

**4**  
**2008**

# JMO

## JEMNÁ MECHANIKA A OPTIKA FINE MECHANICS AND OPTICS

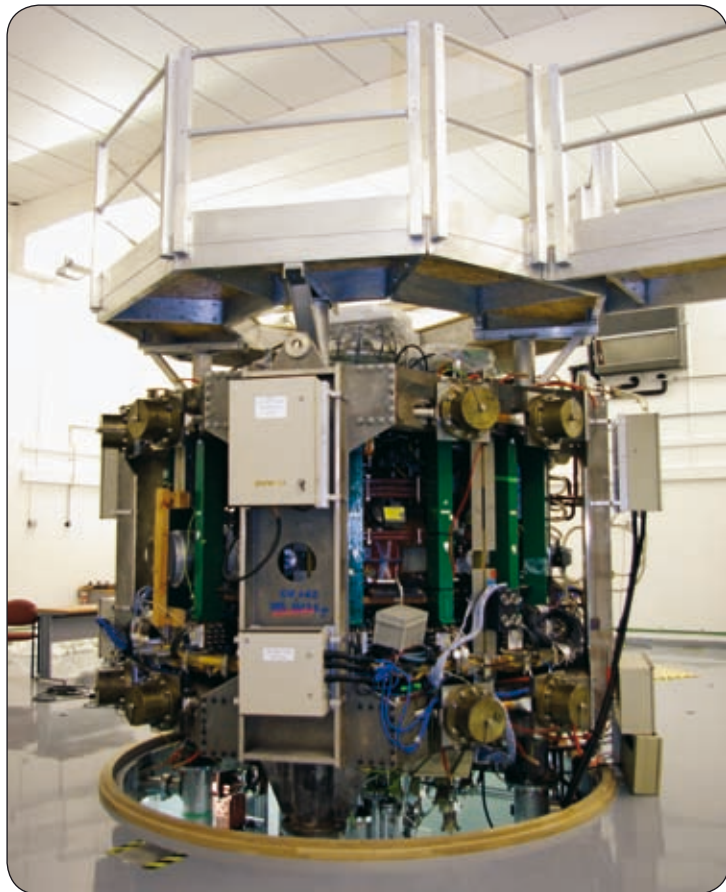
**Zakázková měřicí a  
automatizační technika**

# MESING<sup>®</sup>



ISSN 0447-6441  
Index 46 723

# Slavnostní odhalení tokamaku COMPASS dne 1. dubna 2008 v Praze



Tokamak COMPASS (foto: S. Vaněk – Vesmír©)



Předseda AV ČR V. Pačes uvádí ministra MPO M. Římana



Osobnosti (zleva: M Říman – ministr MPO, H. Bruhns – předseda Mezinárodního poradního výboru Asociace EURATOM-IPC.CR, V. Remek, Její Excelence L. Duffield – velvyslankyně Spojeného království v ČR, O. Quintana Trias – ředitel EURATOM, Sir Chris Llewellyn Smith s chotí)



Ústav fyziky plazmatu AV ČR, v. v. i.  
Za Slovankou 3  
182 00 Praha 8

e-mail: [ipp@ipp.cas.cz](mailto:ipp@ipp.cas.cz)  
tel.: +420 266 052 052

## REDAKČNÍ RADA

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

**Členové:** RNDr. Ing. Ján BARTL, CSc., ÚM SAV, Bratislava, prof. RNDr. Dr. Zdeněk BOUCHAL, UP, Olomouc, Ing. Igor BREZINA, Bratislava, prof. Ing. Pavol HORŇÁK, DrSc., STU, Bratislava, prof. RNDr. Miroslav HRABOVSKÝ, DrSc., SLO UP a FZÚ AV ČR, 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 Českou i Slovenskou 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 4/2008

## OBSAH

<b>Představujeme Ústav fyziky plazmatu AV ČR, v. v. i. a tokamak COMPASS</b> (P. Chráška, J. Mlynář) .....	99
<b>Vývoj testovací metody pro optiku určenou k detekci elementárních částic</b> (D. Snopek) .....	100
<b>Podobnosti fotonových a elektronových vln v mezoskopických vodičích</b> (J. Pospíšil, K. Šafářová) .....	103
<b>Využití okenní Fourierovy transformace a waveletové transformace k rekonstrukci fáze spektrálního interferenčního signálu</b> (J. Luňáček, M. Luňáčková, P. Hlubina, D. Ciprian) .....	111
<b>Nová konstrukce taktilních snímačů – základní měření jednotlivých měřicích bodů snímací matice potřebné pro kalibraci snímače</b> (A. Trinkl) .....	114
<b>Využití tříbodového závěsu traktoru k měření tahové síly</b> (M. Kroulík, F. Kumhála, J. Hůla, V. Prošek, M. Zlínský, J. Kmoč) .....	117
<b>Jubilant Vladimír Malíšek</b> (M. Miler) .....	121
<b>Využití CCD kamery pro zjištění reologických vlastností biovzorku</b> (J. Zeman, J. Bok) .....	122
<b>Prof. RNDr. Dr. Zdeněk Bouchal - padesátiletý</b> (M. Hrabovský, J. Nevřala) .....	125
<b>Prof. Ing. Jaromír Pištora, CSc. pětapadesátíkem</b> (M. Hrabovský) .....	126
<b>Šéfredaktor Jemné mechaniky a optiky sedmdesátíkem</b> (M. Hrabovský) .....	126
<b>17. mezinárodní seminář „Měřicí technika pro kontrolu jakosti“</b> (I. Brezina) .....	127
<b>Z technické knihovny</b> (I. Brezina) .....	127
<b>Den otevřených dveří</b> .....	128
Bližší informace o poslání časopisu, pokyny pro autory, obsah časopisu apod. je uveden na internetu: <a href="http://www.fzu.cz/struktura/casopisy/jemnam/jemname.php">http://www.fzu.cz/struktura/casopisy/jemnam/jemname.php</a>	

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 KRĚSÁLEK - 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 SENDERÁKOVÁ - Comenius Univ., Bratislava (Slovak Rep.), Petr SCHOVÁNEK - Joint Lab. of Optics of Palacky Univ. and Inst. of Physics of Czech Academy of Science, Olomouc (Czech Rep.), Karel 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

4/2008

## CONTENTS

**Institute of Plasma Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic, and tokamak COMPASS** (P. Chráska, J. Mlynář) ..... 99

**Development of testing method for optical components used for elementary particles detection** (D. Snopek) ..... 100

**Similarities of photon and electron waves in mesoscopic conductors** (J. Pospíšil, K. Šafářová) ..... 103

**Windowed Fourier transform and wavelet transform applied to the phase retrieval of the spectral interference signal interferenčního signálu** (J. Luňáček, M. Luňáčková, P. Hlubina, D. Ciprian) ..... 111

**Novel design of tactile sensors – a basic measurement of particular measuring points of scanning matrix required for sensor calibration** (A. Trinkl) ..... 114

**Application of three-point tractor hitch for traction measurement** (M. Kroulík, F. Kumhála, J. Hůla, V. Prošek, M. Zlinský, J. Kmoč) ..... 117

**Vladimír Malíšek celebrating** (M. Miler) ..... 121

**Application of CCD camera for determination of bio-sample rheological characteristics** (J. Zeman, J. Bok) ..... 122

**Prof. RNDr. Dr. Zdeněk Bouchal – in his fiftieth** (M. Hrabovský, J. Nevřala) ..... 125

**Prof. Ing. Jaromír Pištora, CSc. - 55 years old** (M. Hrabovský) ..... 126

**Chief editor of Fine Mechanics and Optics in his seventies** (M. Hrabovský) ..... 126

**17<sup>th</sup> international workshop on "Measurement technique for quality control"** (I. Brezina) ..... 127

**From technical library** (I. Novák) ..... 127

**Open doors day** ..... 128

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 fyziky plazmatu AV ČR, v. v. i. a tokamak COMPASS

Ústav fyziky plazmatu Akademie věd České republiky, v. v. i. se původně nazýval Ústav vakuové elektroniky ČSAV (založen 1. 1. 1959). Vznikl z Výzkumného ústavu vakuové elektrotechniky, z něhož si do svých laboratoří přinesl mimo jiné i kruhový urychlovač elektronů - betatron. Od roku 1963 ústav používá dnešní název „Ústav fyziky plazmatu“, který lépe odpovídá jeho výzkumnému záměření.

Ačkoli v pozemské přírodě se fyzikální plazma vyskytuje jen vzácně (třeba jako blesky či polární záře), ve vesmíru je nejrozšířenější formou hmoty.

Dle definice jde o „kvazineutrální plyn nabitých a neutrálních částic, který vykazuje kolektivní chování“, přičemž ono kolektivní chování je způsobeno přítomností dalekodosahových sil mezi částicemi - totiž elektrických a magnetických sil. Právě svým kolektivním chováním je plazma jiné, než obyčejný plyn, je složitější a pestřejší, a proto je často označováno za čtvrté skupenství hmoty. Většina úloh, které v Ústavu fyziky plazmatu řešíme, souvisí přímo či nepřímo právě s kolektivním chováním částic vlivem dalekodosahových sil.

V Ústavu fyziky plazmatu AV ČR, v. v. i., dnes pracuje šest oddělení:

Tokamak, Impulsní plazmové systémy, Termické plazma, Laserové plazma, Materiálové inženýrství a nově též Optická diagnostika s vývojovou optikou dílnou v Turnově. Konkrétní vědeckovýzkumné projekty se zaměřují na studium vysokoteplotního plazmatu z hlediska fúze, na ekologickou likvidaci biologicky či chemicky škodlivých látek pomocí elektrických výbojů ve vodě nebo pomocí plazmové gasifikace, na nalezení způsobu využití plazmovými výboji generované rázové vlny v lékařství či na vývoj rentgenového laseru v impulsním silnoproudém kapilárním výboji. S využitím v ústavu navržených plazmatronů vyvíjíme materiály s unikátními materiálovými vlastnostmi a spolu s Fyzikálním ústavem AV ČR provozujeme jeden z největších evropských laserů PALS. Největším oddělením našeho ústavu se ovšem v poslední době stalo oddělení Tokamak, a to v souvislosti s převzetím jedinečného zařízení tokamak COMPASS z britského Culham Science Centre. Ten byl v devadesátých letech vlajkovou lodí fúzního výzkumu Spojeného království, než jej nahradil větší tokamak MAST.

Slavnostní inaugurace tokamaku COMPASS proběhla v nové budově oddělení Tokamak dne 1. dubna 2008. Tokamak COMPASS společně odhalili ministr průmyslu a obchodu České republiky pan Martin Říman, velvyslankyně jejího Veličenstva v České republice paní Linda Duffield, předseda poradního výboru EURATOM a ředitel UKAEA Fusion Sir Chris Llewellyn Smith, ředitel EURATOM pan Octavio Quintana Triaz, předseda mezinárodního poradního výboru Asociace EURATOM-IPP.CR prof. Hardo Bruhns, předseda



Prof. Ing. Dr. Pavel Chráska, DrSc.

Akademie věd ČR prof. Václav Pačes, poslanec Evropského parlamentu pan Vladimír Remek, ředitel ústavu a konečně výkonný manažer projektu pan Radomír Pánek. Projekt převzetí tokamaku COMPASS podpořila vláda České republiky, EURATOM, UKAEA a Akademie věd ČR.

Vědecký program tokamaku COMPASS naváže na zkušenosti našeho týmu s provozem menšího tokamaku CASTOR, který v ústavu pracoval od konce sedmdesátých let.

Experimenty i teoretické práce oddělení Tokamak jsou zaměřeny na výzkum plazmatu z hlediska zvládnutí řízení termojaderné fúze, která představuje velmi perspektivní zdroj bezemisní, vydatné a bezpečné energie. Významné výsledky byly dosaženy především v následujících směrech:

- fyzika okrajového plazmatu, zejména transport částic spojený s turbulencí v okrajové oblasti plazmatu, vliv turbulencí na udržení plazmatu a možnosti jejího řízení,
- interakce elektromagnetických vln s horkým plazmatem, která má klíčovou roli při dodatečném ohřevu plazmatu a při vlečení elektrického proudu v tokamacích,
- vývoj nových diagnostických nástrojů, zejména sond měřících okrajové plazma.

Tokamak COMPASS je moderní zařízení, které pro náš výzkum otevírá řadu nových perspektiv. Jde především o to, že konfigurace plazmatu je v něm prakticky stejná jako v připravovaném mezinárodním experimentu ITER, a to v měřítku přibližně 1:10. Právě proto je mezi kolegy v zahraničí o reinstalaci tokamaku COMPASS velký zájem, a získali jsme i prioritní finanční podporu EURATOM. Součástí společného evropského fúzního výzkumu v rámci programu EURATOM, ve kterém je Ústav fyziky plazmatu koordinátorem české účasti, jsme mimochodem již od roku 1999.

Tokamak COMPASS se v České republice vedle nové budovy dočkal i nového systému dodávky energie, připravuje se zcela nový systém řízení a řada nových diagnostik. Již koncem letošního roku bychom měli mít v tokamaku COMPASS první plazma. Zhruba do dvou let pak COMPASS získá i zbrusu nové systémy dodatečného ohřevu plazmatu. Nepochybujeme o tom, že se náš nový tokamak stane velmi atraktivním zařízením jak pro vědce, tak i pro studenty z celé Evropy a nejspíš i odjinud. Instalace a provoz tokamaku COMPASS v Ústavu fyziky plazmatu AV ČR, v. v. i. zařadí Českou republiku na špičku evropského i světového výzkumu horkého plazmatu a termojaderné fúze.

Podrobné fyzikální a technické informace lze nalézt na adrese: <http://www.ipp.cas.cz/Tokamak/cz>

*Pavel Chráska, Jan Mlynář*

Prof. Ing. Dr. Pavel Chráska, DrSc., ředitel ÚFP AV ČR, v. v. i., Za Slovankou 3, 182 00 Praha 8, tel.: +420 286 890 450, e-mail: chraska@ipp.cas.cz

RNDr. Jan Mlynář, Ph.D., oddělení Tokamak, ÚFP AV ČR, v. v. i., Za Slovankou 3, 182 00 Praha 8, tel.: +420 266 052 052, e-mail: mlynar@ipp.cas.cz

# Vývoj testovací metody pro optiku určenou k detekci elementárních částic

*Práce se zabývá problematikou testování detekční optiky, konkrétně sférických zrcadel užitých při konstrukci velkoplošných detektorů Čerenkovova záření. Vzhledem k velkým sériím a relativně nízké požadované přesnosti těchto zrcadel je zde možnost vývoje specifických metod. V tomto článku je popsána modifikace SH testu určeného pro astronomická zrcadla s cílem větší produktivity a nižších nákladů na měřicí aparaturu. Metoda je založena na rozdělení měřené plochy na jednotlivé body a vyšetřování směrů jednotlivých paprsků. Úhlové odchylky pak slouží k rekonstrukci skutečného tvaru optické plochy.*

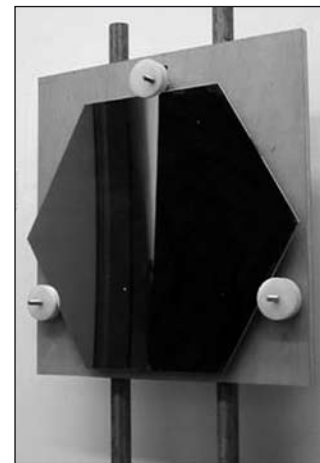
## 1. ÚVOD

Detekce elementárních částic je významná část aplikované fyziky, která skýtá mnoho možností v oblasti výzkumu podstaty materiálu, vlastností zemské atmosféry, zpracování signálu při detekci gama záření atd. Obecně se detektor záření (dalekohled, fotoaparát, lidské oko) skládá z vlastního fotocitlivého prvku (CCD, sítnice) a zobrazovací soustavy. V případě detektoru Čerenkovova záření je fotocitlivý prvek tvořen maticí fotonásobičů o rozměrech až desítek milimetrů, které představují jednotlivé pixely. Ve srovnání s klasickou optikou je zajímavým aspektem rozměr primárního zrcadla objektivu, který může být až několik set metrů. Příklad takového detektoru (obr. 1) je experiment CELESTE v jižní Francii, kde je pro detekci využita zrušená sluneční elektrárna. Primární zrcadlo je složeno z 200 elementů (v současné době je využita asi čtvrtina) a celková plocha je cca 10 000 m<sup>2</sup>. Sekundární prvek je v tomto případě složen ze sférických zrcadel o průměru cca 500 mm (na obr. 1 na vrcholu věže). Z těchto zrcadel je tvořen též primární objektiv v experimentech CAT (Francie), HESS (Namibie) a detektory typu RICH v projektu COMPASS (CERN). Tématem tohoto článku jsou právě tato zrcadla, která představují významný produkt z oblasti aplikované optiky. Technologie a měření těchto zrcadel představují velký prostor pro inovaci, protože na tuto optiku (obr. 2) jsou kladeny zcela specifické a často protichůdné požadavky.

Hlavním problémem při výrobě, měření a definici těchto produktů je poměr tloušťky a příčného rozměru optického prvku, v tomto případě cca 1:100, což je asi o řád méně než u klasické optiky. Jedním z důvodů je hmotnost, protože zrcadla tvoří segmenty velkých celků, jejichž nosná konstrukce je zpravidla řešena příhradovými nosníky. Vzhledem k tomu, že zrcadlo o těchto proporcích by při obvyklých požadavcích na kvalitu optické plochy ( $\sim \lambda/10$ ) bylo tak poddajné, že jeho hmotnost by při jakékoli změně polohy degradovala geometrii optické plochy, jsou hodnoty geometrických tolerancí adekvátně zvýšeny ( $\sim 10 \lambda$ ). Při této kombinaci vlastností produktů, tj. velké rozměry, relativní nepřesnost a velké výrobní série, je zřejmý požadavek na specifickou metodiku jejich testování. Pro astronomická zrcadla, která svými rozměry odpovídají detekčním zrcadlům, byla vyvinuta Shack-Hartmannova metoda (dále SH), založená na analýze tvaru vlnoplochy jejím rozdělením na jednotlivé svazky pomocí čočkového rastru, tzv. „hmyzího oka“. Průměr čoček je v desetínách milimetrů. Tento prvek je v Evropě těžko dostupný, velmi drahý a SH test dává přitom neúměrně přesné výsledky vzhledem k požadované přesnosti detekčních zrcadel. V laboratořích Přesné mechaniky a optiky ČVUT FSI v Praze byla experimentálně ověřena myšlenka použití SH testu s dírkovou clonou jakožto separátorem svazku v obrazové rovině soustavy, navržené pro zobrazení zrcadla osvětleného bodovým zdrojem.



Obr. 1 Experiment CELESTE, Francie



Obr. 2 Sférické zrcadlo. Průměr: 500 mm, tloušťka: 6 mm

## 2. PRINCIP MĚŘICÍ METODY

Pro detekční zrcadlo (obr. 3) je definována požadovaná přesnost velikostí spotu, tj. obrazu bodového zdroje v blízkosti bodového zdroje. Ideálně by měl při zobrazení bodu sférickým zrcadlem ležet bodový zdroj i jeho obraz přesně ve středu křivosti zrcadla. Jelikož toto je z dispozičních důvodů nemožné, je zdroj umístěn mimo optickou osu zrcadla a střed křivosti zrcadla tvoří střed souměrnosti bodového zdroje a jeho obrazu. Vliv této nesymetrie je zanedbatelný, pokud se dodrží pravidlo umístění bodového zdroje i jeho obrazu do roviny kolmé k optické ose. Z tohoto důvodu je nutné počítat s možností justáže celé aparatury ve směru optické osy. Velikost spotu je na první pohled velmi praktický ukazatel z hlediska jeho definice, ale nese s sebou dva problémy.

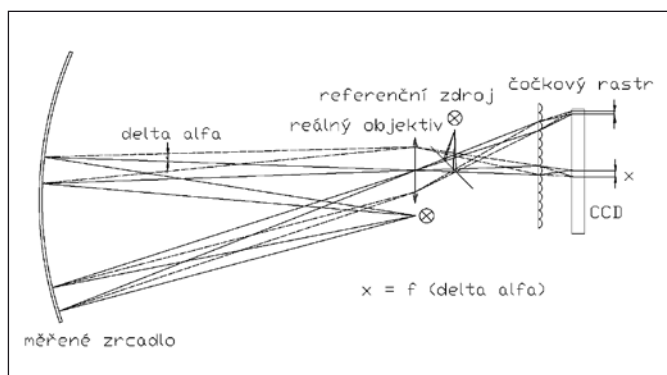
Spot je ve skutečnosti řez prostorovým útvarem, kterým procházejí všechny odražené paprsky ve vzájemně nejmenších vzdálenostech. Vzdálenost dvou mimoběžných přímků v prostoru je délka jejich společné kolmice a při malé apertuře sférického zrcadla (což je nutná podmínka vzhledem k otvorové vadě) má tento prostorový objekt tvar elipsoidu značně protáhlého ve směru optické osy, čímž vzniká nepřesnost v určení jeho největšího průměru a tím i v určení poloměru křivosti zrcadla. Teoreticky by spot měl obsahovat stopy všech paprsků, neboli by jím mělo procházet 100 % světelného toku odraženého od zrcadla (při zanedbání absorpce prostředí). Posuvem roviny detektoru (CCD) podél optické osy dochází ke změně velikosti spotu a nepřímo úměrně ke změně jasů. Ve skutečnosti ovšem

nezaujmu průsečíky všech paprsků tvar elipsoidu, ale obecného protáhlého útvaru, a jeho řezy tudíž nejsou kružnice, takže slovo průměr je vhodné nahradit termínem příčný rozměr. Při správné lokalizaci spotu musí být tedy splněny dvě podmínky: maximální jas a minimální rozměr. Z výše uvedeného vyplývá, že přechod jasu na hraně spotu není ostrý, ale je zde nezanedbatelná přechodová křivka, která má proměnný tvar podél hrany spotu.

Tím vzniká první problém s použitím veličiny nazývané spot zrcadla. Při definici rozměru spotu je třeba uvést procentuální podíl světelného toku odraženého od zrcadla a prošlého spotem, neboli je zde nutnost radiometrického měření. Dále nepravidelný tvar spotu komplikuje definici jeho rozměru. Tento problém je sice možno řešit např. váženým průměrem jasu podél plochy spotu, tím však vzniká neúměrný požadavek na skenování plochy o rozměru v řádu milimetrů.

Druhým problémem při použití spotu je jeho malá vypovídající hodnota vzhledem k tvaru optické plochy. Je to pouze informace o ploše zrcadla, která se podílí na zobrazení, ale neznáme její rozložení po celé optické ploše, a tudíž nejsme schopni odhalit např. systematickou technologickou vadu, příp. není možno uvažovat o nějaké korekční optice. Toto je nevýhoda tzv. integrálního testování optických ploch, tj. analýza plochy jako celku. Proměňování plochy po jednotlivých bodech a přímé zjišťování reliéfu je neúnosně pomalé (např. na jeden ze čtyř teleskopů projektu HESS je potřeba 382 zrcadel). Všechny tyto nevýhody jsou odstraněny v SH testu, kde je během jedné měřicí operace zjištěn úhel kolmice k optické ploše v desítkách až stovkách bodů, což je dostatečná informace k analytické rekonstrukci optické plochy bez jejího přímého měření.

Na obr. 3 je patrná funkce celého zařízení v původní podobě, tj. s hmyzím okem. Bodový zdroj je testovaným zrcadlem zobrazen do předmětového uzlového bodu objektivu, který vytváří obraz výstupní vlnoplochy. Když do roviny jejího obrazu umístíme čočkový rastr a do blízkosti jeho ohniskové roviny CCD, získáme matici bodů. Poloha těchto bodů je dána polohou čoček, jejich ohniskovou vzdáleností a vadami optické soustavy. Z důvodu kompenzace vad objektivu je druhým bodovým zdrojem vytvářena referenční kulová vlnoplocha, která vytváří referenční body. Vzájemná poloha referenčních a původních bodů je funkcí úhlu kolmice k vlnoploše v příslušné oblasti.

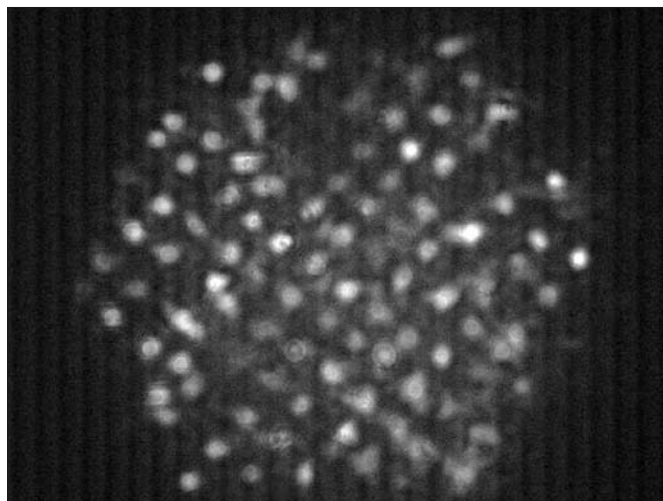


Obr. 3 Uspořádání Shack-Hartmannovy metody v případě sférického zrcadla

Použitím fotografického objektivu ztrácí referenční zdroj smysl, protože se pohybujeme v oblasti o dva řády větších nepřesností. Souřadnice referenčních bodů jsou potom pouze funkcí geometrie navržené soustavy a dírkové clony. Analogicky jsou absolutní souřadnice získaných bodů funkcí úhlu kolmice k testované ploše v příslušné oblasti zrcadla. Při hledání této funkce lze použít zákony geometrické optiky. Poměrně náročná část řešení, která se týká i klasického SH testu, je přechod od hodnot úhlů kolmic k souřadnicím povrchu testované plochy ve směru optické osy, tj.

reliéfu. Zde je třeba použít numerickou integraci po křivce, která vhodným způsobem kopíruje celou plochu, což je možno řešit různými algoritmy, jejichž volba je závislá na geometrii clony, resp. čočkového rastru.

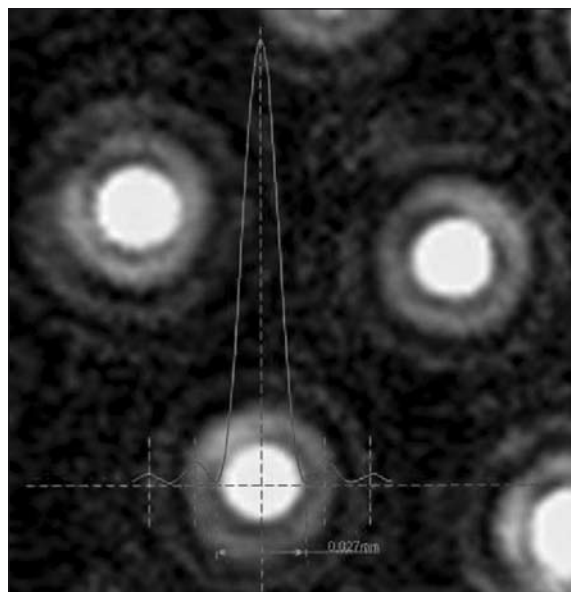
Problém použití dírkové clony namísto čočkového rastru spočívá v několika faktorech. Za prvé je třeba si uvědomit, že při reálných rozměrech CCD v současné době je třeba rozměr otvorů volit řádově v mikrometrech, což s sebou nese neodstranitelný jev difrakce (obr. 5). Difrakční obrazec dále významně závisí na tvaru otvorů, tvaru hran, jejich uspořádání (fenomén difrakční mřížky) a na navržené optimální vzdálenosti CCD od clony. Reálný výsledek při náhodném uspořádání je na obr. 4. Nicméně při pečlivé analýze výše uvedených faktorů lze dospět k použitelné optimalizaci (obr. 6). Hodnota dosažených výsledků je samozřejmě též dána metodikou zpracování obrazu.



