

VĚDECKÉ SPISY VYSOKÉHO UČENÍ TECHNICKÉHO V BRNĚ

Edice PhD Thesis, sv. 379

ISSN 1213-4198

thesis IS

Mgr. Markéta Benešová

**Goosův-Hänchenové jev
a lokální charakteristiky
fotonických struktur**

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta strojního inženýrství

Ústav fyzikálního inženýrství

Mgr. Markéta Benešová

**GOOSŮV-HÄNCHENOVÉ JEV
A LOKÁLNÍ CHARAKTERISTIKY FOTONICKÝCH
STRUKTUR**

Goos-Hänchen effect and local characteristics
of photonic structures

Zkrácená verze Ph.D. Thesis

Obor: Fyzikální a materiálové inženýrství
Školitel: Prof. RNDr. Pavel Tománek, CSc.
Oponenti: Prof. RNDr. Miroslav Hrabovský, DrSc.
Doc. RNDr. Petr Hlubina, CSc.
Ing. Josef Lazar, Ph.D.

Datum obhajoby: 31. května 2006

Klíčová slova

Optické blízké pole, evanescentní pole, Goosův-Hänchenové posuv, fotonické součástky, žebrové vlnovody, 1D- a 2D-výpočet, singulární spektrální index lomu, lokální optická mikroskopie v blízkém poli, měření, levotočivé materiály, záporný lom

Keywords

Near-field optics, evanescent field, Goos-Hänchen shift, photonic device, rib waveguides, 1D- and 2D-computation, singular spectral index, local near-field optical microscopy, measurement, left-handed materials, negative refraction

Rukopis disertační práce je uložen na

Ústavu fyziky Fakulty elektrotechniky a komunikačních technologií Vysokého učení technického v Brně, Technická 8, 616 00 Brno

© Markéta Benešová, 2006

ISBN 80-214-3215-2

ISSN 1213-4198

OBSAH

1 ÚVOD	5
1.1 FORMULACE PROBLÉMU.....	5
1.2 SOUČASNÝ STAV PROBLEMATIKY	6
1.3 CÍLE DISERTACE	10
2 ZVOLENÉ METODY ZPRACOVÁNÍ	11
2.1 ZESÍLENÍ GOOSOVA-HÄNCHENOVÉ POSUVU.....	11
2.2 METODA SINGULÁRNÍHO SPEKTRÁLNÍHO INDEXU LOMU	12
2.3 EXPERIMENTÁLNÍ MĚŘENÍ TLOUŠŤKY VRSTVY.....	14
3 HLAVNÍ VÝSLEDKY PRÁCE.....	15
3.1 ZESÍLENÍ GOOSOVA-HÄNCHENOVÉ POSUVU PRO TE A TM MÓDY	15
3.2 METODA SINGULÁRNÍHO SPEKTRÁLNÍHO INDEXU LOMU	17
3.3 VLIV EXPERIMENTÁLNÍCH PARAMETRŮ MIKROSKOPU.....	19
3.3.1 <i>Vliv vzdálenosti hrot sondy – povrch vzorku</i>	<i>19</i>
3.3.2 <i>Měření tloušťky tenké dielektrické vrstvy.....</i>	<i>20</i>
4 ZÁVĚR.....	22
5 REFERENCE	24
6 VLASTNÍ PUBLIKACE.....	25
7 CURRICULUM VITAE	29
8 ABSTRACT.....	30

1 ÚVOD

1.1 FORMULACE PROBLÉMU

Rychlý rozvoj fotoniky, optiky v blízkém poli a příbuzných technik, který probíhá v posledních letech, je spjat zejména s pokroky nanotechnologie, mikroskopie, spektroskopie na molekulární a atomové úrovni. Tomu odpovídající fyzika a aplikační potenciál rozšiřují možnosti blízkého pole do mnoha oblastí moderní vědy a technologie. Optické vlnovodné struktury jsou základními stavebními bloky fotonických systémů. Tradičně tyto vlnovodné struktury, ať již vlákna nebo integrované optické vlnovody, spočívají na principech úplného vnitřního odrazu.

K tomu, abychom mohli spojit studium rozhraní v optických vlnovodných systémech malých rozměrů s optikou blízkého pole, je třeba nejprve věnovat pozornost optickému blízkému poli a jeho významné části – evanescentnímu poli – a některým jejich aplikacím.

Evanescentní pole má klíčový význam pro optoelektroniku, pro návrh nových součástek a pro jejich charakterizaci zejména v oblasti optických nanotechnologií. Využití evanescentních vlastností vede ke značnému pokroku v tak rozmanitých oblastech jako jsou atomová optika, optická mikroskopie v blízkém poli a následně k realizacím nanofotonických zařízení.

Vzhledem k tomu, že vlnovodné struktury manometrických rozměrů jsou technologicky velmi náročné, je třeba tyto struktury nejprve modelovat. To vyžaduje využití, ověření a upravení novým myšlenek, charakterizaci a návrh struktur a zařízení před jejich realizací, stejně jako interpretaci výsledků měření.

Proto se tato disertace zabývá vývojem metody singulárního spektrálního indexu pro modelování různých typů struktur optických vlnovodů. Navíc celou práci prolíná studium Goosova-Hänchenové (GH) posuvu, který vzniká na rozhraní dvou dielektrických prostředí v případě úplného vnitřního odrazu.

K nedestruktivnímu, bezkontaktnímu experimentálnímu ověření vlnovodných struktur optických integrovaných obvodů i polovodičových rozhraní a struktur je možné využívat rastrovací optický mikroskop pracující v blízkém poli.

Předložená disertační práce je příspěvkem k jednomu z aktuálních témat, tj. Goosova-Hänchenové jevu a jeho významu pro lokální charakterizaci fotonických struktur.

1.2 SOUČASNÝ STAV PROBLEMATIKY

Vysoké požadavky na materiály, schopné bezporuchově fungovat v miniaturizovaných systémech, přinesly revoluční změny do syntézy materiálů, zpracování i konceptů jejich výroby. Výsledky posledních let ukázaly, že materiály s nanometrickou strukturou vykazují na atomové a molekulové úrovni jedinečné vlastnosti [1]. Tyto, ve srovnání s objemovými materiály, neočekávané vlastnosti mají dopad na celou škálu jevů, od supervodivosti, přes magnetismus, kvantovou elektroniku, nelineární optiku, stabilitu klastrů, nukleaci a růst krystalů [2].

Rozvoj nových zařízení, výrobní metody a nové technologie přispěl značně k rozvoji optoelektroniky a fotoniky.

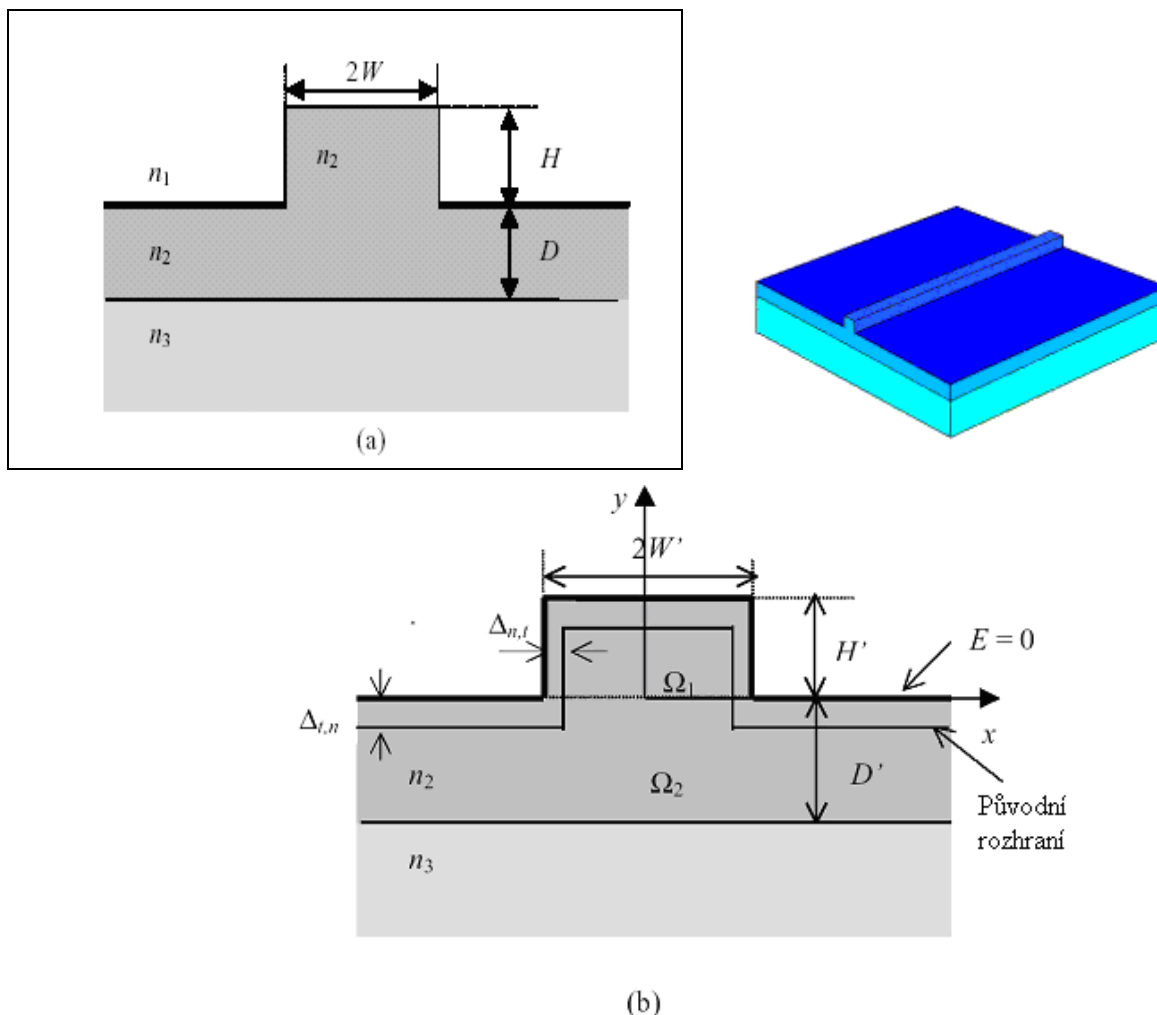
Dielektrický žebrový vlnovod má své místo všude v moderních optických integrovaných obvodech. Jedná se o strukturu s malými ztrátami, která se hojně používá jako základní nosič signálu a má také použití v takových součástkách jako jsou hroty (tapery), děliče, lasery a modulátory. Žebrový vlnovod se obvykle vyrábí pomocí technologií GaAs, InP, křemíku na izolátoru (SOI) či lithium niobátu. GaAs a InP žebrové vlnovody vykazují vysoký kontrast indexu lomu, výšku žebra do 1 μm a šířku několik μm [3]. Tyto vlnovody jsou jednovidové a nabízejí možnost monolitické integrace s laserem a detektorem na stejném čipu a jsou velmi oblíbené v moderních systémech s vláknovou optikou, v nichž se používají jednomodová vlákna. Leptací technika a technika opakovaného růstu, které se využívají k definici kontrastu indexu lomu ve vlnovodu, jsou vysoce přesné a reprodukovatelné. Vzhledem k tomu, že hlavní vodivou oblastí těchto vlnovodů je oblast žebra, mají tyto vlnovody v důsledku nerovností stěn žebra vysoký útlum (≈ 3 dB/cm) [4].

