dostává do centra zájmu také aplikace metody LIBS v oblasti biologie či diagnostiky životního prostředí. Metoda LIBS je například schopna přesně detekovat, kde se jaké prvky v částech rostlin hromadí a poskytnout tak biologům mnohé cenné odpovědi na otázky týkající se metabolismu rostlin.

Aparatura LIBS na ÚFI VUT v Brně je využívána mimo jiné ke studiu rozložení těžkých kovů v biologických a geologických preparátech. Povrch vzorku je pokryt sítí spektroskopických měření a z výsledku je následně sestavena názorná mapa výskytu určitého prvku v konkrétních částech vzorku.

Minimalizací poloměrů ablačních kráterů je možno dosáhnout vyššího rozlišení povrchové analýzy. Z tohoto důvodu (a také kvůli energii pulsu) je žádoucí, aby byl vzorek vždy v ohniskové rovině optické soustavy fokusující laser. Protože je struktura vzorku „hrbolatá“, je nezbytné na vybraných místech jeho povrchu provést přestřednění. Fokusace probíhá pomocí kamery připojené do sestavy dle obr. 1.1.



Obr. 1.1 Schéma rozestavení laser – kamera – vzorek

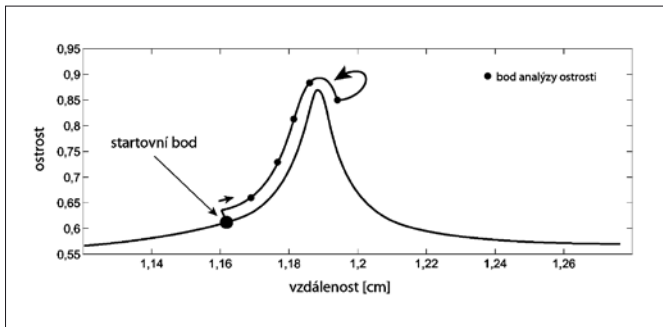
V takovéto konfiguraci mají kamera i ablační laser ohnisko na stejném místě a tedy podle ostroty obrazu z kamery lze usuzovat na pozici vzorku vzhledem k ideální fokusační rovině.

Bylo tedy nutné vytvořit program na analýzu ostroty obrazu, který by na základě snímků z kamery dokázal správně posunout vzorek.

Autoři vyzkoušeli několik různých metod jak ostrot obrazu číselně vyjádřit. Jedná se o metody pracující s hranami obrazu a o metody pracující s frekvenčním spektrem obrazu. Všechny algoritmy byly testovány na vzorcích odlišných povrchů (olovo, papír, slída, zrcadlo).

2 TEORIE

Jádrum programu je algoritmus vyhodnocující ostrot obrazu z matice jasových hodnot, tzv. obrazové matice \mathbf{Q} . Pracuje v cyklech, kdy pravidelně určuje ostrot snímku a na základě výsledků pohybuje se vzorkem podle schématu na obr. 2.1.



Obr. 2.1 Schéma hledání maximální ostroty snímku

Na algoritmus byly kladeny dva základní požadavky:

- Schopnost stabilně vyhodnocovat ostrot - tj. vyhodnocovat ostrot konstantní pozice také konstantně.
- Schopnost správně odlišovat posuny vzorku po optické ose - schopnost odlišit co nejmenší posuny vzorku.

2.1 Analýza hran

Tato metoda je založena na skutečnosti, že obraz je tím ostřejší, čím jsou v něm užší a strmější hrany.

Hrana v obraze je podle [3] vlastnost obrazového elementu a jeho okolí. Jedná se o vektorovou veličinu, určenou velikostí a směrem. Strmost hrany je úměrná gradientu obrazové funkce v daném místě.

Gradient je v případě dvourozměrné obrazové funkce $f(x, y)$ dán vztahem

$$\nabla f(x, y) = \left(\frac{\partial f}{\partial x}, \frac{\partial f}{\partial y} \right), \quad (2.1)$$

velikost gradientu je

$$|\nabla f(x, y)| = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y} \right)^2} \quad (2.2)$$

a směr gradientu je

$$\Psi = \arctg \left(\frac{\frac{\partial f}{\partial y}}{\frac{\partial f}{\partial x}} \right). \quad (2.3)$$

Pro analýzu ostroty je potřeba znát pouze velikost hrany, směr není důležitý. V případě dvourozměrné diskretní obrazové funkce $f(l, m)$ jsou parciální derivace ze vztahu (2.1) nahrazeny diferencemi $\Delta_l f(l, m)$, $\Delta_m f(l, m)$,

$$\frac{\partial f(l, m)}{\partial l} \rightarrow \Delta_l f(l, m) = f(1+l, m) - f(l, m), \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial f(l, m)}{\partial m} \rightarrow \Delta_m f(l, m) = f(1+l, m) - f(l, m)$$

a velikost gradientu v bodě $A(l, m)$ je pak dána vztahem

$$|\nabla f(l, m)| = \sqrt{\Delta_l f(l, m)^2 + \Delta_m f(l, m)^2}, \quad (2.5)$$

kde $l=1 \dots L$, $m=1 \dots M$ jsou indexy obrazové matice \mathbf{Q} .

Ostrot R celého obrazu je vyjádřena jako průměrná hodnota velikosti gradientu v obraze

$$R = \frac{\sum_{l=1}^L \sum_{m=1}^M |\nabla f(l, m)|}{L \cdot M}. \quad (2.6)$$

2.2 Analýza prostorových frekvencí

Hrany v obraze značí přítomnost vysokých prostorových frekvencí. Další z cest, jak nalézt ostrot obrazu, je tedy analyzovat množství vysokých prostorových frekvencí (detailněji o analýze obrazu v [4], [5], [6], [7], [8]) a obrazovou funkci převést z prostorové oblasti do frekvenční oblasti pomocí Fourierovy transformace.

V případě dvourozměrné diskretní obrazové funkce $f(l, m)$ se jedná o dvourozměrnou diskretní Fourierovu transformaci ([9], [10]), jejímž výsledkem je funkce $F(u, v)$, závislá na prostorových frekvencích u, v , takže pro transformaci platí vztah

$$F(u, v) = \frac{1}{LM} \sum_{l=0}^{L-1} \sum_{m=0}^{M-1} f(l, m) \exp \left[-i2\pi \left(\frac{lu}{L} + \frac{mv}{M} \right) \right], \quad (2.7)$$

kde $l=1 \dots L$, $m=1 \dots M$ jsou indexy obrazové matice \mathbf{Q} .

Ačkoliv je obrazová funkce $f(l, m)$ reálná, funkce $F(u, v)$ je obecně komplexní a lze ji psát ve tvaru

$$F(u, v) = \operatorname{Re} F(u, v) + i \operatorname{Im} F(u, v). \quad (2.8)$$

Fázi lze vyjádřit vztahem

$$\theta = \operatorname{arctg} \left[\frac{\operatorname{Re} F(u, v)}{\operatorname{Im} F(u, v)} \right] \quad (2.9)$$

a amplitudu vztahem

$$|F(u, v)| = \sqrt{[\operatorname{Re} F(u, v)]^2 + [\operatorname{Im} F(u, v)]^2}. \quad (2.10)$$

Pro analýzu jsou důležité pouze amplitudy, nikoli fáze. K výpočtu ostrosti snímku tedy nejprve dojde pomocí vztahu (2.7) a vztahu (2.10) k transformaci obrazové matice \mathbf{Q} na matici \mathbf{G} – matici amplitud prostorových frekvencí. Průměrná hodnota prvků této matice pak určuje ostrost R vztahem

$$R = \frac{\sum \mathbf{G}(u, v) \mathbf{V}(u, v)}{L \cdot M}, \quad (2.11)$$

kde \mathbf{V} je matice váhových koeficientů. Její podoba určuje zastoupení jednotlivých prostorových frekvencí ve výpočtu. K potlačení nízkých frekvencí byla použita převrácená gaussovská filtrační funkce s nejnižší hodnotou ve středu matice (obr. 2.2a - viz 3. str. obálky). Naopak k potlačení vysokých frekvencí se použije gaussovská funkce s nejnižšími koeficienty na krajích matice (obr. 2.2b - viz 3. str. obálky).

Odlíšná metoda, jak vyhodnotit relativní ostrost z frekvenčního spektra, je předmětem článku [11]. Tato metoda používá Pearsonovu korelaci podle vztahu

$$\rho_{x,y} = \frac{\sum XY - \frac{\sum X \sum Y}{\eta}}{\sqrt{\left(\sum X^2 - \frac{(\sum X)^2}{\eta} \right) \left(\sum Y^2 - \frac{(\sum Y)^2}{\eta} \right)}}, \quad (2.12)$$

kde X a Y jsou soubory hodnot o prvcích.

Ostrost snímku je hodnocena podle toho, do jaké míry koreluje jeho frekvenční spektrum se spektrem referenčního snímku. Jako referenční je v tomto případě zvolen nejméně ostrý snímek. Čím menší je absolutní hodnota této korelace, tím větší je ostrost.

Ostrost R lze tedy vyjádřit vztahem

$$R = 1 - \frac{\left| \sum \mathbf{G}_{ref} \mathbf{G} - \frac{\sum \mathbf{G}_{ref} \sum \mathbf{G}}{L \cdot M} \right|}{\sqrt{\left(\sum \mathbf{G}_{ref}^2 - \frac{(\sum \mathbf{G}_{ref})^2}{L \cdot M} \right) \left(\sum \mathbf{G}^2 - \frac{(\sum \mathbf{G})^2}{L \cdot M} \right)}}, \quad (2.13)$$

kde \mathbf{G} je matice amplitud analyzovaného frekvenčního spektra a \mathbf{G}_{ref} matice referenční.

2.3 Digitální šum

Limitujícím faktorem přesnosti použitých algoritmů se ukázal být digitální šum. Digitální šum je podle [3] seskupení nežádoucích poruch, které mohou vzniknout při snímání obrazu, při jeho přenosu i zpracování. V našem případě se jedná o aditivní šum (detailně v [12], [13], [14]), který způsobuje neustálé kolísání hodnot obrazové matice v rozsahu 2 % i při konstantní poloze vzorku.

Tento problém bylo potřeba řešit a digitální šum filtrovat. Protože obrazové matice přicházely ke zpracování z kamery rychlostí 15 snímků/s, dovolili si autoři průměrovat několik po sobě jdoucích snímků. Podle Čebyševova teorému [15] klesá směrodatná odchylka podle vztahu

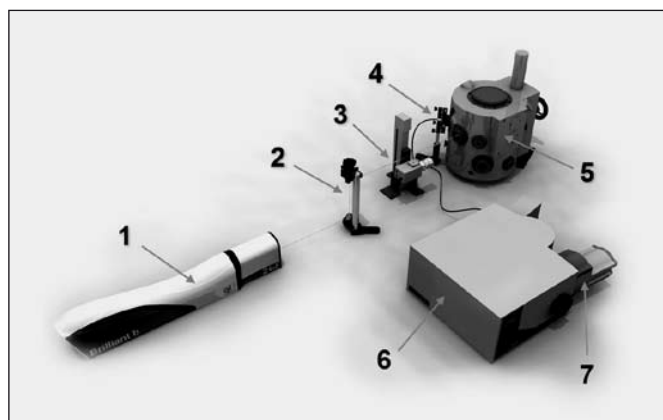
$$s_{dev} \sim \frac{1}{\sqrt{n}}, \quad (2.14)$$

kde n je počet průměrovaných měření. Průměrováním čtyř po sobě jdoucích snímků se tedy směrodatná odchylka způsobená aditivním šumem zmenší přibližně na polovinu.

