

Základy optoelektroniky

O možnosti přenosu informace optickým signálem se začalo uvažovat až po vyvinutí a zdokonalení kvantových generátorů světla.

Jaké zvláštní vlastnosti má záření kvantových generátorů v optickém oboru?

1. Na rozdíl od klasických zdrojů je záření laserů koherentní a má tedy obdobné vlastnosti jako elmg. vlny generované radiofrekvenčními a mikrovlnnými generátory.
2. Záření se nerozptyluje v takové míře jako záření klasických zdrojů a tvoří úzké směrované svazky.
3. Záření je velmi intenzivní. Klasické zdroje 10^4 - 10^5 W/m² vytvářejí intenzity elektrického pole 10 - 10^2 V/m. Laserové záření 10^{12} - 10^{14} W/m², čemuž odpovídá $E \approx 10^7$ - 10^9 V/m.

V optických komunikačních systémech leží nosná frekvence v oblasti od infračerveného až po ultrafialový obor. Přenos informace lze provádět modulací elmg. vlny v optickém oboru.

Hlavní předností optického telekomunikačního systému je předávání velkého objemu informací během krátké doby. Zvýšení nosné frekvence rozšiřuje možnosti použitelných pásem přenosu a zvětšuje se kapacita přenosového systému. V optickém oboru je k dispozici pásmo 10^5 krát větší než v oboru radiofrekvenčním. Se zvýšením nosné frekvence se zvyšuje hustota užitečných signálů.

Potíže ve využití jsou způsobeny problémy technologického charakteru (malá vlnová délka, velké nároky na přesnost, nutnost použití světlovodů). Ve volném prostoru lze použít lasery k optické komunikaci jen výjimečně.

Optický komunikační systém je v principu stejný jako komunikační systém radiofrekvenční.

Základní principy přenosu

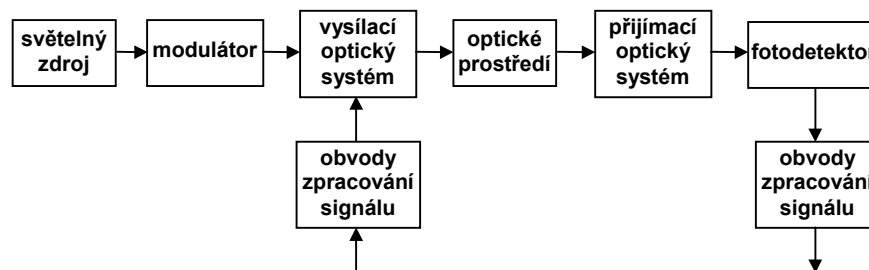
Přenos informace světlovodem umožňuje světelný paprsek.

Elektrický signál – elektricky nabitě elektrony

Optický signál – neutrální fotony, navzájem na sebe nepůsob

Při optickém přenosu nevznikají elektrická a magnetická pole, která jsou v elektronických obvodech příčinou různých parazitních vazeb. Optický spoj je tedy odolný proti vnějším rušivým signálům a obtížně odposlouchatelný. Úplné galvanické oddělení vstupu a výstupu. Optický spoj je ve své základní podobě tvořen modulovaným zdrojem záření, optickým prostředím a přijímačem záření. Vstupní a výstupní signál optického spoje je elektrický, a tak vysílací a přijímací část obsahuje kromě optoelektronických prvků a optických soustav také elektronické obvody pro zpracování vstupního a výstupního signálu.

Blokové schéma optického spoje:



Světelný zdroj: laser nebo LED

Zařízení se moduluje v optickém modulátoru, nebo u polovodičového laseru přímo změnou budicího proudu. Úkolem vysílací a přijímací části optického systému je převést optický signál s co nejnižšími ztrátami z vysílače do optického prostředí a dále na přijímací straně na fotodetektor. Přijímač potom přeměňuje světelný signál zpět na elektrický signál, přičemž přijímač musí zajistit optimální zpracování vzhledem k poměru signál × šum.

Obvody zpracování signálu převádějí signál na formu vhodnou pro přenos. Řadíme sem obvody pro sdružování, multiplexery, na přijímací straně demultiplexery, apod. Optickým prostředím jsou nejčastěji světlovody.

Optické záření: 100 nm až 1mm.

3 ultrafialové oblasti: 100nm – 280nm; 280nm-315nm; 315 – 380nm

viditelné světlo: 380nm – 780nm

3 infračervené oblasti: 780nm – 1,4 μ m; 1,4 μ m – 3 μ m; 3 μ m – 1 mm.

Za mez využitelnosti se pro účely optické komunikace považuje $10\mu\text{m}$. Pro tuto infračervenou oblast existují výkonné lasery a detektory. Pro optický přenos informace má prvořadý význam užší oblast – $0,4$ až $1,2\mu\text{m}$. Do této oblasti spadá minimální útlum materiálů, používaných pro výrobu světlovodů. V oblasti ultrafialového záření pak u většiny těchto materiálů útlum narůstá. V oblasti dalšího poklesu útlumu, na hranici rentgenového záření, již nejsou k dispozici účinné fotodetektory a je rovněž obtížné vybudit záření s tak vysokou energií světelných kvant. V oblasti infračerveného záření, kde je energie fotonů nízká, je prvořadým problémem malá odolnost přijímačů proti rušivým signálům.

Při optickém přenosu informace je nosičem informace záření. Změny jeho amplitudy, kmitočtu, fáze, polarizace, trvání mohou zobrazovat každá samostatně nebo ve vhodné kombinaci přenášenou informaci.

Mimo zemskou atmosféru může být optické prostředí tvořeno volným prostorem (přenos mezi družicemi, sondami, atd.). V atmosféře se však přenos silně tlumí s $e^{-\delta z}$, kde δ se skládá ze tří částí:

$$\delta = \delta_1 + \delta_2 + \delta_3.$$

δ_1 – molekulární absorpce (H_2O , CO_2 , O_3)

δ_2 – rozptyl na částicích

δ_3 – rozptyl způsobený turbulencí atmosféry.

Molekulární absorpce závisí na frekvenci signálu, přičemž útlum signálu se pohybuje v rozmezí $1 - 10$ dB/km (u optických signálů). V daleké infračervené oblasti je $\lambda \sim 25-100 \mu\text{m}$ a útlum $100-1000$ dB/km. Rozptyl na částicích závisí na jejich velikosti a koncentraci. $3-20$ dB/km (pro mlhu a déšť), při sněžení až 30 dB/km. Turbulence atmosféry mění nepravidelně index lomu. Záleží zde na průměru svazku a prostorové periodě změn indexu lomu. Je-li průměr svazku menší než prostorová perioda indexu lomu odkloní se svazek jako celek, v opačném případě nastane rozptyl svazku. Většinou nastává první případ.

Vzhledem k těmto vlastnostem a na základě dlouhodobých zkoušek spolehlivosti atmosférických spojů se zjistilo, že tyto spoje nemohou vyhovět požadavkům na telekomunikační zařízení.

Optické vlnovody

Vývoj kvality vlnovodů:

1970 – křemen, $\lambda = 0,85\mu\text{m}$, 20dB/km

1975 – již jen několik decibelů na km

1978 – při $\lambda = 1,3\mu\text{m}$ jen několik desetin decibelů

Byl nutný i pokrok ve vývoji zdrojů záření. Od vlnových délek $0,8\mu\text{m}$ do $1,5\mu\text{m}$, které jsou výhodnější.

Optické vlnovody využívají vedení elektromagnetické vlny dielektrickou oblastí s větším efektivním indexem lomu, daným zvýšením optické hustoty nebo geometrií vlnovodné oblasti. Podle konstrukce lze rozlišit vlnovody planární, páskové (kanálkové) a vláknové. Páskové vlnovody se využívají u integrovaných optických obvodů. Jejich větší útlum není s ohledem na malé vzdálenosti podstatný. Důležitější je modová struktura a možnost vazby na ostatní funkční prvky optického obvodu. Vláknové vlnovody přenášejí optický signál na velké vzdálenosti, rozhodující je proto útlum a disperze.

Oproti vláknovým vlnovodům je problematika planárních vlnovodů ještě stále v etapě výzkumu a vývoje, zejména u jednovidových.

Základní parametry optických vlnovodů

Útlum vlnovodu

v oblasti krátkých vlnových délek je způsoben převážně Rayleighovým rozptylem (na částicích, bez výměny energie - pouze změna fáze, nedochází ke změně vlnové délky (Ramanův, Comptonův). Snižuje se čtvrtou mocninou vlnové délky. Snižování časové koherence vedeného optického záření rovněž snižuje ztráty Rayleighovým rozptylem. Vysoký útlum planárních vlnovodů je způsoben převážně nehomogenitami, které vedou ke konverzi vedeného základního vidu na silně tlumené vyšší vidy.

Disperze

odpovídá změně tvaru a rozšíření impulsu šířícího se vlnovodem. **Materiálová** disperze vzniká jako důsledek závislosti indexu lomu vlnovodné vrstvy na vlnové délce a souvisí tedy s šířkou spektra zdroje. Jednotlivé složky spektra se šíří vlnovodnou vrstvou různými fázovými rychlostmi. Se spektrem zdroje souvisí dále **vlnovodová disperze** způsobená změnami geometrie elektromagnetické vlny vedené vlnovodem, v závislosti na vlnové délce záření. Změna geometrie vlny vyvolá změnu podélné skupinové a fázové rychlosti. Poněvadž

je materiálová i vlnododová disperze závislá na spektru zdroje, zahrnují se obě pod výslednou **chromatickou disperzi**. **Vidová disperze** je způsobena rozdílnou konstantou šíření jednotlivých vedených vidů. Vidová disperze roste s počtem vedených vidů.

Optické vlnovody využívají odrazu elektromagnetické vlny od dielektrického rozhraní. Předpokládejme, že se rovinná vlna šíří rovnoběžně s rovinou x, z a je tedy popsána vektory intenzity elektrického a magnetického pole s komplexní amplitudou:

$$\mathbf{E}(x, z) = \mathbf{E} \exp[-i(hx + \beta z)]$$

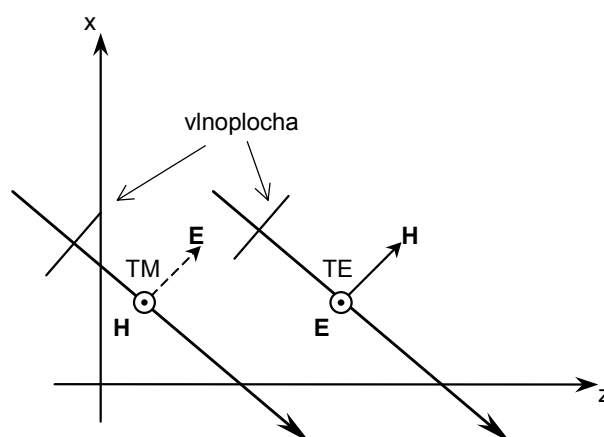
$$\mathbf{H}(x, z) = \mathbf{H} \exp[-i(hx + \beta z)],$$

kde h a β jsou konstanty šíření v příčném směru x a podélném z , související s vlnovým číslem $k_0 = 2\pi/\lambda$ podle vztahu:

$$\beta^2 + h^2 = n^2 k_0^2$$

Index lomu n je základní konstantou, $n = \sqrt{\epsilon_r}$, ϵ_r je relativní permitivita.

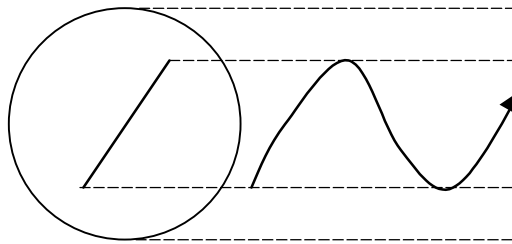
Podle polarizace rozlišujeme vlnu s příčně elektrickou polarizací (TE nebo H) a příčně magnetickou polarizací (TM neboli E). Příčně (transverzálně) polarizovaná vlna nemá složku vektoru \mathbf{E} resp. \mathbf{H} ve směru šíření (v našem případě je vektor \mathbf{E} nebo \mathbf{H} kolmý k rovině x, z , viz obrázek.



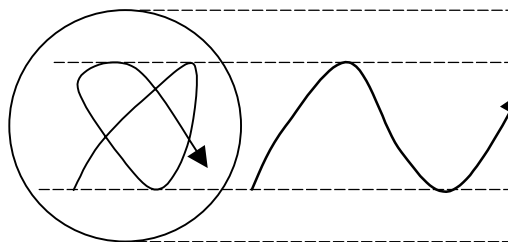
Obr. Vlna TE a TM

Rovina dopadu je určena směrem vlnového vektoru dopadajícího záření a kolmicí k rovině rozhraní vedenou v místě dopadu paprsku. TE – vektor \mathbf{E} je kolmý k rovině dopadu, TM - vektor \mathbf{H} je kolmý k rovině dopadu

Paprsky meridiánové – procházejí osou jádra vlnovodu



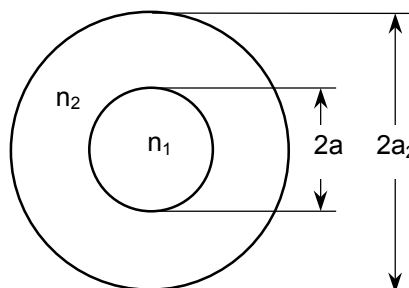
Paprsky kosé – mimoběžné s osou jádra



Konstrukce – zpravidla tři vrstvy: jádro – plášť – ochranný povlak

Vláknové optické vlnovody

Šíření světla v optickém vlnovodu je obdobou šíření elmg. vlny ve vlnovodu. Optický vlnovod je dielektrický vlnovod kruhového průřezu, který je obklopen dielektrikem s odlišným indexem lomu (plášť má poněkud menší index lomu) $n_2 < n_1$.



Položíme-li osu šíření do směru osy z (osa válcového vlnovodu), lze použít výsledky, které platí pro ideální vlnovod, kruhového průřezu v oblasti mikrovl. Při daném kmitočtu se může ve vláknovém vlnovodu šířit jen konečný počet různých typů elmg. vln, které se liší geometrií pole. Těmto modifikacím vln říkáme vidy.

Hybridní módy HE_{mp} , EH_{mp} mají všech šest složek intenzit elmg. pole E_r , E_ϕ , E_z , H_r , H_ϕ , H_z . Vidy EH a HE se liší vzájemným vztahem podélných složek intenzit E_z a H_z .

Transverzální mody TE_{0p} , TM_{0p} mají $E_z = 0$, resp. $H_z=0$.

Index m souvisí se změnou pole v azimutálním směru (φ). Index p souvisí se změnami v radiálním směru (r).

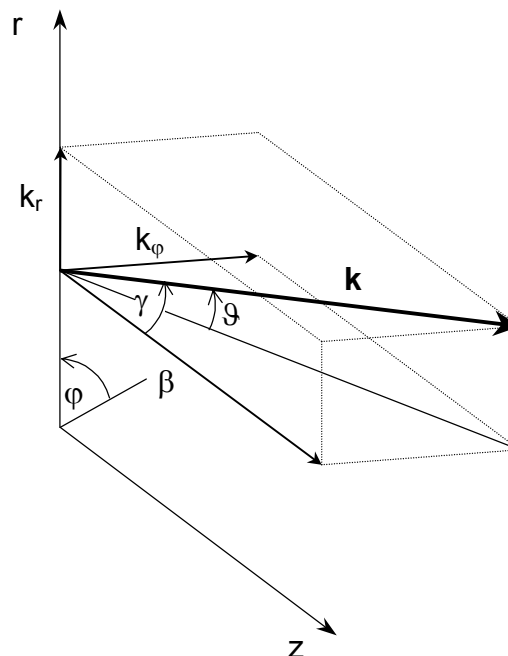
Vlnovody jednovidové – mnohovidové.

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(0)\exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}) \quad \mathbf{r} - \text{polohový vektor}$$

\mathbf{k} – vlnový vektor

\mathbf{k} má velikost vlnového čísla a směr kolmý na vlnoplochu (má tedy směr šíření paprsku)

$$\mathbf{k} = n k_0 \quad (n = \text{index lomu})$$



Ve ztrátovém prostředí je k komplexní. Vektor \mathbf{k} má ve válcových souřadnicích složky:

$$\beta = n k_0 \cos \gamma,$$

$$k_r = n k_0 \sin \vartheta,$$

$$k_\varphi = n k_0 \sqrt{\sin^2 \gamma - \sin^2 \vartheta}$$

$$\text{Platí } k_r^2 + k_\varphi^2 + \beta^2 = n^2 k_0^2$$

$$\beta = \beta_r + i\beta_i - \text{obecně komplexní}$$

Imaginární složka se označuje často α a souvisí s útlumem. Reálná složka β_r je fázová konstanta.

$$\exp(-i\beta z) = \exp(-i\beta_r z) e^{-\alpha z}$$

Položíme-li osu šíření do směru osy z (osa válcového vlnovodu), lze použít výsledky, které platí pro ideální vlnovod kruhového průřezu v oblasti mikrovln. Pro $r < a$ dostaneme pro axiální složku E vlny (TM vlna):

$$E_z = A J_n(h_1 r) e^{in\varphi} \quad (1)$$

Podobně pro H (TE) vlnu h_1 – příčná konstanta

$$H_z = B J_n(h_1 r) e^{in\varphi} \quad (2)$$

J_n je Besselova funkce řádu n (funkce 1. druhu), $(h_1 r)$ je argument.

$$h_1^2 = k_1^2 - \beta^2 \quad k_1^2 = \omega^2 \varepsilon_1 \mu_0 - \text{vlnový vektor}$$

$$n_1^2 = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0} \quad \beta - \text{vlnový vektor ve směru osy světlovodu}$$

Na stěně vlnovodu $J_n(R\sqrt{k_1^2 - \beta^2}) = 0$, potom $R\sqrt{k_1^2 - \beta^2} = v_{ni}$ (kořen Besselovy funkce)

$$h_1 \text{ je kořen Besselovy funkce, dělený } R. \quad h_{ni} = \frac{v_{ni}}{R}, \quad n = 1$$

$$i = 1, 2, 3, \dots$$

Besselovy funkce

Besselova funkce prvního druhu, řádu (indexu) n je definována rovnicí:

$$J_n(x) = \left(\frac{x}{2}\right)^n \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k! \Gamma(n+k+1)} \left(\frac{x}{2}\right)^{2k}$$

Řada je konvergentní pro každé reálné n a pro každé x .

Věta: Pro celé n platí $J_{-n}(x) = (-1)^n J_n(x)$

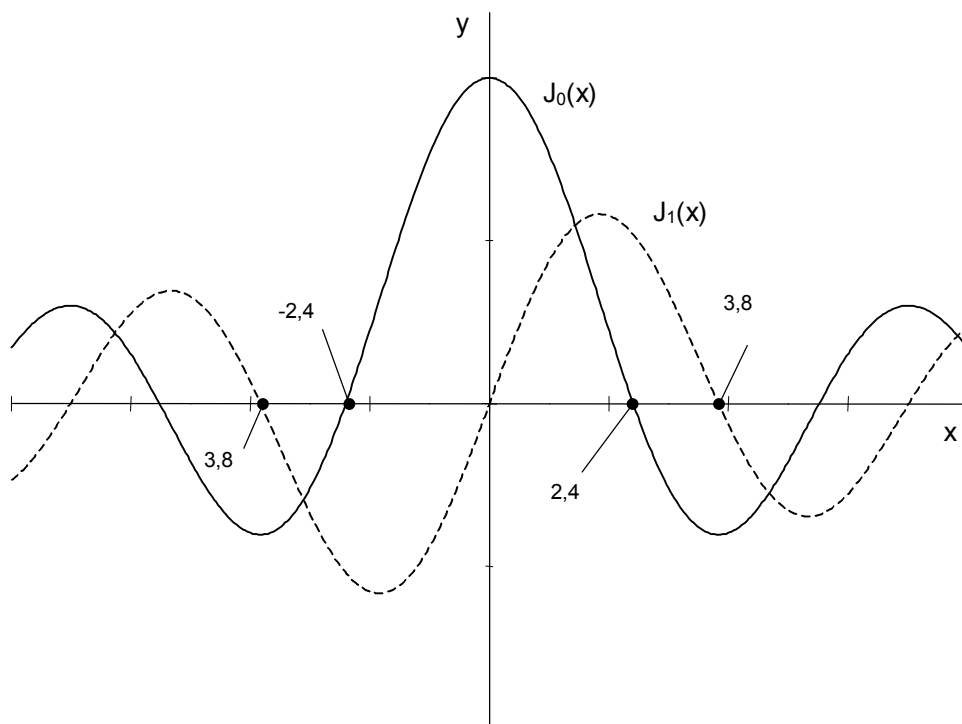
Věta: Funkce $y = J_n(x)$ vyhovuje Besselově diferenciální rovnici:

$$x^2 y'' + xy' + (x^2 - n^2)y = 0$$

Věta: Integrální tvar

$$J_n(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \cos(x \sin \vartheta - n\vartheta) d\vartheta$$

Věta: $J_0'(x) = -J_1(x)$



Besselovy funkce druhého druhu - Neumannovy funkce $N_n(x)$

$$Y_n(x) = \frac{J_n(x) \cos n\pi - J_{-n}(x)}{\sin n\pi} \quad (n \text{ je různé od celého čísla})$$

$$Y_n(x) = J_n(x) \ln x - \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{n-1} \frac{(n-k-1)!}{k!} \left(\frac{x}{2}\right)^{2k-n} - \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k!(n+k)!} \left(\frac{x}{2}\right)^{2k+n} [\varphi(k) + \varphi(n+k)]$$

kde $\varphi(0) = 0$, $\varphi(m) = 1 + 1/2 + \dots + 1/m$

Besselovy funkce třetího druhu – Hankelovy funkce $H_n(x)$

$$H_n^{(1)}(x) = J_n(x) + i Y_n(x) \quad \text{Hankelova funkce 1.druhu, řádu } n.$$

$$H_n^{(2)}(x) = J_n(x) - i Y_n(x) \quad \text{Hankelova funkce 2.druhu, řádu } n.$$

Pro reálné argumenty mají Hankelovy funkce komplexní hodnoty.

Naproti tomu výrazy:

$i^{n+1} H_n^{(1)}(ix)$ a $i^{-(n+1)} H_n^{(2)}(-ix)$ jsou reálné pro kladná x .

Význam H-funkcí ve fyzikálních aplikacích spočívá v tom, že z užívaných cylindrických funkcí jsou jediné, které pro nekonečný komplexní argument konvergují k nule. A sice $H^{(1)}$, když imaginární část argumentu je kladná a $H^{(2)}$, když imaginární část argumentu je záporná.

$$\lim_{r \rightarrow \infty} H_n^{(1)}(r e^{i\vartheta}) = 0$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} H_n^{(2)}(r e^{-i\vartheta}) = 0 \quad \text{když } 0 \leq \vartheta \leq \pi$$

Z Maxwellových rovnic pro radiální E_r , H_r a azimutální E_φ , H_φ složky elmg. pole plyne:

$$E_r = \frac{\gamma}{h^2} \frac{\partial E_z}{\partial r^2} - \frac{i\omega\mu_0}{h^2} \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} \tag{3}$$

$$E_\varphi = \frac{\gamma}{h^2} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{i\omega\mu_0}{h^2} \frac{\partial H_z}{\partial r} \tag{4}$$

$$H_r = -\frac{i\omega\varepsilon}{h^2} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{\gamma}{h^2} \frac{\partial H_z}{\partial r} \tag{5}$$

$$H_{\varphi} = -\frac{i\omega\varepsilon}{h^2} \frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{\gamma}{h^2} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} \quad (6)$$

Pro bezztrátové prostředí $\gamma = i\beta$, neboť vlna se šíří ve směru z , takže vektor pole je ve tvaru:

$$\vec{E} = \vec{E}(r, \varphi) e^{i\omega t - \gamma z}, \quad \vec{H} = \vec{H}(r, \varphi) e^{i\omega t - \gamma z}$$

Základní rovnice jsou stejné jako u elmg. vlny ve vlnovodu, ale okrajové podmínky jsou jiné.

Z fyzikálního hlediska chceme, aby se elmg. vlny šířily jádrem vlnovodu s indexem lomu n_1 a ve vnějším obalu (n_2) se prudce tlumily. Poloměr vlnovodu musí být pro optické vlny mnohem větší než vlnová délka λ , takže se teoreticky může šířit velké množství vidů. Vhodnou volbou n_1/n_2 lze dosáhnout toho, že při $2a \gg \lambda$ se bude šířit jen několik vidů, popřípadě jeden.

Uvnitř jádra světlovodu lze E_z , H_z nalézt ve tvaru Besselových funkcí. Vně jádra pro $r \gg a$ a vyjde řešení E_z a H_z ve tvaru Hankelových funkcí $H_n^{(1)} = J_n + i Y_n$, poněvadž toto řešení zabezpečuje exponenciální pokles E_z a H_z pro velké hodnoty r .

$$\text{Položíme } h_2^2 = \beta^2 - k_2^2, \quad k_2^2 = \omega^2 \varepsilon_2 \mu_0, \quad n_2^2 = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_0}$$

Potom dostaneme:

$$E_z = C H_n^{(1)}(ih_2 r) e^{in\varphi}$$

$$H_z = D H_n^{(1)}(ih_2 r) e^{in\varphi}$$

Radiální a azimutální složky dostaneme podobně jako v předcházejícím případě.

Nyní použijeme naše speciální okrajové podmínky.

Tangenciální složky E a H jsou na rozhraní dielektrik navzájem rovny, tj. pro $r = a$

$$\begin{aligned} E_{r_1} - E_{r_2} = 0, & \quad E_{\varphi_1} - E_{\varphi_2} = 0, & \quad H_{r_1} - H_{r_2} = 0, & \quad H_{\varphi_1} - H_{\varphi_2} = 0 \\ E_{z_1} - E_{z_2} = 0, & & \quad H_{z_1} - H_{z_2} = 0, & \end{aligned}$$

Z těchto podmínek dostaneme čtyři rovnice pro určení konstant A , B , C , D .

Z požadavku, aby determinant soustavy byl roven 0 plyne:

$$\left[\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \frac{ah_2^2}{h_1} \frac{J'_n(h_1a)}{J_n(h_1a)} + ih_2a \frac{H_n^{(1)'}(ih_2a)}{H_n^{(1)}(ih_2a)} \right] \cdot \left[\frac{ah_2^2}{h_1} \frac{J'_n(h_1a)}{J_n(h_1a)} + ih_2a \frac{H_n^{(1)'}(ih_2a)}{H_n^{(1)}(ih_2a)} \right] = \left[n \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} - 1 \right) \frac{\beta k_2}{h_1^2} \right]^2 \quad (7)$$

7)

Čárka znamená derivaci vzhledem k argumentu h_1a a ih_2a , a ne vůči r .

Bylo využito relace $h_1^2 + h_2^2 = k_1^2 - k_2^2 = \omega^2(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)\mu_0$.

Rozborem shora uvedené rovnice se ukáže, že mody dielektrického světlovodu jsou složitější než mody vlnovodů, obklopených vodivým obalem. Obecně je nelze rozdělit na TM a TE, neboť mají všech šest složek pole, jsou hybridní. Výjimku tvoří případ $n = 0$, kdy pravá strana je nulová. Potom platí, že buď:

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \frac{h_2}{h_1} \frac{J_1(h_1a)}{J_0(h_1a)} + i \frac{H_1^{(1)}(ih_2a)}{H_0^{(1)}(ih_2a)} = 0 \quad (8)$$

nebo

$$\frac{h_2}{h_1} \frac{J_1(h_1a)}{J_0(h_1a)} + i \frac{H_1^{(1)}(ih_2a)}{H_0^{(1)}(ih_2a)} = 0 \quad (9)$$

Má-li být zachována platnost rovnice (8), lze snadno zjistit, že zároveň musí platit $B = 0$ (rovnice 2), což znamená, že osová složka magnetického pole je nulová, tj. jde o mody TM_{0i} .

Podobně rovnice (9) vyžaduje, aby $A = 0$ (rovnice 1), což znamená, že osová složka intenzity el. pole je nulová. Jde tedy o mody TE_{0i} .

Kritickým parametrem každého módu a vlnovodu je *kritická frekvence*. U vlnovodů s kovovou stěnou je to frekvence u níž přestává šíření vln, frekvence vyšší než kritická vlnovodem procházejí.

U dielektrického světlovodu přestává šíření elmg. vlny jakmile intenzita pole vystoupí z jádra, tj. jakmile neklesá se stoupajícím r vně jádra.

To je v podstatě dáno parametrem h_2 . Funkce $H_n^{(1)}(ih_2r)$ klesá exponenciálně s rostoucím argumentem. Pro velké hodnoty argumentu použijeme asymptotické vyjádření ($h_2r \gg 1$)

$$H_n^{(1)}(ih_2r) \approx \sqrt{\frac{2}{i\pi h_2r}} e^{-i(n\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{4})} e^{-h_2r}$$

Pro velké hodnoty h_2 je pole koncentrováno v jádru. S rostoucím h_2 se pole radiálně rozšiřuje a při $h_2 = 0$ el. pole vystoupí z jádra světlovodu. Frekvence, při které toto nastane je tzv. závěrná frekvence (cut-off frequency) a vyhovuje podmínce

$$h_2 = \sqrt{\beta^2 - k^2} = 0$$

Obecné řešení rovnice (7) charakteristických hodnot se usnadní formální úpravou založenou na vlastnostech cylindrických funkcí. Aniž bychom prováděli celý výpočet, naznačíme postup.

1) Použijeme vlastností cylindrických funkcí

$$2J'_n(x) = J_{n-1}(x) - J_{n+1}(x)$$

$$\frac{2n}{x} J_n(x) = J_{n-1}(x) + J_{n+1}(x)$$

2) Zavedme funkce

$$J^+(h_1 a) = \frac{1}{h_1 a} \frac{J_{n+1}(h_1 a)}{J_n(h_1 a)}; \quad H^+ = \frac{1}{ih_2 a} \frac{H_{n+1}^{(1)}(ih_2 a)}{H_n^{(1)}(ih_2 a)}$$

$$J^-(h_1 a) = \frac{1}{h_1 a} \frac{J_{n-1}(h_1 a)}{J_n(h_1 a)}; \quad H^- = \frac{1}{ih_2 a} \frac{H_{n-1}^{(1)}(ih_2 a)}{H_n^{(1)}(ih_2 a)}$$

Rovnice (7) se tedy formálně zjednoduší na

$$\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} J^- - H^- \right) (J^+ - H^+) + \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} J^+ - H^+ \right) (J^- - H^-) = 0 \quad (7')$$

Vzhledem k tomu, že závěrná podmínka je $k_2 = 0$, bude nás zajímat řešení pro malé hodnoty argumentu Hankelových funkcí. Z jejich teorie opět plyne, že pro $n = 1, 2, 3$

$$H_0^{(1)}(ih_2 a) \div \frac{2i}{\pi} \ln \frac{\Gamma(h_2 a)}{2} \quad (\Gamma(1/2) = 1,781) \quad \text{pro } n = 0$$

$$H_n^{(1)}(ih_2 a) \div -\frac{i(n-1)!}{\pi} \left(\frac{2}{ih_2 a} \right)^n \quad \text{pro } n = 1, 2, 3, \dots$$

Přítom

$$H^+ = -\frac{2n}{(h_2 a)^2} \quad \text{pro } n = 1, 2, 3, \dots$$

$$H^- = -\ln \frac{\Gamma(h_2 a)}{2} \quad \text{pro } n = 1$$

$$H^- = \frac{1}{2(n-1)} \quad \text{pro } n = 2, 3, 4, \dots$$

Po dosazení do rovnice 7' za H^+ , $n \neq 0$, dostaneme pro malé hodnoty h_2

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} J_{n-1} - h_1 a H^- J_n \right) (h_2^2 a^2 J_{n+1} + 2n h_1 a J_n) + \\ & + \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} h_2^2 a^2 J_{n+1} + 2n h_1 a J_n \right) (J_{n-1} - h_1 a J_n H^-) = 0 \end{aligned} \quad (10)$$

Pro $h_2 \rightarrow 0$ je nutno odděleně diskutovat případy, kdy $n = 1$ a $n > 1$.

Pro $n = 1$ a $h_2 \rightarrow 0$ dostaneme z rovnice (10)

$$[2h_1 a J_1(h_1 a)]^2 \ln \frac{\Gamma(h_2 a)}{2} = 0. \text{ Řešením této rovnice bude}$$

$$J_1(h_1 a) = 0 \quad (11)$$

Pro $n > 1$ a při $h_2 \rightarrow 0$ plyne

$$J_n(h_1 a) \left[\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} + 1 \right) J_{n-1}(h_1 a) \right] - \frac{h_1 a}{n-1} J_n(h_1 a) = 0.$$

Zde jsou možná dvě řešení:

$$J_n(h_1 a) = 0 \quad \text{pro } n = 2, 3, \dots \quad (12)$$

$$\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} + 1 \right) J_{n-1}(h_1 a) = \frac{h_1 a}{n-1} \quad \text{pro } n = 2, 3, \dots \quad (13)$$

Pro případ $n = 0$ a $h_2 \rightarrow 0$ přejde rovnice (8) v

$$\frac{\varepsilon_1 h_1 J_0(h_1 a)}{\varepsilon_2 h_2 J_1(h_1 a)} = -h_2 a \ln \frac{2}{\Gamma(h_2 a)}$$

Pro $h_2 a \rightarrow 0$ konverguje pravá strana této rovnice k nule, takže platí

$$J_0(h_1 a) = 0. \tag{14}$$

Stejný výsledek dostaneme pro rovnici (9). V tomto přiblížení jsou tedy kritické frekvence pro vlny $TE_{0\mu}$ a $TM_{0\mu}$ stejné a jsou dány kořeny rovnice (14).

Ostatní vlny, jejichž kritické frekvence jsou určeny rovnicemi (11-13) jsou hybridní, tj. mají obě axiální složky E_z a H_z nenulové.

Speciální postavení má vlna, pro niž podle (11) platí $h_1 a = 0$ (tj. první kořen Besselovy funkce $J_1(h_1 a)$ je nulový, viz. obr.). Tato vlna se označuje jako HE_{11} . První index opět souhlasí s indexem Besselovy funkce, druhý index čísluje kořen. Tato vlna má kritickou frekvenci nulovou. Ostatní vlny odpovídající dalším kořenům Besselovy funkce $J_1(h_1 a)$ se označují jako $HE_{1\mu}$ (μ je pořadové číslo kořenu většího než 1, radiální vidové číslo).

Opakování:**Klasifikace vidů**

Vidy klasifikujeme nejdříve podle azimutálního vidového čísla m , potom podle toho, zda se jedná o vidy TE, TM nebo hybridní (EH a HE) a nakonec podle radiálního vidového čísla p .

1. Příklad $m = 0$:

a) $E_{0\phi} = H_{0r} = H_{0z} = 0$

$$E_{0z}, E_{0r}, H_{0\phi} \neq 0$$

Transverzální magnetické vidy TM, protože $H_{0z} = 0$. Pokud je radiální vidové číslo 1, označují se jako TM_{01} .

b) $H_{0\phi} = E_{0r} = E_{0z} = 0$

$$H_{0z}, H_{0r}, E_{0\phi} \neq 0$$

Transverzální elektrické vidy TE, protože $E_{0z} = 0$. Pokud je radiální vidové číslo 1, označují se jako TE_{01} .

2. Příklad $m \neq 0$:

V takovém případě nelze elmg. pole rozložit na superpozici vidů TE a TM. Okrajové podmínky na rozhraní jádro-plášť světlovodu mohou splnit pouze vidy hybridní (EH a HE).

Vlny, jejichž kritické frekvence jsou dány kořeny rovnice (12) se označují jako $EH_{n\mu}$ a vlny dané rovnicí (13) jako $HE_{n\mu}$.

Určení kritické frekvence pro daný vid je poměrně snadné. Existence vidů v jádru světlovodu vyžaduje, aby $h_2^2 = 0$, tedy $\beta^2 = k_2^2$. Potom je kritická frekvence dána vztahem

$$h_{1k}^2 = k_1^2 - k_2^2 = \omega^2 \mu_0 (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \quad (h_1^2 = k_1^2 - \beta^2),$$

takže

$$f_{1k} = \frac{h_{1k}}{2\pi\sqrt{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)\mu_0}}, \quad h_{1k} = \frac{v_{1k}}{a} \quad (a = R), \quad (15)$$

kde h_{1k} je dáno řešením příslušné charakteristické rovnice.

V následující tabulce jsou uvedeny hodnoty kritické frekvence h_{1k} , ovšem při $\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} = 1,1$

pro některé módy s nízkými indexy.

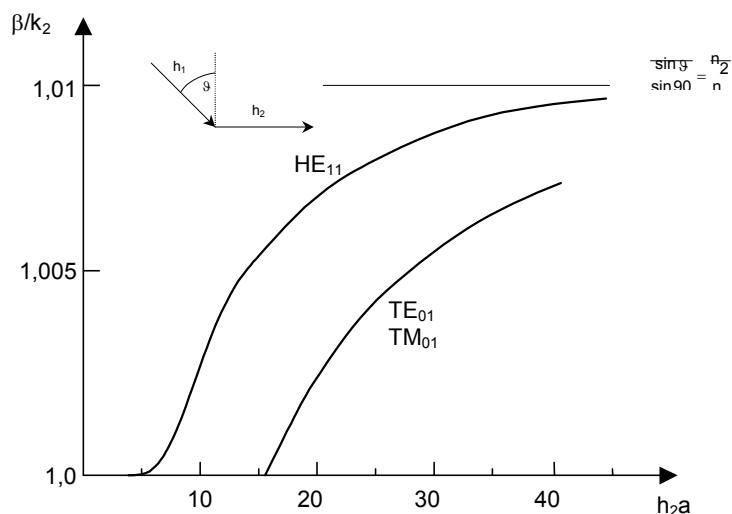
n Index Besselovy funkce	μ číselný koefen	1	2	3	vid
0		2,405	5,52	8,65	TE, TM
1		0,000	3,83	7,01	HE
1		3,830	7,01	10,17	EH
2		2,440	5,53	8,66	HE
2		5,130	8,42	11,62	EH

$$k = \frac{\omega}{c}n \quad c^2 = \frac{1}{\epsilon_0\mu_0}$$

Z rovnice (15) je patrné, že vid HE_{11} má kritickou frekvenci nulovou. Po něm následují vidy TE_{01} a TM_{01} .

V intervalu $0 < f = \frac{2,405}{2\pi a \sqrt{(\epsilon_1 - \epsilon_2)\mu_0}}$ se tedy šíří pouze dominantní vlna.

Na obrázku je závislost β/k_2 na h_2a pro nejnižší vidy HE_{11} , TE_{01} , TM_{01} (vše pro $n_1/n_2 = 1,01$).



Obr.: Normované konstanty šíření pro některé vidy v závislosti na frekvenci vláknového vlnovodu SI

Vidy s vyššími indexy mají kritické frekvence vyšší než zahrnuje obrázek.

