

Acta Universitatis Palackianae Olomucensis. Facultas Rerum  
Naturalium. Mathematica-Physica-Chemica

---

Ivan Cabák; Zdeněk Kupka

Vláknová optika. Vedení polarizovaného světla vláknem

*Acta Universitatis Palackianae Olomucensis. Facultas Rerum Naturalium. Mathematica-Physica-Chemica*, Vol.  
6 (1965), No. 1, 61--(83)

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/119834>

**Terms of use:**

© Palacký University Olomouc, Faculty of Science, 1965

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

*Katedra experimentální fyziky a metodiky fyziky přírodovědecké fakulty.*

*Vedoucí katedry: Prof. paed. dr. Josef Fuks.*

## VLÁKNOVÁ OPTIKA. VEDENÍ POLARIZOVANÉHO SVĚTLA VLÁKNEM

IVAN CABÁK A ZDENĚK KUPKA

*(Předloženo dne 15. června 1964)*

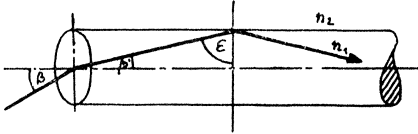
Vláknová optika se v posledních letech stává samostatnou fyzikální disciplínou a neustále roste počet různých jejích technických aplikací. Také v ČSSR se věnuje výzkumu vláknové optiky několik pracovišť a přistupuje se i k jejímu využití v praxi. V této práci objasníme šíření světla vláknem a odvodíme základní zákony tohoto šíření. Kromě toho se budeme zabývat šířením polarizovaného světla ve vlákně a uvedeme výsledky, kterých jsme dosáhli měřením.

Vláknová optika zkoumá přenos světelných signálů soustavou vláken. I když první pokus o vlastní zobrazení světlovodnými vlákny popsal *J. L. Baird* [1] v roce 1928 a *C. W. Hansell* [2] v roce 1930 uveřejnil zprávu o využití skleněných vláken ke konstrukci obrazovky, nedošlo k rozšíření těchto objevů, neboť nebyl dostatečně vysvětlen mechanismus vedení světla průhlednými vlákny a nebyla také vyvinuta technologie výroby vláken potřebných vlastností. Proto bylo do nedávna známého jevu — vedení světla průhlednými zahnutými deskami nebo tyčemi na principu úplného odrazu světla od stěn užíváno v technické praxi jen k přenášení světelné energie, k osvětlování.

Teprve v poslední době, kdy byly vyvinuty nové přesné a nenákladné způsoby zpracování potřebných vláken a vyřešeny teoretické základy vedení světla vláknem, začalo se vláknové optiky používat také přímo k přenosu optického obrazu, hlavně jde-li o zobrazení nepřístupných předmětů, např. v lékařství, v technice, při použití v televizních obrazovkách, v barevné televizi apod. [3], [4], [5], [6], [7]. Výzkum ukazuje, že použití vláknové optiky je v takových případech daleko výhodnější, než užití tradičních čočkových soustav. Optický obraz se ve vláknové optice přenáší tak, že jednotlivá vlákna svazku přenášejí odděleně světlo z určité malé plošky zobrazovaného předmětu, která je dána průřezem vlákna. Jsou-li vlákna ve svazku uspořádána, předmět se nám zobrazí na výstupním čele svazku jako transformovaná soustava těchto plošek. Různými úpravami svazku můžeme dosáhnout zvětšení, převrácení i jiné prostorové přemístění obrazu. Hlavní předností vláknové optiky je možnost použít vláken i značně zakřivených. Můžeme tak přemísťovat obraz na libovolná místa a zkoumat opticky objekty pro nás jinak naprosto nedostupné.

Vedení světla vláknem spočívá na úplném odrazu světla od vnitřních stěn

vlákna. Průchod světla jedním vláknem je znázorněn na obr. 1, kde  $\beta$  je úhel dopadu světelného paprsku na čelo vlákna,  $\beta'$  je příslušný úhel lomu,  $\varepsilon$  je úhel odrazu od stěny vlákna,  $n_1$  a  $n_2$  jsou indexy lomu vlákna a obklopujícího prostředí. Vláknem je vyrobeno z průhledné látky opticky hustší než je obklopující prostředí. Pro úplný odraz na vnitřní stěně vlákna platí



Obr. 1.

$$n_1 \cdot \sin \varepsilon_m = n_2 \cdot \sin \frac{\pi}{2} \quad (1)$$

$$\varepsilon_m = \arcsin \frac{n_2}{n_1}, \quad n_1 > n_2, \quad (2)$$

kde  $\varepsilon_m$  je nejmenší úhel, při kterém nastává úplný odraz od stěn vlákna. Pro úhel dopadu  $\varepsilon$  světelného paprsku vedeného vláknem musí tedy platit podmínka

$$\varepsilon \geq \arcsin \frac{n_2}{n_1}, \quad (3)$$

takže na čelo vlákna musí dopadat světlo pod úhlem  $\beta$ , který nesmí překročit hodnotu

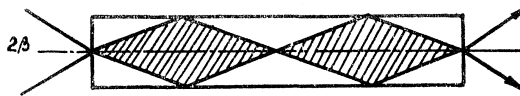
$$\beta = \arcsin (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}. \quad (4)$$

Uvažujeme zde průchod světla vláknem, jehož průměr je značně větší než vlnová délka dopadajícího světla. V případě velmi tenkých vláken nemůžeme již použít zákony geometrické optiky, neboť se zde výrazně uplatní vliv ohybu světla. Tomuto problému je věnována práce [10].

V praxi se většinou používá pro dopad světla na čelo vlákna úhlu dopadu v mezích od  $0^\circ$  do  $10^\circ$ . Dopadá-li na čelo vlákna kuželový svazek světla pod úhlem

$$2\beta \leq \arcsin (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}, \quad (5)$$

prochází světlo vláknem podle obr. 2. Proto při pozorování vlákna se strany výstupního čela ve směru osy, vidíme ve vlákně střídající se tmavší a světlejší soustředné kruhy.



Obr. 2.

Světelný svazek projde vláknem po  $\eta$  úplných odrazech od stěn, kde  $\eta$  je dáno vztahem

$$\eta = \frac{l}{d} \frac{\sin \varepsilon}{(n_1^2 - \sin^2 \varepsilon)^{1/2}}; \quad (6)$$

$l$  je délka vlákna a  $d$  průměr vlákna. Pro délku dráhy  $L$  paprsku ve vlákně platí

$$L = n_1 l (n_1^2 - \sin^2 \varepsilon)^{-1/2}. \quad (7)$$

Z těchto vzorců můžeme usuzovat na vlastnosti, které musí mít vlákno, aby co nejlépe přenášelo světlo. Povrch vlákna musí být dobře vyleštěn, aby při odrazu na stěnách byly malé ztráty. K ztrátám dochází také absorpcí v materiálu vlákna. Proto musí být absorpce materiálu co nejmenší. Propustnost vlákna  $\tau$  je dána vzorcem

