

## Přehledný referát

### POLARIZAČNÍ JEDNOVIDOVÁ OPTICKÁ VLÁKNA

LADISLAV ŠAŠEK, VÁCLAV SOCHOR\*

*Ústav chemie skelných a keramických materiálů ČSAV, Lípová 5, 120 00 Praha 2*

*\*ČVUT — JFPI Katedra fyzikální elektroniky, Břehovův 7, Praha 1*

#### 1. ÚVOD

Současné optické vláknové systémy kladou stále vyšší nároky na optické vlastnosti použitých vláken. Vývoj vláken směřuje k dosažení menší disperze, menšího útlumu a k lepší schopnosti vést polarizované záření [1], [2], [3]. Jednovidová optická vlákna (JOV), jejichž výrobci se snaží splnit uvedené požadavky, se nazývají polarizační (PJOV); většinou jde o JOV zachovávající stav polarizace.

Polarizace světla má zásadní význam pro činnost vláknových interferenčních senzorů, protože nedefinovaný stav polarizace záření může vést ke snížení kontrastu, popř. ke ztrátě interferenčního obrazu [4]. Optické vláknové interferenční senzory umožňují měřit různé fyzikální veličiny na základě interference dvou vln šířících se buďto ve stejném směru (Machův-Zehnderův interferometr), nebo ve směrech opačných (Sagnacův interferometr). První typ se prakticky uplatňuje v senzorech teploty, tlaku, deformace, vibrací, zrychlení, elektrického a magnetického pole, zatímco druhý typ se uplatňuje především v optických vláknových gyroskopech při přesném měření i velmi malých rychlostí rotace a zrychlení.

Použití PJOV se dále rozvíjí v různých vláknových elementech, jako jsou polarizátory a depolarizátory záření, rotátory, optické izolátory, děliče a filtry. Použití těchto optických vláken se předpokládá i v nelineárních optických jevech, protože Ramanův a Brillouinův zisk vykazuje pro polarizované záření podstatně vyšší hodnoty [5].

Ukazuje se, že i v oblasti komunikace na optických kmitočtech je znalost polarizačních vlastností použitých vláken velmi důležitá, neboť polarizační disperze může omezovat šířku pásma při vysoké kapacitě přenosu informace [6]. Nabízejí se aplikace ve fázově koherentních a dvojsměrných přenosových systémech [7].

Z uvedeného přehledu použití PJOV vyplývá, že je nezbytné definovat charakteristiky popisující polarizační vlastnosti těchto vláken, navrhnout jejich optimální struktury tak, aby byly dosaženy parametry nezbytné pro realizaci optických vláknových systémů a navrhnout optimální technologii výroby. Dále je třeba navrhnout a realizovat metody měření základních charakteristik těchto vláken.

#### 2. CHARAKTERISTIKY PJOV

V optických vláknech se záření šíří ve formě hybridních vidů  $HE_{\nu\mu}$ ,  $EH_{\nu\mu}$ , které mají všech šest komponent elektromagnetického pole nenulových. V aproximaci slabé vodivosti, které většina dnes vyráběných optických vláken dobře vyhovuje, mají dvojice vidů  $HE_{\nu+1,\mu}$ ,  $EH_{\nu-1,\mu}$  stejnou konstantu šíření. Superpozici

těchto vidů vzniká lineárně polarizovaný vid (označovaný  $LP_{\nu\mu}$ ), který má dvě příčné komponenty elektromagnetického pole nulové. Vzhledem k tomu, že se konstanty šíření odpovídajících vidů  $HE$ ,  $EH$  mírně liší (jsou shodné jen v rámci zmíněné aproximace), je pole vidu  $LP$  proměnné v podélné ose vlákna. V případě vidů  $LP_{0\mu} = HE_{1\mu}$  nastává degenerace a světlovodem se šíří lineárně polarizované záření. Situace v jednovidových vláknech je tedy mnohem příznivější než v mnohovidových vláknech, zdaleka však není ideální [8].

## 2.1. Polarizace a dvojlom v optických vláknech

Předpokládáme, že pole vlastního vidu  $HE_{11}$  lze na délce vlákna  $dz$  vyjádřit lineární kombinací dvou vzájemně kolmých polí  $E_1$  a  $E_2$ , která mohou být lineárně nebo kruhově polarizována. Obecný tvar rovnic určujících vývoj amplitud  $A_1(z)$  a  $A_2(z)$  polí  $E_1$  a  $E_2$  ( $E_k = A_k \exp[i(\omega t - \beta z)]$ ;  $k = 1; 2$ ) po délce vlákna je dán rovnicemi vazby lokálních vidů:

$$dA_1/dz = (-i\beta + X_{11}) A_1 + X_{12}A_2, \quad (1a)$$

$$dA_2/dz = -X_{12}^*A_1 + (-i\beta + X_{22}) A_2, \quad (1b)$$

kde  $\beta$  je konstanta šíření vidů  $E_1$  a  $E_2$  v optickém vlákne bez poruchy,  $\text{Re}(X_{11}) = \alpha_1$ ,  $\text{Re}(X_{22}) = \alpha_2$  jsou koeficienty útlumu vidů,  $\text{Im}(X_{11}) - \text{Im}(X_{22}) = \delta\beta$  je rozdíl konstant šíření vidů ve vlákne s poruchou a  $X_{12} \equiv X$  je koeficient vazby vidů. Obecně jsou konstanty  $\delta\beta$ ,  $X$  závislé na délce vlákna, ale pak rovnice (1) nemají obecné řešení. Jsou-li konstanty šíření polí  $E_1$  a  $E_2$  rozdílné ( $\delta\beta \neq 0$ ), pak prostředí, ve kterém se pole šíří, označujeme za dvojlomné.

Dvojlom v optickém vlákne vzniká vždy, je-li porušena kruhová symetrie ideálního vlákna. Anizotropie může vznikat buď geometrickou deformací jádra, nebo vlivem změn indexu lomu jádra, způsobených elastooptickým, elektrooptickým či magnetooptickým jevem. Dvojlom může být do vlákna zaveden buď při výrobě, nebo působením okolního prostředí. Podle druhu polarizace vidů  $E_1$  a  $E_2$  lze rozdělit dvojlom na lineární (při lineární polarizaci) a kruhový (při kruhové polarizaci). Lineární a kruhový dvojlom jsou zvláštní případy eliptického dvojlomu.

Polarizaci v optických vláknech lze charakterizovat jejím stupněm a stavem.

Stupeň polarizace  $Q$  udává, jak kvalitně je záření polarizováno. V daném místě, při konstantních podmínkách okolního prostředí, a volbě  $I_x = I_{\max}$  je stupeň polarizace dán vztahem:

$$Q = (I_x - I_y)/(I_x + I_y), \quad (2)$$

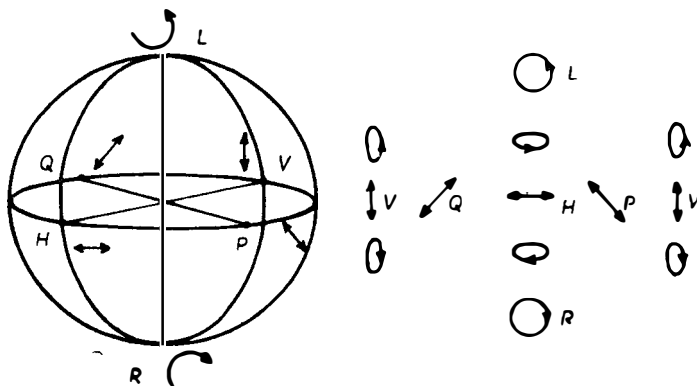
kde  $I_x$  a  $I_y$  jsou intenzity záření v ortogonálních směrech. Pro nepolarizované záření je  $Q = 0$ , zatímco u ideálně polarizovaného záření je  $Q = 1$ . Je vidět, že stupeň polarizace má význam pravděpodobnosti, se kterou se vektor intenzity elektrického pole bude nacházet v určitém směru. Dále budeme uvažovat pouze případ ideálně polarizovaného záření.

Stav polarizace charakterizuje způsob, jakým se koncový bod vektoru intenzity elektrického pole pohybuje v rovině vlnového čela. Stav polarizace je obecně eliptický a může přecházet od lineárního (vektor zůstává v rovině rovnoběžné se směrem šíření), až po kruhový (koncový bod vektoru opisuje šroubovici) [13].

Pokud má JOV ideálně kruhové jádro a nepůsobí na něj žádné vnější vlivy, mohou v něm být vybudeny dvě degenerované vzájemně kolmé (ortogo-

nální) polarizace základního vidu  $HE_{11}$  [ $HE_{11}^x$  a  $HE_{11}^y$ ]), jejichž konstanty šíření jsou stejné ( $\beta_1 = \beta_2$ ). Takové JOV nevykazuje dvojlom a zachovává stupeň i stav polarizace po celé délce vlákna. Kromě tohoto ideálního případu, existuje v každém běžném JOV najednou několik druhů dvojlomu, jejichž působením dochází k tomu, že se stav polarizace po délce vlákna postupně mění. Obecně mohou v optickém vlákně existovat dvojlomy, u nichž nelze zjistit druh, intenzitu ani rozložení podél vlákna, což může vést k tomu, že stav polarizace podél vlákna i na jeho výstupu může být nestabilní a nedefinovatelný [3]. Možnosti pasivní stabilizace a kontroly stavu polarizace budou uvedeny dále.

K hodnocení vývoje stavu polarizace, i při kombinaci několika dvojlomů, je vhodné použít Poincareovu kouli [2] (obr. 1).



Obr. 1. Poincareova koule.

Na povrchu Poincareovy koule jsou bod po bodu zmapovány všechny možné stavy polarizace. Kruhové stavy polarizace jsou na pólech koule, zatímco lineární stavy polarizace jsou na rovníku. Lineární dvojlom způsobuje otočení bodu počátečního stavu polarizace kolem rovníkové osy (spojnice bodů  $V$  a  $H$ ), jejíž orientace je shodná s osami lineárního dvojlomu, o úhel daný fázovým zpožděním  $R$  (28). Naproti tomu kruhový dvojlom je reprezentován otočením bodu, znázorňujícího počáteční stav polarizace, okolo vertikální osy (spojnice bodů  $L$  a  $R$ ) o úhel daný rotací polarizace  $\Omega$  (29). Kombinaci několika dvojlomů, v případě eliptického dvojlomu, tak lze nahradit součtem několika rotačních vektorů.

Z teoretického modelu optického vlákna s dvojlomem vyplývají dva poznatky:

1. Je-li do JOV zavedeno ideálně monochromatické záření (s nulovou šířkou čáry), pak při průchodu vláknem nedochází k jeho depolarizaci, tzn., že stupeň polarizace záření zůstává zachován.

2. V JOV vždy existují dva lineárně polarizované vstupní stavy, které vedou k ortogonálním lineárně polarizovaným výstupním stavům (pro monochromatické záření). Směry, které jsou shodné s těmito stavy lineární polarizace, definují optické osy ve vlákně. Tyto stavy polarizace jsou závislé na podmínkách okolního prostředí a na vlnové délce (kromě případu čistě lineárního dvojlomu) a nelze je zaměňovat s vlastními stavy polarizace, které mají význam stavu polarizace složek pole  $E_1$  a  $E_2$  (vlastních vidů), ve vlákně s daným typem dvojlomu. Vlastní stavy polarizace u optických vláken s lineárním, popř. kruhovým, dvojlomem, jsou lineární (body  $V$  a  $H$  na obr. 1), popř. kruhové (body  $L$  a  $R$ ), a zůstávají

zachovány nezávisle na délce vlákna. Je-li do vlákna zaveden vlastní stav polarizace, pak dojde k vybuzení jediného vlastního vidu s daným stavem polarizace. Při zavedení jiného stavu polarizace než vlastního, dojde vždy k vybuzení obou vlastních vidů, přičemž vždy existuje vazba mezi těmito vidy (viz kap. 2.7). Pro obecně eliptický dvojlom jsou stavy polarizace vlastních vidů eliptické a rotující ve stočené soustavě souřadnic.

## 2.2. Lineární dvojlom

V JOV s tvarovou nebo napětovou anizotropií, kdy otočením struktury vlákna kolem podélné osy o  $180^\circ$  dostáváme výchozí strukturu (obr. 5 a 6), se šíří dva ortogonální lineárně polarizované vidy, jejichž osy se shodují s osami symetrie optického vlákna. Je-li vlákno po délce homogenní a nestočené, pak se tyto vidy šíří bez změny s rozdílem konstant šíření  $\delta\beta = \beta_1 - \beta_2$ . Polarizační vlastnosti vlákna mohou být modelovány diskretním lineárně dvojlomným prvkem, jehož fázové zpoždění  $R$  je lineárně závislé na délce vlákna  $L$ :

$$R = \delta\beta L. \quad (3)$$

Pak lze definovat lineární dvojlom  $B$  a záznejovou délku  $L_B$ , se kterou se stav polarizace periodicky opakuje po délce vlákna:

$$B = \delta\beta/k_0 = \lambda\delta\beta/2\pi = \delta n, \quad (4)$$

$$L_B = 2\pi/\delta\beta = \lambda/B, \quad (5)$$

kde  $\lambda$  je vlnová délka záření ve vakuu,  $\delta n$  je rozdíl efektivního indexu lomu obou vidů a  $k_0$  je vlnové číslo ( $k_0 = 2\pi/\lambda$ ).

Citlivost stavu polarizace na působení vnějších vlivů závisí na hodnotě dvojlomu  $B$ . Proto lze PJOV rozdělit na JOV s vysokým ( $B \geq 10^{-5}$ ), středním ( $10^{-7} \leq B \leq 10^{-5}$ ) a malým ( $B \leq 10^{-7}$ ) dvojlomem [9].

Podstata zachování lineární polarizace záření v JOV spočívá ve vytvoření vysokého a po délce vlákna homogenního vnitřního dvojlomu, který musí být větší, než je dvojlom způsobený vnějšími poruchami. Tímto způsobem se snížší velikost mezividové vazby, čímž se zmenší i pravděpodobnost přenosu energie z vybuzeného do ortogonálního vidu. Z teorie mezividové vazby je známo, že maximální přenos energie mezi vidy nastává, shoduje-li se perioda vnějších poruch se záznejovou délkou  $L_B$  [10].