Ke snížení ztrát v žebrovém vlnovodu je možné vytvořit evanescentní žebrovou oblast tím, že se pod oblast žebra vloží vrstvička, v níž se bude šířit světlo [5]. Další realizací tohoto typu žebrového vlnovodu jsou SOI vlnovody. Oxid křemičitý SiO_2 vytvoří tenkou krycí vrstvu, která izoluje křemíkovou vodivou vrstvu z křemíkového substrátu [6]. Ztráty těchto vlnovodů jsou velmi malé ($\approx 0,1$ dB/cm), protože vlnovody mají velký průřez. V případě, že se dodrží dostatečně malý poměr šířky k výšce, je v nich také možné jednomódové šíření [A11].

Dosud vyvinuté metody pro analýzu optoelektronických integrovaných obvodů a jejich elementů lze klasifikovat jako analytické, numerické a semianalytické [6]. Analytické metody se omezují jen na jednoduché vrstevové deskové vlnovody [7]. Exaktní numerické metody zkoumají struktury, které svírají malý úhel s osou šíření a vyžadují velké výpočetní kapacity [6].

Častější používání žebrových vlnovodů pro přenos signálu, stejně jako jejich aplikace v zařízeních jako jsou vazební prvky, kužely pro změnu profilu, děliče, lasery a modulátory, jsou hybnou silou při hledání přesnějších semianalytických metod pro jejich rozbor. Jedním z výsledků je metoda spektrálního indexu (SI) [8],

navržená pro analýzu přechodů vzduch-polovodič u žebrových vlnodů [9]. Průnik optického pole z polovodiče do okolního vzduchu je modelován pomocí GH posuvu, spojeného s okrajovou podmínkou $E = 0$. Následkem toho je otevřená struktura nahrazena poněkud širší a z části uzavřenou strukturou, kterou lze jednodušeji analyzovat a jejíž řešení je lépe aproximovatelné na původní strukturu.



Obr.1 a) Rozměry a rozložení indexu lomu žebrového vlnovodu v příčném řezu
 b) Způsob změny polohy efektivního rozhraní žebra směrem ven v nové konfiguraci, která vyhovuje okrajové podmínce $E = 0$.

Pro výpočet se používá efektivní struktura, která nahrazuje původní strukturu vlnovodu (Obr.1). Celkový prostor žebrového vlnovodu je rozdělen na dvě oblasti: oblast žebra Ω_1 ($0 < y < H$) a oblast rovinné vrstvy Ω_2 ($y < 0$).

Protože elektrické pole vlevo i vpravo od žebra je nulové, pole oblasti Ω_1 (vnitřek žebra) může být aproximováno v příčném směru jedním nebo více členy Fourierova rozvoje. Předpokládejme, že bude stačit právě jeden člen rozvoje. Pole je možné vyjádřit ve tvaru

$$E(x, y) = F(x) G(y), \quad (1)$$

kde, pro základní symetrický vid, nabývá funkce $F(x)$ tvaru

$$F(x) = \cos(s_1 x), \quad \text{kde } s_1 = \frac{\pi}{2W}. \quad (2)$$

Pro jednoduchost omezíme rozvoj transcendentní rovnice pro β jen na základní symetrický mód.

V oblasti Ω_2 pod žebrem je použita Fourierova transformace podle x pro snížení dimenze vlnové rovnice. Pomocí $\Phi(s, y) = \text{FT}[E(x, y)]$ je možné (1) zapsat ve tvaru

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + (k_i^2(y) - s^2 - \beta^2) \Phi = 0, \quad (3)$$

kde

$$\Phi(s, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(x, y) e^{-j s x} dx \quad \text{a} \quad E(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(s, y) e^{j s x} ds. \quad (4)$$

Řešení rovnice (3) lze zapsat ve tvaru

$$\Phi(s, y) = f(s)g(s, y). \quad (5)$$

Transcendentní rovnice pro β dostane tvar

$$\gamma_1 \cot(\gamma_1 H) = \frac{4s_1^3}{\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Gamma(s) \cos^2(sW)}{(s^2 - s_1^2)} ds, \quad (6)$$

kde normalizovaná gradientní funkce $\Gamma(s)$ pod základnou žebra je

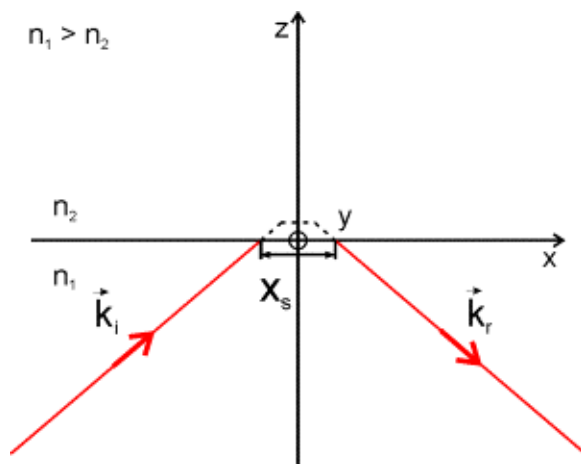
$$\Gamma(s) = \frac{1}{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial y}. \quad (7)$$

Disperzní rovnice (6) a rozložení pole jsou hlavními výsledky standardní SI metody. Disperzní rovnici pro β je možné snadno řešit použitím rozdělovací a oddělovací metody nebo pomocí algoritmu pro vyhledávání reálného a komplexního kořene.

Semianalytické metody efektivního indexu (EI) lomu [8], spektrálního indexu (SI) lomu [6] či volného šíření vidu do prostoru (FSRM) [10], užívají aproximace, které zmenšují složitost systému a jsou rychlé a vhodné pro účely návrhu. V těchto návrzích však není řešen vliv evanescentního pole v okolí singulárních dielektrických růžků na přenos optického signálu nebo na vazbu dvou spřažených žebrových vlnovodů.

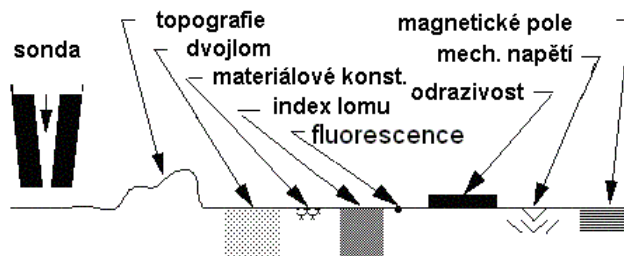
Jak bylo řečeno v úvodu, představuje GH posuv malé příčné posunutí světelného svazku, které bylo předpověděno geometrickou optikou. Tento jev nastává při úplném vnitřním odrazu na rozhraní dvou nekonečně velkých prostředí o různých indexech lomu. K posuvu dochází, jestliže první prostředí má vyšší index lomu (je opticky hustší) než druhé prostředí. Tento prostorový posuv je přisuzován existenci evanescentních vln, které se šíří podél rozhraní. Zdá se, jakoby světlo nejprve proniklo do opticky řidšího prostředí o nižším indexu lomu jako evanescentní vlna, dříve než se vrátí, díky úplnému vnitřnímu odrazu, zpět do prostředí o vyšším

indexu lomu. Velikost GH posuvu pro úhly dopadu v blízkosti mezního úhlu je pro úplný vnitřní odraz řádově rovna vlnové délce světla.



Obr. 2. Goosův-Hänchenové jev. Čárkovane je naznačena trajektorie evanescentní vlny.

Nepatrnost jevu pro optické vlnové délky zabraňovala jeho přímé měření v případě odrazu na jediném rozhraní, tj. pro systém složený ze dvou vrstev [11]. Až poté, co byly aplikace GH posuvu rozšířeny i na další oblasti fyziky jako jsou akustika, nelineární optika, fyzika povrchů a kvantová mechanika [12], začala mu být věnována patřičná pozornost, a to zejména mechanismům, které by jej mohly zesílit [13,14]. Bylo předpověděno, že GH posuv může být 1-2× zesílen rezonancí pro případ TE polarizace v prostorově disperzních polovodičích nebo pro TM polarizaci v cesiových parách [14].



Obr. 3 Kontrasty zviditelněné pomocí SNOM [A29]

Nové nástroje používané pro charakterizaci materiálu – rastrovací tunelová mikroskopie (Scanning Tunneling Microscopy – STM), atomární silová mikroskopie (Atomic Force Microscopy – AFM), mikroskopie využívající magnetických sil (Magnetic Force Microscopy – MFM), či rastrovací optická mikroskopie v blízkém poli (Scanning Near-field Optical Microscopy) [A29] (abychom citovali alespoň ty nejpoužívanější) – přinesly revoluční pohled na pochopení meziatomových interakcí [15]. Každý z těchto jednotlivých typů má své přednosti i nedostatky i oblast použití. SNOM, kterým se budeme v práci zabývat, má např. menší rozlišovací schopnost než STM či AFM, ale na druhou stranu může zobrazit některé z kontrastů, které jsou pro STM nedosažitelné (Obr.3) [A29].

1.3 CÍLE DISERTACE

V dosud publikovaných pracích jen málo zmínek o vlivu GH posunutí rozhraní různých typů vlnovodů na přenos signálu. Dosud tedy existuje jen málo informací o tom, co se vlastně děje v bezprostřední blízkosti kanálku vlnovodu (tzn. v jeho blízkém poli). Proto se předložená disertace zabývá detailněji popisem a studiem vlnovodů v blízkosti rozhraní vzduch-polovodič, zejména módovou analýzou žebrového kanálkového vlnovodu a jeho použitím jako vazebního prvku.