Hlavní filtrace pak probíhá v případě gradientní metody vyhlazením pomocí konvoluce nejčastěji s gaussovským jádrem. Metody pracující ve frekvenční oblasti potlačují šum přímo vypuštěním konkrétních prostorových frekvencí. Potlačení probíhá aplikací gaussovské váhové matice (obr. 2.2) na amplitudové spektrum (vztah 2.11). Více už v části výsledků.

3 EXPERIMENTY

LIBS aparatura na ÚFI FSI VUT sestává z vysokovýkonového Nd:YAG pulzního laseru Quantel Brilliant B, pulzního generátoru Stanford Research System DG535, spektrografu Jobin Yvon Triax 320 s ICCD detektorem Jobin Yvon Horiba a interakční vakuové komory Tescan LM s manipulátorem vzorku. Sestava částí aparatury je na obr. 3.1.



Obr. 3.1 Model sestavy LIBS na ÚFI FSI VUT v Brně. 1 - Quantel Brilliant B, 2 - periskop, 3 - CCD kamera, 4 - sběrná optika, 5 - komora Tescan LM se vzorkem, 6 - monochromátor Jobin Yvon TRIAX 320, 7 - ICCD detektor Jobin Yvon Horiba

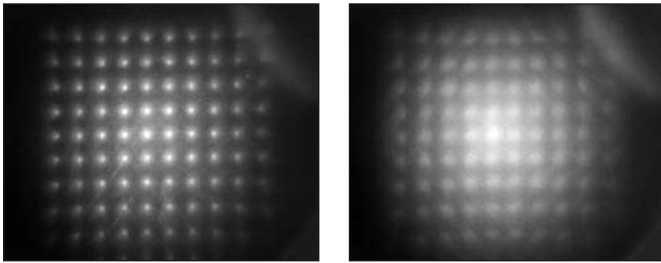
Obraz vzorku snímá černobílá digitální kamera Sony s 1/3" čipem o rozlišení 752 × 582 px. Jak tyto snímky vypadají, je patrné na obr. 4.1. Obraz je pomocí video component VideoLab2 (Komponenty pro práci s digitalizačními zařízeními v programovacích prostředích Delphi/C++, autorem je Boian Mitov) a dále předáván k analýze ve formě obrazové matice. Matice je sestavena pouze z jasových hodnot obrazu. Pokud je vstupem RGB signál, je do této podoby převeden ([17], [16]).

4 VÝSLEDKY

4.1 Potlačování šumu

Nejprve bylo potřeba optimalizovat metody z hlediska digitálního šumu. Zdrojem grafů, uvedených v této části, je 60 snímků vzorku kovu s ablačními krátery, které byly nasnímány s krokem 0,1 mm na optické ose v rozsahu ± 3 mm kolem ideální fokusační polohy – tedy v různých stupních defokuse.

Testování gradientní metody prokázalo očekávanou citlivost na digitální šum. Na obr. 4.2a je znázorněn výsledek výpočtu průběhu ostrosti $R(x)$. Jakákoli lokální maxima vždy znesnadňují hledání globálního maxima a tato nestabilita výpočtu limituje



(a) Poblíž ideální fokusační roviny. (b) Posun o 1 mm.

Obr. 4.1 Vzorek kovu s ablačními krátery

hodnotu dosažitelné přesnosti. Je tedy patrné, že metoda se bez vyhlazovacího filtru neobejde. Na obr. 4.2b je vypočtený průběh $R(x)$ s aplikovaným gaussovským filtrem (konvoluční jádro velikosti 5×5 pixelů).

Pokud je obraz transformovaný do frekvenční oblasti, lze vybírat, se kterými frekvencemi má smysl počítat a se kterými ne. Je možné tak vynechat frekvence zodpovědné za digitální šum. Otázkou je, které to jsou.

Odpověď poskytnou 3D grafy (obr. 4.3, obr. 4.4 - viz 3. str. obálky) znázorňující závislost vypočtené ostrosti R na vzdálenosti x a na použité prostorové frekvenci f . Vždy jsou také přítomny grafy závislosti rozptylu v hodnot ostrosti R na použité prostorové frekvenci f . Příklad kovu s ablačními krátery ukazuje graf na obr. 4.3. Je na něm patrné, že pro výpočet ostrosti nesou důležité informace nízké frekvence. Naopak vysoké prostorové frekvence nemají žádnou vypovídající hodnotu a vyznačená vyvýšenina v této oblasti

značí s největší pravděpodobností přítomnost digitálního šumu. Graf rozptylu v (obr. 4.3b) tuto skutečnost demonstuje také – čím je jeho hodnota vyšší, tím vyšší jsou rozdíly vypočtených ostrostí různých pozic vzorku na ose x a tím více se daná prostorová frekvence jeví jako přínosná.

Rozptyl na obr. 4.3b je v oblasti vysokých frekvencí sice nepatrný, ale stále přítomný. Pokud nebude filtrován, bude do výpočtu vždy zavádět náhodnou šumovou veličinu nezávislou na poloze vzorku. Obr. 4.4 demonstuje případ vzorku v konstantní poloze. Je žádoucí, aby algoritmus vyhodnocoval ostrost konstantní pozice s co nejmenším rozptylem.

Rozptyl v oblasti nízkých frekvencí skutečně rapidně klesá a dostal se tak pod úroveň konstantního rozptylu šumových frekvencí. Šum omezuje dosažitelnou přesnost algoritmu. Kromě toho může šum způsobit výskyt větších falešných lokálních maxim, která značně komplikují hledání globálního maxima.

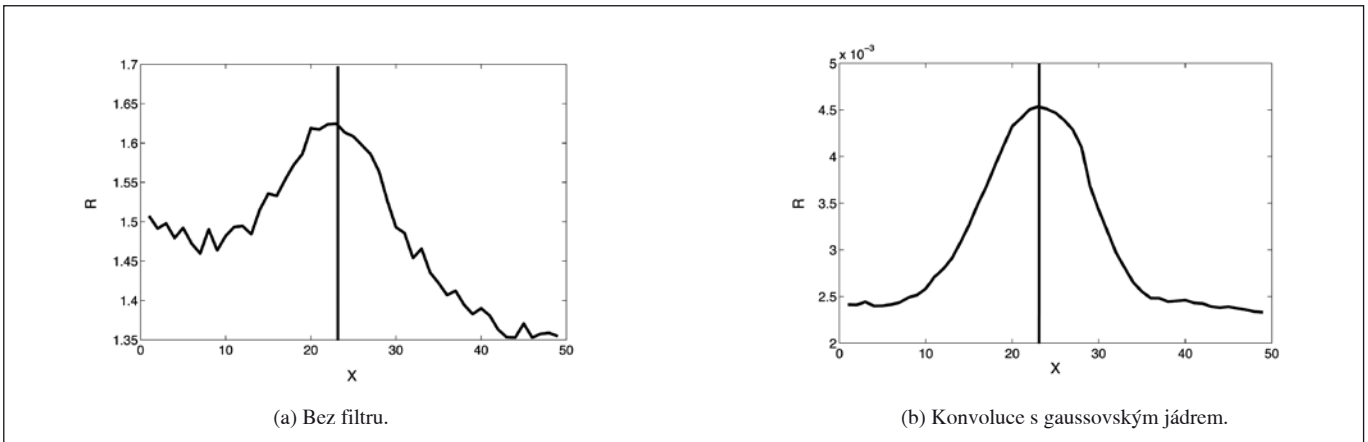
Filtrace byla provedena gaussovskou váhovou maticí typu LowPass (obr. 2.2b). Pro případ testovacího vzorku kovu s ablačními krátery byl zvolen filtr s poloměrem 26 px (obr. 4.5a). Na obr. 4.5b je na doplnění zobrazen také inverzní HighPass filtr.

Obecně lze říci, že pro detekci ostrosti je vhodné počítat pouze se středními a nižšími frekvencemi, vysoké frekvence nenesou pro nás podstatnou informaci a zpravidla reprezentují šum.

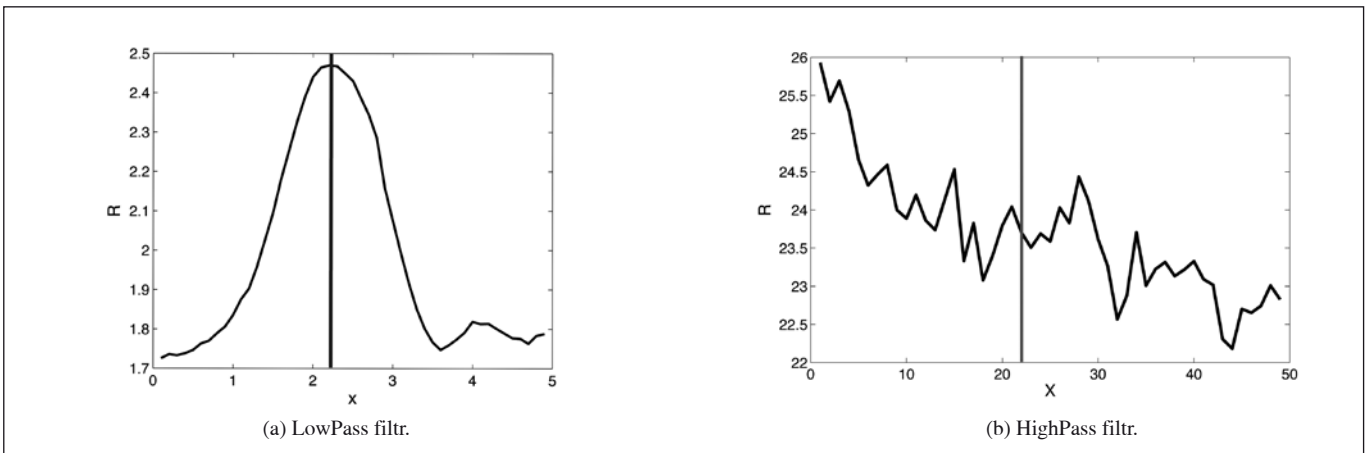
Poloměr filtru je však vždy potřeba volit v závislosti na vnější struktuře vzorku.

4.2 Výsledky

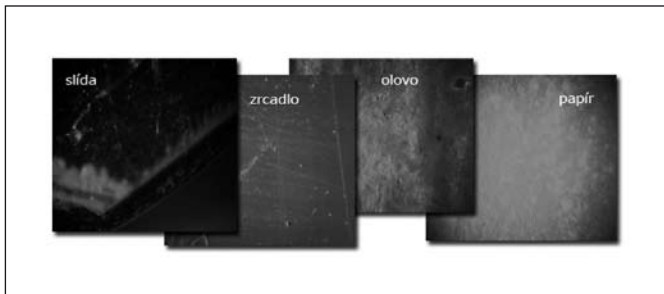
Algoritmy byly otestovány na vzorcích odlišných povrchů. Kromě dříve zmíněného kovu s ablačními krátery byl použit vzorek olova, slídy a dva strukturně odlišné vzorky papíru (obr. 4.6).



Obr. 4.2 Vypočtená závislost ostrosti $R(x)$ pomocí gradientní metody



Obr. 4.5 Vypočtená závislost ostrosti $R(x)$ pomocí průměrování amplitud frekvenčního spektra



Obr. 4.6 Testovací vzorky

U frekvenčních metod byly použity gaussovské váhové matice o efektivním poloměru 26 px (poloměr, kde dosahuje gaussovská funkce poloviny maxima, tj. hodnoty 0,5) a u gradientní metody gaussovská konvoluční maska s jádrem o velikosti 5×5 px.