Vzhledem k tomu, že prostorová perioda poruch JOV obvykle bývá  $L_p \geq 1$  mm, je pro zachování lineární polarizace nutné, aby záznejová délka  $L_B$  byla řádově desetiný milimetru. Pro vlnovou délku  $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$  pak vycházejí požadované hodnoty dvojlomu  $B \geq 10^{-3}$ . Dosažení tak vysokého dvojlomu je možné zavedením silné tvarové nebo napětové anizotropie do oblasti jádra JOV.

Na vývoj polarizačního stavu záření ve vláknu mají vliv vnitřní i vnější faktory [8]. Vnitřní faktory jsou dány technologií výroby, jsou pro dané vlákno charakteristické a s časem se většinou nemění. Vzniklý vnitřní dvojlom je způsoben tvarovou nebo materiálovou anizotropií zabudovanou do vlákna záměrně či nikoliv. Výsledný vnitřní dvojlom lze vyjádřit vztahem

$$B = B_G + B_{s0} + B_s, \quad (6)$$

kde  $B_G$  je tvarový dvojlom, vyvolaný geometrickou anizotropií profilu indexu lomu jádra,  $B_{s0}$ , resp.  $B_s$ , je napětový dvojlom, vyvolaný rozdílem koeficientu

tepelné roztažnosti jádro — obal, popř. napěťový prvek — obal. Tyto příspěvky mohou mít shodná nebo opačná znaménka, a mohou se tedy navzájem sčítat nebo eliminovat [11].

Z vnějších faktorů, vyvolávajících indukovaný dvojlom, je nejběžnější působení vnějších sil, zavádějících do vlákna napětí, vliv teploty okolí a elektromagnetické pole. Jakmile je vlákno vyrobeno, je téměř nemožné modifikovat působením vnějších sil jeho tvar, protože Youngův modul pružnosti křemene je velmi vysoký. Vzhledem k fotoelastickému efektu však působení vnějších sil způsobuje indukovaný dvojlom. Uvedené vztahy pro výpočet indukovaného dvojlomu jsou aproximace platné pro hodnoty normalizované frekvence  $V \geq 1,5$  [1].

### 2.2.1. Tvarový lineární dvojlom

Tvarový (geometrický) dvojlom je dán geometrickou anizotropií profilu indexu lomu v celém průřezu vlákna, přičemž struktura musí zachovávat symetrii vzhledem ke dvěma ortogonálním osám. Nejjednodušší strukturou poskytující tvarový lineární dvojlom je eliptické jádro. Jednoduché analytické řešení existuje pouze pro případ malé elipticity jádra. Tvarový dvojlom pak lze vyjádřit ve tvaru

$$B_G = n_e \Delta n^2 e f(V), \quad (7)$$

kde  $n_e$  je efektivní index lomu ( $n_e k_0 = \beta$ ),  $\Delta n$  je relativní rozdíl indexu lomu jádra a obalu,  $f(V)$  označuje funkci normalizované frekvence  $V$  a  $e$  je elipticity jádra definovaná:

$$e = 1 - b/a, \quad (8)$$

kde  $a$ ,  $b$  jsou hlavní a vedlejší poloosa elipsy.

Normalizovaná frekvence  $V$  je dána vztahem

$$V = a_s k_0 n_1^2 (2\Delta n)^{1/2}, \quad (9)$$

kde  $a_s = (a + b)/2$  je střední hodnota poloměru jádra,  $n_1$  je index lomu jádra a  $k_0$  je vlnové číslo.

### 2.2.2. Materiálový lineární dvojlom

Protože materiály použité k výrobě optických vláken mají rozdílné koeficienty teplotní roztažnosti, dochází v procesu chlazení vlákna (či preformy) ke vzniku anizotropních napětí, která vzhledem k fotoelastickému efektu způsobují dvojlom. Materiálový (napěťový) dvojlom je dán vztahem:

$$B_S = -C(\sigma_x - \sigma_y), \quad (10)$$

kde  $C = (C_{11} - C_{12})$ ,  $C_{11}$  a  $C_{12}$  jsou elasto-optické koeficienty (pro křemen:  $C_{11} = 0,742 \cdot 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$ ,  $C_{12} = 4,104 \cdot 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$ ,  $C = -3,36 \cdot 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$ ),  $\sigma_x$  a  $\sigma_y$  jsou složky tenzoru napětí v příslušných směrech. Absolutní hodnota rozdílu napětí může dosáhnout maximální hodnoty (v bodech nespojitosti koeficientu teplotní roztažnosti):

$$|\sigma_x - \sigma_y|_{\max} = |E(s_1 - s_2)(T_0 - T_d)/(1 - \nu)|, \quad (11)$$

kde  $E$  je Youngův modul pružnosti a  $\nu$  je Poissonův poměr (pro křemen:  $E =$

$= 78,3 \text{ GPa}$ ,  $\nu = 0,186$ ),  $s_1$  a  $s_2$  jsou koeficienty teplotní roztažnosti jádra a obalu,  $T_0$  je pokojová teplota a  $T_d$  je teplota měknutí skla.

Dosažením z rovnice (11) do rovnice (10) lze pro maximální hodnotu rozdílu napětí definovat maximální napěťový dvojlom  $B_{sm}$ , který můžeme chápat jako materiálovou konstantu daného vlákna. Absolutní hodnota jednotlivých složek tenzoru napětí  $\sigma_x$  a  $\sigma_y$  může být maximálně polovina hodnoty dané rovnicí (11).

Maximální hodnota napěťového dvojlomu je omezena pevností daného materiálu. Deformaci vlákna lze vyjádřit výrazem  $|(s_2 - s_1)(T_0 - T_d)|$ , jehož hodnota by neměla překročit 2 % (při laboratorních experimentech), popř. 0,4 % (pro systémy s vysokou spolehlivostí). Odpovídající limitní hodnoty napěťového lineárního dvojlomu jsou  $6,5 \cdot 10^{-3}$ , popř.  $1,3 \cdot 10^{-3}$ . Při vlnové délce záření  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  vychází záznejová délka 0,15 mm, popř. 0,77 mm.

Ve vlákne s kruhovým jádrem uvnitř eliptického napěťového obalu ( $B_G = B_{s0} = 0$ , viz obr. 6a), lze napěťový dvojlom vyjádřit vztahem

$$B_S = eB_{sm}, \quad (12)$$

kde  $e$  udává elipticitu obalu. Pro obecný tvar napěťových prvků je výpočet dvojlomu značně komplikovanější [1].

Bude-li u vlákna s eliptickým jádrem (obráz. 5a) mít jádro a obal též rozdílné koeficienty teplotní roztažnosti, pak v jádře vznikne kromě tvarového též napěťový dvojlom:

$$B_{s0} = w^2 e B_{sm} / V^2, \quad (13)$$

kde  $w = ak_0(n_e^2 - n_2^2)^{1/2}$ ,  $V$  je normalizovaná frekvence,  $n_e$  je efektivní index lomu,  $a$  je střední hodnota poloměru jádra a  $B_{sm}$  je maximální hodnota napěťového dvojlomu.

Pro jednosložková skla (s jediným typem dopantu) platí pro koeficient teplotní roztažnosti následující vztah:

$$s_{(d)} = c_d s_d + s_0(1 - c_d), \quad (14)$$

kde  $c_d$  je molární zlomek dopantu  $d$ ,  $s_d$  a  $s_0$  jsou koeficienty teplotní roztažnosti dopantu a křemene. Obvyklé hodnoty jsou [2]:

|                               |                                                        |
|-------------------------------|--------------------------------------------------------|
| křemenné sklo                 | $s_0 = 5 \cdot 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$   |
| GeO <sub>2</sub>              | $s_d = 7 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$   |
| B <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | $s_d = 1 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$   |
| P <sub>2</sub> O <sub>5</sub> | $s_d = 1,4 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ |

U jednosložkových skel lze vyjádřit lineární závislost mezi indexem lomu a koeficientem teplotní roztažnosti. Pro vícesložková skla však je situace podstatně složitější.

### 2.2.3. Ohyb

Bude-li JOV o poloměru  $r$  (bez vnitřního dvojlomu) ohnuto na válci s poloměrem  $R \gg r$ , vznikne v něm při orientaci os podle obr. 2 (rychlá osa leží v rovině ohybu) lineární dvojlom [2]:

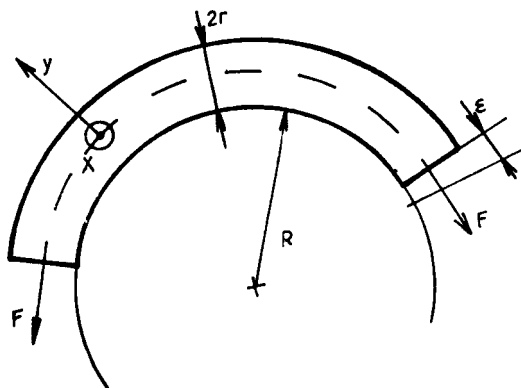
$$B_B = EC r^2 / (2R^2) = -0,13(r/R)^2. \quad (15)$$

Uvedená hodnota platí pro vlákno z vysoce křemičitého skla.

Maximální dvojlom, který takto může být vyvolán, je omezen pevností vlákna v tahu. Deformace na vnějším povrchu vlákna je dána poměrem  $r/R$  a neměla by převýšit hodnotu 2 % (pro laboratorní experimenty), popř. 0.4 % (pro systémy s vysokou spolehlivostí). Odpovídající limitní hodnoty  $|B_B|$  jsou  $5,2 \cdot 10^{-5}$ , popř.  $1,9 \cdot 10^{-6}$ . Při průměru vlákna  $2r = 125 \mu\text{m}$  vychází minimální poloměr ohybu  $R_{\min} = 3,1 \text{ mm}$  a 15, 6 mm.

#### 2.2.4. Ohyb při tahovém namáhání

Při tahovém namáhání rovného vlákna sice dojde ke změně napětí v příčném směru, avšak vzhledem k symetrii ( $\delta\sigma_x = \delta\sigma_y$ ) zůstává rozdíl  $\sigma_x - \sigma_y$  konstantní, a proto se dvojlom nemění. Toto platí za předpokladu izotropního Poissonova poměru okolo jádra. Je-li poměr anizotropní, dochází při tahovém namáhání i ke změnám hodnoty lineárního dvojlomu [12].



Obr. 2. Ohyb vlákna na cívce.

Budeme-li při navíjení na cívku napínat vlákno v tahu silou  $F$  (obr. 2), dostaneme další složku dvojlomu:

$$B_F = CF(2 - 3\nu)/[\pi rR(1 - \nu)], \quad (16)$$

takže celkový dvojlom je pro vlákno z vysoce křemičitého skla dán vztahem

$$B_{BF} = -0,13(r/R)^2 - 0,47\varepsilon r/R, \quad (17)$$

kde relativní prodloužení  $\varepsilon = \delta l/l$ . Tímto způsobem lze dosáhnout maximální hodnoty dvojlomu až o 25 % vyšší, než v případě ohybu bez napětí [2].

#### 2.2.5. Příčné síly

Je-li vlákno vloženo mezi dvě paralelní tvrdé desky, na které působí síla  $F$  (obr. 3), dostáváme dvojlom [2]:

$$B_{TF} = 4CF/(\pi Lr) = 4,28 \cdot 10^{-12}F/(Lr), \quad (18)$$

kde  $L$  je délka vlákna mezi deskami a  $r$  je poloměr vlákna. Výsledná hodnota platí pro vlákno z vysoce křemičitého skla.

Je zřejmé, že bude-li vlákno potaženo měkkým plastovým obalem, bude tento efekt značně omezen.

Praktická aplikace tohoto vztahu se týká především držáků vláken v polarizačně citlivých systémech nebo měření. Nejběžnějším způsobem upevnění je fixace v drážce tvaru V pomocí magnetu. Vzhledem k symetrii by se dalo očekávat, že V — drážka s úhlem  $2\theta = 60^\circ$  nezpůsobí přídavný dvojlom. Výpočty i experimenty však potvrdily, že minimální dvojlom, vzhledem k třecím silám, není nulový, ale prochází mělkým minimem, takže nejmenší hodnota dvojlomu je cca 30 % z maximální hodnoty dané vztahem (18). Výsledný dvojlom lze aproximovat vztahem:

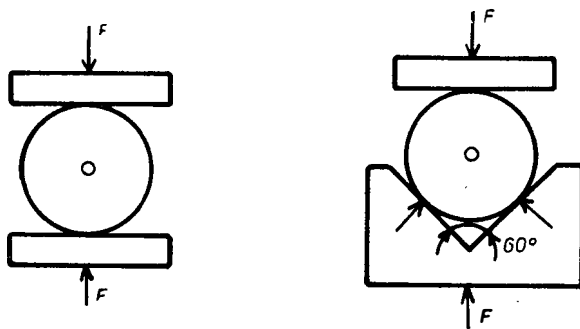
$$B_{TF\theta} = [1 - \cos(2\theta) \sin \theta] B_{TF}/2. \quad (19)$$

### 2.2.6. Elektrické pole

Příčné elektrické pole má podobný účinek jako příčné síly (obr. 3). Odpovídající dvojlom vzniklý na základě Kerrova efektu [13] je dán:

$$B = K\lambda E^2, \quad (20)$$

kde  $E$  je intenzita elektrického pole,  $\lambda$  je vlnová délka a  $K \approx 3 \cdot 10^{-16} \text{ m V}^{-2}$  je hodnota konstanty Kerrova efektu pro vlákno z vysoce křemičitého skla.



Obr. 3. Působení příčných sil na vlákno.

### 2.3. Kruhový dvojlom

Vzhledem k tomu, že stav polarizace každého vidu je dán fázovým posunem mezi dvěma ortogonálními složkami pole, můžeme jeden lineárně polarizovaný vid, šířící se optickým vláknem s ideálně kruhovým jádrem, rozdělit na dva kruhově polarizované vidy (pravotočivě a levotočivě), se stejnými konstantami šíření, a naopak [13].