Potřeba analyzovat ekonomicky a technologicky proveditelné polovodičové vlnovody, vytvořené v blízkosti rozhraní se vzduchem, nás vedla k rozvoji nové teoretické metody, zvané metoda Singulárního spektrálního indexu. Tato semi-analytická metoda bere v úvahu problém posuvu elektrického pole do evanescentní vlny nad vlnovodem a vlivy dielektrických růžků vlnovodu na přenos signálu.

Dále se práce soustřeďuje na modelování a výklad GH posuvu, vznikajícího na rozhraní dvou vrstev při podmínce úplného vnitřního odrazu, na jeho zesílení v tenké dielektrické vrstvě a na jeho použití v pravotočivých a levotočivých materiálech.

Experimentální verifikace vlivů měřicí sestavy na výsledky měření je také součástí prezentované disertace.

Cílem této práce bylo analyzovat několik klíčových problémů:

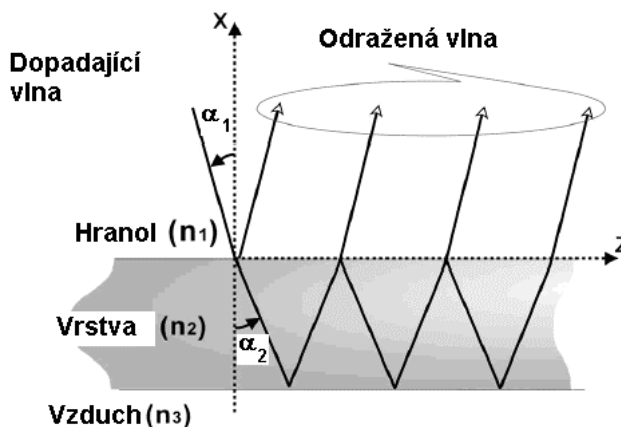
- 1) GH posuv (podélný a příčný) a jeho vliv na výpočet struktury žebrového vlnovodu na vzduchu.
- 2) Zesílení GH jevu a jeho využití pro přenos energie mezi vlnovody či pro jejich vazbu.
- 3) Chování a návrh žebrového vlnovodu na vzduchu a vlivu dielektrických růžků na přenos signálu v nich.
- 4) Studium vlivu významných parametrů experimentálního SNOM zařízení na rozlišení obrazu.
- 5) Lokální měření (v blízkém poli) opticky indukovaného proudu do polovodičové vrstvy.
- 6) Měření tloušťky velmi tenké dielektrické vrstvy MgF_2 pomocí GH posuvu a lokální fluorescence v blízkém poli.

2 ZVOLENÉ METODY ZPRACOVÁNÍ

2.1 ZESÍLENÍ GOOSOVA-HÄNCHENOVÉ POSUVU

Budeme pro jednoduchost předpokládat, že zde studujeme tenkou homogenní dielektrickou vrstvou o tloušťce h a indexu lomu n_2 , napařenou na podložce o indexu lomu n_1 (Obr.4). Přitom $n_1 > n_2$. Nad tenkou vrstvou je vzduch, který představuje dielektrické prostředí o indexu lomu $n_3 = 1$.

Pomocí modifikovaného Artmannova modelu [16] pro jedno rozhraní je možné vypočítat prostorový posuv z fázového posuvu Φ mezi dopadající a odraženou vlnou. Odrazivost, tj. amplitudový koeficient úplného odrazu, celého systému (dvě rozhraní a homogenní vrstva) se klasicky vypočte podobně jako v případě Fabryova-Perotova interferometru (viz Obr.4).



Obr.4 Odražená vlna vypočtená na základě algoritmu používaného ve Fabryově-Perotovu interferometru s násobnými odrazy v tenké vrstvě.

Celkový koeficient odrazivosti má amplitudu:

$$r_{tot} = r_{12} + \frac{t_{12}t_{21}r_{23} \exp j\varphi}{1 - r_{21}r_{23} \exp j\varphi} = |r_{tot}| \exp j\Phi, \quad (8)$$

kde r_{ij} reprezentují amplitudový koeficient odrazivosti pro rozhraní oddělující dvě prostředí i a j , t_{ij} je odpovídající koeficient propustnosti a φ je fázový posuv mezi dvěma následnými odraženými vlnami, způsobený dráhovým rozdílem ve vrstvě. Oba koeficienty jsou funkcemi indexu lomu n_i a n_j a úhlu dopadu α_1 dle klasických Fresnelových vztahů [15]. Fázový posuv φ závisí na tloušťce h vrstvy, indexu lomu n_2 a úhlu lomu α_2 do vrstvy a na vlnové délce použitého světla:

$$\varphi = \frac{2\pi n_2}{\lambda} 2h \cos \alpha_2. \quad (9)$$

Komplexní povaha koeficientu úplného odrazu závisí současně na úplném odrazu na druhém rozhraní, popsaném komplexním koeficientem odrazivosti r_{23} a na interferenčním členu, který přímo závisí na velikosti φ . Odtud je možné přímo vypočítat argument komplexního koeficientu r_{tot} . Tento argument Φ vyjadřuje celkový fázový posuv, který je možno dosadit k simulaci GH posuvu pro tenkou vrstvu pomocí Artmannova modelu. Samozřejmě (8) obsahuje interferenční člen a mohou se v něm objevovat rezonační jevy, závislé na úhlu dopadu, což je velmi významné pro vazbu součástí a nejen v optických komunikacích.

Navíc závisí tento komplexní koeficient odrazivosti na polarizaci, protože existují dva polarizační vlastní stavy (TE a TM). Tato závislost plyne z faktu, že faktor změny fáze během úplného vnitřního odrazu na rozhraní vrstva-vzduch závisí na polarizačních stavech. Tedy výsledný GH posuv bude také určitým způsobem na nich závislý. Rozdíl ΔL_{GH} posuvů pro TE a TM stavy odpovídá amplitudě periodického prostorového pohybu podél rozhraní podložka-vrstva v případě, kdy se polarizace dopadajícího světla periodicky přepíná mezi TE/TM. Tento rozdíl může být vyjádřen jako

$$\Delta L_{\text{GH}} = \frac{\lambda}{2\pi n_1 \cos \alpha_1} \left[\left(\frac{d\Phi^{\text{TE}}}{d\alpha_1} \right) - \left(\frac{d\Phi^{\text{TM}}}{d\alpha_1} \right) \right], \quad (10)$$

kde Φ^{TE} and Φ^{TM} jsou argumenty koeficientů úplného vnitřního odrazu pro TE a TM módy. Naše experimentální zařízení umožňuje měřit Δd_{GH} . Odtud je pak možné určit rozdíl ΔL_{GH} z

$$\Delta L_{\text{GH}} = \Delta d_{\text{GH}} / \cos(\alpha_1). \quad (11)$$

2.2 METODA SINGULÁRNÍHO SPEKTRÁLNÍHO INDEXU LOMU

Vlastním přínosem práce je zavedení nové semianalytické metody – metody Singulárního spektrálního indexu lomu pro popis chování žebrového vlnovodu. Uvažujme strukturu žebra z Obr. 5.

Je známo, že rozložení potenciálu pole v okolí dielektrických růžků se mění jako r^α , kde r je vzdálenost od růžku. Pro 270° vydutý úhel dielektrického růžku na spodní straně žebra je řád singularity α vyjádřen vztahem

$$\alpha = \frac{2}{\pi} \cos^{-1} \frac{n_2^2 - n_1^2}{2(n_2^2 + n_1^2)} - 1, \quad (12)$$

což dává $\alpha = -0,277$ pro $n_2 = 3,44$, $n_1 = 1$.

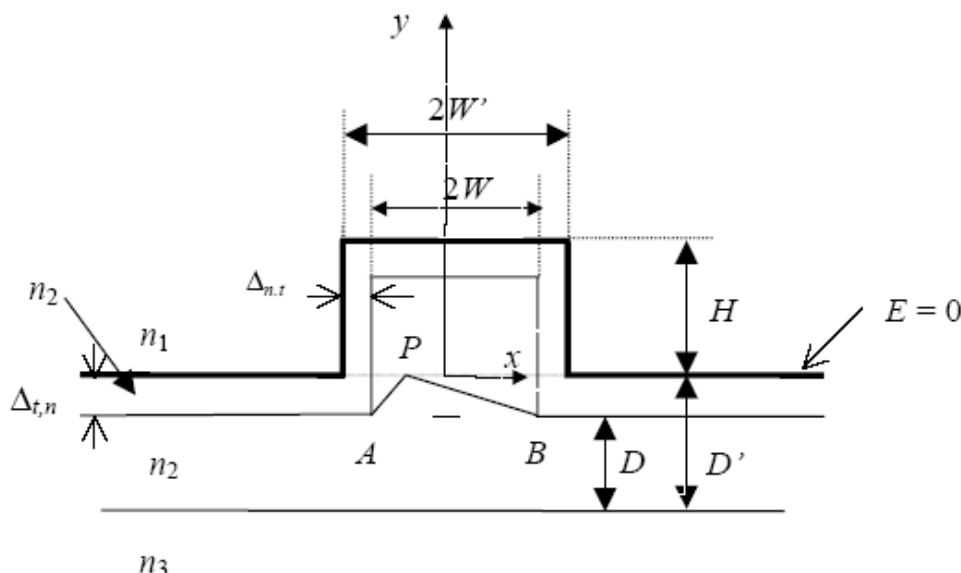
Podél základny účinného žebra bude chování základní složky elektrické intenzity pro TE vid (E_x) a TM vid (E_y) v žeburu v případě symetrie dáno vztahem

$$E(x,y) = F_s(x)G(y), \quad (13)$$

kde index s označuje singulární chování a

$$F_s = \cos \frac{\pi}{2W'} x \left(\sqrt{\left((W-x)^2 + \Delta^2\right) \left((W+x)^2 + \Delta^2\right)} \right)^\alpha. \quad (14)$$

W a W' jsou efektivní a skutečná šířka žebra a Δ je efektivní šířka (v podstatě penetrační hloubka d_p), různá pro každou polarizaci.



Obr.5 Schéma určení singularit v bodě P na základě singularit v bodech A, B dielektrických zpět odrážejících růžků. Odtud je možné určit sousední singularity elektrického pole podél osy $y = 0$.