Výsledky výpočtů jsou zobrazeny na následujících grafech, kde:

- $R_p(x)$ je ostrost počítaná pomocí Pearsonovy korelace frekvenčních spekter (2.13),
- $R_f(x)$ je ostrost počítaná průměrováním amplitud prostorových frekvencí (2.11) a
- $R_g(x)$ je ostrost počítaná jako průměrná hodnota gradientu obrazové matice (2.6).

Měřítka ostrosti R je normováno k hodnotě 1 a pro rychlou kontrolu je vždy vyznačena subjektivně nejostřejší oblast.

U většiny vzorků se algoritmy na volbě nejostřejšího snímku shodnou s tolerancí odpovídající subjektivnímu pozorování. Výsledné grafy závislosti vypočtené ostrosti na vzdálenosti pak vypadají obdobně jako pro případ kovu s ablačními krátery na obr. 4.7a - viz 3. str. obálky.

Tato shoda ovšem nepanuje ve všech případech. Nejmenší „robustnost“ (ve smyslu univerzálnosti a odolnosti vůči digitálnímu šumu) vykazala metoda gradientní, a to v případě vzorku jednoho z papírů, jak je patrné na obr. 4.7b - viz 3. str. obálky.

Pro nápravu by bylo potřeba zvolit jiný tvar či velikost konvoluční masky. Gradientní metoda je v tomto směru z testovaných metod nejméně univerzální. Naopak nejlépe je na tom metoda s Pearsonovou korelací, je totiž nejméně závislá na použitých filtračních maticích a tudíž nejvíce „robustní“. Navíc vykazují největší rozdíly ve vypočtených hodnotách R ostrých a neostrých snímků, což je patrné z grafu na obr. 4.7a příslušný průběh ($R_p(x)$) má největší průměrnou derivaci.

4.3 Rozměr analyzované oblasti

Důležitou otázkou je, jak velká část vstupního snímku má být analýze podrobena. Teoreticky čím menší je oblast, tím spíše probíhá ostření pouze na centrální bod, tzn. na místo dopadu laserového pulsu. Naproti tomu zmenšování centrální oblasti a tedy snižování počtu dat k analýze ostrosti vede ke snížení stability a přesnosti výpočtu. Na obr. 4.8 - viz 3. str. obálky je tato skutečnost patrná pro případ centrálních oblastí o velikostech 256×256 px, 64×64 px, 16×16 px a 8×8 px pro vzorek kovu s ablačními krátery.

Autoři zjistili, že za rozumný kompromis lze označit velikost 128×128 px (obr. 4.9 - viz 3. str. obálky), v některých případech i nižší, avšak není dobré klesnout pod 64×64 px.

4.4 Nároky na výpočetní výkon

Výpočet ostrosti by měl být optimalizován pro práci v reálném čase, aby nebrzdil celý proces zaostřování. Časová náročnost jednotlivých algoritmů je proto také podstatná. Na obr. 4.10 viz 3. str. obálky jsou algoritmy porovnány pro případ výpočtu ostrosti u 59 snímků (oblast 256×256 px) v programu *Matlab 7R14* na procesoru *Intel Core2Duo* s taktem 1,8 GHz.

5 SHRNU TÍ

Výsledný program obsahuje z testovacích důvodů všechny popisované algoritmy. Z hlediska časové náročnosti vyhovuje každý z nich, neboť jako nejpomalejší prvek systému se ukázala komunikace s manipulatorem a jeho posun. Jako nejvhodnější byl zvolen algoritmus pracující s Pearsonovou korelací (2.13) frekvenčních spekter. Ačkoli je citlivý na vhodnou volbu referenčního snímku, stále se jedná o dobrou kombinaci přesnosti, rychlosti a odolnosti vůči digitálnímu šumu. Ten je navíc preventivně snižován průměrováním vstupních snímků. Dosahovaná přesnost se pohybuje v rozmezí 50 - 200 μ m.

Autoři jsou přesvědčeni, že k dalšímu zpřesnění algoritmu by přispěla modifikace osvětlení vzorku a dokonalejší potlačení vlivu digitálního šumu. Předpokládají také testování algoritmu, jehož jádro by tvořily umělé neuronové sítě vytvořené pomocí nástavby *Neural Network Toolbox* matematického prostředí *Matlab*.

Poděkování

Výzkum byl podporován granty MSM 0021630508 a MSM 0021622411 Ministerstva školství, mládeže a tělovýchovy a grantem Fondu vědy Fakulty strojního inženýrství Vysokého učení technického v Brně.

Literatura

- [1] MIZIOLEK, Andrzej W., VINCENZO, Palleschi, ISRAEL, Schechter [edited by]. *Laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS): fundamentals and applications*. 1st edition. Cambridge: Cambridge University Press, 2006. 620 p. ISBN 0-521-85274-9.
- [2] SAMEK, Ota, LIŠKA, Miroslav, KAISER, Jozef. *Využití laserových ablací pro materiálovou analýzu: integrace LIFS a LIBS*. JMO. 1998, č. 4, s. 123-129.
- [3] ŠONKA, Milan; HLAVÁČ, Václav. *Počítačové vidění*. Praha: Grada, 1992. 272 s. ISBN 80-85424-67-3.
- [4] PRATT, William K. *Digital Image Processing: PIKS Scientific Inside*. 3rd edition. New York: John Wiley & Sons, 2001. 735 p. ISBN 0-471-37407-5.
- [5] GONZALES, Rafael C.; WOODS, Richard E.; EDDINGS, Steven L. *Digital Image Processing Using Matlab*. Upper Saddle River (New Jersey): Prentice Hall, 2003. 624 p. ISBN 0130085197.
- [6] SMITH, Steven. *Digital Signal Processing: A Practical Guide for Engineers and Scientists*. 3rd edition. [s.l.]: Elsevier Science & Technology, 2002. 672 p. ISBN 075067444X.
- [7] PATIN, Frédéric. *An Introduction To Digital Image Processing* [online]. [cit. 2006-01-23]. Dostupný z WWW: <<http://www.gamedev.net/reference/programming/features/imageproc/>>.
- [8] ERHARDT-FERRON, Angelika. *Theory and Applications of Digital Image Processing*. [s.l.], 2000. 54 p. University of Applied Sciences, O.enburg A. Dostupný z WWW: <<http://www.cvc.uab.es/intra-web/Theory%20and%20Applications%20of%20Digital%20Image%20Processing.pdf>>.
- [9] KOMRSKA, Jiří. *Fourierovské metody v teorii difrakce a ve strukturální analýze*. 1. vyd. Brno: Vutium, 2001. 222 s. ISBN 80-214-2011-1.
- [10] ZÁMEČNÍK, Jan. *Netradiční metody výpočtu difrakčních jevů v optice*. [s.l.], 2004. 60 s. Vysoké učení technické v Brně. Fakulta strojního inženýrství. Ústav fyzikálního inženýrství. Vedoucí diplomové práce prof. RNDr. Jiří Komrska, CSc.
- [11] A. BUENO-IBARRA, Mario. *Fast autofocus algorithm for automated microscopes*. Optical Engineering. 44, 063601 (2005).
- [12] PETERSON, Courtney. *How It Works: The Charged-Coupled Device, or CCD* [online]. [cit. 2007-03-10]. Dostupný z WWW: <<http://www.jyi.org/volumes/volume3/issue1/features/peterson.html>>.

- [13] MATTHEWS, James. *An Introduction to Noise Processing* [online]. [cit. 2007-03-19]. Dostupný z WWW: <<http://www.generation5.org/content/2004/noiseIntro.asp>>.
- [14] NOVÁK, Jan. *Kdo nešumí s námi, šumí proti nám* [online]. 2.6.2004 [cit. 2007-03-21]. Dostupný z WWW: <<http://digiarena.zive.cz/default.aspx?textart=1&article=2028>>.
- [15] *Chebyshev's inequality* [online]. 30 March 2008 [cit. 2008-05-20]. Dostupný z WWW: <http://en.wikipedia.org/wiki/Chebyshev's_inequality>.
- [16] COLANTONI, Phillipe. *Color Space Transformations* [online]. 2004 [cit. 2007-04-10]. Dostupný z WWW: <<http://www.raduga-ryazan.ru/files/doc/colorspacetransform95.pdf>>.
- [17] POYNTON, Charles. *Color FAQ - Frequently Asked Questions Color* [online]. c2006 [cit. 2007-03-10]. Dostupný z WWW: <http://www.poynton.com/notes/colour_and_gamma/ColorFAQ.html>.

Ing. Jan Novotný, tel: +420 541 142 828

Ing. Radomír Malina, Ph.D., tel: +420 541 142 778

doc. Ing. Jozef Kaiser, Ph.D., tel: +420 541 142 846

prof. RNDr. Miroslav Liška, DrSc., tel: +420 541 142 820

Ústav fyzikálního inženýrství, Fakulta strojního inženýrství, Vysoké učení technické v Brně, Technická 2896/2, 616 69 Brno.

Mgr. Michaela Galiová, e-mail: 64008@mail.muni.cz

Mgr. Karel Novotný, Ph.D., tel: +420 549 49 5928

Ústav chemie, Přírodovědecká fakulta, Masarykova univerzita, Kotlářská 2, 611 37, Brno.

Radek PLŠEK, Vojtěch UHLÍŘ, Michal URBÁNEK, Jiří SPOUSTA, Tomáš ŠIKOLA

Ústav fyzikálního inženýrství, Fakulta strojního inženýrství VUT v Brně, Technická 2896/2, 616 69 Brno, Česká republika

Měření magnetických vlastností tenkých vrstev pomocí magnetooptického Kerrova jevu

V uplynulých několika letech byla na ÚFI FSI VUT v Brně zkonstruována sestava pro měření magnetických vlastností tenkých vrstev. V článku prezentovaná metoda měření je založena na longitudinálním magnetooptickém Kerrově jevu, kdy při odrazu lineárně polarizovaného světla na magnetické látce dochází ke stočení jeho roviny polarizace. Měřená velikost Kerrovy rotace v proměnném vnějším magnetickém poli, která je v tomto případě úměrná magnetizaci materiálu, udává základní magnetické vlastnosti vrstvy. V poslední době byla sestava rozšířena o možnost určování lokálních magnetických vlastností tenkých vrstev na ploše vzorku o průměru cca 7 μm a testována na tenkých vrstvách depozovaných v místní laboroři.

Klíčová slova: Longitudinální magnetooptický Kerrův jev, SMOKE, lokální magnetické vlastnosti tenkých vrstev

1 ÚVOD

Článek se věnuje popisu optického měřicího zařízení magnetických vlastností tenkých vrstev na ÚFI FSI VUT v Brně [1]. Funkce sestavy je založena na tom, že při odrazu světla na magnetickém materiálu lze pozorovat tzv. magnetooptický Kerrův jev, označovaný běžně jako MOKE (*Magneto – Optical Kerr effect*). Měřicí sestava byla navržena v konfiguraci longitudinálního MOKE a sleduje Kerrovu rotaci polarizovaného světla odraženého od magnetické tenké vrstvy v jejich různých směrech. Vynesením hodnot této rotace v závislosti na velikosti vnějšího magnetického pole, do kterého je vzorek umístěn, získáme hysterezní křivky. Z jejich průběhu pak lze zjistit nejen koerzivní pole materiálu tenké vrstvy, ale navíc i určit směr osy snadné magnetizace, ve kterém vykazuje vzorek největší remanenci.

V současné době je do sestavy zabudován vyměnitelný mikroskopový objektiv, který laserový svazek fokusuje do malé plochy na vzorku (o průměru cca 7 μm). Na magnetické vrstvě se odráží a se stočenou polarizací vstupuje zpět do objektivu. Tímto způsobem

jsou získány informace o lokálních magnetických vlastnostech tenkých vrstev a tyto vlastnosti lze tedy měřit i u magnetických mikrostruktur.