V kruhově dvojlomném optickém vlákně dochází k tomu, že vid kruhově polarizovaný ve směru rotace struktury vlákna se šíří rychleji než vid kruhově polarizovaný proti směru rotace a vzniká kruhový dvojlom.

Kruhový dvojlom (tvarový či napěťový) lze vyvolat stočením optického vlákna s úhlově nehomogenní strukturou jádra, elastooptickým nebo magnetooptickým jevem.

Je-li do JOV s kruhovým dvojlomem zavedeno kruhově polarizované záření, je tento stav polarizace zachováván po celé délce vlákna. Naproti tomu, zavedením

lineární polarizace pod libovolným vstupním úhlem, se vždy vybudí oba (pravotočivě, resp. levotočivě) kruhově polarizované vlastní vidy. Tyto vidy mají odlišné konstanty šíření, a proto dochází po délce vlákna k rotaci lineárního stavu polarizace. Důsledkem uvedeného jevu se krátký puls lineárně polarizovaného záření, po průchodu kruhově dvojlomným vláknem, časově rozdělí na dva kruhově polarizované pulsy.

Optické vlákno bez lineárního dvojlomu, rovnoměrně rotované, s rychlostí rotace  $\Phi = 2\pi N$  [rad m<sup>-1</sup>] ( $N$  je počet otáček na jednotku délky a  $P = 1/N$  je stoupání), může být modelováno jako diskrétní prvek, způsobující rotaci polarizace  $\Omega$ , která lineárně roste po délce vlákna podle vztahu:

$$\Omega_{(L)} = g\Phi L = \kappa L, \quad (21)$$

kde  $\kappa$  je optická rotace na jednotku délky a  $g$  je konstanta optické rotace.

Rozdíl konstant šíření pravotočivě a levotočivě polarizovaného vidu je:

$$\delta\beta_c = 2\kappa. \quad (22)$$

Je třeba poznamenat, že na rozdíl od předcházejícího případu lineárního dvojlomu je  $\delta\beta_c$  nezávislé na vlnové délce  $\lambda$  a že zanedbáním podélných komponent polí by efekt kruhového dvojlomu zmizel.

Kruhový dvojlom lze vyjádřit vztahem:

$$B_c = \delta\beta_c/k_0 = \lambda g\Phi/\pi = 2\lambda gN. \quad (23)$$

Při daném stočení vlákna závisí kruhový dvojlom na velikosti anizotropie v jádře, neboli na tom, jak silně jsou vlastní vidy vedeny danou stočenou strukturou a jak rotace pole vidů sleduje rotaci struktury jádra. Velikost anizotropie charakterizuje konstanta optické rotace  $g$ . Jednotlivé typy kruhového dvojlomu se vzájemně liší velikostí optické rotace  $\kappa$ , resp. konstantou  $g$ , přičemž výsledný kruhový dvojlom je dán součtem všech dílčích příspěvků  $B_c = 2\lambda \sum g_i N_i$ .

Pro praktické hodnocení velikosti kruhového dvojlomu je vhodné používat optickou rotační délku  $L_c$ , která nezávisí na vlnové délce  $\lambda$  a je dána vztahem:

$$L_c = \lambda/B_c = \pi/(g\Phi) = P/2g. \quad (24)$$

Obvykle udávaná záznejová délka je polovina této hodnoty.

Stočení vlákna s úhlově nehomogenní strukturou jádra nebo obalu za tepla při procesu tažení vede ke vzniku vnitřního tvarového nebo napětového dvojlomu. Možné struktury vláken lze odvodit ze znalosti toho, že ve vlákne nesmí dojít ke vzniku lineárního dvojlomu, což lze zajistit u struktur, u nichž po otočení kolem podélné osy o 90° dostáváme výchozí strukturu.

### 2.3.1. Tvarový kruhový dvojlom

U vláken s tvarovým dvojlomem lze strukturu jádra vytvořit (obr. 7) buď jedinou kruhovou excentricky umístěnou inkluzí, nebo symetrickým umístěním čtyř a více inkluzí, či vytvořením jádra tvaru "čtyřlístek". Index lomu inkluzí tvořících jádro musí být větší než index lomu oblasti mezi inkluzemi a oblasti obalu jádra. V případě excentrického jádra je nutné zajistit, aby koeficienty teplotní roztažnosti jádra a obalu byly téměř shodné a nemohlo dojít ke vzniku napětového lineárního dvojlomu. Uspořádání vlákna po stočení excentrického

jádra do tvaru šroubovice je znázorněno na obrázku 4a. Konstantu optické rotace lze vyjádřit vztahem

$$g_{\text{Gh}} = (1 - P/S) [1 - r/(R + r)], \quad (25)$$

kde  $S$  je oblouková délka ( $S^2 = P^2 + (2\pi R)^2$ ),  $P$  je stoupání a  $R$  je vyosení jádra (inkluzy) o poloměru  $r$ . Je vidět, že pro  $2\pi R \ll P$  nebo  $R \ll r$  je  $g_{\text{Gh}} \approx 0$ . Při  $2\pi R \approx P$ ;  $r \ll R$  [14] lze dosáhnout maximální hodnoty konstanty  $g_{\text{Ghm}} = 0,3$ .

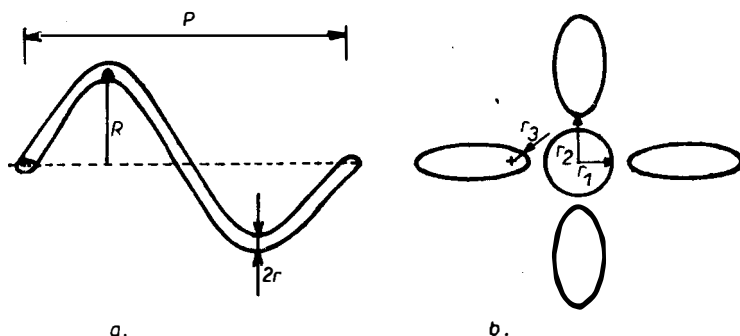
### 2.3.2. Materiálový kruhový dvojlom

Ve vláknech s napěťovým dvojlomem jsou kolem kruhového jádra, ležícího v ose vlákna, stočeny čtyři napěťové inkluze takového tvaru, aby v jádře byla maximální napěťová anizotropie (obr. 4b). Konstantu optické rotace lze aproximovat vztahem

$$g_{\text{ss}} = f(r) B_{\text{sm}}/2, \quad (26a)$$

kde  $B_{\text{sm}} = CG \Delta s \Delta T'$  je maximální hodnota napěťového dvojlomu definovaná v kapitole 2.2.2,  $G$  je modul pružnosti materiálu vlákna a  $f(r)$  je funkce tvaru struktury vlákna. Pro  $r_2 \gg r_1$  nebo  $r_3 \gg r_1$  je  $f(r) \approx 0$ , zatímco při  $r_2 \approx r_1$  a  $r_3 \ll r_1$  je  $f(r) \approx 1$ . Dosazením do rovnice (23) je vidět, že hodnotu kruhového dvojlomu  $B_c$  srovnatelnou s hodnotou lineárního dvojlomu  $B_{\text{sm}}$  lze dosáhnout při  $P = 1/N = \lambda$  (stoupání musí být srovnatelné s vlnovou délkou záření), což pro křemenná optická vlákna není technologicky realizovatelné. Z rozboru vyplývá, že při hodnotách stoupání  $P \geq 1$  mm bude vnitřní napěťový kruhový dvojlom zanedbatelně malý.

Pro obecnou tvarovou nebo napěťovou anizotropii jádra lze počítat konstantu  $g$  na základě řešení skalární vlnové rovnice [15].



Obr. 4. Jádro ve tvaru šroubovice (4a) a obal ve tvaru „čtyřlístku“ (4b).

### 2.3.3. Zkrut

Zkrut za studena vyvolává torzní napětí (složky tenzoru napětí ve střihu jsou  $\sigma_{xz} = -G\Phi y$ ,  $\sigma_{yz} = G\Phi x$ ), které vzhledem k fotoelastickému efektu způsobuje optickou aktivitu, přímo úměrnou velikosti zkrutu [16]. Ve vláknech se indukuje napěťový kruhový dvojlom. Konstanta optické rotace se rovná fotoelastické konstantě, podle vztahu:

$$g_{\text{sz}} = CG = CE/[2(1 - \nu)]. \quad (26b)$$

Pro křemenné sklo je  $g_{sz} = -0,16$ . Záporné znaménko udává to, že směr torzního napětí je orientován proti směru zkrutu vlákna.

Pro zajištění přijatelné spolehlivosti vlákna je nutné omezit maximální napětí, a tedy i počet otáček  $N_{\max}$  na hodnotu  $100(60/r)$  pro laboratorní experimenty, resp.  $20(60/r)$  pro použití v systémech s vysokou spolehlivostí. Poloměr vlákna  $r$  je udán v mikrometrech. Odpovídající minimální rotační záznejové délky jsou (pro  $r = 62,5 \mu\text{m}$ ) 34,5 mm, resp. 172 mm.

### 2.3.4. Magnetické pole

V optickém vlákně, vloženém do podélného magnetického pole, vzniká vlivem Faradayova efektu [1] kruhový dvojlom. Optickou rotaci lze vyjádřit vztahem

$$\kappa = VH, \quad (27)$$

kde  $H$  je intenzita magnetického pole a  $V = 1,8 \cdot 10^{-18}/\lambda^2$  [rad A<sup>-1</sup>] je Verdetova konstanta pro křemenné sklo při vlnové délce  $\lambda$ .

### 2.4. Eliptický dvojlom

Eliptický dvojlom charakterizuje obecný případ dvojlomu v optickém vlákně, ve kterém současně existuje jak lineární, tak i kruhový dvojlom (např. v rovnoměrně zkrouceném vlákně s eliptickým jádrem). Vlastní vidy takového optického vlákna jsou polarizovány elipticky v souřadném systému, který rotuje souhlasně se zkrutem vlákna. V pevném souřadném systému je možné charakterizovat polarizační vlastnosti jako kombinaci diskrétních prvků způsobujících zpoždění  $R_{(L)}$  a rotaci  $\Omega_{(L)}$  [18]:

$$R_{(L)} = 2 \sin^{-1} \{[\sin(fL)]/(1 + q^2)^{1/2}\}, \quad (28)$$

$$\Omega_{(L)} = \Phi L + \tan^{-1} \{[-q \tan(fL)]/(1 + q^2)^{1/2}\}, \quad (29)$$

$$\text{kde} \quad q = 2(\Phi - \kappa)/\delta\beta, \quad (30)$$

$$2f = [\delta\beta^2 + 4(\Phi - \kappa)^2]^{1/2}, \quad (31)$$

$$\kappa = g\Phi, \quad (32)$$

$$\Phi = 2\pi N, \quad (33)$$

$\delta\beta$  je rozdíl konstant šíření způsobený lineárním dvojlomem, zahrnujícím materiálovou i tvarovou anizotropii. Hodnoty parametrů takto definovaných diskrétních prvků však nelze jednoduše slučovat (viz kap. 2.7), mění se periodicky s délkou vlákna a je vhodné je interpretovat pomocí Poincareovy koule.

Z rovnic (28), (29) dostáváme pro nezkroutené vlákno ( $\Phi = 0$ ) s lineárním dvojlomem

$$R = \delta\beta L \quad \Omega = 0, \quad (34)$$

kde fázové zpoždění  $R$  se rovná zpoždění v lineárně dvojlomném vlákně (3). Naopak pro zkroucené vlákno s malým lineárním dvojlomem ( $\kappa \gg \delta\beta/2$ ) platí:

$$R = [\delta\beta/(\Phi - \kappa)] \sin[(\Phi - \kappa)L] \approx 0, \quad (35)$$

$$\Omega = \kappa L. \quad (36)$$

Je zřejmé, že v tomto případě ve vlákně vzniká kruhový dvojlom. Je-li optické

vlákno s téměř kruhovým jádrem stočeno při procesu tažení ( $g \approx 0$ ), pak za podmínky  $\Phi \gg \delta\beta$  můžeme vyjádřit:

$$R = (\delta\beta/\Phi) \sin(\Phi L), \quad (37)$$

$$\Omega \approx 0. \quad (38)$$

Je vidět, že ve vlákně nedochází k rotaci fáze a fázové zpoždění je periodickou funkcí délky vlákna.

## 2.5. Dvojlom ve vrstevnatém prostředí

Šíří-li se rovinná vlna prostředím, ve kterém se v příčném směru  $y$  periodicky mění index lomu podle vztahu

$$n^2(y) = n_0^2 + n_1^2 \cos(py), \quad (39)$$

kde  $p = 2\pi/\Lambda$  a  $\Lambda$  je tloušťka vrstvy, pak dochází k tomu, že se polarizace shodná se směrem vrstev indexu lomu šíří rychleji, než ortogonální polarizace a vzniká dvojlom [17]:

$$B = n_0 \Delta n^2 [1 + (\lambda/\Lambda)^4], \quad (40)$$

kde  $\Delta n = 2n_1$  a  $\Delta n \ll 1$ . Je vidět, že se tento vnitřní tvarový dvojlom začíná výrazněji uplatňovat až při tloušťce vrstvy  $\Lambda$  menší, než je vlnová délka ( $\Lambda \leq \lambda$ ).

## 2.6. Náhodný dvojlom

Náhodný dvojlom má náhodný charakter a mění se po délce vlákna, s časem a teplotou. Jeho vnitřní příčinou je teplotní závislost elastooptických koeficientů (resp. koeficientů teplotní roztažnosti). Za vnější příčinu lze považovat náhodné změny v ohybu, zkrutu a dvojlomnou nekompatibilitu, která vzniká při odlišné orientaci optických os. Náhodný dvojlom, jehož osy symetrie nejsou shodné s osami symetrie vnitřního dvojlomu, může být zdrojem náhodných mezividových vazeb.