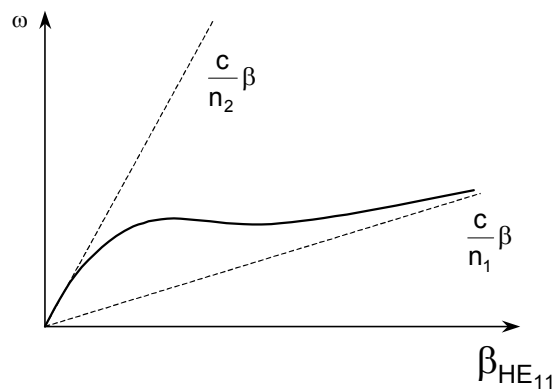
HE₁₁ jde sice až k $h_2a = 0$, ale zde je již rozdíl indexů lomu velmi malý. Prakticky je využitelné až $h_2a > 5$. Všechny vidy se asymptoticky blíží k n_1/n_2 .

Na dalším obrázku je pro HE₁₁ vynesena závislost $\omega = \omega(\beta)$, tj. disperzní křivka.

Vzhledem k tomu, že grupová rychlost vlny je $V_g = \frac{\partial\omega}{\partial\beta}$, potom v okolí inflexního bodu

$\frac{\partial^2\omega}{\partial^2\beta} = 0$ nezávisí tato rychlost prakticky na frekvenci a je možné šíření signálu bez

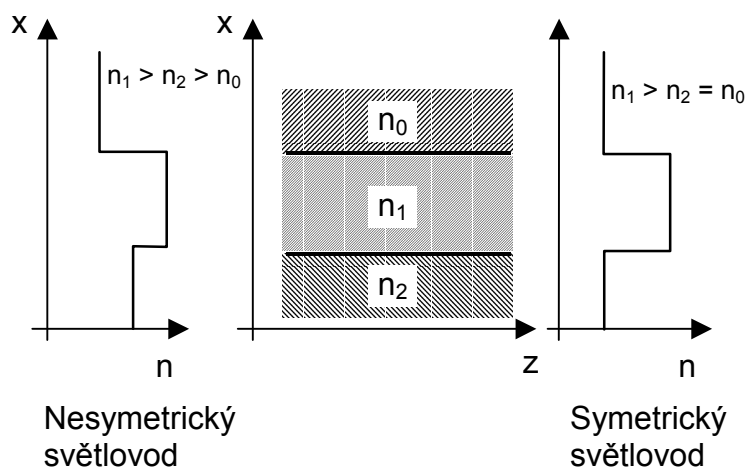
zkreslení. Inflexní bod však leží na frekvenci, při níž se šíří více vidů, takže přesněji řečeno je zde zkreslení malé.



Počet vidů, které se mohou světlovodem šířit je závislý na veličině $a\sqrt{k_1^2 - k_2^2}$.

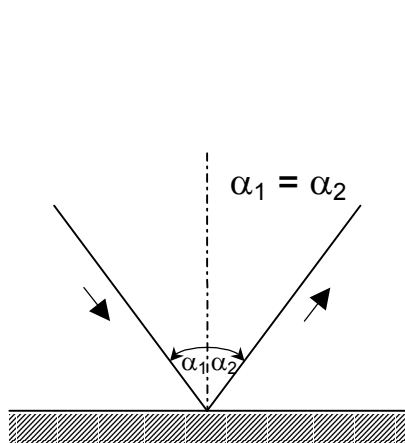
V určitém intervalu frekvencí se však může šířit malý počet vidů nebo dokonce jen dominantní vlna HE_{11}

Dielektrické vlákno kruhového průřezu obklopené obalem s menším indexem lomu není jediným používaným geometrickým útvarem v světlovodné technice. Zvolili jsme rozbor jeho vlastností s ohledem na podobnost s vlnovodem kruhového průřezu obklopeným vodivými stěnami a postupovali jsme při určení kritických frekvencí analogicky – tj. řešením Maxwellových rovnic, včetně okrajových podmínek. Ukázalo se, že problematika je formálně značně složitější než u vlnovodů s vodivými stěnami. Tato teorie je však snadno aplikovatelná i na vrstevné (planární) světlovody symetrické nebo nesymetrické.

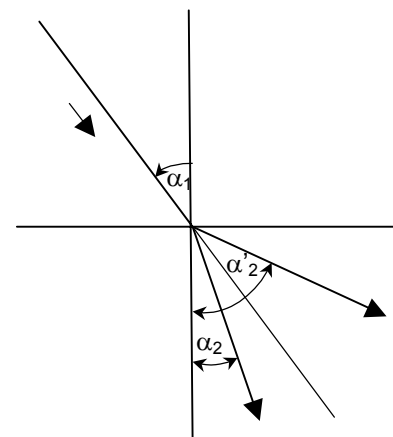


Často se lze setkat i s jiným postupem odvození modové struktury vln šířících se světlovodem. Částečně se vychází z geometrické optiky.

Opakování: Odraz a lom světla



a) Zákon odrazu



b) Lom na rozhraní dvou prostředí

prostředí

Při průchodu monochromatického světla rozhraním dvou prostředí mění paprsek svůj směr (lom světla). Snellův zákon

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{c/v_1}{c/v_2} = \frac{n_2}{n_1} \quad n = \frac{c}{v} \quad n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$$

Pokud je $n_2 > n_1$ – lom ke kolmici, $\alpha_2 < \alpha_1$ (druhé prostředí je hustší).

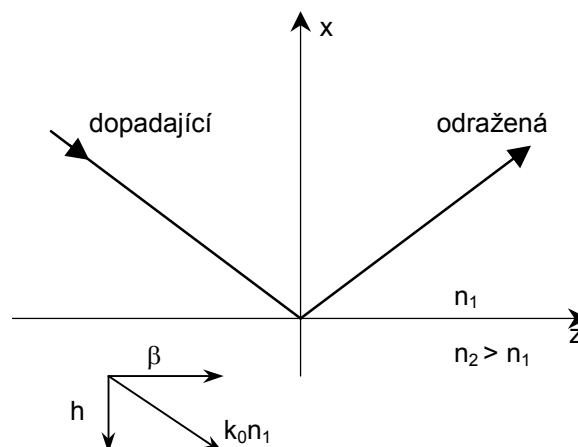
Při $n_1 > n_2$ – lom od kolmice, $\alpha_2 > \alpha_1$ (druhé prostředí je opticky řidší).

Existuje taková hodnota úhlu α_{1m} , při které je $\alpha_2 = \pi/2$. Při všech úhlech $\alpha_1 > \alpha_{1m}$ dochází k totálnímu odrazu, dopadající světlo se zcela odráží zpět do původního prostředí. Pro mezní úhel platí

$$\sin \alpha_{1m} = \frac{n_2}{n_1} \Rightarrow \alpha_{1m} = \arcsin \frac{n_2}{n_1}.$$

Při totálním odrazu vzniká v místě dopadu na rozhraní obou prostředí fázový posun mezi dopadající a odraženou vlnou, v závislosti na polarizaci. Pro vlnu TE:

$$\varphi_{TE} = 2 \operatorname{arctg} \left[\frac{\sqrt{\beta_1^2 - k_0^2 n_2^2}}{\sqrt{k_0^2 n_1^2 - \beta_1^2}} \right], \quad \text{resp. TM: } \varphi_{TM} = 2 \operatorname{arctg} \left[\frac{n_1^2 \sqrt{\beta_1^2 - k_0^2 n_2^2}}{n_2^2 \sqrt{k_0^2 n_1^2 - \beta_1^2}} \right]$$



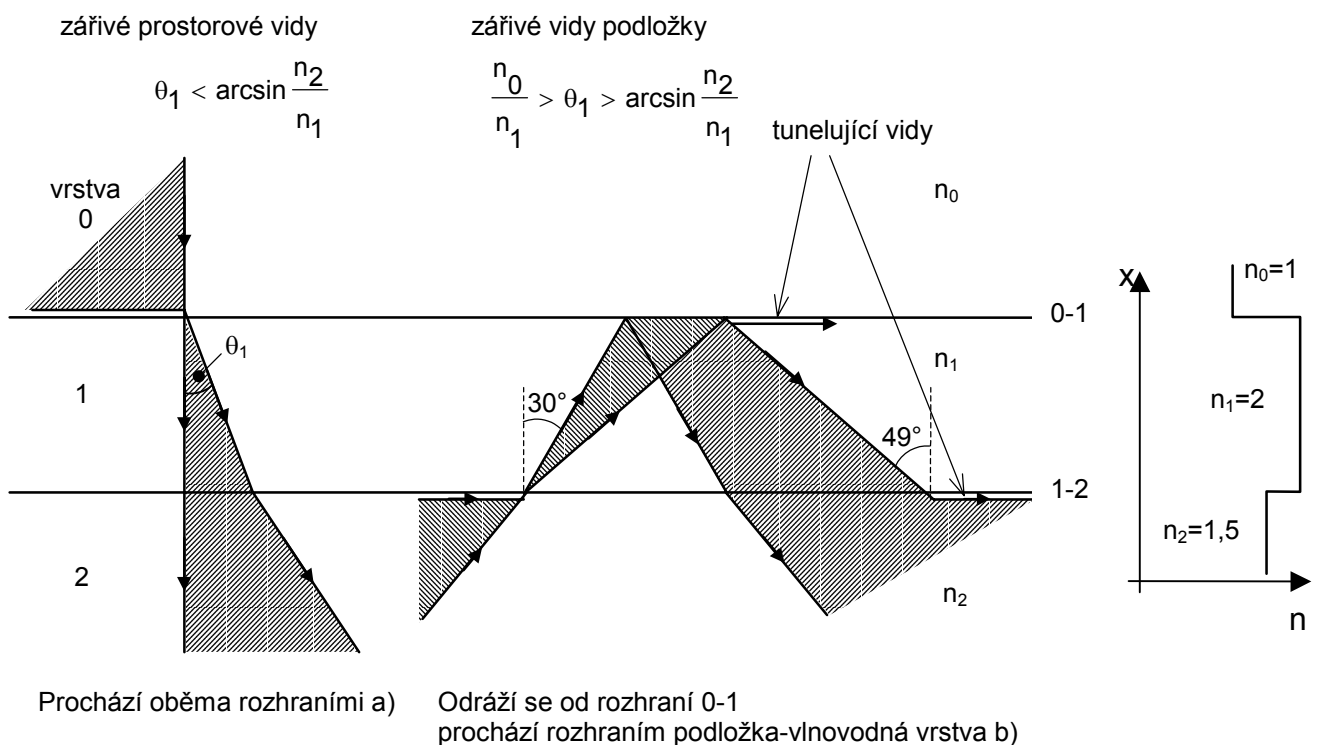
Planární vlnovod je tvořen třemi vrstvami s různými indexy lomu a rovinnými rozhraními podle obrázku.

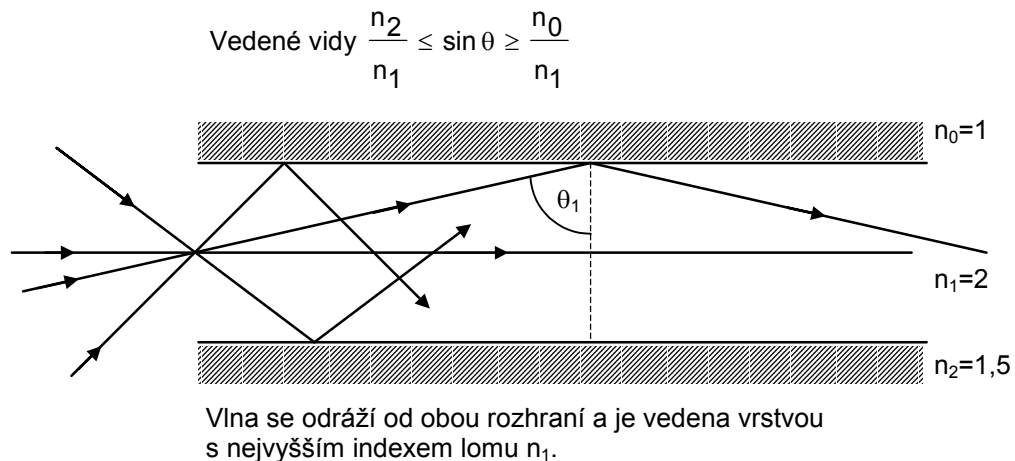
Rovinná vlna se dielektrickými vrstvami šíří v závislosti na úhlu dopadu v různých typech vidů. Zářivé módy reprezentují vlnu šířící se prostorem nebo podložkou. Zářivé prostorové vidy tvoří vlny šířící se vlnovodnou vrstvou pod úhlem menším než je mezní úhel rozhraní 0-1: $\theta_{1m} = \arcsin n_0/n_1$. V našem případě jde o vlny šířícím se pod úhlem $\theta_1 = 0$ až 30° , resp. $\theta_0 = 0$ až 90° (viz obrázek a).

Zářivé vidy podložky (substrátu) se odrážejí od rozhraní 0-1 a jsou vyzařovány zpět do podložky. Úhel zářivých vidů podložky musí splňovat podmínku $n_0/n_1 > \sin \theta_1 > n_2/n_1$ (tj. v našem případě $30^\circ < \theta_1 < 49^\circ$).

Energie vedených vidů není vyzařována, ale šíří se vlnovodnou vrstvou. Vedené vidy odpovídají vlnám šířícím se pod úhlem θ_1 splňujícím podmínku $n_0/n_1 < \sin \theta_1 > n_2/n_1$, resp. $\sin \theta_1 > n_2/n_1$, je-li $n_2 > n_0$ (tj. v našem případě $\theta_1 > 49^\circ$).

Vlna dopadající na rozhraní 0-1 pod mezním úhlem $\theta_{1m} = \arcsin n_0/n_1$ ($\theta_{1m}=30^\circ$) se šíří podél rozhraní 0-1 jako tunelující vid s malým útlumem. Podobně vzniká tunelující vid v rozhraní 2-1 při dopadu vlny pod úhlem $\theta_{1m} = \arcsin n_2/n_1$ ($\theta_{1m}=49^\circ$).

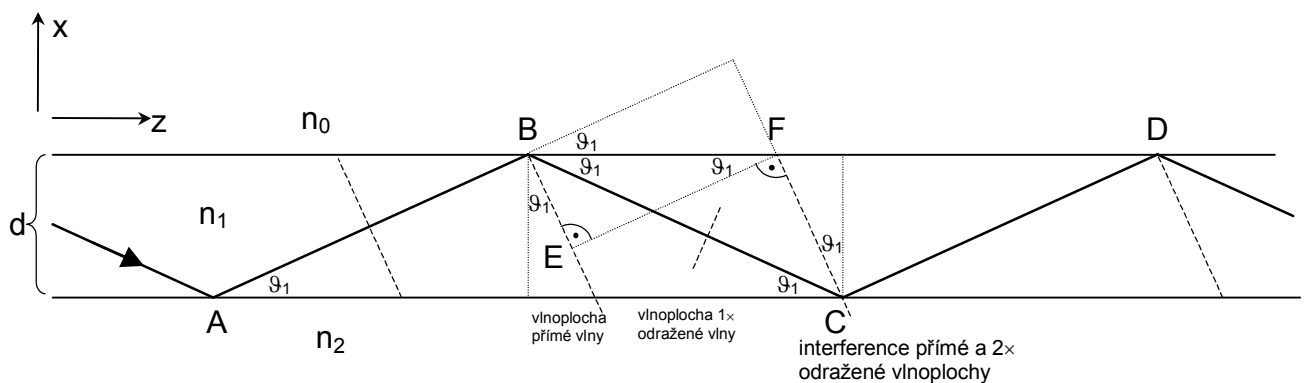




Obr: Šíření elektromagnetické vlny dielektrickými vrstvami. Různé dráhy paprsků odpovídají jednotlivým modům.

Zářivé vidy, které většinou vedení světla strukturou doprovázejí způsobují únik energie z vrstvy a jsou jedním z mechanismů útlumu v dielektrických vlnovodech. Rozložení elektrické a magnetické intenzity elektromagnetického pole jednotlivých vidů v prostoru a čase lze získat integrací Maxwellových diferenciálních rovnic pro dané okrajové podmínky, při nichž platí, že tečné složky elektrické a magnetické intenzity se na rozhraní dvou dielektrických prostředí musí měnit spojitě. Exaktní řešení je většinou obtížné a je nutno sahat buď k podstatným zjednodušením nebo numerické analýze problému. Vystačíme proto s popisem plynoucím z pohledu geometrické optiky.

Jak jsme již uvedli vlny světlovodné vrstvy jsou ty, pro něž úhel ϑ_1 je tak malý, že se odrážejí od obou rozhraní. Na obrázku je znázorněn chod paprsku světlovodné vlny (ABCD) a příslušné vlnoplochy.



Aby byla splněna fázová podmínka pro přímou a odraženou vlnu, musí platit

$$k_1(\overline{EF} - \overline{BC}) + \varphi_B^{n_0} + \varphi_C^{n_2} = -2\pi m \tag{16}$$

kde k_1 je vlnový vektor v rovině xz , φ_B a φ_C jsou fázová posunutí při odrazu v bodech B, resp. C. Dále zřejmě platí

$$\overline{BF} = \overline{EF} \frac{1}{\cos \vartheta_1} = \overline{BC} \frac{\cos 2\vartheta_1}{\cos \vartheta_1} = \frac{d}{\sin \vartheta_1} \frac{\cos 2\vartheta_1}{\cos \vartheta_1} = \frac{d(\cos^2 \vartheta_1 - \sin^2 \vartheta_1)}{\sin \vartheta_1 \cos \vartheta_1}$$

$$\overline{BC} = \frac{d}{\sin \vartheta_1}, \quad \overline{EF} = \overline{BC} \cos 2\vartheta_1, \quad \overline{BF} = \frac{d}{\sin \vartheta_1} - d \operatorname{tg} \vartheta_1$$

$$\begin{aligned} k_1(\overline{EF} - \overline{BC}) &= k_1 \overline{BC} (\cos 2\vartheta_1 - 1) = -k_1 \frac{d}{\sin \vartheta_1} (1 - \cos 2\vartheta_1) = -k_1 d \frac{2 \sin^2 \vartheta_1}{\sin \vartheta_1} = \\ &= -2k_1 d \sin \vartheta_1 = -2U \end{aligned}$$

$$k_1 = k_0 n_1$$

Rovnice (16) se nazývá **rovnice charakteristická (disperzní)** pro světlovodné vlny. Pro hodnoty úhlů ϑ_1 (v závislosti na kmitočtu), které jsou jejím řešením, se vlny šíří světlovodem. Rovnice (16) se též nazývá rovnice vlastních hodnot vlnovodu a pro každý kmitočet určuje možné vidové spektrum vln šířících se popisovanou strukturou. Řešení rovnice je obtížné, neboť úhel ϑ_1 vystupuje jako neznámá také ve výrazech pro φ_B a φ_C . Je třeba rozlišit vlny H (které mají magnetický vektor v rovině dopadu) a vlny E (které mají elektrický vektor v rovině dopadu). Soubor všech řešení ϑ_1 disperzní rovnice určuje konstanty šíření β ($\beta = k_1 \sin \vartheta_1$) všech existujících vidů v závislosti na kmitočtu záření, rozměrech a materiálu planárního vlnovodu. Konstanta šíření se může měnit v rozmezí $k_0 n_1 < \beta < k_0 n_2$. Mimo tuto regulární oblast nabývá konstanta šíření i komplexních hodnot. Tento případ je charakteristický pro zářivé prostorové vidy, které se vlnovodem šíří jen na krátké vzdálenosti prostřednictvím mechanismů částečného odrazu. Energie prostorových vidů je intenzívně vyzařována mimo vlnovod. Imaginární složka β numericky popisuje pokles amplitudy těchto vidů. Hranici mezi zářivými vidy a vedenými vidy tvoří dva tunelující vidy. Jsou charakteristické tím, že se šíří vlnovodnou vrstvou s úhlem odrazu ϑ_1 , který je na jednom rozhraní právě na mezi podmínky totálního odrazu. Pole v nich silně proniká do oblasti přilehlé k vlnovodné vrstvě, avšak energie se šíří jen podél osy z .

Fázová posunutí při odrazu v oboru úhlů $0 < \vartheta_1 < \vartheta_m$ se dají určit pomocí známých *Fresnelových vztahů* (pro bezztrátové prostředí).

$$\varphi_{TE} = 2 \operatorname{arctg} \frac{i h_0}{h_1} \quad \varphi_{TM} = 2 \operatorname{arctg} \frac{i n_1^2 h_0}{n_0^2 h_1}$$

$$\beta^2 + h_1^2 = k_0^2 n_1^2$$

$$\beta^2 + h_0^2 = k_0^2 n_0^2 \quad \Rightarrow \quad i h_0 = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_0^2}$$



$$\varphi_{TE}^B = 2 \operatorname{arctg} \left[\frac{\sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_0^2}}{\sqrt{k_0^2 n_1^2 - \beta^2}} \right], \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$\varphi_{TE}^C = 2 \operatorname{arctg} \left[\frac{\sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_2^2}}{\sqrt{k_0^2 n_1^2 - \beta^2}} \right]$$

Označme $\frac{U}{d} = h_1 = k_0 n_1 \sin \vartheta_1 = \sqrt{k_0^2 n_1^2 - \beta^2}$

$$\frac{V}{d} = i h_2 = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_2^2} \quad \frac{W}{d} = i h_0 = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_0^2} \quad (16')$$

β je konstanta šíření ve světlovodné vrstvě ve směru osy z .

Základní rovnice zněla:

$$k_1(\overline{EF} - \overline{BC}) + \varphi_B^{n_0} + \varphi_C^{n_2} = -2\pi m$$

S novým označením přejde tato rovnice na tvar:

$$\operatorname{arctg} \frac{V}{U} + \operatorname{arctg} \frac{W}{U} = U - m\pi \quad (17)$$

Rovnice (16') a (17) tvoří soustavu čtyř rovnic pro vlny ve světlovodu, přičemž každému m odpovídá vlna H_m [TE_M], obdobně jako ve vlnovodu.

Vlny E_m [TH_m] dostaneme dosazením za φ_B a φ_C z Fresnelových vzorců pro polarizaci vektoru \mathbf{E} v rovině dopadu. Aniž zatím uvádíme výsledek, zjednodušíme nejprve rovnici (17) pro případ (významný pro praxi), že indexy lomu světlovodu a podložky se jen málo liší, tj. $n_1 \approx n_2$. V praxi se to realizuje tak, že se na skleněnou podložku nanese vrstva s poněkud

větším indexem lomu. V tomto případě je úhel ϑ_{1m} (totální odraz) velmi malý a tedy i veličina U je při všech hodnotách $\vartheta_1 < \vartheta_{1m}$ velmi malá. V důsledku toho se β jen málo liší od k_1 a k_2 . (?) Veličina V je rovněž malá ve srovnání s W , která má velmi vysoké hodnoty. Potom se pro tento případ rovnice (17) zjednoduší na tvar

$$\operatorname{arctg} \frac{V}{U} + \frac{\pi}{2} = U - m\pi \Rightarrow \frac{V}{U} = \operatorname{tg}\left(U - \frac{\pi}{2} - m\pi\right) = -\cot g U \Rightarrow$$

$$V = -U \cot g U \tag{18}$$

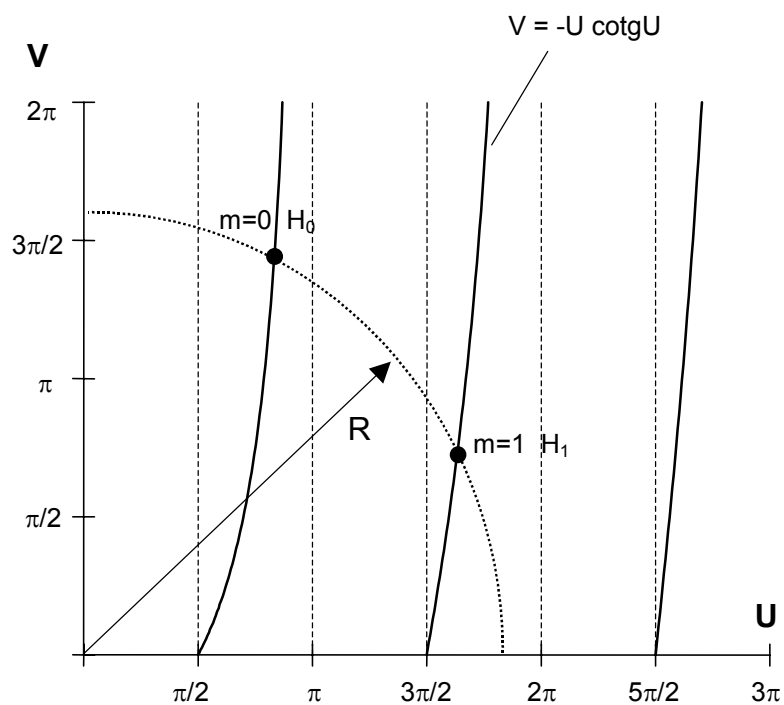
Zde se již nevyskytuje ani W , ale ani indexy lomu. Rovnici doplníme o další vztah, plynoucí ze (16')

$$U^2 + V^2 = (k_0^2 n_1^2 - k_0^2 n_2^2) d^2 = R^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (n_1^2 - n_2^2) d^2 \text{ normovaný kmitočet } \tag{19}$$

Z těchto dvou rovnic lze graficky nalézt řešení pro vlny H (TE) ve světlovodné vrstvě jak je ukázáno na obrázku.

Pro $R < \pi/2$ se vlny ve světlovodu nešíří. Jakmile $R > \pi/2$ dostaneme první kořen charakteristické rovnice (16) odpovídající indexu $m = 0$ (vlna H_0). Pro $R > 3\pi/2$ dostaneme vlnu H_1 atd.

Podobné výsledky lze obdržet pro vlny E (TM).



$$R = \frac{2\pi}{\lambda} d \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \text{ se nazývá normovaný kmitočet.}$$

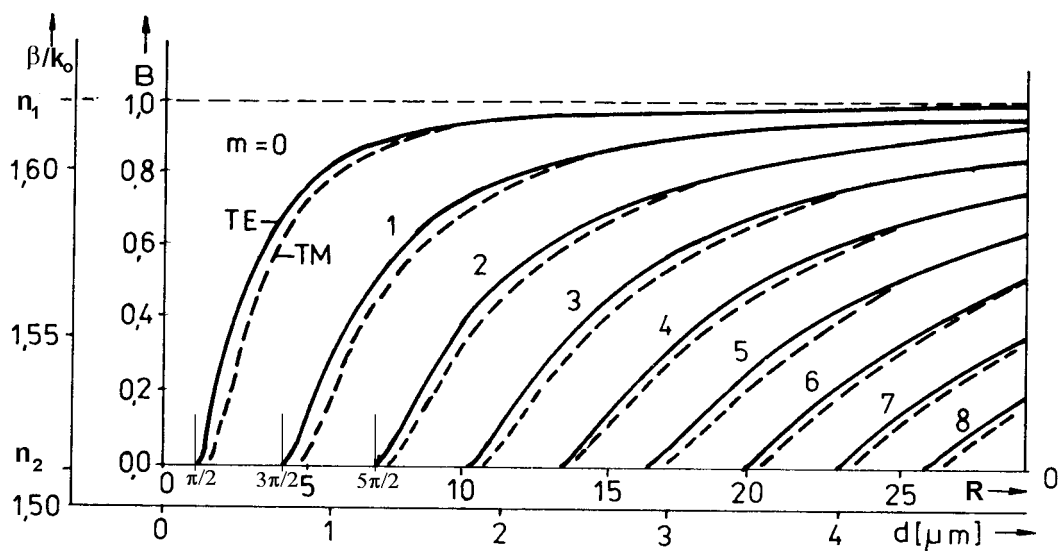
Konstantu šíření ve směru z - β je vhodné vyjádřit pomocí vztahu:

$$\frac{V^2}{R^2} = \frac{\beta^2 - k_0^2 n_2^2}{k_0^2 n_1^2 - k_0^2 n_2^2} = \frac{\beta^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} = B \in \langle 0,1 \rangle, \text{ kde } B \text{ je normovaná konstanta šíření.}$$

Pro případ, že $n_1 \approx n_2$ můžeme normovanou konstantu šíření B vyjádřit následovně:

$$B \cong \frac{\beta - n_2 k_0}{(n_1 - n_2) k_0}, \text{ kdy jsme položili } \frac{\frac{\beta}{k_0 n_2} + 1}{\frac{n_1}{n_2} + 1} \div 1$$

Grafická závislost B(R) je na následujícím obrázku

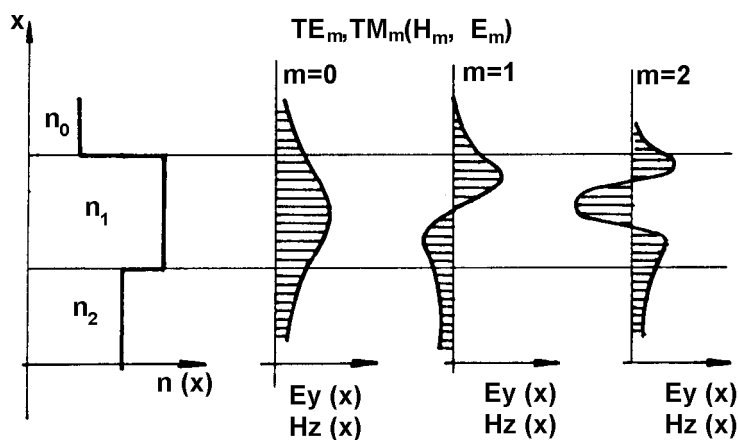


Obr. Závislost normované konstanty šíření vidu na normovaném kmitočtu.

R závisí na vlnové délce, tedy na frekvenci. Je zřejmé, že pro $R < \pi/2$ se vlny světlovodnou vrstvou nešíří. Vnější osy β/k_0 a d odpovídají odnormování pro $\lambda = 632,8$ nm (He-Ne laser), $n_0 = 1$ (vzduch), $n_2 = 1,512$ (substrát) a $n_1 = 1,62$ (vlnovodná vrstva). Z vidového diagramu vidíme, že pro dané rozměry a materiály vrstev lze nalézt takový kmitočet, kdy se energie může vlnovodem šířit pouze jediným TE a jediným TM videm. Oblast kmitočtů splňujících tuto podmínku nazýváme *pásmem jednovidosti*. V symetrickém

planárním vlnovodu lze tyto základní vidy vybudit i při kmitočtech záření jdoucích k nule, zatímco v nesymetrickém vlnovodu existuje vždy mezní frekvence, pod níž již není nikdy splněna podmínka pro vznik vedených vidů. Systémy využívající k přenosu signálů planární vlnovody pracují obvykle s délkou trasy řádově 10^{-1} m, proto je nepodstatné zabývat se jak útlumem, tak i disperzními vlastnostmi těchto přenosových prvků, neboť jde většinou o hodnoty zcela zanedbatelné.

Příčné rozložení pole jednotlivých vidů vlnovodu lze zjistit řešením Maxwellových rovnic. Rozložení intenzit pole pro tři nejnižší TE a TM vidy je na následujícím obrázku.



Obr. Příčné rozložení pole vidů

Index m čísluje i počet bodů s nulovou intenzitou pole v příčném směru.

Blízko nad kritickou frekvencí proniká pole do podložky z horního prostředí - konstanta šíření β je blízká $k_0 n_2$. Čím je frekvence signálu vyšší než kritická frekvence příslušného vidu, tím více se elmg. Pole koncentruje ve světlovodu a konstanta šíření β se blíží k_1 . Na rozdíl od válcových vláken se zde nevyskytují hybridní vidy a neexistuje vlna, jejíž kritická frekvence je nulová. Jak uvidíme později, je to způsobeno tím, že světlovodná vrstva v našem přiblížení nemá konečné příčné rozměry.

Než budeme řešit tento problém, všimněme si ještě symetrického vrstvého světlovodu, kde index lomu prostředí obklopujícího světlovod je na obou stranách stejný – n_2 . Elmg. vlny se opět šíří v rozmezí úhlů $0 \leq \vartheta_1 \leq \vartheta_{1m}$.

Charakteristická rovnice pro vlny H se dostane z rovnice (17), když se dosadí $n_0 = n_2$, takže $W = V$. Potom platí

$$\operatorname{arctg} \frac{V}{U} = \frac{1}{2}(U - m\pi) \quad (20)$$

Poznámka:

$$\operatorname{tg}(-\alpha) = -\operatorname{tg} \alpha; \quad \operatorname{cotg}(-\alpha) = -\operatorname{cotg} \alpha$$

$$\operatorname{tg}(\pi \pm \alpha) = \pm \operatorname{tg} \alpha; \quad \operatorname{cotg}(\pi \pm \alpha) = \pm \operatorname{cotg} \alpha$$

m = sudé:

$$\frac{V}{U} = \operatorname{tg}\left(\frac{U}{2} - \pi\right) = \operatorname{tg}\left[-\left(\pi - \frac{U}{2}\right)\right] = -\operatorname{tg}\left(\pi - \frac{U}{2}\right) = \operatorname{tg} \frac{U}{2}$$

m = liché:

$$\frac{V}{U} = \operatorname{tg}\left(\frac{U}{2} - \frac{\pi}{2}\right) = \operatorname{tg}\left[-\left(\frac{\pi}{2} - \frac{U}{2}\right)\right] = -\operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{2} - \frac{U}{2}\right) = -\operatorname{cotg} \frac{U}{2}$$

$$\operatorname{tg} \frac{U}{2} = + \frac{V}{U};$$

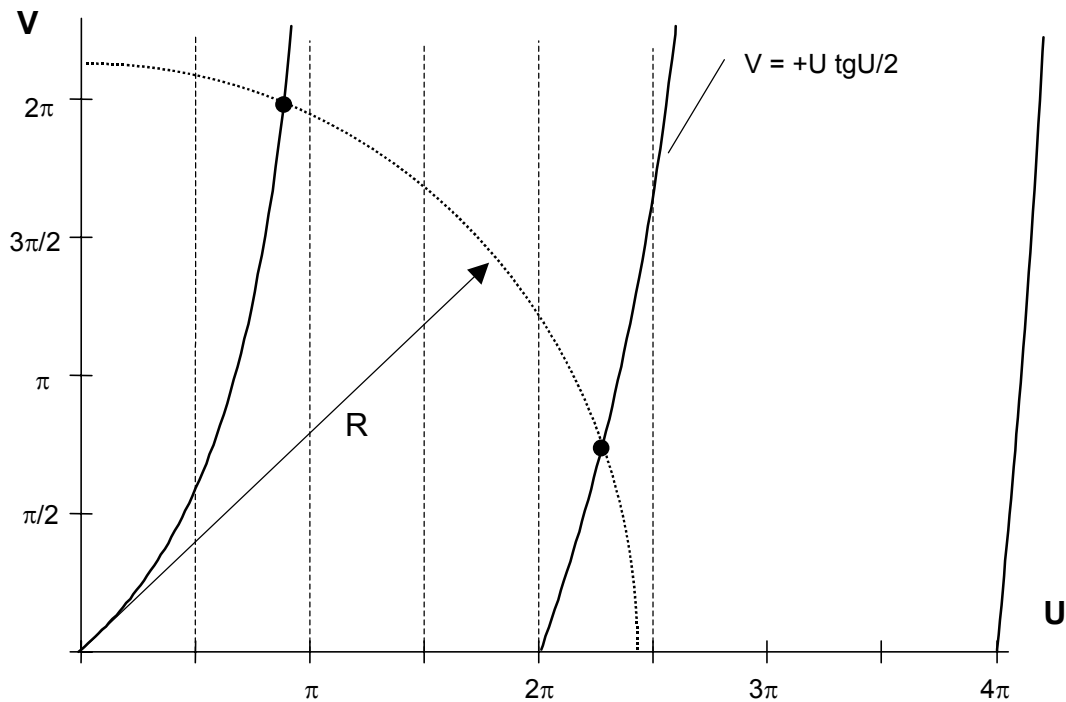
$$\operatorname{cotg} \frac{U}{2} = - \frac{V}{U}$$

pro *m* sudé

pro *m* liché

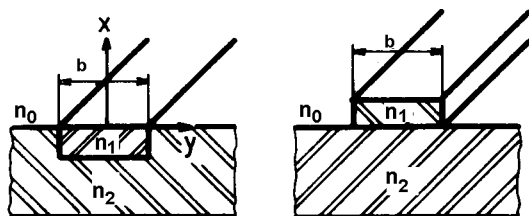
Vztahu prvnímu vyhovují symetrické vlny H, vztahu druhému vlny antisymetrické (tento vztah se přibližně rovná (18) pro tloušťku $d/2$).

Řešení lze opět dostat již popsanou grafickou metodou. Totéž se týká i antisymetrických vln E, za předpokladu že $n_1 \approx n_2$.



Rovnici pro symetrické vlny H můžeme opět řešit graficky, R je dáno vztahem (19). Pozoruhodné je to, že první větev křivky $U \operatorname{tg} U/2$ začíná od nuly, takže symetrická vlna H_0 se šíří teoreticky od nulové frekvence. Toto je podstatný rozdíl proti světlovodné vrstvě hraničící se vzduchem. Je třeba poznamenat, že při malých hodnotách R je pole ještě málo koncentrováno ve vrstvě a teprve pro $R \approx \pi/2$ začíná koncentrace pole ve světlovodu. Při $n_1 \approx n_2$ platí vše analogicky i pro vlny E.

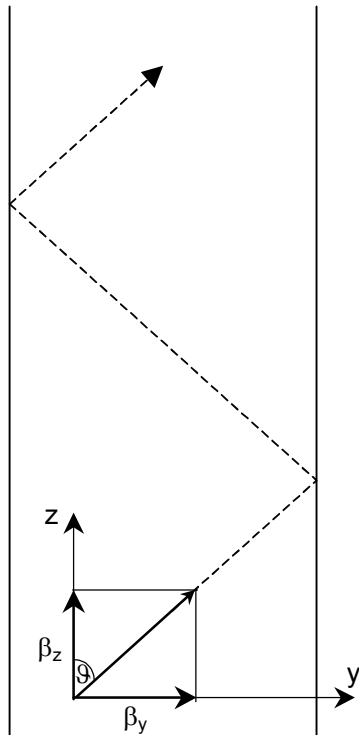
Nyní si již můžeme všimnout reálnějších světlovodných struktur. Nechť světlovod je rozměrově omezen ze stran, takže vytváří **páskový světlovod**. Zde jsou možné nejrůznější kombinace. Na následujícím obrázku jsou uvedeny nejčastější.



a)

b)

Varianta (a) se světlovodnou páskou ponořenou do podložky. Varianta B se světlovodnou páskou na podložce.