2 LONGITUDINÁLNÍ MOKE

Dopadá-li lineárně polarizované světlo na magnetický materiál, je po odrazu polarizováno elipticky a navíc hlavní poloosa je vůči původnímu směru stočena o úhel Kerrovy rotace. Tento jev popsal roku 1877 skotský fyzik John Kerr a je způsoben anizotropií materiálu díky jeho magnetizaci. Je-li zapsán vztah mezi odraženou (\vec{E}_r) a dopadající vlnou (\vec{E}_0) pomocí reflexní matice (\hat{r}) pro složky polarizace s a p jako

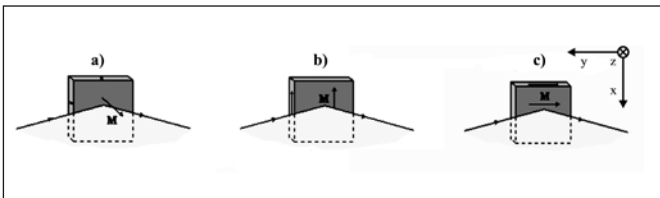
$$\begin{pmatrix} E_r^p \\ E_r^s \end{pmatrix} = \hat{r} \begin{pmatrix} E_0^p \\ E_0^s \end{pmatrix}, \quad (1)$$

má reflexní matice pro magnetické rozhraní tvar

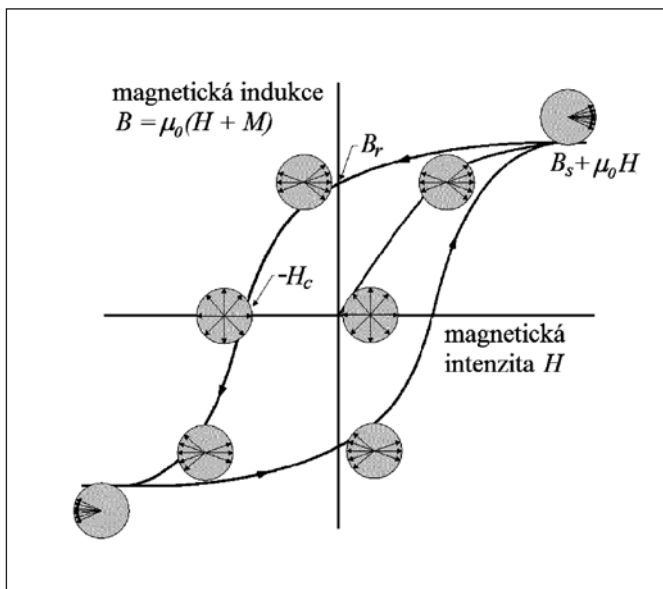
$$\hat{r} = \begin{pmatrix} \tilde{r}_p & \tilde{r}_{ps} \\ \tilde{r}_{sp} & \tilde{r}_s \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Složky této matice odpovídají obecně komplexním Fresnelovým koeficientům. Je vhodné poznamenat, že nediagonální složky reflexní matice \tilde{r}_{sp} a \tilde{r}_{ps} jsou ve srovnání s diagonálními členy \tilde{r}_p a \tilde{r}_s velmi malé. Pokud však nejsou rovny nule, dojde díky nim při odrazu k „promíchání“ polarizace s a p . Dopadající p -polarizovaná vlna získá po odrazu malou složku ve směru s a naopak dopadající vlna s s -polarizací bude mít po odrazu i malou část polarizace ve směru p . Nenulové nediagonální členy jsou tedy při odrazu přímo odpovědné za stáčení roviny polarizace dopadajícího světla. Navíc původně lineárně polarizované světlo se po odrazu na magnetickém materiálu stává elipticky polarizovaným.

Velikosti jednotlivých členů komplexní reflexní matice (2) závisí nejen na daném materiálu, ale i na velikosti a směru vektoru vnitřní magnetizace. Podle vzájemné polohy vektoru magnetizace ve vzorku a roviny dopadu světla lze rozdělit MOKE na tři odlišné konfigurace (viz obr. 1). Tato geometrická uspořádání mají různý vliv na vlastnosti výsledné odražené vlny. Vzhledem k tomu, že většina tenkých magnetických vrstev na ÚFI FSI VUT v Brně má díky tvarové anizotropii magnetizaci orientovanou v rovině vzorku, bylo měřicí zařízení navrženo pro konfiguraci longitudinálního magnetooptického Kerrova jevu.



Obr. 1 Geometrické konfigurace magnetooptického Kerrova jevu. Podle vzájemné polohy vektoru magnetizace a roviny dopadu světelného svazku rozdělujeme konfigurace na (a) polární, (b) transverzální a (c) longitudinální. Pro snadnější orientaci v dalším textu je vpravo naznačena dále používaná orientace pravotočivého souřadného systému, kdy rovina xy je rovinou vzorku a rovina yz je rovinou dopadu



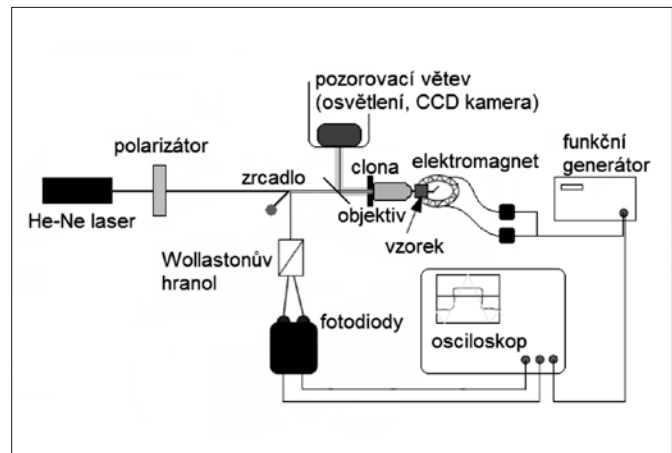
Obr. 2 Typická hysterezní smyčka feromagnetického materiálu s naznačenou orientací vektorů magnetizace v jednotlivých doménách. Vyznačen význam koerzivního pole materiálu H_c , remanence B_r a nasycené indukce B_s

V případě longitudinálního MOKE (obr. 1c) je úhel Kerrovy rotace úměrný magnetizaci vzorku [2] a tedy vynesení jeho závislosti na magnetické intenzitě vnějšího pole lze získat hysterezní smyčku podobného tvaru jako na obr. 2.

3. MĚŘICÍ SESTAVA

Schematické znázornění sestavy k měření Kerrovy rotace při longitudinálním MOKE je na obr. 3. Zde je také naznačena pozorovací větev, která doposud nebyla realizována, ale je v současnosti hlavním cílem vývoje celé aparatury. Na obr. 4 je pak fotografie stávajícího funkčního zařízení.

Světlo z 15mW laseru prochází polarizátorem (Glanův – Taylorův hranol), čímž je lineární polarizace světla lépe definována. Laserový svazek jde těsně nad odrazným zrcadlem a vstupuje do horní části vstupní pupily objektivu, který svazek fokusuje do oblasti ohniska. Průměr měřené plochy vzorku je cca 7 μm . Vzorek je umístěn do vnějšího magnetického pole tak, aby vynucená magnetizace ležela v rovině vzorku vertikálním směrem, což je rovnoběžné s rovinou dopadu. Tímto je zaručeno, že konfigurace měří rotaci polarizovaného světla při longitudinálním Kerrovu jevu (viz obr. 1c). Magnetizace vzorku je buzena vnějším polem z elektromagnetu, jehož cívkou protéká proměnný proud určený funkčním generátorem. Odražené světlo vychází z objektivu spodní částí na odrazné zrcadlo, kterým je odraženo do analyzátoru MOKE.



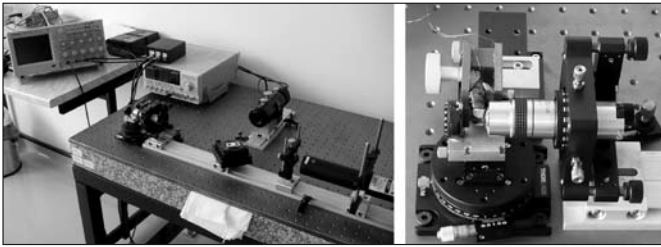
Obr. 3 Schéma zařízení pro měření longitudinálního Kerrova jevu.

Na obrázku je i návrh pozorovací větve, která by měla později sloužit k monitorování měřené části vzorku. K její realizaci doposud nedošlo, proto na fotografii sestavy (obr. 4) není

Hlavní částí analyzátoru je Wollastonův hranol natočený tak, aby v případě, že nedojde ke změně polarizace, rozdělil dopadající světlo na dva světelné svazky o shodné intenzitě. Pokud se však stav polarizace při odrazu naruší, dojde ke změně detekovaných intenzit, kterou snímáme dvěma citlivými fotodiodami. Na osciloskop pak vynášíme časový průběh součtového a rozdílového napětí na fotodiodách a samozřejmě i napětí, které odpovídá proudu procházejícímu cívkou elektromagnetu. Ze snímaného součtového (U^+) a rozdílového (U^-) napětí na fotodiodách lze již snadno [3] určit úhel Kerrovy rotace v radiánech podle vztahu

$$\Theta_k = -\frac{U^-}{2U^+}. \quad (3)$$

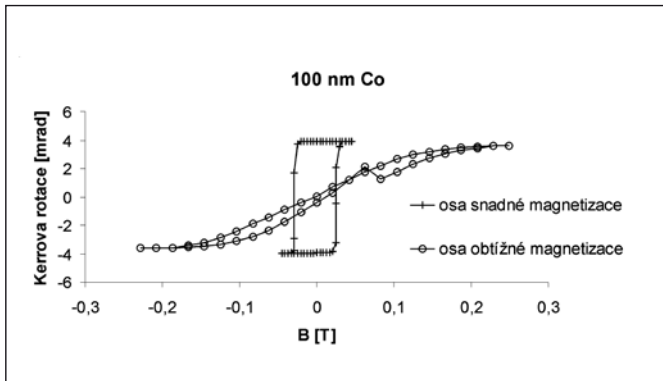
Vzorek je nalepený na nosníku uchyceném v otočném goniometru (viz obr. 4 vpravo) a lze jím tedy otáčet v magnetickém poli kolem osy z (dle orientace souřadného systému z obr. 1). Proměřením magnetických vlastností v různých směrech roviny vrstvy lze stanovit její magnetickou anizotropii a určit směry snadné a obtížné osy magnetizace [4], [5].



Obr. 4 Fotografie zařízení pro měření longitudinálního Kerrova jevu na ÚFI FSI VUT v Brně. Vpravo je ukázáno uspořádání členů v blízkém okolí vzorku

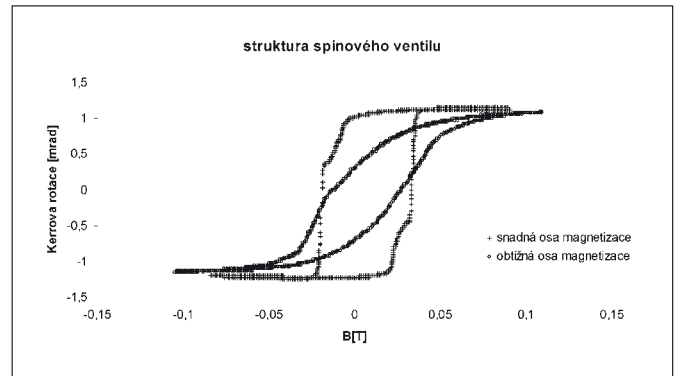
4 EXPERIMENTÁLNÍ VÝSLEDKY

Výše popsané měřicí zařízení bylo testováno na tenkých vrstvách Co deponovaných v laboratořích ÚFI FSI VUT v Brně. Vlivem rozličných vlivů při depozičním procesu nejsou magnetické vlastnosti vrstvy izotropní. Ve vrstvě se indukují v předem neznámém směru tzv. osa snadné magnetizace (resp. osa obtížné magnetizace), významná především pro další využití magnetických vlastností. Díky možnému proměřování vlastností vrstvy v různých směrech lze tyto osy snadné a obtížné magnetizace určit. V prvním případě testování šlo o 100nm tenkou vrstvu Co na substrátu Si a naměřené výsledky jsou uvedeny na obr. 5.