To je znázorněno na Obr.5. Vzdálenosti PA a PB jsou určeny na základě parametrů žebra

$$(PA)^2 = (W+x)^2 + \Delta^2, \quad (PB)^2 = (W-x)^2 + \Delta^2.$$

V případě, že $\Delta_t \rightarrow 0$, pak $F_s(x) \rightarrow (W^2 - x^2)^\alpha \cos(\pi x/2W')$ vykazuje odpovídající řád singularity ve zpětně odrážejících růžcích žebra, v nichž je $E = 0$ a penetrační hloubka nulová.

Jestliže je Δ malé, ale nenulové, pak je možné použít rovnici (14) k uspokoivému modelování sousední singularity v bodech $x = \pm W$.

Transcendentní rovnice pro řešení konstanty šíření β v standardní SI metodě se nyní zobecní na

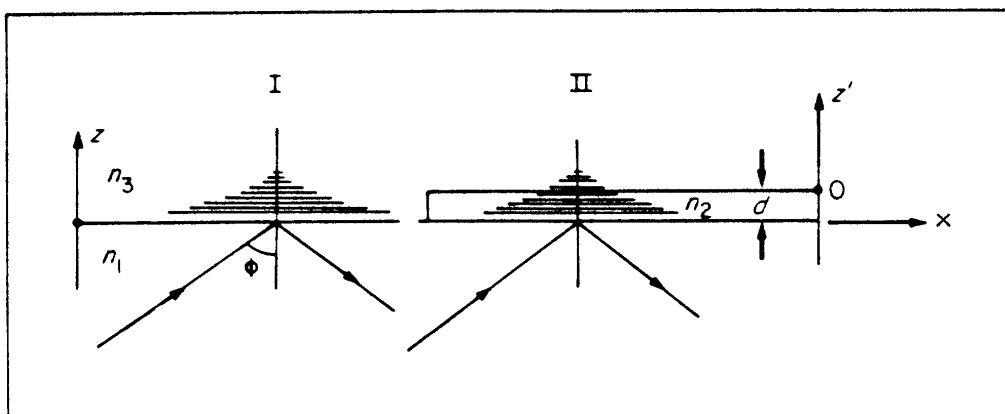
$$\sum_{n=1}^{n \rightarrow \infty} \gamma_n A(s_n) A^*(s_n) \cot g \gamma_n H = \sum_{m=1}^{m \rightarrow \infty} \Gamma(s_m) B(s_m) B^*(s_m), \quad (15)$$

kde $A(s_n)$, $B(s_m)$ jsou koeficienty exponenciálního Fourierova rozvoje $F(s_x)$ v (14) těsně nad i pod $y = 0$ a nad šířkami $2W'$ a $2L$. Zde L je příčná pološířka (s elektrickými a magnetickými mezemi v $x = 0$) užitá k realizaci diskrétní FT pro $y < 0$. L má být zvoleno jen tak velké, aby jeho poloha podstatně neovlivňovala

hodnoty konstant šíření a profil takto získaného pole. V praxi by celková doba provedení SSI metody (tj. včetně singularit) měla být jen o něco málo delší než pro standardní SI metodu.

2.3 EXPERIMENTÁLNÍ MĚŘENÍ TLOUŠŤKY VRSTVY

Evanescenční vlny vznikají v prostředích o indexech lomu n_2 a n_3 , je-li splněna podmínka úplného vnitřního lomu na rozhraních. Vektory intenzit elektrického a magnetického pole těchto vln jsou ortogonální, v prostředí n_3 se nešíří žádná energie. Elektrické pole evanescentní vlny excituje luminiscenční centra v prostředí n_3 a je možné detekovat vzniklou fluorescence. V homogenní vrstvě dz je hodnota generované fluorescence úměrná $|E(z)|^2 dz$. V oblasti I (bez dielektrické vrstvy) generuje evanescentní vlna na rozhraní fluorescence. V oblasti II vzniká fluorescence až nad tenkou vrstvou. V případě existence luminoforu je úplný vnitřní odraz na rozhraní narušen a je možné vypočítat i změřit energii fluorescence (Obr.6).



Obr.6 Úplný vnitřní odraz (TIR) na rozhraní podložka - kapalina (I) a dielektrická vrstva - kapalina. (II) [A1, A2]

Fluorescenční záření z vrstvy dz je úměrné $|E(z)|^2 dz$. Pro rozhraní bez napařené dielektrické tenké vrstvy generuje každá evanescentní vlna fluorescence. V oblasti s dielektrickou vrstvou se fluorescence objeví až nad touto vrstvou. Tok fluorescence z oblasti I je roven

$$F_s = \int_0^{\infty} |E_{3y}(z)|^2 dz = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{4a_1^2}{n_1^2 b_3 (b_3^2 + a_1^2)}. \quad (16)$$

a tok fluorescence F'_s z oblasti II je

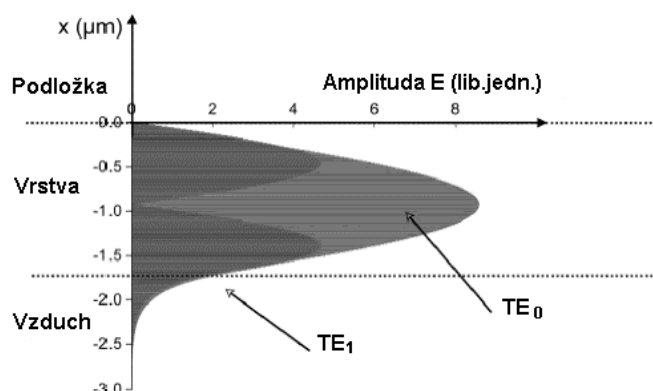
$$F'_s = \int_0^{\infty} |E'_{3y}(z)|^2 dz' = \frac{4(\mu_0 / \varepsilon_0)^{1/4} a_1^2 b_2^2}{n_1 b_3 [b_2^2 (b_3 \cosh b_2 d + b_2 \sinh b_2 d)^2 + a_1^2 (b_3 \sinh b_2 d + b_2 \cosh b_2 d)^2]}. \quad (17)$$

Citlivost metody je určena změnou poměru F'_s/F_s , s tloušťkou d pro různé indexy lomu podložky a úhly dopadu.

3 HLAVNÍ VÝSLEDKY PRÁCE

3.1 ZESÍLENÍ GOOSOVA-HÄNCHENOVÉ POSUVU PRO TE A TM MÓDY

Jako příklad zesílení GH posuvu byla vypočtena dvě rozložení elektrického pole (Obr.7). Amplituda pole je značně zesílena ve srovnání s amplitudou v podložce, když je světlo zavedeno do struktury.



Obr.7 Vypočtená intenzita elektrického pole uvnitř vlnovodné struktury pro TE_0 a TE_1 módy.

Rozdíl GH posuvů pro TE a TM módy bude

$$\Delta L_{GH} = L_{GH}^{TE} - L_{GH}^{TM}, \quad (18)$$

kde

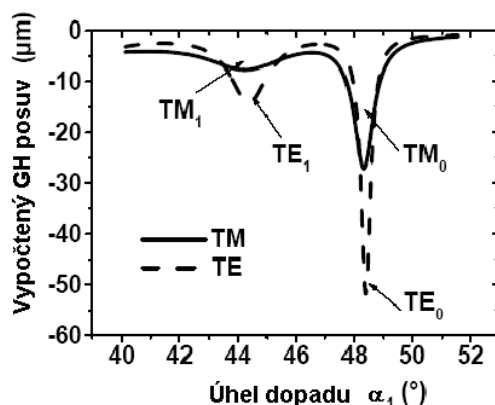
$$L_{GH}^{TE} = tg \alpha_1 \frac{\int_{-h}^0 |U_{\perp} \cos ax + V_{\perp} \sin ax|^2 dx + |t_{eva}^{\perp}|^2 \cdot \frac{d_p}{2}}{|r_{tot}^{\perp}|^2}, \quad (19)$$

$$L_{GH}^{TM} = tg \alpha_1 \frac{\int_{-h}^0 |U_{\parallel} \cos ax + V_{\parallel} \sin ax|^2 dx + |t_{eva}^{\parallel}|^2 \cdot \frac{d_p}{2}}{|r_{tot}^{\parallel}|^2}.$$

Rozdíl obou polarizačních stavů je důležitý, protože umožní přímé srovnání s experimentálními výsledky. Nakonec je možné zdůraznit, že se objeví pouze nepatrné rozdíly GH posuvu pro případ úplného vnitřního odrazu na tenké dielektrické vrstvě, vypočteného pomocí obou metod a že křivky odpovídající oběma modelům se prakticky překrývají. (Obr.8).

GH posuv sestává ze dvou příspěvků:

- od Poyntingova vektoru ve vrstvě vedeného módu v blízkosti rezonance,
- od Poyntingova vektoru evanescentní vlny.



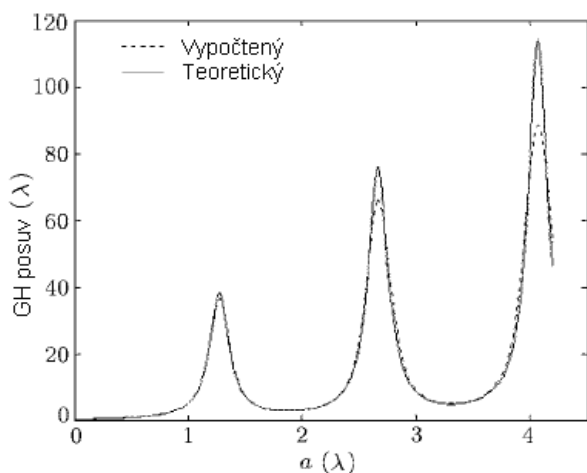
Obr.8 Závislost GH posuvu na úhlu dopadu pro TE a TM módy.