## 2.7. Mezividová vazba

### 2.7.1. Příčiny mezividové vazby

Pokud nejsou ve vlákně s eliptickým dvojlomem vybuzeny odpovídající vlastní vidy s eliptickým stavem polarizace, pak dochází vždy k mezividové vazbě. Přenos energie mezi ortogonálními vidy bývá obvykle způsoben vnějšími faktory, které budí dvojlom, jehož osy se neshodují s osami vnitřního dvojlomu ve vlákně.

Nejvýraznější poruchu lineárního dvojlomu, a tedy i největší mezividovou vazbu, způsobuje ohyb a příčné síly (včetně elektrického pole), působí-li pod úhlem  $45^\circ$  k optickým osám vlákna. Mezividová vazba může nastat i na základě nenulových vnitřních příčných napětí  $\sigma_{xy}$  a  $\sigma_{yx}$ , daných profilem příčného řezu vlákna a závislých na teplotě okolí. Přenos energie mezi vidy způsobuje i zkrut a magnetické pole, kde dochází k rotaci šířících se vlastních vidů oproti souřadnému systému vnitřního dvojlomu vlákna [18].

V případě kruhového dvojlomu mezividovou vazbu způsobují vlivy vyvolávající lineární dvojlom, tzn. ohyb, příčné síly a elektrické pole, působící na vlákno v libovolném směru.

## 2.7.2. Koherentní vazba

Eliptický dvojlom ve vlákne lze interpretovat i využitím rovnic vázaných vln (1). Tyto rovnice jsou řešitelné, je-li dvojlom konstantní po délce optického vlákna, což obvykle závisí na volbě souřadného systému. Například zkroucené lineárně dvojlomné vlákno má konstantní koeficienty pouze v případě stočených lokálních os. V důsledku mezivládové vazby dochází po délce vlákna k periodickému přelévání výkonu mezi vidy. Je-li na počátku vlákna vybuzen pouze jeden vid:  $A_1(0) = 1$ ,  $A_2(0) = 0$ , pak při délce vlákna  $L$  charakterizuje výraz  $|A_2(L)|^2$  intenzitu pole (výkon) v nežádoucí polarizaci a za podmínky  $|A_2(L)|^2 \ll 1$  vyjadřuje zároveň i polarizační přeslech (viz rov. (50)). Platí [2]:

$$|A_2(L)|^2 = [|X|^2 / (\delta\beta/2)^2 + |X|^2] \cdot \sin^2 [(2|\delta\beta/2|^2 + 2|X|^2)^{1/2}L]. \quad (41)$$

Pro obvyklé případy eliptického dvojlomu budou uvedeny hodnoty  $\delta\beta$  a  $X$ , zároveň s volbou polarizace vlastních vidů, protože volba polarizace také ovlivňuje hodnoty koeficientů.

## Zkroucené lineárně dvojlomné vlákno

Při volbě lineární polarizace vlastních stavů a stočené souřadné soustavy, jejíž rychlost rotace odpovídá velikosti indukovaného kruhového dvojlomu, jsou koeficienty:

$$\delta\beta = \delta\beta_v \quad 2X = 2(\Phi - \kappa) = 4\pi N(1 - g), \quad (42)$$

kde  $\delta\beta_v$  je rozdíl konstant šíření, způsobený vnitřním lineárním dvojlomem,  $\Phi$ ,  $\kappa$  a  $g$  jsou definovány v kapitole 2.3, zatímco při kruhově polarizovaných vlastních stavech v kartézské souřadné soustavě platí:

$$\delta\beta = 2\kappa = 4\pi Ng \quad 2X = -i\delta\beta_v. \quad (43)$$

První volba je vhodnější při  $|\delta\beta_v| \gg |2\kappa|$ , protože výsledné vlastní stavy jsou blízké lineární polarizaci. Druhá volba je lepší při  $|\delta\beta_v| \ll |2\kappa|$ , neboť výsledné vlastní stavy jsou blízké kruhové polarizaci. Ze vztahu (42) je vidět, že vidová vazba je největší při stočení lineárně dvojlomného vlákna, když zároveň nevznikne kruhový dvojlom ( $g \approx 0$ ), zatímco s růstem kruhového dvojlomu ( $g > 0$ ) vazba vidů klesá, až při  $g = 1$  pole vidů dokonale sleduje rotaci struktury, a proto je vazba nulová.

Uvedené vztahy lze použít i v případě rovinného navíjení kruhově dvojlomného vlákna.

## Rovinné navíjení lineárně dvojlomného vlákna

Předpokládáme, že vlákno má vnitřní lineární dvojlom  $\delta\beta_v$  a je navíjeno na cívku, aniž by docházelo k jeho kroucení. Při volbě souřadné soustavy podél ohybu vlákna a lineárně polarizovaných vlastních stavů rovného vlákna dostáváme:

$$\delta\beta = \delta\beta_v + \delta\beta_B \cos(2\vartheta) \quad 2X = -i\delta\beta_B \sin(2\vartheta), \quad (44)$$

kde  $\delta\beta_B$  je vyvoláno ohybem vlákna (15), přičemž  $\vartheta$  je úhel mezi osami vnitřního a indukovaného lineárního dvojlomu. Výsledné vlastní stavy jsou opět lineárně polarizované.

## Šroubovitě navíjení vlákna

Předpokládejme, že vlákno je šroubovitě navíjeno na nosný prvek válcového tvaru, což je případ některých konstrukcí optických vláknových kabelů. Při volbě lineárně polarizovaných vlastních stavů s osami danými výsledným lineárním dvojlomem ve vlákně, vyosením jádra  $R$  a stoupáním  $P$  (viz kap. 2.3) platí:

$$\delta\beta = [\delta\beta_1^2 + \delta\beta_B^2 + 2\delta\beta_v\delta\beta_B \cos(2\vartheta)]^{1/2}, \quad (45)$$

$$2X = \Phi - \kappa = 2\pi N(1 - g), \quad (46)$$

kde  $\delta\beta_v$  udává vnitřní lineární dvojlom  $\delta\beta_B$  lineární dvojlom indukovaný ohybem na poloměru  $R_h = \{[P^2 + (2\pi R)^2]^{1/2}/2\pi$  a  $\Phi$ ,  $\kappa$  charakterizují kruhový dvojlom indukovaný šroubovitým uspořádáním vlákna (viz kap. 2.3.1). Při volbě kruhově polarizovaných vlastních stavů a stejné souřadné soustavy dostáváme:

$$\delta\beta = 2\kappa = 4\pi Ng \quad (47)$$

$$2X = i [\delta\beta_1^2 + \delta\beta_B^2 + 2\delta\beta_v\delta\beta_B \cos(2\vartheta)]^{1/2}. \quad (48)$$

Je vidět, že situace je analogická případu zkrutu vlákna s lineárním dvojlomem, přičemž stejné závěry platí i o výsledných vlastních stavech.

## 2.7.3. Náhodná vazba

Je-li možné určit funkci popisující poruchu podél PJOV, pak lze výstupní stav polarizace vyjádřit přesně (viz kap. 2.7.2). Avšak na optická vlákna působí i náhodné poruchy, které vedou k postupnému přelévání výkonu z vidu vybuzeného do ortogonálního, čímž dochází k růstu polarizačního přeslechu. Pro kvalitativní hodnocení těchto efektů lze použít teorii výkonové vazby, která vychází z rovnice (1), při středování všech parametrů na velké skupině vláken. V daném případě to lze chápat jako středování přes široký rozsah podmínek okolního prostředí (např. teploty) nebo vlnových délek, neboť při každé podmínce se dvojlom podél vlákna může lišit. Při dané spektrální šířce lze považovat středovací efekt za dostatečný, je-li délka optického vlákna mnohem větší než hodnota výrazu:  $1/(\text{dvojlomná disperze} \times \text{spektrální šířka})$ . Je nutné si uvědomit, že výsledky teorie výkonové vazby nelze srovnávat s výsledky měření provedeném na jediném vlákně, pokud se při měření nepoužíval zdroj záření s velkou spektrální šířkou nebo vlákno nebylo vícevidové. V daný okamžik totiž měříme pouze jediný vid, přičemž ve srovnání s teoretickým modelem je neurčitost 100 %, zatímco u mnohovidových vláken je následkem vícevidovosti neurčitost 20 % [2].

V optickém vlákně, v němž lze stav polarizace popsat rovnicemi (1), za předpokladu, že  $\delta\beta$  a  $X$  se mění statisticky náhodně podél optického vlákna (přičemž střední hodnota  $X$  je nula, střední hodnota  $\delta\beta$  je mnohem vyšší než fluktuace a  $A_1(0) = 1$ ,  $A_2(0) = 0$ ,  $|A_2(L)| \ll 1$ ), je parametr náhodné vazby vidů  $h$  dán vztahem [2], [19]:

$$\begin{aligned} h &= |A_2(L)|^2/L = (1/4) \int_{-\infty}^{\infty} \langle X(\xi)X^*(\xi - \zeta) \rangle \exp(i < \delta\beta > \zeta) d\zeta = \\ &= (1/L) \tanh^{-1}(P_y/P_x) \approx -(1/2L) \ln [(P_x - P_y)/(P_x + P_y)], \end{aligned} \quad (49)$$

kde závorky  $\langle \rangle$  označují středování (na množství vláken, na širokém rozsahu podmínek okolního prostředí nebo na velké spektrální šířce),  $L$  je délka měřeného vlákna a  $P_x$ ,  $P_y$  jsou výkony vidu excitovaného a vázaného dvou ortogonálních polarizací.

Polarizační přeslech v decibelech je dán vztahem [20]:

$$CT = -10 \log [\tanh(hL)] = -10 \log(P_y/P_x), \quad (50)$$

kde poměr  $P_y/P_x$  se nazývá extinkční koeficient. Platí-li  $hL \ll 1$ , pak lze použít aproximaci  $\tanh(hL) \approx hL$ . Je vidět, že přeslech  $CT$  je závislý na délce měřeného vlákna, která musí být vždy u tohoto údaje udána, a proto se obvykle používá parametr  $h$ , který udává reálný přeslech ve vlákně normovaný na jednotku délky, při působení náhodných vnějších poruch (např. při navinutí vlákna na cívku).

Vzhledem k existenci vnitřních a vnějších faktorů, ovlivňujících vývoj polarizačního stavu, je sporné, je-li vhodnější charakterizovat zachování polarizace vidovým dvojlomem  $B$  nebo  $h$  — parametrem, který poskytuje více informací o kvalitě navinutí nebo povlaku vlákna, než o vlákně samotném. Na druhé straně vidový dvojlom popisuje odolnost polarizačního stavu vlákna k příčné vazbě (vyvolané v JOV s vysokým dvojlomem pouze vnitřními faktory), a proto je vnitřní vlastností vlákna. Problém je komplikován skutečností, že pole vidů (v lineárně dvojlomných vláknech) není zcela rovinně polarizované, ale ve skutečnosti má minoritní složku pole ortogonální polarizace v rozmezí  $-32$  až  $-45$  dB. JOV zachovávající polarizaci vyráběná v současné době dosahují běžné hodnot  $h$  — parametru od  $10^{-5}$  do  $10^{-6} \text{ m}^{-1}$  (přeslech  $-20$  až  $-30$  dB při délce 1 km), výjimečně i  $10^{-7}$ . Chceme-li změřit  $h$  — parametr spolehlivě, musíme použít dlouhá vlákna. Avšak potom v měření obvykle dominují vnější poruchy.

Vzhledem k tomu, že vidový dvojlom je vnitřní vlastností vlákna, zdálo by se být lepší měřit tuto charakteristiku vlákna než-li  $h$  — parametr. Avšak nejlepší řešení by bylo, měřit  $h$  — parametr vlákna, vystaveného kontrolovatelným poruchám, jako je ohyb na cívce s konstantním poloměrem nebo zkrut. V tomto případě by odolnost vlákna k přeslechům mohla být přímo specifikována, protože měření by automaticky zahrnovala odolnost vlákna (včetně vnějšího obalu) k přeslechům způsobeným mikroohyby a tlakem [21].

#### 2.7.4. Vliv koeficientů útlumu na vazbu vidů

V případě JOV zachovávajících polarizaci je nutné měřit koeficienty útlumu  $\alpha_x$  a  $\alpha_y$  pro obě ortogonální polarizace vidů, včetně závislosti na vlnové délce a mezních vlnových délkách, při kterých vidy přestávají být vedeny ("cut-off"), a započítat jejich vliv do rovnic vazby vidů (1). Rozdílnost koeficientů útlumu  $\alpha_x$  a  $\alpha_y$  ukazuje na existenci dichroismu.

Efekt dichroismu je nutné zahrnout do měření a výpočtu parametru  $h$ , kde by jinak mohly vzniknout značné chyby, zejména pro malé hodnoty parametru  $h \leq 10^{-6}$ . Na základě teorie výkonové vazby (viz kap. 2.7.3) lze při  $\alpha_x \neq \alpha_y$  odvodit vztahy [22]:

$$h = (1/\eta L) \tanh^{-1} [2\eta/(\varrho_x + \varrho_y)], \quad (51)$$

$$\eta^2 = 1 + [(\varrho_x - \varrho_y)/2]^2, \quad (52)$$

$$\Delta\alpha = h(\varrho_x - \varrho_y), \quad (53)$$

kde  $\Delta\alpha = \alpha_x - \alpha_y$  a  $\varrho_x = P_x/P_y$ , resp.  $\varrho_y = P_y/P_x$  jsou extinkční koeficienty při vybuzení vlastního stavu, polarizovaného ve směru  $x$ , resp.  $y$ .

Pro vysoce dvojlomná vlákna (kromě jednopolarizačních) v praxi obvykle platí  $\varrho_x \approx \varrho_y \gg 1$ . Za této podmínky se rovnice (51) až (53) zjednoduší:

$$h \approx 2/L(q_x + q_y) \quad \Delta\alpha \approx 2(q_x - q_y)/L(q_x + q_y). \quad (54)$$

Je vidět, že pro  $\Delta\alpha = 0$  dostáváme vztah  $hL = P_x/P_y$ , uvedený v rovnicích (49) a (50).