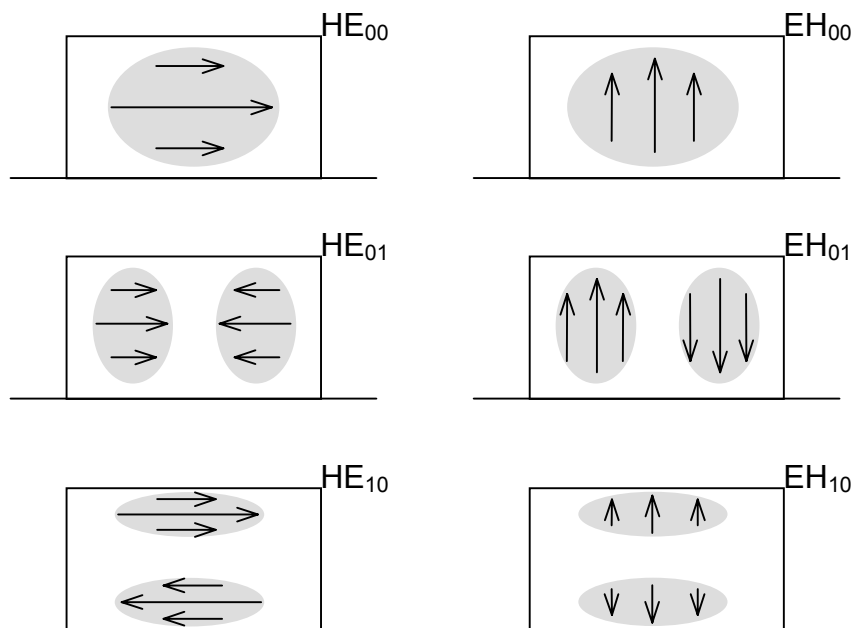


V prvním případě se boční stěny stýkají s prostředím o indexu lomu n_2 , ve druhém případě s vakuem o indexu lomu n_0 . Koncentrace elmag. vln ve světlovodech tohoto typu ze stran (tj. zleva a zprava) je opět vyvolána totálním odrazem na rozhraní. Vlna, která se podle vedlejšího obrázku šíří pod úhlem ϑ s osou pásky z a konstantou šíření β se odrazí totálně od rozhraní jestliže (pro variantu (a)) platí $\beta \cos \vartheta > n_2 k_0$

Je-li dále splněna fázová podmínka (16), potom se vlna šíří v pásce. V závislosti na tom, vzniká-li taková “pásková” vlna z vlny H_m světlovodné vrstvy, nebo z vlny E_m , označuje se jako HE_{m1} nebo EH_{m1} .

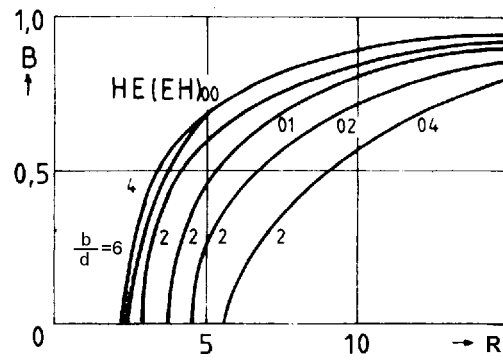
Index l čísluje počet period 2π v rovnici (16) a též počet nulových bodů v rozdělení intenzity pole uvnitř pásky ve směru y (tj. ve směru šířky). Přesné řešení této úlohy je zdlouhavé.

Na dalším obrázku je naznačeno rozdělení intenzity pole v páskovém světlovodu.



Obr. Příčné rozložení elektrické intenzity několika základních HE a EH vidů v páskovém vlnovodu.

Na dalším obrázku je znázorněna závislost $\beta = \beta(\omega)$, ovšem pro normovanou konstantu šíření $B(R)$ pro světlovod ponořený do podložky a pro $n_2 \approx n_1$.



Obr. Disperzní křivky normované pro páskový světlovod závislost zobecněné konstanty šíření na zobecněném kmitočtu při $n_2 - n_1 \ll n_2$.

Při průchodu signálu světlovody, které jsou disperzním prostředím (podobně jako vlnovody) hraje velkou roli zkreslení signálu. Pro optickou komunikaci mají velký význam časové poměry procházejících signálů. Různé paprskové svazky probíhají ve vláknu různě dlouhou dráhu, takže složky téhož vstupního signálu přicházejí na výstup s různým časovým zpožděním. Velikost zkreslení se dá posoudit podle doby, potřebné k průchodu signálu světlovodem délky L .

$$L = v_g \cdot t_g = \frac{\partial \omega}{\partial \beta} \cdot t_g \quad v_g - \text{grupová rychlost}$$

t_g - čas průchodu signálu světlovodem délky L

Jednotku délky světlovodu projde signál za čas = t_0 :

$$t_0 = \frac{t_g}{L} = \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \quad \frac{\partial \omega}{\partial k_0} = c$$

Homogenní rovinná vlna, šířící se prostředím o indexu lomu n_1 má

$$t_0 = \frac{d k_1}{d k_0} \frac{1}{c} \quad c - \text{fázová rychlost světla ve}$$

vakuu

Veličinu $\frac{d k_1}{d k_0} = G_1$ nazýváme grupový index.

Potom z rovnic (19) a (17), za předpokladu $n_1 \approx n_2$ (tj. $G_1 \approx G_2$) dostaneme

$$t_0 = \frac{1}{c} \left[G_2 + (G_1 - G_2) \frac{d(RB)}{dR} \right] \quad (22)$$

t_0 se též nazývá skupinové zpoždění

(B – normovaná konstanta šíření, R – normovaný kmitočet.)

Stejný výraz platí i pro vlákno kruhového průřezu s indexem lomu n_1 obklopené pláštěm s indexem lomu n_2 , jestliže se ve výrazu pro R tloušťka vrstvy nahradí poloměrem jádra a .

První člen na pravé straně v rovnici (22) zahrnuje vliv disperze, druhý součinitel vyjadřuje prodloužení doby průchodu paprsku tím, že vlna v jádře se nešíří rovnoběžně s osou, ale po prodloužené dráze (odrazy paprsku na rozhraních).

t_0 závisí zřejmě na vidu, poněvadž $\frac{d(RB)}{dR}$ jako funkce R je různé pro různé vidy. Tím dochází k tomu, že t_0 při šíření mnoha vidů má rozptyl rovný

$$\Delta t_0 = \frac{1}{c} (G_1 - G_2) \left(1 - \frac{2}{R} \right) \quad (23)$$

Nyní se podívejme se na různé přístupy k řešení problematiky šíření světelné energie světlovody. Ukázali jsme si řešení šíření vlnovodných vidů pomocí Maxwellových rovnic jako nejobecnější přístup k řešení. Rovněž tak ukázaná metoda geometrické optiky dovoluje v mnoha případech dosáhnout dostatečně přesné výsledky vyhovující pro praktické účely. Geometrická optika zjednodušuje analýzu fyzikálních jevů v mnohavidových vlnovodech. Uvažuje-li se zdroj světla jako zdroj paprskový, zjednoduší se analýza buzení na vstupu světlovodu.

Paprsky, které se šíří světlovodem v ose se nazývají meridiánové a pro ty provádíme řešení. U těch, které vstupují v jiných rovinách, nemeridionálně je situace odlišná.

Rychlost šíření paprsku podél světlovodu se rovná

$$v = \frac{c}{n} \cos \vartheta.$$

Jak již bylo uvedeno pro kritický úhel platí

$$\cos \vartheta_m \geq \frac{n_2}{n_1}.$$

Jelikož kritický úhel je maximální úhel, při kterém dochází ještě k totálnímu odrazu, je nejmenší fázová rychlost paprsku rovna

$$v_n = \frac{c}{n_1} \frac{n_2}{n_1}.$$

Paprsek se odráží od povrchu jádra, tak jako by se odrážel od tečné roviny k jádru jdoucí bodem dopadu paprsku. Kosé paprsky, jejichž úhel šíření vzhledem k ose světlovodu leží v intervalu úhlů přípustných pro meridiánové, budou mít stejnou fázovou rychlost jako meridiánové paprsky šířící se pod stejným úhlem. Proto analýza uvažující pouze meridiánové paprsky dává dobré výsledky i když jimi přenášená energie je relativně malá.

Pozornost zasluhují i kosé paprsky, které se šíří blízko hranice jádra. V tenké vrstvě u obvodu jádra se mohou šířit kosé paprsky téměř pod pravým úhlem vzhledem k ose světlovodu. Fázová rychlost těchto paprsků je rovna nule. Je zřejmé, že paprsky, které se šíří pod velkými úhly vzhledem k ose světlovodu, jsou již silně tlumeny, a lze je většinou zanedbávat.

Přenos energie světlovodem se uvažuje tak, že každý paprsek přenáší jen určitou diferenciální část a že dva sousední paprsky se liší o diferenciální úhel $d\vartheta$. Potom celková energie na výstupu světlovodu je dána sumou jednotlivých příspěvků. Je však zapotřebí brát v úvahu rozdílné doby šíření, vzhledem k rozdílným optickým drahám. Také jednotlivé paprsky jsou různě tlumeny.

Pro zpoždění osového paprsku je možné uvést

$$\tau_0 = \frac{L}{c} n_1,$$

kde L je délka světlovodu.

Zpoždění šikmého paprsku je

$$\tau = \frac{\tau_0}{\cos \vartheta}.$$

Rozdíl mezi zpožděním osového paprsku a kosého paprsku je tedy

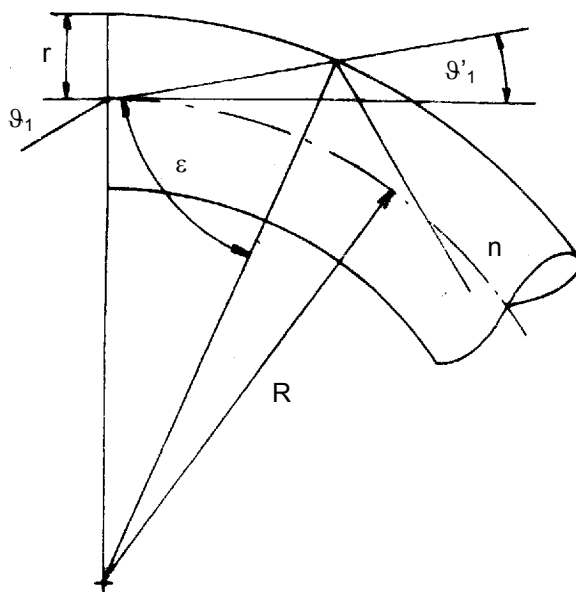
$$\Delta\tau_0 = \tau_0 \left(\frac{1}{\cos \vartheta} - 1 \right).$$

Tento rozdíl je maximální pro kritický (mezní) úhel dopadu, tj.,

$$\Delta\tau_m = \frac{L}{c} n_1 \left(\frac{n_1}{n_2} - 1 \right) = \frac{L}{c} \frac{n_1}{n_2} (n_1 - n_2) \cong \frac{L}{c} (n_1 - n_2), \text{ protože } n_1/n_2 \div 1.$$

Tento vztah odpovídá jiným způsobem odvozenému stejnému vztahu (23). Je to názorná ukázka souvislosti mezi metodou šíření vidů a metodou geometrické optiky. S rostoucím R se obě metody k sobě přibližují.

Ohyb vlákna



Obr. Odvození poměrů v zakřiveném vláknu.

Na rozhraní ohnutého vlákna dopadá paprskový svazek pod jiným úhlem než na rozhraní přímého. Podle obrázku je možné uvést následující vztahy:

$$\frac{\sin \varepsilon}{\sin(\vartheta_1' + 90)} = \frac{R}{R+r}, \quad (\sin \varepsilon = \cos \vartheta_1' \frac{R}{R+r})$$

Poněvadž $\frac{\sin \vartheta_1}{\sin \vartheta_1'} = n$, $\cos \vartheta_1' \geq \frac{1}{n}$

Ize ukázat, že $\sin \varepsilon \geq \frac{1}{n}$,

$$\frac{\sin \varepsilon}{\sin \vartheta_1' \cos 90^\circ + \cos \vartheta_1'} = \frac{R}{R+r} \quad \text{a po úpravách}$$

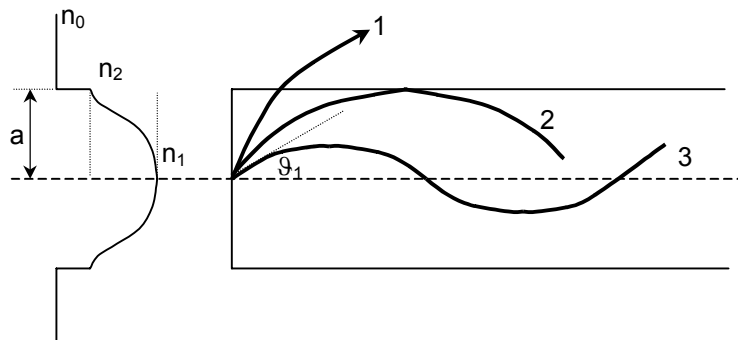
$$\frac{R}{r} \geq \frac{1}{\sqrt{n^2 - 1} - 1},$$

ze kterého vyplývá, že poměr R/r závisí na indexu lomu vlákna podle tabulky:

n	1,31	1,5	1,6	1,7	1,8	1,9	2,0
R/r	∞	8,47	4,02	2,67	2,01	1,62	1,37

Gradientní světlovod

Ukazuje se však, že mnohem menší rozptyl grupového zpoždění t_0 než světlovod s jádrem a obalem, mezi nimiž se index lomu mění skokem mají gradientové světlovody, v nichž se index lomu mění spojitě od maximální hodnoty uprostřed k minimální na rozhraní s okolním prostředím. Na obrázku je znázorněn jednak průběh indexu lomu, jednak tři typické paprsky, které reprezentují vlny šířící se světlovodem.



Obr. Gradientní světlovod

Vidovou strukturu mají pouze vlny, pro něž platí, $\vartheta_1 < \arccos \frac{n_2}{n_1}$, kde n_2 je minimální

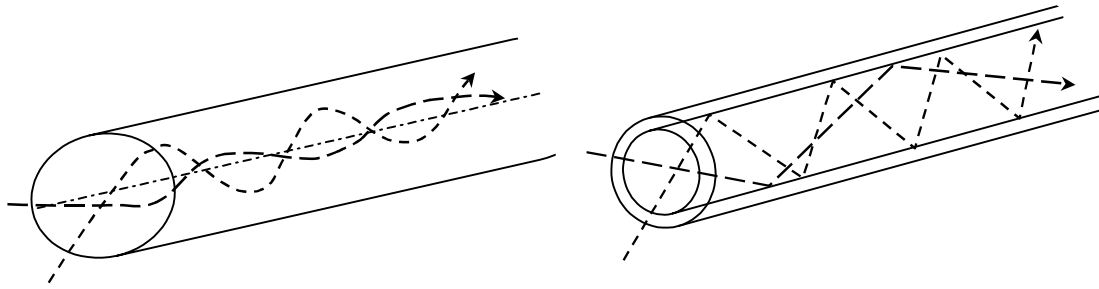
hodnota indexu lomu na rozhraní na rozhraní. Paprsek, který dosáhne hranice jádra se buď lomí zpět do jádra – lomený paprsek, je-li splněna podmínka pro totální odraz na rozhraní jádro – okolí

$$\arccos \frac{n_2}{n_1} < \vartheta_1 < \arccos \frac{n_0}{n_2} \quad (n_0 \text{ je index lomu vnějšího prostoru, pláště})$$

nebo projde do vnějšího prostoru – prostorový paprsek

$$\vartheta_1 > \arccos \frac{n_0}{n_2} .$$

Lomené a prostorové paprsky zhoršují přenosové vlastnosti. Snahou je budít především osové paprsky. To předpokládá užívat takové zdroje, které mají odpovídající vyzařovací směrové diagramy. Pro názornost je na obrázku naznačen průběh průchodu paprsků vláknem s plynule proměnným indexem lomu a vláknem s pláštěm.



Obr. Průchod paprsků vláknem:

proměnný index lomu (gradient)

vláknem s pláštěm (step-index)

Snahou při konstrukci gradientního vláknového vlnovodu je zejména omezit vidovou disperzi, dosáhnout toho, aby vyšší vidy šířící se vlnovodem pod úhlem ϑ blízkým k meznímu úhlu ϑ_m měly pokud možno shodnou konstantu šíření β s osovými vidy, u nichž $\vartheta \rightarrow 0$. Z tohoto požadavku vzešlo mnoho druhů profilů indexu lomu, jejichž chování vzhledem k přenosu signálu má své výhody i nevýhody. (exponenciální profil, profil $1/\cosh^2 r$, parabolický profil, ...)

Velmi dobré vlastnosti má světlovod, jehož index lomu se mění parabolicky pro $r < a$ jako

$$n = n_1 \left[1 - 2 \frac{n_1 - n_2}{n_1} \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right]$$

Díky prodloužení doby průchodu dochází k rozptylu grupového času (zpoždění nejpomalejšího a nejrychlejšího vidu při jednom kmitočtu – vidová disperze)

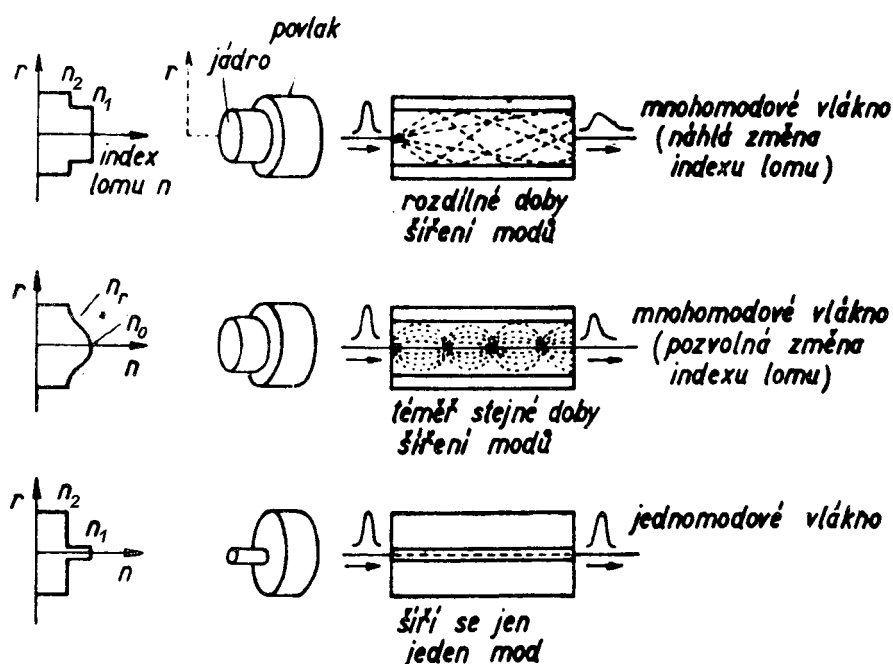
$$\Delta t_0 = n_1 \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1} \right)^2 \frac{1}{2c}$$

Mnohem menší rozptyl Δt_0 (než v případě vláken s konstantním indexem lomu) můžeme v tomto případě objasnit, budeme-li uvažovat rychlost vln pohybujících se podél paprsků. Paprsek, který leží v meridiánové rovině (viz. obr.), tj. paprsek 3 má v blízkosti osy menší rychlost, při vzdalování od osy jeho rychlost stoupá. (Střední rychlost paprsků, které svírají různé úhly ϑ s osou je potom přibližně stejná.)

Při stejné vlnové délce se šíří gradientním světlovodem polovina vidů ve srovnání se světlovodem s konstantním indexem lomu.

Optická vlákna - ztráty ve světlovodu

Hlavní charakteristiky optických sdělovacích systémů jsou závislé především na vlastnostech základního přenosového média – *optického vlákna*. K úspěšnému přenosu velkých množství informací na co největší vzdálenosti jsou zapotřebí vlákna s malým útlumem a velkou šířkou přenášeného pásma. Největších pokroků v optické sdělovací technice se dosáhlo právě ve snižování útlumu optických vláken. Jestliže ještě před 20 lety měla nejlepší vlákna ztráty kolem 1000 dB/km, dnes se dosahuje ztrát 3 dB/km při vlnové délce 0,85 μ m a 0,5 až 1,0 při vlnové délce 1,3 μ m. Pro srovnání, stejnou ztrátu má okenní sklo tlusté 1 mm. Dosažení těchto výsledků umožnily extrémně čisté výchozí materiály.



Obr. Základní typy optických vláken: mnohamodové se stupňovitým indexem lomu (nahore), mnohamodové s plynule proměnným indexem lomu uprostřed a jednomodové (dole)

Šířku přenášeného pásma bylo možné zvětšit u mnohamodových vláken přesnou kontrolou profilu indexu lomu na 500 až 1000 MHz/km. K přenosu na velké vzdálenosti a při větší šířce pásma tyto hodnoty nedostačují. Do budoucnosti tady však ještě mají rezervu jednomodová vlákna s šířkou pásma přes 100 GHz/km.

Základní typy optických vláken jsou na obrázku. Mnohamodové vlákno se stupňovitou změnou indexu lomu se skládá z jádra (průměr 100 až 200 μ m) obklopeného povlakem o poněkud menším indexu lomu n_2 . Světlo se šíří vláknem úplným odrazem na hraniční ploše mezi jádrem a povlakem. Na obrázku je zdůrazněno, že vzhledem k velkému průměru jádra

relativně k vlnové délce světla mohou postupovat dílčí paprsky ve vláknu s různými úhly odrazu. Tím vznikají ve větší vzdálenosti od vysílače podstatné časové rozdíly mezi dílčími paprsky, výsledkem je rozšiřování přenášeného impulsu a omezení šířky přenášeného pásma.

Z tohoto hlediska je výhodnější mnohamodové vlákno (průměr jádra asi $50\mu\text{m}$, povlaku asi $130\mu\text{m}$) s plynule proměnným indexem lomu (v centru téměř parabolickým). V tomto vláknu se světlo nešíří úplným odrazem na rozhraní mezi jádrem a povlakem. Vlivem plynule proměnného indexu lomu se soustřeďuje vždy znovu do osy vlákna. Se zmenšováním indexu lomu mimo osu vlákna se zvětšuje rychlost šíření světla a všechny dílčí paprsky postupují téměř se stejnou efektivní rychlostí. Efektivní šířka pásma je proto u tohoto typu tzv. gradientního vlákna podstatně větší. Prakticky je omezena přesností s jakou lze během výroby kontrolovat profil indexu lomu. Dosáhlo se hodnot 500 až 1000 MHz/km, což znamená, že např. při délce přenosu 10 km lze přenášet šířku pásma až 100 MHz.

Z hlediska přenosové kapacity je nejvýkonnějším typem jednomodové vlákno. Jádro má tak malý průměr (asi $5\mu\text{m}$), že se v něm může šířit jen jeden axiální dílčí paprsek světla. Výroba je samozřejmě obtížnější.

Pro sdělovací účely se dnes používá převážně gradientních vláken. Díky svým dobrým vlastnostem a hospodárné výrobě se zřejmě stanou univerzálními v budoucích optických systémech.

Jednou z hlavních příčin útlumu je absorpce v oblasti vlnových délek infračerveného záření při interakci fotonů s molekulárními vibracemi (fonony) ve skle a rovněž absorpce v oblasti vlnových délek ultrafialového záření vlivem přechodů elektronů v atomech kyslíku a křemíku. Dnešní systémy proto pracují při určitých vlnových délkách v rozsahu $0,7$ až $1,7\mu\text{m}$.

Optické systémy první generace pracují při vlnových délkách asi od $0,75$ do $0,90\mu\text{m}$. Typická velikost ztrát je asi $2,5\text{ dB/km}$ při odstupu průběžných zesilovačů 12 km. Systémy druhé generace pracují při vlnových délkách mezi $1,2$ až $1,6\mu\text{m}$, ztráty jsou asi o jeden řád menší a odstup průběžných zesilovačů je asi 25 km. S jednomodovým vlákem bylo dosaženo při vlnové délce $1,55\mu\text{m}$ délky přenosu 100 km bez průběžného zesilovače. U systémů druhé generace se zájem soustřeďuje zvláště na dvě vlnové délky – $1,3\mu\text{m}$ a $1,55\mu\text{m}$.

Absorpce vzniká rovněž působením kovových nečistot ve skle optických vláken. Malých útlumů se dosahuje výrobou velmi čistého syntetického oxidu křemičitého oxidačním

procesem CVD (chemical vapour deposition). Proud plynů působících jako reagující složka se přivádí do trubky z ultračistého oxidu křemičitého a na vnitřní straně trubky se vytvářejí nánosy křemíku, germania a fosforu, až počet a typ vrstev odpovídá žádanému indexu lomu. Pak se trubka zbortí do tyčového tvaru. V tomto provedení se montuje vertikálně, znovu ohřeje a teprve potom se vytahuje vlákno. Při alternativním procesu se využívá tepelné reakce k vytváření sloučenin na vnější straně otáčivé trubky. Další proces AVD (axial vapour deposition) je podobný vnějšímu procesu CVD, reakce ale probíhá v nádobě. Oxidy se nanášejí na konce rotující tyče, jež se vytahuje z nádoby, jakmile mají nánosy požadovanou geometrii. Tímto postupem lze vyrábět dlouhá optická vlákna. K výrobě dlouhých vláken se rovněž hodí procesy s kapalnou fází. Nejznámějším je proces DC (double crucible – dvojitý kelímek). V peci se ohřívají dva soustředné platinové kelímky, vnitřní s materiálem jádra a vnější s povlakem jádra. Vlákno se vytahuje zespodu a jeho plynulá délka může být větší než 25 km. Při všech těchto procesech je zaručena velká čistota materiálu vlákna.

Jinou příčinou útlumu jsou ztráty absorpcí vody vyvolané přítomností iontů OH^- . Tím se vytvářejí problémy zvláště v rozsahu vlnových délek 0,9 až 1,4 μm . Zlepšení se dosahuje použitím materiálů s nízkou úrovní vlhkosti a vysoušecí technikou během výrobního procesu.

Ztráty mohou být rovněž výsledkem Rayleighova rozptylu vlivem změn činitele odrazu vlákna. Rayleighův rozptyl je nepřímo úměrný čtvrté mocnině vlnové délky.

Disperze je vrozená fyzikální vlastnost všech optických vláken a je na ní závislá výsledná šířka pásma systému i zkreslení přenášených impulsů. Projevuje se jako *intermodální a intramodální*. První je výsledkem šíření různých světelných paprsků se stejnou vlnovou délkou různými drahami ve vlákně. Výsledkem jsou různá zpoždění jednotlivých světelných paprsků v místě detektoru.

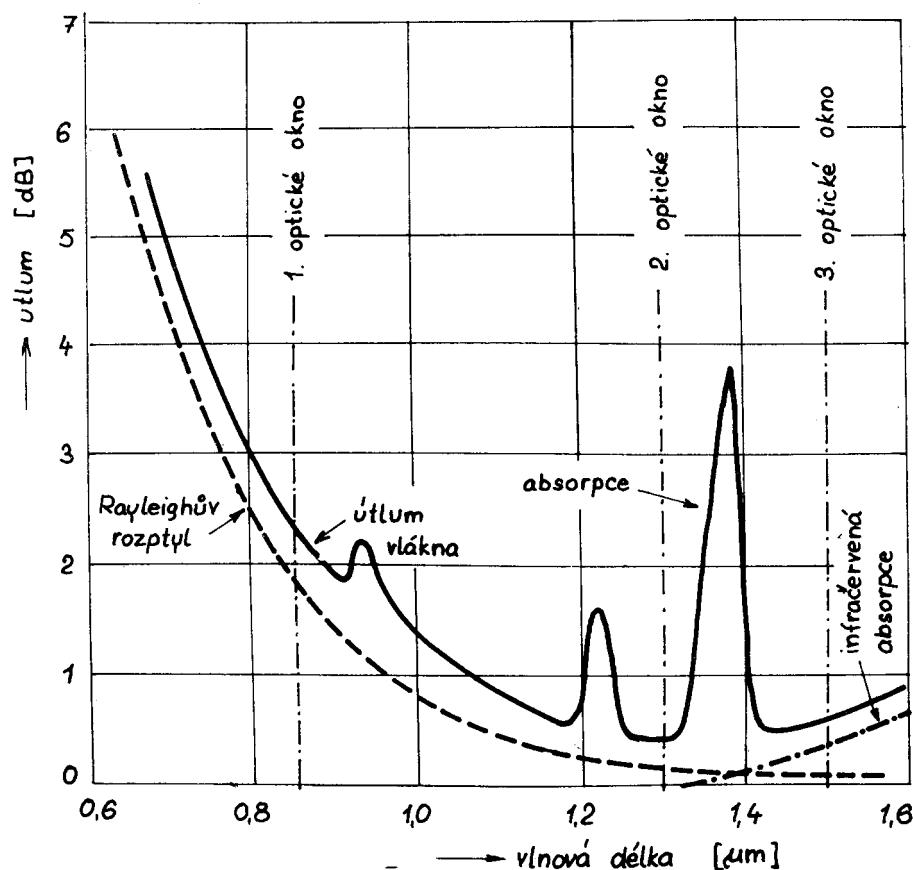
Mnohamodové vlákno se stupňovým profilem indexu lomu má relativně velký výskyt intermodální disperze, jež omezuje šířku pásma na 10 až 50 MHz/km i délku přenosu. Hodí se pro krátké a pomalé datové spoje.

Problém intermodální disperze se do určité míry vyřešil mnohamodovým vláknem s plynule proměnným indexem lomu, které se stalo z větší části základem první generace optických systémů.

Velkou šířku pásma a malou intermodální disperzi mají jednomodová vlákna, je vša problém s jejich výrobou a vysokými náklady.

Intramodální disperze má tři složky, z nichž je nejdůležitější materiálová disperze. Příčinou je závislost indexu lomu na vlnové délce. Materiálová disperze bude patrně převládat v jednomodových vláknech. Všechny intramodální složky se mění v závislosti na spektrální šířce zdroje světla. K dosažení požadované šířky pásma systému lze proto použít zdrojů světla s úzkou spektrální šířkou (lasery).

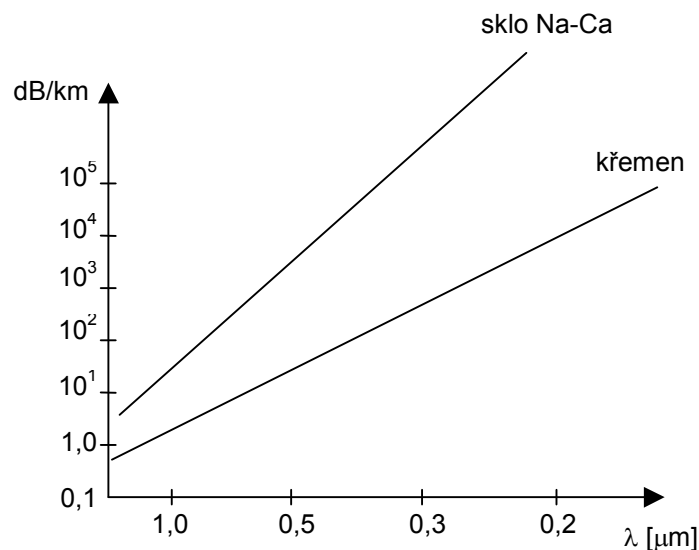
Na obrázku je typický průběh útlumu moderního mnohamodového vlákna v závislosti na vlnové délce.



Obr. Typický průběh útlumu gradientního vlákna s plynulou změnou profilu indexu lomu (50/125μm) v závislosti na vlnové délce světla.

V oblasti vlnových délek 1,3 μm a 1,5 μm dosahuje optický útlum vláken minimálních hodnot. V oblasti vlnové délky 1,3 μm také vymizí materiálová disperze, a to úplně nezávisle na zdroji světla. Při této vlnové délce lze proto použít bez podstatnějšího vlivu na šířku přenášeného pásma místo koherentního laserového záření i diody LED. Protože emisní spektrum diod LED je relativně široké, musí se věnovat zvláštní pozornost volbě střední emisní vlnové délky. Je-li tato vlnová délka vždy poněkud větší, než jaká odpovídá útlumovému minimu vlákna, vzniká nebezpečí potlačení významné části emisního spektra strmým vzestupem útlumu (absorpční špička).

Na obrázku jsou průběhy absorpce pro dva druhy skel.



Při velkých intenzitách světla se může uplatnit i nelineární rozptyl Ramanův a Brillouinův, které prakticky omezují výkon, který lze světlovodem přenášet. Při malých intenzitách světla se uplatňuje rozptyl Rayleighův $\sim 1/\lambda^4$. Čistá skla jsou však v tomto směru mnohem kvalitnější než skla technická znečištěná ionty Cu^{2+} , Fe^{2+} , Cr^{3+} , OH^- .

Útlum ve světlovodu lze vypočítat, předpokládáme-li znalost útlumu materiálu jádra i pláště (podložky) z veličin, které se vztahují k ideálnímu světlovodu, tj. β (konstanta šíření ve směru osy světlovodu) a příčné parametry U , V .

Jestliže označíme útlum v materiálu jádra α_1 a α_2 útlum v materiálu pláště, platí pro útlum ve světlovodu vztah

$$\alpha = \frac{k_0}{\beta} \frac{\frac{dV}{dU} n_1 \alpha_1 + \frac{U}{V} n_2 \alpha_2}{\frac{dV}{dU} + \frac{U}{V}}, \text{ jsou zde dosazeny příslušné veličiny pro světlovod bez}$$

ztrát.

Velmi obtížně lze vypočítat ztráty způsobené geometrickými faktory. Pro tyto účely byly vypracovány statistické metody umožňující odhad zvýšení útlumu tím, že nastává rozptyl (únik) energie do pláště.

Nejmenší útlum má čisté křemenné sklo, ale obtížně se zpracovává. Jinou možností snížení útlumu je použití kapaliny v kapiláře (CCl_4 , C_2Cl_6).

Typy světlovodů

Vláknové optické vlnovody jsou tvořeny jádrem o indexu lomu n_1 a pláštěm s indexem lomu n_2 . Tloušťka pláště musí být dostatečná, aby se omezilo vyvázání energie z vlnovodu vlivem poruch permitivity okolního prostředí a s tím spojený útlum. Vlastnosti vláknového vlnovodu závisejí zejména na geometrii a profilu indexu lomu jádra:

Pro jednomodový režim je vhodný světlovod s velmi malým poloměrem jádra a malými rozdíly v indexech lomu. Aby bylo dosaženo mechanické pevnosti je plášť poměrně silný.

Světlovody pro mnohovidový režim vyžadují jádro s velkým průměrem a postačuje již jen tenký plášť.

Gradientový světlovod má poloměr jádra velký, poněvadž parabolický průběh indexu lomu je nutno rozložit do většího intervalu, aby zkreslení signálu bylo co nejmenší.

Světlovody s kapalným jádrem mají poměrně velký poloměr (100 μm) a velké rozdíly v indexu lomu.

SI (step index) – mnohovidové vlákno se skokovou změnou indexu lomu, vyznačuje se značnou vidovou disperzí a tím i nízkou přenosovou kapacitou ($\approx 20\text{Mbit s}^{-1}\text{km}^{-1}$).

GI (graded index) – mnohovidové vlákno s profilem indexu lomu zpravidla blízkým parabole. Při tomto profilu indexu lomu dochází k vyrovnání grupových rychlostí vidů a výraznému snížení vidové disperze. Přenosová kapacita bývá ($\approx 1,5\text{Gbit s}^{-1}\text{km}^{-1}$).

MM (monomode) – jednovidové vlákno, ve skutečnosti se vláknem šíří minimálně dva ortogonální vidy. Přenosová kapacita se může blížit $10^3\text{ Gbit s}^{-1}\text{km}^{-1}$. Podle průběhu indexu lomu vlákna lze dále rozlišit:

MM s obdélníkovým průběhem indexu lomu. Tato vlákna mají pro jednovidový přenos velmi malý průměr jádra a obtížně se vyrábějí, mají nízkou hodnotu numerické apertury.

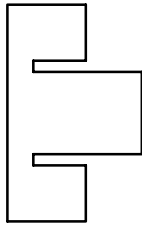
MM s W profilem mají odděleno jádro od pláště tenkou mezivrstvou o indexu lomu nižším než index lomu pláště. Mezivrstva zvyšuje hodnotu mezního jmenovitého kmitočtu vlákna. Jádro proto má větší průměr a tím se dosahuje i větších hodnot numerické apertury. U tohoto uspořádání je možné volit rozdíly

v indexech lomu mezi jádrem a vrstvou při zachování jednovrstvé struktury až o řád větší než dříve.

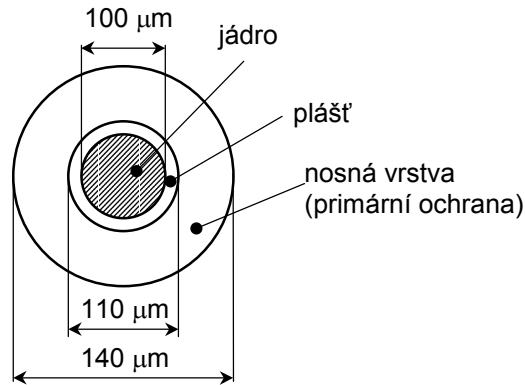
MM s trojúhelníkovým profilem indexu lomu se používá pro vlnové délky mimo oblast minimální materiálové disperze. Profil je výhodný pro vlnovody s kompenzací materiálové disperze disperzí vlnovodovou. Pro tento profil vychází největší možný poloměr jádra a nejnižší citlivost kompenzace na fluktuace průměru jádra.