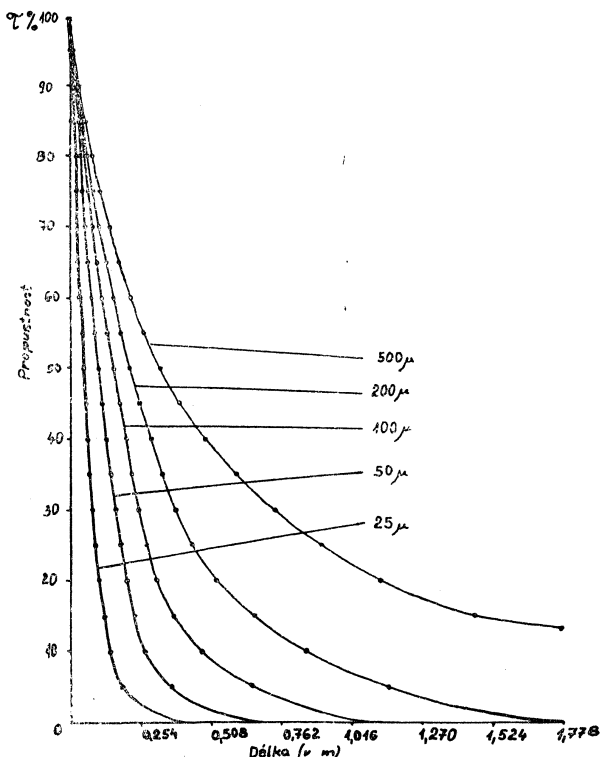
$$\tau = \frac{I}{I_0}, \quad (8)$$

kde  $I$  je intenzita světla prošlého a  $I_0$  intenzita světla dopadajícího. Podle *Kapanyho* [8] je propustnost vlákna, na jehož čelo dopadá axiální světelný kužel s rozdělením světelného toku  $F(\beta)$ , a kdy část energie  $R(\beta)$  od čela odražená je pro přenos energie ztracena, popsána vztahem

$$\tau = \frac{2\pi}{K} \int_0^\beta F(\beta) [1 - R(\beta)] [1 - A(\beta')]^n \cdot \exp\left(-\alpha l S \frac{1}{\cos \beta'}\right) \sin \beta \, d\beta; \quad (9)$$

$K$  je normalizační faktor,  $\alpha$  koeficient absorpce skla,  $S$  průřez čela vlákna,  $l$  délka vlákna,  $A(\beta')$  absorpce na povrchu vlákna a  $n$  je počet odrazů ve vlákne.

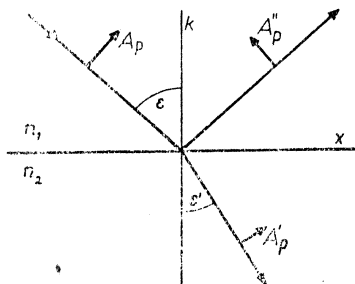
Na obr. 3 je graf přenosu energie skleněným vláknem v závislosti na délce



Obr. 3.

vlákna; na osu  $x$  je nanášena délka vlákna, na osu  $y$  propustnost, kde  $A$  je 1 % celkové propustnosti  $\tau$ , tloušťka vláken je od  $25 \mu$  do  $500 \mu$ . Úhel dopadu je v intervalu od  $0^\circ$  do  $10^\circ$ .

Řešíme-li úplný odraz na dielektriku pomocí Fresnelových vzorců, dojdeme k závěru, že úplně odražené světlo je elipticky polarizované. Při výpočtu



Obr. 4.

vycházíme z obr. 4, kde  $A_p, A_p', A_p''$  jsou amplitudy kmitosměrů v rovině dopadu u světla dopadajícího, lomeného a odraženého,  $A_s, A_s', A_s''$  jsou amplitudy s kmitosměrem kolmým na rovinu dopadu. Při důkazu použijeme Fresnelových vzorců pro světlo odražené, takže platí

$$A_s'' = -A_s \frac{\sin(\epsilon - \epsilon')}{\sin(\epsilon + \epsilon')} \quad (10)$$

$$A_p'' = A_p \frac{\text{tg}(\epsilon - \epsilon')}{\text{tg}(\epsilon + \epsilon')} \quad (11)$$

Po dosazení pro úplný odraz dostaneme

$$A_s'' = A_s \frac{n \cos \epsilon + i \sqrt{n^2 \sin^2 \epsilon - 1}}{n \cos \epsilon - i \sqrt{n^2 \sin^2 \epsilon - 1}} \quad (12)$$

$$A_p'' = A_p \frac{\cos \epsilon + i n \sqrt{n^2 \sin^2 \epsilon - 1}}{\cos \epsilon - i n \sqrt{n^2 \sin^2 \epsilon - 1}} \quad (13)$$

Převědeme-li (12) a (13) na tvar

$$A_s'' = A_s e^{2i\varphi_s}, \quad (14)$$

$$A_p'' = A_p e^{2i\varphi_p}, \quad (15)$$

vidíme, že mezi složkami úplně odraženého světla je fázový rozdíl

$$\varphi = 2(\varphi_p - \varphi_s); \quad \text{tg} \frac{\varphi}{2} = \frac{\cos \epsilon \sqrt{n^2 \sin^2 \epsilon - 1}}{n \sin^2 \epsilon} \quad (16)$$

Ze vzorce pro fázový rozdíl  $\varphi$  je patrné, že odražené světlo při úplném odrazu je elipticky polarizované. Detailní odvození můžeme najít např. v [7].

Vlákna vybraných vlastností se spojují ve svazky zalitím do průhledné pružné látky o menším indexu lomu než má vlákno. Ty potom tvoří vlastní vláknovou optiku. Poněvadž vláknovou optikou zobrazujeme nepřístupné předměty, musíme vláknový svazek různě ohýbat. Je nutné proto řešit také podmínky vedení světla ohnutým vláknem. Chod paprsků ohnutým vláknem je znázorněn na obr. 5, kde  $R$  je poloměr ohybu vnitřní povrchové čáry vlákna,  $d$  je průměr vlákna,  $n_1$  index lomu vlákna,  $n_2$  index lomu obklopujícího prostředí a  $h$  je vzdálenost místa dopadu paprsku od osy vlákna. Podle *Kapanyho* [9] platí pro úhel  $\epsilon$  vztah

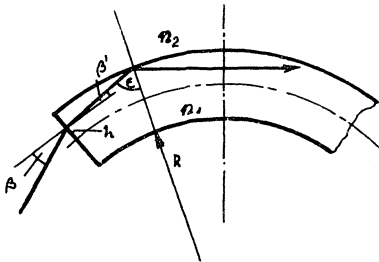
$$\sin \epsilon = \cos \beta' \frac{R + d/2 \pm h}{R + d} \quad (17)$$

Uvažujeme-li nejjednodušší případ, kdy na čelo vlákna dopadá osový paprsek ( $h = 0, \beta = \beta' = 0$ ), potom podle obr. 6 můžeme určit vztah pro mezní úhel  $\epsilon_m$

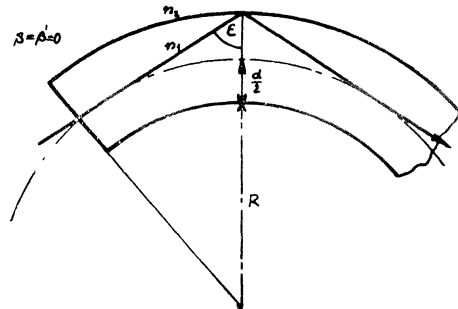
$$\epsilon_m = \arcsin \frac{R + d/2}{R + d} \quad (18)$$

a pro maximální přípustnou křivost vlákna odvodíme nejmenší přípustný poloměr ohybu  $R_k$  (který dále budeme nazývat kritickým poloměrem) vztah

$$R_k = \frac{d}{2} \frac{2n_2 - n_1}{n_1 - n_2} \quad (19)$$



Obr. 5.



Obr. 6.