## 2.8. Polarizační disperze

Jakmile mají dva šířící se ortogonální vidy rozdílné konstanty šíření, pak se vzájemně liší i konstantou skupinového zpoždění. To znamená, že výkon přenášený v jednotlivých videch bude mít odlišné zpoždění, což způsobí rozšíření krátkého světelného pulsu zavedeného do vlákna. Polarizační disperze  $\delta\tau$  (časové zpoždění  $\Delta t$ , vztažené na jednotku délky vlákna) je charakterizována rozdílem dvou skupinových zpoždění ortogonálních polarizací:

$$\delta\tau = (1/c) d(2f)/dk = B_{sk}/c, \quad (55)$$

kde  $c$  je rychlost světla ve vakuu,  $B_{sk}$  je skupinový dvojlom zavedený analogicky ke skupinovému indexu lomu a  $2f$  je rozdíl konstant šíření, mezi ortogonálními vidy, ve vlákně s obecně eliptickým dvojlomem, definovaný vztahem (31).

Pro telekomunikační aplikace se  $B_{sk}$  jeví jako základní parametr, přičemž se zdá vhodnější měřit ho přímo (např. polarizačně spektrální metodou), než jej počítat z fázového dvojlomu  $B$ , jehož měření je obvykle méně přesné [9].

Pokud je ve vlákně dvojlom  $B$ , pak platí:

$$B_{sk} = B - \lambda dB/d\lambda. \quad (56)$$

U vláken s napěťovým lineárním dvojlomem lze pro obvyklý rozsah vlnových délek  $0,6 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 1,6 \mu\text{m}$  vyjádřit skupinový dvojlom takto:

$$B_{sk} \approx B_s, \quad (57)$$

kde  $B_s$  je napěťový lineární dvojlom.

Pro vlákna s tvarovým lineárním dvojlomem je skupinový dvojlom obecně dán vztahem:

$$B_{sk} = n_1 \Delta n^2 f(e, V), \quad (58)$$

kde  $e$  je elipticita jádra a  $V$  je normalizovaná frekvence, avšak pro  $V \geq 2$  se obvykle uvažuje  $dB/d\lambda \approx 0$ , a proto  $B_{sk} \approx B_G$ .

Pro vlákna s kruhovým dvojlomem  $B_c$  platí:

$$B_{sk} \approx K \lambda B_c, \quad (59)$$

kde  $K = 8,7 \cdot 10^4 \text{ m}^{-1}$  a  $\lambda$  je vlnová délka záření.

Srovnáním uvedených vztahů je vidět, že polarizační disperze u vláken s kruhovým dvojlomem je cca 10 až 20krát nižší než pro vlákna s lineárním napěťovým dvojlomem a je závislá na vlnové délce.

Zdá se, že nejvhodnější způsob, jak snížit polarizační disperzi na minimum, je (kromě použití vláken přenášejících pouze jedinou polarizaci, kde je polarizační disperze nulová) použít stáčená vlákna, vyrobená rotací preformy při procesu tažení. Je-li rychlost rotace  $\Phi \gg \delta\beta$ , pak (37) je časové zpoždění  $\Delta t$  sinusovou funkcí délky vlákna a její maximální hodnota je nepřímo úměrná rychlosti rotace  $\Phi$  podle vztahu:

$$\Delta t = (1/c) dR/dk_0 = (B/c 2\pi N) \sin(2\pi NL), \quad (60)$$

kde  $N$  je počet zkrutů na jednotku délky a  $L$  je délka vlákna. Je vidět, že pro určité vzdálenosti, které se opakují s periodou  $P/2$ , je polarizační disperze nulová. Avšak i maximální hodnota disperze je  $(2\pi N)$ krát nižší, než u vláken nestáčených.

## 2.9. Napětí v podélném směru

Zatímco optické charakteristiky vlákna jsou hlavně určeny rozložením mechanického napětí v příčném směru ( $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$ ), pevnost vlákna a zvláště pevnost v tahu je určena především osovým napětím  $\sigma_z$ . Bylo dokázáno [23], že životnost vlákna  $t_s$  při statickém namáhání v tahu při konstantní teplotě souvisí s napětím  $\sigma_z$  podle vztahu:

$$t_s = K\sigma_z^m, \quad (61)$$

kde  $m$  a  $K$  jsou konstanty charakterizující materiál a okolní prostředí. Praktická zkušenost ukázala, že preformy vláken s napěťovými prvky jsou mnohem křehčí než vlákna samotná. Bylo zjištěno, že napětí v preformě je větší než ve vlákně, čímž lze vysvětlit křehkost preforem. Dále výpočty ukázaly, že PJOV jsou na povrchu odolnější vůči vzniku mikrotrhlin oproti klasickým vláknům, což je dáno vyšším tlakovým napětím na povrchu těchto vláken [24].

## 3. TYPY A TECHNOLOGIE PJOV

Vývoj polarizačních JOV s nízkým útlumem probíhá ve dvou směrech. Jsou navrhovány struktury optických vláken, ve kterých se buď  $B \approx 0$  ( $\beta_1 \approx \beta_2$  optická vlákna s minimálním dvojlomem), nebo  $B \geq 10^{-5}$  (optická vlákna s maximálním dvojlomem). Optická vlákna s minimálním dvojlomem vykazují malou polarizační disperzi, avšak stav polarizace není definován a závisí na faktorech okolního prostředí. Tato vlákna jsou používána v telekomunikacích a optických senzorech. Naproti tomu ve vláknech s maximálním dvojlomem je stav polarizace dobře definovaný, ale polarizační disperze (dojde-li k mezividové vazbě) může být vysoká. Taková vlákna nacházejí aplikace v interferometrech a fázově koherentních systémech detekce.

V poslední době se objevuje ještě třetí směr vývoje, a to JOV přenášející pouze jedinou polarizaci, která se nazývají jednopolarizační JOV. Stav polarizace v těchto vláknech je definován dokonale, polarizační disperze je nulová, ale útlumy jsou zatím dosti vysoké. Tato vlákna nacházejí aplikace v senzorech a prvcích vláknové optiky. Vzhledem k vysokému útlumu se zatím v telekomunikacích neuplatňují.

### 3.1. Vlákna s nízkým dvojlomem

Vlákna s nízkým dvojlomem jsou požadována pro konstrukci polarimetrických senzorů, kde je změna výstupního stavu polarizace zkoumána jako míra velikosti vnějšího efektu. V těchto případech by se mohl vnitřní dvojlom ovlivňovat s indukovaným, což by mohlo způsobit snížení citlivosti, a proto je zde vhodné použít vlákno s minimálním vnitřním dvojlomem. Použití těchto vláken v telekomunikacích je v těch případech, kdy je požadován zanedbatelný rozdíl skupinových rychlostí, bez ohledu na to, že výstupní stav polarizace není definován.

### 3.1.1. Ideální optická vlákna

Nízkého lineárního dvojlomu lze v optických vláknech dosáhnout snížením: 1. tvarového dvojlomu  $B_G$  zachováním dokonalé kruhovosti jádra a 2. elasto-optické anizotropie  $B_S$  zmenšením zbytkových napětí v jádře. Tyto podmínky je možné splnit pečlivým dodržováním technologie výroby.

Příspěvek  $B_G$  je definován vztahem (5) a je pro hodnoty  $e < 0.8$  lineárně závislý na elipticitě [25]. Tak je možné při nízkém  $\Delta n$  a kruhovosti lepší než 0.1 % vyrobit optická vlákna se záznějovou délkou  $L_B > 100$  m [26].

Výsledný dvojlom je sice nízký, ale tyto výsledky jsou velmi obtížně reprodukovatelné, což je dáno nekontrolovatelným příspěvkem vnitřní napěťové anizotropie  $B_S$ .

### 3.1.2. Kompenzovaná optická vlákna

Napěťová anizotropie  $B_S$  je způsobena odlišným teplotním smrštěním materiálů mezi jádrem, obalem a pláštěm při chlazení na pokojovou teplotu. Malá asymetrie příčného řezu vlákna tak může vyvolat velkou nerovnováhu tlaků a způsobit podstatnou anizotropii v jádře. Obvykle  $B_G$  a  $B_S$  působí souhlasně, za předpokladu, že koeficient teplotní roztažnosti jádra je vyšší než obalu. Je-li koeficient teplotní roztažnosti jádra v třívrstvé struktuře, používané pro tato vlákna, značně menší než koeficient teplotní roztažnosti obalu dopovaného  $B_2O_3$ , pak  $B_S$  a  $B_G$  mohou mít opačnou znaménka. Je zřejmé, že vhodnou volbou použitých materiálů lze splnit podmínku:  $B_S - B_G = 0$  a tak dosáhnout vzájemné kompenzace obou složek. Dvojlom je pak nezávislý na změně elipticity dané výrobou, protože sobě složky jsou na elipticitě lineárně závislé.

### 3.1.3. Stáčená optická vlákna

Je-li lineárně dvojlomné vlákno zkrouceno, rychlostí  $\Phi$  [rad m<sup>-1</sup>], pak dochází ke stáčení profilu vlákna a současně i lokálních optických os (viz. kap. 2.3). Můžeme uvažovat, že je vlákno složeno z částí, majících délku čtvrt periody a v nichž lineární dvojlom mění znaménko. Potom, přestože každá část může mít relativně vysoký lineární dvojlom, jeho efekt se kompenzuje v následující stočené části. Tímto způsobem vzniká zpoždění  $R_{(L)}$ , které podél osy vlákna osciluje mezi malou kladnou a zápornou hodnotou. Tak může být zkrut použit k redukci lineárního dvojlomu, ačkoli současně s tím vzniká elasto-optická rotace  $\kappa$ . Vztah mezi lokálním lineárním a kruhovým dvojlomem vede k závislosti zpoždění  $R_{(L)}$  a rotace  $\Omega_{(L)}$  (viz rovnice 28 až 33). Rotace  $\Omega$  nastává v případě zkrutu vlákna za studena, které lze při procesu tažení vlákna provést otáčením celého navijecího zařízení kolem taženého vlákna. Dochází ke zkrutu již vychlazeného vlákna a částečně i k „zamrzání“ torzního napětí do jeho struktury. Budeme-li během procesu tažení naopak otáčet preformou, pak ve vlákne s malou odchylkou od válcově symetrické struktury jádra kruhový dvojlom nevznikne, protože při teplotě tažení je vlákno ve viskózním stavu, působící síly vedou k okamžité deformaci, přičemž se napětí nemůže ve vlákne zachovat ( $g_{sz} \approx 0$ ) a další složky kruhového dvojlomu jsou zanedbatelně malé ( $g_{ss} \approx 0$ ,  $g_{GG} \approx 0$ ). Je-li rychlost rotace  $\Phi \gg \delta\beta$ , pak pro zpoždění  $R_{(L)}$  platí vztah (37). Nedochází sice ke zmenšení lineárního dvojlomu optického vlákna, ale k omezení nárůstu fázového zpoždění po délce vlákna. Fázové zpoždění je funkcí  $L$  i  $\Phi$ . Jeho maximální hodnota je:

$$|R_{\max}| = \delta\beta/\Phi. \quad (62)$$

Snížením maximální hodnoty fázového zpoždění ve vláknech dojde i ke zmenšení polarizační disperze, resp. časového zpoždění (60).

Z uvedených vztahů je zřejmé, že za podmínky  $P \ll L_B$  je možné převést každé vysoce dvojlomné vlákno na nízko dvojlomné. Je třeba pamatovat na to, že vlákno se sice navenek chová jako izotropní, avšak stále si zachovává vnitřní anizotropii. Následkem toho se může při jeho zkroucení za studena (opačným směrem, než je stočena jeho vnitřní struktura) znovu projevit lineární dvojlom [18].

Technologie stáčení preformy při procesu tažení se jeví jako velmi výhodná při výrobě běžných JOV. Vzhledem k záznějové délce  $L_B > 1$  m, dostatečně vyhovuje  $P \approx 100$  mm, což při rychlosti tažení cca 30 m/min vyžaduje rychlost otáčení preformy cca 300 ot/min. Tímto způsobem lze snadno potlačit malé nedokonalosti, vzniklé při procesu MCVD, přičemž vlákna nevykazují žádný přidavný útlum.

### 3.2. Vlákna s vysokým dvojlomem

Vlákna s vysokým dvojlomem jsou obvykle nazývána JOV zachovávající polarizaci. V těchto vláknech je dvojlom zvýšen nad úroveň, která by pravděpodobně mohla vzniknout působením vnějších vlivů ( $L_B < 1$  mm). Optická vlákna jsou pak necitlivá k vnějším poruchám, protože dvojlom indukovaný těmito poruchami je zanedbatelně malý proti vysoké hodnotě vnitřního dvojlomu. Tímto způsobem může být, v optických vláknech s lineárním nebo kruhovým dvojlomem (viz kap. 2.1), vybrán a zachován přenos pouze jediného vlastního vidu (lineárně nebo kruhově polarizovaného), aniž by docházelo k energetické vazbě ra ortogonálně polarizovaného vidu. Toho lze výhodně použít ve vláknových interferenčních senzorech nebo pro zvýšení šířky pásma v telekomunikacích. Nicméně dojde-li k přenosu energie do ortogonálního vidu, pak je disperze optického pulsu naopak velmi vysoká (viz kap. 2.8).

Byla popsána řada struktur vláken zachovávajících polarizaci. Lze však rozeznat dva základní typy, kdy se dvojlom dosahuje buď tvarovou, nebo napěťovou anizotropií.