MM s dvojlomným jádrem zachovávají polarizaci, jsou nezbytná v soustavách využívajících interferenčních jevů (potlačení polarizačního šumu).

profil indexu
lomu

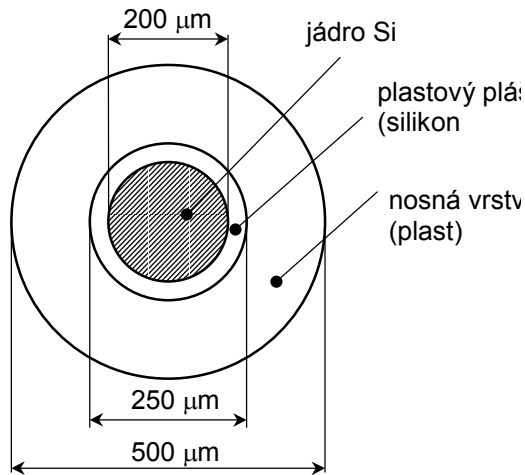
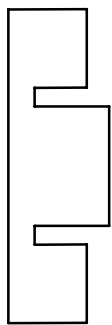


příčný průřez

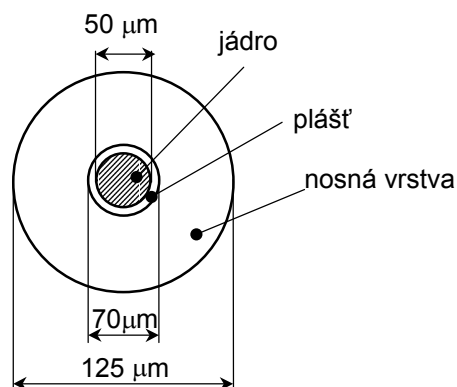
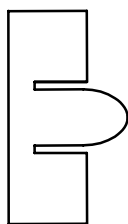


vlákno

SI celoskleněné
SiO₂



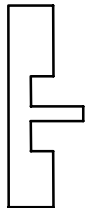
SI
PCS plast –
křemen



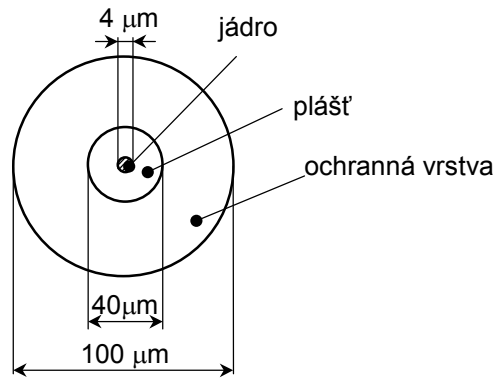
GI

Mnohavidová vlákna

profil indexu
lomu

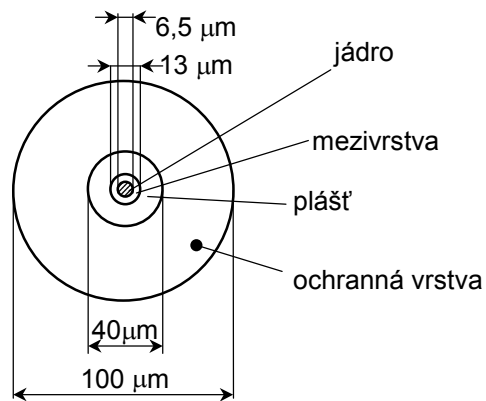
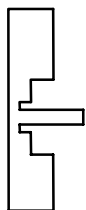


příčný průřez

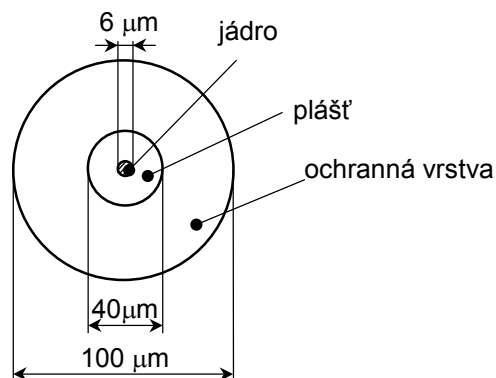
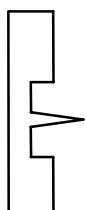


vlákno

SI celoskleněné
SiO₂



SI
PCS plast –
křemen



GI

Jednovidová vlákna

Optoelektronická polarizační vlákna

PANDA – Polarization – Maintaining and Absorption Reducing Optical Fibres.

Vlákna mají vysokou hodnotu optického dvojlomu. Ve směru napětí leží optická osa. Dvojlom ve vláknu indikují napěťové inkluze. Jedná se o jednomodové eliptické vlákno s jádrem 6-8 μm .

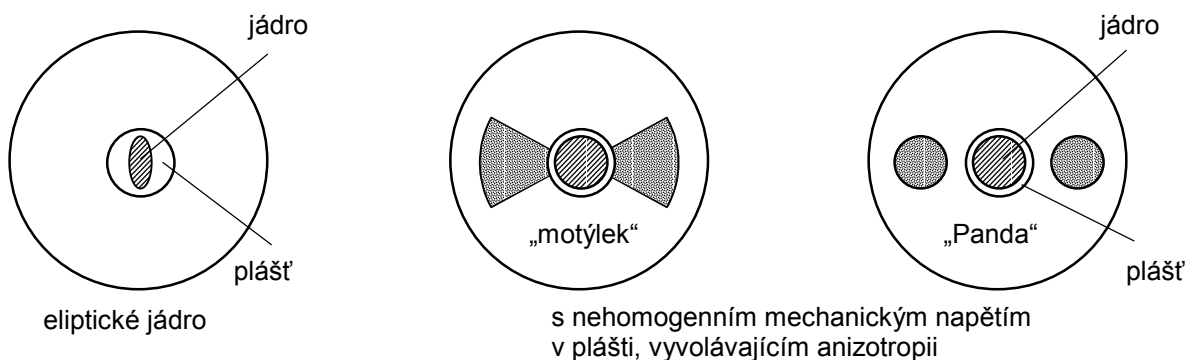
Plášť je z čistého SiO_2 , jádro je dopováno GeO_2 , s přidavnými napěťovými inkluzemi B_2O_3 . Teoretický útlum (mez) – 0,27 dB/km; dosaženo 10 dB/km, dnes už 5 dB/km, u jednomodových ještě menší útlum.

PANDA má útlum pod 1 dB/km.

Dvojlom – geometrický (elipticita)

- napěťový ten je důležitý u vláken PANDA

U vlákna PANDA „vidí“ plášť vlákna pouze paprsek s horizontální polarizací. Paprsek s vertikální polarizací plášť „nevidí“.

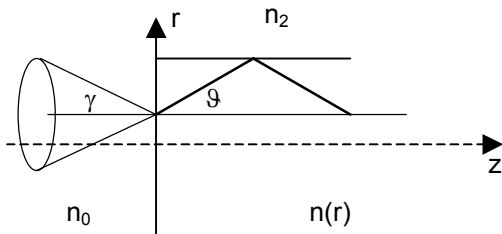


Jednovidová vlákna zachovávající polarizaci

Vlnovod se ztrátovým jádrem – tlumí přednostně vidy ostatní kromě dominantního HE_{11} .

Číselná (numerická) apertura

Paprsky, které vytvářejí ve vlnovodu vedený vid, zaplňují na vstupu v každém bodě průřezu jádra kužel s vrcholovým úhlem ϑ



$$n_0 \sin \gamma = n(r) \sin \vartheta$$

Výraz $NA(r) = n_0 \sin \gamma = n(r) \sin \vartheta$ se nazývá lokální číselná apertura vlákna.

γ je maximální úhel, při kterém ještě dochází na rozhraní jádro – plášť k totálnímu odrazu.

Její velikost u vláken s homogenním jádrem je konstantní

$$NA = n_0 \sin \gamma = n_1 \sin \vartheta = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad \cos \vartheta \geq \frac{n_2}{n_1}$$

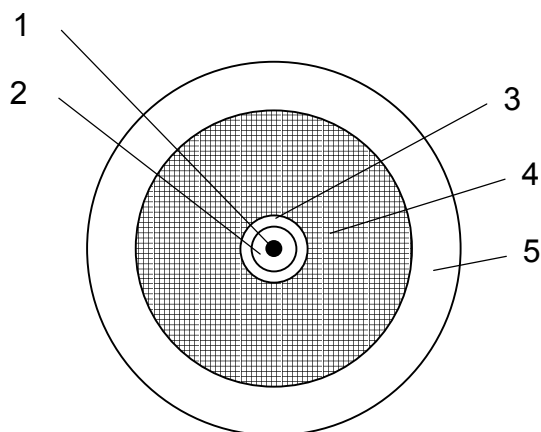
$$= \sqrt{n_1^2 \sin^2 \vartheta} = \sqrt{n_1^2 - n_1^2 \cos^2 \vartheta}$$

NA – číselná apertura je základním konstrukčním parametrem vláknového vlnovodu.

Určuje úhel, pod kterým je ještě vlnovod schopen přijímat na vstupní straně energii zdroje, a pod kterým ji na výstupní straně vyzařuje. Typické hodnoty číselné apertury jsou 0,15 až 0,5.

Optické kabely

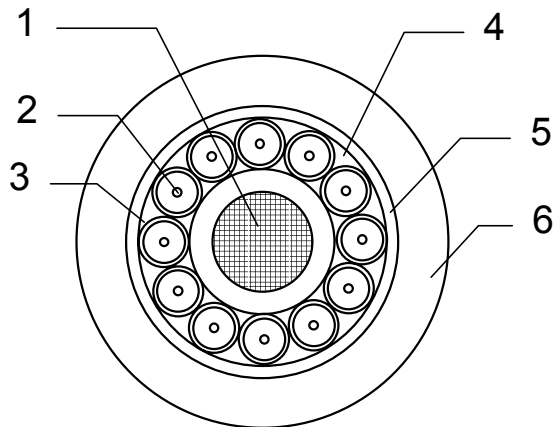
Samotné vlákno je málo odolné proti vnějším vlivům, je proto umísťováno do optického kabelu, který obsahuje prvky zajišťující optimální podmínky optického vlnovodného vlákna. Kabel musí především chránit vlákno před mechanickým namáháním a vlhkostí. Mechanické namáhání přebírají kovové nebo nekovové tahové prvky. Vlastní vlákno je navíc umístěno v trubce sekundární ochrany, kde se může zpravidla volně pohybovat. Je tak zabráněno vzniku axiálního napětí ve vláknu. Trubice sekundární ochrany bývá vyplněna gelem, ve kterém vlákno klouže. Gel omezuje vznik ohybů a mikro-ohybů při kontaktu vlákna se stěnou (snížení ztrát vyzařováním na ohybech) a snižuje pronikání vlhkosti do vlákna. Poněvadž plastové vrstvy kabelu nezabraňují bezpečně pronikání vlhkosti, doplňují se vrstvy kabelů kladených do vlhka (voda, zem) o aluminiovou folii potaženou plastem. Tato aluminiová folie výrazně snižuje pronikání vlhkosti. Proniknutí vlhkosti do pláště kabelu může být identifikováno a lokalizováno při použití pomocného vláknového vlnovodu, který je vložen mezi podložku s periodickou geometrií a bobtnavý materiál. Při průniku vlhkosti se přitlačením vlákna na podložku vytvoří mikro-ohyby působící lokální nárůst útlumu. Průnik vlhkosti pak může být lokalizován metodou zpětného rozptylu.



Na obrázku je průřez kabelu s těsnou sekundární ochranou a vlákny PCS (fluorovaný plast).

Obr. Optický kabel s PCS vláknem a těsnou sekundární ochranou (dovolené namáhání 300N)

- 1 – optické vlákno PCS 200 μ m
- 2 – primární ochrana 380 μ m
- 3 – těsná sekundární ochrana 600 μ m
- 4 – nekovové tahové prvky
- 5 – PVC plášť



Na dalším obrázku je kabel s gradientními nebo jednovidovými vlákny a volnou sekundární ochranou. Volná sekundární ochrana umožňuje zvýšit mezní dovolené namáhání oproti těsné ochraně až 10×.

Obr. Optický kabel s GI vláknem a volnou sekundární ochranou (dovolené namáhání 2000 N).

1 – kovový (nebo nekovový) tahový prvek; 2 – optické vlákno GI 50/125 μ m s primární ochranou 250 μ m; 3 - neplněná (plněná) volná sekundární ochrana; 4 – neplněná (petrolátem plněná) duše kabelu; 5 – vodoblokující obvodová izolace (hliníková folie potažená kopolymerem); 6 - plášť PE; 7- plastový obal nosného prvku.

Provedení a přenosové vlastnosti kabelu jsou dány označením kabelu. První část označení je společná pro všechny kabely a charakterizuje konstrukci:

G – kabel s optickými vlákny

2. písmeno – sekundární ochrana vlákn:

A – těsná (GI); T – těsná z fluorovaného plastu (PCS); H – volná trubková ochrana z PE; Hp – volná plněná gelem.

3. písmeno – nosný (tahový) prvek

O – kovový s plastovou izolací

S – nekovový s plastovou izolací

4. písmeno – plášť kabelu

Y – PVC

E – PE

Doplňující písmeno A mezi 3. a 4. písmenem – zvýšení odolnosti proti vlhkosti pomocí folie Al s oboustranným plastovým povlakem (zvyšuje odolnost proti vlhkosti).

Následující skupina čísel označuje přenosové vlastnosti kabelu.

Pro vlákna SI – PCS:

počet vláken kabelu	×	průměr jádra	průměr primární ochrany	průměr sekundární ochrany	-	útlum (dB/km)
---------------------------	---	-----------------	-------------------------------	---------------------------------	---	------------------

Příklad celého označení:

GTSY 1 × 200 / 380 / 600 / - 50

- optický kabel s těsnou sekundární ochranou, nekovovým nosným prvkem a PVC pláštěm, obsahuje jedno vlákno PCS s průměrem jádra 200μm, průměrem primární ochrany (identická s pláštěm vlákna) 380μm a průměrem sekundární ochrany 600μm, vlákno má útlum 50dB. Přenosová kapacita kabelů s PCS vlákny je větší než 10 MHz/km.

Pro vlákna GI má číselná skupina tvar:

počet vláken kabelu	×	průměr jádra	-	třída útlumu	třída šířky pásma	pracovní vlnová délka
---------------------------	---	-----------------	---	--------------	----------------------	-----------------------------

Třída útlumu je označena římskou číslicí:

třída	Vlnová délka (μm)	
	0,85	1,3
I	≤ 3,5 dB	≤ 1,0 dB
II	> 3,5 dB	> 1,0 dB

Třída šířky pásma je označena arabskou číslicí:

třída	Vlnová délka (μm)	
	0,85	1,3
1	> 0,4 GHz km	> 0,6 GHz km
2	≤ 0,4 GHz km	≤ 0,6 GHz km

Příklad celého označení:

G H_p OAE(P) 12 × 50/125 – I/1/1300

- optický kabel s volnou sekundární ochranou plněnou gelem, vodoizolační AL-folií, polyetylenovým pláštěm, duše plněná petrolátem, 12 gradientních vláken (jádro 50 μm / plášť 125 μm) – útlum ≤ 1 dB, pásmo > 0,6 GHz km, vlnová délka 1300 nm).

Zvláštním typem optického kabelu je svazkový optický kabel. Optický výkon je zde přenášen svazkem vysokoaperturních vláken. Svazek umožňuje přenos velkých optických výkonů a svazky orientované, tj. svazky s vlákny v navzájem definované poloze, umožňují navíc bodový přenos obrazu (užití v endoskopii).

Použití světlovodných kabelů v průmyslových aplikacích

viz Sdělovací technika 8/97.

Spojování optických vláken

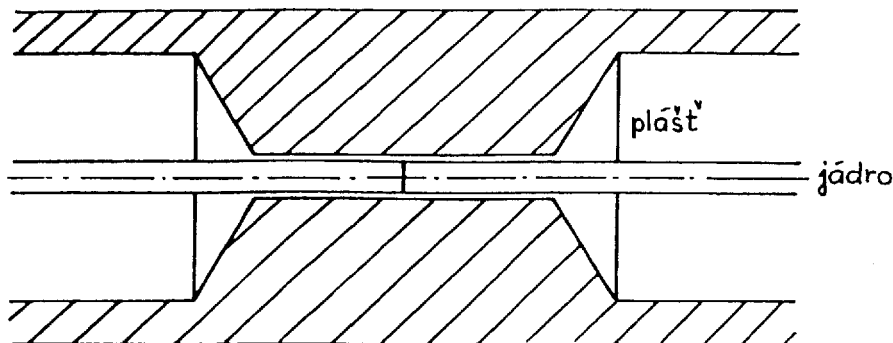
Optická vlákna se vyrábějí v maximálních délkách do 2500 – 5000 m. Podobně tedy jako u klasických kabelů, je zapotřebí i zde jednotlivé délky vzájemně napojovat. Současně musí být k dispozici i technologie, dovolující spojovat přerušovaná vlákna. Požadavky kladené na tato spojení jsou značně vysoké a rostou s klesajícím průměrem jádra vlákna. Aby na spojení nedocházelo ke ztrátám energie, měla by spojovaná vlákna ležet v jedné společné ose, a to v těsném kontaktu obou vstupních stýkajících se plošek, jejichž povrch musí být opticky upraven. Téměř pro všechny druhy spojů vláken je základním požadavkem, aby čelní plocha jádra byla rovinná a kolmá k ose vlákna. Dosahuje se toho v praxi tak, že se vlákno po obvodu nařízne a přetrhne pod určitým napětím v tahu. K tomu účelu jsou používány speciální stroje. Požadavky na spoje (zdroj – jádro, jádro – jádro, jádro – detektor) jsou pak v zásadě dále stejné jako u klasických kabelů, tj.

- a) dobrá mechanická pevnost,
- b) odolnost proti mechanickým vlivům,
- c) odolnost proti klimatickým vlivům,
- d) elektrická stálost spoje,
- e) nízký přechodový útlum,
- f) snadná rozebíratelnost.

Provedení spojů lze rozdělit na **trvalé** a **rozebíratelné**. Trvalé spoje jsou čelní spoje s přímým stykem spojovaných ploch. U rozebíratelných spojů (konektorů) naopak požadujeme, aby se mechanické plochy nedotýkaly. Důvodem je opotřebování styčných ploch a tím i snižování kvality daného spoje. Z druhého pohledu však musí být brán zřetel na to, aby mezera nepřesáhla určitou hodnotu, neboť pak dochází k nadměrnému rozšiřování svazku vlivem difrakce, a tedy i k velkým ztrátám rozptylem světelných svazků. Mají-li být difrakční ztráty udrženy pod hodnotou asi 0,2 dB, je nutné, aby vzdálenost čelních ploch spojovaných jader nepřesáhla 10% průměru jádra svazku optických vláken, nebo průměru jádra jednotlivého vlákna. Pro svazek vláken o průměru 1 mm je tato hodnota 100 μm , což je běžná tolerance; avšak pro jednotlivé vlákno o průměru 100 μm je to již jen 10 μm . Je tedy zřejmé, že nároky na spoje budou velké.

Trvalé spoje.

Nejjednodušší a nejkvalitnější spoj lze dosáhnout svařením obou konců vláken. Po osovém vyrovnání obou konců jader jsou jádra svařena pomocí laseru, případně žhavého drátu jako ohříváč. Práce se provádí pod mikroskopem.



Obr. Spojení dvou vláken.

Velmi používanou metodou při pevném spojování vláken je jejich zavedení do přesně kalibrované válcové trubičky. Trubička má na obou koncích naváděcí trychtýřové rozšíření, viz. obrázek. Pro fixaci spoje

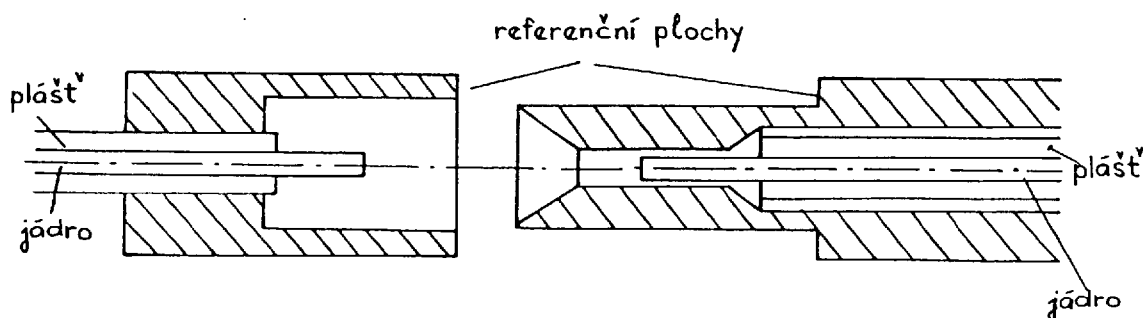
jsou pak konce trubičky zasunuty do pláště, nebo v některých případech je zamáčknut stavěcí šroubek kolem pláště. Je-li trubička před zavedením vlákna vyplněna silikonovou kapalinou, lze dosáhnout útlumu spoje pod 0,3 dB.

Další metoda využívá trubičku se čtvercovým průřezem, do které se zavedou vlákna a vhodným natáčením se hledá optimální vazba. Poté se trubička zalije epoxidovou pryskyřicí, která působí jako látka pro přizpůsobení indexu lomu a po zatvrdnutí jako fixace spoje.

V současné době je pak největší zájem soustředěn na vývoj vhodných lepidel, pomocí nichž by bylo možné vlákna pouze jednoduše slepit. Z hlediska útlumu však dosud nebylo dosaženo nejlepších výsledků.

Konektory

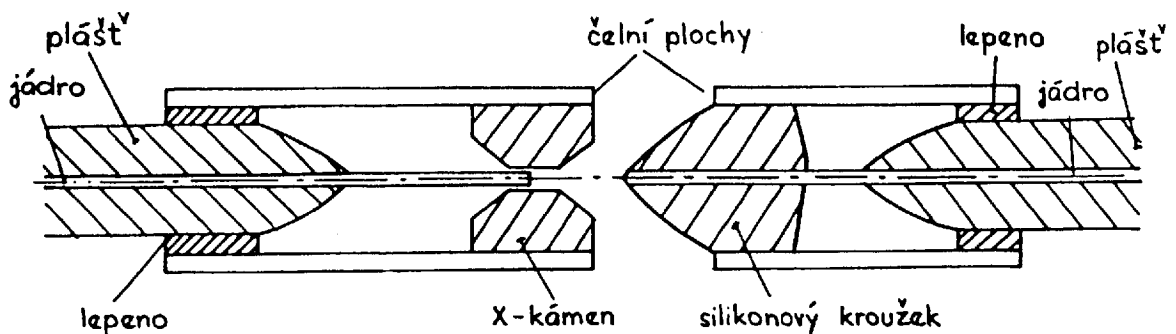
Požadavkem na konektory je snadná manipulovatelnost, opakovatelnost spojení a to bez podstatného snížení vazební účinnosti. Jedna z možných konstrukcí je uvedena na obrázku.



Obr. Souosý konektor.

Je zřejmé, že osové vyrovnání se provádí pomocí kalibrovaného otvoru, který má na koncích naváděcí kuželová rozšíření. Vzdálenost mezi konci obou vláken ve stavu spojení je nastavena pomocí referenčních plošek tak, aby v konečné poloze byla mezi konci vláken malá mezera. Konce jsou pak zamáčknuty do plastického povlaku vlákna. Tím je vlákno fixováno ve správné poloze v příslušné části konektoru.

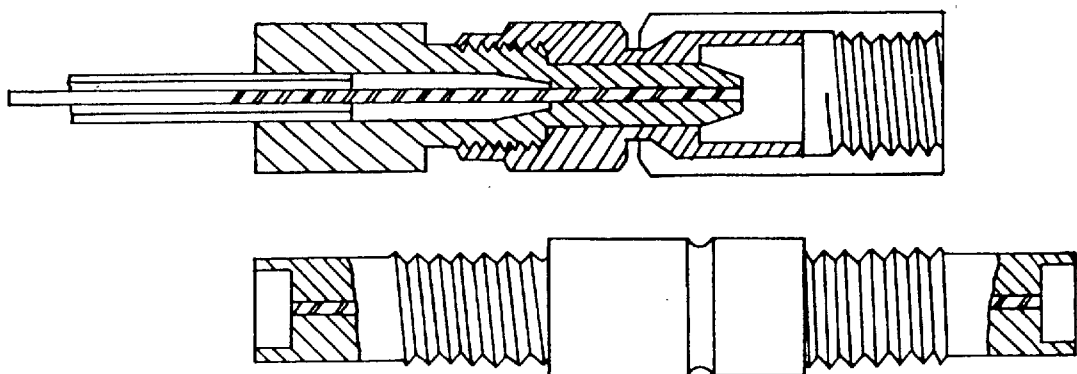
Obdobnou konstrukcí je uspořádání podle následujícího obrázku.



Obr. Kuželový konektor.

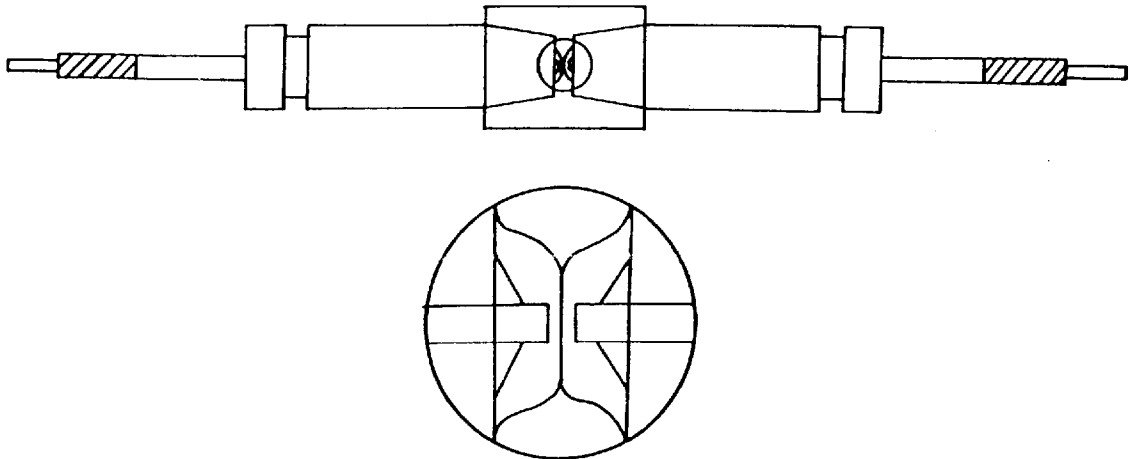
Zde jsou holé konce vláken usazeny do silikonového kužele, který zajišťuje lepší středění a odolnost vlákna. Použité hodinářské kameny umožňují přesné zpracování jak vnějšího poměru, tak i přesné středění díry pro konce vlákna. Celková osová přesnost malého otvoru v kameni vzhledem k vnější ploše je lepší než $5 \mu\text{m}$. Hodnota útlumu se pohybuje kolem 1,5 dB.

Detailní, praktické provedení obdobné konstrukce je znázorněno na dalším obrázku:



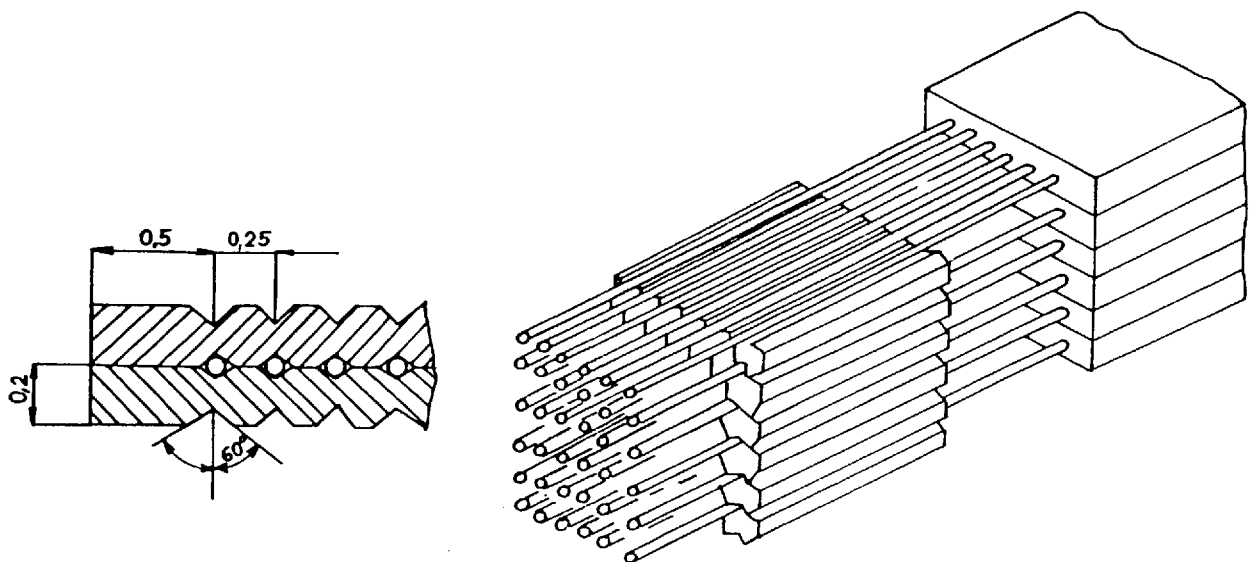
Obr. Praktické provedení konektoru.

Konektor firmy Bell je konstrukčně proveden tak, že vzájemný styk vláken je usnadněn poduškami z průhledné umělé hmoty. Viz další obrázek:



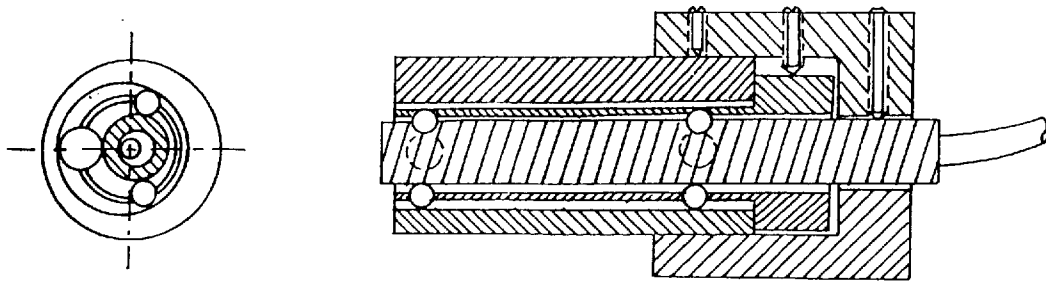
Obr. Konektor firmy Bell.

Vlákna lze ukládat do klínové drážky, ve které se poloha vláken upravuje automaticky za předpokladu, že obě vlákna mají totožné rozměry. Na tomto principu byl navržen konektor pro rovinnou skupinu vláken, pro které drážky tvořily okraje válcově uspořádaných elementů. Do drážek pak jsou vlákna přitlačována vrcholy protilehlých elementů druhé části konektoru. Takto byl navržen konektor pro svazek 12×12 vláken ve firmě Bell, který je uveden na následujícím obrázku (je vyznačeno pouze 36 vláken).



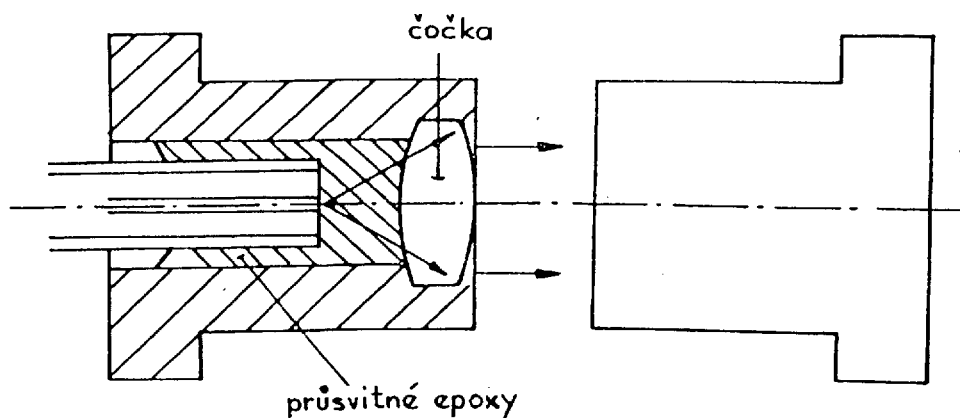
Obr. Rovinný konektor.

Jinou, velice přesnou konstrukcí je uložení vlákna mezi tři válce, které mohou za pomoci justovacích kontaktů ve třech povrchových přímkách zajišťovat polohu vlákna obou spojovaných vláken. Příklad konstrukce tohoto typu konektoru od firmy SEL je na obrázku:



Obr. Justovací konektor.

Velkým problémem je připojování optických vláken ke zdrojům záření. V těchto místech mohou vznikat velké ztráty energie zdroje, kterým lze čelit jen vhodnou úpravou zdroje a zachováním optimálních podmínek vazby. Napojení se většinou provádí pomocí čoček. Tohoto způsobu je možné rovněž využít při přechodu na větší případně menší průměry vláken. Možný náznak řešení je uveden na obrázku:



Obr. Rozšíření světelného svazku.

Problém napojení zdroje na vlákno se nejvýhodněji řeší již u výrobce, který je schopen vyrobit v optimální vazbě zdroj (detektor) přímo v návaznosti s úsekem vlákna, a další propojení se již provádí standardním konektorem, což si již uživatel provádí sám.

Modulace optického signálu

Z radio-frekvenčního pásma známe v podstatě tři způsoby modulace koherentní nosné vlny:

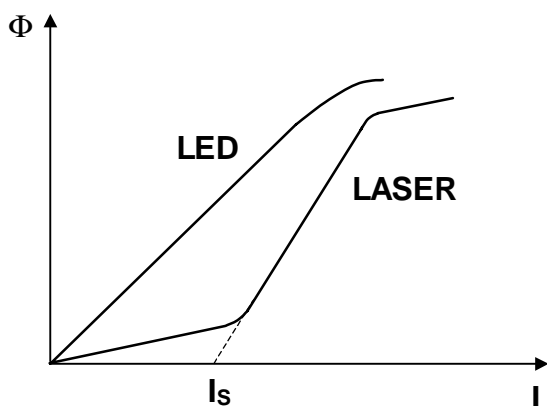
- amplitudovou
- frekvenční
- fázovou.

V optickém oboru přistupuje ještě modulace výkonu. Modulace výkonu je velmi důležitá pro optický obor ze dvou důvodů:

- 1) Výstupní signál mnoha optických přijímačů je úměrný intenzitě dopadajícího záření.
- 2) Modulace výkonu se může aplikovat i na částečně nebo zcela nekoherentní záření. To znamená, že kvalitní rubínové lasery lze nahradit i luminiscenčními diodami nebo polovodičovými lasery.

Modulaci je možno provádět buď přímo, nebo nepřímo pomocí modulátorů oddělených od laserů. Přímá modulace je vhodná u polovodičových laserů a realizuje se modulací vstřikovaného proudu. Dielektrické a plynové lasery se modulují zpravidla nepřímo, pomocí vnějších modulátorů.

Modulace zdroje je nejjednodušší způsob amplitudové modulace. Velmi jednoduše se modulují polovodičové zdroje. Elektroluminiscenční diody mají lineární závislost mezi vyzařovaným zářivým tokem a procházejícím proudem, která dosahuje až k **oblasti nasycení**, viz obrázek.



Obr. Charakteristika elektroluminiscenční diody a laseru

Obdobná charakteristika u laserových diod je složitější, protože ke vzniku laserového jevu je nutná určitá proudová hustota. Proto má závislost zářivého toku na procházejícím proudu **tvár lomený**, v první části charakteristiky je funkce obdobná funkci elektroluminiscenční diody, za prahovým proudem I_s dochází ke vzniku laserového jevu a tím se závislost

zářivého toku na proudu stává strmější. To je nutno při modulaci respektovat a modulovat laserovou diodu od klidového proudu I_s .

Vnější modulace se provádí pomocí látek, v nichž se mění index lomu nebo absorpce světla v závislosti na veličině, kterou je možné měnit v taktu modulace. Změny indexu lomu je možné docílit na základě elektrooptického nebo piezoelektrického jevu.

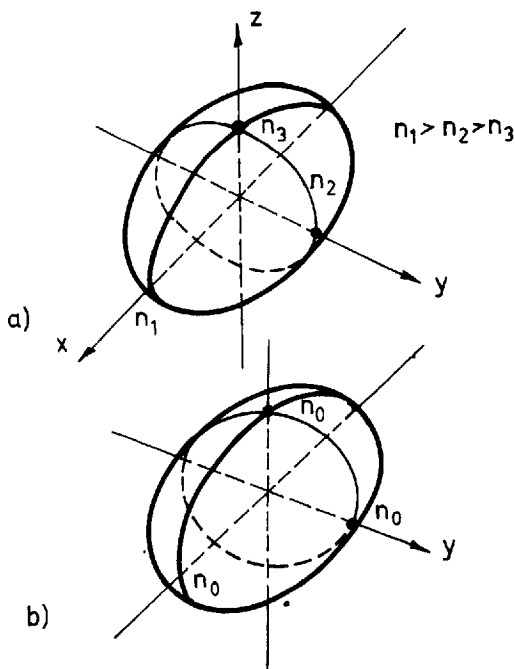
Elektrooptický jev (změna indexu lomu v elektrickém poli)

Optické vlastnosti některých materiálů se mění při působení elektrického pole.

Anizotropní krystaly mají na rozdíl od izotropních látek permitivitu $\epsilon = \frac{1}{n^2}$ (permeabilitu předpokládáme rovnou jedné) závislou na směru šíření světla. Funkce $n(x,y,z)$ vytváří v prostoru elipsoid (Fresnelův) s rovnicí

$$\epsilon_x x^2 + \epsilon_y y^2 + \epsilon_z z^2 = \frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1$$

Tento elipsoid má tedy obecný tvar, každá osa souřadnic protíná elipsoid v hodnotě jedné ze tří hlavních hodnot indexu lomu, které elipsoid charakterizují, viz obrázek



Obr. Elipsoid indexů lomu dvojosého (a) a jednoosého (b) krystalu.

V elipsoidu existují dva řezy, které jsou kruhové a kolmice k těmto řezům udávají směr optických os krystalu. Krystal je tedy v obecném případě dvojosý. Značná část krystalů je jednoosá, jejich vlastnosti lze zobrazit elipsoidem s rotační symetrií kolem jediné hlavní osy. Rozdílné indexy lomu pro různé směry v krystalu vedou k tomu, že rychlost šíření paprskového svazku závisí na směru roviny polarizace procházejícího záření v závislosti na směru šíření optické vlnoplochy vzhledem k optickým osám krystalu. Tím vznikají některé jevy jako např. dvojlom, rotace roviny polarizace při průchodu atd.

Dvojlom světla

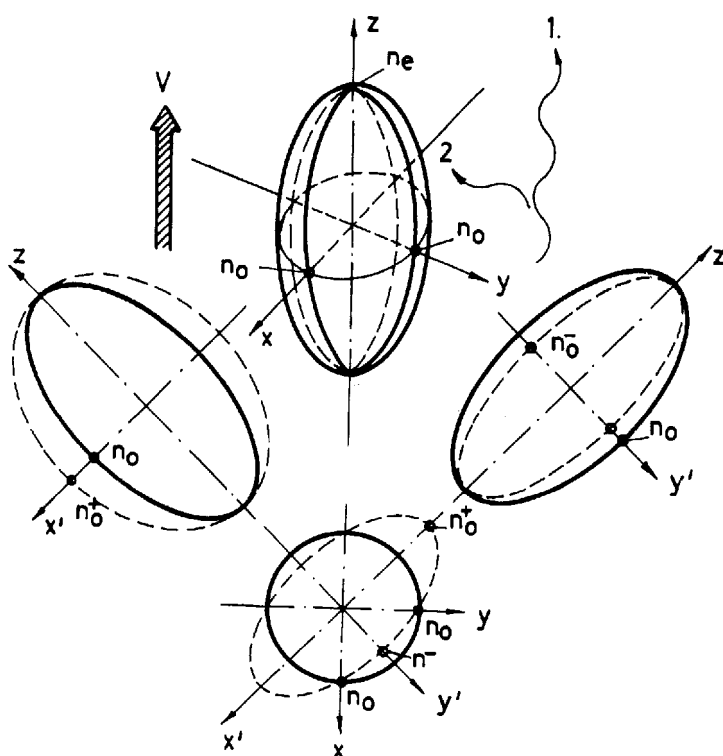
Paprsek dopadající na anizotropní krystal se po průchodu krystalem rozdělí na dva: řádný a

mimořádný paprsek. Řádný paprsek postupuje tak jako v izotropním prostředí, splňuje zákon

lomu a jeho rychlost nezávisí na směru šíření. Mimořádný paprsek je posunutý (odkloněný) od řádného a neřídí se zákonem lomu.