Tabulka I

$n_2 \backslash n_1$	1,7	1,5	1,4	1,42	1,49
1,00	42,8	100	150	138	104
1,33	259	682	1800	1377	735
1,42	407	1675	—	—	1925
1,50	650	—	—	—	—
1,56	1014	—	—	—	—
1,60	1500	—	—	—	—

Průměr vlákna  $d = 200 \mu$

Tabulka II

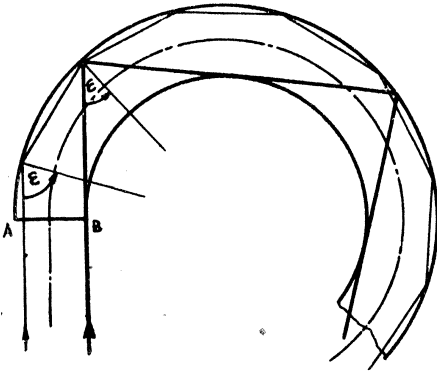
$n_2 \backslash n_1$	1,7	1,5	1,42	1,49	1,40
1,00	2,1	5	6,9	5,2	7,28
1,33	13,0	34	69	36,5	9
1,42	20,3	71	—	95	—
1,50	32,5	—	—	—	—
1,56	50,7	—	—	—	—
1,60	75	—	—	—	—

Průměr vlákna  $d = 10 \mu$

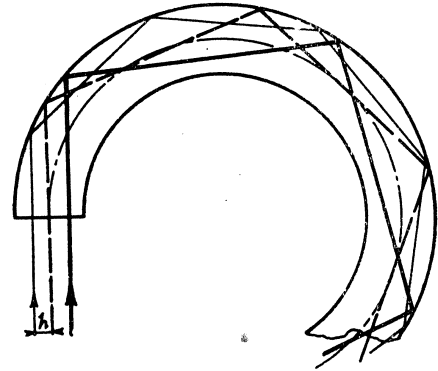
Poloměr  $R_k$  tedy závisí na průměru vlákna a na rozdílu indexů lomu vlákna a obklopujícího prostředí. Podle toho, jakých materiálů použijeme, nabude kritický poloměr různých hodnot. Pro přehled uvádíme některé z nich pro vlákna o průměru  $200 \mu$  v tabulce I a o průměru  $10 \mu$  v tabulce II.

Uvedené úvahy platily jen pro světelné svazky dopadající na střed vlákna (dále centrální paprsek). Pro svazek rovnoběžných paprsků dopadajících kolmo na celé vstupní čelo vlákna (obr. 7) je úhel v rozmezí hodnot

$$90^\circ < \varepsilon \leq \arcsin \frac{R}{R+d} \quad (20)$$



Obr. 7.



Obr. 8.

Nejmenší hodnotu nabývá úhel  $\varepsilon$  pro krajní paprsek svazku, dopadající na vstupní čelo v bodě B. Aby byla splněna podmínka úplného odrazu pro všechny paprsky, nesmí kritický poloměr přesáhnout hodnotu

$$R_k = \frac{n_2 d}{n_1 - n_2} \quad (21)$$

Tato hodnota  $R_k$  je větší, než hodnota určená pro centrální paprsek podle vztahu (19)

Pro případ, kdy na čelo vlákna dopadá centrální kruhový svazek rovnoběžných paprsků o poloměru  $h$  (obr. 8), platí pro úhel  $\varepsilon$  vztah

$$\arcsin \frac{R + d/2 + h}{R + d} < \varepsilon < \arcsin \frac{R + d/2 - h}{R + d} \quad (22)$$

a pro  $R_k$

$$R_k = \frac{n_1(d/2 - h) - n_2 d}{n_2 - n_1} \quad (23)$$

Dopadá-li na čelo vlákna kuželový svazek světla (obr. 9), určíme  $\varepsilon$  pro krajní paprsky podle vztahu (17).

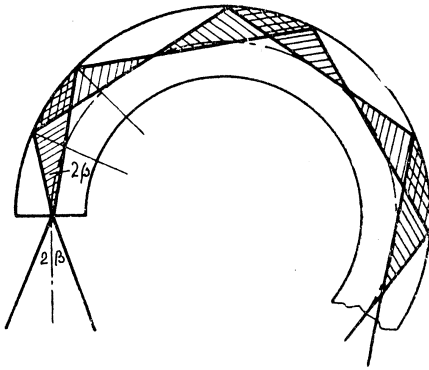
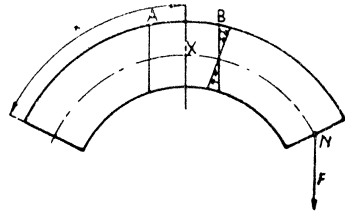
Kromě omezení poloměru ohybu vlákna kritickým poloměrem  $R_k$  se u ohnutého vlákna projevují další vlivy, dané jednak pnutím uvnitř materiálu

vlákna a jednak rozptylem světelných paprsků. Průchod světla ohnutým vláknem v nepolarizovaném světle zkoumal ve své práci *Kapany* [9]. Závěry této práce lze doplnit měřením v polarizovaném světle, kdy se některé efekty zvláště a objeví se i nové. Projeví se i anomálie vzniklé pnutí v rovnoměrně ohýbaném vlákně.

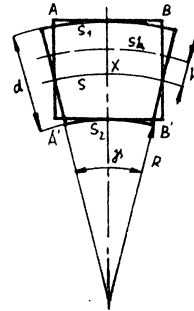
Každé rovnoměrně ohýbané vlákno podléhá tahu a tlaku ve směru osy vlákna. Ohýbání vlákna je znázorněno v obr. 10. Ve vlákně je střední vrstva  $N$ , která je neutrální a nepodléhá žádným změnám, vrstvy nad ní jsou namáhány na tah a prodlouží se, spodní jsou namáhány na tlak a zkrátí se.

Ve vzdálenosti  $x$  od středu čela vlákna o délce  $l$  působí ohybový moment

$$M_0 = F(l - x), \quad (24)$$



Obr. 9.



Obr. 10.

kde  $F$  je působící síla. Proti tomuto vnějšímu momentu působí moment vnitřních sil soudržnosti. Vyšetřujeme-li element vlákna v místě  $X$ , pak zjistíme, že při poloměru křivosti  $R$  ve vzdálenosti  $h$  od osy vlákna (od neutrální vrstvy) se délka oblouku  $s$  proti původní hodnotě změní. Předpokládejme, že obě čela elementu  $AA'$  a  $BB'$  zůstanou rovinná. Vyjádříme délku vrstvy vlákna  $s_h$  ve vzdálenosti  $h$  od osy pomocí úhlu  $\gamma$ . Pro obecný případ dostaneme

$$s_h = (R + d/2 + h) \gamma, \quad (25)$$

přičemž  $h$  může nabýt krajních hodnot pro povrchové vrstvy  $AB$  a  $A'B'$ ,

$$R\gamma \leq s_h \leq (R + d) \gamma, \quad \text{čili} \quad s_2 \leq s_h \leq s_1. \quad (26)$$

Relativní prodloužení  $e$  ( $e = \frac{\Delta s_h}{s_h}$ ) může nabýt hodnoty

$$e = \frac{R + d}{R + d/2}, \quad (27)$$



obecně je

$$e = \frac{R + d/2 + h}{R + d/2} \quad (28)$$

Napětí v tahu nebo v tlaku podle *Hooka* je přímo úměrné deformaci

$$\sigma = E \cdot e, \quad (29)$$

kde  $E$  je modul pružnosti v tahu. Použijeme-li ve vztahu (29) vztahu (28), můžeme psát

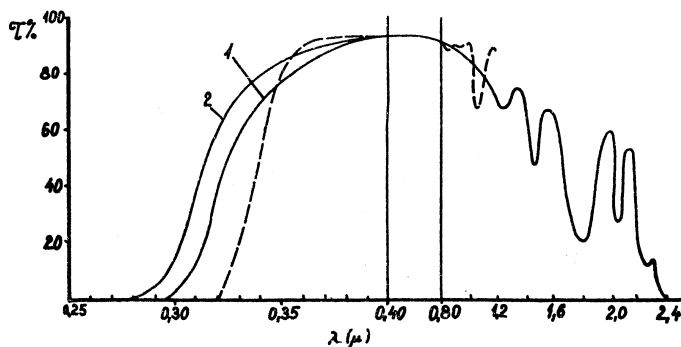
$$\sigma = E \frac{R + d/2 + h}{R + d/2} = \text{konst.} \cdot h, \quad (30)$$

kde  $h$  nabývá hodnot od  $-d/2$  do  $+d/2$ . Ze vzorce je patrné, že úměrně se vzdáleností od neutrální střední vrstvy se mění napětí ve vlákne v jednotlivých vrstvách a tedy se mění i index lomu, který na napětí závisí.