Je zřejmé, že když se ve vrstvě objeví rezonance, vliv šíření značně zvýší hodnotu posuvu. V tomto případě pochází hlavní příspěvek od prvního členu

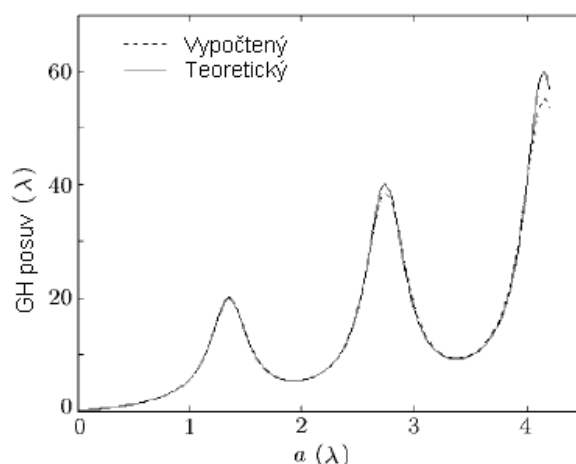
$$L_{GH} = \frac{1}{\langle S_{rx} \rangle} \left(\int_{-h}^0 \langle S_{2z} \rangle dx + \int_{-\infty}^{-h} \langle S_{3z} \rangle dx \right). \quad (20)$$

I druhý člen, odpovídající evanescentní vlně, vykazuje rezonanci, ale její hodnota je nepatrná proti příspěvku vedené vlny.

Na druhou stranu, daleko od rezonanční podmínky, odpovídá druhá část již komentovanému GH posuvu. Navíc je z Obr.6 zřejmé, že vzhledem k tomu, že amplituda elektrického pole pro TE_0 je vyšší než pro TE_1 , bude GH posuv větší pro TE_0 než pro TE_1 [A27].



Obr.9a Závislost zesílení GH posuvu pro TE svazek na a-násobcích tloušťky vrstvy.



Obr.9b pro TM. Teoretické výsledky (spojitá čára), vypočtený výsledek (tečkovaná čára).

Protože rezonanční úhly se mírně liší v případech TE/TM módů (což odpovídá vlivu disperse polarizace optického vlnovodu), odpovídající rezonanční špičky se přesně nepřekrývají. Navíc i jejich amplitudy se liší (Obr.9). Z těchto obrázků jasně vyplývá, že GH posuv osciluje a zesiluje se v závislosti na tloušťce vrstvy a jeho maxima přibližně této tloušťce odpovídají. Bez dielektrické tenké vrstvy (tj. $V a = 0$) je tento jev prakticky zanedbatelný [28].

3.2 METODA SINGULÁRNÍHO SPEKTRÁLNÍHO INDEXU LOMU

S koeficientem singularity $\alpha = -0,277$ byly získány módové konstanty šíření pro TE i TM mód. Tyto hodnoty jsou vyjádřeny pomocí normované konstanty šíření

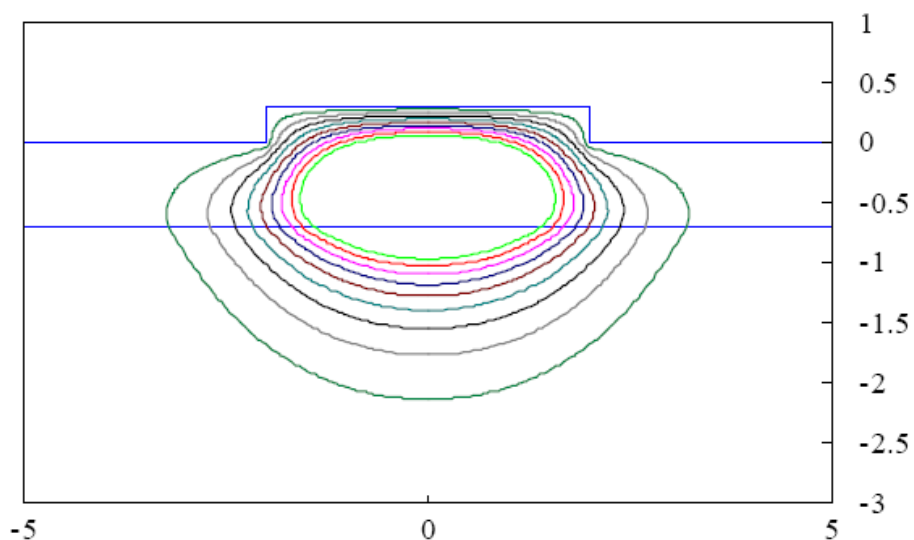
$$b = \frac{\beta^2 - k_3^2}{k_2^2 - k_3^2}. \quad (21)$$

Tab.1 Normované konstanty šíření b pro základní TM mód získané pomocí navržené metody SSI, SI a „přesné“ metody [A23].

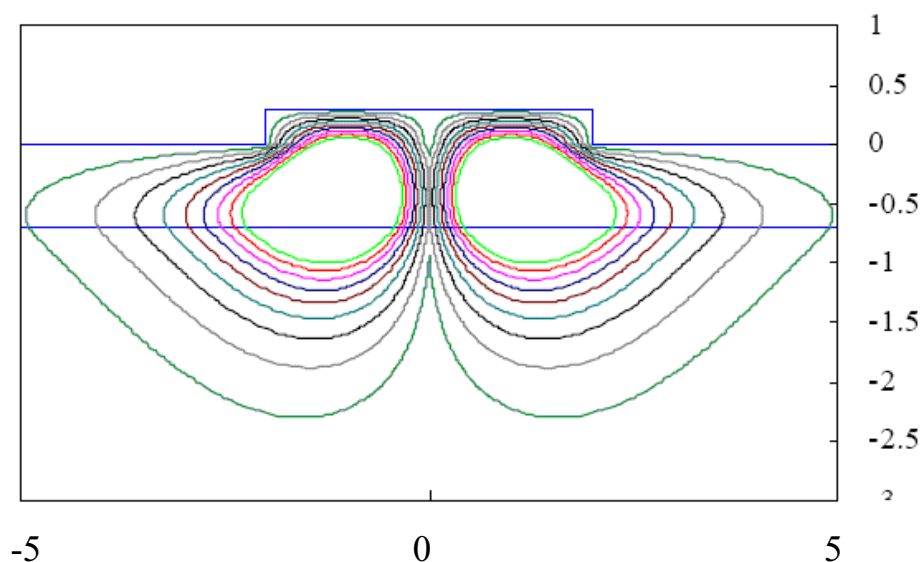
	SSI	SI	„přesná“ metoda
H[mm]	b	b	b
0,1	0,3436	0,3411	0,3441
0,2	0,3239	0,3198	0,3244
0,3	0,3094	0,3054	0,3095
0,4	0,2972	0,2945	0,2976
0,5	0,2864	0,2859	0,2880
0,6	0,2773	0,2790	0,2804
0,7	0,2701	0,2737	0,2746
0,8	0,2649	0,2698	0,2703
0,9	0,2618	0,2670	0,2678
1,0	0,2604	0,2649	0,2652

Zavedení singularity do SI metody se nejvíce projeví při malých hloubkách leptání. Zde se výsledky shodují se zavedenými „přesnými“ metodami semi-vektorové FD a F-OPT. Pro větší výšky žebra jsou pole lokalizovaná jen v oblasti žebra. Relativní intenzita pole v těsné blízkosti diskontinuity růžku v dielektrické konstantě je proto mnohem menší než pro nižší žebra. Potom vliv dielektrického růžku na módovou konstantu šíření má v těchto strukturách mnohem menší význam. Na druhou stranu, je-li žebro širší, může vlnovod přenášet i vyšší módy, ale řád singularity zůstává stejný jako pro odpovídající základní mód [A31].

Profil pole získaný pomocí SSI metody pro základní TE mód je na Obr.10a pro vlnovod s $2W = 4,0 \mu\text{m}$, $H = 0,3 \mu\text{m}$, $D = 0,7 \mu\text{m}$, $n_1 = 1$, $n_2 = 3,44$, $n_3 = 3,4$, $\lambda = 1,15 \mu\text{m}$. Profil pole pro první antisymetrický TE mód pro tuto strukturu je na Obr.10b. Singulární chování pole je vysoce lokalizováno v blízkosti dielektrického růžku a nemůže být na tomto grafu pozorováno.



a)



b)

Obr.10 Profil pole pro a) symetrický, b) antisymetrický kvazi-TE mód získaný pomocí SSI metody pro strukturu o parametrech $2W = 4,0 \mu\text{m}$, $H = 0,3 \mu\text{m}$, $D = 0,7 \mu\text{m}$, $n_1 = 1$, $n_2 = 3,44$, $n_3 = 3,4$, $\lambda = 1,15 \mu\text{m}$ [A31].

Fakt, že navržená singularita modeluje chování pole v dielektrických růzcích lépe pro mělká žebra než pro hlubší žebra znamená, že singularita navržená statickou teorií není dostatečně obecná.

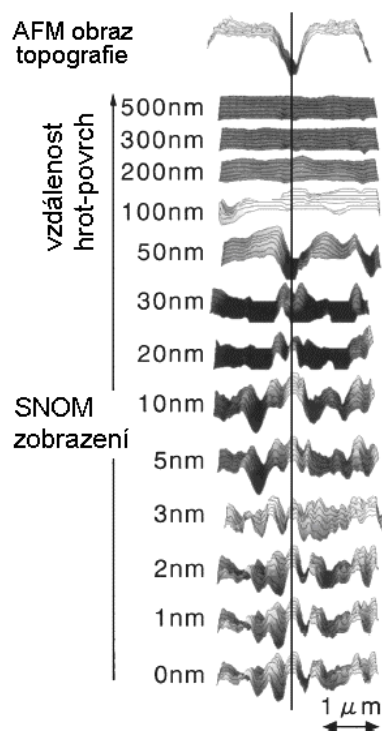
3.3 VLIV EXPERIMENTÁLNÍCH PARAMETRŮ MIKROSKOPU

3.3.1 Vliv vzdálenosti hrot sondy – povrch vzorku

Pomocí SNOM mikroskopu jsme měřili optické obrazy skleněné podložky pokovené 30 nm vrstvou zlata, v níž byly 30 nm hluboké a 60 nm široké vrypy s periodou 1,5 μm [A10].

Na Obr. 11 je znázorněna série obrazů v blízkém poli a jako reference je nahoře AFM topografický obraz. Mřížka byla osvětlena laserovou diodou o vlnové délce $\lambda = 670 \text{ nm}$. Lineární *p*- polarizace zdroje byla nastavena kolmo k orientaci vrypů. Aperturní sondou bylo jednovidové vlákno s poloměrem křivosti hrotu 50 nm, pokovené 70 nm zlatou vrstvou. Rastrovaná oblast 3072 \times 120 nm, nebo 256 \times 10 obrazových bodů, rozměr jednoho pixelu - obrazového bodu 12 nm \times 12 nm. Krok skenu byl nastaven na 50 nm, což odpovídá rozměrům sondy [A34].