V krystalu existuje jeden nebo dva směry, pro které nenastává dvojlom. Tento směr se nazývá **optická osa**. Podle počtu os dělíme krystaly na jednoosé a dvojosé. Optická osa a dopadající paprsek tvoří **rovinu hlavního řezu**. Při dvojlomu jsou řádný a mimořádný paprsek dokonale lineárně polarizovány, paprsky s různým směrem polarizace se pohybují krystalem různou rychlostí, při průchodu polarizovaného záření dochází ke změně směru roviny polarizace záření.

Při elektrooptickém jevu dochází v **elektrickém poli k deformaci tvaru elipsoidu**, takže např. z jednoosého krystalu se může stát v **elektrickém poli dvojosý (viz obrázek)**



Obr. Změny jednoosého elipsoidu indexů lomu elektrooptického krystalu při přiložení napětí ve směru V: nahoře pohled, dole průměty; při zpracování informace se využívá průchodu záření buď ve směru osy z (1), nebo ve směru osy y' (2).

Původní rovnice elipsoidu

$$a_1x^2 + a_2y^2 + a_3z^2 = 1$$

se po zavedení elektrického pole změní na

$$a_{11}x^2 + a_{22}y^2 + a_{33}z^2 + 2a_{12}xy + 2a_{23}yz + 2a_{31}zx = 1$$

Jednotlivé koeficienty lze popsat pomocí výrazů

$$\left. \begin{aligned} a_{11} - a_1 &= r_{11}E_x + r_{12}E_y + r_{13}E_z \\ a_{22} - a_2 &= r_{21}E_x + r_{22}E_y + r_{23}E_z \\ a_{32} - a_3 &= r_{31}E_x + r_{32}E_y + r_{33}E_z \\ a_{23} &= r_{41}E_x + r_{42}E_y + r_{43}E_z \\ a_{31} &= r_{51}E_x + r_{52}E_y + r_{53}E_z \\ a_{12} &= r_{61}E_x + r_{62}E_y + r_{63}E_z \end{aligned} \right\} \text{lineární (Pockelsův) elektrooptický jev}$$

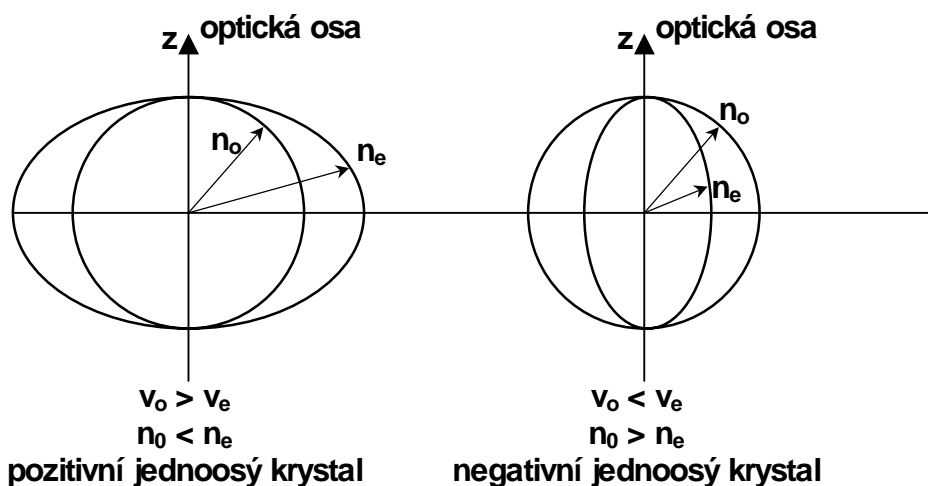
$$\underbrace{\begin{aligned} a_{11} - a_1 &= R_{11}E_x^2 + R_{12}E_y^2 + R_{13}E_z^2 + R_{14}E_yE_z + R_{15}E_xE_z + R_{16}E_xE_y \\ a_{22} - a_2 &= R_{21}E_x^2 + R_{22}E_y^2 + R_{23}E_z^2 + R_{24}E_yE_z + R_{25}E_xE_z + R_{26}E_xE_y \\ a_{32} - a_3 &= R_{31}E_x^2 + R_{32}E_y^2 + R_{33}E_z^2 + R_{34}E_yE_z + R_{35}E_xE_z + R_{36}E_xE_y \\ a_{23} &= R_{41}E_x^2 + R_{42}E_y^2 + R_{43}E_z^2 + R_{44}E_yE_z + R_{45}E_xE_z + R_{46}E_xE_y \\ a_{31} &= R_{51}E_x^2 + R_{52}E_y^2 + R_{53}E_z^2 + R_{54}E_yE_z + R_{55}E_xE_z + R_{56}E_xE_y \\ a_{12} &= R_{61}E_x^2 + R_{62}E_y^2 + R_{63}E_z^2 + R_{64}E_yE_z + R_{65}E_xE_z + R_{66}E_xE_y \end{aligned}}$$

kvadratický (Kerrův) elektrooptický jev

Součinitele r_{ij} (R_{ij}) **jsou elektrooptické moduly** - lze uspořádat do matice, v různých materiálech se uplatňují jen některé z nich a některé z nich **jsou si rovny**.

Rozlišujeme tři případy:

- a) **Látky krystalizující v kubické soustavě** mají $n_x = n_y = n_z$. **Geometrickým tvarem funkce $n(x,y,z)$ je koule** – jedná se o opticky izotropní látky. Anizotropii lze vyvolat fyzikálními vnějšími poli.
- b) **Látky krystalizující v trigonální, tetragonální a hexagonální soustavě** mají např. $n_x = n_y \neq n_z$. Funkce $n(x,y,z)$ tvoří rotační elipsoid (pro mimořádný paprsek). Tyto látky vykazují jednoosou anizotropii. Optická osa je totožná se směrem, ve kterém mají řádný i mimořádný paprsek **stejně rychlosti (indexy lomu $n_o = n_e$)**.



Intenzita elektrického pole (vektor elektrické intenzity) řádného paprsku kmitá kolmo na hlavní rovinu (hlavní řez), což je rovina v níž leží optická osa a uvažovaný paprsek.

Vektor intenzity elektrického pole mimořádného paprsku kmitá rovnoběžně s hlavní rovinou.

Leží-li optická osa v rovině dopadu jsou řádný a mimořádný paprsek polarizovány v rovinách navzájem kolmých.

Když je optická osa kolmá na rozhraní a paprsek dopadá kolmo – **dvojlom nevzniká**.

Když je optická osa rovnoběžná s rozhraním, potom při kolmém dopadu postupují řádný i mimořádný paprsek stejným směrem, ale vzniká mezi nimi fázový posuv.

- c) **Látky, které krystalizují** v soustavě orthorombické, monoklinické a triklinické mají $n_x \neq n_y \neq n_z$. Funkce $n(x,y,z)$ tvoří obecný elipsoid. Jsou to látky dvojosé.

Vedle Kerrova jevu (kvadratického) nabyl na významu zejména Pockelsův lineární elektrooptický jev. Jak bylo již uvedeno, vlivem elektrického pole mění Fresnelův elipsoid **orientaci a velikost poloos**. V elektrickém poli se složkami $E_x=E_1$, $E_y=E_2$, $E_z=E_3$ je popsán rovnicí:

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} + \sum_{k=1}^3 (r_{1k}x^2 + r_{2k}y^2 + r_{3k}z^2 + 2r_{4k}yz + 2r_{5k}xz + 2r_{6k}xy)E_k = 1.$$

Následkem krystalové symetrie je většina koeficientů r_{jk} **pro daný krystal nulová**. Zbývající koeficienty vykazují značnou závislost na teplotě a poměrně malou na vlnové délce.

Elektrooptické materiály je možno zařadit do několika skupin s různou krystalickou strukturou. Nejznámější skupinu tvoří tetragonální krystaly k nimž patří KH_2PO_4 (**KDP**), NH_4PO_4 (**ADP**) a trigonální LiTaO_3 , LiNbO_3 .

Zvolíme-li osu z za optickou osu krystalu, platí bez přítomnosti elektrického pole

$$\frac{x^2 + y^2}{n_0^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1, \text{ (tj. elipsoid je symetrický vzhledem k ose } z \text{)}$$

Pro krystaly KDP a ADP (tetragonální) platí za přítomnosti elektrického pole ve směru optické osy z

$$\frac{x'^2}{(n_0 + \Delta n)^2} + \frac{y'^2}{(n_0 - \Delta n)^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1,$$

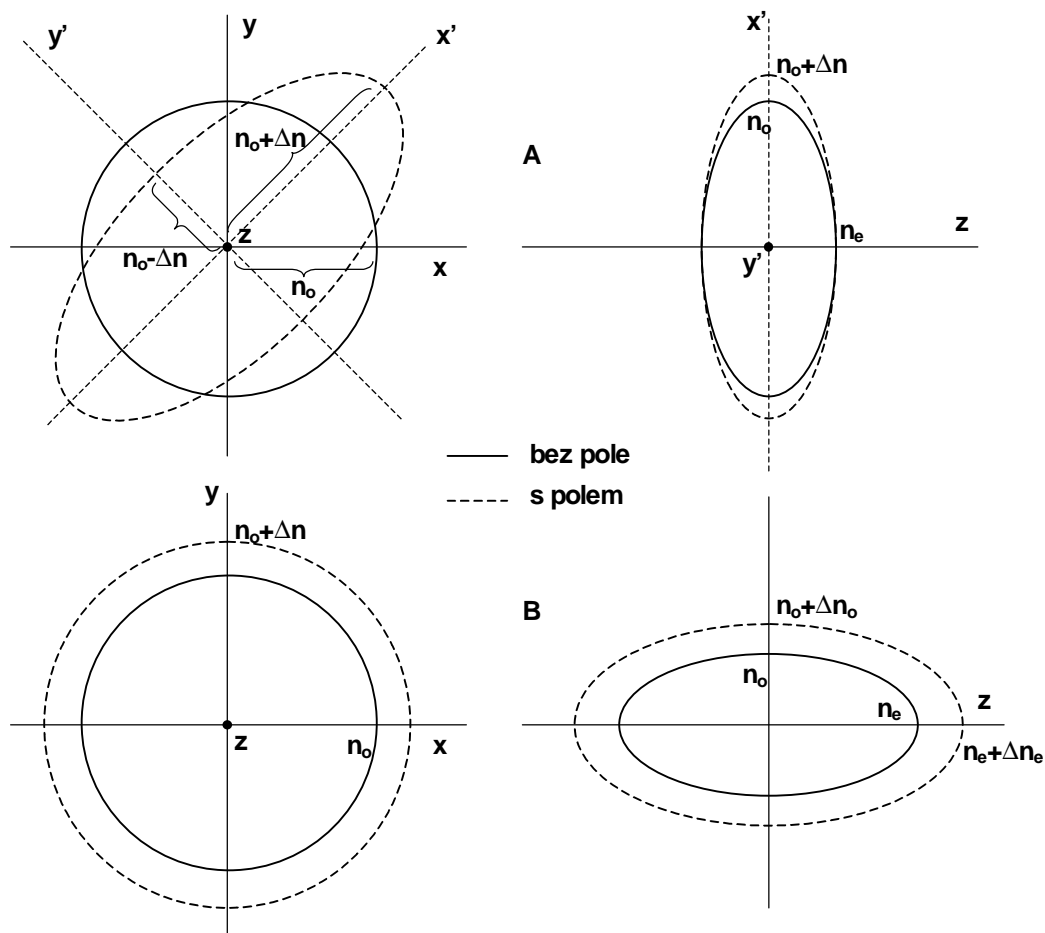
přičemž osy x' a y' jsou vzhledem k x a y pootočeny o $\pi/4$ a $\Delta n = n_0^3 r_{63} \frac{E_3}{2}$.

Pro krystaly LiTaO_3 a LiNbO_3 (trigonální) se elipsoid transformuje na

$$\frac{x^2}{(n_0 + \Delta n_0)^2} + \frac{y^2}{(n_0 + \Delta n_0)^2} + \frac{z^2}{(n_e + \Delta n_e)^2} = 1,$$

kde $\Delta n_0 = -n_0^3 r_{13} \frac{E_3}{2}$, $\Delta n_e = -n_e^3 r_{33} \frac{E_3}{2}$.

Na obrázku jsou znázorněny oba případy bez pole a s polem. Z obrázku je názorně vidět, co se stane, jestliže E má směr optické osy krystalu, potom LiTaO_3 , LiNbO_3 zůstanou i v přítomnosti pole jednoosé. Krystaly KDP a ADP se stanou dvouosými pro světlo postupující ve směru z . Pro světlo s polarizací x' index lomu stoupne o Δn , pro světlo polarizované ve směru y' klesne index lomu o tutéž hodnotu.



Fázová modulace je možná dvěma způsoby: buď světlo prochází ve směru pole přiloženého ke krystalu, nebo ve směru kolmém na intenzitu elektrického pole. V **prvním** případě jde o podélný, ve druhém případě o příčný elektrooptický jev. Při využití příčného jevu prochází krystalem světlo polarizované ve směru x' nebo y' . Je-li **délka krystalu L** a přiložené napětí U , je fázové posunutí vyvolané elektrickým polem rovno

$$\Delta\varphi = \pi n_0^3 r_{63} \frac{U L}{\lambda d}, \text{ kde } d \text{ je vzdálenost elektrod.}$$

Při daném napětí lze $\Delta\varphi$ zvětšit poměrem $\frac{L}{d}$.

Při použití trigonálních krystalů LiNbO_3 a LiTaO_3 mají Δn_o a Δn_e stejná znaménka, přičemž $\Delta n_e > \Delta n_o$. Proto lze realizovat pouze podélný (příčný) jev a světlo musí být polarizováno ve směru (kolmo) přiloženého elektrického pole. Fázové posunutí vychází

$$\Delta\varphi = \pi n_e^3 r_{33} \frac{U L}{\lambda d}.$$

Vzhledem k tomu, že koeficient r_{33} pro tyto krystaly je 3 až 4× větší než r_{63} pro KDP a ADP, jsou LiTaO_3 , LiNbO_3 v současné době nejefektivnějšími modulátory světla ($r_{33} \sim 3 \times 10^{-8} \text{ mV}^{-1}$).

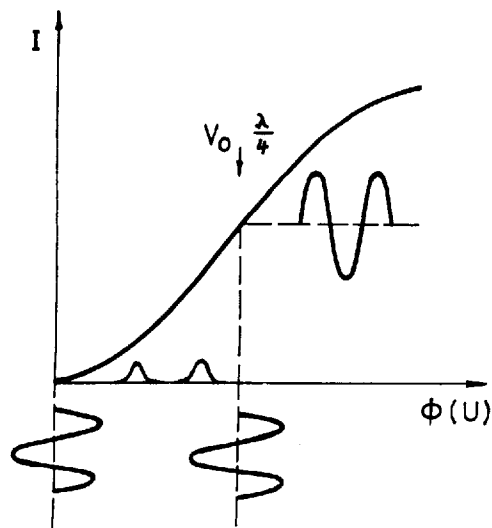
Protože intenzita záření je úměrná čtverci amplitudy, probíhá modulace dopadající intenzity podle výrazu

$$I = I_0 \sin^2 U,$$

kde U je modulační napětí. Závislost I na U není tedy lineární, zlepšení lze dosáhnout tak, že se změní fáze ve výrazu pro \sin^2 :

$$\sin^2\left(U + \frac{\pi}{4}\right) = \frac{1}{2} \cos 2\left(U + \frac{\pi}{2}\right) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sin 2U.$$

Změny fáze lze dosáhnout buď tak, že se použije stejnosměrného předpětí na modulačním krystalu, nebo že se zařadí do chodu paprskového svazku čtvrtlná destička, viz obrázek:



Obr. Vyrovnání nelinearity intenzity při amplitudové modulaci

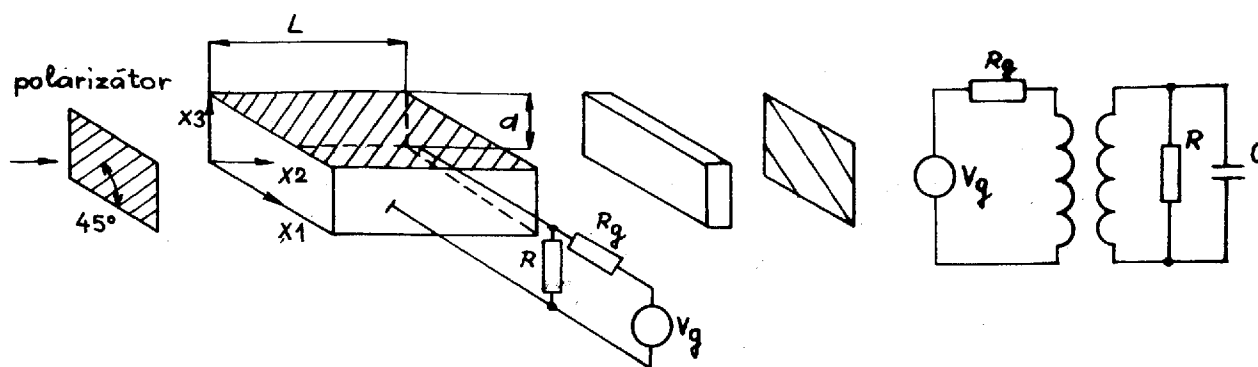
Z hlediska přenosu signálů optickými vlákny je výhodné použít **impulsovou modulaci**. Šířka nebo pozice pulsu napodobí předávanou informaci. Impulsová modulace může být

- pulsně amplitudová (PAM)
- pulsně šířková (PŠM)
- pulsně polohová (PPM)
- pulsně kódová (PCM)

Často se využívá modulace typu PPM, u které je vzorek signálu určen časovým odstupem tvarově vždy stejného impulsu od určité pevné časové polohy, **odpovídající nulovému signálu**.

Rovněž výhodné je použití PCM, kdy se modulační signál převádí do digitální formy a vzorek signálu se přenáší skupinou impulsů, reprezentující číslo v binární soustavě.

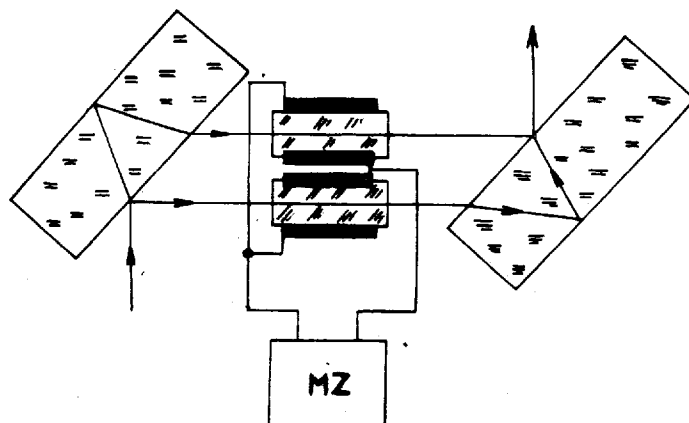
Nejrozšířenějším typem modulátorů je modulátor využívající příčného elektrooptického jevu, tzn. že intenzita elektrického pole působí kolmo na směr šíření světelného svazku. Jestliže je modulující elektrické pole uvnitř krystalu homogenní, může být krystal s elektrodami považován za prvek se soustředěnými parametry **C a R**, **proto jsou tyto modulátory označovány jako modulátory se soustředěnými parametry**. Viz obrázek:



Obr. Schéma modulátoru se soustředěnými parametry.

Elektrooptických materiálů lze využít ve schématech tzv. **interferenčních modulátorů**, ve kterých se k přeměně posuvu fáze na proměny intenzity výstupního záření využívá interference dvou zářivých svazků. Optické schéma je odvozeno ze schématu interferometru, do obou větví jsou vloženy výbrusy elektrooptických materiálů, jejichž vlastnosti se zpravidla v opačném smyslu mění přiloženým modulačním napětím. V jedné větvi se tedy optická dráha prodlužuje a v druhé zkracuje, takže na výstupu dochází po spojení obou rozdělených

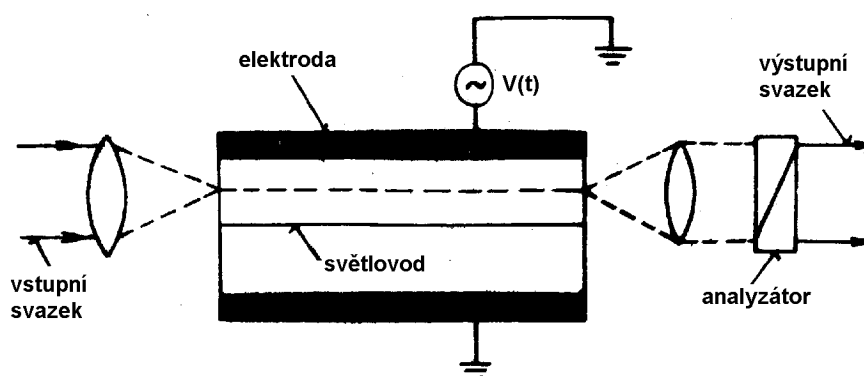
svazků k jejich interferenci, vedoucí k intenzitní modulaci. Varianta tohoto modulátoru je na následujícím obrázku:



Obr. Interferenční modulátor s elektrooptickou protifázovou modulací.

Významné jsou realizace elektrooptických modulátorů v planární a integrované formě.

Modulace v tenkovrstvém světlovodu umožňuje další zmenšení příčných rozměrů modulátorů, a tím i snížení potřebného modulačního výkonu. Tenkovrstvové světlovody lze rozdělit na planární a páskové. V planárních světlovodech je fokusovaný světelný paprsek ještě v jednom směru difraktován – v rovině vrstvy světlovodu. Páskový světlovod je již bez difrakce. Uspořádání elektrooptického modulátoru s příčným elektrooptickým jevem v planárním světlovodu je na následujícím obrázku:



Obr. Elektrooptický modulátor s planárním světlovodem.

Světelný svazek je svázán čočkou do světlovodu. Elektrody jsou vytvořeny tak, aby intenzita elektrického pole působila kolmo na směr šíření světelného paprsku. Vывázání již modulovaného světelného svazku je provedeno opět čočkou. Difrakční elektrooptické modulátory využívají difrakce světla na mřížce tvořené periodickou změnou indexu lomu. Na

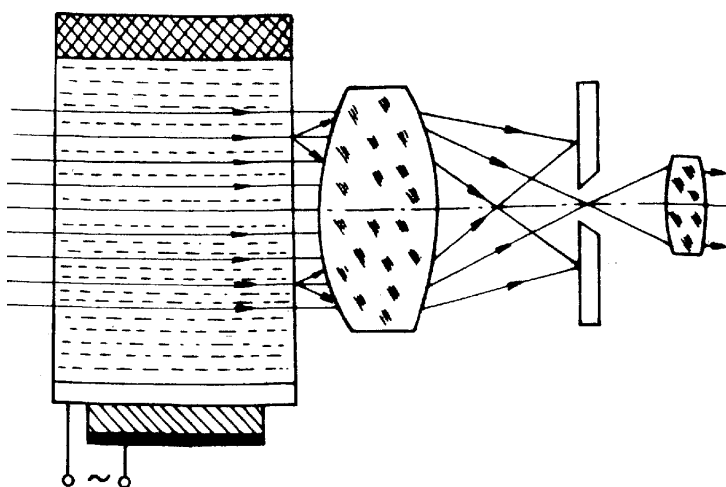
povrchu planárního světlovodu se vytvoří řada páskových elektrod, přičemž sousední se liší polaritou napětí. Je vyvolána periodická změna indexu lomu, na níž paprsek difraktuje.

Akustooptické modulátory

Akustooptický princip modulace je založen na principu difrakce světelné vlny na **akustických vlnách**. Fyzikální důvod proč světelný svazek difraktuje na akustické vlně spočívá v tom, že akustická vlna vyvolá změnu hustoty prostředí. Změna hustoty prostředí je doprovázena změnou indexu lomu. Periodická změna indexu lomu vytváří v **prostoru fázovou mřížku** a ta je příčinou difrakce dopadajícího světelného svazku.

K modulaci koherentního světelného svazku se využívá difrakce světelného svazku na akustické vlně v tzv. Braggově režimu, kdy světlo difraktuje pouze do jednoho směru. Difrakce je účinná pouze v tom případě, když směr šíření dopadajícího a difraktovaného svazku je přibližně symetrický vzhledem k čelu akustické vlny. Úhel mezi difraktovaným a nedifraktovaným světelným svazkem je roven dvojnásobnému úhlu Braggovu. Maximální šířka modulačního pásma je definována podmínkou, aby difraktovaný světelný paprsek **neinterferoval s** procházejícím svazkem. Intenzita difraktovaného světelného svazku je úměrná intenzitě akustického svazku. **S rostoucí intenzitou akustické vlny roste intenzita difraktovaného svazku a intenzita nedifraktovaného svazku klesá.** Jestliže akustická vlna bude amplitudově modulována signálem o kmitočtu f_m , pak intenzita obou světelných svazků **vycházejícího z** akustooptického prostředí bude také modulována tímto kmitočtem. **Difraktované svazky mají velkou hloubku modulace, ale různý směr šíření. U nedifraktovaného svazku je hloubka modulace malá.**

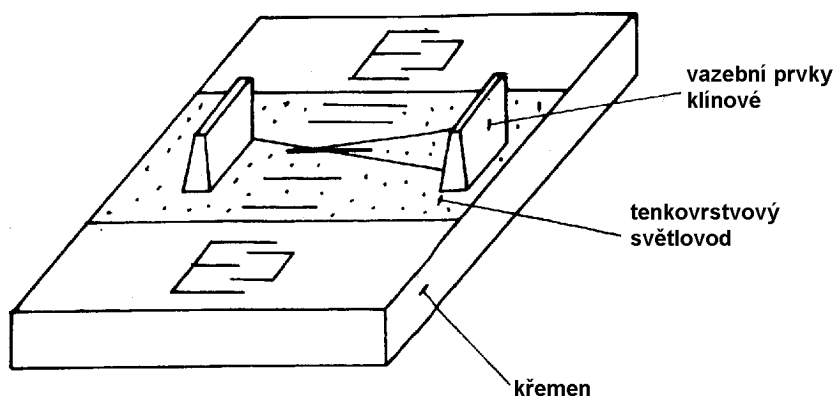
Příklad akustooptického modulátoru, založeného na odklonu procházejícího světelného záření na mřížce je na obrázku.



Obr. Akustooptický modulátor.

Pomocí vhodného piezoelektrického měniče se elektrické kmity přemění na mechanické, přivedou se do prostředí měnícího indexu lomu s tlakem a v něm vytvoří probíhající vlna mřížku, jejíž hustota závisí na přivedeném kmitočtu. Na hustotě mřížky závisí i úhel odklonu a tím i množství zářivé energie, procházející otvorem ve stínítku.

Modernější jsou planární akustooptické prvky, ve kterých se používá akustických povrchových vln a světelný paprsek je veden v tenké vrstvě světlovodu. Dosahují se tak lepší vlastnosti, miniaturizace, vyšší účinnost a menší budicí výkon, protože jak akustická, tak světelná vlna jsou rozprostřeny těsně pod povrchem krystalu, a to umožňuje dosáhnout velkou interakční dráhu. Principiální schéma uspořádání tenkovrstvého modulátoru je na obrázku:

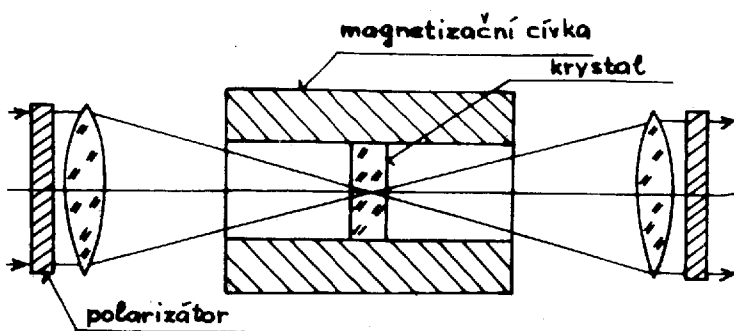


Obr. Akustooptický planární modulátor.

Základ tvoří vhodný substrát z akustooptického materiálu, který má dobré piezoelektrické vlastnosti. Na tomto substrátu se musí vytvořit tenká světlovodná vrstva – planární světlovod. Světelný svazek je pomocí hranolu navázán se světlovodem a v něm se potom

šíří světlovodným modem. V interakční oblasti dané šířkou a sloupcem akustické vlny dochází k difrakci. Dále se šíří světlovodem jak svazek difraktovaný, tak svazek nedifraktovaný. Vывázání světelného svazku z planárního světlovodu se provede opět hranolem. Akustická povrchová vlna se generuje interdigitálním měničem, což je soustava páskových elektrod, z nichž dvě sousední se liší polaritou přiloženého napětí. Kmitočet akustické povrchové vlny vybuzené tímto měničem odpovídá vzdálenosti dvou nejbližších elektrod na stejném potenciálu. Účinnost akustooptické interakce v planárním uspořádání závisí značně na vlastnostech světlovodu. Modulační šířky dosahují i několika stovek MHz, výkony řádově mW.

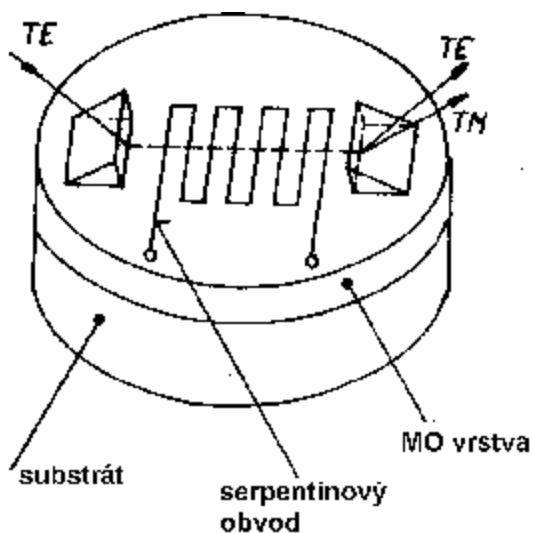
Magnetooptický princip modulace



Obr. Magnetooptický modulátor.

Změny indexu lomu lze dosáhnout i pomocí magnetooptických materiálů. Využívá se principu Faradayovy rotace – dopadá-li lineárně polarizovaná světelná vlna na magnetooptický krystal ve směru magnetizace, rozkládá se na dvě kruhově polarizované vlny a po

průchodu krystalem se opět skládá v lineárně polarizovanou vlnu. Rovina polarizace je však stočena o Faradayovu rotaci na jednotku délky. Uspořádání modulátoru je na obrázku. Jako magnetooptického materiálu je použito $Y_3Fe_5O_{12}$, který je umístěn v modulačním magnetickém poli, vyvolaném cívkou. Natáčení roviny polarizace je přeměněno na změnu amplitudy pomocí polarizačních filtrů.

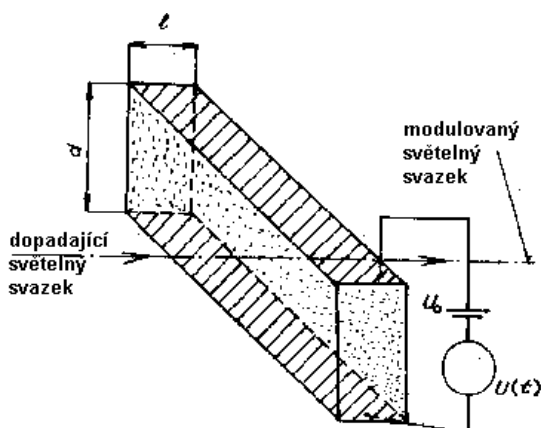


Obr. Magnetooptický planární modulátor.

V poslední době se přechází i zde na konstrukci v planární formě. Na magnetooptickém materiálu se musí vytvořit účinný světlovod, který vede světelný svazek ve velmi tenké vrstvě. Cívka, kterou protéká modulační proud bývá vytvořena ve formě serpentinového obvodu. Principiální uspořádání modulátoru je na obrázku. Světelný svazek je zaveden hranoly do světlovodu jako TM mod. Faradayova rotace způsobuje v magnetooptické vrstvě konverzi modu TE v TM mod. Velikost konverze je řízena modulačním proudem v cívce vytvořené na povrchu vrstvy.

Absorpční modulátory světla

- využívají jednak jevu posunutí hrany optické absorpce a jednak absorpce světla volnými nositeli proudu. V absorpčních modulátorech tvoří aktivní prostředí modulátoru dielektrikum nebo polovodič. Principiální schéma uspořádání takového modulátoru je na obrázku vlevo.



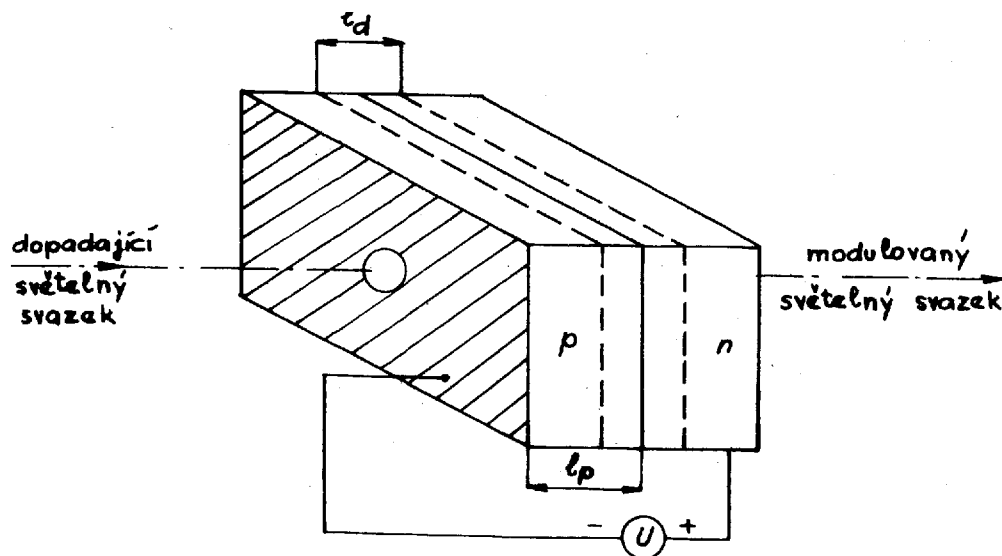
Obr. Modulátor intenzity s posunem absorpční hrany.

Vlivem vnějšího elektrického pole nastává posunutí dlouhovlnné hrany základního pásma

optické absorpce směrem k nižším energiím, čili k delším vlnovým délkám. Tohoto jevu může být využito k velmi rychlé modulaci intenzity světelného svazku. Kmitočtové pásmo je omezeno převrácenou hodnotou relaxační doby krystalické mřížky, která se při pokojové teplotě pohybuje kolem hodnoty 10^{-13} s.

Druhý typ modulátorů využívá skutečnosti, že absorpce světla v polovodiči za dlouhovlnnou hranou základního absorpčního pásu je hlavně způsobena volnými nositeli

proudu. Tohoto jevu je pak využito pro modulaci světelného svazku v přechodu P – N, **polarizovaném v závěrném nebo vodivém směru**. Rychlá modulace světelného svazku může **být realizována pouze v přechodu polarizovaném v závěrném směru**. V tomto případě je modulační pásmo teoreticky omezeno relaxační dobou nositelů proudu – 10^{-13} s, **prakticky** však časovou konstantou definovanou jako součin sériového obvodu a kapacitou přechodu. V modulátoru tohoto typu (viz obrázek) rozhoduje o absorpci světla děrová absorpce **v oblasti s** vodivosti typu p, nikoli oblast přechodu, která je vzhledem k **silnému elektrickému poli** skoro úplně zbavena volných nositelů. Se změnou napětí se mění délka oblasti s vodivosti typu p, která rozhoduje o absorpci světla.



Obr. Absorpční modulace světla volnými nositeli proudu v přechodu P-N zpolarizovaném v závěrném směru.

Přenos signálů ve vláknových světlovodech

Vynecháno – doplnit, viz. Filka: *Optoelektronika v telekomunikacích*.

Zdroje optického záření

Zdroje záření tvoří jednu ze základních částí optického telekomunikačního řetězce.

Požadavky, které klademe na optické zdroje jsou tyto:

- Co největší účinnost konverze elektrické energie na energii zářivou,
- **Malé rozměry i hmotnost,**
- **Snadná modulovatelnost v širokém rozsahu,**
- Vysoká monochromaticnost, resp. koherence generovaného záření,
- Generace na vlnových délkách, na kterých je útlum stávajících světlovodů nejmenší,
- Co nejužší směrová charakteristika vystupujícího záření,
- Snadná napojitelnost generovaného záření na vláknové světlovedy.

Pro optické telekomunikace přicházejí v úvahu následující typy zdrojů:

a) *nekoherentní* – luminiscenční polovodičové diody (LED);

b) *koherentní* – lasery: plynové, polovodičové, pevnolátkové a **barvivové**.

Luminiscenční diody mají velký úhel divergence výstupního svazku, emitovaná vlnová délka je 0,8 – 0,9 μm , případně v dlouhovlnější oblasti 1,1 – 1,6 μm , se spektrální pološířkou záření 0,02 – 0,04 μm a výstupní energií desítek mW.

Polovodičové lasery mají podstatně užší divergenci svazku, a tím umožňují i účinnější přenos energie do vlákna. Emitovaná vlnová délka je nejčastěji 0,8 – 0,9 μm , což je opět vhodné pásmo pro optickou komunikaci. U polovodičových laserů je hlavním cílem prodloužit jejich životnost, koncentrovat emitovanou světelnou energii do jednoho základního vidu a **zmenšit prahovou proudovou hustotu.**

Polovodičové lasery i luminiscenční diody jsou velmi výhodné pro jejich možnost přímé elektrické modulace, malé rozměry a nepatrnou plochu, ze které vychází záření, a pro snadné napojení na světlovod i možnost jejich integrace s **ostatními prvky optických integrovaných obvodů.**

Plynové lasery byly využívány v dřívější době s vnějším, nejčastěji elektrooptickým modulátorem. Jsou rozměrné, energeticky náročné a jistý význam mají dnes jen lasery CO₂ pro přímé spojení s atmosférou, při emitované vlnové délce 10,5 μm , která je dobře propouštěna atmosférou.

Z opticky čerpaných laserů se znovu dostávají do popředí zájmu lasery s **aktivním iontem Nd³⁺**, vyznačující se vysokým stupněm koherence, velkou výstupní energií a s možností vnější modulace až do stovek MHz.

Barvivové lasery jsou výhodné pro jejich snadnou možnost přeladitelnosti v **širokém rozsahu**. Nevýhodou je, že v současné době je kontinuální generace možná pouze čerpáním **jiným vhodným laserem**.