Následkem změn indexů lomu se změní i dráha paprsku ve vlákne a změní se počet odrazů proti hodnotě vypočtené ze vztahu (6). Kromě toho se v ohnutém vlákne projevují anomálie a nehomogenity způsobené již samou výrobou vlákna, které mohou způsobit dvojlomnost některých oblastí vlákna. Při průchodu lineárně polarizovaného světla vlákne se také projevuje vliv všech drobných nehomogenit na povrchu vlákna, které ovlivňují kmitosměr odraženého světla.

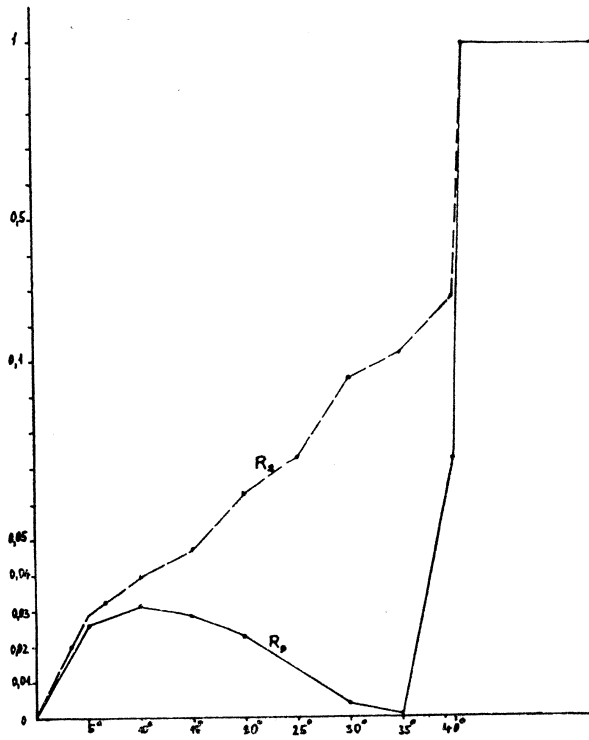
## EXPERIMENTÁLNÍ VYŠETŘENÍ

Jako výchozího materiálu pro vlákna jsme použili polymetylmakrylátu (plexiskla), který byl vybrán pro velmi dobré optické vlastnosti. Při mechanickém namáhání také vykazuje značnou dvojlomnost. Pro obvykle používané vlnové délky je propustnost polymetylmakrylátu patrna z grafu na obr. 11.

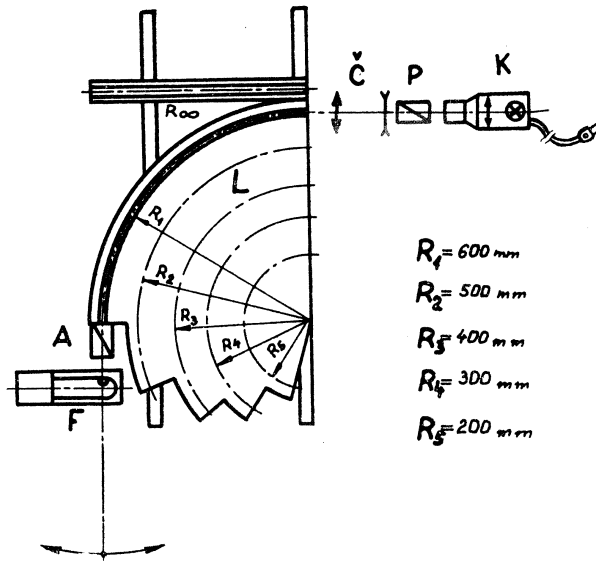


Obr. 11.

Pro význačné vlnové délky odpovídajícím některým Fraunhoferovým čarám ve viditelné části spektra jsou jeho indexy lomu  $n_c = 1,489$ ;  $n_D = 1,491$ ;  $n_F = 1,497$ ;  $n_g = 1,501$ . Oblast průzračnosti se pohybuje od  $0,34$  do  $2 \mu$ . Hodnoty odrazivosti  $R_p$  a  $R_s$  světla o kmitosměrech v rovině dopadu a kolmo k rovině dopadu jsou v grafu na obr. 12.



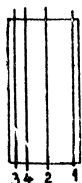
Obr. 12.



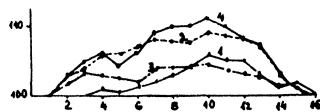
Obr. 13.

## I. PRŮCHOD LINEÁRNĚ POLARIZOVANÉHO SVĚTLA PŘÍMÝM VLÁKNEM

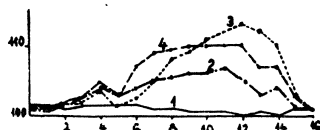
Světlo z kolimátoru  $|K|$  (bodová žárovka 35 W/12 V napájená ze sítě přes stabilizátor BM 206 a transformátor) lineárně polarizované Nikolem  $|P|$  dopadalo na měřené vzorky přes výměnné clony zaručující dopad paprsků



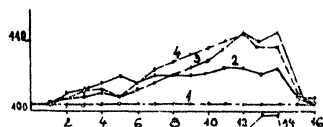
Obr. 14a—d.



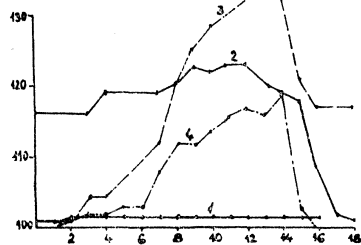
Obr. 14a.



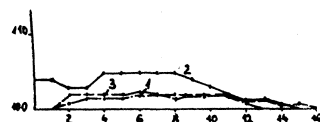
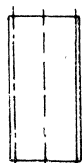
Obr. 14b.



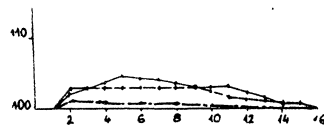
Obr. 14c—d.



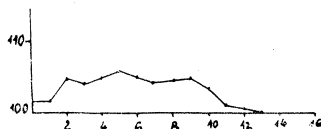
Obr. 14e—g.



Obr. 14e.



Obr. 14f.



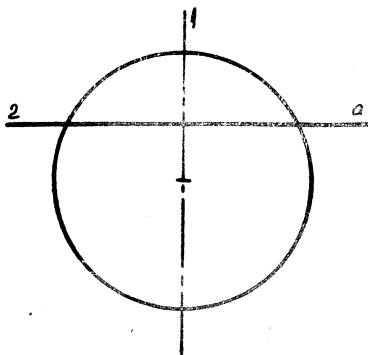
Obr. 14g.

světla na čelo vlákna pod úhlem menším než  $1^\circ$  a po průchodu čočkovou soustavou  $|Č|$ , která rozšířila svazek lineárně polarizovaného světla. Vzorky byly umístěny na speciální lavici  $|L|$ , kterou bylo možno posunovat po kolejnicích optické lavice. Jako analyzátoru bylo použito polaroidu  $|A|$ . Měření bylo vyhodnocováno fotonásobičem FEU-18 nebo speciální hradlovou fotocelou  $|F|$  upravenou z fotocely 12PP70. Uspořádání aparatury je patrné z obr. 13.