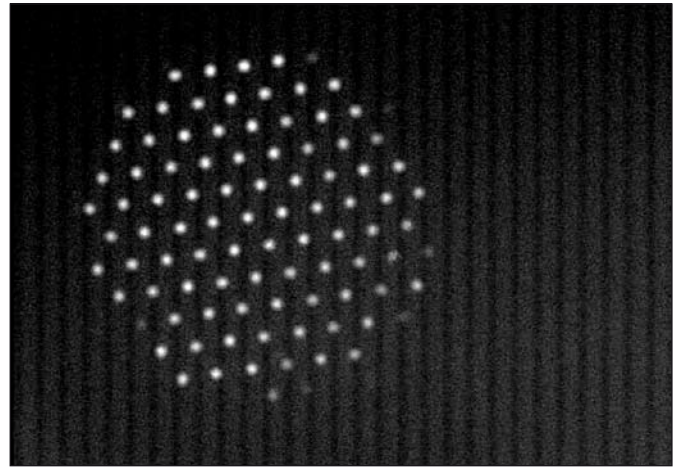
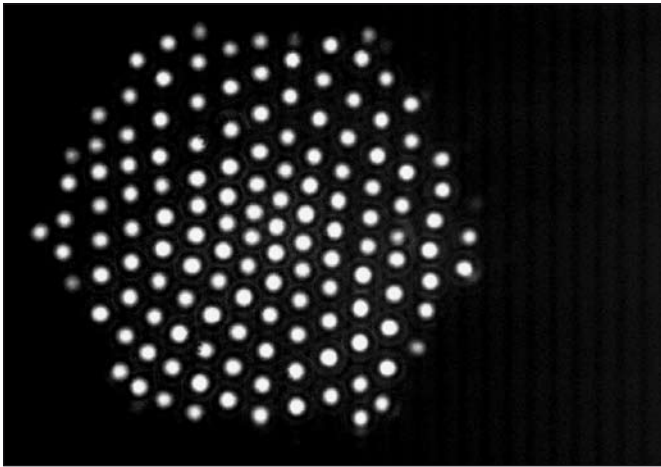
Obr. 4 Reálný výsledek při přibližném návrhu clony

### 3. EXPERIMENTÁLNÍ VÝSLEDKY

Reálné výsledky získané při měření zrcadel z COMPAS Turnov a AV ČR Ondřejov jsou představeny na obr. 6. Jedná se o reprezentativní data, ze kterých si lze udělat představu o možnostech této metody. Při této kvalitě vstupního signálu lze lokalizovat stopy otvorů v rovině CCD s dostatečnou přesností pro odhalení



Obr. 5 Difrakce na kruhovém otvoru



Obr. 6 Signál získaný z měření zrcadel o  $f = 4$  m (vlevo) a  $f = 13$  m

cca desetkrát menších úhlových nepřesností optické plochy, než je požadovaná tolerance např. v zrcadlech pro detektor typu RICH. Dovolená velikost spotu, kterým má procházet 85 % světelného toku odraženého od zrcadla, je 2 mm. Pro dodržení této podmínky nesmí na 85 % povrchu sférického zrcadla o poloměru křivosti 8 m překročit úhlová odchylka 0,25 mrad. Při použití fotografického objektivu, jehož apertura odpovídá apertuře měřeného zrcadla (v tomto případě  $f = 50$  mm), je dovolená odchylka stop otvorů od vypočtených souřadnic 80  $\mu\text{m}$ , což je řešitelné pomocí běžně dostupného BW CCD.

Nedílnou součástí měřicí soustavy je bodový zdroj, který má zásadní vliv na funkci celé metody, protože se vychází z distorze ideální kulové vlnoplochy měřeným zrcadlem. Kulová vlnoplocha je generována teoreticky zdrojem o nekonečně malém rozměru, což má v praxi určitá omezení. V tomto případě byl použit vyleštěný konec jednovidového optického vlákna. Jednovidové vlákno má vliv na prostorovou koherenci a intenzitní homogenitu vlnoplochy. Dále při mnohonásobném odrazu v určité délce vlákna se vyrovnávají případné poruchy při vstupu světla do vlákna. Průměr jader optických vláken v závislosti na počtu módů nepřekračuje několik mikrometrů, čímž se vyloučí vliv průměru zdroje na funkci metody. Zobrazením z bodu do bodu sférickým zrcadlem se totiž všechny vady zdroje přenášejí v měřítku 1:1, což je při rozměru spotu v řádu milimetrů zanedbatelné.

#### 4. ZÁVĚR

Z uvedeného je zřejmé, že jsou možnosti vývoje měřicích metod použitelných v okrajových oblastech optiky, kdy je prototypová extrémně přesná výroba nahrazena velkými sériemi produktů se

specifickými vlastnostmi. Tento příklad dokazuje, že správným zhodnocením požadavků na technologii lze přizpůsobit i požadavky na testování, bez kterého se žádná technologie neobejde. Touto metodou by například nebylo možno testovat astronomickou a fotografickou optiku, naopak je tato optika využita jako etalon. Objem výroby detekční optiky a například i objem výroby brýlové optiky zhodnocují investice vložené do vývoje méně nákladných a přitom použitelných metod určených pro užší okruh produktů.

#### L i t e r a t u r a

- [1] ZICHA J., NĚMCOVÁ Š.: Základy konstrukce přístrojů, Vydavatelství ČVUT Praha 1998
- [2] „HESS provides new view of gamma-ray sky“, CERN COURIER, Vol. 45, No. 1-2/2005
- [3] BORN M., WOLF E.: Principles of Optics, sixth edition, Pergamon New York 1975
- [4] STADT H., VERKERK J.: Large chopping secondary mirror for the 15-m submillimeter James Clark Maxwell telescope, APPLIED OPTICS, Vol. 26, No. 16/15 8/1987



# Podobnosti fotonových a elektronových vln v mezoskopických vodičích

*Článek prezentuje některé analogie, vztažené k šíření a interferenci fotonů a elektronů v rámci lineární elektromagnetické (fotonové) a elektronové optiky moderních tzv. mezoskopických vodivých (přenosových) prostředí. Pozornost je konkrétně zaměřena k příměření pohybových rovnic, disperzních vztahů a paprskových a interferenčních aspektů balisticky a difuzně se šířících fotonů a elektronů. Úvahy jsou doplněny podmínkami pro koherenci příslušných vln a pro možnost elektrostatického a magnetostatického ovlivnění interference a vodivosti elektronových vln a jejich difuzních fluktuací.*

## 1. ÚVOD

Současná technologie umožňuje výrobu miniaturních materiálových struktur. Jde hlavně o tzv. mezoskopické systémy, obecně zahrnující širokou rozměrovou škálu mezi mikroskopickými (atomárními) a makroskopickými dimenzemi. To znamená, že jejich efektivní (účinné) dimenze jsou větší než atomární rozměry, ale nejsou dostatečně velké k tomu, aby z uvažovaného elektrického hlediska jimi mohly protékat kondukční (vodivé) elektrické proudy podle klasického Ohmova zákona. Konkrétněji vyjádřeno, mezoskopický elektrický (elektronový) vodič vykazuje efektivní (funkční) dimenze, které obvykle nejsou větší než je de Broglieho částicová vlnová délka (vztažená ke kinetické energii volného elektronu), střední volná dráha elektronu (střední vzdálenost šíření volného elektronu do úplné redukce jeho hybnosti) a délka fázové redukce (relaxace) elektronu (délka dráhy elektronové vlny do úplného zaniknutí její počáteční fáze). Přitom významnou skupinu mezoskopických systémů tvoří nanometrické materiály (vzorky) o efektivních rozměrech několika desítek nanometrů [1-11].

Zajímavé je, že elektronové mezoskopické přenosové jevy mohou formálně vykazovat podobné (analogické) vlastnosti s fotonovými (elektromagnetickými) přenosovými efekty. Některé jejich podobnosti a odlišnosti jsou popsány v následujícím textu. Jde o analogie (příměření), týkající se vlnového aspektu fotonů a volných elektronů a jejich přenosu (šíření) a interference v mezoskopických jim odpovídajících přenosových (vodivých) prostředích pevné fáze při předpokládané platnosti lineárních přenosových funkcí. Pro fotony jsou uvažována izotropní dielektrika, jejichž permitivita (a tedy i absolutní index lomu) je nezávislá na elektromagnetické intenzitě, kdežto u volných elektronů jde o izotropní kovové nebo polovodičové látky s vnitřní elektrickou potenciální energií (analogická veličina k permitivitě) nezávislou na hustotě elektronového toku, která tvoří analogickou veličinu ke zmíněné elektromagnetické intenzitě. Přitom volný elektron je chápán jako vodivostní elektron.

## 2. POHYBOVÉ ROVNICE FOTONŮ A ELEKTRONŮ

Uvážíme-li izotropní dokonalé dielektrikum nebo vakuum bez přítomnosti elektrických nábojů a proudů, pak šíření elektromagnetického vlnění (fotonů) v těchto prostředích je z hlediska Maxwellovy fenomenologické elektromagnetické teorie (viz např. [12]) vystižitelné pohybovou rovnicí (klasickou vlnovou rovnicí), která má pro jeho jen uvažovanou elektrickou složku  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  v místě o polohovém vektoru  $\mathbf{r}(x, y, z)$  a v čase  $t$  tvar

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon \mu} \nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t). \quad (1)$$

V něm  $\epsilon$  a  $\mu$  jsou absolutní permitivita a absolutní permeabilita zmíněného prostředí a

$$\nabla^2 = \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (2)$$

je Laplaceův skalární diferenciální operátor. Jde-li o šířící se volný elektron (elektronovou vlnu) v izotropním elektricky vodivém prostředí, pak jemu lze přiřadit kvantově-mechanickou rovnici (úplnou Schrödingerovu rovnici) o tvaru

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(\mathbf{r}, t) + v(\mathbf{r}, t) \psi(\mathbf{r}, t). \quad (3)$$

V ní  $i$  je imaginární jednotka,  $\hbar = h / 2\pi$  je Diracova konstanta ( $\hbar = 1,0544 \cdot 10^{-34}$  J·s) a  $h = 6,6262 \cdot 10^{-34}$  J·s reprezentuje Planckovu konstantu.  $v(\mathbf{r}, t)$  představuje elektrickou potenciální (vazební) energii pole, v němž se volný elektron nerelativistické hmotnosti  $m = 9,1095 \cdot 10^{-31}$  kg pohybuje, a  $\psi(\mathbf{r}, t)$  je komplexní vlnová funkce, která (i když nemá přímou fyzikální interpretaci) v kvantové mechanice úplně a jednoznačně určuje fyzikální stav látkové částice (případně statického systému stejných částic) - viz např. [13].

Příměření rovnic (1) a (3) není fyzikálně zcela správné, neboť  $\psi(\mathbf{r}, t)$  je vlnová funkce, jejíž kvadrát  $|\psi(\mathbf{r}, t)|^2$  představuje hustotu pravděpodobnosti uvažovaného fyzikálního stavu systému, kdežto intenzita  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  elektrického pole je měřitelná makroskopická veličina. Nicméně však lze například podle publikací [14, 15] veličinu  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  formálně pojímat jako vlnovou funkci fotonu. To znamená, že když řešení Maxwellovy rovnice (1) pro dané prostředí vede například k energetické přenosové pravděpodobnosti  $\mathcal{T} = 0,5$ , lze tento výsledek chápat buď tak, že když elektromagnetická vlna o vlnové intenzitě  $10^{-4}$  W / m<sup>2</sup> dopadne na uvažované prostředí, má propuštěná vlna jen intenzitu  $0,5 \cdot 10^{-4}$  W / m<sup>2</sup> (když zanedbáme její odrazivost), nebo lze ekvivalentně v tomto případě konstatovat, že při dopadu  $N$  fotonů je propuštěno jen  $0,5N$  fotonů. Zmíněná interpretace veličiny  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  pro fotony je tedy formálně příměření interpretací funkce  $\psi(\mathbf{r}, t)$  pro volné elektrony, neboli Maxwellova rovnice (1) má stejné opodstatnění jako Schrödingerova rovnice (3) pro volné elektrony. Přitom elektrická potenciální energie  $v(\mathbf{r}, t)$  pro volné elektrony má podobné opodstatnění jako permitivita zobecněného typu  $\epsilon(\mathbf{r}, t)$  pro elektromagnetické vlnění (fotony).

## 3. DISPERZNÍ VZTAHY PRO FOTONY A ELEKTRONY

Fotonové pohybové rovnici (1) lze obvykle přiřadit monofrekvenční módové vlny typu

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) \quad (4)$$

o úhlové frekvenci  $\omega = 2\pi f$  a prosté časové frekvenci  $f$ , kdežto v případě volných elektronů bývá možné rovnici (3) přiřadit příměření monoenergetické módové vlny o vyjádřeních

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r}) \exp\left(-\frac{i\mathcal{W}}{\hbar}t\right), \quad (5)$$

kde  $\mathcal{W}$  reprezentuje předpokládanou kladnou celkovou konstantní energii volného elektronu. Jejich zpětné dosazení do rovnic (1) a (3) pak vede k časově nezávislým tvarům

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\omega^2 \epsilon \mu \mathbf{E}(\mathbf{r}), \quad (6)$$

$$\nabla^2 \psi(\mathbf{r}) = -\frac{2m}{\hbar^2} [\mathcal{W} - \mathcal{U}(\mathbf{r})] \psi(\mathbf{r}). \quad (7)$$

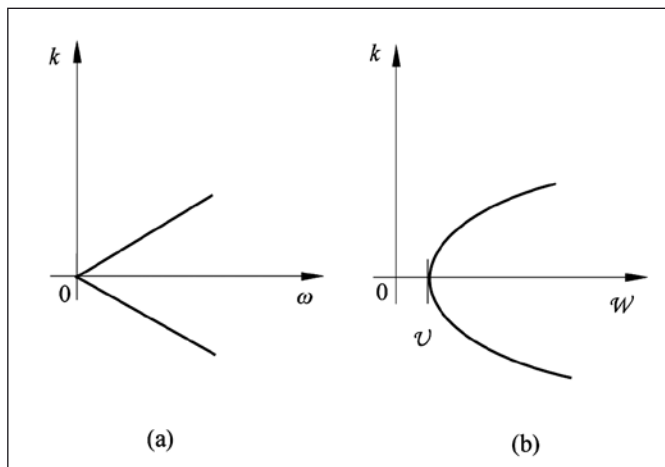
Přitom v uvažovaných homogenních a izotropních prostředích je výhodně možné řešení rovnic (6) a (7) vyjádřit ve formě rovinných vln o komplexní amplitudě (obálce)  $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$  a orientované velikosti  $k = \pm |\mathbf{k}|$  vlnového vektoru  $\mathbf{k}$ , která souvisí s frekvencí  $\omega$  nebo energií  $\mathcal{W} > \mathcal{U}(\mathbf{r}) = \mathcal{U}$  podle příslušných disperzních vztahů

$$k^2 = \epsilon \mu \omega^2, \quad k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (\mathcal{W} - \mathcal{U}), \quad (8)$$

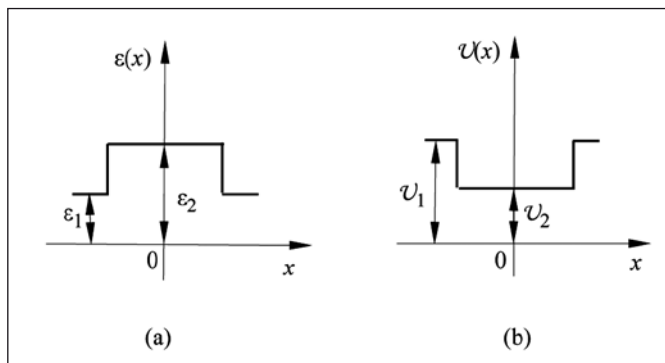
jejichž náčrty jsou na obr. 1a a 1b.

Jestliže šíření zmíněných vln probíhá v elektricky nehomogenním prostředí, pak je u fotonů potřebné uvažovat odpovídající prostorovou závislost  $\epsilon(\mathbf{r})$  permitivity a u elektronů jde o příslušnou prostorovou závislost  $\mathcal{U}(\mathbf{r})$  elektrické potenciální energie. Takže je nutné tvary (8) modifikovat náhradami

$$\epsilon \rightarrow \epsilon(\mathbf{r}), \quad \mathcal{U} \rightarrow \mathcal{U}(\mathbf{r}), \quad k^2 \rightarrow k^2(\mathbf{r}). \quad (9)$$



Obr. 1 Grafy disperzních vztahů pro fotonovou (a) a elektronovou vlnu (b)



Obr. 2 Příklad profilů permitivity  $\epsilon(x)$  a elektrické potenciální energie  $\mathcal{U}(x)$  mezoskopického fotonového vlnovodu (a) a mezoskopického elektronového vlnovodu (b)

Uvážíme-li například fotonový vlnovod o profilu  $\epsilon(x)$  podle obr. 2a, pak fotony jsou kolmo k nákrese vedeny v oblasti o větší permitivitě  $\epsilon_2 > \epsilon_1$  v porovnání s permitivitou  $\epsilon_1$  okolí. V přiměřeném případě elektronového vlnovodu o profilu  $\mathcal{U}(x)$  podle obr. 2b se elektrony šíří v oblasti o menší elektrické potenciální energii  $\mathcal{U}_2 < \mathcal{U}_1$ .

#### 4. PAPERKOVÉ APROXIMACE ŠÍŘENÍ FOTONŮ A ELEKTRONŮ

Na základě přiměřenosti (8) lze formulovat formálně analogické vzorce pro šíření fotonových a elektronových vln v různých makroskopických a mezoskopických strukturách z hlediska jejich paprskové (geometrické) aproximace. Příkladem je lom a fokuzace fotonového a elektronového paprsku.

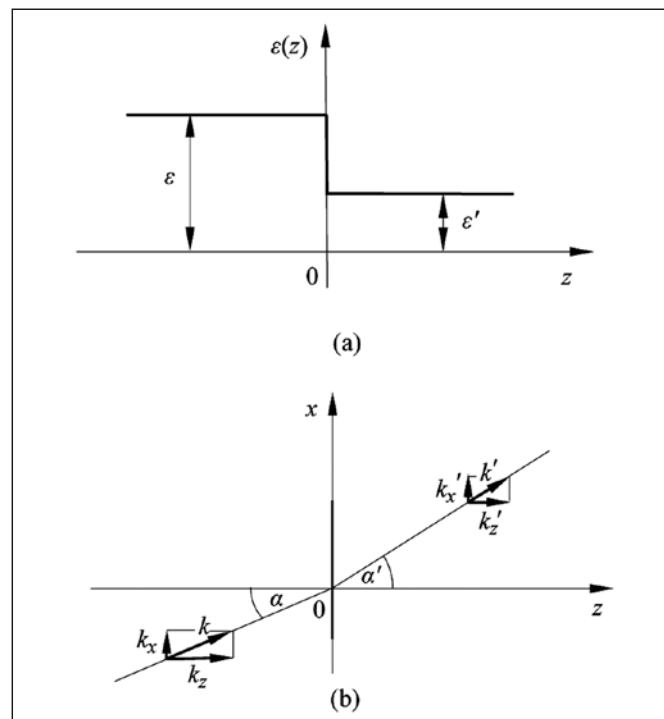
Uvážíme-li foton (postupnou rovinnou monofrekvenční optickou vlnu) o úhlové frekvenci  $\omega$ , reprezentovaný optickým paprskem procházejícím rozhraním dvou různých homogenních a izotropních dielektrik, pak platí z paprskové optiky známý zákon lomu, vystižitelný ekvivalentními vztahy

$$\frac{\sin \alpha'}{\sin \alpha} = \frac{k'_x / k'}{k_x / k} = \frac{k}{k'} = \frac{v'}{v}, \quad (10)$$

kde  $\alpha$  a  $\alpha'$  jsou úhel dopadu a lomu fotonového paprsku ve společné rovině dopadu a  $k_x = k'_x$  je příčná složka vlnového vektoru  $\mathbf{k}$  dopadající vlny, vztahená ke směru  $x$  rozhraní (stejná pro obě prostředí), kdežto  $k_z$  a  $k'_z$  jsou velikosti vlnových vektorů  $\mathbf{k}$  a  $\mathbf{k}'$  v uvažovaných prostředích pro směr kolmý k rozhraní (viz obr. 3b a např. [16-18]). Přitom platí první disperzní vztah (8) o formách  $k^2 = \omega^2 / v^2$  a  $k'^2 = \omega'^2 / v'^2$ , kde

$$v = (\epsilon \mu)^{-1/2}, \quad v' = (\epsilon' \mu)^{-1/2} \quad (11)$$

jsou fázové rychlosti dopadající a lomené vlny, příslušející permitivitám  $\epsilon(z) = \epsilon$  a  $\epsilon(z) = \epsilon'$  uvažovaných prostředí. Na obr. 3b je znázorněn případ lomu fotonového paprsku od kolmice ( $\alpha' > \alpha$ ), který přísluší profilu  $\epsilon(z)$  podle obr. 3a (kdy  $\epsilon' < \epsilon$ ) a tudíž i nerovností  $k' < k$  a  $v' > v$ . Naproti tomu lom ke kolmici ( $\alpha' < \alpha$ ) by odpovídal nerovností  $\epsilon' > \epsilon$ ,  $k' > k$  a  $v' < v$ .



Obr. 3 Profil  $\epsilon(z)$  permitivity (a), kterému přísluší lom fotonového paprsku od kolmice (b)

Obdobný zákon s obdobným odvozením platí i pro elektronový svazek (elektronový paprsek) v elektrostatickém poli na rozhraní dvou homogenních a izotropních elektricky vodivých prostředí o různých kladných elektrických potenciálních energiích  $\mathcal{U}(z) = \mathcal{U} < \mathcal{W}$  a  $\mathcal{U}(z) = \mathcal{U}' < \mathcal{U} < \mathcal{W}$  (viz obr. 4). Jeho tvary nyní jsou

$$\frac{\sin \alpha'}{\sin \alpha} = \frac{k}{k'} = \frac{v}{v'} = \left( \frac{\mathcal{W} - \mathcal{U}}{\mathcal{W} - \mathcal{U}'} \right)^{1/2}, \quad (12)$$

kde  $\mathcal{W} > 0$  je původní celková energie elektronu, pro příslušné elektronové de Broglieho vlnové délky  $\lambda = h / mv = 2 \pi \hbar / mv$  a  $\lambda' = h / mv' = 2 \pi \hbar / mv'$  platí disperzní vztahy

$$k^2 = \frac{4\pi^2}{\lambda^2} = \frac{2m}{\hbar^2} (\mathcal{W} - \mathcal{U}), \quad k'^2 = \frac{4\pi^2}{\lambda'^2} = \frac{2m}{\hbar^2} (\mathcal{W} - \mathcal{U}') \quad (13)$$

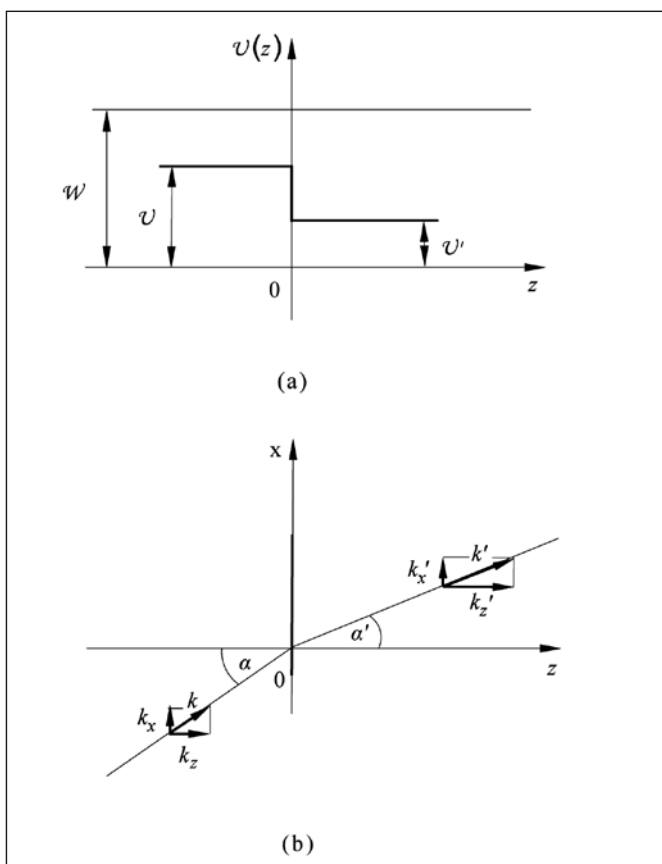
a odpovídající kinetické energie elektronu pro rozdíly  $(\mathcal{W} - \mathcal{U})$  a  $(\mathcal{W} - \mathcal{U}')$  jsou

$$\frac{1}{2}mv^2 = (\mathcal{W} - \mathcal{U}), \quad \frac{1}{2}mv'^2 = (\mathcal{W} - \mathcal{U}'). \quad (14)$$

Takže skutečně platí rovnosti

$$\frac{k}{k'} = \frac{v}{v'} = \left( \frac{\mathcal{W} - \mathcal{U}}{\mathcal{W} - \mathcal{U}'} \right)^{1/2}. \quad (15)$$

Má-li tedy elektrické rozhraní například profil  $\mathcal{U}(z)$  podle obr. 4a ( $\mathcal{W} > \mathcal{U} > \mathcal{U}'$ ) se stejně orientovaným skokem v místě  $z = 0$  jako na obr. 3a pro  $\varepsilon(z)$ , dostaneme na rozdíl od optického případu na obr. 3b lom elektronového paprsku ke kolmici, kdy platí  $k' > k$ ,  $v' > v$ ,  $\alpha' < \alpha$  (obr. 4b). Opačnému případu  $\mathcal{W} > \mathcal{U}' > \mathcal{U}$  by



Obr. 4 Profil  $\mathcal{U}(z)$  elektrické potenciální energie (a), kterému odpovídá lom elektronového paprsku ke kolmici (b)

odpovídal lom elektronového paprsku od kolmice ( $k' < k$ ,  $v' < v$ ,  $\alpha' > \alpha$ ). Přitom příslušné elektrické rozhraní může tvořit kovová dvojrivrva ze dvou jemných drátěných sítěk ve vzduchu (vakuu). Zajistí-li se takový rozdíl elektrických potenciálů, aby původní postupná rychlost  $v$  elektronů klesla v kovové dvojrivrvě na nulu, budou se dopadající elektrony vracet zpět podle zákona odrazu  $\alpha'' = \alpha$  a elektrická dvojrivrva bude působit obdobně jako zrcadlo ve fotonové (světelné) optice.

Z obdobnosti vztahů (10) a (12) plyne obdobnost paprskové fotonové optiky s paprskovou elektronovou optikou, pokud je využito obdobně působících zařízení a struktur a je přihlédnuto ke zmíněným opačným lomovým účinkům paprsků. Přitom například k získání čočkového elektrického fokusačního působení na elektronové paprsky lze využít faktu, že tuto funkci může zajistit vhodné prostorově souměrné elektrostatické pole, i když jeho ekvipotenciální plochy nejsou geometricky podobné plochám fotonových čoček (vedle elektrostatických existují i magnetické čočky) [19, 20]. Typické pro zde uvažované jen elektrostaticky řízené elektronové paprskové fokusační jevy v mezoskopických strukturách přitom je, že se obvykle uskutečňují v pevné látce a nikoliv ve vzduchu nebo ve vakuu. Se zřetelem k působení výrazných rozptylových procesů ve využitých pevných látkách, lze tyto jevy úspěšně uskutečňovat jen v případech rozptylových délek (vzdáleností) menších než je efektivní délka daného vzorku. Navíc paprskový způsob jejich interpretace bývá u elektronů přiměřený, když změny elektrické potenciální energie ve vzorku, vyjádřené ve škále elektronové vlnové délky, jsou malé (pomalé). V těchto případech se podstatná část vstříknutých (injektovaných) volných elektronů může bez ztelného rozptylu dostat od vstupní k výstupní elektrodě fokusační struktury [4, 9, 21, 22].

Popsané a i jiné paprskové aproximátelné elektronové jevy mohou být interpretovány i pomocí klasických Newtonových pohybových rovnic bez využití vlnové podstaty elektronů a kvantově-mechanické Schrödingerovy rovnice. Jde o jevy, kdy nebývá nutné přihlížet k fázovým vlastnostem elektronových vln a závažnou veličinou bývá jen střední volná dráha volných elektronů.