V AFM obrazu jsou zřetelně patrné příčné rozměry vrypu mřížky. Ostatní obrazy jsou obrazy optické měřené v různých vzdálenostech (patrné na levé straně Obr. 9). Hodnota 0 označuje vzdálenost, v níž byl zaznamenán AFM obraz, tj. 0,1 nm od povrchu.

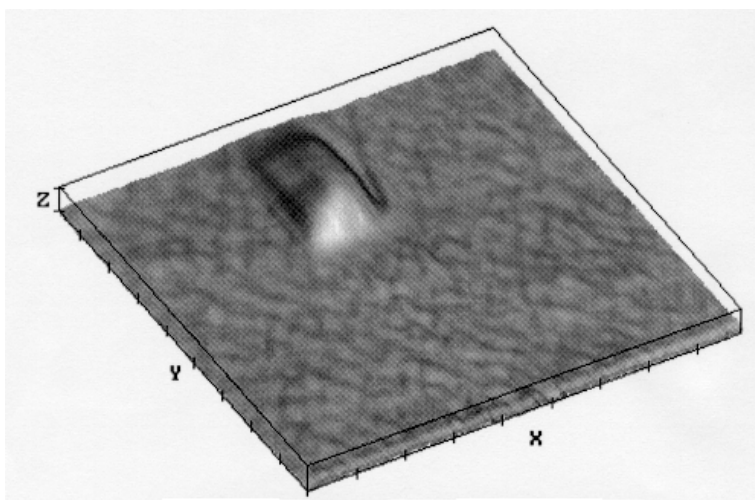


Obr.11 Obrazy v blízkém optickém poli pozlacené skleněné podložky s vrypy (mřížková konstanta 1,5 μm) pro různé výšky hrotu nad vzorkem [A34]

Jemná struktura vzorku v blízkosti 400 nm, jejíž rozměry jsou menší než je difrakční mez světla, může být snadno pozorovatelná ve všech obrázcích získaných ve vzdálenostech menších než 10 nm. Taková jemná struktura se ale v mřížce nenachází, jak je patrné z AFM obrazu. Tato jemná struktura pochází od povrchových stojatých vln způsobených interferencí poli vyšších řádů, které jsou generovány periodickou strukturou vzorku. Tento výsledek souhlasí s výsledky, které dosáhli Hatano *et al* [18]. Poněvadž tato interference je tvořena povrchovou nebo evanescentní vlnou, zaniká se vzdalující se sondou od povrchu. Efektivní hloubka této evanescentní vlny je 10 nm, což je prokázáno experimentálními výsledky.

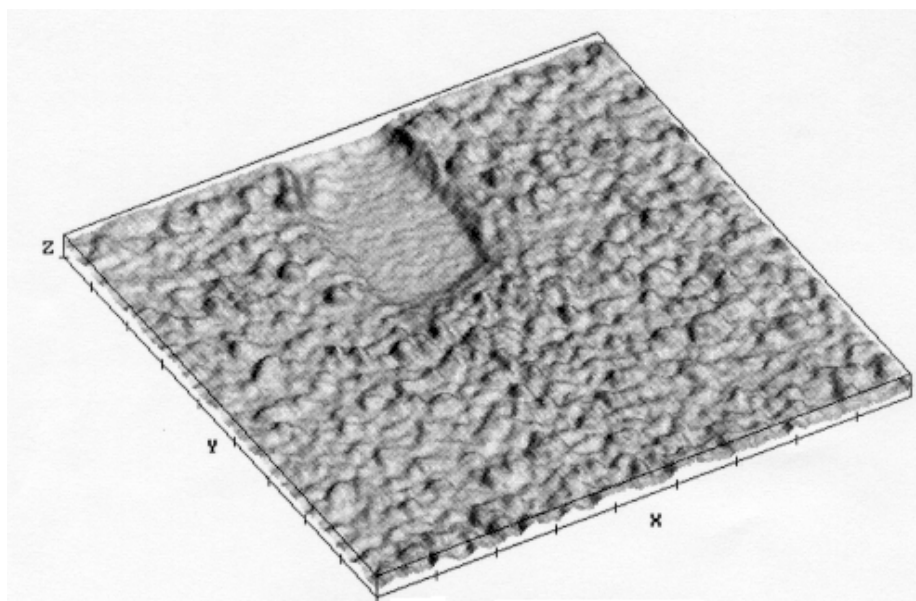
3.3.2 Měření tloušťky tenké dielektrické vrstvy

K měření tloušťky tenké vrstvy byl použit SNOM mikroskop s modifikovanou regulací vzdálenosti pomocí střižných sil [19]. Na Obr.12 je topografický obraz, na Obr.13 SNOM obraz fluorescence stejné oblasti (4,5 μm ×4,5 μm , tloušťka tenké vrstvy 11 nm) [A2]. Zvolili jsme úhel dopadu $\alpha_{\text{opt}} = 75^\circ$ pro dosažení nejvyšší citlivosti metody měření. Tloušťka měřená pomocí střižných sil sloužila jako referenční, s níž jsme porovnávali tloušťku vypočtenou z poměru F_s'/F_s , (16) a (17).



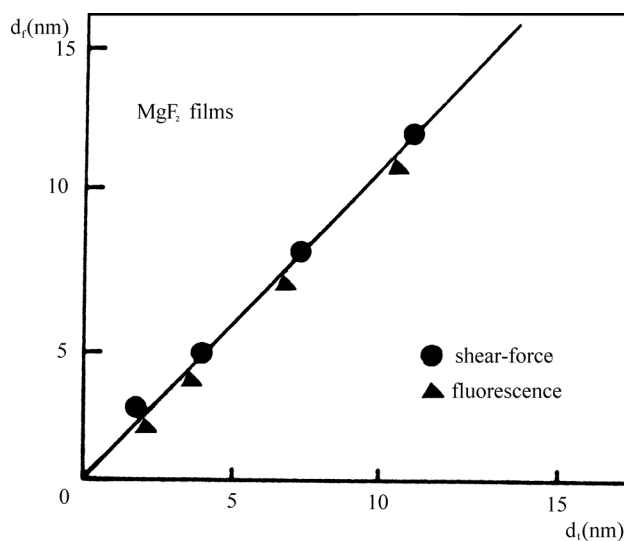
Obr.12 Topografický obraz dielektrické tenké vrstvy MgF_2 získaný pomocí střižných sil (měřítko $x = 4,5 \mu\text{m}$, $y = 4,5 \mu\text{m}$, $z = 11 \text{ nm}$) [A2]

Přítomnost luminoforu (Rhodamin 6G) ve vrstvičce vody nad vzorkem vysvětluje fakt, že na rozhraní již není úplný vnitřní odraz a při výpočtu pole jsme uvažovali jen slabou absorpci v posledním prostředí. V praktických výpočtech je třeba nahradit index lomu kapaliny n_3 vztahem $n_3 - ik_3$, kde k_3 je extinkční koeficient materiálu prostředí, jehož hodnota závisí na koncentraci luminoforu.



Obr.13 SNOM obraz fluorescenčního toku ze stejného povrchu ($z = 11 \text{ nm}$) [A2]

Obr.14 reprezentuje výsledek srovnání obou měření v oboru 1-15 nm a jejich porovnání s vypočtenou tloušťkou (spojitá čára). Plné tečky odpovídají topografickému měření, trojúhelníčky fluorescenčnímu.



Obr.14 Porovnání obou typů měření z Obr.6 pro závislost topografické tloušťky d_t (●) na fluorescenční tloušťce d_f (▲). Vypočtená tloušťka – spojitá čára.

4 ZÁVĚR

Vlnovody, jež se nacházejí v těsné blízkosti rozhraní polovodič-vzduch, jsou velmi významné pro rozvoj optoelektroniky a fotoniky, a proto je třeba najít způsob, jak uskutečnit efektivní vazbu mezi jednotlivými optoelektronickými integrovanými obvody. Jednou z možností je využít potenciál Goosova-Hänchenové (GH) posuvu v případě úplného vnitřního odrazu k popisu chování žebrového vlnovodu ve vzduchu s dielektrickými růžky a vazebního prvku a k přenosu energie mezi nimi.

GH svazek světla je stále předmětem výzkumu, tak jako snaha o teoretické vysvětlení tohoto jevu nebo sběr experimentálních výsledků. Z vlastní podstaty evanescentních vln vyplývá, že je obtížné určit jejich vlastnosti. Zatímco GH paprsek může být měřen bez poruch úplného vnitřního odrazu, komplexnější pochopení evanescentních vln požaduje možnost změny systému, kde tyto vlny vznikají. Aby se zabránilo změně původní evanescentní vlny, musí být působená porucha co nejmenší.

V práci jsme popsali úplného vnitřního odrazu rovinné vlny na rozhraní dvou prostředí o různém indexu lomu. I když je tento model nereálný, ukazuje, že může být důsledně zkoumán na základě Maxwellových rovnic. Tento model slouží zejména k důkladnému popisu pole v blízkosti povrchu, kde nastává úplný vnitřní odraz. Tato analýza ukazuje, že i když nedochází k přenosu energie do druhého prostředí, může mít pole v blízkosti povrchu velmi vysokou amplitudu. Úplný vnitřní odraz může být použit k zesílení amplitudy elektromagnetického pole a to zejména na rozhraní, kde nastává.

Zesílení elektromagnetického pole závisí na různých parametrech, jako je vlnová délka zdroje, index lomu jednotlivých prostředí nebo úhel dopadu paprsku. Hodnoty těchto parametrů teoreticky umožňují až $10^4\times$ zesílit elektrické pole.

Když se příčně ohraničený svazek odrazí úplně, objeví se jeho posuv. Bylo zajímavé věnovat část této práce tomuto jevu, který byl experimentálně ověřen na počátku 20. století. Fakt, že tento posuv byl analyzován klasickou optikou ukazuje, že evanescentní vlastnosti elektromagnetického pole jsou na hranici různých fyzikálních přístupů.