Podrobněji, viz Filka: Optoelektronika v telekomunikacích, skriptum VUT, 1982.

Detektory záření (fotodetektory)

Filka: Optoelektronika v telekomunikacích, skriptum VUT Brno, str. 64

Turán: Optoelektronika, skriptum TU Košice 1987, str.144 (TK – Brno)

Klasifikace a parametry detektorů záření

Jako detektor světla je v optických komunikačních systémech obecně možné použít **jeden z** následujících typů:

- a) fotonásobiče
- b) polovodičové fotodiody bez vnitřního **zisku a s** vnitřním ziskem
- c) **fotodetektory s** využitím fotovodivosti
- d) **prvky s nábojovou vazbou (CCD).**

Na detekci záření (fotonů) v blízké infračervené oblasti spektra se využívá **vnější i vnitřní fotoemise**. Vnější fotoemise je typická pro fotonásobiče a vnitřní pro různé polovodičové fotodetektory.

*Pozn.: **Vnější fotoefekt** – uvolňování elektronů z povrchu kovu účinkem světla*

$h\nu = A + \frac{1}{2}mv^2$ (A je výstupní práce). Podstata **vnitřního fotoefektu (fotoelektrického jevu)** spočívá v tom, že v polovodiči se vlivem světelného záření vybudí elektrony z valenčního pásu do pásu vodivostního, takže vodivost polovodiče se zvýší o 5 až 6 řádů).

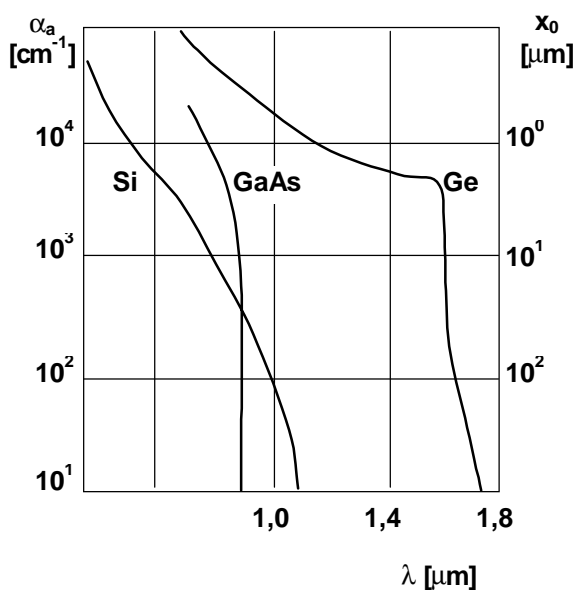
Vnitřní fotoemise může nastat ve vlastních i nevlastních (příměsových) polovodičích. Kvůli rychlé odezvě a efektivní absorpci fotonů se preferuje vnitřní fotoemise ve vlastních polovodičích.

Nároky na vlastnosti fotodetektorů jsou dány požadavky na úroveň přenosové charakteristiky celého optického komunikačního systému. Fotodetektory pro optické komunikační systémy musí splňovat tyto hlavní požadavky:

1. **Vysoká citlivost na pracovní vlnové délce (~ 0,85 μm , ~ 1,3 μm a ~ 1,5 μm).**
2. **Malé zkreslení detekovaného signálu (pro detekci analogových signálů se vyžaduje linearita přenosové charakteristiky fotodetektoru v širokém pásmu).**

3. **Velká elektrická odezva** na přijímaný optický signál (tj. musí být vysoká kvantová účinnost fotodetektoru).
4. Krátká doba náběhu impulsu a odpovídající šířka pásma (pro vícevidové systémy stovky MHz, pro jednovidové systémy až jednotky GHz).
5. **Vysoká teplotní stabilita** přenosových charakteristik. Vzhledem na to, že přenosové charakteristiky fotodiod (šum, citlivost, vnitřní zisk) silně závisí na teplotě, je třeba kompenzovat teplotní změny těchto charakteristik.
6. **Minimální šum vnášený fotodetektozem. Musí být malý proud za tmy, svodový proud** a svodové vodivosti. Podobně musí být nízkošumový fyzikální mechanismus vnitřního zesílení signálu nebo použitý předzesilovač.
7. Rozměry fotodetektoru musí být malé, aby bylo možné efektivní navázání na optické vlákno a současně musí umožňovat napojení na následující elektronické obvody.
8. Vysoká spolehlivost (fotodetektor musí mít životnost 10^5 až 10^6 hod.).
9. **Nízká cena.**

Těmto požadavkům nejlépe vyhovují polovodičové fotodiody bez vnitřního zisku (**fotodiody PIN**) a s vnitřním ziskem (lavinové fotodiody – **APD Avalanche Photodiode**). Vakuové fotonásobiče mají vyšší citlivost v **pásmu kolem 1 μm** . Jejich rozměry však nelze miniaturizovat a pro provoz vyžadují vysokých napájecích napětí.



Obr. Koeficient absorpce a hloubka vniku různých materiálů.

Používané detektory jsou tedy převážně prvky s p-n přechody. Jsou založeny na oddělování párů nosičů náboje, tj. elektronů a děr, které vznikají vlivem pohlcování světelného záření detektorem. Materiály, které mají dostatečnou pohltivost světla v **uvedeném pásmu vlnových délek jsou Ge, Si, GaAs. Jejich spektrální koeficient absorpce α_a je uveden na obrázku. Na obrázku je rovněž uvedena odpovídající hloubka vniku záření do materiálu x_0 , definovaná vztahem**

$$x_0 = \frac{1}{\alpha_0}$$

Dopadá-li na povrch detektoru záření o výkonu P_0 , pak průběh pohlcení je dán vztahem

$$P(x) = (1 - R) P_0 (1 - e^{-\alpha_a x}), \quad (2)$$

kde R značí koeficient odrazu povrchu detektoru. Tento koeficient udává velikost části dopadajícího výkonu, který nepronikne do polovodiče, a je tedy pro užitečné zpracování **ztracen**. Aby se tomu zabránilo a zlepšila se celková účinnost detekce, nanáší se na funkční povrch detektoru antireflexní vrstva o tloušťce $\lambda/4$, která působí jako impedanční transformátor.

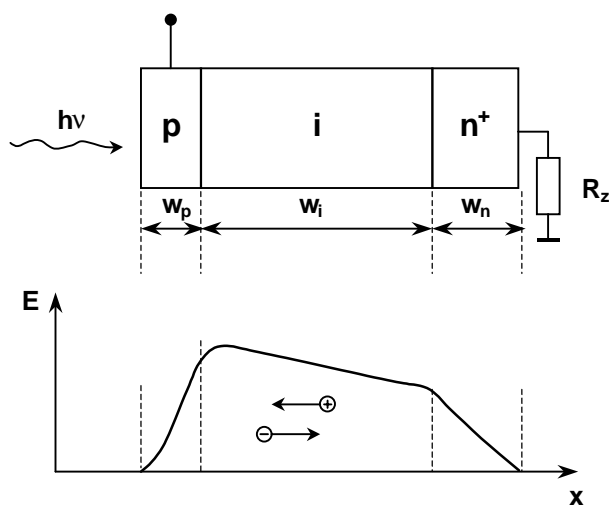
GaAs – 0,9 μm , Si – 1,1 μm , Ge – 1,6 μm .

Ze vztahu (2) vyplývá fyzikální význam hloubky vniku x_0 : je to taková hloubka materiálu, pro kterou platí (1), a tedy je to vzdálenost od povrchu detektoru, kde je absorbováno 63% dopadajícího výkonu ($e^{-1} \div 36\%$).

Z obrázku (1) rovněž vyplývá frekvenční mez použití pro jednotlivé materiály. Všechny uvedené materiály mají ostře vyjádřenou mezní vlnovou délku použití (GaAs – 0,9 μm , Si – 1,1 μm , Ge – 1,6 μm).

Dále si popíšeme základní princip činnosti **p-i-n a lavinové diody**.

p-i-n dioda



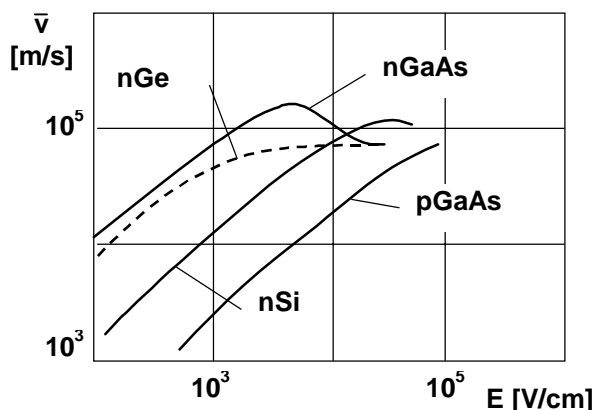
Obr. 2: Princip činnosti fotodiody typu p-i-n.

Na obrázku (2) je schématicky zakreslena **p-i-n dioda** a průběh intenzity elektrického pole ve střední vrstvě **-i-**. Z obrázku je patrné, že se **dioda p-i-n** v podstatě skládá ze tří vrstev polovodiče: ze silně legované vrstvy **p** o síle **w_p**, ze silně legované vrstvy **n** o síle **w_n** a střední vrstvy **i**, která je slabě legována a má **vodivost typu p nebo typu n**. Uvedený průběh intenzity elektrického pole ve vrstvě **i** je vytvořen vlivem napětí, jímž je dioda **polarizována** v závěrném směru. V místě styku **p** a **i** vzniká přechod. Právě tak vzniká přechod v místě styku vrstev **i** a **n**. Obecně se mohou

pod vlivem dopadajícího světla vytvářet páry elektron - díra ve všech třech oblastech diody. **Elektrony a díry vzniklé v oblasti i driftují pod vlivem silného elektrického pole v navzájem**

opačných směrech. Elektrony k n^+ oblasti a díry k p oblasti. Elektrony vzniklé v p oblasti blízko p - i přechodu difundují tímto přechodem do i oblasti a dále se pohybují driftovou rychlostí k n^+ oblasti. Podobně se chovají díry vzniklé v blízkosti přechodu n^+ - i . Ty difundují opačným směrem do oblasti i a zde se opět pohybují driftovou rychlostí směrem k oblasti p . Tyto elektrony a díry musí však vzniknout ve vzdálenosti od oblasti i menší, než je jejich příslušná difúzní délka. V opačném případě oba druhy nosičů náboje opět rekombinují v oblastech, ve kterých vznikly. Pro získání dostatečné účinnosti generování párů elektron - díra je proto nutno, aby oblast i byla co nejširší a obě sousední oblasti byly úzké. K tomu přispívá také skutečnost, že driftová rychlost nosičů náboje v oblasti i je mnohem větší než difúzní rychlost v p a n^+ oblastech.

Pohybují-li se tedy náboje převážně driftovou rychlostí, přispívá to k rychlejším reakcím diody, a tedy i k rychlejšímu dozrívání přechodových jevů. Je tedy driftová rychlost a šířka vrstvy i určujícím činitelem frekvenčních vlastností p - i - n diody. Driftová rychlost je určena velikostí přiloženého polarizačního napětí (driftová rychlost je v i mnohem větší než v p a n^+ oblastech).

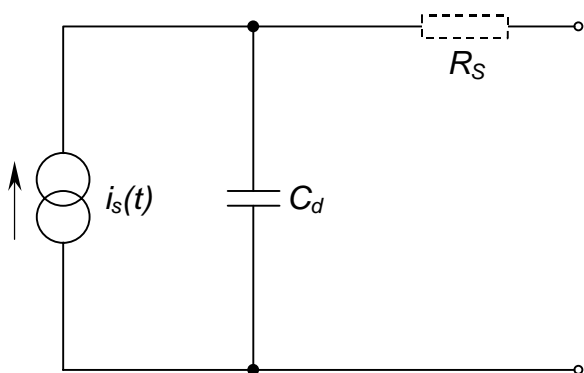


Obr. 3: Závislost driftové rychlosti na intenzitě elektrického pole.

Na obrázku (3) je nakreslena závislost driftové rychlosti $\bar{v} = \mu E$ na intenzitě elektrického pole pro různé materiály polovodičů, Si, Ge, GaAs. μ je pohyblivost nosičů náboje, která je proměnná. Pro určitou intenzitu elektrického pole dochází k nasycení driftové rychlosti (viz obr. 3), čemuž odpovídá zmenšení pohyblivosti μ . Rychlost nasycení \bar{v}_n při teplotě $T = 300 \text{ K}$ je u germania $6 \times 10^4 \text{ m/s}$ pro elektrony a 10^5 m/s pro díry. U křemíku je to rychlost $8 \times 10^4 \text{ m/s}$ pro elektrony a 10^5 m/s pro díry. U GaAs je charakter odlišný, driftová rychlost dosahuje maxima $2 \times 10^5 \text{ m/s}$ při prahové velikosti intenzity elektrického pole 3 - 4 kV/cm. Dále pak tato rychlost klesne na hodnotu asi 10^5 m/s . Je to způsobeno strukturou vodivostního pásu energetického diagramu GaAs. O střední rychlosti pak hovoříme proto, že jde v podstatě o superpozici rychlosti chaotického tepelného pohybu nosičů v krystalové mřížce polovodiče a orientované rychlosti ve směru přiloženého pole nebo proti směru pole v závislosti na znaménku náboje nosiče.

Z hlediska frekvenčních vlastností diody $p-i-n$ je určujícím činitelem kapacita diody, jejíž **elektrody jsou v** podstatě vytvářeny dvěma krajními vrstvami p a n^+ a dielektrikum je tvořeno **oblastí i** . Změnou napětí se tato oblast rozšiřuje a tím se i zmenšuje kapacita popsaného **kondenzátoru**.

Z dosavadních úvah plyne, že z hlediska konstrukčních požadavků pro dosažení dostatečné citlivosti a dostatečně širokého pásma přenosu je nutno přistoupit ke kompromisům.



Obr. 4: Náhradní schéma diody.

Na základě popisu činnosti diody můžeme **nakreslit elektrické náhradní schéma (obr. 4)**. V obrázku značí $i_s(t)$ **zdroj proudu, který vzniká** vlivem generování nosičů a jejich pohybem směrem k **elektrodám diody**. C_D je výše popsaná **kapacita**. V tomto schématu je zanedbán sériový odpor objemu polovodiče R_S . **Velikost proudu** (fotoproudu) vznikajícího pohlcením světelného záření o středním výkonu P (tomu odpovídá

množství světelných kvant $P/h\nu$) **je dán výrazem**

$$I = \eta \frac{q}{h\nu} P, \quad (3)$$

kde η je kvantová účinnost, rovná poměru počtu vzniklých párů nosičů náboje k **celkovému** počtu fotonů dopadajících na fotodiodu. Ze vztahu (3) lze odhadnout citlivost typické $p-i-n$ **diody; vyjádříme citlivost A_d jako poměr vzniklého fotoproudu k dopadajícímu světelnému výkonu, pak**

$$A_d = \frac{I}{P} = \eta \frac{q}{h\nu}. \quad (4)$$

Pro vlnovou délku dopadajícího světla $\lambda = 1 \mu\text{m}$ je $\nu = 3 \times 10^{14}$ Hz. Dosadíme-li dále za $q = 1,6 \times 10^{-19}$ C (náboj elektronu), $h = 6,626 \times 10^{-34}$ Js (Planckova konstanta) a pro odhadnutou účinnost $\eta = 65\%$, **dostaneme výslednou citlivost $A_d = 0,5$ A/W**. Při účinnosti $\eta = 1$ bychom obdrželi teoretickou citlivost rovnou $A_d = 0,8$ A/W. **Uvedené hodnoty citlivostí jsou poměrně malé. Lepších výsledků je dosahováno u lavinových diod, které budou popsány dále.**

Nyní si povšimněme frekvenčních vlastností fotodiod. Podle konstrukce lze rozlišit tři případy relativních tloušťek $w_{p,n,i}$ **jednotlivých vrstev:**

1. $w_p = x_0 = 1/\alpha_a$, $w_i, w_n \ll w_p$.

Zde se předpokládá, že hloubka vniku x_0 je rovna tloušťce vrstvy w_p . Obě ostatní tloušťky vrstev jsou mnohem menší. Pak je většina fotonů absorbována v **oblasti p a dochází tedy k** podstatnému difúznímu procesu. Jelikož difúzní rychlost je podstatně menší než driftová rychlost pro náboje, které **proniknou do oblasti i, bude mezní frekvence dána difúzním pochodem a bude rovna**

$$f_1 = 0,4\alpha_a^2 D_n = 0,4 \frac{D_n}{w_p^2}$$

V tomto vztahu značí D_n koeficient difúze elektronů v **oblasti p, který je definován jako** konstanta úměrnosti mezi difúzním proudem elektronů a gradientem jejich koncentrace.

2. $w_n = x_0 = 1/\alpha_a$, $w_i, w_p \ll w_n$.

Zde platí obdobný vztah pro mezní frekvenci pro díry generované v oblasti n

$$f_2 = 0,4\alpha_a^2 D_p = 0,4 \frac{D_p}{w_n^2}$$

D_p je koeficient difúze děr v **oblasti n. V** podstatě je $f_2 < f_1$, protože vzhledem k **rozdílné efektivní hmotnosti elektronů a děr je $D_p < D_n$.**

3. $w_i = x_0 = 1/\alpha_a$, $w_n, w_p \ll w_i$.

V tomto případě vznikají prakticky všechny nosiče náboje v **oblasti i. Pohybují se tedy** pouze driftovou rychlostí, která je podstatně větší než difúzní rychlost. Mezní frekvence **je v tomto případě**

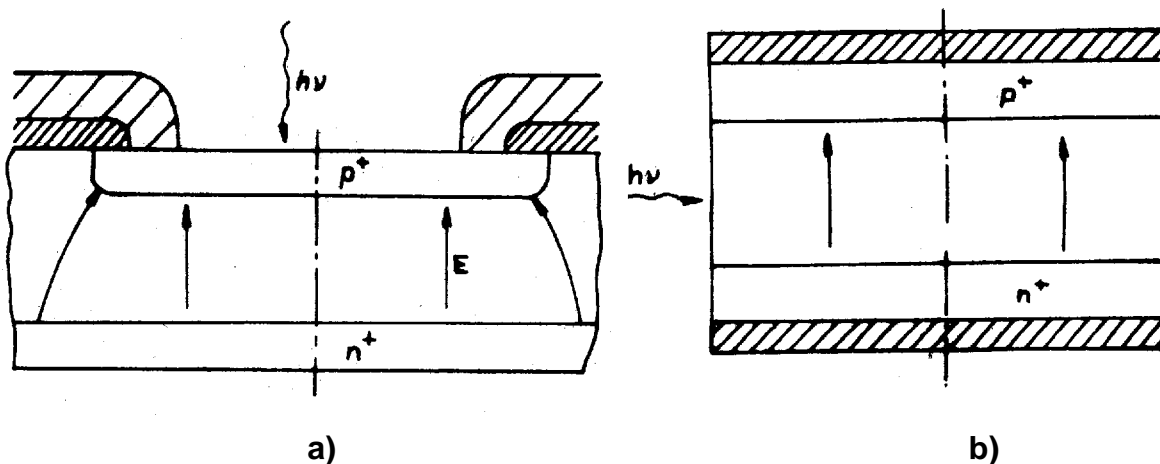
$$f_3 = 0,4\alpha_a \bar{v} = 0,4 \frac{\bar{v}}{w_i} \tag{5}$$

Tato frekvence je tedy určena pouze dobou průchodu oblastí *i*. **Je-li například $w_i = 10 - 20 \mu\text{m}$, pak se mezní frekvence pohybuje v rozsahu $f_3 = 1 - 2 \text{ GHz}$, jestliže přitom** uvažujeme intenzitu elektrického pole, při níž dosáhne driftová rychlost hodnoty $\bar{v} = 10^5 \text{ m/s}$. Tyto vztahy jsou dány frekvenční závislostí koeficientu přenosu nosičů **náboje.**

Jiný vztah pro mezní frekvenci je určen v podstatě prvky náhradního schématu a k **nim** připojenými prvky C_z a R_z , **charakterizujícími impedanční vlastnosti zátěže:**

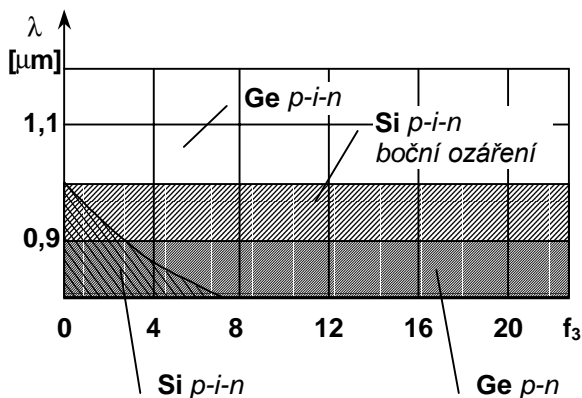
$$f_4 = \frac{1}{2\pi(C_d + C_z)R_z} \tag{6}$$

Na Obr. 5 jsou uvedeny dva příklady různé technologie *p-i-n* diod. U případu b záření dopadá přímo do oblasti *i*, tedy přichází z boku. Zlepšují se tak frekvenční vlastnosti diody a zároveň lze zvýšit kvantovou účinnost, neboť pohlcení fotonů se realizuje bez případných rekombinací v sousedních *p* a *n*⁺ oblastech.



Obr. 5: Řez *p-i-n* diod

Na obrázku 6 jsou schématicky naznačena kmitočtová pásma, v nichž je možné jednotlivé typy Si a Ge diod používat. Pro rozsah optických vlnových délek $\lambda = 0,8 - 1,2 \mu\text{m}$ je



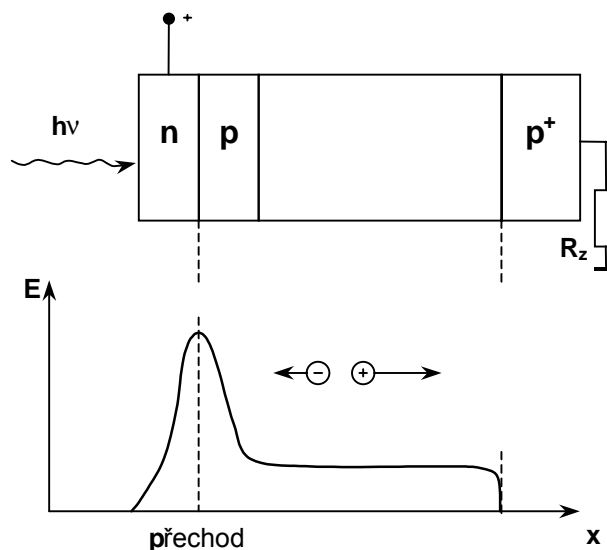
Obr.6: Kmitočtová pásma Si a Ge diod.

tam uvedena závislost mezi λ a mezní frekvencí fotodiody f_3 . Předpokladem je, že platí (5).

V rozsazích, kde je možné použít jak Si, tak Ge diody, je výhodné dát přednost Si, neboť tyto jsou teplotně méně závislé a mají menší temný proud.

Lavinové diody

Umožňují dosažení větší citlivosti, oproti doposud uváděným typům detektorů. Jejich výroba je komplikovanější a jsou proto dražší. Schématické znázornění lavinové diody je nakresleno na obrázku (7). Jak je z tohoto obrázku patrné, je legování provedeno tak, aby v oblasti přechodu dosáhla intenzita elektrického pole vysoké hodnoty. Nosiče náboje, které driftují v této oblasti mohou, mohou být urychleny do rychlostí, které jsou postačující ke generování nových párů elektron - díra vlivem nárazové ionizace. Tyto nové páry jsou původem vzniku dalších párů. Tak vzniká lavinové narůstání počtu nosičů náboje. Tento proces násobení je náhodným jevem, a proto současně s ním vzniká přídavný šum. Velikost koeficientu násobení se pohybuje v mezích několika desítek až několika set, čímž se dosáhne zvýšení citlivosti detektoru až na 50 A/W. Maximální zesílení se dosáhne při napětí, které je rovno průraznému napětí na diodě U_p . Pro napětí $|U| > U_p$ vznikají tepelně generované nosiče, které pak způsobí tepelný průraz a tím snížení citlivosti diody. Při dostatečně nízkých frekvencích platí pro zesílení lavinové fotodiody následující vztah



Obr. 7: Schéma lavinové diody.

Ve výrazu $R = R_s + R_z$, kde R_s je sériový objemový odpor naznačený v Obr. 4. I_f je primární fotoproud odpovídající dopadajícímu světelnému výkonu, daný vztahem (3), I je výstupní proud detektoru po zesílení. I_d je proud za tmy. U je polarizační napětí na diodě. Exponent m zahrnuje vlastnosti základního materiálu a profil legování. Pro Si je hodnota exponentu v rozsahu 1,4 - 4,5, pro Ge v rozsahu 3 - 6.

$$M_0 = \frac{I}{I_f + I_d} = \frac{1}{1 - \left(\frac{U - IR}{U_p} \right)^m} \tag{7}$$

Velikost zesílení je omezeno lokálními průrazy vlivem nehomogenního rozložení intenzity elektrického pole v místech poruch, dále pak vlivem vnitřního zpětného proudového působení na zisk a od frekvenčních závislostí spojených s konečnou dobou šíření nosičů v polovodiči.

Oba posledně jmenované jevy je možno vyhodnotit následovně: nejdříve uvážíme vliv **velké hustoty fotoproudu na zesílení M**. Ze vztahu (7) vyplývá, že pro slabé fotoproudy I a $|U| < U_p$ lze člen IR zanedbat a zesílení M_0 je **nezávislé na I**. Pak platí vztah

$$I = M_0 I_f.$$

Je to tedy přímá úměrnost mezi I a I_f . **Pro silné fotoproudy I a pro $|U| \approx U_p$ lze psát (7) přibližně ve tvaru**

$$\begin{aligned} M_0 &= \left[1 - \left(\frac{U_p - IR}{U_p} \right)^m \right]^{-1} = \left[1 - \left(1 - \frac{IR}{U_p} \right)^m \right]^{-1} \cong \\ &\cong \left[1 - \left(1 - m \frac{IR}{U_p} \right) \right]^{-1} \cong \left(m \frac{IR}{U_p} \right)^{-1}, \end{aligned} \quad (8)$$

kde byla dále předpokládána platnost nerovnosti $IR \ll U_p$. **Dosadíme-li do (8) M_0 ze (7), dostaneme vztah mezi I a I_f**

$$M_0 = \frac{I}{I_f} = \frac{U_p}{mIR}. \quad (9)$$

Z toho plyne hledaná závislost

$$I = \sqrt{\frac{I_f U_p}{mR}}. \quad (10)$$

To je závislost $I = f(I_f)$ pro silné fotoproudy za předpokladu, že $|U| \approx U_p$. Tato závislost vzniká rostoucím úbytkem napětí na R.

Dále se zabýváme frekvenční závislostí zesílení. Pro skutečné pochody lavinového násobení je zapotřebí vycházet z poznatku, že ve skutečnosti **tyto pochody jsou pomalejší**, než bylo doposud uvažováno. Je zapotřebí uvažovat jistou střední dobu mezi dvěma srážkami nosičů, po nichž dochází k nárazové ionizaci. Vytváří tedy jeden nosič během této střední doby τ_n v průměru jeden nový pár nosičů **náboje**. **Celý proces trvá tak dlouho, pokud tento nosič neopustí oblast vysoké intenzity elektrického pole**. Tento setrvačný proces probíhá právě tak i při zániku budoucího světelného impulsu, neboť rozptyl nosičů náboje **z oblasti vysoké intenzity elektrického pole trvá ještě určitou dobu**. Tyto setrvačné procesy charakterizujeme časovými konstantami. Pro slabé fotoproudy je časová konstanta přechodového děje dána výrazem

$$\tau_s = M_0 \tau_n. \quad (11)$$

Pro silné fotoproudy je to časová konstanta

$$\tau_s = \sqrt{\frac{U_p}{m I_f R}} \tau_n. \quad (12)$$

Mění-li se fotoproud harmonicky s kmitočtem f , pak frekvenční závislost výstupního proudu I bude dána vztahem

$$I = I_f M_0 (1 + i\omega\tau_s)^{-1}.$$

Při tom tedy klesne modul komplexního zesílení M na hodnotu $1/\sqrt{2}$ krát menší své maximální hodnoty při frekvenci

$$f_m = \frac{\tau_s}{2\pi},$$

kde τ_s je hodnota podle (11), případně (12). Z těchto vztahů lze pak dostat součin šířky pásma a zisku

$$M_0 f_m = \frac{1}{2} \tau_n.$$

U lavinových fotodiod se uvažuje hodnota časové konstanty τ_n v rozmezí 1 - 2 ps, tomu odpovídá

$$M_0 f_m = 80 - 160 \text{ GHz}.$$

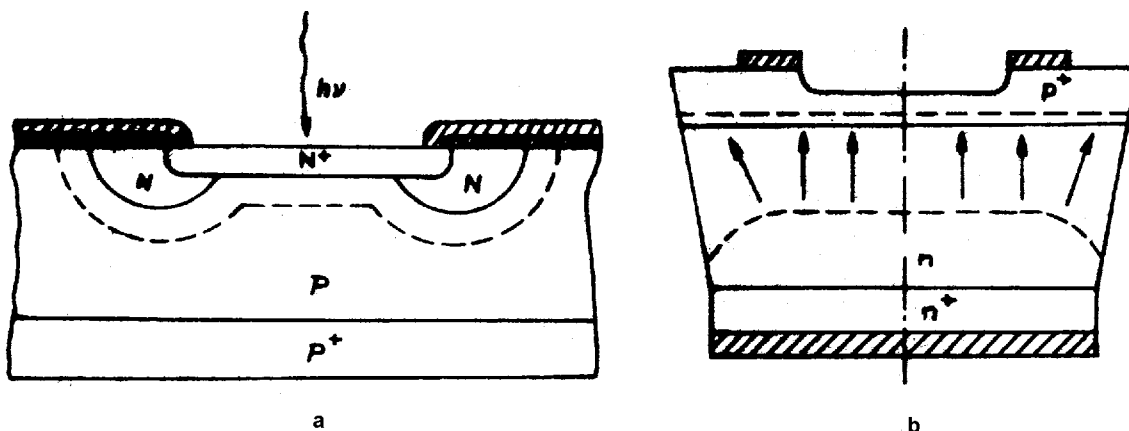
Všechny tyto výsledky popisující frekvenční vlastnosti lze získat z řešení diferenciální rovnice pro přechodové děje v diodě, která má tvar

$$\tau_n \frac{dI}{dt} + \frac{1}{M_0 I} = I_f, \quad (13)$$

kde pravá strana udává průběh buzení - I_f (impulsního nebo harmonického).

Schématické znázornění konstrukcí lavinových diod je na následujícím obrázku. Na obr. 8a je zobrazeno planární provedení $n^+ - p$ diody. Zvláštností konstrukce je ochranný prstenec ve formě n oblasti, difundované na rozhraní oblastí $n^+ - p$. Účelem je snížení vysoké intenzity elektrického pole v místě tohoto přechodu (velké gradienty).

Tzv. MESA struktura fotodiody, se skosenými hranami je znázorněna na obr. 8b. Tím se dosahuje zeslabení intenzity elektrického pole blízko okrajů a zamezují se tak okrajové průrazy. Tento typ diod je rovněž určen pro ozařování světelným výkonem z **boku**.



Obr. 8: Konstrukce lavinových fotodiody:

- a) planární provedení $n^+ - p$,
- b) MESA struktura

Šumy detektorů

Hlavními představiteli šumů v polovodičových detektorech jsou výstřelový šum a tepelný šum, dále pak proudový a radiační šum.

Výstřelový šum má původ v diskrétní podstatě nosičů, které tvoří celkový proud na výstupu fotodiody. Protože celkový počet nosičů se v čase mění, vzniká výstřelový šum. Efektivní hodnota šumového proudu je určena Schottkyho vztahem

$$\sqrt{\bar{I}_{nv}^2} = \sqrt{2eI\Delta f},$$

kde e je náboj elektronu a $I = I_f + I_0$ celkový proud fotodiody (I_f je fotoproud, I_0 proud fotodiody za tmy).

Tepelný šum. Při výpočtu efektivní hodnoty šumového proudu předpokládáme, že šumový zdroj má vnitřní odpor, který je dán odporem R_p základního polovodiče, z kterého je připravena fotodioda. Platí zde vzorec

$$\sqrt{\bar{I}_{nt}^2} = \sqrt{\frac{4kT\Delta f}{R_p}}.$$

Proudový šum je jednou z nevyraznějších složek celkového šumového proudu fotodiody. Příčinou tohoto šumu jsou fluktuační svodových proudů na povrchu diody. Efektivní hodnota proudového šumu je dána vztahem

$$\sqrt{I_{ni}^2} = A\sqrt{U} \frac{\Delta f}{f},$$

kde U je napětí přiložené k fotodiodě v závěrném směru a A je konstanta úměrnosti.

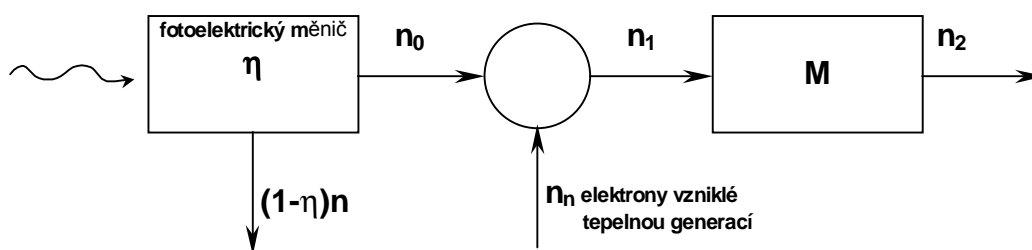
Radiační šum vzniká účinkem dopadajícího záření. Vyjadřuje se vztahem

$$\sqrt{I_{nr}^2} = S\sqrt{8kT\nu\Phi\Delta f},$$

kde S je integrální citlivost fotodetektoru a Φ zářivý tok dopadající na fotokatodu.

Efektivní hodnota výsledného šumového proudu $\sqrt{I_n^2}$ je dána součtem hodnot vypočtených z předchozích vztahů, neboť můžeme oprávněně předpokládat, že signály nejsou vzájemně korelované.

Ke sledování činnosti polovodičového detektoru jako vstupního prvku přijímače spojového systému je zapotřebí znát jeho statistické vlastnosti. Budeme proto vycházet ze statistického modelu polovodičové lavinové fotodiody, viz obrázek 9, ze kterého lze snadno přejít i k modelům jiných fotodiod.



Obr. 9: Statistický model polovodičové lavinové diody.

V polovodičových fotodetektorech probíhá při ozáření světlem proces vnitřního **fotoefektu. Tento proces lze popsat pomocí prvního bloku v obrázku 9, který lze nazvat fotoelektrický měnič.** Proces fotoelektrického jevu lze popsat statisticky pomocí Bernoulliho binomického rozložení pravděpodobnosti: vstupuje-li do fotoelektrického měniče n fotonů, a **je-li kvantová účinnost fotodetektoru η (η je pravděpodobnost pro daný foton, že se objeví na výstupu jako elektron), pak pravděpodobnost, že se na výstupu měniče objeví právě n_0 elektronů je dána Bernoulliho zákonem rozložení pravděpodobnosti**

$$p\left(\frac{n_0}{n}\right) = \binom{n}{n_0} \eta^{n_0} (1-\eta)^{n-n_0}. \quad (14)$$

Touto transformací náhodných proměnných $n \rightarrow n_0$ přechází obecně jedno rozložení pravděpodobnosti do rozložení pravděpodobnosti jiného typu, například pro $n = \text{konst.}$ je n_0 rozloženo podle binomického zákona. Avšak např. Poissonovo rozložení pravděpodobnosti zachová při této transformaci podle (14) svůj charakter, tj. přejde opět v **Poissonovo** rozložení.

Dopadá-li na detektor světlo o středním výkonu \bar{P} a **frekvenci** ν , pak během času Δt na něj dopadne n fotonů o střední hodnotě \bar{n} **rovné**

$$\bar{n} = \frac{\bar{P}}{h\nu} \Delta t,$$

neboť je

$$\bar{P} = \bar{n} \frac{h\nu}{\Delta t}.$$

Vystupuje-li záření z laseru a je tedy koherentní, pak lze předpokládat, že rozdělení pravděpodobnosti n se řídí Poissonovým zákonem. Podle výše uvedených předpokladů se tedy toto rozdělení pravděpodobnosti transformuje vnitřním fotoefektem podle (14) a **je to** tedy opět Poissonovo rozdělení pravděpodobnosti. Jeho charakteristické parametry, tj. střední hodnota n_0 , **disperze** σ_0^2 , resp. střední kvadratická odchylka σ_0 , **jsou dány vztahy**

$$\bar{n}_0 = \bar{n} \eta; \quad \sigma_0^2 = \bar{n}_0 \quad \sigma_0 = \sqrt{\bar{n}_0}. \quad (15)$$

Pomocí hodnot těchto parametrů lze vyjádřit střední hodnotu fotoproudu vystupujícího z fotoelektrického měniče i_s :

$$i_s = \bar{n}_0 \frac{q}{\Delta t},$$

kde q je náboj elektronu. K němu je nutno přidat šumový proud i_N o střední hodnotě

$$i_N = \sigma_0 \frac{q}{\Delta t} \Rightarrow i_N^2 = i_s \frac{q}{\Delta t}.$$

K tomuto šumovému proudu je nutno ještě přidat temný proud i_D

$$i_D = \bar{n}_N \frac{q}{\Delta t},$$

kde \bar{n}_N je střední hodnota počtu elektronů vzniklých tepelnou generací. Jelikož i elektrony tohoto proudu jsou rozloženy podle **Poissonova zákona**, je

$$\sigma_N^2 = \bar{n}_N.$$

Pro celkový proud přicházející do násobiče M (obr. 9) je pak

$$\bar{n}_1 = \bar{n}_0 + \bar{n}_N; \quad \sigma_1^2 = \sigma_0^2 + \sigma_N^2;$$

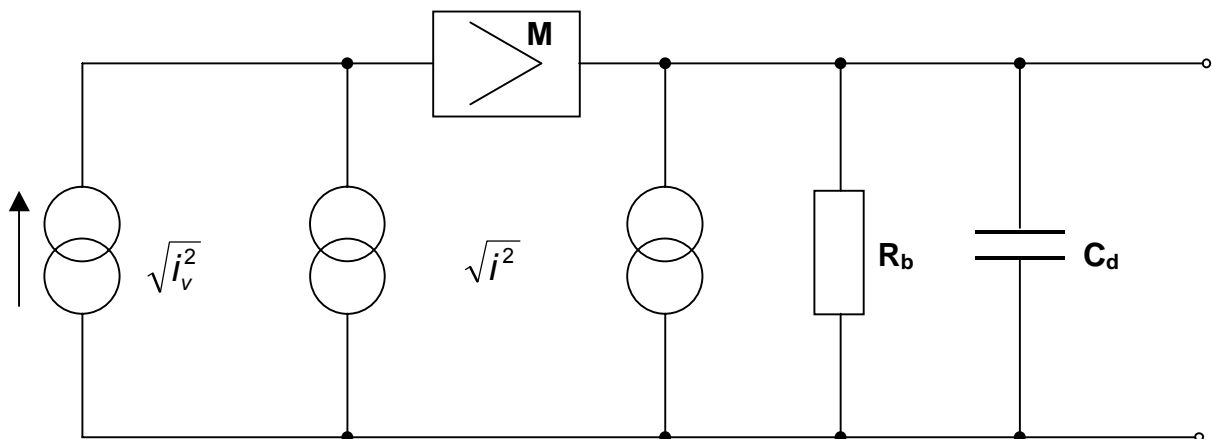
\bar{n}_1 a σ_1^2 jsou statistické parametry tohoto proudu.