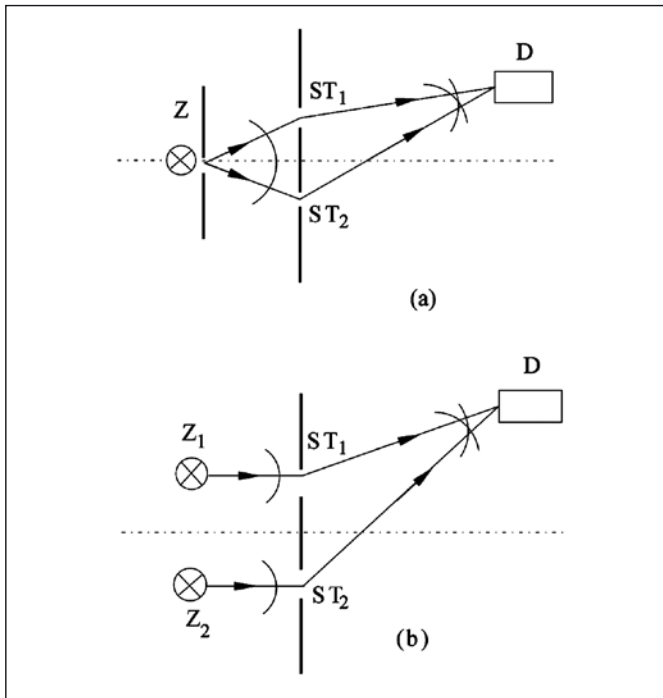
## 5. INTERFERENCE BALISTICKÝCH FOTONŮ A ELEKTRONŮ

Jde o typický jev fotonové a elektronové vlnové optiky, jehož paprsková interpretace je nedostačující. Přiměřený je vlnový přístup, který je v případě elektronových vln v pevné látce zvláště nutný, když změny elektrické potenciální energie ve vzorku, vyjádřené ve škále elektronové vlnové délky, jsou velké (výrazné, rychlé) [9]. V této kapitole je pozornost speciálně zaměřena k dvousvazkové interferenci elektronových vln v mezoskopickém látkovém vzorku v porovnání s dvousvazkovou interferencí fotonových vln. Přitom se předpokládá jejich balistické (nedifuzní) šíření (tzn. jejich šíření bez ztelného rozptylu).

Důležitou složkou interferenčních experimentů je koherentní zdroj příslušných vln, tj. vln vykazujících přiměřenou fázovou (časovou a prostorovou) koherenci (koordinovanost). V případech klasických polyfrekvenčních fotonových vln od termálního zdroje, fotonový svazek obsahuje mnoho časových a prostorových frekvencí. To znamená, že jeho intenzita  $I(\omega, \mathbf{k})$  vykazuje nenulové rozpětí frekvencí  $\omega$  a vlnových vektorů  $\mathbf{k}$ . K získání jeho dostatečně velké časové koherence (tj. dostatečně úzkého frekvenčního spektra) je třeba provést jeho úzkopásmovou optickou filtraci, nebo využít vhodného monochromátoru. Tímto způsobem se však nemusí získat dostatečně velká prostorová koherence, neboť vlnové vektory  $\mathbf{k}$  mohou vykazovat různé směry. K jejímu dosažení je možné například využít vhodné clony nebo vhodné optické kolimátorové soustavy, která zmenší příčný efektivní průřez zdroje a tím vybere pouze vlnové vektory ležící v požadované malé úhlové oblasti. Tento průřez vymezuje koherentní plochu (oblast prostorové koherence), která je u klasických fotonových zdrojů malá.

Obdobně pro realizaci interference elektronových vln jsou potřebné časově a prostorově koherentní zdroje, tj. dostatečně monoenergetické a přiměřeně malé emitory. U mezoskopických vodičů elektronových vln je časová koherence elektronů dosaženo při nízkých absolutních teplotách, neboť pouze nízkoteplotní (nízkoenergetické) volné elektrony přispívají koordinovaně k elektrické vodivosti, a prostorovou koherenci elektronů zajišťují vodiče o přiměřeně mezoskopických efektivních příčných dimenzích (koherentních plochách) obsahujících limitovaný počet elektronových vlnových módů [1, 2, 4, 9, 11]. Základní rozdíl od fotonového vlnění spočívá v tom, že zatímco počet fotonů v elektromagnetickém vlnovém módu ( $\omega, \mathbf{k}$ ) není limitovaný, v důsledku Pauliho kvantového vylučovacího principu je počet elektronů v jednotlivém elektronovém vlnovém módu kvantově omezen [23]. Takže zatímco spektrální hustota výkonu módu fotonového záření, kterou může například fotonové vlákno přenášet, je teoreticky neomezená, mezoskopický kovový drátek může přenášet jednotlivé elektronové módy jen o kvantově limitovaném malém výkonu [9].

K nejvýznamnějším výsledkům kvantové optiky patří objev laseru, který poskytuje další důležité interferenční experimenty s fotony. Laserové fotonové zdroje totiž vykazují větší časovou koherenci (monofrekvenčnost) a prostorovou koherenci (koherentní plochu) v porovnání s klasickými zdroji. Navíc mohou emitovat větší hodnoty výkonu v jednotlivých fotonových svazcích, kdežto koherentní fotonové svazky získané od jejich klasických zdrojů obvykle vykazují malé výkony (neboť tvoří jen malou část vstupního výkonu). Jejich interference je účinně realizovatelná a sondovatelná vhodným detektorem D jen když jsou odvozeny ze stejného zdroje Z, například způsobem dělení vlnového čela u klasického Youngova interferenčního experimentu se dvěma stejnými a rovnoběžnými štěrbinami  $ST_1$  a  $ST_2$  podle obr. 5a. Naproti tomu interference laserových fotonových vln je možná i od samostatných laserových zdrojů  $Z_1$  a  $Z_2$  (obr. 5b), neboť fotony v každém laseru jsou přímo v náležitém koherentním stavu. To znamená, že jejich elektrická pole se sčítají tak, že poskytují výsledné makroskopické elektrické pole o definovatelné (koordinované) velikosti a fázi (obdobně jako tomu je u koordinovaných výstupů z nízkofrekvenčních elektric-



Obr. 5 Uspořádání pro dvousvazkovou interferenci s dvěma rovnoběžnými štěrbinami  $ST_1$  a  $ST_2$  pro fotonové svazky, odvozené od termálního zdroje Z (a) a pro fotonové svazky, získané od dvou samostatných laserových zdrojů  $Z_1$  a  $Z_2$  (b)

kých oscilátorů). Takže dva separované laserové zdroje vykazují definovatelný (determinovaný) fázový vztah mezi fotonovými svazky, který lze detekovat interferenčním experimentem, zatímco elektrická pole fotonů z klasického zdroje jsou zfázována jen náhodně, bez definovatelného fázového vztahu mezi nezávislými zdroji (viz též např. [14]).

Vzhledem k platnosti již zmíněného Pauliho kvantového vylučovacího principu, neexistuje ekvivalence běžných volných elektronů (volných elektronů při normální teplotě) s laserovými fotony. Takže s těmito elektrony lze realizovat jen jednozdrojovou alternativu interferenčních experimentů (obdobně jako podle obr. 5a). Naproti tomu nízkoteplotní volné elektrony jsou obdobou laserových fotonů, neboť obdobně koherentně (s definovatelnou fází) obsazují jednotlivé kvantové stavy. Takže lze s nimi při přiměřených svazkových průřezech realizovat i obdobně vícezdrojové interferenční experimenty (např. podle obr. 5b).

Jeden z dvousvazkových interferenčních experimentů s nízkoteplotními balistickými volnými elektrony v pevné látce a ladicím elektrostatickým polem je referován publikací [24]. Jde o rovinný mezoskopický málorozptylový polovodičový vzorek VZ o heterostruktuře GaAs / AlGaAs, kde tenkou dvourozměrnou vodivou vrstvou tvoří intrinzní polovodičová složka GaAs nad dolní podložnou extrinzní složkou AlGaAs vodivostního typu n. K získání dvousvazkové interference elektronových vln ve vrstvě GaAs bylo využito experimentální uspořádání podle náčrtu na obr. 6. Obsahovalo dva svislé oddělené a vzájemně mírně rovnoběžně posunuté kovové proužky (tvořící řídicí elektrodu G), jejichž elektrostatické potenciály  $V_G > 0$  a  $V_G = 0$  zajišťovaly vyprázdnění podložné složky AlGaAs od volných elektronů jejich obohacujícím přesunem do vodivostní vrstvy GaAs a tím vznik příslušného rovinného rozložení elektrické potenciální energie, které ovlivňovalo přenos volných elektronů touto vrstvou. Volné elektrony byly vstříknuty (injektovány) do funkční oblasti vrstvy GaAs prostřednictvím malého výstupního otvoru emitoru (zdrojové elektrody) E, vymezeného zakřivenými kovovými pásky a připojeného k zápornému elektrostatickému potenciálu  $V_E$ . Jejich detekci zajišťoval malý sondážní otvor detektoru (kolektoru) D, také vymezeného zakřivenými kovovými pásky a spojeného s kladným elektrostatickým potenciálem  $V_D$ . Za realizovatelného předpokladu zanedbání rozptylových procesů ve vzorku VZ bylo možné malou mezerou (branou) šířky  $d$  řídicí elektrody G propuštěné elektrony rozdělit horizontálně do jejich horních a dolních drah. Jestliže znaky  $a_1$  a  $a_2$  představují celkové komplexní amplitudy, přidružené ke zmíněným dvěma dílčími koherentními skupinám elektronových drah, pak výsledná energetická pravděpodobnost  $\mathcal{T}$  detekce elektronu detektorem D je při uvažované dvousvazkové interferenci elektronových vln úměrná kvadrátu absolutní hodnoty součtu ( $a_1 + a_2$ ). To znamená, že lze akceptovat tzv. energetickou pravděpodobnostní přenosovou rovnici (zákon dvousvazkové interference) ve tvarech

$$\mathcal{T} \sim |a_1 + a_2|^2 = |a_1|^2 + |a_2|^2 + 2|a_1||a_2|\cos\vartheta, \quad (16)$$

kde  $\vartheta$  představuje fázový rozdíl mezi veličinami  $a_1$  a  $a_2$  v uvažovaném detekčním interferenčním bodě. Ve shodě s klasickou vlnovou teorií skládání dvou úplně koherentních rovinných postupných vln stejné vlnové délky (viz např. [16-19]), lze veličinu (16) též pojímat jako míru výsledné vlnové intenzity vzniklého dvousvazkového interferenčního jevu. Přestavuje též celkovou energetickou propustnost elektronů ve vzorku VZ. Přitom kladný elektrostatický potenciál  $V_G$  na řídicí elektrodě G upořádání podle obr. 6 vede k elektrické potenciální energii  $U_G$  vzorku podle předpokládané lineární relace

$$U_G = \xi e V_G, \quad (17)$$

kde  $e = 1,6022 \cdot 10^{-19}$  C je hodnota elektrického náboje elektronu a  $\xi$  představuje specifickou konstantu pro daný vzorek a dané

upořádání. Tím se v souladu s druhým vztahem rovnic (8) změni původní úhlový vlnčet  $k$  zmíněné horní poloviny dílčích interferujících vln v upořádání na obr. 6 podle rovnice

$$\Delta k = \frac{1}{\hbar} \left\{ (2m \mathcal{W})^{1/2} - [2m(\mathcal{W} - \mathcal{U}_G)]^{1/2} \right\}. \quad (18)$$

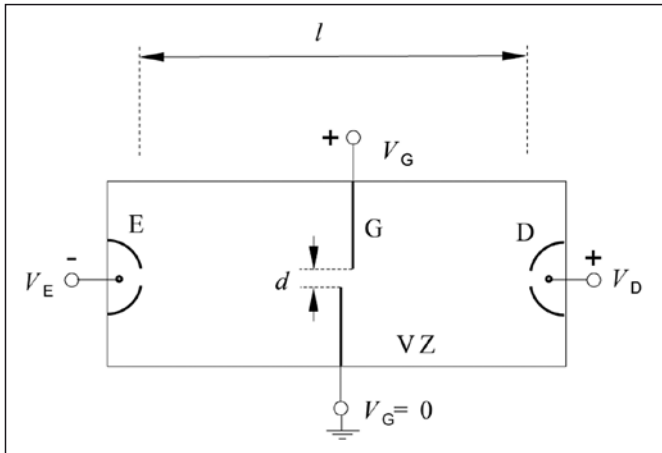
Efektivní šířce  $d$  propusti řídicí elektrody G lze pak podle publikací [4, 9, 24] přiřadit změnu  $\Delta \vartheta$  vztahem (16) zavedeného fázového rozdílu  $\vartheta$  podle relací

$$\Delta \vartheta = \Delta k d = \left( \frac{2m \mathcal{W}}{\hbar} \right)^{1/2} d \left[ 1 - \left( 1 - \frac{\mathcal{U}_G}{\mathcal{W}} \right)^{1/2} \right]. \quad (19)$$

Takže účinkem řídicí elektrody G v uspořádání podle obr. 6 lze elektrostaticky měnit původní fázový rozdíl  $\vartheta = \vartheta_0$  na hodnoty  $\vartheta = \vartheta_0 + \Delta \vartheta$  a tím ladit dvousvazkový interferenční jev o platném vyjádření (16). Lze tudíž vždy očekávat, že výstupní elektrický potenciál  $V_D$  detektoru na obr. 6 bude za reálného předpokladu přímé úměrnosti

$$V_D \sim \mathcal{T} \sim \cos \left( 1 - \frac{\mathcal{U}_G}{\mathcal{W}} \right)^{1/2} = \cos \left( 1 - \frac{\xi e V_G}{\mathcal{W}} \right)^{1/2} \quad (20)$$

vykazovat harmonické oscilace. Tento závěr byl v případě zmíněného vzorku a upořádání podle obr. 6 v rámci existujících náhodných chyb prakticky potvrzen publikací [24] pro několik mezoskopických hodnot  $d$  a vzdálenosti  $l$  detektoru od emitoru (např. pro  $d = 268$  nm a  $464$  nm,  $l = 3,25$   $\mu$ m a  $\mathcal{W}/\xi e = 0,29$ ).



Obr. 6 Možné experimentální uspořádání pro dvousvazkovou interferenci nízkoteplotních balistických elektronových svazků, šířících se rovinným mezoskopickým vodivým vzorkem VZ od emitoru E k detektoru D a horizontálně separovaných účinkem ladicích elektrostatických potenciálů  $V_G > 0$  a  $V_G = 0$  řídicí elektrody G. Interferenční jev má teoreticky formu harmonických oscilací výstupního elektrického potenciálu  $V_D$  v souladu s úměrností (20) a relací (16)

## 6. KOHERENTNÍ DIFUZNÍ ŠÍŘENÍ FOTONŮ A ELEKTRONŮ

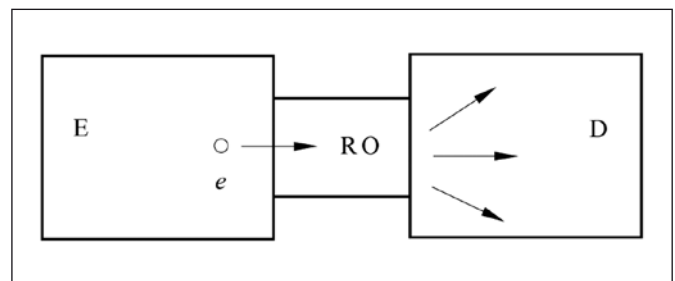
Na rozdíl od balistického šíření fotonů a volných elektronů, zmíněného v předcházející kapitole tohoto článku, je obvyklejší jejich difuzní šíření, tj. jejich samovolný prolínací přenos ovlivněný rozptylovými procesy v přiměřeném vodiči. Takový difuzní rozptyl, tj. odchylky směru šíření zmíněných částic a jejich vln od původního směru vlivem obecně náhodně rozložených a časově fluktuujících nebo nefluktuujících nehomogenit (elementárních rozptylovačů) ve vodiči, může být koherentní nebo nekoherentní. Jeho koherentní forma odpovídá rozptýleným vlnám vykazujícím

fáze přesně určené fázemi dopadajících koherentních vln. Přitom jejich efektivní koherence přísluší časově koherentním fotonům a časově koherentním (nízkoteplotním) volným elektronům v jejich oblasti (průřezu) prostorové koherence. Velikost této oblasti je tím větší, čím dané vlnové délce přísluší větší počet dopadajícím koherentním vlněním současně zasažených rozptylovačů. Jestliže zmíněné podmínky nejsou splněny, projevuje se nekoherentní rozptyl vln [9, 13].

Šíření fotonových a elektronových vln přes uvažované jen staticky rozptylující prostředí lze popsat klasicky (vlnově) nebo kvantově [4, 6, 9, 13-15, 25-30]. Klasický vlnový přístup k difuznímu šíření fotonů poskytuje například Boltzmannova elektromagnetická přenosová teorie, v níž základní veličinou je rozdělení intenzity  $I(\mathbf{r}, \mathbf{k})$  elektromagnetického vlnění v závislosti na jeho polohovém vektoru  $\mathbf{r}$  a vlnovém vektoru  $\mathbf{k}$ . Též bývá vhodná teorie mnohonásobného rozptylu elektromagnetického vlnění, která je založena na využití koherenční funkce, vystihující korelaci (vztah) mezi elektrickými poli tohoto vlnění v různých místech  $\mathbf{r}$  a v různých časech (okamžicích)  $t$ . Jde o formální analogie s kvantovým přenosovým přístupem, založeným na Greenově funkci. Jeho podstata a možnost jeho redukce v klasickou přenosovou teorii jsou obsaženy v publikaci [9]. Podmínky přepisu rovnic teorie mnohonásobného rozptylu v rovnice přenosové teorie jsou diskutovány v knize [27].

Užitečné kvantově-statistické pojetí koherentního difuzního přenosu volných elektronů v mezoskopické struktuře představuje Landauerův přenosový formalismus [9, 29, 31-34]. Toto pojetí předpokládá vzájemně silově a výměnně neinteragující volné elektrony ve vodiči, které jsou excitovány přiloženým elektrostatickým napětím  $U$  a odpovídající elektrickou energií  $eU$  při dané dostatečně nízké absolutní teplotě  $T$ . Jestliže je energie  $eU$  ještě srovnatelná s tepelným energetickým rozmezím  $k_B T$ , tj. když platí  $0 < eU \leq k_B T$  (kde  $k_B = 1,3807 \cdot 10^{-23}$  J/K =  $8,6175 \cdot 10^{-5}$  eV je Boltzmannova konstanta), a zmíněné elektrony si ve vodiči představíme jako ideální elektronový plyn, pak napětí  $U$  nemá důležitý vliv na jeho elektrické vodivostní vlastnosti, neplatí klasický Ohmův zákon a prakticky se jen projevují jeho rovnovážné kvantově-statistické vlastnosti. Platí-li však nerovnost  $eU > k_B T$ , je elektronový statistický systém v elektricky nerovnovážném stavu s nutností přihlížet i k urychlovacím hodnotám  $U$ . V rámci Landauerovy interpretace elektrické vodivosti vzorku a s ní související koherence a interference elektronových vln jsou přípustné jen hodnoty  $U$ , které dovolují ještě zavést lineární přenosové relace pro volné elektrony. Tato interpretace je nepoužitelná v případě větších (nelineárních) účinků napětí  $U$  a i například v případech přídavných lineárních a nelineárních vzájemných elektrických interakcí (vzájemného elektrického ovlivňování) vodivostních elektronů [2, 11, 14, 26].

V rámci Landauerova přenosového formalismu je každý vodič koherentních volných elektronů pojímán jako rozptylová oblast (statistický systém elementárních rozptylovačů) RO, která tyto elektrony difuzí náhodně přenáší z daného emitoru E do detektoru D (obr. 7) a zjišťování jeho difuzní elektrické vodivosti  $G$  je chápá-



Obr. 7 Náčrt uspořádání pro transmisní difuzní přenos volných elektronů z emitoru E mezoskopickým vodičem k detektoru D. Vodič je pojímán jako rozptylová oblast RO, tvořená elementárními rozptylovači

no jako měření jeho rozptylových vlastností. K jejich kvantifikaci slouží výsledná energetická pravděpodobnost  $\mathcal{T}$  přenosu difuzních elektronů vodičem a je též přihlédnuto k tomu, že při její jednotkové hodnotě (jistotě) není proti očekávání při nulové absolutní teplotě  $T = 0$  ohmický odpor roven nule.

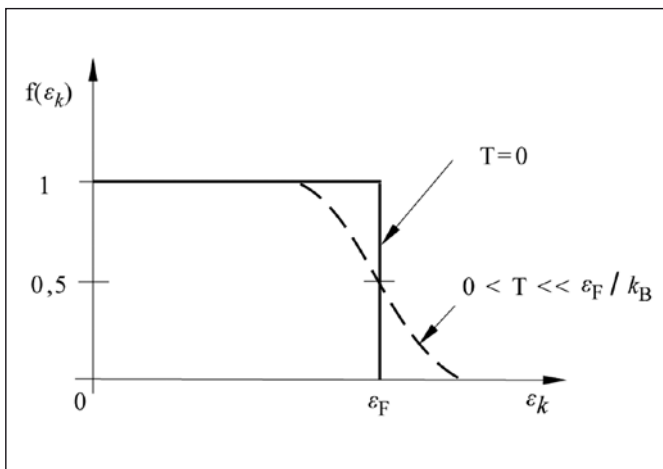
Z využitelného Landauerova vzorce

$$G = \frac{2e^2}{h} \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n \tau_{ij}(m \rightarrow n; \varepsilon_F) = \frac{2e^2}{h} \mathcal{T} \quad (21)$$

pro zde uvažovaný transmisní koherentní statický rozptyl volných elektronů vyplývá, že jejich zmíněná difuzní vodivost  $G$  je úměrná součtu  $\mathcal{T}$  dílčích energetických přenosových pravděpodobností  $\tau_{ij}(m \rightarrow n; \varepsilon_F)$  od všech možných vstupních elektronových vlnových módů o celkovém počtu  $m$  (nezaměnit s hmotností elektronu) ke všem možným výstupním elektronovým módům o celkovém počtu  $n$ . Tyto módy se vztahují k charakteristické tzv. Fermiho energii  $\varepsilon_F > 0$  příslušného kvantového Fermiho-Diracova pravděpodobnostního rozdělení  $f(\varepsilon_k)$  energie  $\varepsilon_k$  totožných volných elektronů (obecně fermionů) v daném vodiči RO, které jsou v  $k$ -tém rovnovážném kvantovém stavu [13, 14, 23]. Takové rozdělení

$$f(\varepsilon_k) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{\varepsilon_k - \varepsilon_F}{k_B T}\right]} \quad (22)$$

je pro  $T = 0$  a pro  $0 < T \ll \varepsilon_F / k_B$ , kdy uvažovaný elektronový statistický systém si ještě zcela zachovává své specifické fermionové kvantové a koherentní rozptylové vlastnosti (je ještě dostatečně degenerovaný), načrtnuto na obr. 8. Přitom čárkovaně znázorněný pokles funkce  $f(\varepsilon_k)$  v blízkém okolí parametrické hodnoty  $\varepsilon_F = k_B T_F$  má velmi strmý spád. Jde obecně o hodnotu energie  $\varepsilon_k$ , kterou při dané absolutní teplotě  $T$  do vodiče přináší nebo odnáší volný elektron s pravděpodobností  $f(\varepsilon_k) = 0,5$ . Například hodnotě  $\varepsilon_F \approx 1\text{eV}$ , vztažené k některým polovodičům, přísluší tzv. Fermiho teplota (teplota degenerace) elektronového statistického systému o velikosti  $T_F = \varepsilon_F / k_B \approx 11,6 \cdot 10^3\text{ K}$ . Podstatné též je, že zmíněný pokles funkce  $f(\varepsilon_k)$  v blízkosti hodnoty  $\varepsilon_F$  podle obr. 8, jehož energetické rozpětí se zvětšuje s pozvolnějším tvarem funkce  $f(\varepsilon_k)$  při vyšších teplotách  $T$ , je důsledkem přidavného nekoherentního difuzního rozptylu volných elektronů ve vodiči, který ovlivňuje jeho výsledný rozptyl a elektrickou vodivost  $G$ . Taková nepřesnost (rozšíření energetického spektra vzhledem k jeho monoenergetické formě) je analogií s frekvenčním pojetím šíření fotonů od polyfrekvenčního fotonového zdroje.

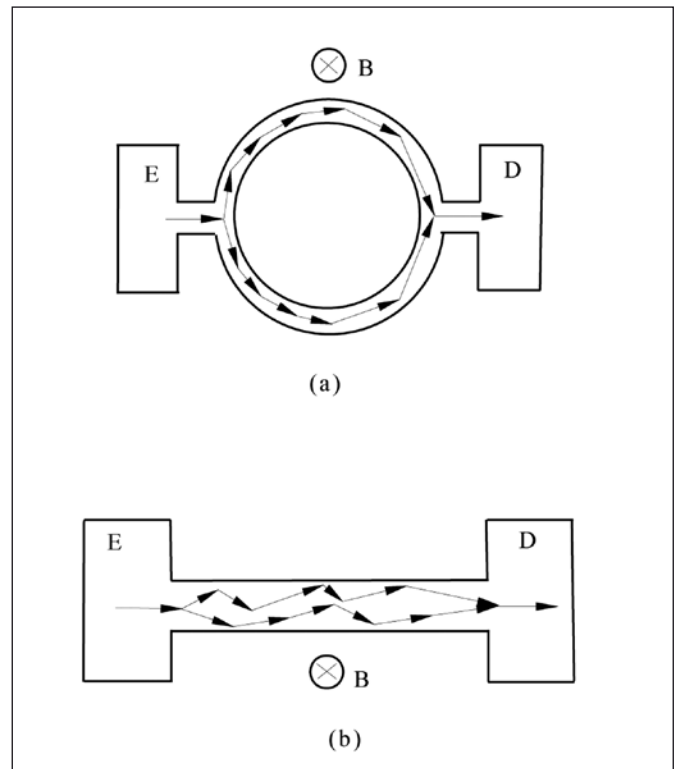


Obr. 8 Kvantové Fermiho-Diracovo pravděpodobnostní rozdělení  $f(\varepsilon_k)$  energie  $\varepsilon_k$  elektronů ve statistickém systému o Fermiho energii  $\varepsilon_F$  při absolutní teplotě  $T = 0$  a za podmínky  $0 < T \ll \varepsilon_F / k_B$

Půjde-li o koherentní fotony, pak experimenty s jejich difuzním rozptylem dovolují zkoumat jejich jednotlivé energetické pravděpodobnosti, nyní typu  $\tau_{ij}(m \rightarrow n; \omega)$ , měřením intenzit příslušných elektromagnetických vln pro různé módové směry (vlnové vektory)  $\mathbf{k}$ . Měřením difuzní elektrické vodivosti typu (21) se však taková směrová informace nezíská, neboť obdržené výsledky se vztahují k celému součtu  $\mathcal{T}$  dílčích energetických pravděpodobností  $\tau_{ij}(m \rightarrow n; \varepsilon_F)$  přes všechny vstupní a výstupní elektronové vlnové módy. Tato odlišnost (nepřiměřenost) bývá nahrazena měřením difuzní elektrické vodivosti v závislosti na existujícím účinném a jednoznačném vlivu vnějšího ladicího homogenního magnetostatického pole na tuto vodivost [9, 35-37].

K významným objevům v mezoskopické fyzice patří existence difuzních fluktuací elektrické vodivosti typu (21) vlivem náhodných koherentních rozptylových procesů ve vodiči a možnost vlivu vnějšího ladicího magnetostatického pole nejen na tuto vodivost, ale i na její fluktuace, který nemá fotonový protějšek. Lze též konstatovat, že zmíněné fluktuace vyplývají z korelace mezi dílčími energetickými přenosovými pravděpodobnostmi  $\tau_{ij}(m \rightarrow n; \varepsilon_F)$  nízkoteplotních volných difuzních elektronů pro rozdílné počty  $m$  a  $n$  příslušných vstupních a výstupních koherentních elektromagnetických módů. Fotonovou difuzní obdobou jsou fluktuace výsledné elektromagnetické intenzity (výsledné hodnoty fotonového toku) jako důsledek korelace dílčích intenzit koherentního elektromagnetického vlnění přeneseného náhodným prostředím (prostředím s náhodně rozloženými rozptylovými elementy) v různých směrech [9, 27-30].

K tomu, aby i pro interferenci difuzních elektronových vln byla akceptovatelná dvousvazková energetická pravděpodobnostní přenosová rovnice typu (16), která by mohla být využitelná ve vzorci (21), je třeba příslušnou primární nízkoteplotní (a tedy i koherentní) elektronovou vlnu z emitoru E rozdělit na dva dílčí koherentní svazky, které pak v místech opětového styku interferují a výsledné rozdělení intenzity je sondovatelné detektorem D.