Obr. 5 Naměřené hysterezní smyčky Co vrstvy o tloušťce 100 nm na substrátu Si

Stávající sestavou lze na ÚFI FSI VUT v Brně měřit i magnetické vlastnosti ultratenkých magnetických multivrstev připravených tamtéž. Na obr. 6. jsou ukázány grafy z měření Kerrové rotace při odrazu na systému vrstev Si/Co (8 nm)/Cu (5 nm)/NiFe (6 nm) (tzv. spinovém ventilu) a opět proměřením magnetických vlastností v různých směrech tenké vrstvy byl stanoven směr snadné a obtížné osy magnetizace. Na grafu odpovídajícímu snadné ose magnetizace jsou patrné rozdílné hodnoty koercitivních polí Co a NiFe.



Obr. 6 Naměřené hysterezní smyčky struktury spinového ventilu Co/Cu/NiFe na substrátu Si

ZÁVĚR

V článku bylo stručně popsáno měřicí zařízení pro měření magnetických vlastností tenkých a ultratenkých vrstev vznikajících na ÚFI FSI VUT v Brně. Současná podoba umožňuje snadné proměřování magnetických vlastností v různých směrech roviny vrstvy a získání informace z oblasti vzorku o průměru cca 7 μm . Případná další rozšíření např. o možnost rastrování vzorkem by umožnila důkladnější studium magnetických vlastností mikrostruktur. Pro snadnější orientaci na vzorku a přesnější určení měřené oblasti tenké vrstvy by bylo do budoucna přínosné zabudovat do měřicí sestavy pozorovací větev, která je již ve stádiu vývoje.

Poděkování

Práce na tomto projektu byla finančně podporována Centrem základního výzkumu MŠMT LC06040 a MSM0021630508, granty GAAV IAA1010413 a KAN400100701, EUROCORES - GACR FON/06/E001 a Průmyslovým fondem TESCANA.

Literatura

- [1] R. Plšek: *Měření vlastností tenkých vrstev metodami zobrazovací reflektometrie a Kerrova jevu*. Diplomová práce, ÚFI FSI VUT v Brně, 2008.
- [2] A. V. Sokolov: *Optical Properties of Metals*. Blackie & Son Ltd., Glasgow, 1967.
- [3] V. Uhlíř: *Studium tenkých vrstev a povrchů pomocí magnetooptických jevů*. Diplomová práce, ÚFI FSI VUT v Brně, 2006.
- [4] E. du Trémolet de Lacheisserie, D. Gignoux, M. Schlenker: *Magnetism I – Fundamentals*. Springer Science+Business Media LLC, 2005. ISBN 0-387-22967-1
- [5] E. du Trémolet de Lacheisserie, D. Gignoux, M. Schlenker: *Magnetism II – Materials & Applications*. Kluwer Academic Publishers, 2003. ISBN 0-387-23000-9

Radek Plšek, e-mail: plsekradek@email.cz, tel.: +420 777 893 411
 Ing. Vojtěch Uhlíř, tel.: +420 541 143 349
 Ing. Michal Urbánek, tel.: +420 541 142 832
 doc. RNDr. Jiří Spousta, Ph.D., tel.: +420 541 142 848
 prof. RNDr. Tomáš Šikola, CSc., tel.: +420 541 142 707

Ústav fyzikálního inženýrství, Fakulta strojního inženýrství VUT v Brně, Technická 2896/2, 616 69 Brno, Česká republika

Studium vlastností mikro- a nanostruktur v oblasti plazmoniky na Ústavu fyzikálního inženýrství FSI VUT v Brně

Klíčová slova: plazmonika, povrchové plazmonové polaritony, optické rezonanční antény, fokusovaný iontový svazek, FDTD

ÚVOD

Šíření signálu ve fotonických systémech probíhá s frekvencí v řádu stovek terahertzů, což je v porovnání s jednotkami gigahertzů u elektronické výpočetní techniky velmi významný skok. Výkon integrovaných výpočetních systémů je totiž úměrný frekvenci, na které tyto systémy pracují. Je ale známo, že zvyšování výkonu výpočetní techniky se v minulých letech odklonilo od směru dalšího zvyšování frekvence, poněvadž to s sebou přinášelo různé problémy a přesunulo se k paralelizaci pomocí zvyšování počtu jader v procesoru. Integrace a miniaturizace v oblasti klasické fotoniky je velmi omezena difrakčním limitem. V poslední době je plazmonika, která zahrnuje buzení a šíření povrchových plazmonových polaritonů (pro jednoduchost obecně zvaných jako plazmony) v kovových mikro- a nanostrukturách, brána v úvahu jako vhodná možnost pro překonání difrakčního limitu v malých fotonických systémech. Pokrok v této oblasti jde ruku v ruce s technologickým vývojem a tvorba fotonických struktur ukazuje jedinečné, nové možnosti využití plazmoniky v mnoha oblastech [1-3].

Jako vhodný nástroj pro technologie v oblasti plazmoniky se ukazuje využití fokusovaného iontového svazku (FIB), pomocí kterého lze vytvářet nanostruktury s nejmenšími detaily v řádu desítek nanometrů. Použitím tohoto nástroje lze obrábět (leptat) i deponovat (užitím systému pro přívod plynů kapilárou - GIS), a to vše bez náročného mnohastupňového technologického procesu s použitím masek typického pro elektronovou litografii (EBL). Rastrovací elektronový mikroskop (SEM) lze následně využít při zobrazování vytvořených struktur. Nástrojem FIB lze samozřejmě také zobrazovat s velmi dobrým rozlišením a kontrastem, musíme mít ale na paměti, že jde

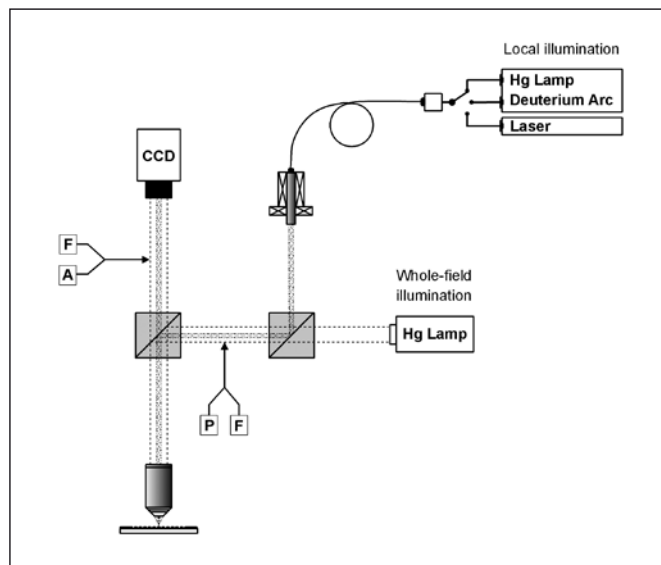
o destruktivní zobrazovací metodu a její použití je nutné předem zvážit. Příprava vzorků probíhá ve spolupráci s firmou Tescan, s.r.o. na mikroskopu LYRA /XMU FIB-SEM (obr. 1).

EXPERIMENTY

Na Ústavu fyzikálního inženýrství FSI VUT v Brně jsou studovány jak povrchové plazmonové polaritony (plazmony, povrchové plazmony), které se šíří na rozhraní kovové vrstvy a dielektrika, tak i lokalizované povrchové plazmony (lokalizované plazmony), které se váží na izolované kovové struktury miniaturních rozměrů. Experimenty s povrchovými plazmony jsou prováděny na mikroskopu Nikon Eclipse L150, upraveném pro lokální buzení pomocí světla zavedeného optickým vláknem (obr. 2).



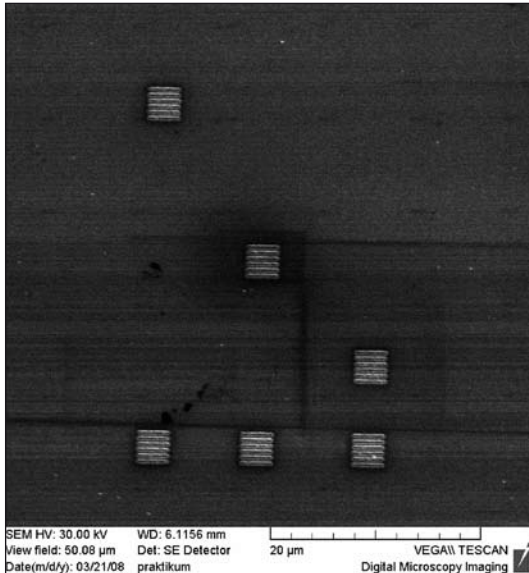
Obr. 1 LYRA /XMU FIB-SEM



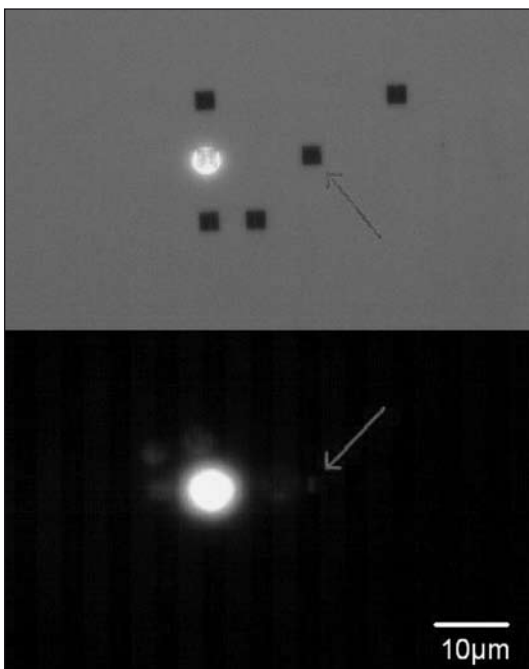
Obr. 2 Schéma mikroskopu Nikon Eclipse L 150. Mikroskop umožňuje, kromě plošného osvětlení, i zavedení světla optickým vláknem, které je objektivem fokusováno na stopu průměru asi 2,5 μm , kterou budíme na vzorku povrchové plazmony. Povrch vzorku můžeme zaznamenávat CCD kamerou. V optických větvích můžeme použít filtry (F), polarizátor (P) a analyzátor (A)

Povrchové plazmony nelze vybudit zářením dopadajícím na rovnou kovovou vrstvu, ale např. blízkým polem [4], evanescentní vlnou vytvořenou při ATR (Attenuated total reflection) v hranolu [4], dále hrotem STM [5] nebo dopadem budicího záření na nerovné povrchy kovů [4]. V našich experimentech jsou povrchové plazmony lokálně buzeny světelným zdrojem fokusovaným