Vyjádříme-li poměr signál/šum na výstupu detektoru pomocí proudů, dostaneme

$$\frac{S}{\check{S}} = \frac{(i_s M)^2}{(i_s + i_D) q 2 \Delta f M^d + \frac{4kT \Delta f}{R_L}} \quad (16)$$

Součin $i_s M$ je zesílený fotoproud signálu. Vzhledem k tomu, že zesílení není bezšumové, zavádí se součinitel M^d respektující šířku pásma.

Náhradní schéma fotodetektoru doplněné šumovými zdroji je na obrázku 10.



Obr. 10: Náhradní schéma fotodetektoru se šumovými zdroji.

Zdroj šumu $\sqrt{i_v^2}$ zahrnuje výstřelový šum, druhý reprezentuje tepelné šumy. C_D je kapacita přechodu, R_b je vnitřní odpor zdroje polarizačního napětí.

Při vzájemném srovnání obou výše popsaných detektorů docházíme k závěru, že výrobně jednodušší a levnější jsou *p-i-n* fotodiody. Jejich další výhodou je potřeba malého

polarizačního napětí a malá teplotní závislost. Lavinové fotodiody jsou lepší z hlediska větší citlivosti. Nevýhodou však je náročná výroba, větší teplotní citlivost a značná závislost zisku na kolísání napájecího napětí. Značnou nevýhodou lavinových fotodiód je potřeba vysokého polarizačního napětí, až několik set voltů, což je vážná nevýhoda z hlediska využití ve vláknové telekomunikaci.

Z toho důvodu se neustále hledají způsoby ke zvýšení citlivosti u *p-i-n* diód.

V případech potřeby velké citlivosti na vstupu přijímačů jsou výhodnější lavinové fotodiody.

Dodatek: Bernoulliho a Poissonovo rozdělení - viz přednášky Janča



Přehled materiálů pro optiku

Optoelektronické telekomunikační systémy

Optron - světelný zdroj a fotoelektrický snímač navzájem spojené optickým prostředím.

Kapalné krystaly

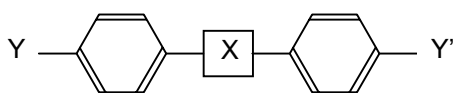
(Janča: přednáška, Mihálka: Optoelektronika)

Změny barvy lidského těla, živočichů a rostlin za určitých podmínek byly známy od pradávna. Koncem minulého století (1988) byly poprvé připraveny syntetické kapalné krystaly (Liquid Crystal, LC). Pod pojmem kapalný krystal rozumíme takové látky, které mají za přesně definovaných fyzikálních podmínek některé vlastnosti kapalin a jiné, typické pro běžné krystaly. Podle chemického složení se jedná o organické sloučeniny.

Stav (fázi), kdy se látky svými mechanickými vlastnostmi podobají kapalinám a elektrickými, magnetickými a optickými vlastnostmi polykrystalickým strukturám nazýváme mezomorfní stav. Mezomorfní stav je charakterizován vysokým stupněm uspořádání molekul na relativně velkých vzdálenostech. Pokud látka do mezomorfního stavu přechází vlivem teploty, nazývá se termotropní. Stejného efektu lze dosáhnout rozpuštěním původně krystalické látky ve vhodném rozpouštědle. Látky tohoto druhu se nazývají lyotropní.

Až v roce 1968 se přišlo na fyzikální skutečnosti, vhodné pro početné technické aplikace. Je to především citlivost na teplotu, tlak, elektrické a magnetické pole, záření, která umožňuje transformovat nejrůznější fyzikální veličiny na světelné signály. Zvláště výrazně se užitečnost kapalných krystalů projevuje ve zobrazovací technice (displeje).

Chemické sloučeniny, schopné tvořit kapalné krystaly jsou většinou aromatické sloučeniny, zřídka alifatické. Aromatické sloučeniny jsou odvozené od benzenového uhlovodíkového jádra (šest uhlíků ve vrcholech šestiúhelníku), alifatické pak od necyklických jader, hlavně metanu. Stabilní mezofáze lze očekávat u sloučenin s následující strukturou molekuly



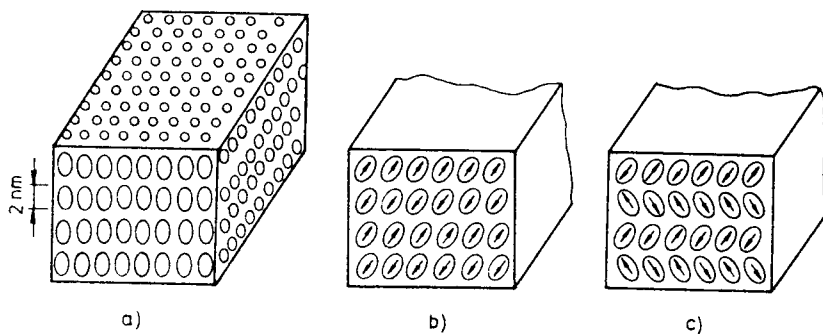
Centrální skupina X a koncové skupiny Y, Y' rozhodují o tom, zda bude nebo nebude sloučenina

mezomorfní. X, Y a Y' musí mít velké dipólové momenty a polarizovatelnost. Boční řetězce snižují schopnost k mezomorfismu.

Podle topologického uspořádání molekul nebo řetězců molekul v prostoru dělíme kapalné krystaly na

- a) smectické (smektika)
- b) nematické (nematika)
- c) cholesterické (cholesterika)

Smectické krystaly



**Obr. 1: Uspořádání molekul smektického kapalného krystalu (SLC),
 b) antiparalelní orientace dipólů v sousedních vrstvách SLC,
 c) antiparalelní orientace dipólů dvou sousedních molekul ve stejné vrstvě SLC.**

Vyznačují se dlouhými lineárními molekulami, které jsou uloženy v rovnoběžných vrstvách. Delší osy molekul mají délku asi 2 nm a vzhledem k povrchu krystalu mají stálou orientaci. Nejčastěji jsou na povrch kolmé (typ A), obrázek 1, jiné svírají s povrchem úhel závisící na teplotě (typ B).

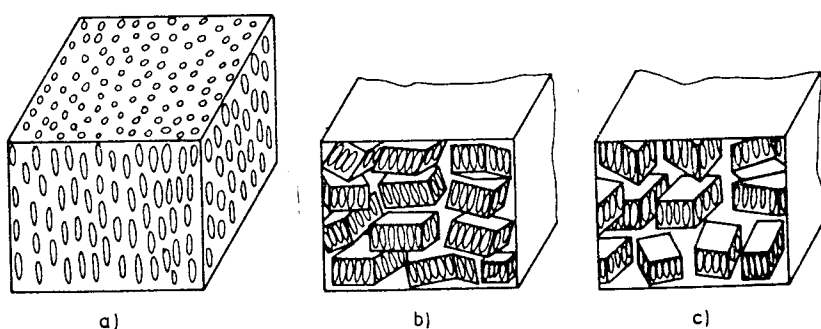
Smektika typu A se chovají jako jednoosé krystaly, typ B jako dvouosé krystaly.

Existují i orientace, u kterých je i v jedné vrstvě orientace os ve dvou směrech. Podél vrstev lze smektika navzájem snadno posunovat.

Smektika mají díky vysoké viskozitě (vnitřní tření) nejbližší k pevným látkám. V bodě tavení (přechod pevná fáze - kapalný krystal) dochází k uvolnění laterálních vazeb mezi jednotlivými vrstvami, které díky nízké vzájemné adhezi mohou po sobě klouzat bez újmy na uspořádanosti. Přechod kapalný krystal - izotropní kapalina je charakterizován porušením uspořádanosti ve vrstvě, které je způsobeno tepelným procesem (vibrace molekul).

Nematické krystaly (NLC)

Molekuly nematických kapalných krystalů nejsou uspořádány do konkrétních vrstev, těžiště molekul jsou stochasticky rozptýlena jako v normální kapalině, viz obrázek 2.



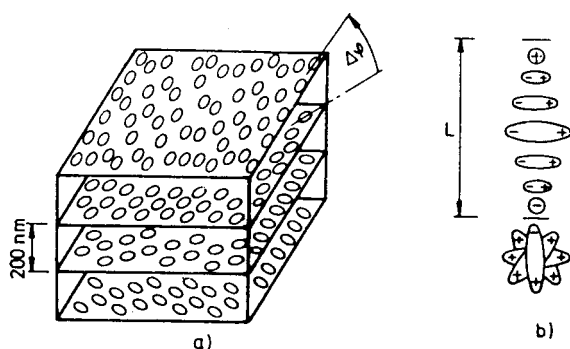
**Obr. 2: Uspořádání molekul nematického kapalného krystalu (NLC),
 b), c) dvě možné pseudovrstvy nematického kapalného krystalu.**

Těžiště nejsou nehybná, ale chaoticky se přesouvají. Molekuly jsou protáhlé (tyčinkovitého tvaru) a podél dlouhých os navzájem rovnoběžné. Tuto rovnoběžnost zachovávají i při svém pohybu, který se vyznačuje 4 stupni volnosti - translace ve směru os a

rotace okolo dlouhé osy. Nematický kapalný krystal lze znázornit krabičkou zápalek ponořenou do kapaliny, ve které se mohou zápalky pohybovat uvedeným způsobem. Z vláknitého vzhledu byl odvozen i jejich název, z řeckého slova $\nu\eta\mu\alpha$ = vlákno, drát.

Existují i pseudovrstevnaté struktury - něco mezi nematickou a smektickou strukturou. Molekuly budují domény, každá doména má odlišnou orientaci.

Cholesterické krystaly (CLC)



Obr. 3: Uspořádání molekul cholesterického kapalného krystalu (CLC),
b) nárys a půdorys cholesterické spirály.

Dostaly svůj název od cholesterolu, ze kterého se původně získávaly. Protáhlé molekuly jsou seřazeny do rovnoběžných vrstev vzdálených navzájem asi o 200 nm, tedy asi stonásobek vzhledem k smektikům (SLC). V každé vrstvě mají molekuly orientovanou dlouhou osu jedním směrem, který se však v jednotlivých vrstvách liší. Ve dvou sousedních vrstvách jsou osy molekul vůči sobě pootočené o konstantní úhel $\Delta\varphi$, viz obrázek 3.

Úhel $\Delta\varphi$ je různý pro různé materiály, nejčastěji bývá $\Delta\varphi = 0,18^\circ$. To znamená, že po 1000 vrstvách jsou již osy antiparalelní. Celková tloušťka vrstvy kapalného krystalu k tomu potřebná bude: $200 \times 10^{-9} \text{ m} \times 1000 \approx 0,2 \text{ mm}$. Podél osy kolmé na rovinu vrstev vytvářejí molekuly pod sebou spirálovitou plochu s periodou L (Obr. 3b). Tato periodická struktura, včetně jejích poruch je pozorovatelná polarizačním mikroskopem.

Pro cholesterické kapalně krystaly jsou charakteristické dvě textury:

- a) Grandjeanova
- b) dvojkuželová (ohniskově - kuželovitá).

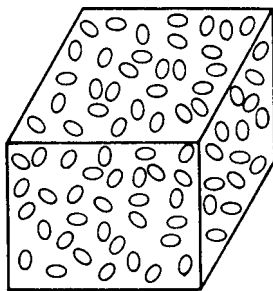
U Grandjeanovy textury jsou osy spirálových ploch orientovány kolmo na povrch. Mezi zkříženými nikoly se cholesterický krystal chová jako jednoosý pevný monokrystal. Procházející světlo je zbarvené v důsledku interference, barva světla závisí na úhlu pozorování, kroku spirály L , druhu sloučeniny a pokrývá oblast spektra od viditelné až po infračervenou.

U ohniskově - kuželové textury jsou osy spirál orientovány všemi možnými směry. Mezi zkříženými hranoly (polarizátor a analyzátor) je pozorovatelný dynamický rozptyl (viz dále).

Mechanickým tlakem nebo elektrickým polem přechází Grandjeanova textura na ohniskově-kuželovou, případně se transformuje až na nematickou strukturu.

Cholesterická mezofáze se považuje za speciální případ nematické mezofáze.

Přidáním opticky aktivní látky do NLC, dostaneme cholesterický kapalný krystal. Na molekulární úrovni jsou NLC a CLC podobné. Laterálně se však cholesterické molekuly od nematických liší tím, že mají do chemické struktury zabudován jeden nebo více asymetrických uhlíků.



Obr.4: Náhodná orientace molekul izotropní kapaliny.

V izotropní kapalně CLC jsou molekuly ponatáčeny náhodně do všech možných směrů, viz obrázek 4.

Z neuspořádanosti molekul pramení i nezávislost vlastností na směru v krystalu.

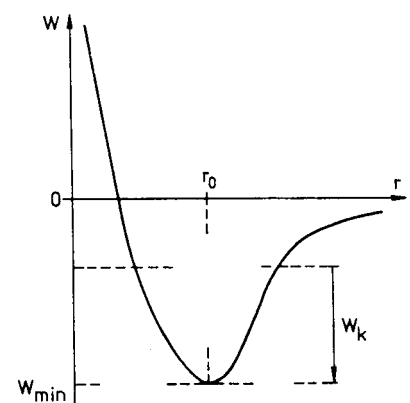
Vnitřní příčiny uspořádání molekul

Mezomorfní stav se vyznačuje vysokým stupněm uspořádanosti molekul na velkou vzdálenost. O mezomorfních stavech rozhodují intermolekulární síly tří druhů:

1. Elektrické přitažlivé síly mezi dipóly molekul.
2. Síly, kterými na sebe působí indukované dipóly. Tyto síly mají původ v měnící se polarizaci molekul.
3. Disperzní síly, které vznikají při spontánních oscilacích elektronových oblaků.

Záleží na potenciální energii dvou sousedních molekul.

Na obrázku 4 je znázorněná závislost energie mezimolekulární interakce W na vzdálenosti mezi dvěma molekulami r . Průběh vykazuje ostré minimum $W_{min} = W(r_0)$, které odpovídá nejstabilnějšímu stavu útvaru. V souboru kapalino-krystalogenních molekul vzniká více minim, přičemž prostřední z nich odpovídají mezomorfním stavům.



Obr. 5: Závislost energie molekulární interakce na vzdálenosti molekul.

Vznik kapalných krystalů se vysvětluje růzností termických vibrací jednotlivých atomů (nebo skupin atomů) budujících makromolekulu. Amplitudy tepelných kmitů atomů, vázaných uvnitř molekuly kovalentně, závisí na vazbách se sousedními atomy. Při silných vazbách jsou amplitudy kmitů menší a naopak. Amplitudy okrajových skupin jsou větší jak amplitudy skupin uprostřed molekuly. Uprostřed jsou nejčastěji benzénová jádra a na okraji uhlovodíkové řetězce. Při zahřívání roste rychleji kinetická energie okrajových skupin a tavení začíná od konce molekuly. Vazebné síly na okraji slábnou a vrstvy po sobě mohou klouzat, vzniká tekutost a viskózní anizotropie smectického krystalu.

Reálné kapalně krystalové struktury nejsou ideálně uspořádané struktury, mají četné defekty (viditelné i mikroskopem). Nejmarkantnější jsou **dezinklinační čáry**. Pod pojmem dezinklinace rozumíme úhlovou odchylku molekul od obecné orientace. Dezinklinační poruchy vytvářejí souvislé čáry, které se působením elektrického nebo magnetického posouvají, vzájemně na sebe působí a deformují se. Existuje několik typů těchto čar.

Williamsovy domény

V předchozí kapitole jsme popisovali uspořádanost molekul kapalných krystalů. Vraťme se k obrázku 2b),c), který znázorňuje uspořádání do pseudovrstev. Původně souvislé vrstvy u SLC se rozpadly na pseudovrstvy (domény). Doménou rozumíme seskupení téměř stejně orientovaných molekul. Orientace v sousedních doménách je však odlišná. Doménové struktury jsou pozorovatelné v mikroskopu - jedna doména obsahuje řádově 10^{14} molekul.

S přiložením elektrického napětí roste počet domén, ale jejich rozměry se zmenšují a jejich tvar se neustále mění. Působením elektrického pole dochází k mutaci molekulárního uspořádání. V tenké vrstvě LC vzniká téměř rovnoběžná pásová textura domén. Pásky jsou kolmé na původní směr molekulární orientace LC. U orientovaných nematických kapalných krystalů, jejichž molekuly jsou rovnoběžné se směrem orientace, se pod vlivem elektrického pole stanou paralelní pásky kolmé ke směru původní orientace.

Šířka pásu d je úměrná tloušťce vzorku: $d = k \times h$ (k je konstanta úměrnosti). Pásová textura působí na světlo jako difrakční mřížka.

Vznik těchto (Williamsových) domén je vázán na určité fyzikální podmínky. Např. u NLC se tvoří v látkách s měrným odporem $\rho = 10^{13} \Omega\text{cm}$.

Výskyt Williamsových domén a vznik dynamického rozptylu je vázán na splnění nerovnosti

$$\varepsilon_{\perp} \sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp} \varepsilon_{\parallel} > 0,$$

kde ε , σ jsou permitivita a elektrická vodivost, \perp , \parallel jsou směry vzhledem k rovinám elektrod.

Pro látky dielektricky přibližně izotropní platí

$$\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{\parallel} = \varepsilon > 0 \quad \Rightarrow \quad \sigma_{\parallel} = \sigma_{\perp} > 0.$$

Když naopak platí $\sigma_{\parallel} = \sigma_{\perp} = \sigma > 0$,

potom $\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp} < 0$, což je tzv. Heilmeyrova podmínka pro tvorbu Williamsových domén a vznik dynamického rozptylu.

Účinky elektrického pole na kapalné krystaly

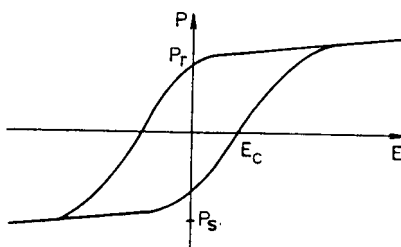
LC se zpravidla chovají v elektrickém poli jako elektrické dipóly se směrem vektoru dipólového momentu

- souhlasným s geometrickou osou (delší) molekuly,
- kolmým na geometrickou osu,
- všeobecnou orientací.

O tom, jak se molekula konkrétně v elektrickém poli zachová rozhoduje chemická konstituce. Dipóly podléhají v elektrickém poli mechanickým silám, které natáčejí celou molekulu tak, aby směr vektoru dipólového momentu splynul se směrem elektrického pole E .
Dipólový moment

$$\mathbf{m} = q_e \mathbf{l}.$$

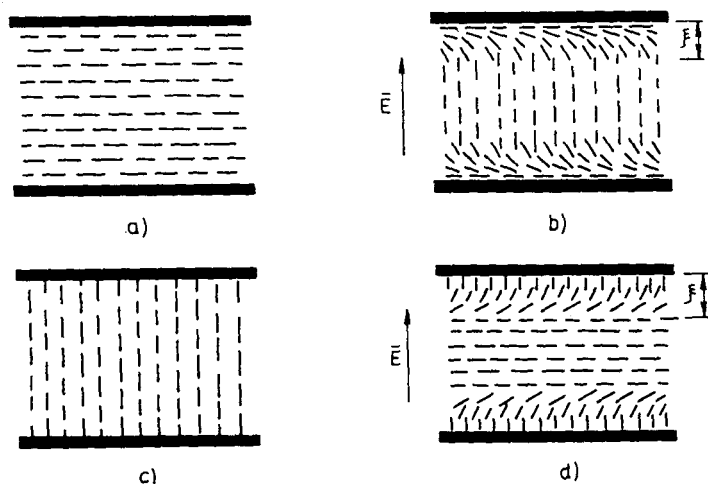
Stejnoseměrné pole E nejdříve stáčí molekuly do směru pole a potom způsobuje jejich pohyb ve směru pole. Silový účinek je zvláště zřetelný v oblastech s nehomogenním polem.



Obr. 6: Dielektrická hysterezní smyčka $P=f(E)$.

Vznik doménové struktury je spojen s přechodem kapalného krystalu do stavu s polární souměrností působením elektrického pole. Přechod je doprovázen elektrickou hysterezí, viz obrázek 6, kde je znázorněn průběh hysterezní smyčky $P = f(E)$, kde P je polarizace, E - elektrické pole.

Ve střídavých polích jsou molekuly v důsledku setrvačnosti těžko pohyblivé. U NLC se molekuly orientují kolmo na E , protože jejich dipólový moment je kolmý na dlouhou osu.



Obr. 7: Deformace uspořádanosti molekul el. polem:
 a) horizontální (homogenní) uspořádání molekul,
 b) deformace horizontálního uspořádání,
 c) vertikální (homeotropní) uspořádání molekul,
 d) deformace vertikálního uspořádání.

V tenké vrstvě mezi dvěma elektrodami mohou být molekuly LC natočené vzhledem k rovině elektrod rozmanitě. Předpokládejme, že jsou paralelní s elektrodami. Potom hovoříme o horizontálním (homogenním) uspořádání molekul (Obr. 7a), které se dá dosáhnout triboelektrickým nabitím stěn elektrod (tření). Když je LC dostatečně čistý a kladně dielektricky anizotropní, tj. $\epsilon_{||} - \epsilon_{\perp} > 0$, tak vnější elektrické pole E stočí molekuly do směru vektoru E (Obr. 7b).

Hovoříme o deformaci horizontálně

uspořádaných molekul. Těsně u vnitřních stěn elektrod zachovávají molekuly původní orientaci. Horizontální orientace pozvolna přechází do vertikální. Vzdálenost ξ , od které začíná čistě vertikální uspořádání molekul, je nepřímo úměrná E .

$$\xi = \frac{c_1}{E}$$

a nazývá se tloušťka elektrické koherence. Konstanta c_1 závisí na vlastnostech stěn a vlastnostech kapalného krystalu (vizkozitě). Tento jev vzniká u NLC a je vysvětlován indukovanou orientací molekul. Deformovaná textura má diametrálně odlišné fyzikální vlastnosti od původní. Např. nedeformovaná struktura světlo propouští, deformovaná je pohlcuje.

Deformační jev se vyskytuje ve dvou verzích. První verze (horizontálně deformační) byla již popsána. U druhé verze jsou molekuly bez přítomnosti pole orientované kolmo na stěny elektrod (Obr. 7c). Hovoříme o svislém (homeotropním) uspořádání molekul vzhledem k vnitřním stěnám. Pokud na elektrody, mezi kterými je tenká vrstva nematického LC, přiložíme napětí, vzniklé elektrické pole v látce se zápornou dielektrickou anizotropií přeorientuje molekuly kolmo na směr pole. Nastala deformace původně vertikálně uspořádaných molekul na vodorovné uspořádání. Deformace postupuje směrem od stěn dovnitř kapalného krystalu a má spojitý průběh. Ve vzdálenosti ξ je už úplná. Pokud pole nepřekročí prahovou hodnotu E_{pr} , průsvitnost krystalu s rostoucím polem narůstá.

Vliv magnetického pole na chování LC

Chování LC v magnetickém poli je podmíněno benzénovými jádry v molekulovém řetězci. Organické molekuly jsou ve většině případů diamagnetické, $\kappa < 0$. Jejich objemová magnetická susceptibilita κ je veličinou směrově závislou (tenzorovou). Zajímají nás vždy zejména její hodnoty ve směru delší geometrické osy a směru kolmém na tento směr. V magnetickém poli se budou molekuly natáčet tak, aby jejich energie byla co nejmenší, tj. delší osou kolmo na směr siločar.

Jak se chová NLC s aromatickými jádry?

Nechť \mathbf{H} je kolmá na rovinu šestiúhelníku benzénového jádra. Teoretický rozbor ukazuje, že tato rovina se bude natáčet tak, aby byla rovnoběžná se směrem magnetických siločar. V této poloze je potenciální energie benzenového jádra minimální.

Při izolované molekule by byl orientační účinek magnetického pole zastřeny tepelným kmitáním. Při velkém souboru v LC převládne účinek magnetického pole nad tepelným a účinkem tepelných vibrací. Elektrody paralyzují účinek vnějšího magnetického pole \mathbf{H} jen do vzdálenosti $\xi = \frac{C}{H}$ (ξ je délka magnetické koherence). Analogie obrázku 7.

U některých NLC dochází i ke skokovým změnám magnetické susceptibility.

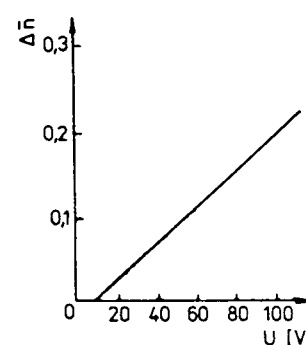
U cholesterických LC dochází účinkem magnetického pole k rozvinutí cholesterické spirály. Když přes CLC prochází magnetické pole kolmé na osu spirály, krok spirály L se prodlouží. Při určitém kritickém poli H_{kr} bude $L \rightarrow \infty$ a molekuly se seřadí rovnoběžně do nějakého směru.

Pro sloučeniny s velkým L ($10 \mu\text{m}$) je $H_{kr} = 1 \text{ T}$. Rozvinutím spirály se cholesterická struktura změnila v nematickou.

Magnetické a magnetooptické vlastnosti kapalných krystalů se zatím v praktických aplikacích využívají velmi málo. Důvody jsou čistě technického rázu.

Šíření světla kapalnými krystaly

Planparalelní vrstva NLC jeví dvojlom podobně jako křemen nebo islandský vápenec. Velikost rozdílu indexu lomu řádného a mimořádného paprsku $\Delta n = n_e - n_o$, závisí i na velikosti přiloženého



Obr. 8: Závislost dvojlomu na elektrickém napětí

napětí U na vrstvu NLC. Dvojlom NLC je lineární funkcí U podle obrázku 8. $\Delta n = a + s U$, kde $a = \Delta n$ (pro 7 V), $s = 0,002$ (směrnice přímky). Velikostí přiloženého napětí U lze měnit dráhové (fázové) rozdíly mezi řádným a mimořádným paprskem, čímž lze navodit řadu pozoruhodných interferenčních jevů.

Cholesterické kapalné krystaly se vyznačují selektivním odrazem dopadajícího světla na planparalelní vrstvě. Barva světla se mění v závislosti na úhlu odrazu.

Odražené monochromatické světlo bude mít maximální intenzitu v tom směru ψ , pro který je splněna Braggova podmínka

$$\lambda = 2L \sin \frac{\psi}{2}. \quad (L \text{ je zdvih spirály})$$

U složeného (bílého) dopadajícího světla budou jednotlivé spektrální složky λ_k vykazovat maximum ve směrech ψ_k , vyplývajících z řešení předchozí rovnice

$$\psi_k = 2 \arcsin \frac{\lambda_k}{2L}.$$

Barva odraženého světla tedy závisí na kroku závitnice L . Tento parametr lze elektricky, magneticky i teplotně snadno ovlivňovat, což má zásadní význam.

Spirálová konfigurace molekul u CLC způsobuje silné natáčení roviny lineárně polarizovaného světla. Na 1 mm tloušťky činí stáčení až $60\,000^\circ$ (u běžných organických sloučenin je to jen 300°).

Mezomorfní přechody

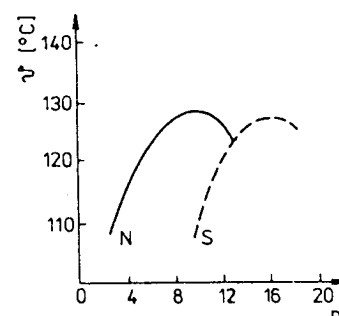
Mezomorfní přechod je každá vratná (reverzibilní) změna fáze kapalino-krystalogenní látky. Nejjednodušší přechody jsou pevná látka - kapalný krystal, kapalný krystal - izotropní kapalina. Pokud je posloupnost (sled) přechodů pevný krystal - kapalný krystal - izotropní kapalina reverzibilní (vratná), tj. při ochlazování izotropní kapaliny prochází intermediální fází kapalného krystalu, říkáme, že mezomorfismus je enantiotropní. Pokud se při zahřívání pevného krystalu dostaneme přímo do izotropní kapaliny nebo při ochlazování izotropní kapaliny získáváme přímo pevný krystal, je mezomorfismus monotropní.

Se zvyšováním teploty narůstají amplitudy tepelných kmitů, uvolňují se laterální mezimolekulární vazby. Při dosažení teploty T_1 se stává látka tekutou. Další zvyšování teploty navozuje rozpad doménové struktury, který se stane úplným při určité teplotě T_2 .

Molekuly se pohybují volněji, kapalina se stává izotropní. Šířka mezomorfního intervalu $\Delta T = T_2 - T_1$ závisí na délce řetězce a počtu uhlíků v koncových skupinách, obrázek 9.

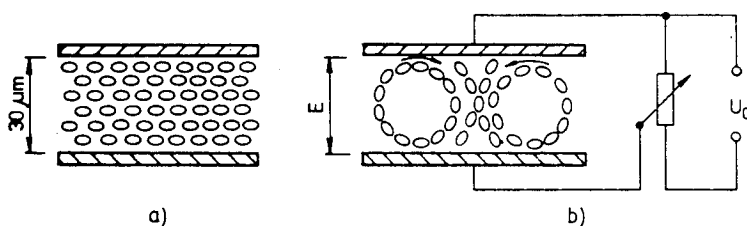
Křivka N platí pro nematiko-izotropní přechod, S pro smektiko-izotropní. Kromě samotného počtu uhlíků jsou teploty ovlivněné i tím, zda je jejich počet sudý nebo lichý. Experimentálně se zjistilo, že látky silně polární a s velkou molekulární hmotností se obvykle taví při nižších teplotách.

Existují i sloučeniny, které vykazují více mezomorfních (mezofázových) přechodů - polymezomorfismus. Náklonnost k polymorfismu vykazují zejména SLC. Molekuly s pravolevou symetrií procházejí při ohřevu těmito fázemi: pevná látka–smektická fáze–nematická fáze–izotropní kapalina.



Obr. 9: Závislost teploty přechodu na počtu uhlíků v koncové skupině.

Dynamický rozptyl



Obr.10: Uspořádání molekul nematického krystalu
a) bez vnějšího napětí,
b) hydromechanická cirkulace vyvolaná přiloženým napětím.

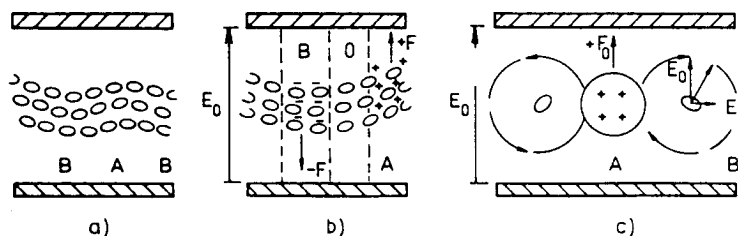
Mějme vrstvu (asi 30 μm) NLC se zápornou dielektrickou anizotropií, tj. $\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp} < 0$. Elektrický dipól těchto molekul je kolmý na dlouhou osu molekuly, což zpravidla způsobuje skupina N-O. Necht' jsou molekuly mezi dvěma průhlednými elektricky vodivými elektrodami triboelektricky seřazeny podle obrázku 10a. Vrstva kapalného krystalu v mezomorfním stavu je čirá. Připojme k systému nastavitelné napětí podle obrázku 10b. S rostoucím napětím od nulové hodnoty se kapalný krystal postupně vyjasňuje, stává se homogennějším. Vysvětlujeme to orientačním účinkem pole.

Při napětí 5 V elektrické pole dosáhne prvního prahu, $E_{I,th} = 5\text{V}/30 \times 10^{-6} \text{ m} = 200 \text{ kV m}^{-1}$ a povrch v odraženém světle se silně znehomogenizuje. Objeví se na něm světlejší a tmavší místa. Současně se dá vizuálně pozorovat (pomocí jemných prachových částic) hydromechanická cirkulace po uzavřených trajektoriích (obr. 10b).

Další zvyšování napětí změní proudění kapaliny na turbulentní - tomuto odpovídající intenzita elektrického pole je druhý práh $E_{II,th}$. Objeví se četné dezinklinací čáry. Optickým důsledkem této turbulence je silný rozptyl světla, nazývaný dynamickým rozptylem (DS). Svazek dopadajících rovnoběžných paprsků se stane rozbíhavým, světlo se šíří všemi

směry. Tento jev objevil v roce 1968 Heilmeyer. Vznik režimu dynamického rozptylu nezávisí na polaritě napětí, objevuje se tedy i při střídavém napětí (do určité mezní frekvence).

Výklad dynamického rozptylu:



Obr. 11:

- a) Uspořádání molekul vlivem tepelného nepokoje,
- b) nárůst elektrických nábojů vlivem elektrického pole a vodivostní anizotropie,
- c) síly působící na náboje.

Předpokládá se, že i v kapalném krystalu bez elektrického pole existují oblasti s mírně narušeným uspořádáním (obr. 11a). Toto narušení je vyvoláno tepelným pohybem molekul. Vytvářejí se zóny se střídavě kladným (A) a záporným (B) nábojem. Vznik zón je umožněn malou

měrnou vodivostí LC (10^{-9} Sm^{-1}) a její anizotropií. Přiložené elektrické pole E_0 a jím způsobený nepatrný příčný proud, periodicitu lokalizace nábojů ještě zvýrazňuje (Obr. 11b). Síly $\vec{F}_e = \pm q_e \vec{E}_0 = \pm q_e \rho \vec{i}$ uvedou kapalinu do pohybu. Mezi přilehlými nabitými zónami se vytváří další přídavná pole E_1 , která se sčítají s polem od vnějšího zdroje E_0 . Molekuly NLC se natáčejí kolmo na směr výslednice (Obr. 11c).

1) Jedna z teorií předpokládá, že dynamický rozptyl souvisí s vytvořením opačně nabitých iontů, které vznikají díky vlhkosti LC a elektrolytickou disociací. Je totiž zajímavé, že u dokonale vysušených vzorků dynamický rozptyl nenastává.

Pohybem iontů se rozrušuje normální orientace molekul a vznikají rozptylová centra s průměrem 2 až 5 μm . Koncentrace těchto center je 10^8 až 10^9 cm^{-3} nebo 10^{14} až 10^{15} m^{-3} ; tato koncentrace závisí na intenzitě elektrického pole a je úměrná stupni zakalení (nebo naopak). Vlnová délka světla je 5× až 10× menší než rozměry rozptylových center a nastává tedy rozptyl pro jakoukoliv vlnovou délku ve viditelném oboru.

2) Jiná teorie dynamického rozptylu vychází ze skutečnosti, že LC představuje anizotropní prostředí pro elektrický proud I . Znamená to, že vektor proudové hustoty \mathbf{i} a vektor \mathbf{E} nejsou obecně v LC rovnoběžné. Vektor \mathbf{i} lze rozložit do složek, z nichž jedna je kolmá na \mathbf{E} . Tato kolmá složka podmiňuje vznik prostorových nábojů. Působením dodatečného pole vznikne příčné proudění molekul a mění se i orientace vektoru polarizace \mathbf{N} . Jev je podporován zápornou anizotropií permitivity ϵ a elastickými mezimolekulárními silami. Po mutaci vektoru polarizace vzrůstá kolmé proudění a narůstají prostorové náboje. Na to

vznikají elektrodynamické nestability a turbulentní pohyb. Vrstva LC přestane být transparentní a začne silně rozptylovat dopadající světlo.

Z hlediska použitelnosti je mutace optických vlastností, vyvolaná elektrickým polem, použitelná pro černo-bílé displeje. Tenká vrstva NLC je schopna rozptylovat světlo až $10^8\times$ účinněji než stejně silná vrstva etylalkoholu. Tlusté vzorky NLC jsou neprůhledné.

Barevné jevy LC vlivem teploty a elektrického pole

Některé LC, které se nalézají v mezomorfním stavu se už při nepatrných změnách teploty nápadně zabarvují (termická kolorizace). Už nepatrné změny teploty vyvolávají změny barevných odstínů. Sytost zabarvení závisí na druhu použitého materiálu a úhlu dopadajících a odražených paprsků. Jako termosenzitivní materiály se používají estery cholesterolu a kyselin. Byly již připraveny směsi s mezomorfním intervalem $0,01^\circ\text{C}$, to znamená, že při změně teploty o tento interval proběhne barva celé spektrum. Modrý odstín odpovídá nejvyšší, červený nejnižší teplotě. Jev se fyzikálně vysvětluje pomocí interference.

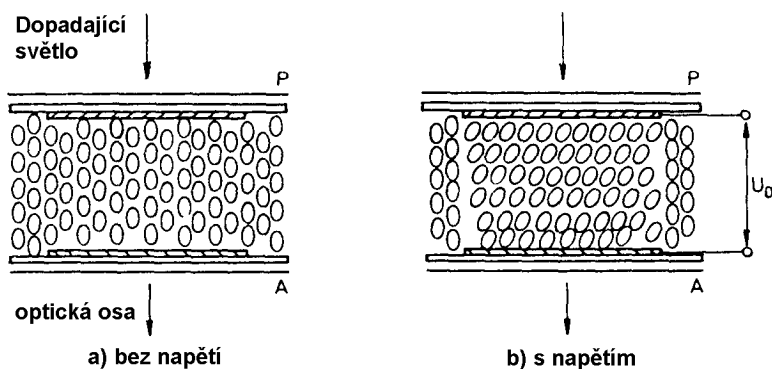
NLC s kladnou dielektrickou anizotropií (dipólový moment má směr delší osy molekuly), ke kterým bylo dodáno pleochorické barvivo se zabarvují účinkem elektrického pole. Pleochorismus je projevem selektivní pohltivosti určitých vlnových délek. Zabavení (doplňkovými vlnovými délkami) závisí na směru dopadajícího světla a úhlu pozorování. Některé pleochorické látky mají molekuly podobné NLC, což jim dovoluje proniknout do struktury NLC.

Když je molekula barviva svojí delší osou rovnoběžná s vektorem intenzity elektrického pole elektromagnetické vlny polarizovaného světla, nastane absorpce světla barvivem a pozorovatel vidí jen jeho doplňkovou barvu. Při kolmosti dlouhé osy molekuly na rovinu kmitání \mathbf{E} prochází světlo beze změny. Rovnoběžnost molekul kolorantů s polarizační rovinou se dociluje vnějším elektrickým polem.