Obr. 9 Náčrt experimentálního uspořádání pro dvousvazkovou interferenci difuzních elektronových vln v prstencovém (a) a přímém (můstkovém) mezoskopickém vodivém vzorku (b). Jsou znázorněny příklady jen dvou náhodných drah těchto vln mezi jejich emitorem E a detektorem D.  $\mathbf{B}$  je vektor indukce vnějšího ladicího homogenního magnetostatického pole

Typickým příkladem je difuzní interferenční experiment s prstencovým mezoskopickým vzorkem [9, 11, 35, 36] nebo difuzní interferenční experiment s přímým (můstkovým) mezoskopickým vzorkem [9, 11, 26, 37-39]. V prvním experimentu podle obr. 9a je rozdělení a opětné spojení interferujících dílčích koherentních elektronových vlnových svazků realizováno dvouvětovou geometrií vodivého kruhového prstence, kdežto v druhém experimentu podle obr. 9b jsou náhodné interferenční dvojice přímo důsledkem koherentního rozptylu vstupní elektronové vlny.

Kolmo k rovině drah interferujících difuzních volných elektronů aplikovatelné vnější ladicí homogenní magnetostatické pole o indukcii  $\mathbf{B}$  působuje v uspořádáních podle obr. 9 změnu jejich původního fázového rozdílu  $\vartheta = \vartheta_0$  na hodnotu  $\vartheta = \vartheta_0 + \Delta\vartheta$  při platnosti relací (16) a vztahu

$$\Delta\vartheta = \frac{e}{\hbar} BS \quad (23)$$

V něm znak  $S$  reprezentuje deterministicky aproximovanou efektivní plochu ladicího magnetostatického toku  $BS$ , vymezenou náhodnými drahami interferujících dílčích elektronových vln. Náhodná geometrie těchto drah a jejich náhodné interakce, závislé na mnoha mikroskopických detailech, ještě přidavně náhodně ovlivňují fázový rozdíl  $\vartheta = \vartheta_0 + \Delta\vartheta$  ve vztazích (16). Výsledkem pak jsou fluktuace interferenčního jevu (16), běžně vystižitelné závislostí náhodných odchylek

$$\delta G(B) = G(B) - \langle G(B) \rangle \quad (24)$$

elektrické vodivosti  $G(B)$  difuzního vzorku od střední hodnoty  $\langle G(B) \rangle$  získaných dat přes soubor všech provedených jednotlivých kompletních měření vodivosti daného vzorku pro zvolené rozmezí veličiny  $B$ .

## 7. ZÁVĚR

Předložený článek, zaměřený k vlnovému aspektu fotonů a volných elektronů, prezentuje některé základní podobnosti, které se týkají jejich šíření a interference v mezoskopických vodičích. Je například ukázáno, že elektrická forma Maxwellovy klasické vlnové rovnice má stejné opodstatnění pro fotony (elektromagnetické vlny) jako Schrödingerova kvantová rovnice pro volné elektrony. To znamená, že interpretace elektrické složky elektromagnetického vlnění je přiměřená interpretaci vlnové funkce pro elektronové vlny a že šíření volných elektronů oblastí s prostorově proměnnou elektrickou potenciální energií je analogické se šířením fotonů oblastí s prostorově proměnnou permitivitou (indexem lomu). Přitom monofrekvenčnímu elektromagnetickému módu je možné přiřadit přiměřenou monoenergetickou elektronovou módobou vlnu a v příslušných disperzních vztazích pro úhlový vlnčet je časová úhlová frekvence elektromagnetické vlny nahraditelná přiměřenou rozdílovou energetickou reprezentací pro elektronovou vlnu.

Dále je ukázána obdobnost paprskové aproximace lomu a fokuzace fotonů a volných elektronů, pokud je využito obdobných zařazení a materiálových struktur. Základem je obdobná formulace zákona lomu s opačnými lomovými účinky fotonových a elektronových paprsků a fakt, že vzhledem k působení rozptylových procesů ve využití pevné látky lze zmíněné paprskové jevy úspěšně uskutečnit jen v případech rozptylových délek větších než je efektivní (funkční) délka daného vzorku a u elektronů při malých gradientech elektrické potenciální energie, vyjádřených pomocí stupnice elektronové vlnové délky. Jestliže se tyto gradienty mění výrazně, nelze přijatelně šíření volných elektronů ve zmíněné látce interpretovat paprskově, ale je třeba využít vlnového přístupu. Je prezentováno, že takový přístup, v tomto článku nejprve aplikovaný na interferenci balisticky se šířící fotony a elektrony, vyžaduje nezbytnou časovou a prostorovou koherenci příslušných vln. Její časová forma je u elektronových vln v uvažovaném mezoskopickém vzorku zajištěna jeho nízkou absolutní teplotou a její

prostorovou formu obvykle dostatečně splňují mezoskopické malé efektivní rozměry vzorku. Zatímco běžné volné elektrony mají koherenční vlastnosti obdobné nekoherentním vlastnostem fotonů od klasických termálních zdrojů, nízkoteplotní volné elektrony jsou koherentní jako fotony od laserových zdrojů a v mezoskopických strukturách mohou vést ke kvalitativně novým jevům. K nim například patří možnost determinovaného ovlivnění fázového rozdílu koherentních balistických elektronových vln a tím i jejich interference a související elektrické vodivosti mezoskopického vzorku vnějším ladicím elektrostatickým polem. Tuto skutečnost potvrzuje experiment s mezoskopickým rovinným vodivým vzorkem GaAs na podložné složce AlGaAs, kde zmíněné ovlivnění zajišťuje kladný ladicí elektrostatický potenciál řídicí elektrody a interferenční jev je reprezentovatelný detekovatelnými hodnotami výstupního elektrického potenciálu.

Následně prezentovaný rozbor běžnějšího difuzního šíření koherentních elektronových vln v mezoskopickém vzorku a jejich interference je založen na Landauerovém přenosovém formalismu ve srovnání s difuzním šířením koherentních fotonů. Je formulován přiměřený vzorec pro staticky difuzní elektrickou vodivost zmíněného vzorku ve vztahu k dvousvazkové interferenci difuzních elektronových vln a kvantové Fermiho-Diracově statistice rozdělení energie volných elektronů. Také je vysvětlena existence difuzních fluktuací této vodivosti a možnost vlivu vnějšího ladicího magnetostatického pole na tuto vodivost a její fluktuace, který nemá fotonový protějšek. Tyto fluktuace jsou důsledkem náhodných koherentních procesů uvnitř mezoskopického vodiče a vyplývají z korelace mezi dílčími energetickými přenosovými pravděpodobnostmi nízkoteplotních volných difuzních elektronů a jejich fotonová obdoba vyplývá z korelace náhodných dílčích intenzit koherentního elektromagnetického vlnění. Úvahy jsou zakončeny dvěma příklady experimentálních uspořádání k účinné realizaci dvousvazkové interference difuzních elektronových vln v mezoskopickém vodivém vzorku. Jde o metodu s prstencovým a o metodu s přímým vzorkem.

Článek vznikl v rámci spoluúčasti na řešení Výzkumného záměru FZÚ AV ČR číslo AVOZ 101 005 22.

## Literatura

- [1] Klemperer O., *Electron Physics. The Physics of the Free Electron*. Butterworths, London 1972.
- [2] Altshuler B.L., Aronov A.G., *Electron - Electron Interactions in Disordered Systems*. North - Holland, Amsterdam 1985.
- [3] Rodriguez S., *Electron Theory of Solids*. Pardue Univ. Press, Pardue 1987-1988.
- [4] Van Haeringen W., Lenstra D. (Eds.), *Analogies in Optics and Microelectronics*. Kluwer Academic Publ., Netherlands 1990.
- [5] Jha S. S., *Properties in Optoelectronics*. World Sci. Publ. Comp., Singapore 1995.
- [6] Mitin V. V., Kochelap V. A., Stroschio M. A., *Quantum Heterostructures - Microelectronics and Optoelectronics*. Cambridge Univ. Press, New York 1999.
- [7] John S., Toader O., Busch K., *Encyclopedia of Science and Technology*, Vol. 12. Academic Press, Berlin 2001.
- [8] Guozhong C., *Nanostructures and Nanomaterials*. World Sci. Publ. Comp., London 2004.
- [9] Datta S., *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*. Cambridge Univ. Press, Cambridge 2005.
- [10] De Los Santos H. J., *Principles and Applications of Nano-MEMS Physics*. Springer - Verlag, Dordrecht 2005.
- [11] Busch K., Powell A., Röthig C., Schön G., Weissmüller J. (Eds.), *CFN Lectures on Functional Nanostructures*, Vol. 1. Springer - Verlag, Berlin 2005.

- [12] Kvasnica J., *Teorie elektromagnetického pole*. Academia, Praha 1985.
- [13] Formánek J., *Úvod do kvantové teorie*. Části I. a II. Academia, Praha 2004.
- [14] Marcuse D., *Principles of Quantum Electronics*. Academic Press, New York 1980.
- [15] Feynman R. P., *QED: The Strange Theory of Light and Matter*. Princeton Univ. Press, Princeton 1985.
- [16] Fuka J., Havelka B., *Optika*. SPN, Praha 1961.
- [17] Born M., Wolf E., *Principles of Optics*. Pergamon Press, Oxford 1964.
- [18] Saleh B. E. A., Teich M. C., *Fundamentals of Photonics*. J. Wiley and Sons Inc., New York 1991 (český překlad: *Základy fotoniky*, sv. 1 až 4. Matfyzpress, Praha 1994 - 1996).
- [19] Klimeš B., Kračík J., Ženíšek A., *Základy fyziky II*. Academia, Praha 1972.
- [20] Vainrib E. A., Miljutin W. I., *Elektronenoptik*. VEB Verlag Technik, Berlin 1954.
- [21] Spector J., Stormer H. L., Baldwin K. W., Pfeiffer L. N., West K. W., *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 1990, 1290.
- [22] Sivan U., Heiblum M., Umbach C. P., Shtrikman H., *Phys. Rev. B*, **41**, 1990, 7937.
- [23] Kvasnica J., *Statistická fyzika*. Academia, Praha 1983.
- [24] Yacoby A., Sivan U., Umbach C. P., Hong J. M., *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 1991, 1938.
- [25] Kerker M., *The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation*. Academic Press, New York 1969.
- [26] Ashcroft N. W., Mermin N. D., *Solid State Physics*. Saunders College, Philadelphia 1976.
- [27] Ishimaru A., *Wave Propagation and Scattering in Random Media*. Academic Press, New York 1978.
- [28] Bohren C. F., Huffman D. R., *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. J. Wiley and Sons Inc., New York 1983.
- [29] Imry Y., Physics of mesoscopic systems. In: Grinstein G., Mazenko G. (Eds.), *Directions in Condensed Matter Physics*. World Sci. Press, Singapore 1986.
- [30] Feng S., Lee P. A., Mesoscopic conductors and correlations in laser speckle patterns. *Science*, **251**, 1991, 613.
- [31] Landauer R., Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction. *IBM J. Res. Dev.*, **32**, 1988, 306.
- [32] Landauer R., Conductance from transmission: common sense points. *Physica Scripta*, **T 42**, 1992, 110.
- [33] Engquist H. L., Anderson P. W., Definition and measurement of the electrical and thermal resistance. *Phys. Rev. B*, **24**, 1981, 1151.
- [34] Büttiker M., Symmetry of electrical conduction. *IBM J. Res. Dev.*, **32**, 1988, 317.
- [35] Aharonov Y., Bohm D., *Phys. Rev.*, **115**, 1959, 485.
- [36] Webb R. A., Washburn S., Umbach G. R., Laibowitz R. B., *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 1984, 2696.
- [37] Scheer E., Von Löhneysen H., Hein H., *Physica B*, **218**, 1996, 85.
- [38] Umbach C. P., Washburn S., Laibowitz R. B., Webb R. A., *Phys. Rev. B*, **30**, 1984, 4048.
- [39] Agrait N., Levy - Yeyati A., Van Ruitenbeek J. M., *Phys. Rep.*, **377**, 2003, 86.

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

## 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 nevěleňujte 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.



# Využití okenní Fourierovy transformace a waveletové transformace k rekonstrukci fáze spektrálního interferenčního signálu

*Práce prezentuje novou metodu zpracování spektrálního interferenčního signálu, která je založena na okenní Fourierově transformaci (WFT) a waveletové transformaci (WT) aplikované ve spektrální oblasti. Je navržena numerická simulace, která ukazuje přesnost rekonstrukce fáze spektrálního interferenčního signálu oběma metodami. Pro obě metody byly zpracovány závislosti průběhu chyby fáze na vlnové délce. Výsledky ukazují, že přesnější rekonstrukce bylo dosaženo pomocí metody WFT s vhodnými vstupními parametry: šířkou okna a prahováním.*

**Klíčová slova:** Okenní Fourierova transformace, waveletová transformace, rekonstrukce fáze, spektrální interferometrie, bílé světlo

## 1. ÚVOD

Spektrální interferometrie v bílém světle kombinovaná s Michelsonovým interferometrem je často používaná technika pro přesná měření posunutí a vzdáleností [1, 2] nebo pro měření materiálových charakteristik [3 - 5]. Je založena na záznamu spektrálně rozlišitelných interferenčních proužků a zahrnuje určení fáze a periody proužků. Interferogram může být snímán ve frekvenční oblasti nebo v oblasti vlnových délek a může být stacionární nebo nestacionární. Jestliže je interferogram snímán v oblasti vlnových délek, může se transformovat do frekvenční oblasti tím, že se nahradí vzorkování přes vlnovou délku vzorkováním přes stejné frekvence pomocí vhodného algoritmu [6].

V současné době je známa řada algoritmů, které jsou schopny rekonstruovat fázi zkoumaného spektrálního signálu. Tyto metody jsou závislé na tom, zda je spektrum snímáno ve frekvenční oblasti nebo v oblasti vlnových délek. V prvním případě se jedná např. o pětibodový [7], resp. sedmibodový algoritmus [2], Fourierovu transformaci (FT) [8] nebo speciálně pro nestacionární signály waveletovou transformaci [4]. Ve druhém případě se používá např. metod dvoubodového algoritmu, FT atd. [9].

V předkládané práci prezentujeme novou metodu zpracování nestacionárního signálu, která je založena na metodě okenní Fourierovy transformace a je aplikována ve spektrální oblasti. Tuto metodu porovnáváme s další velice často používanou metodou k analýze signálů, a to waveletovou transformací. Přesnost rekonstrukce fáze oběma metodami ukážeme na numerické simulaci.

## 2. TEORETICKÝ ZÁKLAD

V této části ukážeme, jak lze využít metodu okenní Fourierovy transformace, resp. waveletové transformace k analýze interferenčního signálu (který zahrnuje i aditivní šum) ve spektrální oblasti, a to k rekonstrukci fáze  $\Phi(\lambda)$ .

V jednorozměrném prostoru (1D) mohou být obecně interferenční proužky popsány následující funkcí:

$$f(x) = a(x) + b(x) \cos[\Phi(x)] + n_s(x), \quad (1)$$

kde  $f(x)$  je zaznamenaná intenzita interferenčních proužků,  $a(x)$  je intenzita pozadí (referenční intenzita),  $b(x)$  je amplituda proužků,  $\Phi(x)$  je fázová funkce proužků a  $n_s(x)$  je aditivní šum.

### 2.1 Okenní Fourierova transformace (WFT)

WFT, kterou lze interpretovat jako lokální FT s posunutím, můžeme vyjádřit vztahem:

$$F(u, \xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) g^*(x-u) e^{-i\xi x} dx, \quad (2)$$

kde  $g^*(x-u)$  je komplexně sdružená funkce k funkci  $g(x-u)$ . Funkce  $g$  se nazývá okenní funkcí. FT se provádí pro každou polohu okna určenou parametrem  $u$ . WFT poskytuje lokální informaci o funkci uvnitř okna. Existují různé typy okenních funkcí, které se používají podle typu zpracovávaného signálu. Volbou vhodného typu okenní funkce, šířky okna a posunutí lze transformaci optimalizovat [10].

Pro inverzní WFT (IWFT) platí:

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(u, \xi) g(x-u) e^{i\xi x} d\xi du, \quad (3)$$

což se dá pomocí konvoluce \* napsat jako [11]:

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} [(f * h)(x, \xi)] * h(x, \xi) d\xi, \quad (4)$$

kde  $h(x, \xi) = g(u) \exp(i\xi u)$ .

### 2.2 Waveletová transformace (WT)

Waveletová - vlnková transformace (WT) je založena na porovnání analyzovaného signálu s vybraným waveletem - vlnkou. Právě úroveň podobnosti pro různá posunutí a roztažení vlnky vůči signálu je hledaným výsledkem transformace. WT lze chápat také jako okenní transformaci s adaptivním oknem.

Spojitou komplexní WT (CWT) lze matematicky vyjádřit vztahem:

$$\Psi(a, b) = \int_{\mathbb{R}} f(x) \frac{1}{|a|^{1/2}} \psi^* \left( \frac{x-b}{a} \right) dx, \quad (5)$$

kde  $f(x)$  je funkce závislá na proměnné  $x$ , kterou může být podobně jako u WFT čas, poloha nebo vlnová délka podle typu zpracovávaného signálu,  $a$  je měřítko a  $b$  je posunutí. Funkce  $\psi$  se nazývá mateřský wavelet. Existuje mnoho typů waveletů, výběr vhodného waveletu je závislý na typu zpracovávaného signálu.

### 3. PRINCIP POUŽITÍ SPEKTRÁLNÍ INTERFEROMETRIE

Uvažujeme slabě disperzní Michelsonův interferometer s děličem svazku ve tvaru kostky (sklo BK7), u kterého je známá efektivní tloušťka  $t_{ef}$ . Jedno ze zrcadel je nahrazeno tenkou vrstvou. Tato tenká vrstva může být charakterizována pomocí komplexního reflexního koeficientu [3]:

$$r(\lambda) = \sqrt{R(\lambda)} \exp[i\delta_r(\lambda)]. \quad (6)$$

kde  $R(\lambda)$  a  $\delta_r(\lambda)$  jsou spektrálně závislá odrazivost, resp. fáze komplexního reflexního koeficientu. Předpokládáme, že spektrální intenzita  $I(\lambda)$ , registrovaná na výstupu interferometru vláknově optickým spektrometrem s Gaussovou odezovou funkcí, může být vyjádřena jako [3, 12]:

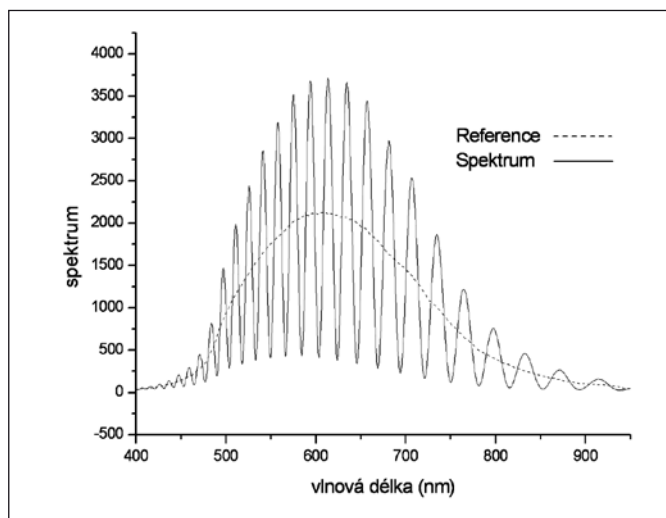
$$I(\lambda) = I^{(0)}(\lambda) \left\{ 1 + V(\lambda) \exp\left\{-\left(\frac{\pi^2}{2}\right) \times \left[\Delta^g(\lambda) \Delta\lambda_R / \lambda^2\right]^2\right\} \cos\left[\left(2\pi / \lambda\right) \Delta(\lambda)\right]\right\} \quad (7)$$

kde  $I^{(0)}(\lambda)$  je referenční spektrální intenzita (viz obr. 1),  $V(\lambda)$  je viditelnost,  $\Delta(\lambda)$  a  $\Delta^g(\lambda)$  jsou spektrálně závislé rozdíly optických drah (OPD), resp. skupinové OPD mezi interferujícími svazky a  $\Delta\lambda_R$  je šířka odezové funkce použitého spektrometru.

Pro viditelnost  $V(\lambda)$  platí:

$$V(\lambda) = V_r 2\sqrt{R(\lambda)} / (1 + R(\lambda)), \quad (8)$$

kde  $V_r$  je spektrálně nezávislá viditelnost.



Obr. 1 Příklad záznamu spektrálního interferogramu a referenčního spektra

Spektrálně závislý OPD  $\Delta(\lambda)$  mezi dvěma svazky Michelsonova interferometru je dán jako:

$$\Delta(\lambda) = 2L + 2n(\lambda)t_{ef} - \lambda\delta_r(\lambda) / (2\pi), \quad (9)$$

kde  $2L$  je rozdíl optických drah mezi interferujícími svazky ve vzduchu, jehož disperzi zanedbáváme,  $t_{ef}$  je efektivní tloušťka děliče a  $n(\lambda)$  je spektrálně závislý index lomu materiálu děliče. Odpovídající skupinový OPD  $\Delta^g(\lambda)$  se dá dostatečně přesně aproximovat ve viditelné oblasti spektra vztahem:

$$\Delta^g(\lambda) \cong 2L + 2N(\lambda)t_{ef}, \quad (10)$$

kde  $N(\lambda)$  je spektrálně závislý skupinový index lomu, který je spojen s indexem lomu  $n(\lambda)$  následujícím vztahem:

$$N(\lambda) = n(\lambda) - \lambda \frac{dn(\lambda)}{d\lambda}. \quad (11)$$

Při dopadu světla na tenkou vrstvu předpokládáme mnohonásobné odrazy v tenké vrstvě. Komplexní reflexní koeficient se pak dá určit pomocí známých relací (Fresnelovy vztahy). Fázová změna  $\beta(\lambda)$ , která odpovídá průchodu světla vrstvou, je dána při kolmém dopadu vztahem:

$$\beta(\lambda) = (2\pi / \lambda) n_1(\lambda) d, \quad (12)$$

kde  $n_1(\lambda)$  spektrálně závislý index lomu tenké vrstvy a  $d$  je její tloušťka. Spektrálně závislá fázová změna  $\delta_r(\lambda)$ , která odráží vliv tenké vrstvy, se dá vyjádřit jako součet dvou příspěvků:

$$\delta_r(\lambda) = 2\beta(\lambda) + \varphi_{nl}(\lambda), \quad (13)$$

kde  $\varphi_{nl}(\lambda)$  je tzv. nelineární fáze, která je způsobena mnohonásobnou reflexí uvnitř vrstvy.

Spektrální interferenční signál je definován jako:

$$S(\lambda) = I(\lambda) / I^{(0)}(\lambda) - 1. \quad (14)$$

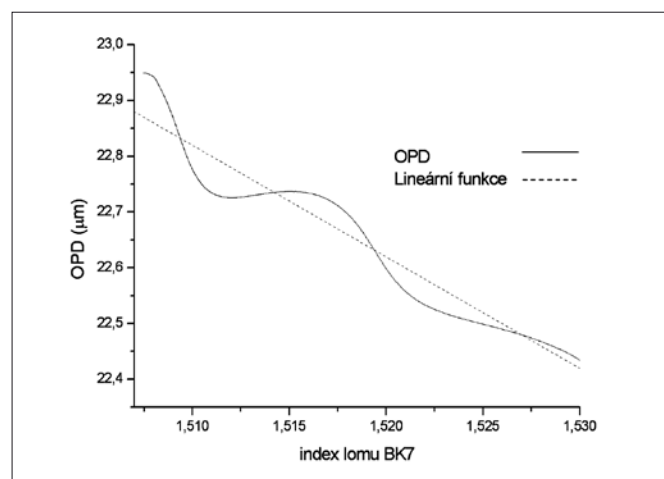
Rovnice (7) se dá přepsat do tvaru podobného rovnici (1) následovně:

$$S(\lambda) = b(\lambda) \cos[\Phi(\lambda)] + n_s(\lambda), \quad (15)$$

kde  $b(\lambda)$  je celková spektrální viditelnost (obálková funkce),  $\Phi(\lambda)$  je fázová funkce a  $n_s(\lambda)$  je šum, o kterém předpokládáme, že je aditivní. Fázová funkce  $\Phi(\lambda)$  je známa s neurčitostí  $m2\pi(\lambda)$ , kde  $m$  je celé číslo. OPD  $\Delta(\lambda)$  mezi interferující svazky můžeme napsat jako:

$$\Delta(\lambda) = [\Phi(\lambda) / (2\pi) + m]\lambda. \quad (16)$$

Známe-li  $\Phi(\lambda)$ ,  $t_{ef}$  a  $n(\lambda)$ , můžeme určit interferenční řád  $m$  z podmínky lineární závislosti mezi OPD  $\Delta(\lambda)$  a  $n(\lambda)$  (viz obr. 2) a tím i hodnotu absolutní spektrální fáze  $\varphi(\lambda)$  a OPD  $\Delta(\lambda) = (\lambda/2\pi)\varphi(\lambda)$  [3].



Obr. 2 OPD jako funkce indexu lomu skla BK7 s přímkou se směrnicí  $t_{ef}$

### 4. ZPRACOVÁNÍ SPEKTRÁLNÍHO INTERFERENČNÍHO SIGNÁLU – REKONSTRUKCE FÁZE

#### 4.1 Metoda WFT

Postup zpracování signálu pomocí WFT je založen na modifikované rovnici (4) [11]:

$$\bar{f}(x) = \frac{1}{2\pi} \int_a^b \left[ \overline{(f * h)}(x, \xi) \right] * h(x, \xi) d\xi. \quad (17)$$

V našem případě volíme okno ve tvaru Gaussovy funkce:

$$g(x) = \exp(-x^2 / 2\sigma^2), \quad (18)$$

kde parametr  $\sigma$  určuje šířku Gaussova okna.

Modifikace rovnice (17) zahrnuje prahování, které je naznačeno pruhem, a nastavením konečných integračních mezí od  $a$  do  $b$ . Prahování znamená, že jestliže výraz  $|(f * h)(x, \xi)| < T$ , kde  $T$  je práh, pak je tato část signálu považována za šum a je eliminována. Integrační meze značí, že požadované spektrum je vybráno a počítáno pouze v omezené oblasti frekvencí. Výpočet byl proveden v prostředí MATLAB pro Gaussovo okno s různými hodnotami  $\sigma$  a  $T$ . Pomocí funkce z rovnice (17) pak lze fázovou funkci  $\Phi(x)$  získat jako:

$$\Phi(x) = \text{angle}(\bar{f}(x)). \quad (19)$$

#### 4.2 Metoda CWT

Postup zpracování pomocí CWT je založen na modifikované rovnici (5). Pro náš typ spektrálního nestacionárního signálu jsme použili komplexního waveletu Morlet (CMOR), který je v prostředí MATLAB definován jako [13]:

$$\Psi(x) = \sqrt{\pi w} e^{j2\pi f x} e^{-\frac{x^2}{w}}, \quad (20)$$

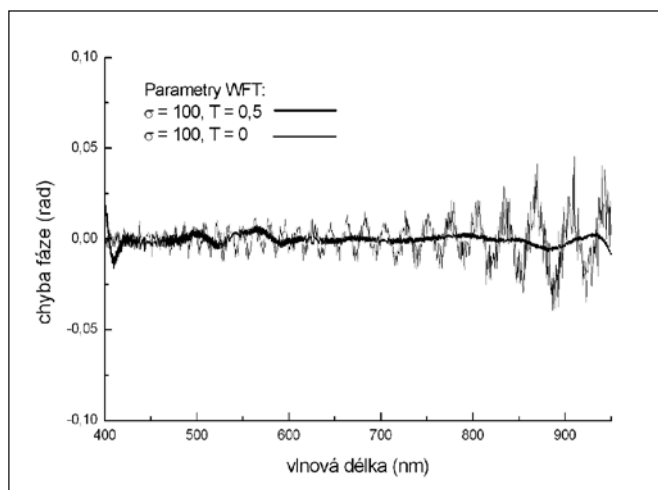
kde  $w$  je parametr šířky vlnky a  $f$  je frekvence centrální vlnky. Pro výpočet jsme použili standardního waveletového toolboxu v prostředí MATLAB. Rekonstruovanou fázovou funkci  $\Phi(x)$  jsme pak získali postupem podle [4] z funkce  $\Psi(x)$  analogicky jako v rovnici (19).