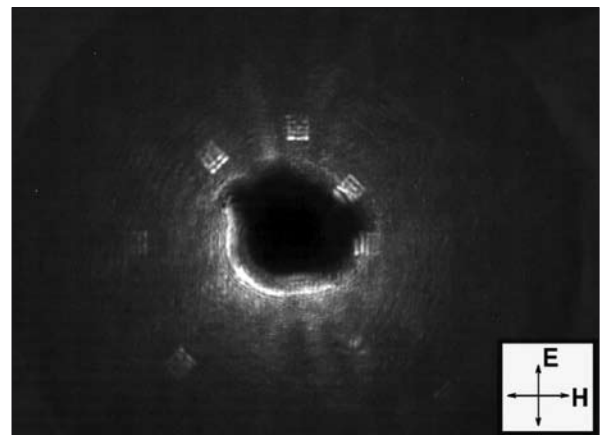
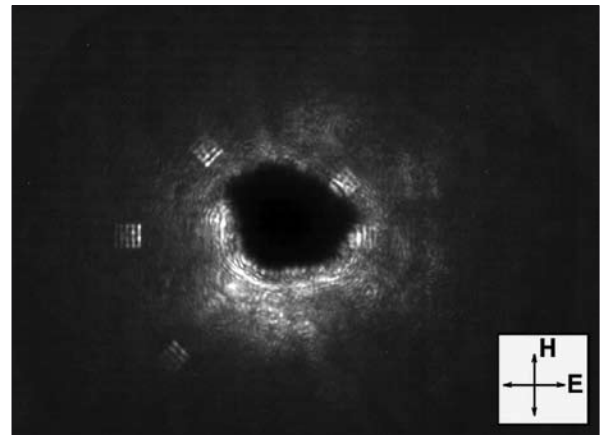
na mřížku vytvořenou nástrojem FIB v módu leptání do kovové vrstvy (Al, Au). Mřížka sestává z pěti obdélníkových prohlubní délky 3 mm (obr. 3). Parametry mřížky jsou optimalizovány pro vlnovou délku zdroje dle [4]. V rámci studia povrchových plazmonových polaritonů jsou v současné době prováděny experimenty na zjištění útlumu vybuzených plazmonů. Útlum povrchových plazmonů při jejich šíření je zjišťován pomocí emitovaného záření na dalších mřížkách, rozmístěných v kovové vrstvě v různých vzdálenostech od mřížky, na které jsou plazmony buzeny (obr. 4). Z dat nasnímaných CCD kamerou je možné sledovat útlum



Obr. 3 Struktury pro detekci dosahu povrchových plazmonových polaritonů vyleptaných metodou FIB. Vzdálenost mezi mřížkami je 5, 15 a 30 μm . Mřížky mají periodu 550 nm, široké jsou 3 μm a hluboké 100 nm



Obr. 4 V horní části obrázku jsou zobrazeny struktury na vzorku osvětleném v celém zorném poli pro referenci a ve spodní části stejné místo vzorku s vypnutým osvětlením zorného pole. Na obou je vidět stopa budícího svazku a ve spodním obrázku i záření vycházející z mřížky vzdálené 15 μm (označeno šipkou). (Ostatní světelné stopy ve spodní části obrázku, kterým neodpovídají mřížky v horní části, jsou způsobeny parazitními odrazy na optických plochách.)



Obr. 5 Na obrázcích je vidět závislost směru šíření povrchových plazmonů na polarizaci budícího záření (532 nm), jehož stopa je odstíněna. Zářezy budící mřížky jsou nyní tvořeny ve dvou na sebe kolmých směrech, aby nebylo potlačeno šíření povrchových plazmonů v jednom ze dvou na sebe kolmých směrů

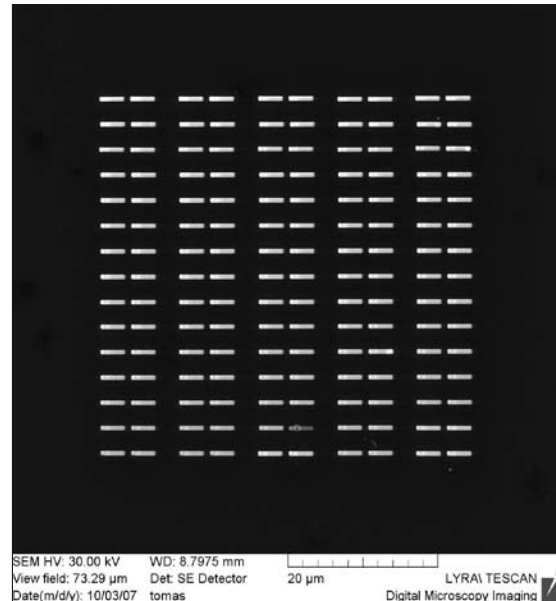
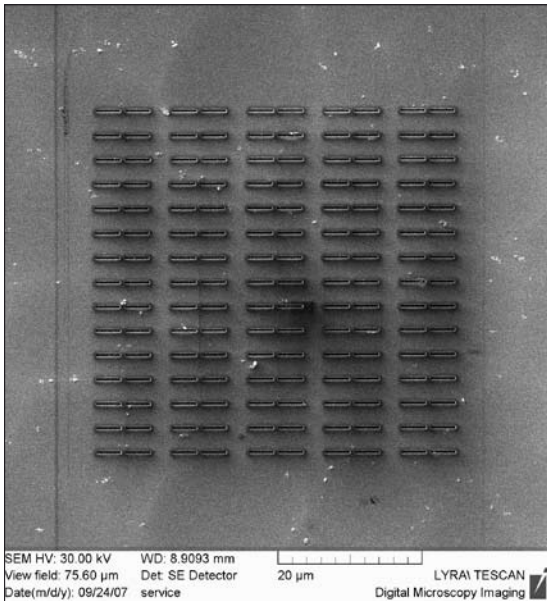
záření emitovaného plazmony z jednotlivých prohlubní mřížky. Provedené experimenty ukazují dosah šíření plazmonů velikosti až několik desítek mikrometrů. Je rovněž sledována závislost šíření na polarizaci budícího svazku (obr. 5).

V oblasti lokalizovaných plazmonů se práce na ÚFI FSI soustřeďují na výzkum rezonančních plazmonických antén, u kterých je možné při splnění rezonančních podmínek lokálně dosáhnout řádového zvýšení intenzity elektromagnetického pole. Oblasti použití plazmonických antén jsou např. při detekci pro nanospektroskopii nebo jako zdroje záření pro nanofotoniku. Resonanční plazmonické antény s různými geometrickými parametry jsou vytvářeny leptáním do tenkých kovových vrstev nebo depozicí pomocí GIS/FIB (obr. 6).

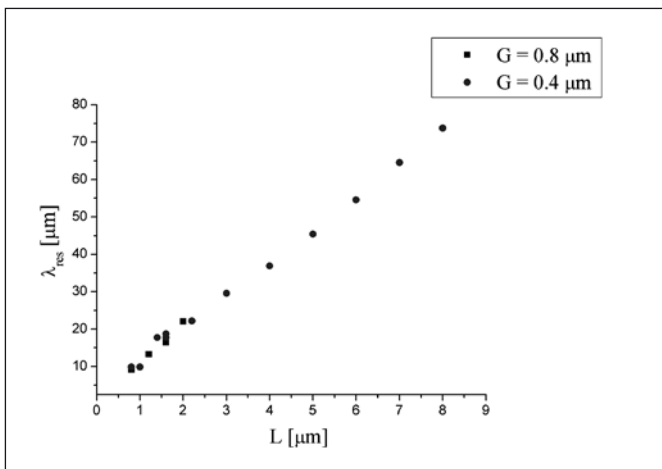
Vlastnosti plazmonických antén jsou měřeny metodou infračervené spektroskopie (FTIR) na přístroji ThermoNicolet-Continuum v Polymer Institute Brno, s.r.o. Naměřená spektra zatím neukazují významnou souvislost s jejich geometrickými parametry, a proto je v současnosti pozornost soustředěna na zlepšení optických vlastností struktur odstraňováním nečistot tepelným a chemickým zpracováním. Platinové antény připravené depozicí z plynu obsahují např. velké množství uhlíku, a proto budou vzorky podrobeny ohřevu (až 500 $^{\circ}\text{C}$) ve vzduchové atmosféře.

SIMULACE

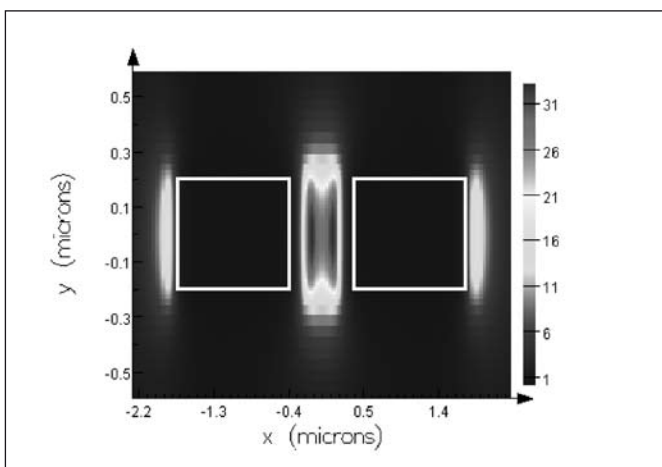
Experimenty jsou doplňovány také simulacemi interakce struktur s elektromagnetickým zářením. Pro simulace používáme metodu FDTD (the Finite-Difference Time-Domain - metoda



Obr. 6 Pole rezonančních plazmonických antén vyrobených metodou FIB, vlevo negativní antény vyleptané do 60 nm Al vrstvy na Si a vpravo pozitivní Pt antény vytvořené depozicí z plynu (GIS)



Obr. 7 Závislost rezonanční vlnové délky λ_{res} [μm] na délce raménka antény L [μm]



Obr. 8 Rozložení pole $|E_x|^2$ ve výšce 0,1 μm nad anténou. Anténa se sestává ze dvou ramének o velikostech 1,6 μm x 0,4 μm. Vzdálenost mezi raménky je 0,4 μm. Raménka jsou vyznačena bílými obdélníky. Rezonanční vlnová délka je $\lambda_{res} = 17,65 \mu\text{m}$

konečných diferencí v časové oblasti), založenou na diskretizaci Maxwellových rovnic a vhodnou pro modelování interakce elektromagnetického záření s geometricky komplikovanými strukturami různých materiálů.

Plazmonické rezonanční antény se skládají ze dvou kovových ramének vytvořených na křemíkovém povrchu. Jejich rezonanční vlnová délka λ_{res} je závislá na délce antény L , kde $\lambda_{res} = 2nL$ přičemž n je reálná část indexu lomu substrátu (křemíku). Závislost rezonanční vlnové délky λ_{res} na délce raménka antény L byla zjištěna pomocí simulací FDTD (obr. 7). Pro platinové antény na křemíkovém povrchu je tato závislost lineární. Rezonanční vlnová délka je téměř nezávislá na vzdálenosti mezi raménky. Význam přiblížení obou ramének vyplývá z obrázku 8.

ZÁVĚR

Plazmonika se jeví být velmi perspektivní cestou v mnoha oblastech využití světla v nano- a mikro rozměrech. Ve spolupráci s firmou Tescan poskytující technologii FIB se na ÚFI FSI VUT v Brně daří připravovat vhodné vzorky pro experimenty v oblasti povrchových a lokalizovaných plazmonů. Další úsilí bude věnováno možnosti měření šířících se plazmonů skenovací mikroskopií v blízkém poli (SNOM) v módu, při kterém jsou plazmony detekovány přímo skenující sondou. Tímto nástrojem bude možno studovat vliv vytvořených struktur na šířící se plazmony mnohem podrobněji.

Poděkování

Tato práce je podporována MŠMT (projekty MSM0021630508 a LC06040), Grantovou agenturou Akademie věd (projekty IAA1010413 a KAN400100701), EUROCORES – GAČR (projekt FON/06/E001) a Průmyslovým fondem TESCANA.