Měřením úplně odraženého svazku světla nezískáme žádné přímé informace o evanescentním poli. K tomu je nutné zavést do pole určitou poruchu. Nejjednodušším narušením evanescentního pole je přidání třetího prostředí s takovým indexem lomu, že úplný vnitřní odraz je částečně nebo úplně narušen (zeslaben). Narušení úplného vnitřního odrazu ukazuje na vazbu mezi dvěma různými prostředími. Tato vazba závisí na hodnotách evanescentního pole mezi prvním a druhým prostředím. V případě slabých poruch může být hodnota evanescentního pole určena přímo. Protože vazba zavádí několik různých para-

metrů, např. vlnovou délku, úhel dopadu nebo index lomu, je na tom jevu založeno velké množství součástí integrované optiky.

Práce splnila zadané početné cíle. Vlastní teoretický i experimentální přínos ke studované problematice je možné charakterizovat následovně:

- **Upravili jsme klasické modely Goosova-Hänchenové posuvu** pro jedno rozhraní na **popis chování vícevrstvé struktury**. [A5, A10, A27, A28, A36]
- **Modelovali** jsme chování žebrových vlnovodů. Zdokonalili jsme obvykle používanou metodu spektrálního indexu (SI) pro analýzu žebrového vlnovodu na vzduchu tím, že jsme zavedli singulární funkce hlavní složky intenzity elektrického pole v těsné blízkosti růžků vlnovodu, čímž dostaneme **metodu Singulárního spektrálního indexu (SSI)**. Tento navržený postup je možné rozšířit i na směrový vazební prvek vytvořený ze dvou žebrových vlnovodů. Zdůraznili jsme přitom roli GH posuvu v případě singularit [A15, A23, A31].
- **Studovali** jsme **vliv** některých významných **parametrů** experimentálního zařízení, tj. rastrovacího optického mikroskopu s lokální sondou, pracujícího v režimu optického blízkého pole (SNOM), **na rozlišení obrazu**. Podstatný je *vliv tvaru a pokovení sondy, vzdálenosti hrotu sondy od povrchu předmětu a poruch*, které může sonda způsobit v obrazu blízkého optického pole [A5, A10, A21, A22, A34].
- **Vypracovali** jsme **metodu** měření **tloušťky velmi tenkých dielektrických vrstev MgF₂** v rozmezí 1-15 nm s přesností 1 nm pomocí GH posuvu a lokální fluorescence v blízkém poli [A1-A5].
- **Poprvé** jsme **použili** optickou rastrovací tunelovou mikroskopii k **nedestruktivnímu měření lokálního pole** rozložení **opticky indukovaných proudů** do polovodičové struktury a v jeho nejbližším okolí a **dosáhli** jsme **příčné rozlišení** lepší než **150 nm** [A11-A16].

5 REFERENCE

- [1] *Photonics for the 21st Century*, J. NIEHOFF, T.P. PEARSALL (Eds.), Consolidated European Photonics Research Initiative, VDI Office Brussels, 2005, 20 p.
- [2] MOERMAN, I., VAN DAELE, P.P., DEMEESTER, P.M., A review on fabrication technologies for the monolithic integration of tapers with III-V semiconductor devices, *IEEE J. of Select. Topics in Quant. Electron.*, 1997, vol. 3, p. 1308-1320.
- [3] MOOSBURGER, J., KAMP, M., FORCHEL, A., FERRINI, R., LEUENBERGER, D., HOUDRE, R., ANAND, S., BERGGREN, J, Nanofabrication of high quality photonic crystals for integrated optics circuits, *Nanotechnology*, 2002, vol. 13, No.3, p. 341-345
- [4] SCHÜPPERT, B., SCHMIDTCHEN, J., SPLETT, A., FISCHER, U., ZINKE, T., MOOSBURGER, R., PETERMANN, K., Integrated optics in Silicon and SiGe-heterostructures, *IEEE J. of Lightwave Technol.*, 1996, vol. 14, No.10, p.2311-2323.
- [5] NAVAL, L., JALALI, B., GOMELSKY, L., LUI, J.M., Optimization of Si_{1-x}Ge_x/Si waveguide photodetectors operating at $\lambda=1.3 \mu\text{m}$ ", *IEEE J. of Lightwave Technol.*, 1996, vol. 14, No.5, p. 787-797.
- [6] KENDALL, P. C., STERN, M. S., BURKE, S. V., Planar waveguide analysis by the spectral index method. I: Rib and uniformly buried waveguides, *Opt. and Quant. Electron.*, 1993, vol. 25, p. 771-787.
- [7] COLLINS, R. E. *Field theory of guided waves*, IEEE Press, 1991, 2nd edition, 268 p.
- [8] BURKE, S.V., Planar waveguide analysis by the spectral index method: II: Multiple layers, optical gain and loss, *Opt. Quantum Electron.*, 1994, vol. 26, p.63-77.
- [9] ČTYROKÝ, J. Comparison of different modelling techniques for longitudinally invariant integrated optical waveguides, *IEE Proc. Pt.J*, 1989, vol. 136, p.273-280.
- [10] OTEVŘELOVÁ, D., TOMÁNEK, P. Výpočet odrazivosti čela vlnovodu mělce vnořeného do polovodičového materiálu. *Jemná mechanika a optika*, 2004, roč. 49, č. 9, s. 245 - 247. ISSN 0447-6411
- [11] FILLARD, J. P., *Near field optics and nanoscopy*, World Scientific, Singapore, 1996, 438 pages. ISBN 981-02-2394-8.
- [12] KAWATA, S., OHTSU, M., IRIE, M (Eds.), *Nano-optics*, Springer, Berlin, 2002, 321 pages. ISBN 3-540-41829-6.

- [13] FORNEL de, F., *Evanescent waves. From Newtonian optics to atomic optics*, Springer, Berlin, 2000, 268 p., ISBN 3-540-65845-9.
- [14] BJARKLEV, A., BROENG, J., BJARKLEV, A.S., *Photonic Crystal Fibres*, Kluwer Academic Pub., Dordrecht, 2003.
- [15] COURJON, D., BAINIER, C., *Le champ optique proche: Théorie et applications*, Springer, Paris, 2001, 344 pages, ISBN 2-287-59720-4.
- [16] ARTMANN, K. Berechnung der Seitenversetzung des totalreflektieren Strahles, *Ann. Phys.* (Leipzig), 1948, vol.2, p. 87-102.
- [17] PENDRY, J.B., HOLDEN, A.J., ROBBINS, D.J., STEWART W J, Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena, *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* 1999, vol.47, p. 2075-2084.
- [18] HATANO, H., INOUE, Y., KAWATA, S. Near-field optical microscope with a multiheight scanning imaging mode, *Opt. Lett.*, 1997, vol. 22, p. 1532-1534
- [19] LÉTAL, P., TOMÁNEK, P., DOBIS, P., BRÜSTLOVÁ, J., GRMELA, L., Local spectroscopy by scanning near-field optical microscopy, *Eng. Mech.*, 1998, vol. 5, No.3, p. 215-218.

6 VLASTNÍ PUBLIKACE

- [A1] TOMÁNEK, P., DOBISOVÁ, M. Thickness measurement of dielectric films by evanescent total reflection fluorescence, *Techn. Digest of Near Field Optics-5*, Shirahama, 1998, p. 290-291.
- [A2] BENEŠOVÁ, M., TOMÁNEK, P. Thickness measurement of thin dielectric films by evanescent total reflection fluorescence, *J. of Microscopy*, 1999, vol. 194, No. 2/3, p.434-438. ISSN 0022-2720.
- [A3] BENEŠOVÁ, M., TOMÁNEK, P. Effect of the local inhomogeneity on the near-field measurement of dielectric thin films, *Photonics Prague '99*, 1999, p.126. ISBN 80-86114-27-9.
- [A4] TOMÁNEK, P., BENEŠOVÁ, M., LÉTAL, P., GRMELA, L., DOBIS, P., BRÜSTLOVÁ, J. Lokální spektroskopie a lokální fluorescence dielektrických a polovodičových povrchů, *Transfer '99*, 1999, H91-2, VUT Brno (1999) .ISBN 80-214-1341-7.

- [A5] BENEŠOVÁ, M., TOMÁNEK, P. Prostorová rozlišovací schopnost nepokovených vláknových sond v mikroskopii v blízkém optickém poli s osvětlením pomocí vnitřního odrazu, *CO-MAT-TECH'99*, vol.2, 287-291, STU Bratislava, 1999. ISBN 80-227-1272-8.
- [A6] BENEŠOVÁ, M., TOMÁNEK, P., LIŠKA, M.: Influence of the sample coating and the shape of the probe on the resolution in Scanning Near-Field Optical Microscopy, *8th CO-MAT-TECH 2000*, 4, 85-90, STU Bratislava (2000) ISBN 80-227-1413-5
- [A7] BENEŠOVÁ, M., TOMÁNEK, P.: A simplified local surface photoreflectance measurement, MSMT-3, FSI VUT Brno (2001)
- [A8] OTEVŘELOVÁ, D., DOBIS, P., BRÜSTLOVÁ, J., TOMÁNEK, P. Near-field photoluminescence as high resolution diagnostics of semiconductor structures, *Proc.of Materials structure and micromechanics of fracture*. Brno: VUTIUM, 2001, s. 439 - 443, ISBN 80-24-14-1892-3
- [A9] TOMÁNEK, P., BENEŠOVÁ, M., DOBIS, P., GRMELA, L., BRÜSTLOVÁ, J., OTEVŘELOVÁ, D., LÉTAL, P. Near field photoluminescence and photoreflectance measurements of semiconductor structures , In *Nanomaterials: Fundamentals and applications*, COST-Action 523 Midterm meeting and workshop. Limerick: MSSSI, 2001, s. 59 – 59.
- [A10] BENEŠOVÁ, M., DOBIS, P., TOMÁNEK, P. Makroskopické vysvětlení rozlišovací schopnosti rastrovacího optického tunelového mikroskopu, In *Nové trendy ve fyzice - New trends in Physics*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, 2001, s. 327 - 332, ISBN 80-214-1992-X.
- [A11] TOMÁNEK, P., BENEŠOVÁ, M., OTEVŘELOVÁ, D., LÉTAL, P. Local optical characteristics of semiconductor surfaces. *Proc. of SPIE*, 2002, roč. 4607, č. 2, s. 168 - 177. ISSN 0277-786X.
- [A12] BENEŠOVÁ, M., DOBIS, P., TOMÁNEK, P., BRÜSTLOVÁ, J. Measurement of local photoluminescence and optically induced photocurrent in semiconductor structures, In *4th Int. Conf. on Photonics, Devices and Systems*. Praha: Tech-Market, Praha, 2002, s. 146 - 146, ISBN 80-86114-46-5.
- [A13] GRMELA, L., BRÜSTLOVÁ, J., OTEVŘELOVÁ, D., TOMÁNEK, P., BENEŠOVÁ, M. Local photoluminescence scanning measurement on A3-B5 quantum dots, In *Optics in Computing*. St. Petersburg, Russia: St. Petersburg IFMO, 2002, s. 25 – 26.
- [A14] TOMÁNEK, P., BENEŠOVÁ, M., DOBIS, P., OTEVŘELOVÁ, D., GRMELA, L. Spectral measurements of semiconductor structures using optical near-field approach In *Joint COST-Action workgroup meeting on*

Individual and assembled nanoparticles and quantum dots. IANQ. Leuven, Belgie: KU Leuven, COST 523, 2002, s. P55 – 0.