### 5. VÝSLEDKY A JEJICH DISKUSE

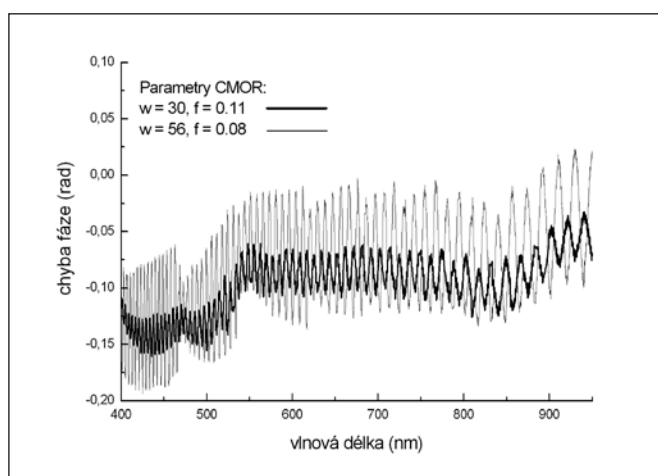
Abychom ukázali vhodnost zpracování signálu pomocí WFT, resp. CWT připravili jsme simulovaný spektrální interferenční signál. Nejprve jsme zvolili referenční spektrum  $I^{(0)}(\lambda)$ , které jsme určili např. měřením a které je zatížené šumem. Potom jsme vypočetli spektrum  $I(\lambda)$  pro 2048 vzorků vlnových délek, které jsou přesně tytéž jako při skutečném měření, a to v rozsahu 350 až 1000 nm. Obě spektra jsou zobrazena na obrázku 1 pro užší spektrální obor od 400 do 950 nm. Spektrum  $I(\lambda)$  bylo vypočteno ze signálu  $S(\lambda)$  podle rovnice (15) s pomocí předchozích rovnic (7) až (14). Materiálem děliče svazky bylo sklo BK7 s efektivní tloušťkou  $t_{\text{ef}} = 10 \mu\text{m}$ , šířka odezvové funkce použitého spektrometru byla volena  $\Delta \lambda_R = 3 \text{ nm}$ , spektrálně nezávislá viditelnost  $V_1 = 0,9$  a rozdíl drah mezi interferujícími svazky ve vzduchu je  $2L = 54,6 \mu\text{m}$ .

Tento simulovaný spektrální signál jsme zpracovali pomocí metod WFT a CMOR ve spektrální oblasti. Pro zpracování signálu, resp. rekonstrukci fáze  $\Phi(\lambda)$  metodou WFT jsme použili algoritmu [11], pro zpracování signálu metodou CMOR jsme použili standardní waveletový toolbox MATLAB [13]. Při použití obou metod jsme měnili vstupní parametry: u WFT šířku okna  $\sigma$  a práh  $T$ , u CWT parametr šířky vlnky  $w$  a frekvenci centrální vlnky  $f$ . Pomocí obou metod jsme zrekonstruovali fázovou funkci  $\Phi(\lambda)$  v intervalu vlnových délek 400 až 950 nm. Přesnost rekonstrukce fáze a vliv optimalizace parametrů je dobře patrná z průběhu fázové chyby a je znázorněna na obr. 3 a 4. Z obrázků je zřejmé, že pro použitý typ nestacionárního spektrálního signálu je přesnější rekonstrukce fáze nalezena pomocí WFT s relativně velkou šířkou okna a nenulovým prahováním, které odstraní efekt aditivního šumu.

Metoda CMOR vykazuje systematický posun prakticky v celém oboru měřených vlnových délek o hodnotu přibližně 0,1 rad a navíc podstatně více osciluje. Tato systematická odchylka může být ovšem způsobena omezenými možnostmi nastavení parametrů CMOR ve standardním Toolboxu MATLAB.



Obr. 3 Průběh chyby fáze rekonstruované metodou WFT v závislosti na vstupních parametrech: šířce okna  $\sigma$  a prahu  $T$



Obr. 4 Průběh chyby fáze rekonstruované metodou CMOR v závislosti na vstupních parametrech: šířce vlnky  $w$  a frekvenci centrální vlnky  $f$ . Škála je od 1 do 128

### 6. ZÁVĚR

Byla prezentována nová metoda zpracování spektrálního interferenčního signálu, která je založena na WFT, resp. CWT ve spektrální oblasti. Pomocí numerické simulace jsme ukázali, že přesnější rekonstrukce fáze ze spektrálního signálu je dosaženo pomocí metody WFT s vhodnými vstupními parametry, to je šířkou okna a prahováním, což je dokumentováno na průběhu fázové chyby. Pomocí zrekonstruované fáze lze jednoduše určit absolutní hodnotu fázové funkce, ze které je možno získat další spektrální veličiny, jako např. závislost OPD na vlnové délce světla. Z této závislosti lze pak snadno získat veličiny, které charakterizují tenkou vrstvu, jako např. tloušťku vrstvy [3]. Navržená metoda je použitelná i v dalších aplikacích interferometrie v bílém světle, jakými jsou např. profilometrická měření, určování materiálových charakteristik, atd.

#### Literatura

- [1] HLUBINA, P.: Dispersive spectral-domain two-beam interference analysed by a fibre-optic spectrometer. *J. Mod. Opt.*, **50** (4), 2004, s. 537.
- [2] REOLON, D., JACQUOT, M., VERRIER, I BRUN, G, VEILLAS, C.: Broadband supercontinuum interferometer for high-resolution profilometry. *Opt. Express*, **14**, 2006, s. 128.

- [3] HLUBINA, P., CIPRIAN, D., LUŇÁČEK, J., LESŇÁK, M.: Dispersive white-light spectral interferometry with absolute phase retrieval to measure thin film. *Opt. Express*, **14**, 2006, s. 7678.
- [4] REOLON, D., JACQUOT, M., VERRIER, I, BRUN, G, VEILLAS, C.: High resolution group refractive index measurement by broadband supercontinuum interferometry and wavelet-transform analysis. *Opt. Express*, **14**, 2006, s. 12744.
- [5] HLUBINA, P., CIPRIAN, D., LUŇÁČEK, J., CHLEBUS, R.: Phase retrieval from the spectral interference signal used to measure thickness of SiO<sub>2</sub> thin film on silicon wafer. *Appl. Phys. B*, **88**, 2007, s. 397.
- [6] LEE, J. Y., KIM, D. Y.: LEE, J. Y., KIM, D. Y.: Versatile chromatic dispersion measurement of a single mode fiber using spectral white-light interferometry. *Opt. Express*, **14**, 2006, s. 11608.
- [7] SCHNELL, U., DÄNDLIKER, R., GRAY, S.: Dispersive white-light interferometry for absolute distance measurement with dielectric multilayer systems on the target. *Opt. Lett.*, **21**, 1996, s. 528.
- [8] JOO, K.-N., KIM, S.-W.: Absolute distance measurement by dispersive interferometry using a femtosecond pulse laser. *Opt. Express*, **14**, 2006, s. 5954.
- [9] GUROV, I., HLUBINA, P., CHUGUNOV, V.: Evaluation of the spectral modulated interferograms using a Fourier transform and the iterative phase-locked loop method. *Meas. Sci. Technol.*, **14**, 2003, s. 122.
- [10] ČASTOVÁ, N.: Integrální a diskrétní transformace (učební texty pro doktorské studium), Ostrava 2006.
- [11] QUIAN, K.: A simple phase unwrapping approach based on filtering by Windows Fourier transform: The phase near edges. *Opt. Lasers Eng.*, **45**, 2007, s. 304.
- [12] CHLEBUS, R., HLUBINA, P., CIPRIAN, D., LUŇÁČEK, J., LESŇÁK, M.: Měření tloušťky tenké vrstvy SiO<sub>2</sub> na křemíkovém substrátu s využitím spektrální interferometrie v bílém světle. *JMO*, **52**, 2007, s. 13.
- [13] Wavelet Toolbox for Use with MATLAB. Math-Works, Massachusetts, 2000.

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

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

Doc. RNDr. Petr Hlubina, CSc., VŠB – TU Ostrava, 17. listopadu 15, 708 33 Ostrava – Poruba, tel.: 59 732 3134, e-mail: petr.hlubina@vsb.cz  
RNDr. Dalibor Ciprian, Ph.D., VŠB – TU Ostrava, 17. listopadu 15, 708 33 Ostrava – Poruba, tel.: 59 732 3398, e-mail: dalibor.ciprian@vsb.cz

Aleš TRINKL, Česká zemědělská univerzita v Praze, Technická fakulta, Praha

## Nová konstrukce taktilních snímačů – základní měření jednotlivých měřicích bodů snímací matice potřebné pro kalibraci snímače

*Článek je věnován popisu nové konstrukce systému pro plošné měření rozložení statických a dynamických tlaků, který byl vyvinut k analýze chůze člověka, rozložení tlaků na plošce chodidla, sedu a k indikaci stavu velkých kloubů. Pokusný vzorek systému, který byl proměřen speciálním měřicím zařízením, tvoří snímač s osmi rovnoměrně rozmístěnými čidly (matice 2 x 4) na ploše 13 x 23 mm<sup>2</sup>.*

Nová konstrukce vylepšuje vlastnosti dřívějšího systému pro měření rozložení statických a dynamických tlaků PLANTOGRAF V05. Zajišťuje, že se navzájem neovlivňují jednotlivé měřicí body.

Nový systém vyžaduje automatizovanou výrobu pomocí robotizovaného pracoviště. Pro převod měřené síly na elektrický signál jsou užity elementy vodivého elastomeru o rozměrech 2,5 x 2,5 mm<sup>2</sup>, které jsou podtlakovou hlavicí robota nanášeny přesně na měřicí místa snímače. Tím dochází k výraznému uspořádání vodivého elastomeru, oproti PLANTOGRAFU V05, kde byl elastomer souvisle po celé ploše snímače.

Na vývoji uvedeného systému se podílí pracovníci katedry elektrotechniky a automatizace ČZU, pracovníci strojní a elektrotechnické fakulty ČVUT v Praze.

### 1. ÚVOD

Taktilní senzory jsou prvky, které jsou schopné snímat informaci o dotyku s určitým předmětem vnějšího prostředí a tuto informaci

převádět na elektrický signál. Taktilním snímačem je obvykle definováno maticové nebo jiné geometrické uspořádání taktilních senzorů, kterým jsme schopni plošně měřit tlak [5].

K plošnému měření tlaku je možné použít několik různých principů, které se liší podle toho, jaká je měřená fyzikální veličina (mění se s působením tlaku). Obecně se dají tyto senzory rozdělit do dvou velkých skupin. První skupina primárně měří neelektrické veličiny (optické, tlakově senzitivní filmy, vzduchové balóny). Druhá skupina primárně měří elektrické veličiny (odporové, kapacitní, piezoelektrické, indukční) [1].

Na taktilní snímače jsou kladeny různé požadavky, mezi nejdůležitější patří: senzor nesmí měnit měřené rozložení tlaku a musí potlačit hysterezi senzoru. Dále musí být schopen měřit statické i dynamické zátěže a poskytovat přesné a spolehlivé údaje po celé své ploše.

V tomto článku je popsán taktilní snímač, který měří měřicí se odpor.

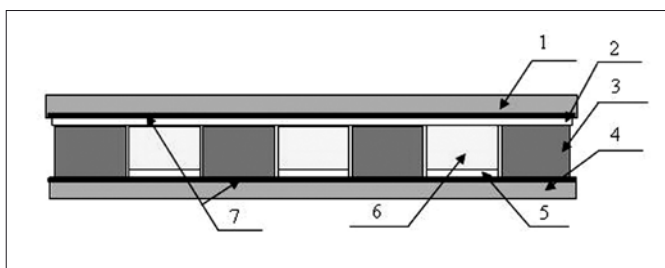
## 2. NOVÁ KONSTRUKCE TAKTILNÍHO SNÍMAČE

Nová konstrukce taktilního snímače (tzv. PLANTOGRAF V07) vychází z konstrukce PLANTOGRAFU V05, vyvinutého na Strojní fakultě ČVUT v Praze popsaného v práci [2], [3] a [4].

Konstrukce PLANTOGRAFU V05 má několik nevýhod. Vodivý elastomer, který převádí měřenou sílu na elektrický signál, je po celé ploše snímací matice, a to i v nevyužitých místech, mimo měřicí body, což je považováno za dosti závažnou nevýhodu, jelikož je cena tohoto elastomeru poměrně vysoká. Navíc jednotlivé měřicí body nejsou galvanicky odděleny a dochází k elektrickému svodu mezi elektrodami. Tato vlastnost negativně ovlivňuje výsledky měření. Proto byla navržena nová konstrukce taktilního snímače, tzv. PLANTOGRAF V07, který výše uvedené nevýhody řeší, ovšem za cenu zvýšení pracnosti konstrukce.

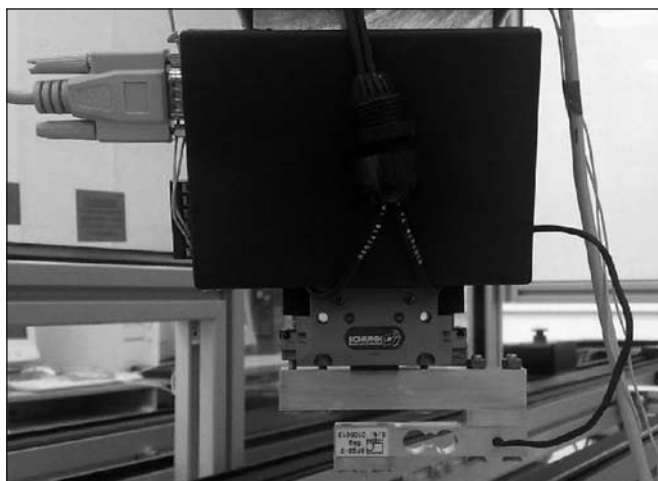
Navrhovaná konstrukce snímací matice má sendvičovou konstrukci (viz. obr. 1) skládající se:

- ze dvou polí podélně a příčně orientovaných speciálních elektrod, vyleptaných na cuxlexové fólii
- z nevodivé elastické vložky
- z elementů vodivého elastomeru



Obr. 1 Nová konstrukce taktilního snímače (1 – vrchní pružná ochranná vrstva, 2 – podélně orientovaná elektroda, 3 – distanční vložka, 4 – základní tuhá ochranná deska, 5 – příčně orientovaná elektroda, 6 – element vodivého elastomeru, 7 – cuxlexové fólie, na kterých jsou vyleptány elektrody)

Na obr. 1 je naznačená nová konstrukce taktilního snímače: Mezi cuxlexové fólie (7) přesně do míst, kde se kříží podélně a příčně orientované elektrody (2, 5), jsou vloženy elementy vodivého elastomeru (6) o rozměru 2,5 x 2,5 mm<sup>2</sup>. Polohu těchto elementů dále udržuje nevodivá distanční vložka (3), která zajišťuje



Obr. 2 Speciální modulární systém pro měření taktilních snímačů

i jejich galvanické oddělení. To zabrání elektrickému svodu mezi elektrodami a přesnost měření se zlepší oproti Plantografu V05. Na distanční vložce (3) je z obou stran nanesena vrstva speciálního lepidla, která drží pohromadě celý „sendvič“ (části 2, 3, 4, 6, 7), který je schopen odolávat mechanickému namáhání v jiném než axiálním směru (dle osy elastomeru).

Citlivost matice senzorů je funkcí plochy elektrod a tuhosti vložky. Tuhosti vložky a elementu vodivého elastomeru se sčítají (za předpokladu rovnoměrného zatížení). Nejlepším řešením je užít vložku o tuhosti blízké se tuhosti elementu elastomeru a citlivost nastavit vhodnou plochou elektrod.

## 3. MĚŘENÍ JEDNOTLIVÝCH MĚŘICÍCH BODŮ SNÍMACÍ MATICE

K měření jednotlivých měřicích bodů snímací matice byl použit speciální modulární systém pro měření taktilních snímačů (viz obr. 2). Tento systém je nainstalovaný na hlavici robota Turbo Scara SR60 a propojen sériovou linkou s PC, kde se ukládají naměřená data.

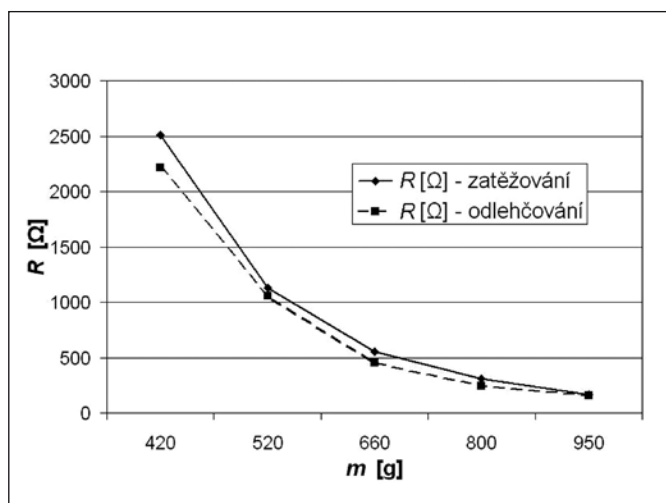
První způsob měření taktilního snímače probíhá tak, že hrot modulárního systému působí (pomocí robota) přímo na jeden měřicí bod snímací matice a snímá okamžitou sílu, kterou působí na tento bod. Zároveň je měřen měnící se odpor právě zatěžovaného bodu

Tab. 1 Průměrné hodnoty z měření osmi různých bodů a statistické vyhodnocení

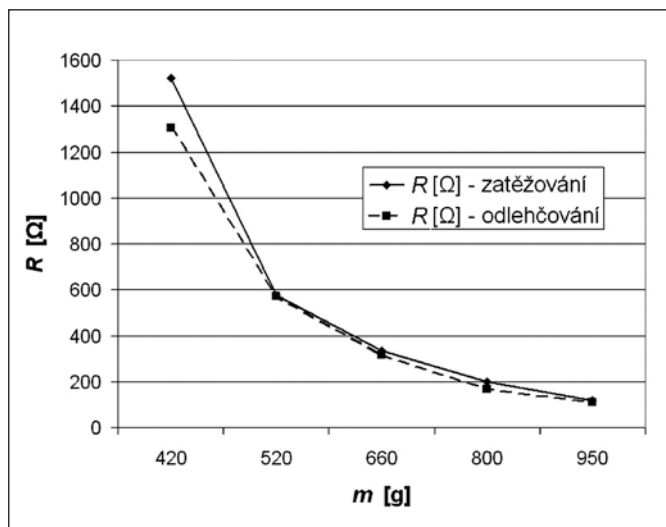
Zatěžování					
$m$ [g]	420	520	660	800	950
$R$ [ $\Omega$ ] - průměr	2511,25	1130,62	556,87	305,93	168,75
Nejistota $U_A$	351,77	193,41	109,1	44,05	24,69
$U_A$ - korigovaná	422,12	232,09	130,92	52,86	29,63
Výběrový rozptyl	989941,07	299260,3	95228,13	15524,89	4878,57
Směr. odchylka	123742,63	37407,53	11903,52	1940,61	609,82
Odlehčování					
$m$ [g]	420	520	660	800	950
$R$ [ $\Omega$ ] - průměr	2216,87	1057,5	450	243,75	155,62
Nejistota $U_A$	338,27	199,10	86,16	44,10	23,72
$U_A$ - korigovaná	405,92	238,93	103,39	52,93	28,47
Výběrový rozptyl	915421,43	317154	59391,52	15564,4	4503,57
Směr. odchylka	114427,68	39644,25	7423,94	1945,55	562,9464

Tab. 2 Průměrné hodnoty z osmi měření stejného bodu a statistické vyhodnocení

Zatěžování					
$m$ [g]	420	520	660	800	950
$R$ [ $\Omega$ ] - průměr	1522,5	577,5	333,75	198,125	115,625
Nejistota $U_A$	150,16	41,39	20,34	14,01	7,87
$U_A$ - korigovaná	180,19	49,67	24,41	16,81	9,44
Výběrový rozptyl	180392,85	13707,14	3312,5	1570,98	495,98
Směr. odchylka	22549,1	1713,39	414,06	196,37	61,99
Odlehčování					
$m$ [g]	420	520	660	800	950
$R$ [ $\Omega$ ] - průměr	1303,75	573,12	315	168,12	110
Nejistota $U_A$	76,92	34,65	14,01	7,61	7,5
$U_A$ - korigovaná	92,31	41,58	16,81	9,13	9
Výběrový rozptyl	47341,07	9606,69	1571,42	463,83	450
Směr. odchylka	5917,63	1200,87	196,428	57,97	56,25



Obr. 3 Průměrný odpor osmi různých měřicích bodů (zatěžování a odlehčování)



Obr. 4 Průměrný odpor z osmi různých měření stejného bodu (zatěžování a odlehčování)

(v rozmezí od 420 g do 950 g - zatížení i odlehčení). Toto měření se opakuje třikrát pro osm různých bodů snímací matice. Průměrné naměřené hodnoty a jejich statistické vyhodnocení z měření jednotlivých bodů jsou zobrazeny v tab. 1. Z naměřených hodnot je vidět, že nejvyšší nejistota měření typu A je při malých zatížení (500 g), kde je charakteristika velmi strmá a hodnoty odporu jednotlivých bodů (při stejném zatížení) se liší až o 50 %. Je to tím, že vodivý elastomer, ze kterého jsou nařezány elementy, není dokonale homogenní a odpor jednotlivých elementů se může při stejném zatížení výrazně lišit, což se nejvýrazněji projevuje při malých zatíženích. V obr. 1, kde jsou znázorněny průměrné hodnoty odporu z jednotlivých bodů při různých zatíženích, je vidět, že charakteristika exponenciálně klesá.

Druhý způsob měření probíhá obdobně jako první způsob, s tím rozdílem, že je měřen pouze jeden z vybraných bodů, ale osmkrát za sebou. Tím se zjistí opakovatelnost měření stejného bodu (viz tab. 2). U tohoto způsobu měření je standardní nejistota typu A (2÷5)x nižší, než v prvním měření (viz tab. 1 a tab. 2). Je to tím, že byl opakovaně měřen stejný bod a neuplatňuje se nehomogenita elastomeru.

O lineární závislosti odporu na zatížení je možné mluvit až v části od zatížení 600 g a vyšších.

#### 4. ZÁVĚR

Nová konstrukce taktálního snímače řeší nevýhody Plantografu V05, a to, že především nedochází k elektrickému svodu mezi elektrodami. Nemá zapotřebí elastomeru na celé ploše snímací matice. Elementy jsou pouze v měřicích bodech (mimo měřicí body je distanční vložka), tím dochází k úspoře poměrně drahého materiálu, ale za cenu zvýšení pracnosti konstrukce.

Změřením vzorku osmi různých bodů maticově rozmístěných na ploše 13 x 23 mm<sup>2</sup> bylo zjištěno, že se liší hodnoty odporu jednotlivých bodů pro stejné zatížení, a to dosti výrazně (při malém zatížení o více než 50 %). To způsobují různé vlivy na odchylky měření, a to zejména nehomogenita elastomeru (každý element má jiný odpor). Nepřesnosti v poloze měřicího hrotu a měřicího bodu (polohování robotu není naprosto přesné, měřicí hrot nemusí působit na celou plochu elementu elastomeru) a také není naprosto přesné nastavení zatížení ( $\pm 0,5$  g). Proto byla spočítána poměrně vysoká standardní nejistota typu A (viz. tab. 1), která byla maximální při minimálním zatížení (420 g), a to 422,12  $\Omega$ . Při vyšším

zatížení (950 g) výrazně klesla až na hodnotu 28,47  $\Omega$ . Z toho vyplývá, že přesnost měření je lepší při vyšších zatíženích, kde charakteristika není tak strmá.

Měřením stejného bodu osmkrát po sobě byla zjištěna opakovatelnost měření. Při tomto způsobu měření se neprojevila chyba nehomogenity elastomeru a také proto výrazně klesla standardní nejistota typu A (viz tab. 2).

Výše popsané způsoby měření byly provedeny pouze na vzorku osmi měřicích bodů, protože zatím není vyřešeno automatické navádění měřicího hrotu po celé ploše snímače. Jakmile toto bude možné, bude se měření automaticky provádět pro každý měřicí bod snímací matice taktilního snímače (7500 bodů na ploše 300 x 400 mm<sup>2</sup>). Pomocí těchto naměřených hodnot bude možné nastavit a zkalibrovat celý taktilní snímač tak, aby měřil přesně po celé své ploše.

*Práce byla podpořena interním grantem TF ČZU č. 31200/1312/3116,*

## Literatura

- [1] DĚD, P.: Měření a zpracování biomechanických signálů. Teze doktorské disertační práce. TF ČZU, Praha 2007.
- [2] ŠIMŠÍK, D. - ŽIVČÁK, J. - VOLF, J.: Tactile Transducer Development for Rehabilitation and Exercise Machines. European Journal of Mechanical and Environmental Engineering, Vol. 41, No.1, BSMEE, 1996. ISSN 0035-3612, pp.19-24.
- [3] VOLF, J. a kol.: Systém pro měření rozložení statických a dynamických tlaků pro biomechanické aplikace. AUTOMA, roč. 8, č. 11, 2002. s.17-19, ISSN 1210-9592.
- [4] VOLF, J. - PAPEŽOVÁ, S. - VLČEK, J. - HOLÝ, S. - NOVÁK, P. - OTÁHAL, J.: Maticový dynamický snímač rozložení tlaku pro užití v biomechanice. STROJAŘ. Časopis Masarykovy akademie práce Strojní společnosti na ČVUT. Ročník XI. č.1, 2002. s. 1-5. ISSN 1213-0591.
- [5] MAŘÍK, V. a kol.: Umělá inteligence (5), Academia AVČR, Vydání 1., Praha 2007.

Ing. Aleš Trinkl, Technická fakulta ČZU v Praze, katedra elektrotechniky a automatizace, Kamýcká 129, 165 21 Praha 6 – Suchdol, e-mail:13@email.cz

Milan KROULÍK, František KUMHÁLA, Josef HŮLA, Václav PROŠEK, Martin ZLÍNSKÝ, Jiří KMOCH  
Česká zemědělská univerzita v Praze, Technická fakulta, Praha

## Využití tříbodového závěsu traktoru k měření tahové síly

*Znalost tahové síly potřebné k tažení strojů může být v běžné praxi použita pro porovnání energetické náročnosti používaných technologií zpracování půdy, ověření technických změn na strojích, optimalizaci seřazení strojů, ověření agrotechnických zásahů na pozemcích a mapování variability půdního prostředí. V článku je popisováno měření tahové síly během práce strojů s využitím elektrohydraulicky regulovaného závěsu. Byly kalibrovány dva traktory se sériově instalovanými silovými čepy tříbodového závěsu traktorů. Jednalo se o traktory John Deere 8320 a Fendt 933 Vario. V obou případech byla prokázána lineární závislost mezi tahovou silou a výstupním napětím ze silových čepů. Lineární funkci byla také popsána závislost výstupního napětí čidel polohy ramen závěsu na výšce ramen nad podložkou.*

### ÚVOD

Velikost tahové síly je u tažených strojů na zpracování půdy rozhodující pro energetickou náročnost prováděné operace. Potřebu tahové síly strojů pro zpracování půdy ovlivňují parametry jako druh nástrojů, pracovní záběr, pracovní hloubka, stav nástrojů, seřazení strojů a pracovní rychlost. Druhou oblast faktorů působících na potřebu tahové síly představují faktory závislé na místě, ke kterým patří druh půdy, objemová hmotnost půdy, půdní vlhkost a reliéf [12]. Například Yule et al. [15] využili traktoru vybaveného měřicími prostředky pro polní mapování s přijímačem GPS a demonstrovali nárůst tahové síly na utužených plochách. Zejména na vstupech na pozemek a souvratích zjistili dvojnásobné náklady na zpracování půdy.