Literatura

- [1] W. L. Barnes, A. Dereux & T. W. Ebbesen: Surface plasmon subwavelength optics. *Nature*, Vol. 424, 2003, 824.
- [2] S. A. Maier, M. L. Brongersma, P. G. Kik, S. Meltzer, A. A. G. Requicha, and H. A. Atwater: Plasmonics: A Route to Nanoscale Optical Devices. *Adv. Mater.* 13, 2001, 1501.
- [3] P. Mühlshlegel, H.-J. Eisler, O. J. F. Martin, B. Hecht, D. W. Pohl: Resonant Optical Antennas. *Science*, Vol. 308, 2005, 1607.
- [4] H. Raether, Surface plasmons. 111. Springer Tracts in Modern Physics, (ed. by G. Höhler) Springer, Berlin, 1988.
- [5] V. A. Zayats, I. I. Smolyaninov and A. A. Maradudin: Nano-optics of surface plasmon polaritons. *Physics report* 408, 2005, 131.

Ing. Ondřej Tomanec¹, tel: +420 541143349, e-mail: oتمانec@seznam.cz

Mgr. Tomáš Hrnčář, Ph.D.², e-mail: tomas.hrnear@tescan.cz

Ing. Luděk Lovicar¹, tel: +420 541142816

Libor Šustr¹, e-mail: ysustr04@stud.fme.vutbr.cz

Lukáš Břínek¹, e-mail: ybrine00@stud.fme.vutbr.cz

Ing. Radek Kalousek, Ph.D.¹, tel: +420 541142783, e-mail: kalousek@fme.vutbr.cz

doc. RNDr. Radim Chmelík, Ph.D.¹, tel: +420 541142795, e-mail: chmelik@fme.vutbr.cz

doc. RNDr. Jiří Spousta, Ph.D.¹, tel: +420 541142848, e-mail: spousta@fme.vutbr.cz

prof. RNDr. Tomáš Šíkola, CSc.¹, tel: +420 541142707, e-mail: sikola@fme.vutbr.cz

¹ Ústav fyzikálního inženýrství, Fakulta strojního inženýrství, Vysoké učení technické v Brně, Technická 2896/2, 616 69 Brno.

² TESCAN, s.r.o., Libušina tř. 21, 623 00 Brno

AUTOMATICA A INTERSOLAR MÜNCHEN 2008

Ve dnech 10. – 13. 6. 2008 se uskutečnil v novém mnichovském veletržním centru již 3. ročník veletrhu AUTOMATICA, který se zde koná každý druhý rok a letos byl zaměřen na montáž, robotiku a průmyslové zobrazování.

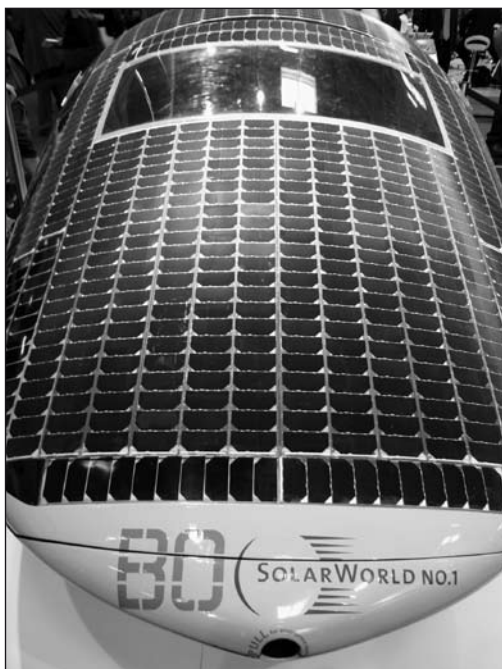
Své novinky zde prezentovalo na 900 vystavovatelů v 7 pavilonech zaplněných nejen exponáty, ale i návštěvníky. AUTOMATICA byla ukázkou vysoké technické úrovně nejen stávajících výrobků, ale přemýšlivý návštěvník si udělal i jasný náhled, kam se bude tento obor v budoucnu ubírat. Vedle technické dokonalosti je patrná obrovská snaha výrobců o unifikaci hlavních, ale i podpůrných prvků pro samotné automaty i linky. Paralelně s rozšiřováním sortimentu stavebních prvků se etabloují menší specializované firmy, které uživateli dodají zákazkové detaily a netradiční uzly. Konstrukteři mají možnost při koncipování automatů a linek vycházet jak z obrovské nabídky



robotů, tak i z nepřeberného množství manipulátorů, upínačů, polohovacích prvků, pohonů, kontrolních i bezpečnostních systémů, dopravních a skladovacích prvků, zdrojů energií, HW + SW atd. Při obrovském množství exponátů je obtížné některé z nich v článku upřednostňovat. Žádná literatura ani brouzdání po internetu nedají projektantům a konstruktérům to, co návštěva tohoto veletrhu, kde mají možnost si většinu prvků porovnat a také „osahat“.

K takové akci patří však i zábava, a to zejména, koná-li se v době mistrovství Evropy ve fotbale. Návštěvníci měli možnost si např. porovnat své brankářské umění s robotem. Kopal penalty a moc šancí těm živým brankářům nedal jednak razancí, ale i perfektním zamířeními. Různých robotů – tanečnicků, muzikantů atd. zde bylo přirozeně úměrně velikosti akce.

Příští AUTOMATICA se koná v Mnichově 8. – 11. 6. 2010.



Ve dnech 12. – 14. 6. 2008 se zde v dalších 7 pavilonech konal veletrh INTERSOLAR, zaměřený hlavně na fotovoltaiku, tepelnou solární techniku a aplikace v architektuře. Zde si i laik uvědomil, kam nám v tomto směru svět (ale i blízká Evropa) utekl. Na veletrhu AUTOMATICA převládala němčina, na INTERSOLARU byla slyšet směsice angličtiny, jazyků vyspělých evropských zemí, arabštiny a východoasijských jazyků. Jak dnes Německo tento obor preferuje, dokazuje i to, že AUTOMATICA se koná vždy za 2 roky, ale INTERSOLAR každý rok (je přístupný i v sobotu pro širší veřejnost).

Nové veletržní centrum je situováno do míst bývalého mnichovského letiště a má 16 pavilonů. Je součástí veletržního města, spojeného s centrem Mnichova podzemní drahou U2. Projektanti se snažili, aby veletržní město stále žilo, a tak je jeho součástí i sídliště s náboženským centrem (obě s širokým etnickým i religiozním spektrem), hotel, velké nákupní centrum, restaurace, kavárny, parky, umělá jezera, cyklostezky atd.

Nové veletržní centrum zastupuje v České a Slovenské republice Expo – Consult – Servis, spol. s r.o., www.expos.cz, která poskytuje zájemcům širokou paletu velmi kvalitních služeb včetně dotovaných zájezdů (dotace pochází od Messe München).

J. K.

Z technické knihovny

Ersay O.K.: Diffraction, Fourier Optics and Imaging. Wiley-Interscience, New York 2006. 1. vydání, 413 stran, ISBN: 978-0471238164, 87.00 USD

Teorie difrakce a optického zobrazení je teoretickou problematikou, jež tvoří základní součást mnoha metod, využívaných významně v různých oblastech vědy, techniky a lékařství. Kniha je učebnicí, která se snaží prezentovat teorii difrakce, optického zobrazení a příbuzných témat na základě metod fourierovské analýzy a syntézy. Předkládaná problematika může sloužit pro porozumění základům metod analýzy a syntézy moderních optických soustav, určených pro různé účely (zobrazování, optické komunikace, mikrooptika, apod.). Cílem autora publikace je názorně demonstrovat úzkou vazbu mezi předkládanou teorií a teoretickými základy moderních aplikací (např. počítačová tomografie, prvky optických komunikačních systémů, mikrooptických systémů, apod.). Je též znát snaha o zapojení množství řešených příkladů a počítačových simulací pro lepší pochopení popisované teoretické problematiky. Čtenář má tak k dispozici relativně stručný popis teorie společně s příklady, jejichž složitost je postupně zvyšována. Některé příklady jsou řešeny s použitím počítačových simulací v MATLABu.

Kniha je rozčleněna na dvacet kapitol a tři dodatky. Je doplněna rozsáhlým seznamem odborné literatury a přehledným věcným rejstříkem. První tři kapitoly lze považovat za úvodní, jelikož prezentují teoretické základy, nutné pro porozumění dalšímu textu. Kromě úvodu do problematiky difrakce, fourierovské optiky a teorie zobrazení jsou zde nastíněny základy teorie lineárních systémů a základy teoretického popisu šíření elektromagnetických vln a jejich vlastností. Další čtyři kapitoly knihy popisují skalární teorii difrakce. Ve čtvrté kapitole je diskutována Kirchhoffova a Rayleigh-Sommerfeldova skalární teorie difrakce a je ukázáno vyjádření vlnového pole pomocí úhlového spektra rovinných vln. Pátá kapitola je poté zaměřena na popis Fresnelovy a Fraunhoferovy aproximace difrakčního integrálu. Daná problematika je ilustrována příklady difrakce na různých typech difrakčních mřížek. Šestá kapitola se poté zabývá inverzním případem k difrakčnímu procesu v případě

reprezentace vlnového pole pomocí Fraunhoferovy a Fresnelovy aproximace a úhlového spektra rovinných vln. V sedmé kapitole jsou popsány metody, jak zvýšit přesnost metod používajících Fraunhoferovy a Fresnelovy aproximace pro šíření vlnového pole v případě větších difrakčních úhlů. Osmá kapitola se poté zaměřuje na základy geometrické optiky a optického zobrazování v rámci platnosti geometricko-optické aproximace. Následující dvě kapitoly jsou věnovány teorii optického zobrazení pomocí koherentního a nekoherentního záření s využitím fourierovské optiky. Jedenáctá kapitola velmi stručně diskutuje vybrané optické prvky založené na modulaci vlnového pole. Dvanáctá kapitola popisuje numerické metody šíření vlnění v nehomogenním optickém prostředí. Třináctá kapitola podává základní princip optické holografie a analýzu holografického zobrazení. Čtrnáctá kapitola se zabývá stručně problémem získání tzv. superrozlišení a metod zpětné rekonstrukce obrazového signálu z hodnot fáze, resp. absolutní hodnoty amplitudy Fourierovy transformace signálu. Následující dvě kapitoly jsou zaměřeny na oblast metod návrhu a analýzy difrakčních optických prvků. Sedmnáctá a osmnáctá kapitola jsou věnovány stručně základům a analýze počítačových zobrazovacích metod - radaru se syntetickou aperturou (SAR) a počítačové tomografii. Použití metod fourierovské optiky v oblasti optických komunikací je názorně ukázáno v devatenácté kapitole. Poslední kapitola této knihy je věnována stručně problematice numerických metod pro rigorózní řešení difrakční úlohy. Tři dodatky, které doplňují publikaci, se zabývají matematickými vlastnostmi impulsní (Diracovy) funkce, lineárních vektorových prostorů a diskrétní Fourierovy transformace.

Kniha je vhodná jako vysokoškolská učebnice pro studenty vyšších ročníků univerzit, resp. doktorského studia v oblastech optiky, elektroinženýrství a aplikované fyziky. Množství řešených příkladů společně s počítačovými simulacemi umožňuje studentům lépe pochopit aplikace metod fourierovské analýzy v širokém spektru aplikací ve vědě a technice.