- [A15] TOMÁNEK, P., DOBIS, P., BENEŠOVÁ, M., OTEVŘELOVÁ, D. Nanometric applications of the Scanning Near-field Optical Microscopy, In NANO'02. Brno: Akademické nakladatelství, CERM, 2002, s. 53 – 53. ISBN 80-7204-258-0.
- [A16] BENEŠOVÁ, M., DOBIS, P., TOMÁNEK, P., UHDEOVÁ, N. Local measurement of optically induced photocurrent in semiconductor structures. *Proc. SPIE*, 2003, roč. 5036, č.5036, s. 635 – 639. ISSN 0277-786X.
- [A17] TOMÁNEK, P., BENEŠOVÁ, M., DOBIS, P., OTEVŘELOVÁ, D., GRMELA, L., KAWATA, S. Near-field optical diagnostics of carrier dynamics in semiconductor with superresolution. *Phys.Low-dim. Struct.*, 2003, roč. 2003, č. 3/4, s. 131 - 137. ISSN 0204-3467
- [A18] TOMÁNEK, P., BENEŠOVÁ, M., DOBIS, P., OTEVŘELOVÁ, D., GRMELA, L., KAWATA, S. Near-field optical imaging of carrier dynamics in silicon with superresolution, In *Scanning Probe Microscopy - 2003*. Nizhniy Novgorod, Russia: IPM RAS, 2003, s. 63 - 65,
- [A19] TOMÁNEK, P., BENEŠOVÁ, M., OTEVŘELOVÁ, D., GRMELA, L., DOBIS, P. Local optical imaging of electronic characteristics in semiconductors In *Noise and fluctuation ICNF 2003*. Brno, 2003, s. 445 – 448. ISBN 80-239-1005-1.
- [A20] TOMÁNEK, P., BENEŠOVÁ, M., DOBIS, P., BRÜSTLOVÁ, J., UHDEOVÁ, N. Local photoluminescence measurements of semiconductor surface defects. (abstrakt)
- [A21] BENEŠOVÁ, M., DOBIS, P., TOMÁNEK, P., BRÜSTLOVÁ, J. Time-resolved contrast in near-field scanning optical microscopy of semiconductors. ISBN 80-214-2486-9. (abstrakt)
- [A22] TOMÁNEK, P., DOBIS, P., BENEŠOVÁ, M., OTEVŘELOVÁ, D., UHDEOVÁ, N. Nanometric applications of the Scanning Near-field optical microscopy, In *Nanovědy, nanotechnologie a nanomateriály v České republice - Nano02*. Brno: Česká společnost pro nové materiály a technologie, 2003, s. 166 – 169. ISBN 80-7329-027-8.
- [A23] MAJZNER, J., TOMÁNEK, P., GRMELA, L., BENEŠOVÁ, M. Critical role of near-field optics in the characterization of electro-optical device, In *Radioelektronika 2003*. Brno: MJ Servis Ltd., 2003, s. 280 – 283. ISBN 80-214-2388-8.
- [A24] BENEŠOVÁ, M., TOMÁNEK, P., OTEVŘELOVÁ, D., DOBIS, P., GRMELA, L. Near field scanning optical microscopy as an imaging tool for

carrier process in silicon, In *Advanced engineering design. AED2003 Praha: Process Engineering Publisher, 2003, s. F1.3 – 4. ISBN 80-86059-35-9.*

- [A25] BENEŠOVÁ, M., TOMÁNEK, P., DOBIS, P., BRÜSTLOVÁ, J. Time-resolved contrast in near-field scanning optical microscopy of semiconductors, In *Nano'03. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2003, s. 201 – 205. ISBN 80-214-2527-X.*
- [A26] TOMÁNEK, P., BENEŠOVÁ, M., OTEVŘELOVÁ, D., LÉTAL, P. Optika a mikroskopie v blízkém poli In *3.konf. o Matematice a fyzice na vysokých školách technických. Brno: Vojenská akademie Brno, 2003, s. 20 – 28. ISBN 80-85960-51-6.*
- [A27] TOMÁNEK, P., BENEŠOVÁ, M., DOBIS, P., BRÜSTLOVÁ, J., UHDEOVÁ, N. Local photoluminescence measurements of semiconductor surface defects. *Proc. of SPIE, 2004, roč. 5477, č. 5477, s. 131 - 137. ISSN 0277-786X.*
- [A28] TOMÁNEK, P., BENEŠOVÁ, M., OTEVŘELOVÁ, D., DOBIS, P. Scanning near-field optical microscopy in semiconductor research. *Phys. Low-dim. Struct., 2004, vol.. 2004, No. 1/2, p. 47 - 53. ISSN 0204-3467*
- [A29] TOMÁNEK, P., BENEŠOVÁ, M., OTEVŘELOVÁ, D., DOBIS, P. Scanning near-field optical microscopy and its application in semiconductor investigation In *Scanning probe microscopy 2004. Nizhny Novgorod: IPM RAS, 2004, p. 108 – 111.*
- [A30] TOMÁNEK, P., BENEŠOVÁ, M., DOBIS, P., BRÜSTLOVÁ, J., GRMELA, L. Local photoluminescence measurement of semiconductor InGaAs quantum dot excited states. (abstrakt)
- [A31] BENEŠOVÁ, M., TOMÁNEK, P. Designing nanostructures for new functional materials In *CO-MAT-TECH 2004. Trnava: MtF STU Bratislava, 2004, s. 91 – 95. ISBN 80-227-2117-4*
- [A32] TOMÁNEK, P., DOBIS, P., BENEŠOVÁ, M., GRMELA, L. Near-field optical measurement of carrier recombination in InAs/GaAs quantum dots. (ISBN 80-214-26732-X) (abstrakt)
- [A33] BENEŠOVÁ, M., TOMÁNEK, P. Designing nanostructures for new functional materials. ISBN 80-227-2121-5 (abstrakt)
- [A34] BENEŠOVÁ, M., TOMÁNEK, P., LIŠKA, M. Vliv vzdálenosti hrot sondy-vzorek na rozlišovací schopnost rastrovacího optického mikroskopu v blízkém poli. *Jemná mech. optika, 2004, roč. 49, č. 9, s. 242 - 244. ISSN 0447-6411*

7 CURRICULUM VITAE

Jméno: Mgr. Markéta Dobisová - BENEŠOVÁ
Narozena: 9.9.1972 v Havlíčkově Brodě
Bydliště: Kuršova 32, 635 00 Brno
Kontakt: mark.benesova@seznam.cz

Vzdělání

1986 – 1990 Gymnázium Křenová - zaměření matematika, fyzika a programování
1990 – 1995 Masarykova Univerzita v Brně – Fakulta přírodovědecká, studijní obor: Učitelství všeobecně vzdělávacích předmětů - matematika a fyzika
Diplomová práce: Robustní přístupy k vyhodnocování experimentu
1998 – 2005 Vysoké učení technické v Brně – Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství, Ph.D. studium, Státní doktorská zkouška v červnu 2001
2001 – 2005 Masarykova Univerzita v Brně – Fakulta filozofická, studijní obor: španělština

Studijní pobyty

1996 – 1997 studijní stáž na Mezinárodním lyceu Sek-el Castillo v Madridu ve Španělsku, která byla organizovaná v rámci programu Evropské federace škol (FEDE) se sídlem ve Švýcarsku
1998-2000 4 granty španělské vlády na krátkodobé jazykové stáže a jazykové stáže pro učitele přírodních oborů

Odborná praxe

1995-1996 externí výuka cvičení základního kurzu fyziky na Ústavu fyziky FEI VUT v Brně
1995 - Gymnázium Brno-Bystrc, Vejrostova 2, 635 00 Brno (Od roku 2004 přejmenováno na Klasické a španělské gymnázium)

Jazykové znalosti

španělština, angličtina, ruština

Účast na grantových projektech

GAČR č.101/97/K009: Vědecké centrum nanotechnologií a povrchového inženýrství (1998 – 1999)

MŠMT – Barrande č. 98022: Application de la microscopie en champ proche aux mesures nanométriques des paramètres de matériaux semiconducteurs (1998 – 1999)

8 ABSTRACT

The dissertation covers several topics connected to Goos-Hänchen (GH) shift which appears when the condition of total internal reflection on the interface of two dielectric materials in waveguide structures is applied. Due to the tiny dimensions, the GH shift is very important issue mainly for the incoming nanophotonic devices and OptoElectronic Integrated Circuits (OEIC) design.

Our contribution to the field of study is as follows:

The classical models of GH shifts on the one interface have been modified for a description of the behavior of multilayer structures.

The rib waveguides in the air design have been studied. We improved the Spectral Index method normally used for the analysis of rib waveguides by introducing a singular function of the main component of electric field in the vicinity of dielectric corners, and thus we obtained a Singular Spectral Index method. This approach is possible to develop to the coupling element made of two juxtaposed rib waveguides. The importance of the GH shift is reaffirmed.

The study of some important parameters of the SNOM microscope resolution is provided. In this case, the influence of the shape and metallization of the probe, its distance from the sample and perturbations are most significant for the image resolution.

For the first time, the SNOM microscopy was used to the experimental verification and visualization of the optically induced currents local distribution inside the semiconductor structure and in its vicinity, and a lateral resolution better than 150 nm has been reached. Moreover, the experimental measurement of very thin dielectric MgF₂ layers in the range 0-15 nm with a sensitivity of 1 nm exploiting a GH shift and local photoluminescence is also explained.

Consequently, the theoretical and experimental techniques developed in the Laboratory of Optical Nanometrology seem to be very powerful and useful tool for the characterization of nanophotonic and nanoelectronic device features.