Znalost tahové síly by tak mohla být v mnoha ohledech užitečným nástrojem. Výsledky mohou být v běžné praxi použity pro srovnání energetické náročnosti používaných technologií zpracování půdy, ověření technických změn na strojích, optimalizaci nastavení nářadí a ověření agrotechnických zásahů na pozemcích. S odvoláním na hospodaření podle prostorové variability pozemku jsou prostorové informace o půdních vlastnostech pozemku a jejich vzájemná vazba na terén potřebné pro uplatnění prostorové

specifického obhospodařování. Pro mapování půdních vlastností jako je zrnitost, struktura půdy, dostupnost vody a její pohyb lze využít měření elektromagnetické indukčnosti a tahové síly [3]. Jak dále uvádí Timlin et al. [14], dostupné půdní mapy nemohou přinést informace pro precizní zemědělství v potřebném měřítku.

Měření síly na tříbodovém závěsu traktoru se dělá převážně s použitím měřicích rámců, které jsou vloženy mezi traktor a připojený stroj [5]. Práce a manipulace s takovým rámcem může být velice obtížná. Dále se k měření tahové síly mohou použít sériově osazené silové čepy na závěsu traktoru, určené pro jeho elektronickou regulaci [12].

Měření rozdílů v půdních vlastnostech během běžného zpracování půdy představuje základ mapování potřeby tahové síly nástroje pro zpracování půdy. Navíc, jak uvádějí ve své práci Rothmund et al. [11], s měřením tahové síly na elektronicky regulovaném závěsu a automatizovaným ukládáním dat se získává během zpracování půdy parametr bez dodatečných nákladů na jeho získání. Měření tahové síly během zpracování půdy se tak jeví jako velmi perspektivní možnost sledování různorodosti půdního prostředí.

McLaughlin a Burt [7] měřili při orbě tahovou sílu na třibodovém závěsu traktoru. Jak dále uvádějí, vytvořili mapy zpracování půdy (Kanada - Ontario) a z tohoto měření bylo možné získat informace o fyzikálních vlastnostech půdy, textuře půdy, organických látkách a zhuštění půdy. Řada dalších autorů, kteří se zabývali měřením tahové síly, používali výsledky měření k porovnání se zhuštěním půdy. Lapeen et al. [6] nebo Mouazen et al. [8] shledávají ulehlost půdy jako hlavní faktor ovlivňující růst rostlin a výnos. Kdyby měření tahové síly během práce stroje reagovalo na zhuštělá místa, mohly by se tyto plochy identifikovat z map tahové síly. Kuželovým penetrem můžeme odhadnout zhuštění půdy, ale jedná se o bodové měření a k popisu zhuštění půdy na celém pozemku je zapotřebí mnoho vpichů kuželem penetromu. Podle Bassa [2] je hloubka a intenzita zpracování půdy určena umístěním pozemku, typem půdy a hloubkou půdy. Hlubší zpracování půdy může být opodstatněné na několika částech pozemku, naopak nevhodné může být na místech ostatních. Jako hlavní vstupní hodnota pro určení hloubky kypření byla hodnota zhuštění půdy. Zpracování půdy na variabilní hloubku přineslo snížení nákladů spojené se zpracováním půdy až o 31 %. Naproti tomu Mouazen a Ramon [9] nebo Godwin a Miller [3] v závěrech studií a měření spatřují nedostatky v použití popsaných metod pro praxi z důvodů značného množství parametrů, které ovlivňují měření. To do jisté míry může vysvětlovat kolísání výsledků a nízkou shodu velikosti tahové síly mezi jednotlivými roky měření. Z tohoto důvodu jsou vyvíjena čidla, která dokáží měřit více faktorů (utužení půdy, vlhkost a obsah organických částic) při jednom přejezdu [1]. Nepřímý vliv na tahovou sílu může mít rovněž sklon terénu [10].

Z rozboru literárních pramenů vyplývá požadavek na jednoduché principy měření tahové síly při práci strojů. V souvislosti s požadavkem pochytit variabilitu půdních podmínek v rámci pozemků by záznam tahové síly mohl také posloužit jako významný zdroj informací o místně specifických půdních podmínkách. Dnešní moderní stroje s elektrohydraulickou výbavou měření tahové síly umožňují. Hlavní náplní práce proto byla kalibrace silových čidel závěsu traktoru, kalibrace čidel polohy ramen závěsu a ověření při měření v polních podmínkách.

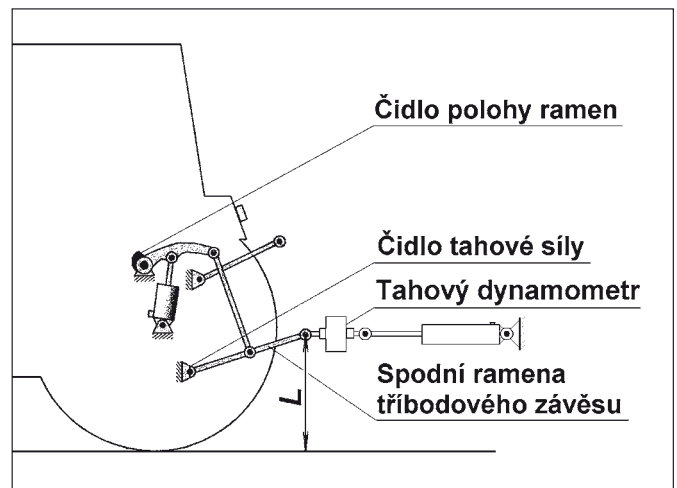
## MATERIÁL A EXPERIMENTÁLNÍ METODA

K měření a kalibraci byl použit traktor John Deere 8320 a traktor Fendt 933 Vario. Oba traktory mají sériově osazená čidla, která snímají tahovou sílu. Za konektor čidla byl vložen mezikus, ze kterého byly vyvedeny vodiče pro připojení digitálního multimetru nebo později měřicí ústředny. Kalibrace byla provedena na měřicím zařízení SZZPLS, a.s. (Státní zkušebna zemědělských, potravinářských a lesnických strojů, a. s.). Spodní ramena závěsu traktoru byla zatěžována vodorovnou silou až do max. hodnoty třecí síly mezi podložkou a pneumatikami. Tahová síla byla vyvozena přímočarým hydromotorem. Mezi závěs a hydromotor byl vložen tahový dynamometr, ze kterého byla odečítána hodnota působící síly. Tahová síla byla měřena ve třech výškách ramen  $L$ .

Každé měření bylo opakováno třikrát. Výstupní napětí bylo vždy zaznamenáváno při zatěžování a následně při odlehčování závěsu. Interval odečítání byl 5 kN.

Spolu s tahovou silou je nezbytné měřit polohu, resp. výšku ramen závěsu  $L$  nad podložkou. Také v tomto případě jsou čidla polohy sériově osazena od výrobce. Napojení na čidla bylo provedeno stejným způsobem. Hodnoty výstupního napětí z čidla polohy byly odečítány postupně při zvedání i spouštění ramen, od minimální do maximální výšky ramen, vždy po 100 mm. Návrh traktoru a postup měření je na *obr. 1*.

Pro polní měření byla sestavena měřicí ústředna. Pro nepřetržitě měření byly použity dva mikropočítače. První mikropočítač (měřicí) odečítal hodnoty z čidel, druhý (komunikační) zajišťoval komunikaci mezi přijímačem polohy DGPS, měřicím mikropočítačem, pamětí a přes RS 232 s PC. Interval pro odečet hodnot byl 2 s.

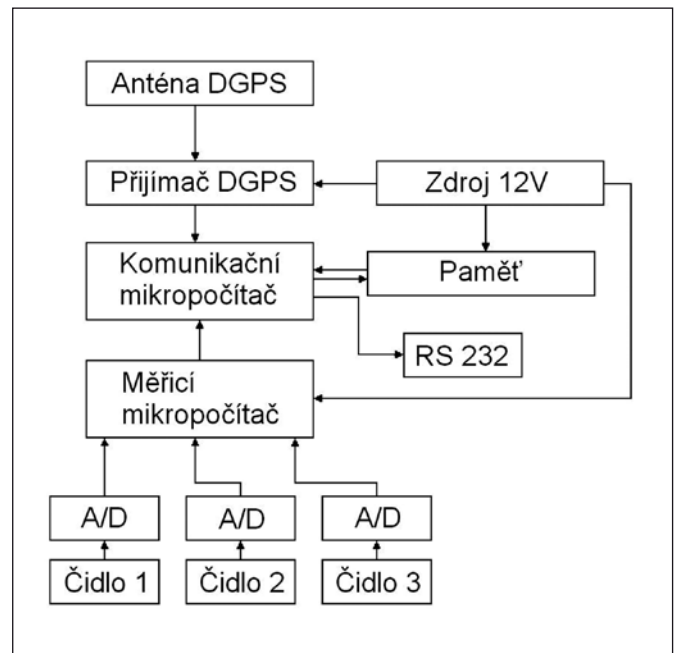


Obr. 1 Návrh měřicího stanoviště pro kalibraci silových čepů a umístění jednotlivých měřicích bodů

Z takto zapojeného přístroje byl získán datový soubor sestávající z jednotlivých vět, která obsahovala tato data:

XXXX<sub>1</sub>, XXXX<sub>2</sub>, XXXX<sub>3</sub>, XXXXXX<sub>4</sub>, XXXX.XXXX<sub>5</sub>, X<sub>6</sub>, XXXXX.XXXX<sub>7</sub>, X<sub>8</sub>, X<sub>9</sub>, XXX.X<sub>10</sub>, XXXXXX<sub>11</sub>.

Čtyřmístná data s indexem 1 až 3 jsou naměřené hodnoty ze senzorů. Údaje s indexem 4 až 11 jsou převzaté z DGPS (čas, zeměpisná šířka, hemisféra, zeměpisná délka, hemisféra, kvalita signálu, nadmořská výška a datum). Blokové schéma zapojení měřicí aparatury je na *obrázku 2*.



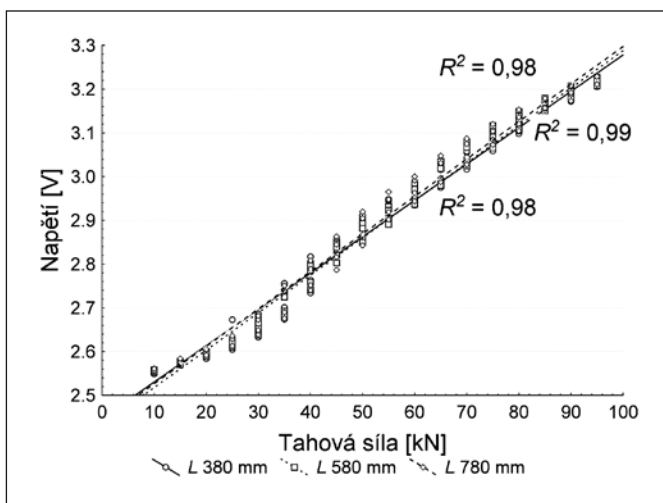
Obr. 2 Blokové schéma zapojení měřicí aparatury, určené k provoznímu měření v polních podmínkách

Pro zpracování výsledků byly použity nástroje programového balíku MS Office, Word, Excel a Access. Pro statistickou analýzu byl použit program STATISTICA Cz 8.0.

## VÝSLEDKY A DISKUSE

Graf na *obr. 3* popisuje průběh výstupního napětí čidla tahové síly na tahové síle u traktoru John Deere 8320. Z grafu na *obr. 3* je patrné, že výstupní napětí záviselo lineárně na hodnotě tahové síly





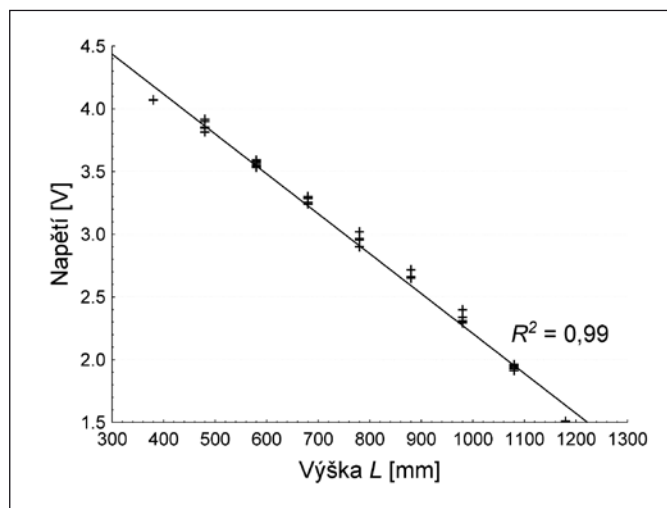
Obr. 3 Závislost výstupního napětí z čidel tahové síly na tahové síle u traktoru John Deere 8320

u všech nastavených poloh ramen závěsu. Poloha ramen ale neměla vliv na sklon přímky. Rovnice přímek jsou uvedeny v tabulce 1. Průběhy hodnot byly popsány lineárními funkcemi. Koeficienty determinace ( $R^2$ ) byly v rozmezí od 0,98 do 0,99 (tab. 1).

Závislost hodnot výstupního napětí z čidla polohy na výšce osy čepu spodních ramen závěsu traktoru (měřeno od vodorovné podložky) měla lineární charakter (obr. 4). Rovnice přímky je uvedena v tabulce 2. Koeficient determinace ( $R^2$ ) byl pro čidlo polohy 0,99.

Tab. 1 Vyjádření závislosti výstupního napětí čidel tahové síly na tahové síle

traktor	John Deere 8320		
výška oka závěsu $L$	380 mm	580 mm	780 mm
regresní rovnice	$y = 2,4462 + 0,0083x$	$y = 2,4329 + 0,0086x$	$y = 2,4402 + 0,0085x$
rovnice $R^2$	0,98	0,99	0,98
traktor	Fendt 933 Vario		
výška oka závěsu $L$	400 mm	700 mm	1000 mm
regresní rovnice	$y = 4,2012 - 0,0113x$	$y = 4,2222 - 0,0103x$	$y = 4,2425 - 0,0089x$
rovnice $R^2$	0,99	0,99	0,99

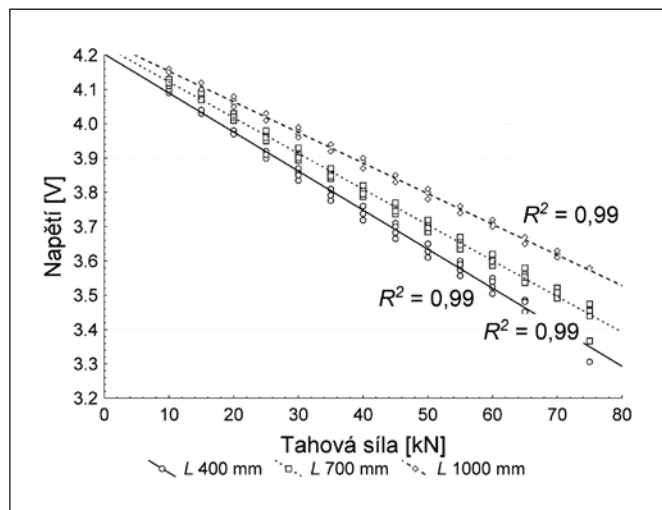


Obr. 4 Závislost výstupního napětí z čidla polohy ramen na výšce osy čepu spodních ramen závěsu u traktoru John Deere 8320

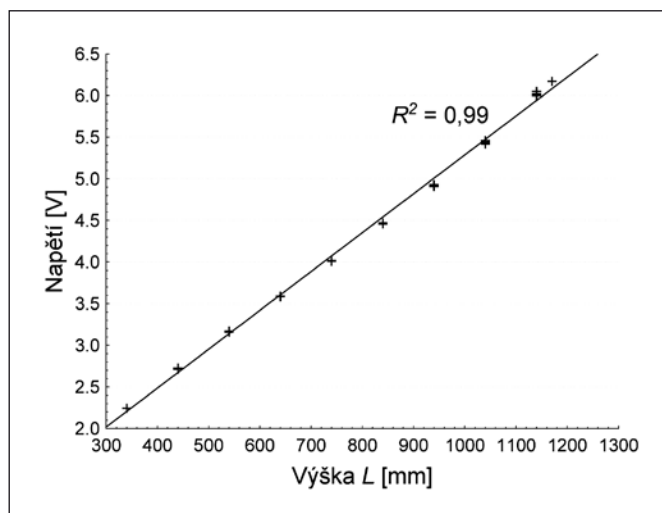
Graf na obr. 5 popisuje závislost průběhu výstupního napětí čidla tahové síly na tahové síle u traktoru Fendt 933 Vario. Lineární průběh závislosti výstupního napětí z čidel na tahové síle byl opět prokázán u všech poloh ramen závěsu. Jednotlivé funkce jsou uvedeny v tabulce 1. Koeficienty determinace ( $R^2$ ) byly rovny hodnotě 0,99 (tab. 1). Z grafu na obr. 5 ale vyplývá, že sklon regresních přímek se mění s polohou ramen.

Průběh hodnot výstupního napětí z čidla polohy závisel lineárně na výšce osy čepu spodních ramen závěsu traktoru (obr. 6). Rovnice přímky je uvedena v tabulce 2. Koeficient determinace ( $R^2$ ) byl pro čidlo polohy 0,99.

Záznam tahové síly při práci stroje byl pořízen při orbě traktorem John Deere 8320 v soupravě se sedmiradličným pluhem Kverneland PL 100. Hloubka orby byla nastavena na 180 mm. Záznam



Obr. 5 Závislost výstupního napětí z čidel tahové síly na tahové síle u traktoru Fendt 933 Vario

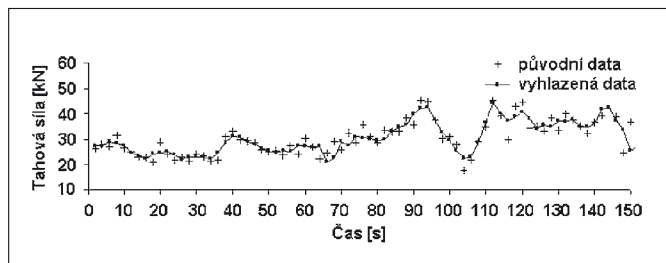


Obr. 6 Závislost výstupního napětí z čidla polohy ramen na výšce osy čepu spodních ramen závěsu u traktoru Fendt 933 Vario

Tab. 2 Vyjádření závislosti výstupního napětí čidel polohy ramen na poloze ramen  $L$

	John Deere 8320	Fendt 933 Vario
regresní rovnice	$y = 5,3907 - 0,0032x$	$y = 0,6192 + 0,0047x$
$R^2$	0,99	0,99

dat (obr. 7) ukazuje na značnou variabilitu, která je odrazem řady faktorů majících vliv na hodnoty tahové síly. Při záznamu jsou do souboru dat vnášeny chyby, které je zapotřebí eliminovat. Thylén et al. [13] uvádí, že nejvíce chyb při tvorbě výnosových map vzniká při najetí stroje do nového řádku. Ačkoliv se nejedná o sklizeň, charakter záznamu dat je velmi podobný. Před dalším zpracováním dat je zapotřebí tyto hodnoty ze souboru dat vyloučit.



Obr. 7 Typický průběh tahové síly při orbě pluhem Kverneland PL 100 v soupravě s traktorem John Deere 8320 (záznam z jednoho přejezdu)

Zejména při geostatistickém zpracování a tvorbě map tahové síly se osvědčilo vyhlazení časové řady záznamu. Jak uvádí Hayhoe et al. [4], vykazují hodnoty tahové síly kmity kolem křivky. Ke stejným výkyvům docházelo i při měření tahové síly na pokusném pozemku (obr. 7). K vyhlazení časové řady byla použita metoda jednoduchého klouzavého průměru. Při výpočtu se vycházelo ze vztahu:

$$\hat{Y}_t = \frac{1}{3}(Y_{t-1} + Y_t + Y_{t+1}), \quad (1)$$

kde:  $Y$  jsou původní hodnoty v čase  $t$ .

Pak nastane v časové řadě posun o jednu hodnotu doprava a vyrovná se hodnota v čase  $t + 1$ .

## ZÁVĚR

Výsledky provedených měření ukázaly na možnost využití elektronických komponentů moderních traktorů k měření a záznamu tahové síly během práce. Kalibrace elektrohydraulických závěsů traktorů Fendt 933 Vario a John Deere 8320 prokázala lineární závislost výstupního napětí silových čepů ramen na tahové síle. Rovněž hodnoty výstupního napětí z polohového čidla ramen se měnily lineárně se změnou polohy ramen závěsu.

Z pořízeného záznamu tahové síly jsou patrné některé problémy s měřením síly během práce. Vždy je potřeba počítat s vyloučením hodnot na začátku a na konci měření, kdy pracovní nástroje stroje nemusí být dostatečně zahloubeny, případně nebyla ještě dosažena požadovaná pracovní rychlost. Záznam také ukazuje výkyvy sousedních hodnot tahové síly. Uspořádání hodnot ale vždy sledovalo trend ve změnách hodnot síly. Při použití metody klouzavého průměru došlo k vyhlazení časové řady. Tato úprava hodnot se ukázala jako významná při dalším zpracovávání naměřených dat.

**Poděkování:** Příspěvek vznikl za podpory výzkumného zá-  
měru MŠMT pod označením MSM 6046070905 a projektu CIGA  
21140/1313/213135.

## Literatura

- [1] Adamchuk V. I., Christenson P. T. 2005. An integrated system for mapping soil physical properties on-the-go: the mechanical sensing component. *In: Proceeding of conference (Stafford J. V. ed.): Precision Agriculture 2005, 5th European Conference on Precision Agriculture, Uppsala, Wageningen Academic Publishers, Sweden, pp. 449-455.*
- [2] Basso B., Sartori L., Bertocco M., Oliviero G. 2003. Evaluation of variable depth tillage: economic aspects and simulation of long term effects on soil organic matter and soil physical properties. *In: Proceeding of conference (Stafford J. V. and Werner A. ed.): Precision Agriculture 2003, 4th European Conference on Precision Agriculture, Berlin, Wageningen Academic Publishers, Germany, pp. 61-67.*
- [3] Godwin R. J., Miller P. C. H. 2003. A Review of the Technologies for Mapping Within-field Variability. *Biosystems Engineering* 84 (4), pp. 393-407.
- [4] Hayhoe H. N., Lapen D. R., McLaughlin N. B. 2002. Measurements of mouldboard plow draft: I. Spectrum Analysis and Filtering. *Precision Agriculture* 3 (3), pp. 225-236.
- [5] Kürsteiner B. 2003. Rahmenlose Messung der Dreipunktkräfte am Traktor. *In: Proceeding of conference: Agricultural Engineering 2003, Hannover, VDI Verlag GmbH, Germany, pp. 73-78.*
- [6] Lapen D. R., Hayhoe H. N., Topp G. C., McLaughlin N. B., Gregorich E. G. 2002. Measurements of mouldboard plow draft: II. Draft-soil-crop and yield-draft associations. *Precision Agriculture* 3 (3), pp. 237-257.
- [7] McLaughlin N. B., Burt S. D. 2000. Spatial mapping of tillage energy. *In: Proceeding of conference (Robert P.C., Rust R.H. and Larson W.E. ed.): 5th International Conference on Precision Agriculture, University of Minnesota, ASA/CSSA/SSSA, Minnesota, the U.S.A.*
- [8] Mouazen M. A., De Baerdemaeker J., Ramon H. 2005. On-the-go sensor for measurement of dry bulk density referring to soil compaction. *In: Proceeding of conference (Stafford J. V. ed.): Precision Agriculture 2005, 5th European Conference on Precision Agriculture, Uppsala, Wageningen Academic Publishers, Sweden, pp. 523-528.*
- [9] Mouazen M. A., Ramon H. 2006. Development of on-line measurement system bulk density based on on-line measured draught, depth and soil moisture content, *Soil & Tillage Research* 86, pp. 218-229.
- [10] Reuter H. I., Kersebaum K. C., Wendroth O. 2005. Spatial and temporal variability of soil properties with respect to relief information. *In: Proceeding of conference (Stafford J. V. ed.): Precision Agriculture 2005, 5th European Conference on Precision Agriculture, Uppsala, Wageningen Academic Publishers, Sweden, pp. 433-440.*
- [11] Rothmund M., Zipprich M., Auernhammer H., Demmel M. 2003. Zugkraftmessung bei der Bodenbearbeitung als ergänzende Information zur Standortbeschreibung. *In: Proceeding of conference: Agricultural Engineering 2003, Hannover, VDI Verlag GmbH, Germany, pp. 305 - 310.*
- [12] Schutte B., Kutzbach H. D. 2003. Evaluierung von ortsspezifischen Zugkraftmessungen bei der Bodenbearbeitung. *In: Proceeding of conference: Agricultural Engineering 2003, Hannover, VDI Verlag GmbH, Germany, pp.299 - 304.*
- [13] Thylén L., Jürschik P., Murphy D. 1997. Improving the quality of yield data. *In P.C. Precision agriculture 1997, BIOS Scientific Publishers Ltd., pp. 743 - 750.*
- [14] Timlin D., Pachepsky Y., Walthall C., Loebel S. 2001. The use of a water budget model and yield maps to characterize water availability in a landscape. *Soil & Tillage Research* 58 (3-4), pp. 219 - 231.
- [15] Yule I. J., Johnem G., Nowak M. 1999. A tractor performance monitor with DGPS capability. *Computers and Electronics in Agriculture, Special Edition: Spatial Yield Recording of Non-grain Crops*, 23 (2), pp. 155 - 174.

Ing. Milan Kroulík, Ph.D., doc. Dr. Ing. František Kumhála, prof. Ing. Josef Hůla, CSc., Ing. Martin Zlínský, Ing. Jiří Kmoch, Česká zemědělská univerzita v Praze, Technická fakulta, katedra zemědělských strojů, Kamýcká 129, 165 21, Praha 6-Suchdol, e-mail: kroulik@tf.czu.cz  
Václav Prošek, Česká zemědělská univerzita v Praze, Technická fakulta, katedra využití strojů, Kamýcká 129, 165 21, Praha 6-Suchdol

# Jubilant Vladimír Malíšek

Kdo jiný by měl o jubilantovi zavzpomínat než níže podepsaný autor. Když před třemi lety Vladimír velmi stál o to, aby se o mně zmínil u příležitosti mých sedmdesátin, souhlasil jsem pod podmínkou, že na oplátku napíši já k jeho nejbližšímu životnímu jubileu. A dalších důvodů vycházejících z našeho dlouhodobého přátelství by se našlo více, setkávali jsme se od středoškolských i vysokoškolských studií, při několikaletém společném působení v pražské Laboratoři optiky ČSAV a v poslední době v Olomouci na katedře optiky Přírodovědecké fakulty Univerzity Palackého.

Nejbliže jsme si byli tehdy, když nás prof. Bedřich Havelka povolal do Laboratoře optiky ČSAV, kde jsem působil v letech 1959 – 1963 a Vladimír 1961 – 1963. Po zrušení Laboratoře optiky v Praze jsme ještě rok zůstali na stejném místě, další dva roky každý v jiném oddělení Ústavu radioelektroniky a elektroniky ČSAV, kde jsme se připravovali na vědeckou dráhu u významného pracovníka v oboru infračervené optiky, RNDr. Ing. Antonína Vaško, DrSc. (1912 - 1997).

Vladimír Malíšek se narodil v neděli 23. 4. 1933 v Olomouci, dětství prožil v péči matky a babičky na venkově ve Stichovicích u Plumlova a na Zámečku u Přemyslovic. V Olomouci absolvoval osmileté Slovanské gymnázium zatěžován materiálními a rodinnými starostmi i politicky orientovanými komplikacemi spojenými s provozováním hry na varhany v kostelech. V roce 1957 ukončil studium fyziky a matematiky na Fakultě přírodních věd tehdejší samostatné Vysoké školy pedagogické, která se brzy poté stala součástí Univerzity Palackého. Zejména matematika byla jeho skutečnou zálibou, sám tvrdí, že studoval matematiku a fyziku, na rozdíl od názoru prof. Josefa Fuky, že naše aprobace je „fyzika s malou matematikou“. Životní zkušenost nás však přesvědčila, že jsme studovali pouze malou fyziku s ještě menší matematikou, zvláště proto, že tehdy se délka vysokoškolského studia zkrátila na čtyři roky a navíc z času na odbornou činnost značně ukrojovala povinná vojenská příprava a studium marxizmu-leninizmu.

Láska k hudbě se u Vladimíra projevovala již během studia jako vášeň pro hru na varhany. Po zkouškách v Tóncentru se stal dokonce „hudebníkem z povolání“, což byla nezbytná kvalifikace pro honorování hudebních výkonů v necírkevních institucích. Již tehdy se také zajímal o dějiny fyziky a pravidelně doplňoval svou odbornou knihovnu nejen o nové, ale i o dříve vydané hodnotné knihy a sbírání a archivování knih ho již nikdy neopustilo.