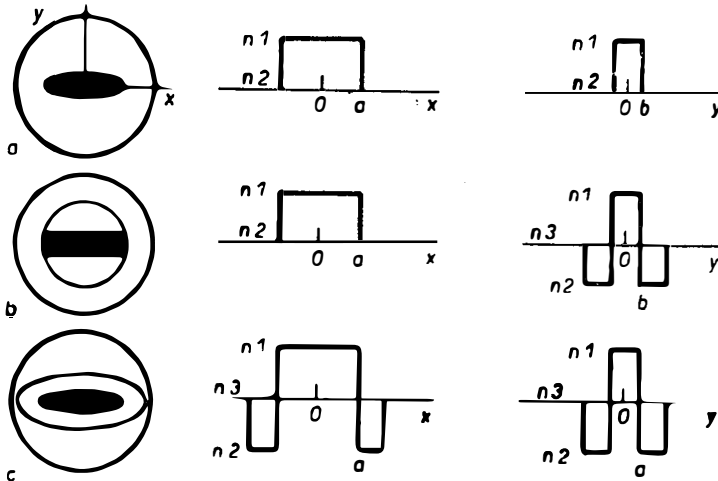
#### 3.2.1. Vlákna s tvarovým lineárním dvojlomem

Geometrický dvojlom může být zaveden několika způsoby. Nejobvyklejší je použít elipticky tvarované jádro, které má podstatně vyšší index lomu než jeho okolí. Tento typ vláken lze vyrábět běžnou technologií MCVD, při pečlivém provedení kolapsu za sníženého tlaku [27].

U dalších navrhovaných vláken s geometrickým dvojlomem, jako jsou vlákna s krystalickým jádrem, se zvýšeným či sníženým indexem lomu po stranách jádra nebo u vláken s  $W$ -eliptickou strukturou, zatím nebylo dosaženo parametrů, které předpovídala teorie. Složitá struktura a obtížná výroba způsobují kompromisy mezi útlumem a zachováním polarizace, takže tato vlákna nejsou vhodná pro aplikace na více než několika metrech. Na obr. 5 jsou nakresleny příčné řezy a profily indexu lomu struktury s eliptickým jádrem (a), se snížením indexu lomu po stranách jádra (b) a  $W$ -eliptický profil (c).

V těchto strukturách je dvojlom  $B_G$  definován vztahem (7). Z hlediska eliptičnosti existuje optimum pro  $a/b \approx 2$  až 3 [28]. Dvojlom se též zvyšuje s rostoucím rozdílem indexů lomu  $\Delta n$ . Vyšší index lomu jádra znamená vyšší koncentraci dopantů a to způsobuje vyšší útlum. U struktur se snížením indexu lomu po

stranách jádra a u  $W$ -eliptických struktur se proto využívá toho, že v bariéře je  $n_2$  nižší, než je index lomu křemene, čímž se dosahuje vyšší  $\Delta n$  bez přídavného nárůstu útlumu. Ze vztahu pro výpočet normalizované frekvence  $V$  (9) vidíme, že při zvyšování  $\Delta n$ , za podmínky zachování jednovidového stavu ( $V = \text{konst}$ ;  $\lambda = \text{konst}$ ) musíme zmenšovat rozměry struktury. Potom však mohou vznikat problémy v technologii výroby. Takto bylo dosaženo záznamové délky  $L_B = 0,75 \text{ mm}$  [28] pro vlákna o rozměrech  $3 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$ ,  $\Delta n = 0.065$ ,  $\lambda = 1 \mu\text{m}$ .



Obr. 5. Příčné řezy a profily indexu lomu struktur s tvarovým lineárním dvojlomem.

Podíl napěťové složky  $B_s$  v celkovém dvojlomu závisí na složení skel (na jejich koeficientu teplotní roztažnosti). Pro běžná vlákna s jádrem  $\text{GeO}_2/\text{SiO}_2$  a  $\text{B}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$  v obalu bývá u eliptického jádra podíl napěťové složky dvojlomu  $B_s$  menší než 15 %. U ostatních struktur však tento příspěvek může být výrazně vyšší [3].

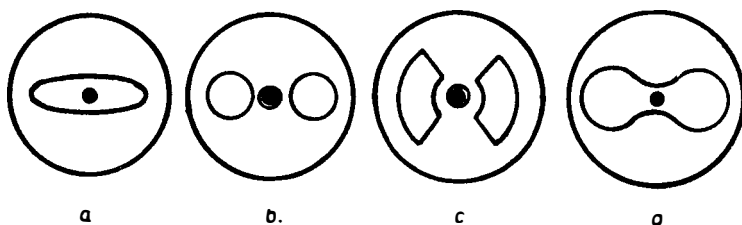
### 3.2.2. Vlákna s napěťovým lineárním dvojlomem

Napěťový dvojlom vzniká použitím napěťových prvků, vytvářejících v kruhovém jádře anizotropii v rozdílu indexu lomu (viz kap. 2.2.2). Rozdíl napětí je dosahován vysokým dopováním napěťových prvků, což způsobuje zvýšení koeficientu teplotní roztažnosti. Po vytažení ve vlákně zůstává zbytkové napětí. Na obr. 6 jsou zobrazeny nejobvyklejší struktury: eliptické (nebo činkovité) tvarovaný obal, obklopující kruhové jádro (obr. 6a, d) [29] nebo napěťové prvky kruhového (obr. 6b) [30], či „motýlkového“ (obr. 6c) [31] tvaru, umístěné po stranách kruhového jádra.

Optická vlákna s eliptickým obalem jsou vyráběna klasickým MCVD procesem, při kterém je vrstva s odlišným koeficientem teplotní roztažnosti deponována dříve než jádro. Kruhového tvaru jádra v eliptickém obalu lze dosáhnout složitějším kolapsem, během něhož je pečlivě kontrolován vnitřní tlak v preformě.

Výroba vláken s „motýlkovou“ nebo „činkovou“ strukturou vyžaduje další mezistupeň výroby, a tím je leptání (obvykle fluorem), přednostně ve zvolených směrech, čímž se odleptá část vrstvy s odlišným koeficientem teplotní roztažnosti.

Tato operace se provádí před depozicí jádra. Dalším možným způsobem je řízená depozice, kdy je při depozici preforma po stranách zčásti obklopena tepelnými štíty. Na zacloněných místech probíhá depozice s nižší účinností, takže výsledná struktura je nesymetrická.



Obr. 6. Struktury vláken s napěťovým lineárním dvojlomem.

Kruhové napěťové prvky vyžadují vrtání děr do preformy, do kterých jsou zasunuty tyče s vhodným koeficientem teplotní roztažnosti. Tato technologie je dostatečně účinná až při větších průměrech preformy (výrobní technologií vnější depozice — OVD nebo axiální depozice — VAD). Vrtání preform se obvykle provádí ultrazvukem, a je proto principiálně možné vytvořit otvory s libovolným tvarem. Při jiném tvaru než kruhovém však vznikají obtíže s přípravou napěťových tyčí. Takto vytvořených otvorů lze využít i pro výrobu účinných vláknových polarizátorů nebo modulátorů, když je do otvoru (ve vlákne) napumpován kov (galium) [32].

U vláken s napěťovým dvojlomem opět vzniká nutnost kompromisů mezi zachováním polarizace a útlumem. Napěťový dvojlom roste při zmenšování vzdálenosti prvků od jádra, avšak při malé vzdálenosti se část energie vidu šíří napěťovým prvkem, což způsobuje nárůst ztrát. Navíc zachování polarizace mohou narušit mikro- a makro-ohybové efekty. Avšak vážnější obtíže jsou s podstatou vláken samotných. Dvojlom vyvolaný napětím, daným rozdílem teplotního smrštění, je silně závislý na teplotě a to v některých případech omezuje rozsah použití těchto vláken v senzorových aplikacích. Další problémy vznikají při výrobě polarizátorů, děličů a vláknových prvků, protože dosažení oblasti jádra je složitá operace, přičemž dochází ke změně vnitřních napětí. Naproti tomu u vláken s eliptickým jádrem (kap. 3.2.1) jsou kompromisy jen minimální. Vlákná jsou vyráběna s nízkým útlumem (menším než 2 dB/km) a vysokou schopností zachovávat polarizaci [33]. Ohyb vlákna, až na tak malý poloměr, kdy se vlákno zlomí, nezpůsobuje výrazné zhoršení optických vlastností. Tyto vlastnosti jsou zachovávány v širokém rozmezí teplot, což je nezbytné pro jejich aplikace v senzorech. Vzhledem k teplotní stabilitě jsou děliče a polarizátory obvykle vyráběny z vláken s eliptickým jádrem. Jádro je snadno dostupné buď leptáním, nebo broušením, přičemž na rozdíl od vláken s napěťovými prvky nedochází k žádným nežádoucím efektům.

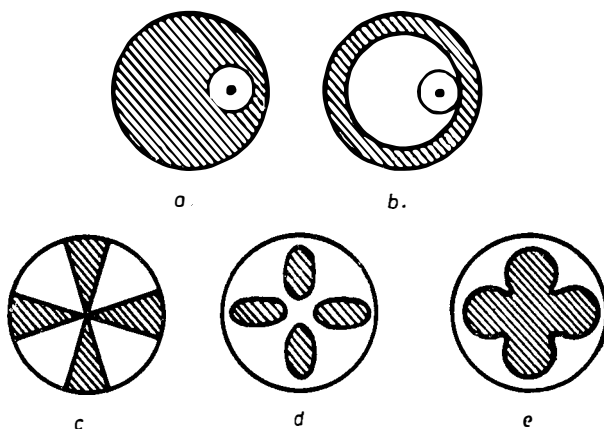
### 3.2.3. Vlákná s tvarovým kruhovým dvojlomem

Ve vláknech se šroubovitým tvarem jádra vznikají vždy radiční ztráty, které lze rozdělit na ohybové ztráty a ztráty způsobené šroubovitým tvarem jádra. První typ ztrát převládá, je-li průměr jádra mnohem menší než jeho vyosení (viz kap. 2.3.1), zatímco druhý typ převládá v případě, kdy je průměr jádra

srovnatelný nebo větší než vyosení jádra. Radiační ztráty jsou limitním faktorem při dosahování maximálních hodnot kruhového dvojlomu, protože zvyšovat kruhový dvojlom je možné zvětšováním vyosení jádra  $R$  až na hodnotu  $R \approx P/2\pi$  (úhel stoupání závitu  $\approx 45^\circ$ ) a dále celkovým zmenšováním rozměrů šroubovice. V obou případech je pro zachování minimálních radiačních ztrát nutné zároveň zvyšovat relativní rozdíl indexu lomu tak, aby šířící se vlna byla vedena jádrem co nejtěsněji.

Vlákna se šroubovitým tvarem jádra lze vyrobit buďto stočením vlákna (za tepla při procesu tažení) s excentricky umístěným jádrem, nebo šroubovitým navinutím klasického JOV na nosný prvek válcového tvaru při kabelování vlákna.

Při šroubovitěm navíjení vlákna je omezujícím faktorem pro dosažení maximálního kruhového dvojlomu pevnost vlákna (kap. 2.2.3). Maximální kruhový dvojlom dosažitelný s vláknem o poloměru  $r = 62,5 \mu\text{m}$  je  $L_c \approx 23 \text{ mm}$ , pro laboratorní experimenty, resp. 117 mm pro systémy s vysokou spolehlivostí ( $P = 2\pi R \approx \approx 14 \text{ mm}$ , resp. 69 mm). Při  $\Delta n \approx 1\%$  jsou radiační ztráty zanedbatelné. Vyšších hodnot dvojlomu by mohlo být dosaženo zmenšením průměru vlákna. Nevýhodou tohoto uspořádání je to, že se vlivem ohybu indukuje i lineární dvojlom (kap. 2.7.3), který způsobuje vidovou vazbu.



Obr. 7. Příčné řezy vláknem se šroubovitým jádrem (7a—7b) a řezy jader se „čtyřlístkovou“ strukturou.

Při výrobě stočených vláken s excentrickým jádrem se vychází z excentrické preformy, kterou lze připravit buďto zasunutím vysoce dopované křemenné tyčky (nebo klasické MCVD preformy pro dosažení nízkých ztrát) do ultrazvukově vyvrtaného excentrického otvoru v křemenné tyči (obr. 7a), nebo přitavením tyčky či preformy na vnitřní stěnu křemenné trubky (obr. 7b), tak aby bylo jádro dostatečně mechanicky zajištěno. Rozměry je vhodné volit tak, aby bylo dosaženo maximální excentricity jádra. Při tažení je nutné otáčet preformou rychlostí minimálně  $2000 \text{ ot min}^{-1}$ , přičemž rychlost tažení volíme co nejmenší, abychom dostali stoupání závitu šroubovice cca 1 až 2 mm. Pro takto připravená vlákna o průměru až  $800 \mu\text{m}$  (vyosení  $340 \mu\text{m}$ ;  $\Delta n \approx 2\%$ ) dosahovala rotační záznežová délka hodnoty  $L_c = 4 \text{ mm}$  [34], což je hodnota srovnatelná s dvojlomem dosahovaným v lineárně dvojlomných vláknech. U těchto vláken je však nutné buďto vysoce dopovat jádro, protože při běžném  $\Delta n \approx 1\%$  jsou radiační ztráty extrémně

vysoké ( $\approx 100 \text{ dB m}^{-1}$ ) [35], nebo zvětšit průměr jádra. Vzhledem k tomu, že v optických vláknech se šroubovitém jádrem dochází k vyzáření vyšších vidů, jsou tato vlákna jednovidová až do oblasti vysokých hodnot normalizované frekvence  $V \approx 20$  [36].

Jak je vidět, šroubovitém tvarem jádra lze při zachování nízkých radiačních ztrát dosáhnout vysokých hodnot kruhového dvojlomu pouze u vláken s nestandardním průměrem, přičemž vzhledem k vyosení jádra vznikají navíc i problémy při navazování vláken. Proto se zdá, že vhodnější bude vyrábět vysoce kruhově dvojlomná vlákna stočením preformy s jádrem ve tvaru „čtyřlístku“, umístěným v ose. Možné struktury jader, vláken tohoto typu, jsou zobrazeny na obr. 7c—e, kde jsou šrafovaně vyznačeny oblasti s vyšším indexem lomu.