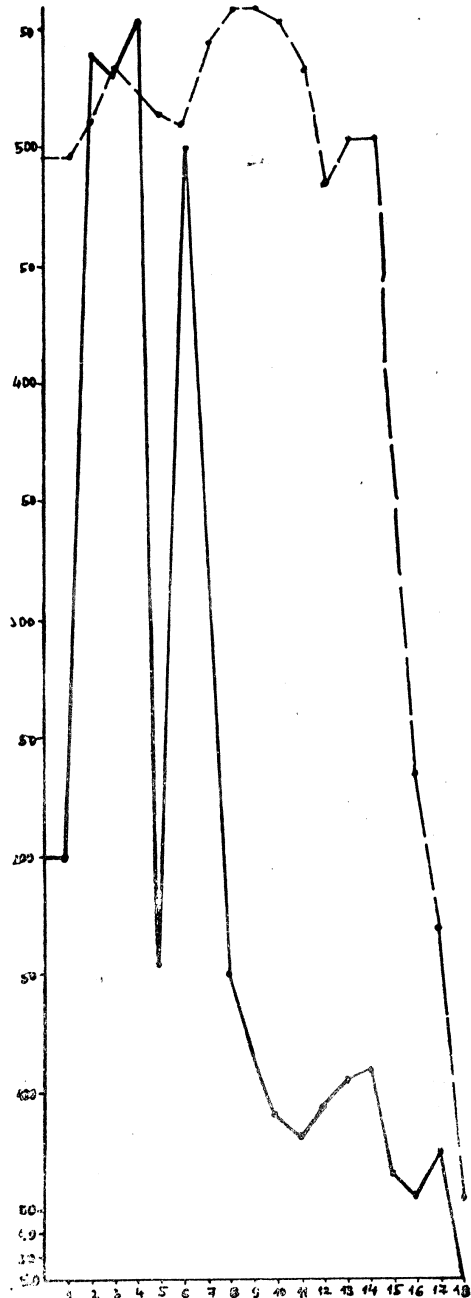
Pro srovnávací měření jsme použili tyče I, obdélníkového průřezu, o poměru délek uvedených v tabulce III. Na obdélníkové tyči jsme proměřili strukturu

světla vycházejícího z výstupního čela tyče při různých polohách polarizátoru. Hodnoty naměřené na obdélníkové tyči jsou vyneseny v grafech na obr. 14. Totéž měření jsme provedli pro tyč II, která měla kruhový průřez. Naměřené hodnoty jsou v grafech na obr. 15. Rozdělení světla v kruhové tyči je patrné z fotografií na obr. 16. Naměřené hodnoty v polarizovaném světle jsme srovnávali s výsledky které uvádí *Kapany* v práci [9] pro nepolarizované světlo. Závěry vyplývající z měření:

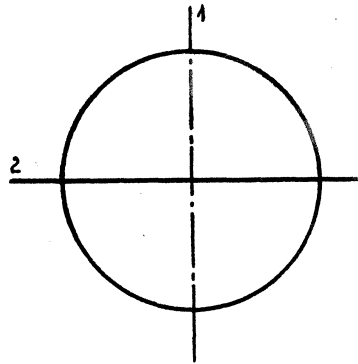
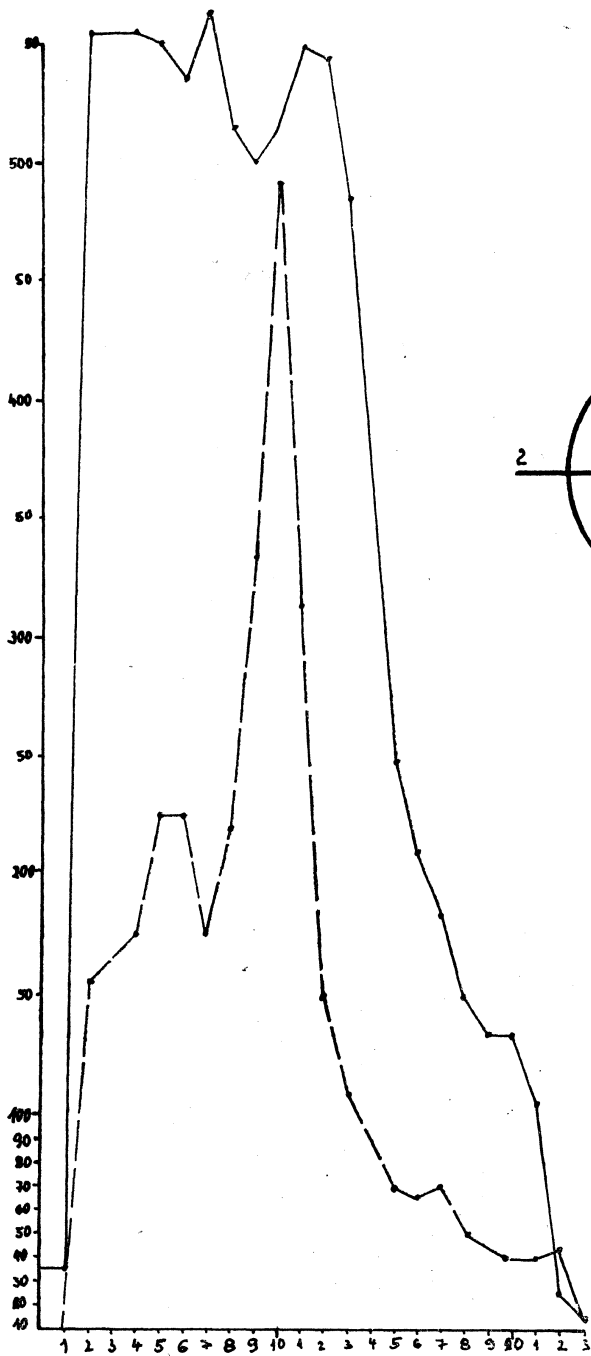
Rozdělení světla v kruhovém vlákne je podobné jak pro světlo nepolarizované tak i pro světlo polarizované a platí tedy závěry *Kapanyho* z práce [9] i pro světlo polarizované. Strukturu obrazu je možno velmi snadno vysvětlit podle obr. 2. Zbarvení okrajů tmavých oblastí při průchodu polarizovaného světla, které je zde pozorováno, je způsobováno interferencí polarizovaného světla v rozptylových oblastech sbíhových kuželů ve vlákne.



Obr. 15a.



Obr. 15a.

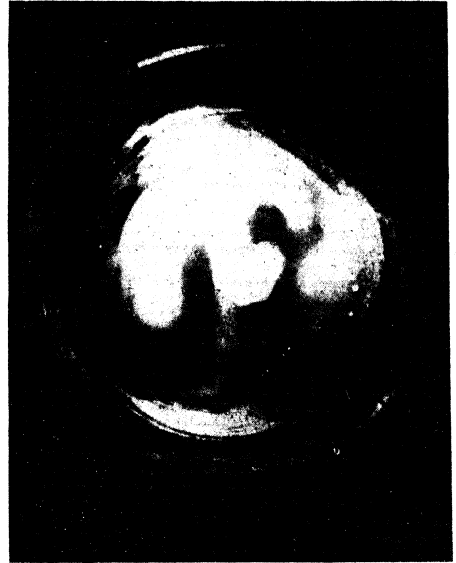


Obr. 15b.

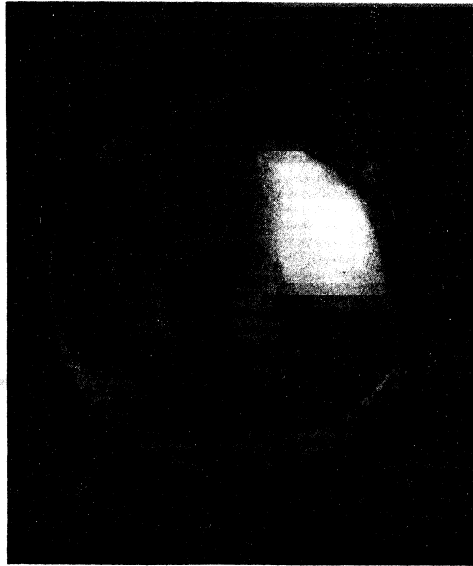
Obr. 15b.



Obr. 16a.



Obr. 16b.



Obr. 16c.