Po absolvování vysoké školy jej umístěnka zavedla k vyučování na Jedenáctileté střední škole v Kojetíně. Po dvou letech přesídlil z rodinných důvodů do Prahy, kde ve Štěpánské ulici 22 učil po dvě léta v Akademickém gymnáziu – dnes starém 452 let. Potom následovalo naše společné účinkování v Akademii věd a v roce 1966 se po vyřešení soukromých problémů vrací do Olomouce. Kandidátskou disertaci obhajoval ještě v ÚRE ČSAV a jako vědecký pracovník pokračoval pod vedením prof. Bedřicha Havelky v nově založené Laboratoři optiky na Přírodovědecké fakultě Univerzity Palackého v Olomouci, která byla později transformována na Společnou laboratoř optiky Univerzity Palackého a Fyzikálního ústavu ČSAV, kde působí dodnes, nyní jako externista.

Vědeckou kariéru zahájil společně s autorem těchto řádků. Specializoval se na teoretickou spektroskopii molekul včetně aplikací



teorie reprezentací grup symetrie, zatímco autor těchto řádků se zabýval experimentální stránkou této problematiky. Jubilant konkrétně formuloval obecná výběrová pravidla pro  $n$ -kvantové vibrační přechody, vztahy pro intenzitu odpovídajících spektrálních čar a pásů, pro závislost intenzity čar na teplotě apod. Společně jsme napsali knížku *Vibrační spektroskopie* vydanou SNTL v roce 1966, která o čtyři roky později vyšla v angličtině v koe-dici s londýnským ILIFE. Společně jsme se tehdy také zabývali optickým zobrazováním a měřením indexu lomu kapalin v infračervené oblasti spektra a s tím souvisejícím zviditelněním teplotních polí. Své poznatky o spektroskopii zúročil ve skriptu *Úvod do optické spektroskopie* (1981).

Již během pobytu v Praze externě přednášel matematiku na Fakultě elektrotechnické ČVUT a na Mechanizační fakultě VŠZ. Pokračuje pak na Přírodovědecké fakultě UP v Olomouci přednáškami zaměřenými na optickou spektroskopii, na dějiny fyziky, filozofii fyziky a na matematiku, z nichž první dva obory přednáší dodnes. Dějiny fyziky přednášel externě též na Přírodovědecké fakultě Univerzity v Ostravě. Působil také jako oponent disertací (DrSc.) na Matematicko-fyzikální fakultě Univerzity Karlovy v Praze.

V roce 1976 vydal *Dějiny fyziky*, v níž k dějinám přistupuje podle oborů, v roce 1990 vyšla jeho *Historie fyziky*, která má chronologické řazení, a v roce 1986 byla vydána populární kniha *Co víte o dějinách fyziky*. Věnoval se podrobněji i jednotlivým oborům fyziky, např. ve *Vývoji názorů o světle* (1973, UK Praha) a osobnostem, např. v sérii *Hvězdy vědeckého nebe* vyšla v roce 1999 jeho monografie *Isaac Newton*. Řadu biografii vědců publikoval v časopisech *Česká oční optika*, *Matematika a fyzika ve škole*, *Rozhledy matematicko-fyzikální*, v současných encyklopediích a jinde. Překládal i některé populárně vědecké knihy, jako např. *Fyzika pro každého* od L. D. Landaua (1975), *Vývoj fyzikálního obrazu světa* od A. I. Achiezera (1975) a jiné. Řadu článků přeložil do mezinárodního sborníku *Věda a lidstvo*.

Vladimír se rovněž dlouhá léta věnoval organizačním záležitostem. Zejména v Jednotě československých (později českých) matematiků a fyziků pracoval na úrovni olomoucké pobočky a také v ústředí. Byl zvolen jejím zasloužilým a posléze v roce 2007 čestným členem. Byl rovněž organizátorem různých vědeckých konferencí, jako např. několika Československo-polských a Česko-polsko-slovenských optických konferencí od jejich založení (v letech 1970 - 1990) a světového 10. kongresu International Commission of Optics v Praze. Přes dvacet let též organizoval pravidelné celostátní optické semináře na půdě Univerzity Palackého v Olomouci.

Odjakživa se jubilant vyznačoval vypravěčským uměním a profesionálním talentem pro humor, kterým okořeňuje historky ze svého života a doprovází komentáře veřejného dění, i proto je zván na různá vědecká setkání.

Po zklamání v soukromém životě se vrátil z Prahy do rodné Olomouce, kde se jeho rodinné poměry stabilizovaly a k dceři z prvního manželství přibyli nakonec dva synové a druhá dcera.

Zakončím bez dalekosáhlých přání stejně, jako v takových případech zakončuje on: „Ad multos annos!“

Miroslav Miler

## Využití CCD kamery pro zjištění reologických vlastností biovzorku

*Článek se zabývá nasazením běžné kamery s vysokým rozlišením Canon 350D spolu s trhačkou Instron 4464 pro určení některých materiállových charakteristik vzorku. Z fotozáznamu deformační zkoušky je určena jednak objemová stlačitelnost vzorku a jeho Poissonův poměr, jednak množství tekutiny ze vzorku deformací vytlačené. Testování možností zjištění těchto veličin bylo prováděno na části brambory. V textu jsou uvedeny některé výsledky stlačitelnosti a množství vytlačené tekutiny při relaxačním procesu.*

### ÚVOD

Níže popisovaná metoda byla vyvinuta především jako pokus o přesnou identifikaci polohy čelistí trhačky, neboť se ukázalo, že poloha čelistí trhačky udávaná, která je odvozována od pohybu motoru, který přes šnekové a pásové převody posun čelistí provádí, není zvláště v situacích, kdy dochází ke změně směru pohybu, dostatečně přesná a výsledné křivky zatěžuje nepříjemnými artefakty. Ukázalo se postupně, že při těchto měřeních je možné současně průběžně stanovovat příčný rozměr vzorku a jiné charakteristiky deformovaného biologického vzorku, z nichž některé zde jsou popsány. Rozměry jsou určovány podobně jako v práci Lukeše [2] k určení posunu frakcí *annulus fibrosus* nebo Zemanové [1], která metodu použila pro měření úhlu natočení obratlů a k identifikaci středů otáčení v tomto pohybu.

Zabýváme se deformací části brambory v nedestruktivní oblasti, tj. v deformaci asi o 30 % původního rozměru, kdy nedochází k jejímu prasknutí. Množství tekutiny vytlačené ze vzorku v průběhu jednotlivých fází deformační zkoušky je většinou opomíjeno, neboť tvoří pouze přibližně 1 % celkového objemu vzorku. Předkládaná metoda umožňuje toto množství stanovit poměrně s vysokou

přesností v průběhu celé zkoušky s časovým krokem několika málo sekund. Určit objemovou stlačitelnost, stejně jako Poissonův poměr, je obecně možné několika postupy, např. použitím nedeformovatelné komůrky vyplněné vzorkem. Takový postup je však pro biomateriály jen omezeně použitelný, neboť obrobení vzorku na přesně definovaný tvar dostatečně rychle, aby nedošlo k jeho částečné degradaci, je poměrně obtížné. Jinou možností jsou dynamické metody určení Poissonova poměru pomocí kmitů a jeho určení ze známých modulů elasticity v tlaku a ve smyku. Popisovaná metoda však určuje kvazistatickou hodnotu Poissonova poměru, která je limitním případem předešlé.

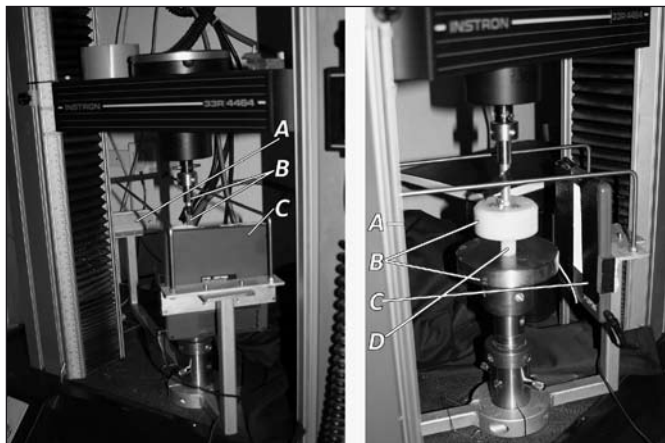
### METODA

Za pomoci digitálního fotoaparátu Canon 350D, jehož spoušť byla připojena na ovládací relé Instronu 4464, byl v zastíněném prostoru snímán deformovaný vzorek proti homogennímu pozadí tvořeného prosvětleným panelem Fomei 101P se světelnou teplotou 5500 K. Pro maximální rovnoběžnost snímaného úhlu a zároveň pro maximální využití snímané plochy CCD snímačem byla ka-

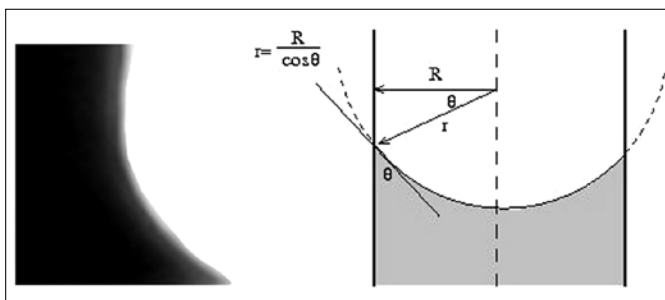
Tab. 1 Hodnoty relativní objemové změny  $V/V_0$ , relativního zkrácení vzorku  $\varepsilon$ , relativního rozšíření  $\varepsilon_r$ , Poissonova poměru  $\nu$  a přirozeného prodloužení (resp. zkrácení)  $\varepsilon^*$  pro různé časy v průběhu experimentu pro vybrané vzorky brambory typu Nikola

čas [s]	plocha vzorku [px]	průměr vzorku [px]	průměr vzorku [mm]	přirozené prodloužení $\varepsilon^*$	objem vzorku [px]	objem vzorku [mm <sup>3</sup> ]	objemová změna $V/V_0$	Poissonův poměr $\nu$
5	476565	654,6	17,96		243497827	5028	1	
574	474767	653,0	17,92	-0,00	241850085	4994	0,99	
606	462666	671,0	18,41	-0,05	242089733	4999	0,99	0,47
1189	460119	668,8	18,35	-0,06	239814881	4952	0,98	0,38
1229	446576	688,1	18,88	-0,11	239375436	4943	0,98	0,47
1824	444858	686,5	18,83	-0,12	237191024	4898	0,97	0,43
1830	444487	688,1	18,88	-0,12	237306986	4900	0,97	0,44
1843	440575	692,2	18,99	-0,13	236648079	4887	0,97	0,44
1846	437560	695,1	19,07	-0,15	236219991	4878	0,97	0,45
1849	435566	699,7	19,20	-0,16	236609472	4886	0,97	0,47
1852	432713	704,2	19,32	-0,17	236470069	4883	0,97	0,48
1891	424435	715,1	19,62	-0,20	235060104	4854	0,97	0,50
1968	421936	718,8	19,72	-0,22	234918355	4851	0,96	0,51
2008	421565	719,4	19,74	-0,22	234732076	4847	0,96	0,50
2199	419073	722,5	19,82	-0,23	232901710	4809	0,96	0,50
2473	418497	725,9	19,92	-0,23	233199989	4815	0,96	0,50

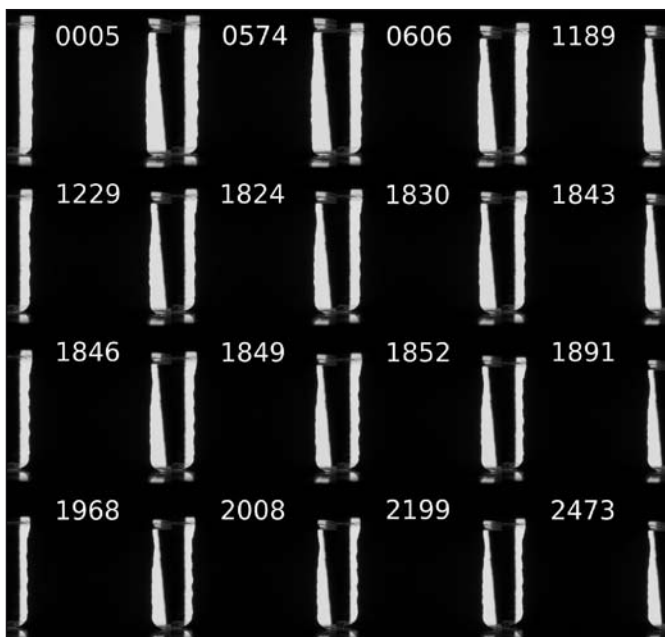
mera opatřena teleobjektivem 105 mm, takovým, že bylo možné na vzdálenost 35 cm mezi objektivem a vzorkem zaostřit. Dalším, nikoliv nepodstatným prvkem aparatury byl polarizační filtr Hoya připevněný na objektiv, který nepropouštěl odlesky povrchu vzorku, jehož silueta mohla být takto určena s přesností na 1 pixel v režimu ukládání snímku RAW.



Obr. 1 Měřicí aparatura. A-plocha pro upevnění fotoaparátu, B-prosvětlovací panel Fomei 101P, C-čelisti trhačky, D-měřený vzorek bramboru



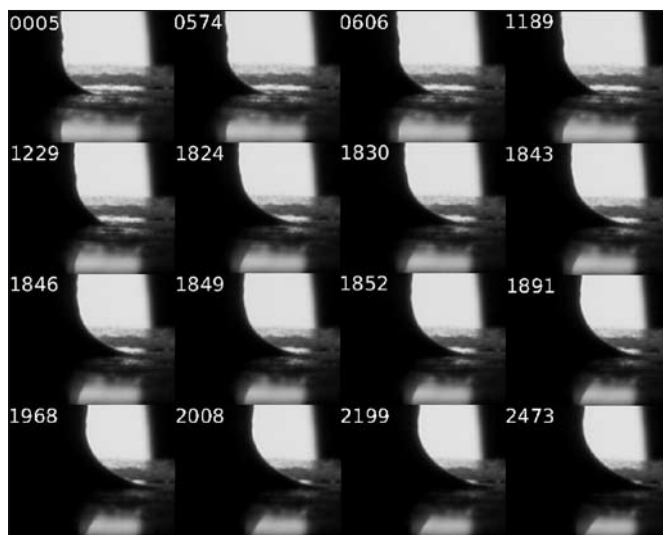
Obr. 2 Ukázka snímku vzorku a popis kapilární elevace tekutiny ze vzorku vytlačené. Jsou vidět rozdílné úhly návaznosti ke vzorku a k ocelové lavici čelistí trhačky



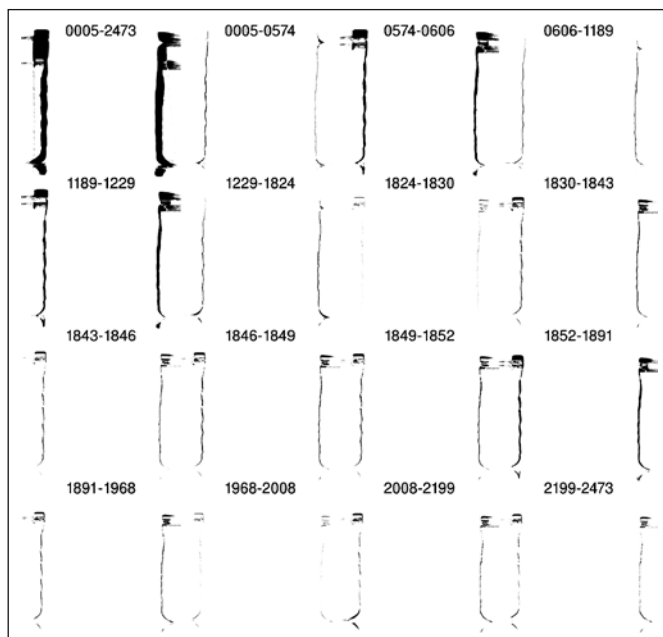
Obr. 3 Sled pořízených snímků vzorku ukazuje postupnou deformaci v podélném směru a rozšíření vzorku ve směru příčném. Číselné údaje v jednotlivých snímcích znamenají čas v sekundách od počátku výše popsaného deformačního experimentu

V tab. 1 je vidět průběh velikosti objemové deformace na přirozeném prodloužení (resp. zkrácení). V posledním sloupci je vidět průběh velikosti Poissonova poměru na přirozeném prodloužení.

Při konstrukci aparatury je možno podle obr. 1 vidět tekutinu vytékající ze vzorku vytékající, viz obr. 2. Vlivem totálního odrazu se tato vytlačená tekutina jeví na průsvit prakticky černá a jsme tak dobře schopni určit její relativní množství i např. úhly kapilární elevace této tekutiny jak vůči vzorku, tak vůči známému materiálu čelistí trhačky. Ze série snímků na obr. 3 vidíme rozfázovaný pohled na postupně se deformující vzorek. Vytlačená tekutina je však daleko lépe vidět na sérii detailů okraje vzorku obr. 4. Jeden z možných pohledů kontrastněji zachytávající deformaci vzorku dostaneme zobrazením rozdílů po sobě jdoucích snímků, kdy z překryvu snímku bereme jen tu část, v níž se snímky liší. S jistotou licencí lze výsledný snímek nazvat grafickou (časovou) derivací. Ukázkou výsledku je možné vidět na obrázku 5.



Obr. 4 Detail kapaliny vytlačené ze vzorku na sérii fotografií z průběhu experimentu. Číselné údaje v jednotlivých snímcích znamenají čas v sekundách od počátku výše popsaného deformačního experimentu

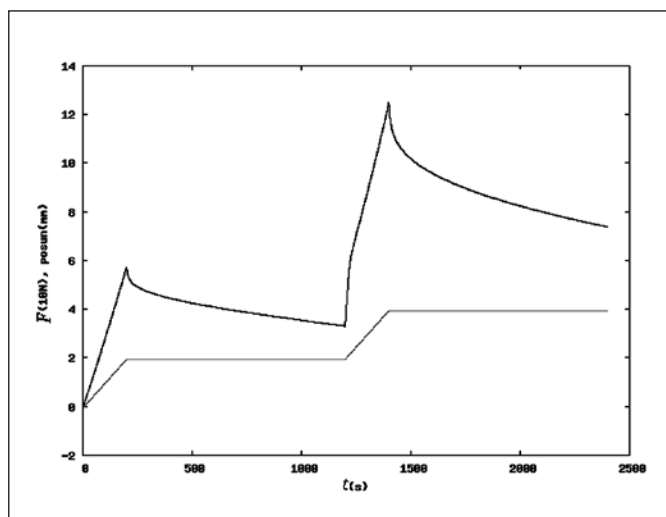


Obr. 5 Jinou možností jak zvlášť přehledně zobrazit deformaci vzorku je derivační snímek, ve kterém jsou vidět jen rozdílové pixely. Číselné údaje v jednotlivých snímcích znamenají okamžiky v sekundách od počátku experimentu, které byly vzájemně porovnávány

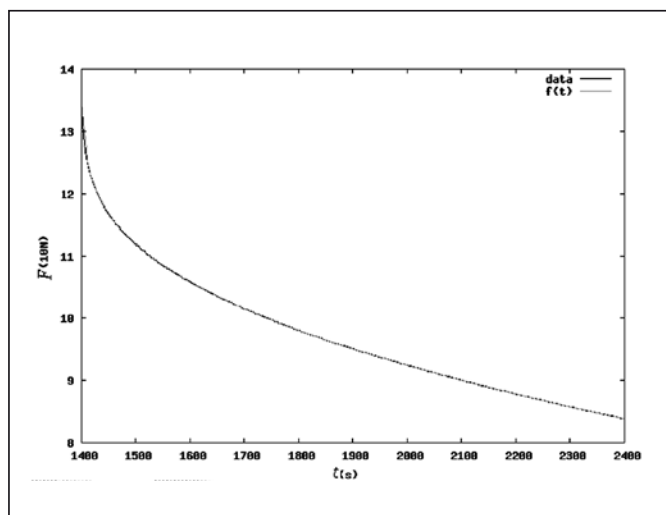
Co se týče měření rozměrů vzorku, byla fotografie vzorku v daném okamžiku převedena do formátu bmp s jednobitovou paletou a ořezem vždy stejně provedeným s vyteklou tekutinou nebo bez ní. Z polohy krajních pixelů byla určena výška vzorku a z celkového počtu černých pixelů určených programem „Pixel“ byl určován příčný rozměr vzorku nebo průřez elevace.

## VÝSLEDKY

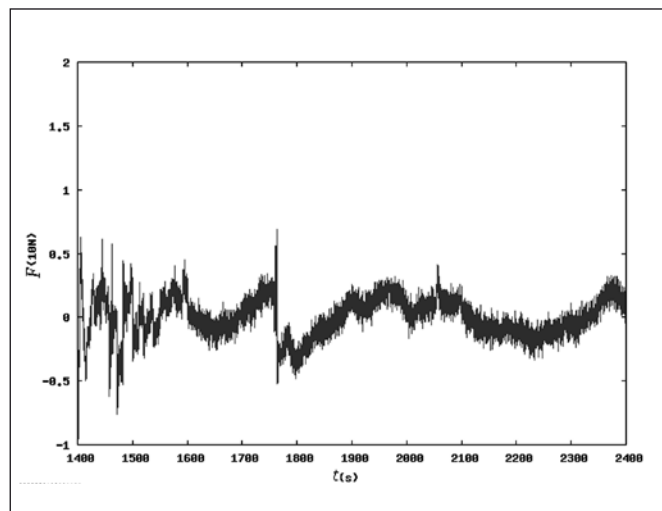
V tab. 1 jsou pro vybrané vzorky brambory typu Nikola uvedeny hodnoty relativní objemové změny  $V/V_0$ , relativního zkrácení vzorku  $\varepsilon$ , relativního rozšíření  $\varepsilon_r$ , Poissonova poměru a přirozeného prodloužení (resp. zkrácení)  $\varepsilon^*$  pro různé časy experimentu, jehož průběh zatížení je vidět v grafu na obr. 6. Nejprve deformace rychlostí 0,01mm/s o první dva milimetry, poté 1000 vteřin relaxace, pak následovala opět dvoumilimetrová deformace rychlostí 0,01mm/s a v konečné fázi opět 1000 vteřin relaxace napětí vzorku s fixní polohou čelistí trhačky. Na obr. 7 je zvětšená část průběhu deformační síly na čase odpovídající období druhé relaxace. Naměřený průběh je porovnáán s průběhem pod obrázkem uvedené funkce. Pro přehlednost je uveden ještě rozdíl naměřených a nafitovaných dat v grafu na obr. 8. Exponenciální koeficienty zůstávají v různých vzorcích jedné brambory velmi podobné a liší se víceméně jen koeficienty zastoupení jednotlivých



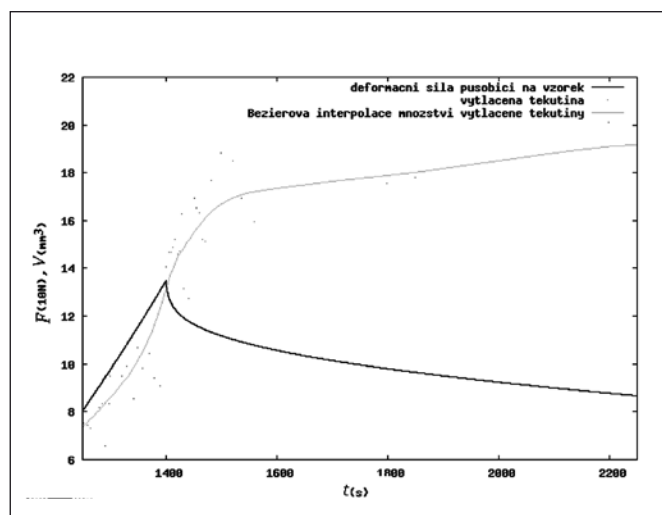
Obr. 6 Základní popis deformačního experimentu



Obr. 7 Detailní průběh druhé relaxační fáze. Naměřenou křivku dobře popisuje rovnice  $f(t) = 12,287 - 0,0016633 t + 1,671 \exp(-0,002960 t) + 0,664 \exp(-0,0800 t) + 0,790 \exp(-0,01663 t) + 0,402 \exp(-0,402 t)$



Obr. 8 Rozdíl naměřeného průběhu a fitu výše uvedené rovnici. Tento rozdíl je na úrovni chyb měření



Obr. 9 Příklad zjištěných skutečností optickou detekcí tekutiny vytlačené ze vzorku. Tekutina ze vzorku vytéká významně jen v době zvyšování napětí ve vzorku a těsně po ní

exponenciál. V různých bramborách téhož druhu se liší i exponenciální koeficienty, ovšem jen mírně do 2%, u různých odrůd se některé koeficienty liší mnohem významněji.

## DISKUSE

Ukázalo se podle očekávání, že při malých deformacích nejprve dochází ke stlačování vzorku, zatímco při deformacích větších než 10 % z původní délky vzorku je již brambora natolik stlačena, že se její objem nemění a Poissonův poměr se tudíž blíží 1/2. Někdy je jeho limitní hodnota mírně vyšší (0,54). Celkový stlačitelný objem brambory se ukazuje být kolem 5 %. Porovnáním výše uvedené tabulky a grafu znázorňujícím časový průběh napětí ve vzorku však vyvstává zajímavé zjištění: tekutina vytékající z bramborového vzorku z něj vystupuje jen v průběhu deformace a několik sekund po jeho skončení (obr. 9). Z relaxační křivky, která je detailně výše uvedeného grafu beze zbytku aproximovatelným součtem tří exponenciál a přímky (reziduum naměřených dat vzniklé po odečtení této funkční závislosti je vidět na grafu), je patrné, že napětí ve vzorku systematicky klesá. Tento pokles však nelze vysvětlovat vytlačováním tekutiny ze vzorku. Je zajímavé, že celou následnou relaxaci je tedy nutno vysvětlovat výhradně tvarovými změnami buněčných struktur brambory, a to navíc takovými, které neimplikují objemové změny.

## ZÁVĚR

Ačkoliv v této studii šlo o ověření použitelnosti fotometody pro zjištění přesné aktuální pozice čelistí trhačky, bylo navíc ověřeno několik známých tvrzení o Poissonovu poměru brambory a formulovány některá experimentální fakta, pro která dosud nemáme k dispozici vhodný matematický popis.

*Práce byla podpořena interním grantem Technické fakulty České zemědělské univerzity v Praze číslo 31120/1312/3102.*

Mgr. Josef Zeman, Česká zemědělská univerzita v Praze, Technická fakulta, katedra fyziky, Kamýčká 129, 165 21 Praha 6 – Suchbátka  
Doc. RNDr. Jiří Bok, CSc., Karlova Univerzita v Praze, FÚ MFF, Ke Karlovu 5, 121 16 Praha 2

## Literatura

- [1] Zemanová, P.: Určení viskoelastických vlastností meziobratlové ploténky in vitro metodou volných oscilací. Disertační práce FTVS UK. Praha 2007.
- [2] Lukeš, J.: Microstructure and Microrheology of Intervertebral disc. Diplomová práce ČVUT. Praha 2005.

## Prof. RNDr. Dr. Zdeněk Bouchal - padesátiletý

V březnu 2008 oslavil člen Redakční rady časopisu *Jemná mechanika* prof. Zdeněk Bouchal své padesáté narozeniny. Není bez zajímavosti, že již nedlouho po ukončení vysokoškolských studií a nástupu do Výzkumu a vývoje optiky Meopty Přerov spolupracoval s tímto časopisem. Později, již jako odborný asistent na katedře optiky PŘF UP v Olomouci, byl jmenován členem redakční rady tohoto časopisu. Ale nepředbíháme.

Středoškolské vzdělání získal jubilant na SPŠ strojní v Přerově, obor Automatizační technika (1973-1977). Následně studoval na PŘF UP v Olomouci, obor Jemná mechanika a optika (1977-1982).

Po ukončení studia nastoupil do Výzkumu a vývoje optiky Meopty Přerov (1982-1989). Zde se podílel na návrzích optických zobrazovacích systémů (projekční, rentgenotelevizní a fotolitografické objektivy), laserových skenovacích systémů pro bezdotykové měření rozměrů a osvětlovacích systémů.