### 3.2.4. Vlákna s napěťovým kruhovým dvojlomem

Ukazuje se, že v některých případech je vhodné použít vláken s kruhovou polarizací, vyrobených zkrutem vláken s válcově symetrickou strukturou za studena [37]. V tomto případě se jedná o indukovaný napěťový dvojlom (kap. 2.3.). Je-li dvojlom dostatečně vysoký (obvykle vyhovuje 50 až 70 otáček  $\text{m}^{-1}$ ), pak je stav polarizace dostatečně necitlivý na vnější vlivy, působící na optické vlákno. To, že je vlastní stav polarizace kruhově symetrický, přičemž jádro je izotropní a v ose vlákna, je výhodné zejména při navazování optických vláken, protože nastavení je nezávislé na úhlu natočení konce vlákna. Nevýhodou však je, že vlákno musí být zkrouceno po celé délce, tzn. i v konektorech (maximální délka úseku vlákna bez zkrutu musí být mnohem menší než rotační záznežová délka  $L_c$ ).

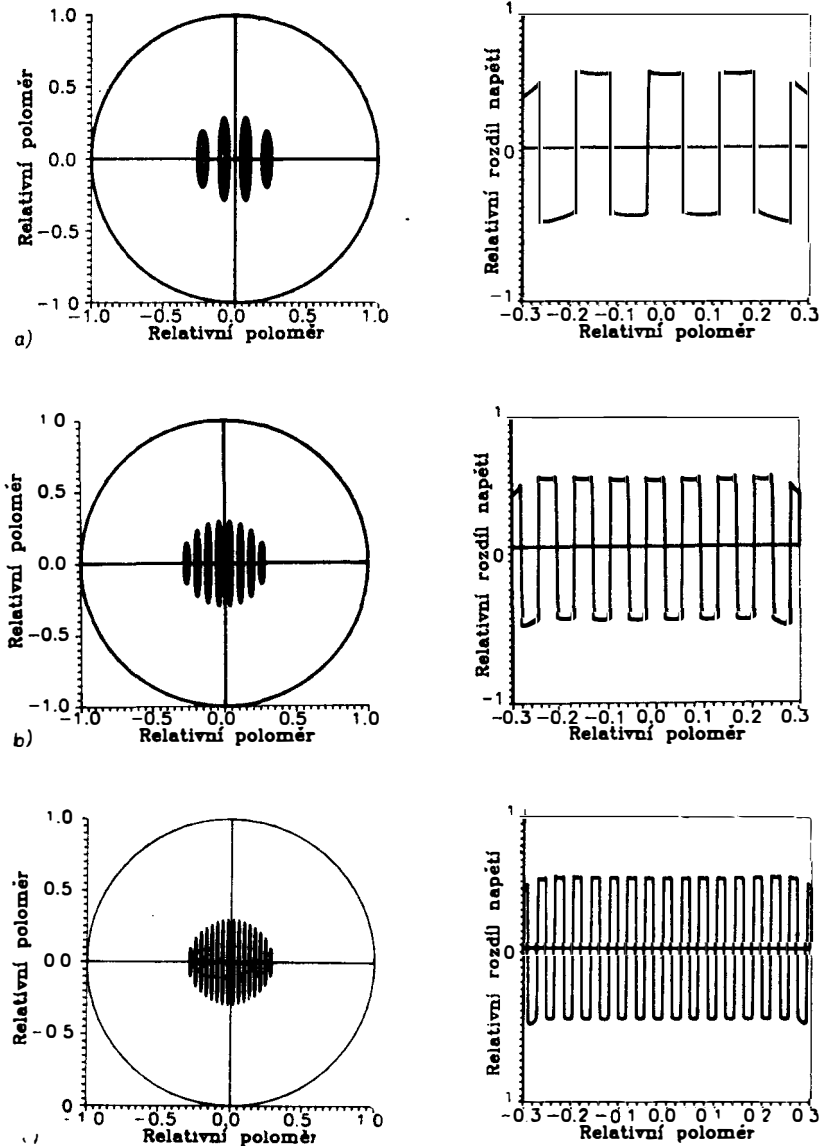
## 3.3. Jednopolarizační vlákna

Jednopolarizačními lze nazvat ta optická vlákna, která preferují šíření jedné polarizace. K tomuto účelu je možné použít klasická PJOV, zejména vlákna s tvarovým dvojlomem, u nichž zvolíme vhodnou pracovní vlnovou délku. Obvykle totiž platí, že uvedené struktury vykazují odlišný útlum a mezní vlnovou délku pro oba vlastní vidy, a proto lze nalézt oblast vlnových délek, kdy vlákno přenáší pouze jedinou polarizaci, ačkoliv i tento vedený vid je blízko své mezní vlnové délky a je veden pouze slabě. Značný pokrok by v oblasti jednopolarizačních optických vláken mohl být dosažen realizací vláken se strukturou velmi tenkých vrstev.

### 3.3.1. Vlákna s vrstevovou strukturou

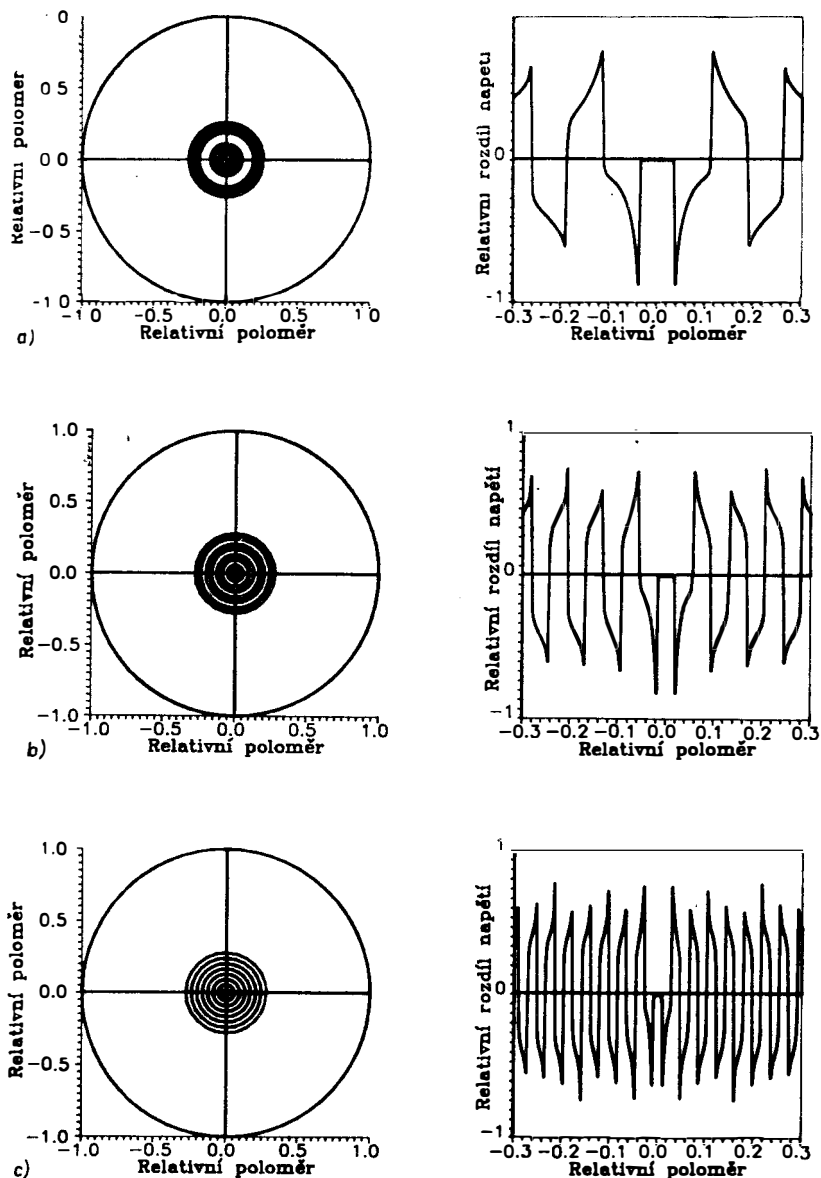
Jak bylo uvedeno v kapitole 2.5, v prostředích s periodickou změnou indexu lomu v příčném směru, s periodou menší, než je vlnová délka použitého záření, lze dosáhnout hodnot dvojlomu srovnatelných s rozdílem indexu lomu jádra a obalu, čímž dojde k tomu, že jeden vlastní vid je strukturou dobře veden, zatímco druhý je vyzářen ven z vlákna. Dochází k preferenci toho vlastního vidu vlákna, jehož elektrické pole má tvar shodný se strukturou vrstev indexu lomu. Tak lze, při lineárním uspořádání vrstev (obr. 8), dosáhnout lineární polarizace (preferenci vidu  $\text{HE}_{11}^x$  před videm  $\text{HE}_{11}^y$ ). Při soustředném uspořádání vrstev podle obr. 9 dochází k zachování „kruhové“ polarizace, což znamená preferenci vidu  $\text{TE}_{01}$  před vidy  $\text{TM}_{01}$ ,  $\text{HE}_{21}$  i před oběma základními vidy  $\text{LP}_{01}$  ( $\text{HE}_{11}^x$  a  $\text{HE}_{11}^y$ ). Dostáváme opět jednopolarizační stav, přičemž rozměry jádra vycházejí větší, než

v případě přenosu na základním vidu a polarizace je kruhově symetrická, což usnadňuje navazování vláken. Vztahy uvedené v kapitole 2.5 se týkají vnitřního tvarového dvojlomu. Na základě této teorie bylo navrženo několik typů struktur vhodných k praktické realizaci a pro tyto struktury byl na základě práce [38] proveden výpočet profilu relativního rozdílu napětí  $\sigma_x - \sigma_y$  v příčném řezu jádrem (v ose  $x$ ), pro různý počet vrstev. Na obr. 8 a obr. 9 jsou uvedeny výsledky pro dvě



Obr. 8. Struktury vláken a jejich profily relativního rozdílu napětí  $\sigma_x - \sigma_y$ .

základní struktury, při počtu vrstev 4, 8 a 16. Rozdíl koeficientů teplotní roztažnosti mezi oblastmi je skokový a je vyšší v černých oblastech. U každého profilu je plnou čarou vyznačena střední hodnota. Jak je vidět, tato střední hodnota jen mírně kolísá kolem nuly, a proto lze soudit, že napěťový dvojlom bude proti celkovému zanedbatelný. V preformě a ve vláknech však budou existovat vysoké



Obr. 9. Struktury vláken a jejich profily relativního rozdílu napětí  $\sigma_x - \sigma_y$ .

gradienty lokálních napětí, které budou způsobovat křehkost preforem a pravděpodobně nižší mechanickou odolnost vláken.

Pro výrobu vláken s vrstvou strukturou je možné použít upravenou technologii MCVD nebo raději PCVD (depozice z plazmy). Klasickou technologií MCVD je možné v preformě připravovat jednotlivé vrstvy o tloušťce průměrně 200  $\mu\text{m}$ , což při obvyklém průměru preformy 10 mm po vytažení na vlákno o průměru 125  $\mu\text{m}$  dává tloušťku vrstvy ve vlákně cca 2  $\mu\text{m}$ . Tato hodnota není postačující. Technologie PCVD umožňuje, při depozici z plazmy, vytvářet vrstvy cca 10krát tenčí, tzn. 0,2  $\mu\text{m}$ , což už by měla být pro vznik tohoto dvojlomu postačující hodnota. V každém případě je nutné přizpůsobit technologii tak, aby umožňovala regulaci a měření velmi malých průtoků plynů.

#### 4. METODY MĚŘENÍ PJOV

##### 4.1. Měření dvojlomu

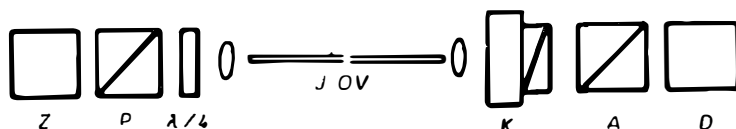
Pro měření dvojlomu v JOV byla navržena řada metod. Nejjednodušší metodou je pozorování záření Rayleighova rozptylu ve směru kolmém na osu vlákna [39]. Tato metoda využívá závislosti diferenciálního účinného průřezu Rayleighova rozptylu na polarizaci vedeného svazku. Intenzita rozptylovaného záření se podél vlákna mění s periodou rovnou polarizační záznějové délce. Vzhledem k tomu, že intenzita rozptylu silně klesá s rostoucí vlnovou délkou, není možné tuto metodu použít pro měření na vlnových délkách větších než 800 nm.

Obdobou principu klasického polarizačního mikroskopu je kompenzační metoda měření fázového posuvu mezi řádnou a mimořádnou vlnou. Princip metody je znázorněn na obr. 10. Na vstup jednovidového vlákna je přivedeno lineárně polarizované záření, jehož rovina polarizace svírá s rychlou i pomalou optickou osou vlákna úhel 45°. Tímto způsobem se na začátku vlákna vybudí řádná i mimořádná vlna se stejnou intenzitou a fází. Druhý způsob, jak vybudit obě vlny, je přivést na vstup kruhově polarizované záření. Tento způsob buzení má tu výhodu, že není nutné hledat polohu hlavních os. Vlákem způsobený fázový rozdíl je na výstupu kompenzován na celistvý násobek vlnové délky. Závislost míry kompenzace na délce měřeného vzorku je periodická s periodou rovnou polarizační záznějové délce [40]. Nevýhodou kompenzační metody je její destruktivnost a časová náročnost měření, protože po každém zkrácení vlákna je nutné znovu nastavit měřicí aparaturu. Metoda je však jednoduchá a nenáročná na přístrojové vybavení, a proto je vhodná pro první orientační nebo srovnávací měření dvojlomu optických vláken se záznějovou délkou v rozsahu 0,01 až 10 m.