Průměr vlákna  $d = 10 \mu$

Tabulka III

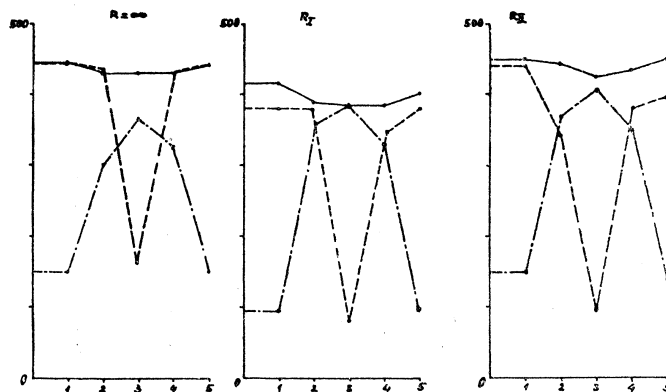
I	obdélníkové vlákno	$l : a : b = 271 : 6,65 : 1$	$l = 61,15$
II	kruhové vlákno	$l : d = 31,07 : 1$	$l = 62,15$
III	kruhové vlákno	$l : d = 123,5 : 1$	$l = 61,75$
IV	kruhové vlákno	$l : d = 278 : 1$	$l = 61,35$

Tabulka IV

Vlákno		$R_1$	$R_2$	$R_3$	$R_4$	$R_5$
	$R = \infty$	600	500	400	300	200
I	$R : d$	266	222	177	133	88
II	$R : d$	30	25	20	15	10
III	$R : d$	120	100	80	60	40
IV	$R : d$	272	227	181	136	91

## II. PRŮCHOD LINEÁRNĚ POLARIZOVANÉHO SVĚTLA ROVNOMĚRNĚ OHNUTÝM VLÁKNEM

Při druhém měření jsme sledovali průchod lineárně polarizovaného světla rovnoměrně ohnutým vláknem a měřili velikost intenzity prošlého světla v různých kmitosměrech na výstupních čelech vláken.

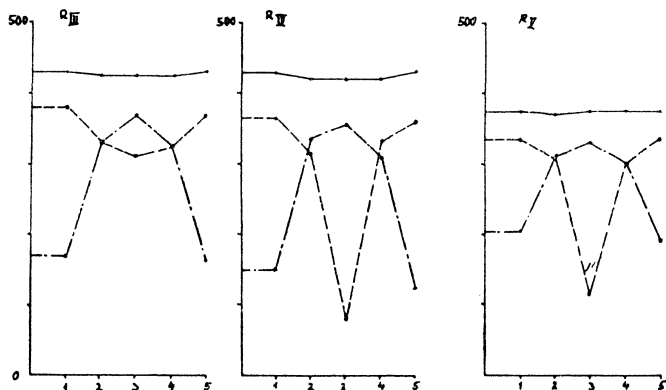


Obr. 17.

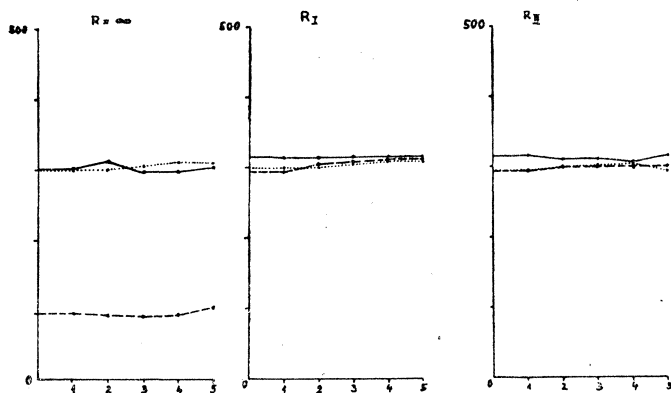
Experimentální uspořádání zůstalo stejné jako u měření prvního. I zde jsme použili nejdříve jako měřeného vzorku pro srovnávací měření vlákna obdélníkového a pak teprve jsme měřili integrální intenzitu na kruhových vláknech různého průřezu. Poměry délky měřených vláken a jejich průměrů

jsou v tabulce III, poměry poloměrů ohybu  $R$  a průměrů vláken jsou v tabulce IV.

Výsledky naměřené na obdélníkovém vláknu jsou uvedeny na grafech obr. 17. Čerchovaná čára znamená intenzitu světla naměřené při poloze analy-



Obr. 17.



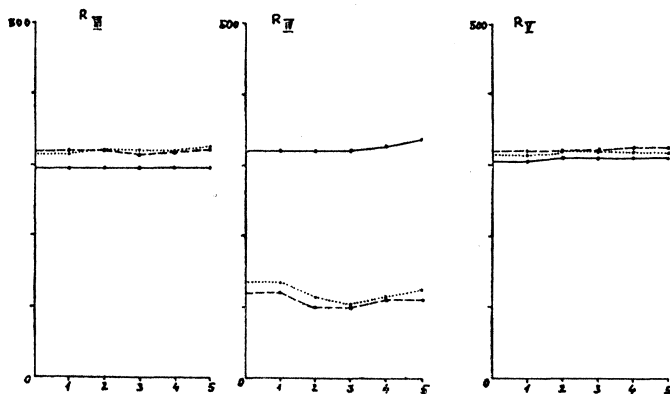
Obr. 18.

zátoru s kmitosměrem rovnoběžným s delší hranou čela vlákna, čárkovaná čára znamená intenzitu při poloze analyzátoru o  $R/2$  otočeného, plná čára znamená intenzitu prošlého světla bez analyzátoru. Souřadnice 1, 2, 3, 4, 5 znamenají změnu polohy polarizátoru, určující stočení roviny kmitů kolmých k optické ose vzhledem k horizontální rovině, po  $45^\circ$ .  $R_\infty$ ,  $R_1$  až  $R_5$  označují poloměry ohybu vnitřní povrchové čáry vlákna podle tabulky IV. Z grafů je patrné, že při ohýbání vlákna do oblouku  $R_1$  až  $R_5$ , kdy je světlo vedeno převážně vnější částí vlákna (obr. 9), se celková intenzita prošlého světla,



nezařadíme-li analyzátor, až na nepatrné výkyvy nemění. Dále jsme zkoumali rozdělení celkové intenzity prošlého světla do dvou vzájemně kolmých kmitosměrů, a to v rovině ohybu obdélníkového vlákna a v rovině k ní kolmé.

Z měření vyplývá, že lineární polarizovanost dopadajícího světla v rovině ohybu a kolmo k rovině ohybu vlákna nemají podstatný vliv na absorpci a rozptyl světla uvnitř vlákna obdélníkového průřezu. Lineární polarizace zůstává v obdélníkové tyči zachována, jen s rostoucí křivostí roste rozptyl lineárně polarizovaného světla do ostatních kmitosměrů.



Obr. 18.



Obr. 19a.



Obr. 19b.

Obdobné měření u kruhových vláken (grafy na obr. 18) ukázalo, že absorpce uvnitř vlákna i při ohybu (uvažujeme ohyb značně větší než je  $R_k$ ) nezávisí na kmitoměru polarizovaného světla a že vlivem rozptylu v kruhovém vlákně není zachován kmitosměr polarizovaného světla. Zdůrazní se zde anizotropie způsobená změnou indexu lomu vlákna (viz vztah [30]) a nehomogenity na povrchu vlákna do té míry, že ani přibližně nemůžeme aplikovat *Malusův* zákon.

Struktura obrazu u ohnutého vlákna kruhového průřezu je i v polarizovaném světle bez ohledu na orientaci kmitoměru stejná, jako při světle nepolarizovaném. Můžeme např. srovnat fotografie v polarizovaném světle na obr. 19 s prací [9] kde jsou fotografie ohnutých vláken ve světle nepolarizovaném.

### III. PRŮCHOD LINEÁRNĚ POLARIZOVANÉHO SVĚTLA EXTRÉMNĚ OHNUTÝM VLÁKNEM

Při odrazech na stěnách se jistá část rozptýleného světla odrazí pod menším úhlem, než byl původní úhel dopadu  $\epsilon$ . V oblasti kritického ohybu je potom tento úhel menší než  $\epsilon_m$  a dochází vlivem různé odrazivosti pro kmitoměry v rovině dopadu a kolmo k ní (graf na obr. 12) k nerovnoměrnému rozdělení intenzity světla do těchto kmitosměrů. K zesílení jevu dojde, jestliže v části



Obr. 20.

vlákna je překročen kritický ohyb. Nerovnoměrné rozdělení intenzity světla do různých kmitosměrů se projeví u světla, které zůstane ve vlákně, i u výronu světelné energie z vlákna v místě největší křivosti. Ve zvýšené míře se zde také projeví nehomogenita, způsobená nerovnoměrným pnutí. Tyto jevy by měly mít vliv na vedení světla extrémně ohnutým vláknem vůbec, a zvláště výrazně se projevit ve světle polarizovaném.