Během působení v Meoptě Přerov absolvoval čtyřsemestrové PGS na VUT Brno, obor Informatika – numerické metody (1985-1987) a čtyřsemestrové PGS na MFF UK Praha, obor Fyzika – aplikace výpočetní techniky ve fyzice.

V roce 1990 nastoupil na katedru optiky PŘF UP v Olomouci jako odborný asistent. V roce 1991 zahájil doktorské studium, které ukončil v roce 1993 (Dr. v oboru Kvantová elektronika a optika). V rámci doktorského studia přešel od aplikované optiky k teoretickým problémům nelineární optiky. Pod vedením školitele prof. Peřiny se věnoval optické fázové konjugaci a čtyřlínovému směšování v prostředích s kubickou nelinearitou.

Po ukončení PGS se jubilant začal věnovat problémům úzce navázaným na experimenty a rozhodujícím způsobem se podílel na budování optické laboratoře. Odborné zaměření rozšířil na oblast nedifrakční a singulární optiky a navázal spolupráci se zahraničními pracovišti (University of Glasgow, University of St. Andrews, University of Tucson).

Kromě odborné činnosti se zapojil i do výuky, převzal přednášku Optika pro studenty fyzikálních oborů a podílel se na zřízení nového bakalářského studijního oboru Přístrojová optika, který nyní garantuje. V současné době zabezpečuje také 6 přednášek pro bakalářské a magisterské studium Optika a optoelektronika a 3 přednášky pro studium oboru Přístrojová optika. Dosud vedl



asi 10 bakalářských a diplomových prací a podílel se na přípravě 4 doktorandů. V roce 1997 se stal docentem PŘF UP v oboru Kvantová elektronika a optika, v roce 2007 byl jmenován profesorem PŘF UP v oboru Optika a optoelektronika.

V současné době se společně s doktorandy (R. Čelechovský, V. Kollárová a T. Medřík) podílí na řešení 3 projektů základního výzkumu, do kterých přispívá teoretickým a experimentálním studiem vlastností světelných vírů (zejména využitím jejich prostorových stupňů volnosti pro bezdrátový přenos informace), zkoumáním přenosu orbitálního momentu hybnosti pomocí laserových svazků a realizací experimentů s prostorovou modulací světla. V oblasti

aplikačně orientovaného výzkumu navázal spolupráci s ÚPT AV ČR v Brně (doc. P. Zemánek), která přerostla do společného projektu MPO ČR. Jedná se o projekt TANDEM zaměřený na mechanické účinky světla, jehož nositelem je Meopta - Optika, s.r.o. Přerov.

Výsledky publikuje převážně ve specializovaných optických časopisech (Opt. Lett., Opt. Exp., JOSA, Opt. Commun., J. Mod. Opt.), občas i v širěji zaměřených fyzikálních časopisech (New J. Phys., Phys. Rev. Lett., Phys. Rev.). Pokouší se i o popularizaci výsledků (Vesmír, Čs. čas. fyz.).

V rámci organizační činnosti se prof. Bouchal zapojil jako člen podborové komise 202 Fyzika GA ČR, v letech 2000-2003 byl členem výkonného výboru České a Slovenské společnosti pro fotoniku. Spolupracuje jako recenzent v zahraničních odborných časopisech. Na PŘF UP je členem Rad doktorských studijních oborů Optika a optoelektronika a Aplikovaná fyzika.

Jako člověk je jubilant hluboce lidský, laskavý, se smyslem pro plnění svých povinností a odpovědnosti jak vůči společnosti, tak své rodině. Je ženatý, s manželkou Ludmilou vychovali tři děti. Dceru Lydii – studentka MU Brno, syna Petra – student VUT Brno a dceru Pavlínou – studentka jazykového gymnázia.

V duchu starého sokolského hesla – ve zdravém těle zdravý duch – pěstuje tenis, fotbal, lyžování, turistiku, cykloturistiku a sportovní kynologii.

Do dalších let přejeme jubilantovi hodně zdraví, pohodu a spokojenost.

*Za redakci JMO  
Miroslav Hrabovský a Jaroslav Nevřala*

## Prof. Ing. Jaromír Pištora, CSc. pětapadesátníkem

Dvacátého března letošního roku oslavil své 55. narozeniny prof. Ing. Jaromír Pištora, CSc., absolvent Českého vysokého učení technického v Praze, kde promoval v roce 1977. Aspiranturu na Univerzitě Karlově ukončil v r. 1984 titulem CSc. Jako výzkumný pracovník UK v Praze pracoval v letech 1981 – 1983. Dalších 8 let působil na Technické univerzitě v Ostravě jako odborný asistent. V roce 1991 se habilitoval na UK a byl jmenován docentem pro obor optika. V roce 1996 získal profesuru pro obor aplikovaná fyzika.

Na VŠB – TU v Ostravě působí od r. 1983 doposud. Přednáší teorii elektromagnetického pole (pro studenty magisterského studia); integrovanou optiku, optoelektroniku a magnetickou defektoskopii (pro studenty doktorského studia).

Jeho výzkumnými tématy jsou optické planární struktury, tmavá vidová spektroskopie, šíření vln v anizotropním prostředí, magnetooptika, šíření světla v periodických systémech, optika tenkých vrstev, optická difrakce a rozptylometrie, senzory magnetických polí, magnetické nedestruktivní metody zkoušení, magneto-optická elipsometrie, navazování do hranolu (prism coupling).

Profesor Pištora je autorem více než 300 vědeckých prací publikovaných v mezinárodních časopisech a sbornících z konferencí



a 13 pozvaných referátů. Školitel studentů magisterského a doktorandského studia. Člen OSA, SPIE, CKO-ICO, České a slovenské společnosti pro fotoniku, Spolku českých matematiků a fyziků.

Byl členem organizačního výboru konference CANAS 1984, členem výboru pro technický program konferencí CCP 1996, ICEE 1999, NACMO 1998, předsedou ISMOT 2003, zástupcem předsedy mezinárodního poradního výboru ISMOT 2005.

Během posledních patnácti let absolvoval profesor Pištora řadu zahraničních stáží:

1995, 1997 hostující člen (visiting fellow) v Institutu fyziky Varšavské technické univerzity, Polsko;

1999 hostující profesor na Univerzitě v Kjúšú, Fukuoka, Japonsko; 2000 hostující člen na katedře fyziky v INSA (Národní institut pro aplikovanou vědu v Toulouse), Francie; 2001 hostující profesor na Univerzitě v Kjúšú, Fukuoka, Japonsko; 2002 a 2005/2006 hostující profesor ve Výzkumném ústavu elektroniky, Univerzita v Šizuoku, Hamamacu, Japonsko.

Jubilant je dlouholetým členem Redakční rady časopisu JMO.

Závěrem chci popřát jubilantovi hodně zdraví, pohodu a spokojenost.

Prof. RNDr. Miroslav Hrabovský, DrSc., vedoucí SLO UP a FZÚ AV ČR Olomouc, tel. 585 631 502, e-mail: miroslav.hrabovsky@upol.cz

## Šéfredaktor Jemné mechaniky a optiky sedmdesátníkem

První měsíce letošního roku jsou ve znamení celé řady kulatých a půlkulatých výročí nejen členů redakční rady našeho časopisu, ale i významných vědeckých pracovníků, kteří pracují v oborech, které časopis Jemná mechanika a optika zastřešuje.

Počátkem tohoto roku se mezi jubilanty zařadil i šéfredaktor našeho časopisu dipl. tech. Jaroslav Nevřala. Když v JMO č. 3 z roku 1998 napsal dr. Vladimír Malíšek k jeho šedesátinám, zdálo se další kulaté výročí v nedohlednu. Jenže desetiletí uběhlo jako voda a jubilant stihl redigovat dalších 100 čísel časopisu JMO.

Nebylo lehké překonat jeho názor, že jsou jiní významnější pracovníci, o nichž je třeba psát. Souhlasil jen s malou připomínkou výročí a s poukázáním na předchozí, již zmiňovaný článek svého oblíbeného přítele dr. Malíška.

Takže připomeňme, že Jaroslav Nevřala se narodil 9. 2. 1938 v Bystřici pod Hostýnem, kde žije dodnes. Po absolvování Vyšší průmyslové školy strojní v Přerově (1957) nastoupil po následné dvouleté vojenské službě jako konstruktér v podnikové strojírně h. p. TON v Bystřici p. H., kde setrval do konce roku 1970. Při zaměstnání v letech 1964 – 1967 vystudoval průmyslové právo (právo, ekonomika a metodika technické tvůrčí práce); přitom se věnoval sportu. Hrál 1. ligu české házené (v r. 1955 byl juniorským mistrem České republiky).

V závěru roku 1970 i na něj a celou rodinu tvrdě dolehla normalizace. K 1. prosinci 1970 se ocitl „na dlažbě“. Po marných pokusech o získání zaměstnání se s pomocí přátel stal v rámci „organizovaného náboru“ průvodčím nákladních vlaků (brzdař a posunovač) ve stanici



Valašské Meziříčí. Později se mu podařilo s pomocí dobrých přátel získat zaměstnání u Severomoravských cihelen v Hranicích (1973 – 1982), kde „přifařeně“ k hlavní funkci v oboru průmyslových práv, na přání ředitele podniku, zavedl a řídil časopis Cihlař, který spojoval 36 cihelen v bývalém Severomoravském kraji. V té době redigoval i několik publikací. Tato jeho redakční činnost musela probíhat napůl skrytě, např. nesměl být uváděn jako šéfredaktor apod.

V roce 1982 se na něj usmálo štěstí. Přerovské strojírně mu nabídly místo zástupce vedoucího oddělení průmyslové právní ochrany a současně jej jmenovaly do redakční rady Přerovského strojaře.

V roce 1986 byl Jaroslav Nevřala jmenován Ministerstvem všeobecného strojírenství šéfredaktorem časopisu Jemná mechanika a optika, kteroužto funkci zastává dodnes.

Při zmínce o nelehkém životě sám říká, že velkou oporou mu vždy bylo jeho rodinné zázemí, zejména manželka Růžena, která mu často pomáhala jako písařka, korektorka a starala se o výchovu dvou dětí, dcery Aleny a syna Pavla; později i o vnoučata, kterých dnes mají šest, tři děvčata a tři chlapce. Rovněž neopomene zdůraznit velký přínos sportu, který formoval vůli a vytrvalost při překonávání životních a pracovních překážek.

Do dalších let přeji jubilantovi hodně zdraví, duševní svěžest a neutuchající zájem o časopis JMO.

Miroslav Hrabovský

Prof. RNDr. Miroslav Hrabovský, DrSc., vedoucí SLO UP a FZÚ AV ČR Olomouc, tel. 585 631 502, e-mail: miroslav.hrabovsky@upol.cz



## 17. medzinárodný seminár „Měřicí technika pro kontrolu jakosti“

V dňoch 18. až 19. 3. 2008 usporiadala Česká metrologická společnost (ČMS) svoju už tradičnú akciu v Plzni. Ako aj v predošlých rokoch, náplň podujatia bola orientovaná na problematiku meracej techniky a kontroly kvality.

Stúpajúci záujem o podujatia s takýmto zameraním sa prejavil aj v počte účastníkov (vyše 160) a v počte vystavovateľov (44). Aj náš časopis bol pri tom ako mediálny partner - šéfredaktor JMO **Jaroslav Nevřala** poskytoval informácie o časopise a možnostiach publikovania v ňom.

Program podujatia bol dosť nahustený, odznelo celkovo 28 prednášok, z ktorých obsahu sa pokúsime pre čitateľov JMO excerptovať len tie najzaujímavejšie fakty.

Seminár otvoril stručným príhovorom predseda ČMS Zdeněk Tůma, ktorý vyjadril presvedčenie, že akcia prispieje k zvýšeniu úrovne metrologických poznatkov v danej oblasti. Ďalej vystúpil predseda ÚNMZ p. **A. Šafařík-Pštroz**, ktorý podal ucelený prehľad o činnosti svojho úradu za predošlé obdobie, ako aj o budúcich aktivitách v oblasti vedeckej, výkonnej a praktickej metrologie.

Vlastný odborný program započal prednáškou o multisenzorovom súradnicovom meraní, ktorú predniesol **D. Feger** (Werth Messtechnik GmbH Giessen), v ktorom firma Werth hrá vedúcu úlohu (dodáva rôzne typy bezdotykových snímačov, aplikuje počítačovú tomografiu a pod.). Meraniu tvrdosti kovových materiálov (ale aj napr. plastov) sa venoval **W. Pérez** (Proceq SA Schwenenbach), ktorý prezentoval tzv. metódu EQUOTIP, založenú na dynamickom princípe porovnania energetickej straty pri dopade a odraze úderníka na meraný povrch (prostredníctvom hodnôt rýchlostí). Firma neustále zdokonaľuje túto metódu a v súčasnosti produkuje celý rad tvrdomerov.

V oblasti súradnicových meracích strojov (SMS) sa v poslednom období presadzujú aj jednoduché mobilné konštrukcie. V tomto smere je veľmi aktívna firma FARO, ktorej produkty predstavil **D. Daněk** (PRIMA Bilavčik s. r. o. Uherský Brod). S jedným SMS tohto druhu sa mali možnosť účastníci seminára oboznámiť priamo na výstavke.

Multisnímačový SMS (určený predovšetkým na meranie miniatúrnych dielcov), vyvinutý a vyrábaný spoločnosťou C. Zeiss Industrielle Messtechnik GmbH predstavil v svojom referáte **P. Knap** (C. Zeiss s. s. r. o. Praha). Prednášajúci podrobne vysvetlil možnosti aplikácie tohto SMS a podal detailné informácie o jeho technických a metrologických parametroch.

O využití meradiel firmy Taylor Hobson Ltd. pre rôzne meracie úlohy z oblasti odchýlok tvaru a polohy (odchýlky kruhovitosti, válcovitosti, priamkovitosti a pod.) referoval **Zd. Novák** (IMECO TH Brno), pričom sa zmienil aj o netradičnej aplikácii v zdravotníctve (merania tvaru ortopedických kúr implantátov). Ďalej odznel referát o integrovaných meracích stanicách SURFCOM 2000 a SURFCOM 5000, ktorý prezentoval **M. Minařík** (PRIMA Bilavčik s. r. o. Uherský Brod). Počítačovou podporou kvality sa zaoberal **J. Palán** (PALSTAT Vrchlabí), ktorý vysvetlil metrologickú konfirmáciu a podstatu programov na zabezpečenie kvality.

O novinkách v produkcii meradiel brnenskej firmy MESING s. s. r. o. prednášal **D. Smutný**, ktorý predstavil typické výrobky (napr. meradlo odchýlok priamkovitosti, meradlo odchýlok kruhovitosti, zariadenie na kalibráciu koncových mierok atď.). Ako posledný príspevok 1. dňa seminára odznel referát o meraní železničných kolies a náprav; predniesol **J. Staněk** (AMEST Praha). Podstatou týchto meraní je automatická meracia stanica, ktorá bola úspešne realizovaná na Ukrajine. Jej výkony a metrologické parametre sú pozoruhodné; ide o významný úspech českej firmy na medzinárodnom metrologickom trhu.

2. deň podujatia započal prednáškou o kontrole skrutkových spojov - predniesol **J. Gális** (SCHATZ AG Praha). Autor sa tu zaoberal rôznymi aspektami spoľahlivosti skrutkových spojení, ktoré sa dajú kvantifikovať na základe merania krútiaceho momentu na zmontovaných dielcoch. Z metrologického hľadiska zaujímavý referát o výhodách SMS Micro-Vu prezentoval **J. Kraus** (DEOM Praha), ktorý podrobne ozrejmil princíp tohto SMS, ako aj jeho možnosti aplikácie (mimo to uviedol, že stroj sa kalibruje spôsobom, ktorý predčí mnohé doteraz používané postupy). O rýchlom bezkontaktnom meraní mikroštruktúr referovala **K. Streibel** (GF Messtechnik GmbH Teltow/Berlin). Ide o merania s využitím kamerového snímania mriežkových štruktúr na meranom objekte (až 2 mil. bodov pri jednom snímaní).

**R. Kadlčík** (PRIMA Bilavčik s. s. r. o. Uherský Brod) sa v svojej prednáške zaoberal podstatnými prvkami snímača WERTH LLP, ktorý je určený na snímanie plošných objektov v zostave bezdotykových multisenzorových SMS.

Dosť kontroverzný referát o tzv. „zkušební přesnosti“ SMS v praxi predniesol **L. Zachoval** (ZL-Servis s. r. o. Milonice). Na jednej strane autor kritizuje metódy, pri ktorých sa odvodzujú chyby SMS z meraní pomocou nedostatočne dlhých etalónov, na druhej strane sa pridrižava metrologicky

spornej terminológii a metodiky podľa noriem ISO 10360. V každom prípade ide o veľmi sporné používanie termínov „přesnost měření“ a „zkušební přesnosti“ (presnosť je kvalitatívny pojem a nie je definovaný ani v platnom metrologickom slovníku VIM).

Posledné dva príspevky seminára - **J. Skopal** (ČNI Praha) a **L. Pešíčka** (ČNI TNK 07 Praha) sa zaoberali v podstate výkladom novej normy ISO 1101:2006, ktorá definuje a vysvetľuje základné pojmy o geometrických toleranciách a podáva pravidlá pre ich zápis vo výrobné dokumentácii. V podstate tu ide o vektorový prístup pre tolerovanie tvaru, orientácie, umiestnenia a hádzania. Tieto dva príspevky boli jadrom rozsiahlej diskusie; v podstate workshopu, v rámci ktorého boli objasnené viaceré nejasné otázky súvisiace s tolerovaním podľa novej normy ISO.

Záverečné vystúpenie bolo venované vzdelávacím aktivitám ČMS a podrobnejšiemu výhľadu pre rok 2008 - predniesol **Č. Nenáhlo** (ČMS Praha).

Účastníci seminára obdržali (ako každoročne) zborník prednášok, v ktorom sú na 222 stranách uverejnené prednášky (s výnimkou dvoch) a zoznam vystavovateľov v členení podľa štátov a skupín výrobkov. Celkom na konci zborníka je aj zoznam odborných časopisov, ktoré mali svojím obsahom vzťah k uvedenému podujatiu (informácia o časopise JMO je v zborníku zo seminára na s. 216).

Finálne vyjadrenie k 17. semináru by sa v stručnosti dalo koncipovať nasledovne: akcia veľmi dobrej úrovne, organizačne a spoločensky profesionálne zvládnutá. Vďaka za toto odborné podujatie si zasluhuje nielen odborný garant **Č. Nenáhlo**, ale aj tajomníčka ČMS p. Ivanka Vidimová a ďalší členovia Výboru ČMS.

Nedá mi než pripomenúť, že aj vedenie Slovenskej metrologickej spoločnosti (SMS) by si mohlo vziať príklad od českých kolegov, ako organizovať úspešné, odborne fundované a hlavne hojne navštevované metrologické podujatia.

I. Brezina

## Z technické knihovny

**CHRISTOPH, R., NEUMANN, H. J.: Multisenzorová souřadnicová měřicí technika. PRIMA Bilavčik, s. r. o., Uherský Brod 2008, 108 s.**

Recenzované dielo je českým prekladom 4. prepracovaného a rozšíreného vydania nemeckého originálu a vyšlo s odbornou podporou významného nemeckého producenta, firmy Werth Messtechnik GmbH.

Na vzhľad útlá knižka je určená predovšetkým pre praktikov, ktorí sa denne zaoberajú meraniami na súradnicových meracích strojoch (SMS). Aj typografická úprava (s marginálnymi medzititulkami a početnými ilustráciami - 65 obrázkov) prispieva k čitateľskej „poohode“.

Text knižky je podaný v deviatich kapitolách; záverom je uvedená literatúra (výlučne podľa nemeckého originálu; možno by bolo užitočné dodať aj niektoré pramene českej a slovenskej proveniencie) a stručná zmienka o firme Werth Messtechnik GmbH Giessen.

Úvodná kapitola veľmi stručne načrtáva vývoj od profilprojektorov až po dnešné optické (bezdotykové) merania na SMS. Ďalšia kapitola oboznamuje čitateľa s konštrukciou SMS a s princípmi merania na nich. Senzory (snímače) pre SMS sú predmetom 3. kapitoly, kde sa podrobnejšie uvádzajú informácie o rôznych druhoch, ich význačných vlastnostiach a možnostiach použitia v praxi.

4. kapitola je zameraná v podstate na klasifikáciu jednotlivých druhov SMS. Tu možno trochu kritizovať, že nebol použitý jednotný prístup (SMS sú delené nielen podľa konštrukcie, ale aj podľa spôsobu použitia). V 5. kapitole ide o veľmi významnú novú oblasť, ktorá sa v poslednom období rozvoja súradnicovej meracej techniky začína úspešne presadzovať - počítačová tomografia. Vysvetlený je princíp roentgenovej tomografie a spôsoby merania (v závere tejto kapitoly je uvedený príklad merania na plastových dielcoch).

U všetkých moderných SMS je významným prvkom aj programové vybavenie, ktoré umožňuje efektívne a správne meranie podľa požiadaviek užívateľa SMS. V kapitole 6. nájde čitateľ aj zodpovedajúce informácie o programovaní komplexných postupov a o meraní s CAD údajmi. Ďalšia kapitola (hoci má trochu problematický názov „Přesnost měření“) sa zaoberá v podstate kvalitatívnou stránkou merania na SMS (neistota merania je uvažovaná, ako aj chyby, hoci nie sú celkom adekvátne nazývané odchýlkami). V 8. kapitole je podaný prehľad aplikácií multisenzorových SMS a v poslednej kapitole je načrtnutý výhľad do budúcnosti.

Záverom, vďaka českému vydavateľovi, ide určite o užitočné dielo ak pre českých, tak aj pre slovenských metrologov.

I. Brezina

# CONTENTS

**Institute of Plasma Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic, and tokamak COMPASS (P. Chráska, J. Mlynář).....99**

**Development of testing method for optical components used for elementary particles detection (D. Snopek)..... 100**

The goal of this article is a presentation of new method used in optical experiments. The treated component is a spherical mirror of a composed objective built in the elementary particles detector. A principle of this measuring method consists in the separation of the consistent beam into single elementary rays and in analysis of their propagation direction. The real shape of the optical surface can be derived from the direction of rays reflected from the mirror.

**Similarities of photon and electron waves in mesoscopic conductors (J. Pospíšil, K. Šafářová)..... 103**

Some analogies, related to propagation and interference of photons and electrons under the framework of linear electromagnetic (photon) and electron optics of actual so-called conductive (transporting) media, are presented in the article. The attention is directed concretely to correspondence of motion equations, dispersion relations and ray and interference aspects of ballistic and diffuse propagating photons and electrons. The considerations are completed by conditions for the coherence of adequate waves and for the possibility of electrostatic and magnetostatic influence of the interference and the electrical conductance of electron waves and their diffuse fluctuations.

**Windowed Fourier transform and wavelet transform applied to the phase retrieval of the spectral interference signal**

(J. Luňáček, M. Luňáčková, P. Hlubina, D. Ciprian)..... 111

This paper presents a new method of the spectral interference signal processing based on the windowed Fourier transform (WFT) and wavelet transform (WT) applied in the wavelength domain. The numerical simulations were performed to demonstrate the precision of the phase retrieval from the spectral interference signal. The phase error distribution function as a function of the wavelength was illustrated. The results show that the higher precision of the phase retrieval was obtained by WFT method with suitable parameters: window width and threshold. Key words: Windowed Fourier transform, wavelet transform, retrieved phase, spectral interferometry, white light

**Novel design of tactile sensors – a basic measurement of particular measuring points of scanning matrix required for sensor calibration (A. Trinkl) ..... 114**

This article deals with a new design of the system for planar measurement of static and dynamic stress distributions developed for

walk analyse, sole and sitting stress distribution and indication of big joints condition. A system test sample measured by a special device consists from a sensor with eight equidistantly distributed sensing elements (2 x 4 matrix) at the 13 mm<sup>2</sup> x 23 mm<sup>2</sup> area.

**Application of three-point tractor hitch for traction measurement (M. Kroulík, F. Kumhála, J. Hůla, V. Prošek, M. Zlínský, J. Kmoč)..... 117**

A known value of traction force used for a machine hauling can be used in practice for an energy consumption comparison of soil cultivation methods, verification of technical machine changes, optimisation of machine adjustments, approval of agricultural land interventions and mapping of soil environment variability. In this article the traction measurement during machine labour using the electro-hydraulically regulated hitch is described. Two tractors (John Deere 8320 and Fendt 933 Vario) with installed power hinge three-point pins from serial production were calibrated. In both cases the linear dependence between traction force and output stress of power pins was approved. The dependence between output sensor voltage of arms position and arms height above the support is also linear.

**Vladimír Malíšek celebrating (M. Miler) ..... 121**

**Application of CCD camera for determination of bio-sample rheological characteristics (J. Zeman, J. Bok)..... 122**

This article deals with an application of a common high-resolution camera Cannon 350D together with a tensile tester Instron 4464 for determination of some sample material characteristics. From photo records of a deformation test there can be determined the volume sample compressibility and its Poisson ratio. The range of the measurement possibilities were tested on the potatoe segment. Some results of compressibility and a volume of extruded liquid during the relaxation process are presented.

**Prof. RNDr. Dr. Zdeněk Bouchal – in his fiftieth**

(M. Hrabovský, J. Nevřala)..... 125

**Prof. Ing. Jaromír Pištora, CSc. - 55 years old**

(M. Hrabovský)..... 126

**Chief editor of Fine Mechanics and Optics in his seventies**

(M. Hrabovský)..... 126

**17<sup>th</sup> international workshop on “Measurement technique for quality control” (I. Brezina)..... 127**

**From technical library (I. Novák)..... 127**

**Open doors day ..... 128**

## DEN OTEVŘENÝCH DVEŘÍ Meopa - optika, s. r. o., Přerov

**Termín konání: 17. května 2008**

**Doba trvání: 8.00 - 13.00 hodin**

### **Program:**

- Zahájení organizované prohlídky vybraných částí areálu společnosti pro veřejnost
- Odhalení pamětní desky zakladatelů společnosti





**IWA 2008**  
& Outdoor Classics

**Norimberk, Německo**

**Meopta - optika, s. r. o., představila své nové výrobky  
na tradičním 35. Mezinárodním veletrhu  
loveckých zbraní, vybavení a doplňků**



75 years  
**meopta**  
1933 - 2008

The first objective, produced  
Benes and scientist and inven  
In 75 years of company histor  
impossible to imagine

1933

Building entrepreneur Alois  
company in Prerov, Dr. Me  
Czechoslovak enlarging le

1934-1937

Optikotechna focu  
enlargers and le

1937

Opt



**meopta**

**Meopta - optika, s. r. o.**  
**dalekohledy pro zájmovou činnost a volný čas**



**Meopta – optika, s.r.o.** si dovoluje informovat odbornou veřejnost, že při příležitosti 75. výročí zahájení průmyslové výroby v Přerově bude pořádána pod záštitou majitele společnosti, pana Paula Rausnitze, dvoudenní celostátní odborná konference zaměřená na moderní směry v optice a jemné mechanice

## **Optika a jemná mechanika 2008,**

která se bude konat 24. a 25. září 2008 v Kongresovém sále hotelu Fit v Přerově.

### **Konference bude zaměřena na tato hlavní témata:**

- historie a nové trendy
- optické přístroje
- optická konstrukce
- optická a mechanická technologie
- tenké vrstvy
- optická měření

### **DŮLEŽITÉ TERMÍNY:**

- přihlášky příspěvků včetně sylabu do 30. června 2008
- rezervace ubytování v hotelu Fit do 15. srpna 2008
- přihlášky účastníků do 3. září 2008

Pro účastníky bude v rámci odborného programu uspořádána exkurze do moderních provozů Meopta – optika, s.r.o. a také neformální společenské setkání v hotelu Fit ve večerních hodinách dne 24. září 2008.

### **ORGANIZAČNÍ GARANT:**

**registrace přihlášek a ubytování**

**Mgr. Michaela Dlouhá**

**Michaela.Dlouha@meopta.com**

**Tel: 585 243 245**

**Mob: 739 244 540**

### **ODBORNÝ GARANT:**

**registrace sylabů příspěvků**

**RNDr. Zdeněk Lošťák**

**Zdenek.Losak@meopta.com**

**Tel.: 585 243 333**

**Mob.: 731 439 361**