J. Novák

CONTENTS

Presenting the Department of theoretical and experimental electrical engineering, Faculty of electrical engineering and communication, Brno University of Technology

(T. Krejčírovičová)..... 163

Briefly about the Prototypa company

(B. Král) 165

Linear birefringence compensation in magneto-optical fiber sensors (P. Drexler, P. Fiala)..... 166

Basic properties of magneto-optical fiber sensors are presented for their using in the electric current and magnetic field measurements. The crucial sensors application problem consists in the intrinsic and induced linear birefringence deteriorating the sensor sensitivity. Some methods eliminating the linear birefringence are described. The selected method employing an orthogonal polarizing conjugation is analysed from theoretical point of view. On this basis the optical fiber current sensor is proposed and the analysis results verified.

Quantum concept of the configuration of electrons in mesoscopic semiconductors (J. Pospíšil, K. Šafářová)..... 172

Modern technologies enable the production of metallic and semi-conducting mesoscopic electron conductors of specific properties in comparison with the electrical conductors of macroscopic size scale. Generally, they are the structures whose effective dimensions are usually not larger than the wavelength associated to a moving electron and than its mean free path and the phase-relaxation length. The corresponding configuration of electrons and conduction processes require consequently a quantum approach. The dominant attention in this summarized text is directed successive to the useful starting gas model of electrons in a bulk or layer semiconductor, to their mobility, spatial quantum wavefunction, dispersion relation, density of quantum states, energetic quantum statistics, concentration and characteristic collision lengths and times. The formulae and considerations presented are of use not only in electronics, but also in opto-electronics and electro-optics.

Autofocus algorithm in a LIBS setup based on searching the best in-focus image (J. Novotný, R. Malina, J. Kaiser, M. Liška, M. Galiová, K. Novotný)..... 179

The article describes automation of 2-dimensional surface analysis in the apparatus for laser spectroscopy (LIBS). Such analysis

give us 2D map of presented chemical elements. The main part is dedicated to algorithm choosing suitable for evaluation of the image sharpness. Digital camera and ablation laser share the same focusing optics, so knowing the exact image sharpness it is possible to set sample object to focal plane. There are theoretically described and experimentally tested different kinds of methods how to obtain a relative sharpness number: gradient based method and methods working in frequency domain. Digital noise phenomenon is also discussed. As an output a selection of suitable method has been made with respect to its speed, accuracy and durability against digital noise.

Measurement of thin films magnetic properties by magneto-optical Kerr effect (R. Plšek, V. Uhlř, M. Urbánek, J. Spousta, T. Šikola)..... 184

A new apparatus for measuring magnetic properties of thin films has been built at the Institute of Physical Engineering (IPE) of BUT recently. In this paper we show a method for measuring magnetic properties by the longitudinal magneto-optical Kerr effect (MOKE). This method is based on polarization rotation of a light beam with rectilinear polarization reflected from a magnetic material. This so called Kerr rotation is proportional to the magnetization of the sample. For investigation of local magnetic properties of microstructures a microobjective focusing the beam on the sample is used. The sensitive area is limited by the spot diameter of cca 7 microns. The set-up was tested on magnetic thin films prepared at the IPE.

Research of behaviour of micro- and nanostructures in plasmonics on Institute of Physical Engineering FME BUT

(O. Tomanec, T. Hrnčř, L. Lovicar, L. Šustr, L. Břinek, R. Kaloušek, R. Chmelík, J. Spousta, T. Šikola.)..... 187

Propagation of surface plasmon polaritons on structures fabricated by application of focussed ion beam is investigated. Few types of structures were prepared on gold and aluminium thin films. Surface plasmon polaritons were locally excited and their transmission was studied. By focussed ion beam instrument were plasmonic resonant antennas created as well and resonance dependence on their geometry was investigated. Corresponding simulations by Finite-Dimension Time-Domain method were achieved.

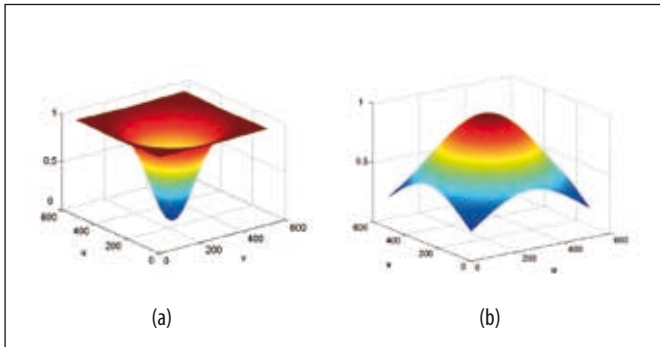
Automatica and Intersolar München 2008

(J. K.) 190

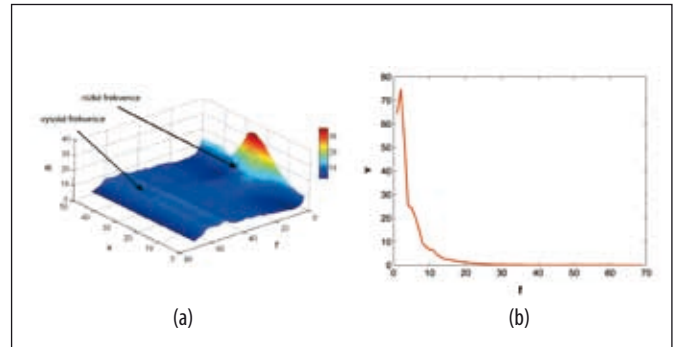
From technical library (J. Novák)..... 191

Obrázky k článku Algoritmus pro automatické nastavení vzorku do fokusační roviny laseru v sestavě laserové spektroskopie (LIBS)

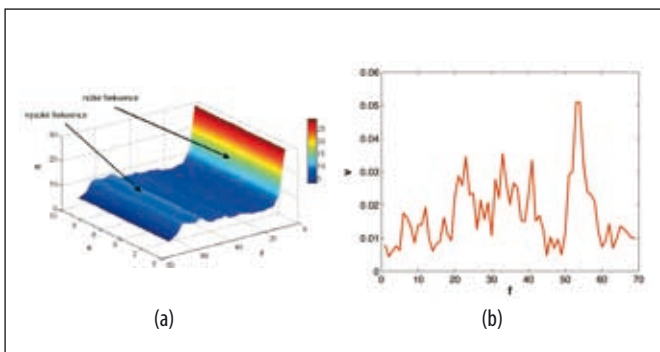
(str. 179 - 184)



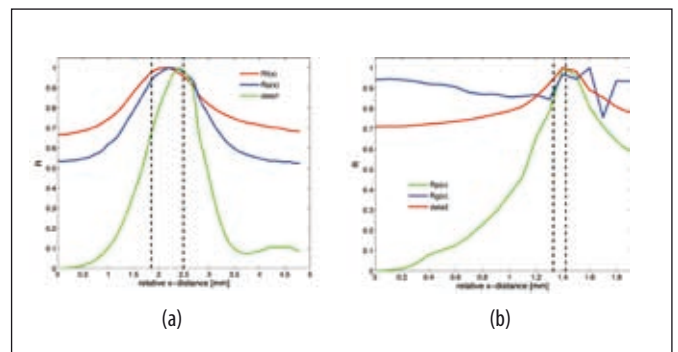
Obr. 2.2 Gaussovské filtrační funkce. (a) Potlačení nízkých frekvencí. (b) Potlačení vysokých frekvencí



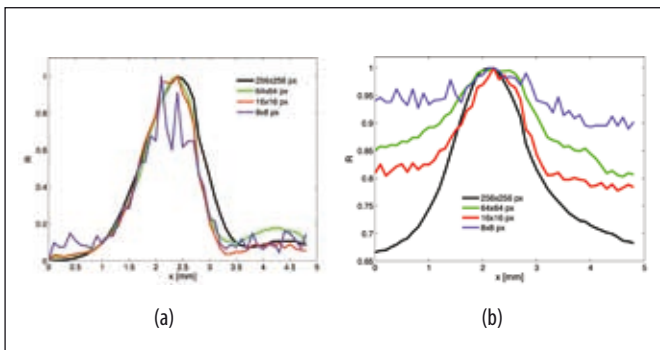
Obr. 4.3 Kov s ablačními krátery. (a) Průběh ostrosti $R(x, f)$. (b) Průběh rozptylu $v(f)$



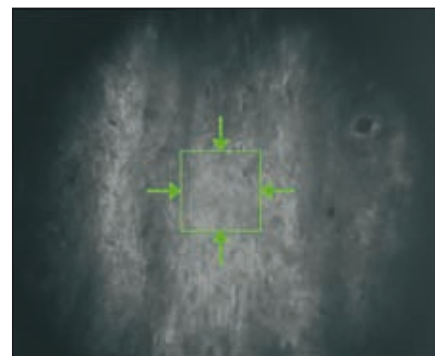
Obr. 4.4 Kov s ablačními krátery - konstantní defokuse. (a) Průběh ostrosti $R(x, f)$. (b) Průběh rozptylu $v(f)$



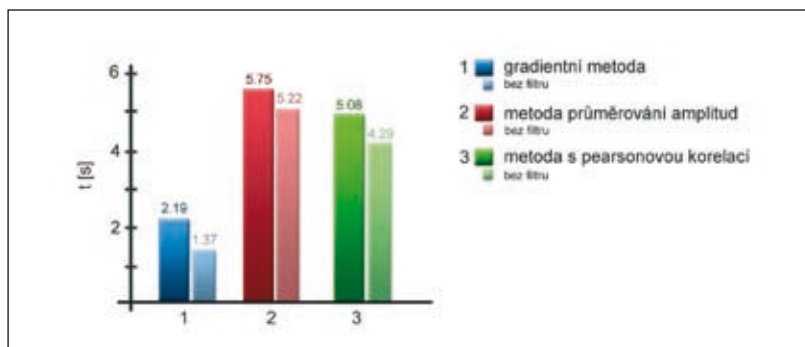
Obr. 4.7 Srovnání výpočtu $R(x)$ pro diskutované algoritmy. (a) Vzorek kovu s ablačními krátery. (b) Vzorek papíru



Obr. 4.8 Výpočet ostrosti pro různé velikosti centrálních oblastí. (a) $R_p(x)$. (b) $R_f(x)$



Obr. 4.9 Optimální velikost oblasti analýzy, 128×128 px



Obr. 4.10 Časové nároky algoritmu

glasstec®

International Trade Show
Düsseldorf, Germany

21–25.10.2008

all inclusive

Podívejte se na možnosti, které nabízí sklo v budoucnosti.

Přes 1300 podniků, svazů a výzkumných ústavů z více než 46 zemí činí z exkluzivního odborného veletrhu nejdůležitější světovou inovační základnu pro plánovače a odborníky s rozhodujícími pravomocemi.

Jasně zaměřený doprovodný program zahrnující sympozia a zvláštní přehlídka „glass technology live 2008“ demonstrují budoucnost v solární energetice, fotovoltaice, technologiích a aplikacích.

Zajistěte si také Vy vstup do světa skla zítřka – na nejdůležitější mezinárodní scéně oboru.

DISCOVER
THE WORLD
OF GLASS

www.glasstec.de

Další informace a vstupenky:
Zastoupení Messe Düsseldorf
pro ČR a SR
Veletřhy Brno, a.s.
Výstaviště 1
647 00 Brno
Tel.: +420 541 152 533
Fax: +420 541 153 051
E-mail: mhorakova@bvz.cz
www.bvz.cz/representatives

Komplexní cestovní služby:
BVV FAIR TRAVEL, s.r.o.
Výstaviště 1
647 00 Brno
Tel.: +420 541 159 190
Fax: +420 541 159 172
E-mail: frnkova@fairtravel.cz
www.fairtravel.cz


Messe
Düsseldorf