K měření bylo užito stejné aparatury a měřicích podmínek jako v předešlých měřeních. Při ohnutí vlákna jsme úmyslně překročili hodnotu ohybu ( $R = d/3$ )

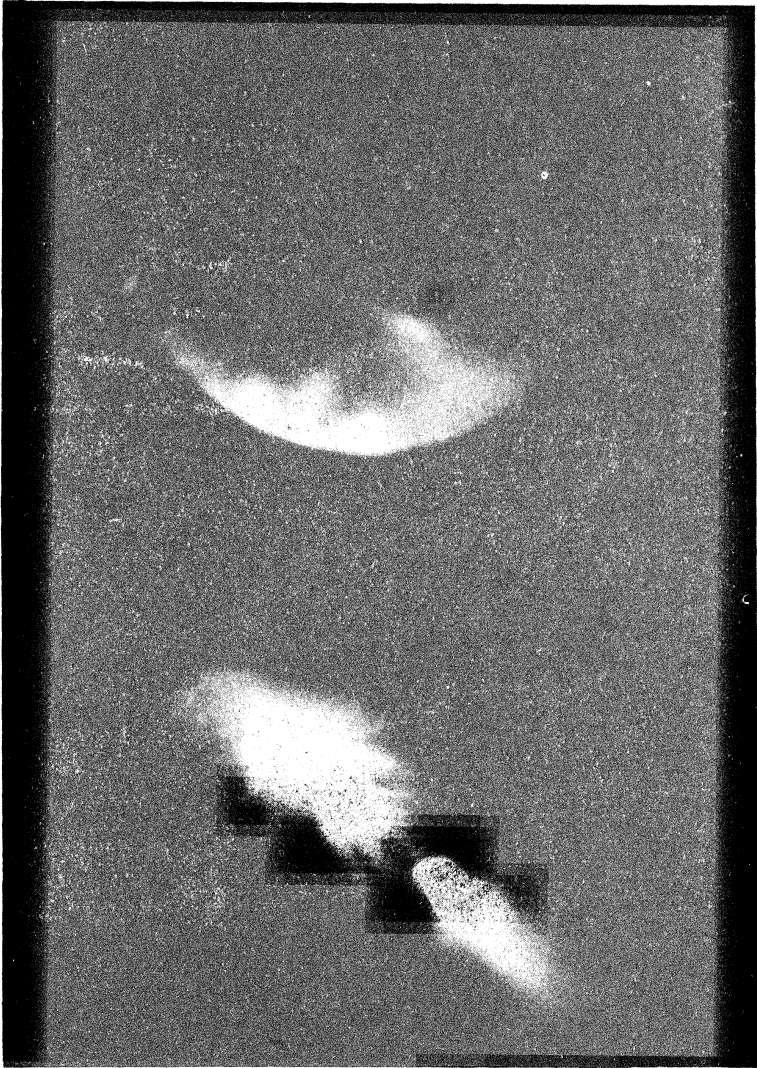
i když vypočítaná hodnota kritického poloměru pro dané měření byla  $R_c = d/2$ . Vnitřní pnutí ve vlákne je patrné z fotoelasticimetrického snímku na obr. 20. Průchod světla extrémně ohnutým vláknem ukazuje fotografie na obr. 21. Z fotografie je patrné, že v místě ohybu dochází k výronu energie z vlákna, který má dvě maxima. Tato maxima rozptýleného světla zachycená podrobně na obr. 22, odpovídají dvěma odrazům světelného svazku v místě extrémního ohybu vlákna (podle obr. 9).



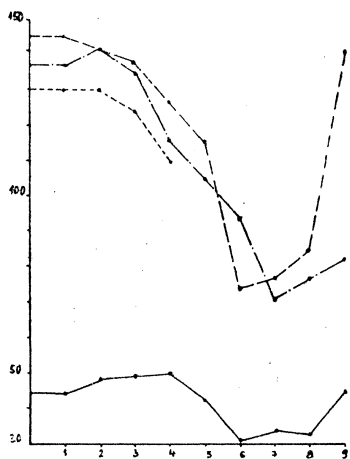
Obr. 21.

† Při ozářování nepolarizovaným světlem jsme zjišťovali, zda vlákno samo není propustnější pro určitý kmitosměr, než pro kmitosměry ostatní. Při tomto měření nebyly prokázány měřitelné hodnoty, neboť dráha ve vláknu od extrémního ohybu je dostatečně dlouhá (viz obr. 21) k tomu, aby po částečné polarizaci při odrazech se světlo rozptýlilo opět do všech kmitosměrů. Výrazněji se částečná polarizace projevila v maximech výronu světla z vlákna v místě extrémního ohybu. Rozdělení světla do jednotlivých kmitosměrů podává graf na obr. 23.

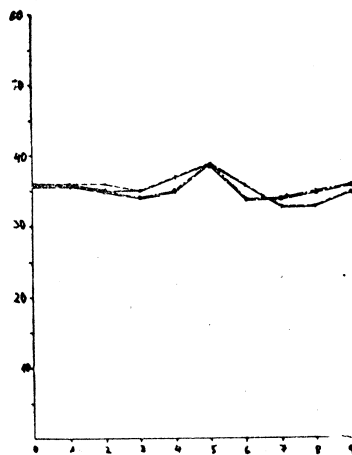
Sledujeme-li nyní za těchto podmínek průchod polarizovaného světla vláknem, zjistíme při měření celkové intenzity světla na výstupním čele vlákna při různých polohách polarizátoru, že závisí na kmitosměru světla vstupujícího do vlákna (viz graf *a* na obr. 23). Dále jsme zkoumali rozložení intenzity světla prošlého vláknem do jednotlivých kmitosměrů při těchto polohách polarizátoru. Analyzátořem jsme otáčeli po  $45^\circ$ . Výsledky jsou zobrazeny na grafu *b* na obr. 23. Proměření světla rozptýleného z vlákna v místě extrémní křivosti do dvou maxim při těchto podmínkách je na grafu *c, d* obr. 23. V grafech souřadnice 1 až 9 značí polohy polarizátoru při otáčení po  $45^\circ$  o plný úhel. Odlišené čáry grafů ukazují intenzity při různých polohách analyzátořu.



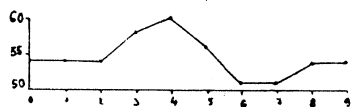
Obr. 22.



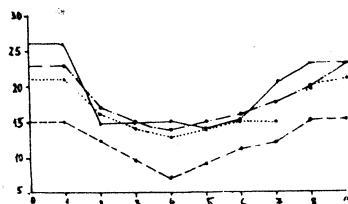
Obr. 23.



Obr. 23a.



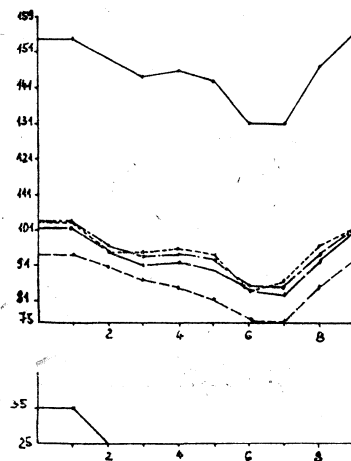
Obr. 23b.



Obr. 23c.



Obr. 23d.



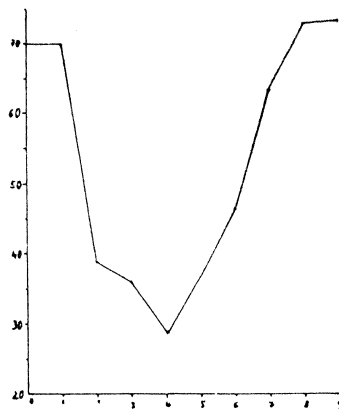
Obr. 23d.