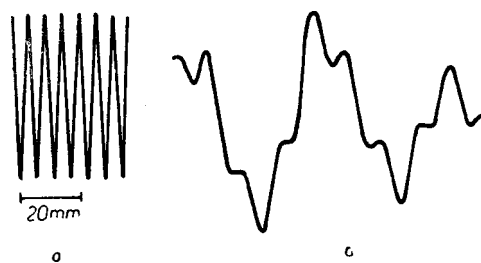
Pro praktická servisní měření vláken s vysokým dvojlomem se zdá vhodnější metoda modulace dvojlomu vnějším elektrickým nebo magnetickým polem [41]. Tato metoda umožňuje měření lokálního rozložení dvojlomu podél vlákna, avšak nedává informaci o střední hodnotě dvojlomu v dlouhém vlákně. Při aplikaci příčného elektrického pole je pro modulaci využíván Kerrův elektrooptický jev, při kterém je ve vlákně indukován lineární dvojlom, zatímco při modulaci podélným magnetickým polem se uplatňuje Faradayův jev, při němž je ve vlákně indukován kruhový dvojlom. Pro měření lineárního dvojlomu se obvykle používá modulace magnetickým polem a pro měření kruhového dvojlomu modulace elektrickým polem. V obou případech je nutné vybudit oba vlastní vidy se stejnou intenzitou a fází; proto se na vstup vlákna přivádí v prvním případě kruhová

polarizace a v druhém případě polarizace lineární. Potom nezáleží na orientaci vstupní polarizace vzhledem k optickým osám vlákna.

Uspořádání experimentálního zařízení, umožňujícího měřit lineární dvojlom pomocí modulace magnetickým polem, je stejné jako na obrázku 10. V těsné blízkosti vlákna je umístěn posuvný elektromagnet, který lokálně moduluje kruhový dvojlom v malé části vlákna ( $\approx 1$  mm). Záření vystupující z vlákna je po průchodu analyzátozem přivedeno na fotodetektor. Probíhá-li modulace v části vlákna, kde se šíří lineárně polarizované záření, je rovina polarizace periodicky stáčena a v detekovaném signálu je přítomna střídavá složka. V případě kruhové polarizace se tento efekt neprojeví, takže detekovaný signál je konstantní. Posouváním modulátoru podél vlákna je možné ze změn charakteru signálu zjistit vývoj polarizačního stavu záření podél měřeného vlákna. Vzhledem k malé hodnotě Verdetovy konstanty křemenného skla ( $\approx 4,5 \cdot 10^{-6}$  rad  $A^{-1}$ , při vlnové délce  $\lambda = 630$  nm) a malé intenzitě modulujícího magnetického pole je nutné na výstupu používat synchronní zesilovač. Pokud bychom při měření lineárního dvojlomu použili modulace elektrickým polem, bylo by vyhodnocování experimentu složitější, protože by záleželo na vzájemné orientaci modulujícího a šířícího se pole. Tento způsob by však poskytoval informaci o azimutální orientaci pole v měřeném vlákně [8].



Obr. 10. Metoda měření polarizačních vlastností jednovidových optických vláken. Z — zdroj záření, P — polarizátor,  $\lambda/4$  — čtvrtvlnná destička, JOV — jednovidové optické vlákno, K — kompenzátor, A — analyzátor, D — detektor.



Obr. 11. Záznam vývoje polarizačního stavu záření v optickém vlákně s eliptickým obalem; (11a) jednovidový režim; (11b) vícevidový režim provozu vlákna.

Na popsaném experimentálním zařízení bylo provedeno měření záznamových délek série JOV (zhotovitel ÚCHSKM ČSAV Praha) a několika PJOV. Metoda prokázala možnost měření záznamových délek v rozmezí 2 až 500 mm s velmi dobrou reprodukovatelností. Na obr. 11a je záznam periodického vývoje polarizačního stavu záření ve vlákně s eliptickým obalem (zhotovitel IRE AN SSSR). Rozlišení metody je dáno rozměry modulované oblasti a přesností odečítání posuvu. Ukázalo se, že při použití zdroje s laditelnou vlnovou délkou lze touto metodou zjišťovat mezní vlnovou délku jednovidového stavu. Vícevidový režim se na záznamu vývoje polarizačního stavu záření projeví parazitními oscilacemi (obr. 11b).

## 4.2. Měření polarizační disperze

Polarizační disperzi je možné měřit různými způsoby. Jednoduchá a snadno realizovatelná je spektrálně polarizační metoda [9], využívající toho, že rozdíl fází mezi vlastními vidy JOV je přímo úměrný frekvenci. Při vybuzení obou vidů a plynulém ladění frekvence se objevují kvaziperiodické změny intenzity polarizovaného záření, detekované na výstupu vlákna po průchodu analyzátozem. Pro libovolnou kvaziperiodu  $\delta\lambda = \lambda_{i+1} - \lambda_i$ , která se rovná spektrálnímu intervalu mezi dvěma sousedními maximy nebo minimy intenzity, lze vyjádřit rozdíl fází vlastních vidů následovně:

$$|\delta\beta(\lambda_{i+1}) - \delta\beta(\lambda_i)| L_0 = 2\pi, \quad (63)$$

kde  $L_0$  je délka optického vlákna. Aby bylo možné vyjádřit dvojlom pomocí měřené veličiny  $\delta\lambda(\lambda_i)$ , je nutné chápat  $\delta\beta(\lambda)$  jako po částech spojitou funkci, která je lineární na libovolné kvaziperiodě  $\delta\lambda_i \ll \lambda_i$ . Pak po úpravách dostáváme:

$$B - \lambda \delta B / \delta \lambda = \lambda^2 / (\delta \lambda L_0) = c \delta \tau / L_0 = B_{sk}, \quad (64)$$

kde  $B_{sk}$  je skupinový dvojlom, který je úměrný polarizační disperzi  $\delta\tau$ . Je vidět, že fázový dvojlom  $B$  a skupinový dvojlom  $B_{sk}$  se navzájem rovnají pouze v případě  $\delta B / \delta \lambda = 0$ . Rovnice (64) má vzhledem k  $B$  řešení:

$$B(\lambda) = B(\lambda_0) \lambda / \lambda_0 - \lambda \int_{\lambda_0}^{\lambda} dx / [L_0 \delta \lambda(x, L_0)], \quad (65)$$

kde  $B(\lambda_0)$  je lineární dvojlom při konstantní vlnové délce, změřený některou z metod uvedených v kapitole 4.1.

Je vidět, že spektrálně polarizační metoda poskytuje informaci nejen o polarizační disperzi, ale i o závislosti lineárního dvojlomu  $B$  na vlnové délce.

## 5. ZÁVĚR

Z provedeného přehledu polarizačních jednovidových optických vláken je zřejmé, že nelze vystačit pro všechny uvedené aplikace pouze s jedním typem polarizačního vlákna. Oblast jejich použití je natolik široká a různorodá, že jsou často požadována PJOV se zcela odlišnými charakteristikami. V praxi jsou aplikovány všechny tři základní kategorie polarizačních vláken, a to jak vlákna s minimálním či maximálním dvojlomem, tak i vlákna jednopolarizační. Z každé kategorie je možné doporučit konkrétní typ a technologii výroby vlákna, která se zdá nejvhodnější k realizaci a aplikacím.

Vlákna s minimálním dvojlomem lze nejnádhěji vyrábět z klasických jednovidových preform jejich rotací při procesu tažení.

Z vláken s maximálním lineárním dvojlomem se zdá účelné připomenout dva typy. Vlákno s eliptickým jádrem (s tvarovým lineárním dvojlomem), vyráběné kolapsem za sníženého tlaku, je vhodné pro svoji tepelnou stabilitu a možnost snadné výroby polarizačních děličů. Naproti tomu u vláken s eliptickým obalem (s materiálovým lineárním dvojlomem) lze dosáhnout nejnižší hodnoty útlumu a parametru  $h$ . Technologicky vhodným řešením se jeví struktura, kdy je vyrobena koncentrická preforma, jejíž napěťová vrstva je připravena z vícesložkového skla tak, aby měla vyšší koeficient teplotní roztažnosti, ale nižší index lomu než jádro.

Poloměr této vrstvy by měl být dvoj- až trojnásobný oproti jádru. Napěťová vrstva by též měla mít nižší teplotu měknutí než jádro, aby při procesu tažení nedošlo k jeho deformaci a jádro zůstalo kruhové. Do takto vytvořené preformy by se na protilehlých stranách buďto vybrousily drážky tvaru U do hloubky rovnající se dvojnásobku poloměru obalu, nebo by se na preformu přitavily dvě křemenné tyčky. Po vyleštění obrousěných ploch plamenem by následovalo tažení, během něhož by se vlákno (při vhodné teplotě a rychlosti tažení) opět zakulatilo, přičemž napěťová vrstva by měla vysoce eliptický tvar, avšak ani svou delší poloosou by nezasahovala přes polovinu poloměru vlákna. Tímto způsobem by bylo možné dosáhnout vysokého dvojlomu při dostatečné mechanické pevnosti vlákna.

Pro výrobu vláken s maximálním kruhovým dvojlomem je nutné instalovat podavač preformy, umožňující rotaci rychlostí 1000–2000 ot/min. Jako nejvhodnější se jeví struktury s víceprvkovým jádrem, neboť na nich lze dosáhnout vysokých hodnot kruhového dvojlomu při zachování standardních rozměrů vlákna.

Z jednopolarizačních vláken je možné jmenovat vlákno s eliptickým profilem W vyrobené kolapsem za sníženého tlaku a celou skupinu vrstevných vláken, u kterých teorie předpovídá velmi vysoké hodnoty dvojlomu.

Pro měření základních vlastností PJOV je třeba vybudovat spektrálně polarizační metodu (založenou na zdroji záření s laditelnou vlnovou délkou — např. monochromátor), která se doplní o modulátory elektrickým a magnetickým polem.

Polarizační jednovláknová optická vlákna jsou oblastí vláknové optiky, která se v současnosti značně rozvíjí, přičemž se objevují stále nové oblasti možných aplikací.

#### Literatura

- [1] J. Noda, K. Okamoto, Y. Sasaki: *J. Light. Techn.* **4**, 1071 (1986).
- [2] L. B. Jeunhomme: *Single-mode fiber optic*, series Optical engineering. Marcel Dekker, New York 1983.
- [3] S. C. Rashleigh: *J. Light. Technol.* **1**, 312 (1983).
- [4] D. W. Stowe, D. R. Moore, D. R. Priest: *IEEE J. Quant. Electr.* **18**, 1644 (1982).
- [5] J. Doupovec: *Čs. čas. fyz.* **A38**, 532 (1988).
- [6] N. Shibata, M. Tateda, S. Seikai, N. Uchida: *Elect. Lett.* **17**, 564 (1981).
- [7] Y. Sasaki: *J. Lightwave Technol.* **5**, 1139 (1987).
- [8] I. Paulička, V. Sochor: *Čs. čas. fyz.* **A38**, 591 (1988).
- [9] A. B. Grudinin, G. L. Djankov, V. B. Neustrujev: *Kvantov. elektronika* **13**, 2310 (1986).
- [10] D. Marcuse: *Theory of Dielectric Optical Waveguides*, Academic Press, New York 1974.
- [11] V. Sochor: *Optické, elektrodynamické a nelineární vlastnosti optických vláken*. ACADEMIA, Praha 1986.
- [12] Y. Ohtsuka, T. Ando, Y. Imai, M. Imai: *J. Light. Techn.* **5**, 602 (1987).
- [13] A. N. Matvéjev: *Optics*, Mir Publishers, Moskva 1988.
- [14] J. Quian, C. D. Hussey: *Electr. Lett.* **22**, 515 (1986).
- [15] I. M. Bassett: *Optics Lett.* **13**, 844 (1988).
- [16] J. Sakai, T. Kimura: *IEEE J. Quant. Electr.* **17**, 1041 (1981).
- [17] Y. Fujii: *Appl. Optics* **25**, 1061 (1986).
- [18] D. N. Payne, A. J. Barlow, J. R. Hansen: *J. Quant. Electr.* **18**, 477 (1982).
- [19] P. E. Sanders, A. S. Kuzma, D. R. Maack, M. S. Maklad: *SPIE*, **566**, Fib. opt. and laser sensors III 400 (1985).
- [20] J. Doupovec, R. Brunner, M. Berta in: *Proc. of 8-th ISCO*, s. 154. Janská dolina 1987.
- [21] F. P. Payne, D. N. Payne: *ECOC 1986*, s. 239 Barcelona.
- [22] R. Calvani, R. Caponi, G. Coppa: *Elect. Lett.* **22**, 1254 (1986).
- [23] R. J. Charles: *J. Appl. Phys.* **29** 1554 (1958).
- [24] R. A. Sammut, P. L. Chu: *J. Light. Techn.*, **3**, 283 (1985).
- [25] V. Bernát, V. Sochor in: *Proc. of 8-th ISCO* s. 288 Janská dolina 1987.
- [26] S. R. Norman, D. N. Payne, M. J. Adams, A. M. Smith: *Elect. Lett.* **15** 309 (1979).

- [27] T. Katsuyama, H. Matsumura, T. Suganuma: J. Light. Techn. 2, 634 (1984).
- [28] R. B. Dyott, J. R. Cozens, D. G. Morris: Electron. Lett. 15 380 (1979).
- [29] T. Katsuyama, H. Matsumura, T. Suganuma: Elect. Lett. 17, 473 (1981).
- [30] T. Hosaka & col.: Elect. Lett. 17, 530 (1981).
- [31] R. D. Birch, D. N. Payne, M. P. Varnham: Elect. Lett. 18, 1036 (1982).
- [32] L. Luksun, R. D. Birch, D. N. Payne: ECOC 1986, s. 137, Barcelona.
- [33] „Fiber optics trends.“, Photonic spectra s. 89 january 88
- [34] R. D. Birch: Elect. Lett. 23, 50 (1987).
- [35] J. D. Love, A. W. Snyder: Elect. Lett. 23 1109 (1987).
- [36] M. P. Varnham, R. D. Birch, D. N. Payne, J. D. Love: Proceedings of OFC s. 68, Atlanta, USA 1986.
- [37] D. N. Payne & col.: Fiber-optic rotation sensors and rotated technologies, s. 185 Springer series in optical sciences, Vol. 32.
- [38] T. Mai: Polarizační vlastnosti optic. vláken, dipl. práce, ČVUT — FJFI, kat. fyzik. elektromiky, 1988.
- [39] I. P. Kaminow: IEEE J. Quant. Electr. 17, 15 (1981).
- [40] A. N. Gurjanov, D. D. Gusovskij, E. M. Dianov: Kvantovaja elektronika 8, 2473 (1981).
- [41] A. Simon, R. Ulrich: Appl. Phys. Lett. 31, 517 (1977).