Z grafů je patrné, že vlivem kombinovaných faktorů (rozptyl, anizotropie, dvojnásobným vlivem mechanického pnutí) má vlákno pro světlo polarizované v rovině kolmé na rovinu ohybu vlákna větší propustnost než v jiných kmitosměrech. Uplatní se také rozdíly v odrazivosti  $R_s$  a  $R_p$  při úhlu odrazu menším než je úhel mezní. Za extrémním ohybem bylo pozorováno zvýšení ztrát na povrchu vlákna. Rozložení intenzit na výstupním čele vlákna vykazuje ve všech kmitosměrech maximum při stejné poloze polarizátoru a ta je shodná s polohou polarizátoru při maximu prošlé energie. Měření ukázala, že v rozptýleném světle jsou při této poloze polarizátoru také nejmenší ztráty.

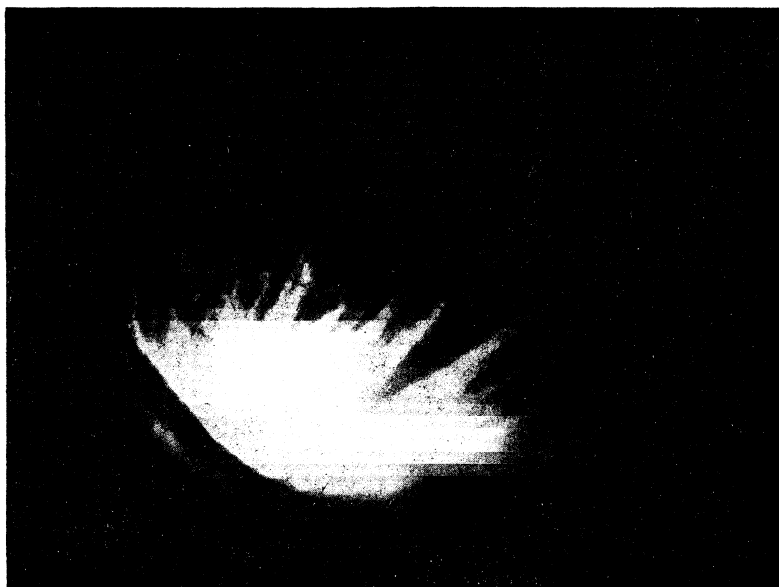
Tato měření jsme ověřovali na vláknech o extrémním ohybu  $R = R_k$ . U tohoto vlákna došlo k výronu energie pouze v jednom maximu (viz fotografie na obr. 24), které při zařazení analyzátoru vykazovalo značně větší zbarvení okrajů než v předchozím případě.

#### ZÁVĚR

Měření ukázala, že vedení polarizovaného světla vláknem v mezích přesnosti použité aparatury podléhá stejným zákonitostem jako vedení světla nepolarizovaného. Při



Obr. 23e.



Obr. 24.

průchodu lineárně polarizovaného světla rovnoměrně ohnutým vláknem o kruhovém průřezu dochází při dostatečné délce vlákna k rovnoměrnému rozptýlení světla do všech kmitosměrů. U rovnoměrně ohnutého obdélníkového vlákna o malé křivosti se lineární polarizace zachovává a rozptyl světla do ostatních kmitosměrů vzrůstá s rostoucím zakřivením vlákna. Rozdílná propustnost vlákna pro světlo lineárně polarizované v různých kmitosměrech se projeví až u extrémně ohnutých vláken, což je v podstatné míře způsobeno odlišnou odrazivostí v různých kmitosměrech pro úhly  $\varepsilon < \varepsilon_m$ . Vliv dvojlomu způsobený mechanickou silou při nerovnoměrném pnutí není tak veliký, jak se předpokládalo. Studium krátkých ohnutých vláken v polarizovaném světle nám může dát další údaje o vhodnosti použití různých materiálů k výrobě vláken.

Práce ukázala, že částečná polarizace světla v místech ohybu nemá podstatný vliv na rozdělení světla na ploše výstupního čela vlákna. Rovnoměrně ohnutých vláknových systémů, složených z dostatečně dlouhých vláken kruhového průřezu, by se mohlo použít k rovnoměrnému rozptýlení lineárně polarizovaného světla do všech kmitosměrů. V práci jsou dále vyvozeny podmínky, které platí pro vedení světla ohnutým vláknem, a doplněny obvykle citované vzorce o odchytky, ke kterým dochází v praktických podmínkách, kdy na čelo dopadá svazek paprsků, např. v určité plošce, nebo na celé čelo vlákna atd. V práci jsou také rozebrány některé příčiny ztrát světla v ohybu vlákna, hlavně při extrémním ohybu.

V závěru práce děkujeme E. Spálenému za pomoc při realizaci experimentální části práce.

#### LITERATURA

- [1] *J. L. Baird*: British Patent 285 738, February 15, 1928.
- [2] *C. W. Hansell*: US Patent 1,751,584, 1930.
- [3] *Ch. Lynch*: Fiber Optics grow up, *Prod. Engng* 1961, 32, No 40, 66—71.
- [4] *L. E. Curtiss, B. I. Hirschowitz and Peters*: *Gastroenterology* Vol 35, No 1, 1958.
- [5] *J. H. Helt*: *Bull. Am. Gastroscopic Soc.* November 1957.
- [6] *B. J. Hirschowitz*: *Endoscopic Examination of the Stomach and Duodenal Cap with the Fibroscope* (*Lancet*, London 1961).
- [7] *J. Fuka, B. Havelka*: *Optika a atomová fyzika — I. Optika*. (SPN Praha 1961, str. 660—665).
- [8] *N. S. Kapany*: Fiber Optics V. Light Leakage due to Frustrated Total Reflection. *Journal of the Optical Society of America* (dále *JOSA*) Vol 49, 1959, No 8, part of pages 773—775.
- [9] *N. S. Kapany*: Fiber Optics, part I. Optical Properties of Certain Dielectric Cylinders, *JOSA* Vol 47, 1959, May No 5, 413—422.
- [10] *E. Snitzer and H. Osterberg*: Observed Dielectric Waveguide Modes in the Visible Spectrum. *JOSA* Vol 51, 1961, No 5, 499—505.

РЕЗЮМЕ

ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА.  
ТРАНСПОРТ ЛИНЕЙНОГО ПОЛЯРИЗОВАННОГО  
СВЕТА ВОЛОКНОМ

ИВАН ЦАБАК и ЗДЕНЕК КУШКА

Работа резюмирует общие закономерности, которым подчиняется прохождение света по равномерно изогнутому волокну. Обращается внимание на условия ограниченности кривизны изгиба волокна при применении разных материалов и эти условия рассматриваются в частных случаях. Дальше в работе вкратце приводятся оптические свойства полиметилметакрилата для применения в волоконной оптике и рассматривается влияние рассеивания, анизотропии волокна в изгибе и влияние возможного двойного преломления некоторых областей на структуру разложенного света при выходе из волокна в неполяризованном и линейно поляризованном свете, влияние на общий транспорт световой энергии по волокну и ее разложение в отдельных направлениях распространения колебаний.

SUMMARY

FIBER OPTICS.  
CONDUCTIVITY OF LINEARLY POLARIZED LIGHT  
BY THE FIBER

IVAN CABAČK AND ZDENĚK KUPKA

The work summarizes general principles of the transmission of light through a regularly bent fibers. It takes into account the conditions of limitation of the curvature of the flexure of a fiber if different materials are used, and discusses these conditions in the special cases. Optical properties of polymethylmetacrylate for use in fiber optics are summarised in this work, and the influence of dissipation, of anisotropy of a bent fiber, of a contingent birefringent of some areas on the structure of distribution of light at the exit from a fiber in unpolarized and linearly polarized light, on the summary transmission of light energy by the fiber and on its distribution into separate direction of oscillation was investigated.