Modifikace barvy se vyvolá elektrickým polem řádově 4 MV m^{-1} . Barviva se nesmějí v LC rozpouštět.

Dvojlom v homeotropní vrstvě

Dvojlom v LC lze rovněž řídit elektrickým polem. Homeotropní vrstva bez napětí se chová jako jednoosý krystal s optickou osou rovnoběžnou s kolmicí dopadu (Obr. 12a).



Obr. 12:

a) Homeotropní vrstva kapalného krystalu,
b) dvojlomná vrstva.

Homeotropie (osy molekul jsou kolmé na průsvitné elektrody) se získá přidáním povrchově aktivní přísady do mateřského NLC. Přiložením vnějšího napětí U_0 na elektrody se změní původní (svislá) orientace molekul (Obr. 12b). Tento jev se nazývá *deformace vertikálních fází (DAP)*.

Vzniká u molekul se zápornou anizotropií permitivity. Úhel sklonění os molekul závisí na polaritě a velikosti U_0 . Vzniká dvojlomnost - index lomu řádného paprsku $n_o=f(E)$ bude jiný jako u mimořádného paprsku $n_e=f(E)$. Oba indexy lomu jsou funkcí elektrického pole. Rozdíl optických drah

$$\Delta s = n_o(E)l_o - n_e(E)l_e,$$

kde l_o , l_e jsou vzdálenosti proběhnuté řádným a mimořádným paprskem. Vzorek umístěný mezi zkřížené nikoly bez elektrického pole pohlcuje polarizované světlo. Zorné pole za analyzátozem je tmavé. Již při připojení nízkého napětí (2,5 V) se zorné pole vyjasní a současně i zbarví. Barva propouštěného světla se může měnit

- tloušťkou vrstvy LC
- elektrickým polem.

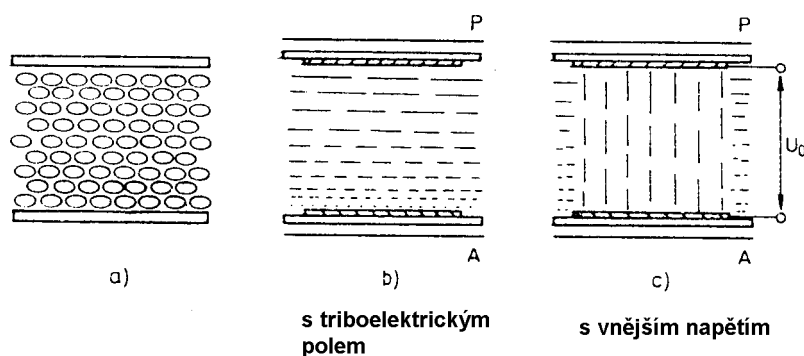
Protože $n = f(\lambda)$ je podmínka interferenčních maxim splněna vždy jen pro některé vlnové délky. Odstíny nejsou tedy čisté a výrazné.

Vyvolání efektu dvojlomu je ještě vázáno na následující podmínky:

- NLC se zápornou anizotropií ε musí být téměř dokonale zbaven stop vody.
- Vodivé, průhledné elektrody (SnO_2) musí být termicky upraveny tak, aby vznikla speciální krystalická struktura SnO_2 .
- K zamezení dynamického rozptylu se používá nízkofrekvenční napětí akustické frekvence ($f = 1 \text{ kHz}$).
- Zdroj primárního světla musí dávat dostatečně rovnoběžné svazky (kolimace).

Otočený nematický krystal

NLC je tenká vrstva ($20\mu\text{m}$) uzavřená mezi planoparalelními deskami. Homogenní planární strukturu dostaneme pomocí tření desek (vhodnou tkaninou) stále stejným směrem. Třecí náboje (triboelektrina) indukují elektrické pole E , které přinutí molekuly LC zaujmout svými dlouhými osami rovnoběžné polohy se směrem pole. Když nyní např. spodní desku otočíme o 90° vzhledem k horní, zkroutí se i elektrické siločáry. Dostaneme buňku podle



Obr. 13:

- a) Homogenní vrstva,
- b) Postupné pootočení molekul,
- c) Orientace molekul ve směru elektrických siločar.

Obr. 13b. Molekuly jsou vyznačeny již jen úsečkami, průmětem delších os. Molekuly těsně u horní a spodní desky jsou orientovány navzájem kolmo. Podobně se budou orientovat i polarizační roviny. Světlo z polarizátoru rovnoběžného s analyzátozem neprochází - zorné pole je tmavé.

Po přiložení vnějšího napětí na vrstvu se molekuly zorientují v případě kladné anizotropie ϵ rovnoběžně s elektrickým polem (Obr. 13c). Po odpojení elektrického pole se obnoví původní stav, děj je reverzibilní. Těsně u desek, až do hloubky ξ se vliv elektrického pole neprojeví (viskózní a adhezní síly brání mutaci).

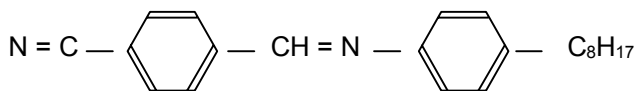
Cholestericko-nematický fázový přechod

Nechť CLC má molekuly uložené v rovinách kolmých na pozorovací průzorová skla. Směry orientace os šroubovic jsou stochastické povahy. Na hranicích domén způsobuje nedokonalost dvojkuželové textury rozptyl světla (projeví se zakalením vzorku).

Některé CLC s kladnou anizotropií dielektrické konstanty získávají vlivem elektrického pole nematickou texturu. Přiložené elektrické pole způsobuje vyjasnění původně zakaleného vzorku (děje se to skokem). Jde vlastně o jev opačný k dynamickému rozptylu (nepřímý pracovní mód). Jev se vysvětluje rozvinutím spirály CLC pod vlivem elektrického pole. Prahové napětí při konvenčních tloušťkách CLC činí 20 až 100 V.

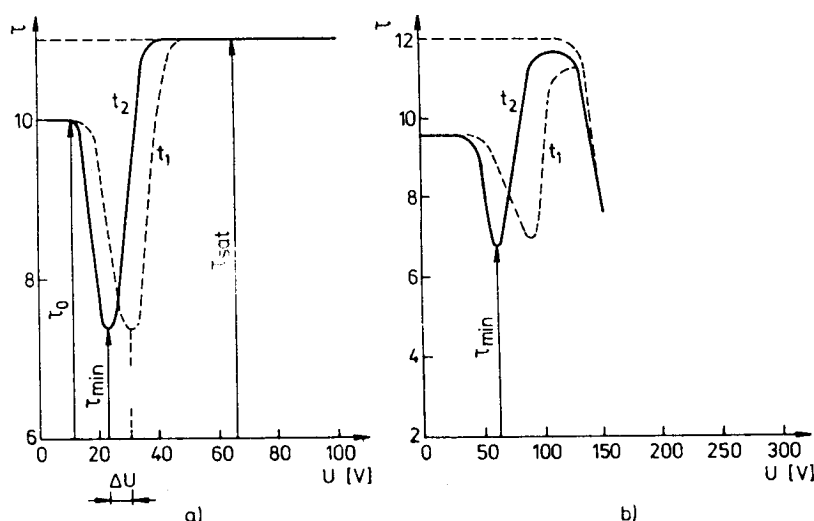
Paměťové vlastnosti kapalných krystalů

Podstata paměťového elektrooptického jevu spočívá v zachování určitých optických vlastností i po zániku příčiny, která tyto optické vlastnosti vyvolala (nejčastějšími příčinami jsou elektrické pole a teplota). Typickým příkladem je smektický LC označovaný CBOA *n*-(*p*-kyanobenzilidén)-*p*-*n*-oktylanilínu. Strukturní vzorec sloučeniny má tvar



Krystal se formuje zahřátím na 72°C a pomalým ochlazováním. Při zvyšování teploty prochází CBOA těmito mezofázemi:

pevný krystal (do 35°C) - smektická fáze (67°C) - nematická fáze (72°C) - izotropní kapalina.



Obr. 14: Závislost propustnosti τ na stejnosměrném napětí pro tloušťku vrstvy

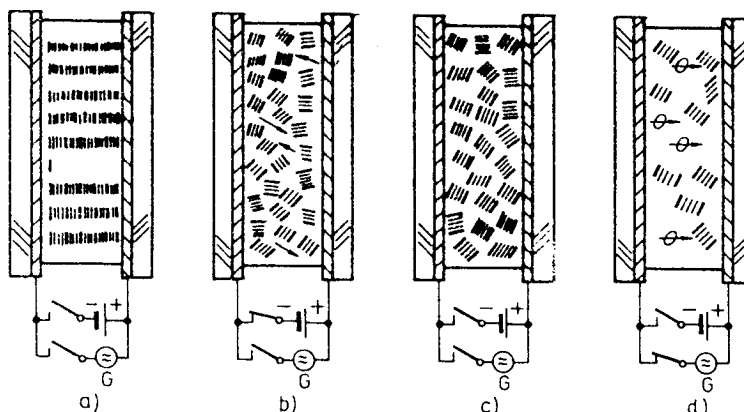
- a) 12 μm ,
- b) 100 μm kapalného krystalu CBOA.

Pokud na kapalný krystal zahřátý na 53°C určité tloušťky přiložíme vnější napětí a toto budeme zvětšovat z nulové hodnoty, bude se činitel propustnosti (transparence $\tau = f(U)$) měnit podle obrázku 14a,b. Plná čára reprezentuje závislost $\tau = f(U)$ snímanou ($t_2=10$ min) po přiložení napětí, přerušovaná okamžitě ($t_1=0$) po připojení napětí. Obě větve vykazují

minima τ , při pozdějších měřeních se τ_{min} posouvá k menším hodnotám U , ale v podstatě se jedná o paměťový efekt. Po 10 minutách je charakter průběhu shodný s průběhem naměřeným okamžitě po připojení napětí. Výraznější paměťový jev se se dosáhne snižováním teploty smektické fáze. Při teplotě 42°C by došlo k vymazání informace až za několik měsíců. Zvyšováním teploty se memorizační čas zkracuje. To se dá využít k vymazání informace. Takový druh paměti pracuje s propouštěným světlem, proto se hovoří o transmisní paměti.

Jiné paměti jsou založené na účinku elektrického pole, nazývají se reflexní (pracuje se s odraženým světlem). Záznam se vymazává nízkofrekvenčním elektrickým signálem.

Principiální zapojení optických pamětí, založených na účinku elektrického pole, je na obrázku 15 a-d. Zapojení a) představuje klidový stav, b) - uskutečňuje se záznam informace stejnosměrným polem, c) - informace se zachovává (konzervuje), d) - vymazání informace nízkofrekvenčním napětím.



Obr. 15: Buzení optické paměti:
 a) klidový stav,
 b) záznam informace,
 c) konzervace informace,
 d) vymazání záznamu.

Ostatní vlastnosti kapalných krystalů

Termooptický jev vykazují SLC a CLC (př. CBOA). S teplotou se mění optické vlastnosti propustnost, odrazivost, zbarvení, rozptyl světla atd. Jsou to reverzibilní a reprodukovatelné děje.

Fotovoltaický efekt - na buňce LC vzniká při osvětlení elektrické napětí. Velikost napětí je úměrná osvětlení a nezávisí na ploše buňky LC.

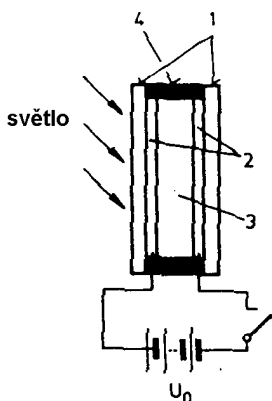
Elektrodynamický efekt - molekuly LC se uvedou působením elektrického pole do pohybu. Aby k tomu došlo, nesmí být molekuly elektroneutrální. Dipólové molekuly se mohou pohybovat jen v nehomogenním elektrickém poli.

Zobrazovací elementy

(zkráceno - rozšířit !!!)

Zobrazovací buňka

Buňka založená na módu dynamického rozptylu se skládá ze dvou skleněných destiček 2, potažených zevnitř vodivými elektrodami (SnO₂, InO, apod.). Mezi elektrodami je vrstva kapalného krystalu 35 až 100µm silná. Požadovaná vzdálenost elektrod a hermetizace se realizují distanční vložkou 4 ze slídy, teflonu, PVC apod., viz obrázek



Obr.16: Řez buňkou LC.

16. Vložky mají obvykle tvar písmena U. Horní mezera v U slouží k plnění mezielektrodového prostoru kapalným krystalem. Na vyvedené elektrody se připojuje budicí napětí U_0 . Funkcí buněk je přeměnit elektrický signál v optický, např. změnou propustnosti, odrazivosti nebo zabarvení světla. Za jednou z elektrod (zadní) může být umístěno odrazné zrcadlo, čímž se dosáhne zvýraznění efektu.

Pozorovací módy

Buňka s LC světlo negeneruje, a proto je nutný vnější zdroj světla. V módu procházejícího světla (TM) musí být obě elektrody průsvitné. Pozorovatel pozoruje rozptýlené světlo.

V módu odraženého světla (RM) je zadní elektroda neprůhledná a působí jako zrcadlo. Světlo zde prochází buňkou dvakrát.

Každý z těchto módů je přímý nebo nepřímý.

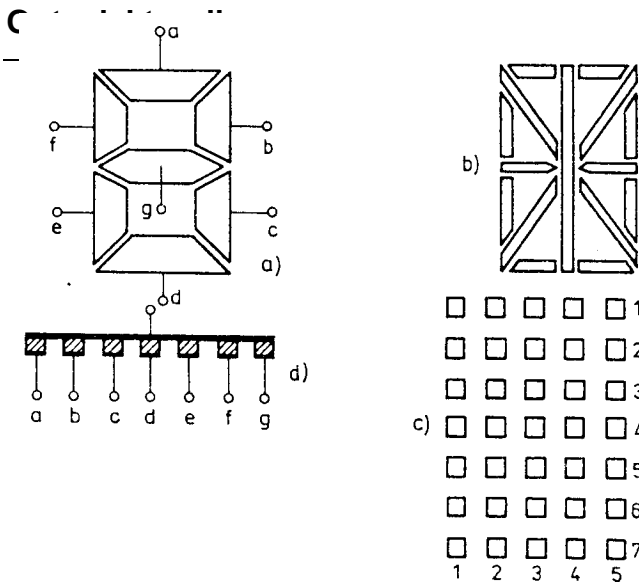
Přímý mód: Propouštěné nebo odražené světlo má větší intenzitu bez U_0

Nepřímý mód: Propouštěné nebo odražené světlo má větší intenzitu po přiložení U_0 .

Nevýhodou buněk s LC je jejich neviditelnost bez vnějšího osvětlení.

Zobrazovací digitové jednotky a matice

Zobrazovací element se skládá z několika buněk tvaru úseček (segmentů) nebo bodů uspořádaných tak, aby se mohly jejich kombinacemi vytvořit písmena abecedy nebo číslice desítkové soustavy. Dobrá čitelnost symbolů vyžaduje velký počet zobrazovacích buněk, čímž roste i složitost řídicích obvodů. Čitelnost je protikladem jednoduchosti. Nejmenší možný počet segmentů je 7. Při zobrazování číslic zcela vystačíme se sedmisegmentovými digitovými jednotkami. Příklad nejčastější stylizace znaků je na obrázku 29a). Pro abecedněčíslicové zobrazování se volí třinácti až patnácti segmentové digity (29b). Ještě věrnější stylizaci symbolů získáme bodovým polem buněk LC (29c). Body (malé plošky) jsou uspořádány do pěti sloupců a sedmi řádků. Ovládací obvody jsou komplikované.



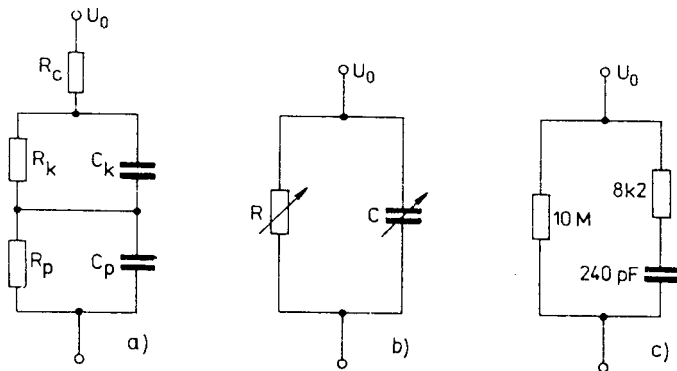
Obr. 29a): Sedmissegmentová numerická digitová jednotka,
 b) třináctisegmentový digit,
 c) 35-ti buňkové pole
 d) schématická značka digitu.

Schématicky se digitová jednotka označuje podle 29d. V technických aplikacích se používá termín digit.

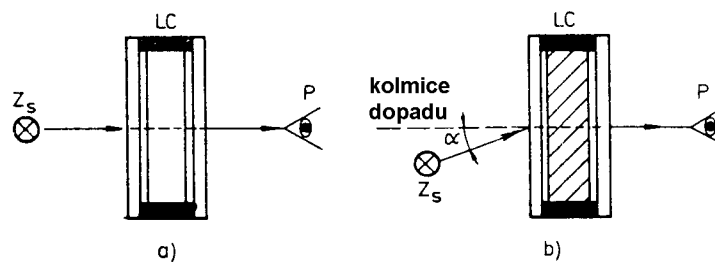
Zviditelňování (vizualizace) znaků se dosahuje rozsvícením příslušných úseček.

U buněk je nutno řídit jas nebo kontrast. Budicí napětí bývá stejnosměrné nebo střídavé.

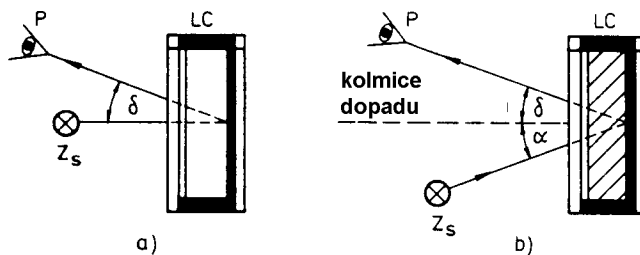
Doplnit !!!



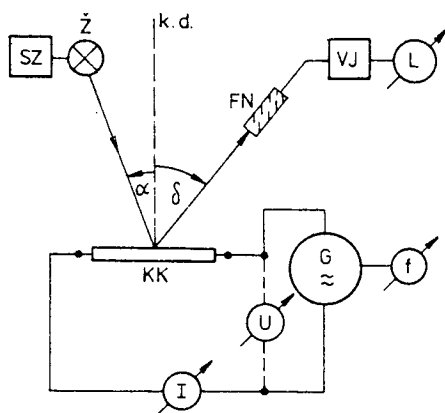
Obr. 17: Náhradní schéma buňky s kapalným krystalem.



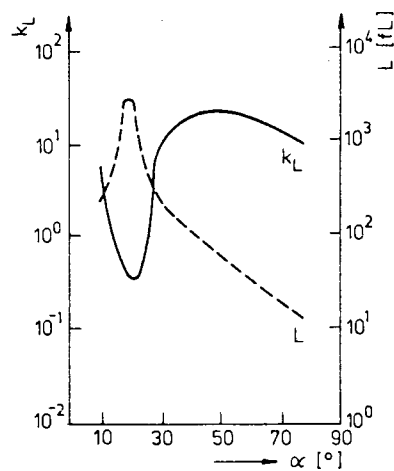
Obr. 18: Činnost v módu procházejícího světla:
 a) v přímém,
 b) v nepřímém.



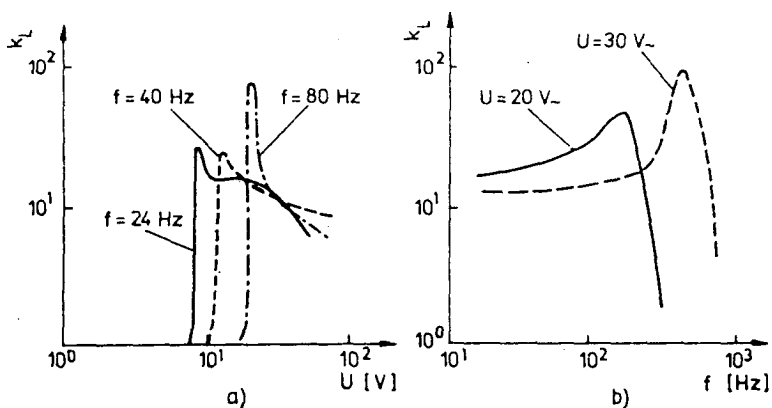
Obr. 19: Činnost v módu odraženého světla:
a) v přímém,
b) v nepřímém.



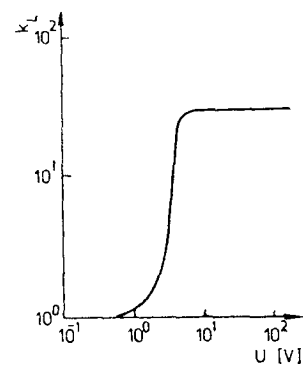
Obr. 20: Souprava pro fotometrická měření.



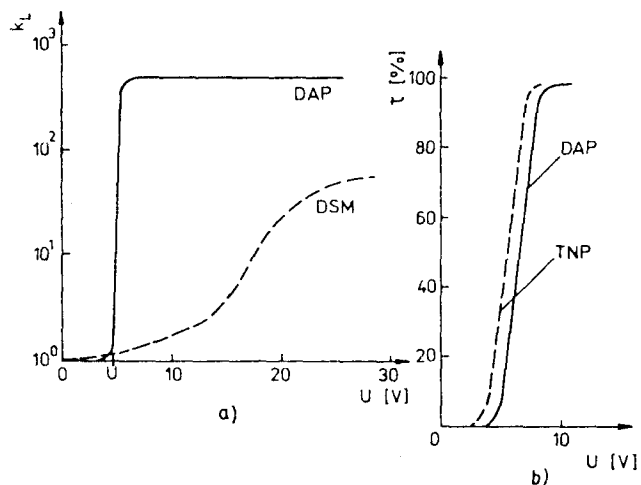
Obr. 21: Závislosti jasu a kontrastu na úhlu dopadu α



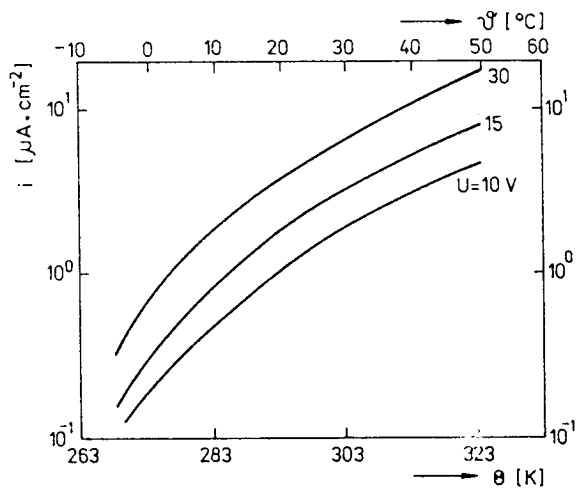
Obr. 22: a) Grafy závislosti relativního jasu na střídavém napětí při různých frekvencích, b) závislosti kontrastu na frekvenci střídavého napětí pro dvě různé efektivní hodnoty.



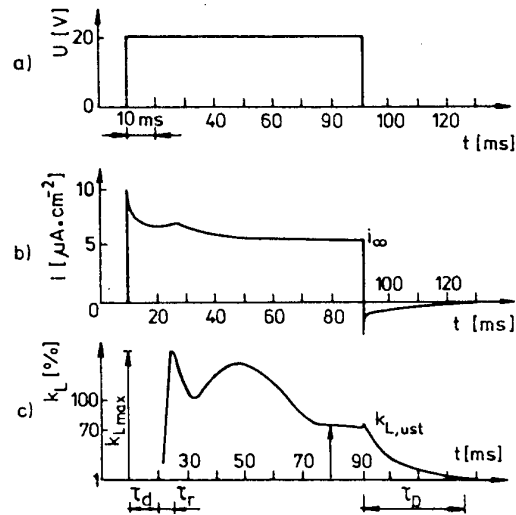
Obr. 23: Závislost poměrného kontrastu na stř. napětí pro stočený LC (nematičkový)



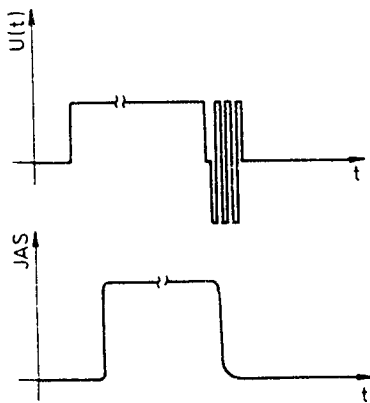
Obr. 24: a) Závislost kontrastu na napětí buňky LC v módech DAP a DSM, b) charakteristika propustnost - napětí ($\tau - U$) kapalného krystalu v módech DAP a TNP.



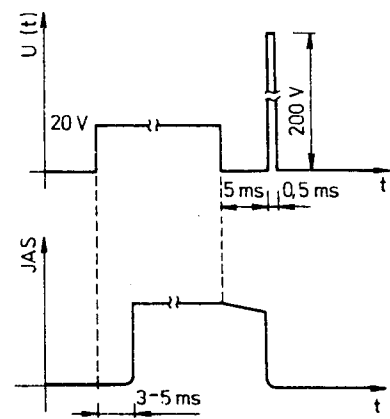
Obr. 25: Závislost proudové hustoty na absolutní teplotě buňky pro tloušťku $d = 25 \mu\text{m}$.



Obr. 26: Časový průběh:
 a) budicího napětí,
 b) proudové hustoty,
 c) relativního jasu pro buňku silnou $6 \mu\text{m}$ s náplní N-014



Obr. 27: Zkrácení dosvitu vysokofrekvenčním pulsem.



Obr. 28: Zkrácení dosvitu vysokonapětovým pulsem.

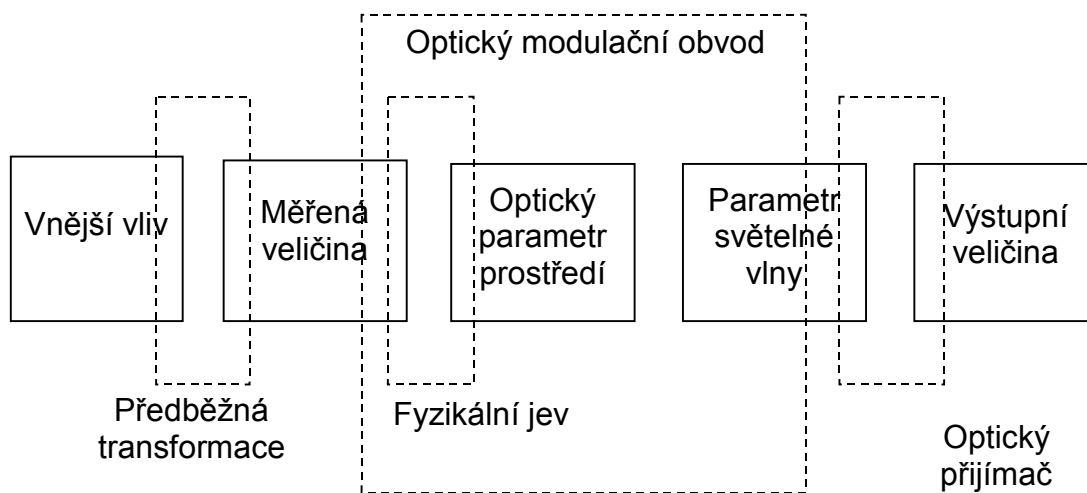
Optické vláknové senzory

Nízkoztrátové optické světlovody umožňují dálkové komunikace. Potíže nastávají s vysokou citlivostí vláken na vnější vlivy (fázová citlivost, ztráty na mikroohybech, vidový šum, apod.) a jsou hledány cesty jak tyto ztráty minimalizovat.

Na druhé straně je však možné tyto výjimečné funkce vláken využít pro různé typy optických čidel. Vysoká citlivost optických vláken jako senzorů pro účely měření je dána možností velké interakční délky světla s uvažovanou fyzikální proměnnou.

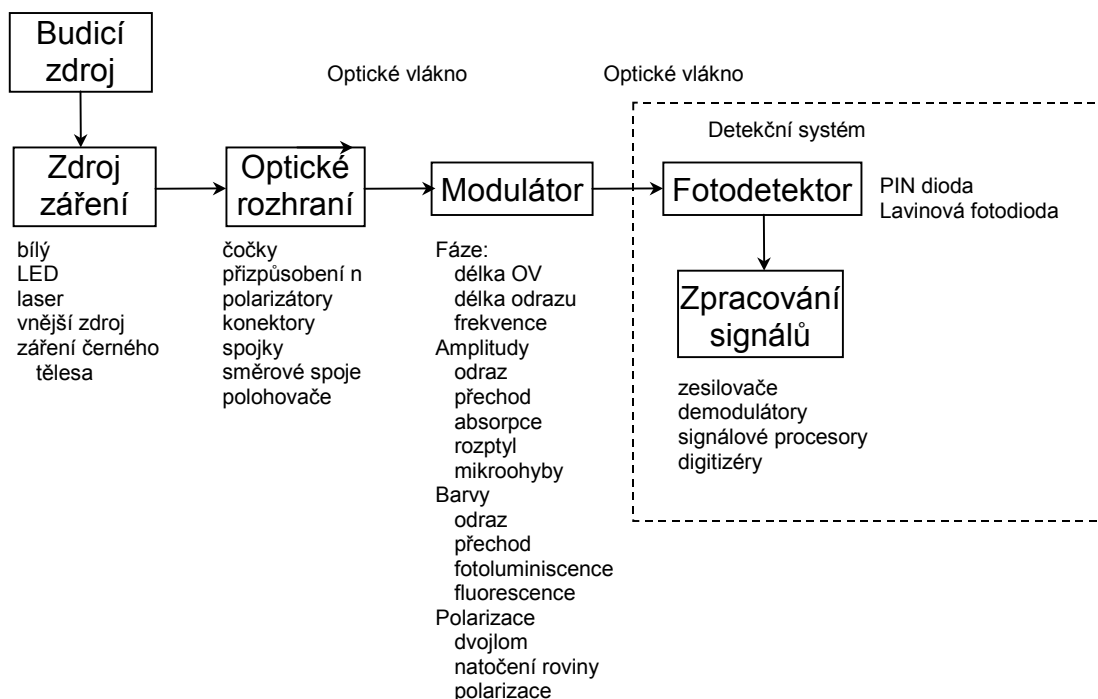
Klasifikace a základní vlastnosti optických vláknových senzorů (OVS)

Všechny OVS mají na vstupu zdroj světla (LED, polovodičový laser nebo jiný laserový zdroj záření), který injektuje spojitý nebo pulsní optický signál do optického vlákna. Na výstupu OVS je fotodetektor (PIN dioda, lavinová dioda), který přijímá senzorem modulovaný optický signál. Podstatou OVS je (obr. 1) fyzikální (optický) jev, který je vyvolán snímanou veličinou mezi zdrojem a detektorem, a který způsobuje změnu (modulaci) přenášeného optického signálu odpovídající snímané veličině.



Obr. 1: Transformace veličin v optických vláknových senzorech

Hlavní konstrukční prvky OVS jsou znázorněny na Obr. 2. Souvislosti mezi optickým vláknem a snímanou fyzikální veličinou jsou uvedeny v tabulce.



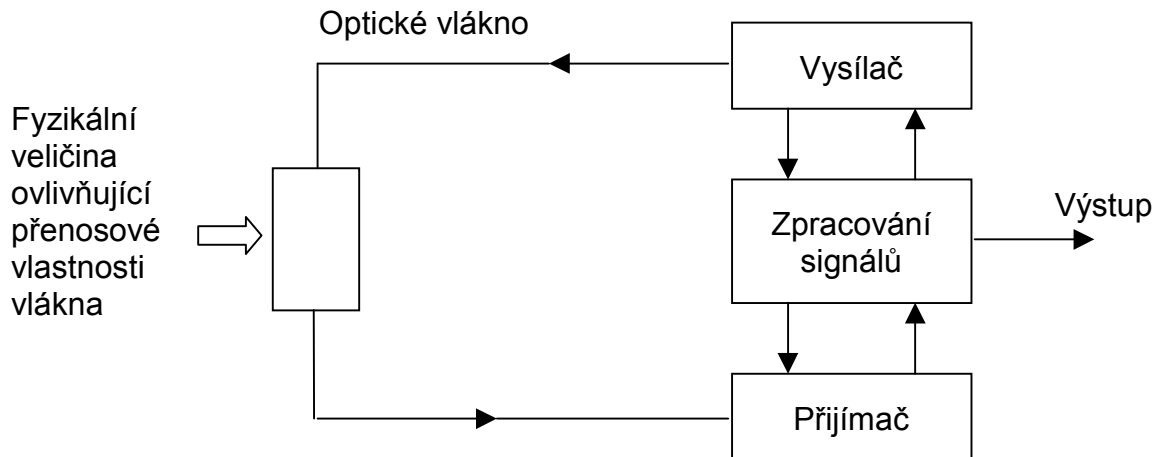
Obr. 2: Hlavní konstrukční prvky.

Tab. 1: Souvislost vlastností optického vlákna a snímané veličiny

Vnější působení	Odezva optického vlákna
Mechanická síla	Indukovaný dvojlom
Mechanický tlak	Piezoelektrický jev
Ohyb	Piezoabsorpce
Změna hustoty	Luminiscence
Elektrické pole	Elektro-optický jev
Dielektrická polarizace	Elektrochromatismus
Elektrický proud	Elektroluminiscence
Magnetické pole	Magneto-optický jev Faradayův jev
Magnetická polarizace	Magnetoabsorpce
Teplota	Tepelná změna indexu lomu Absorpční vlastnosti nebo fluorescence Termoluminiscence
Fotoelektrická emise	Poruchy optického vlákna vedoucí ke změně indexu lomu a absorpčních vlastností
Rtg záření, záření γ	Radiační luminiscence
Změny chemického složení	Změny indexu lomu a odrazových vlastností působením chemických procesů, chemoluminiscence

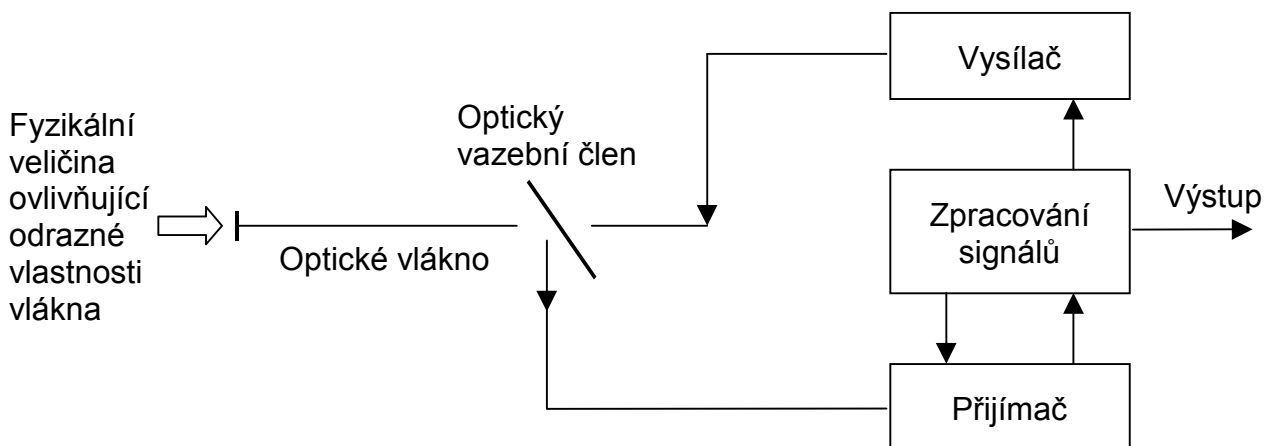
Pozn. Přímou jsou ovlivněny index lomu vlákna, jeho izotropie, tlumení, fluorescence a některé kombinace těchto veličin.

Optický vláknový senzor nazýváme **přenosový** (Obr. 3), pokud je možno fyzikálně rozlišit vstupní a výstupní optické vlákno. Senzor působí v tomto případě jako pasivní převodník uvnitř smyčky optického vlákna a způsobuje modulaci (odpovídající měřené fyzikální veličině) optického signálu, přenášeného optickým vláknem.



Obr. 3: Základní zapojení přenosového OVS

Optický vláknový senzor nazýváme **reflexním** (Obr. 4), pokud není možno fyzikálně rozlišit vstupní a výstupní optické vlákno. Senzorem šířící se optický signál se po modulaci a odrazu šíří stejným optickým vláknem k fotodetektoru.

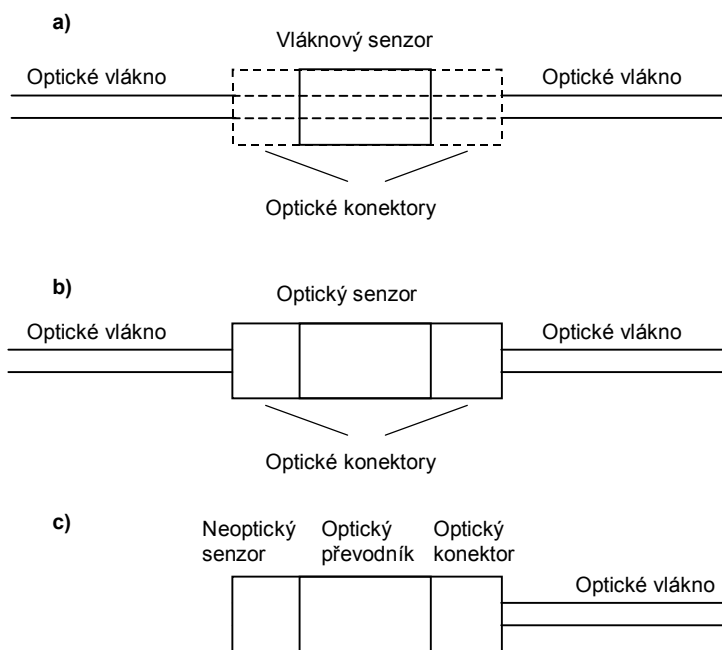


Obr. 4: Základní zapojení reflexního OVS

Optické vláknové senzory je obecně možné rozdělit do dvou skupin (Tab. 2):

1. OVS, ve kterých se optické vlákno používá jako citlivý prvek (senzorový prvek). Využívá se vliv snímané fyzikální veličiny na přenosové vlastnosti optického vlákna, přičemž se mění intenzita, fáze a polarizační stav přenášeného optického signálu.
2. OVS, ve kterých se optické vlákno používá jako prvek vstupu - výstupu optického signálu. Modulace optického signálu se provádí mimo optické vlákno, proto musí být použita optická vlákna minimálně citlivá na vnější vlivy a nesmí ovlivňovat vlastnosti přenášeného optického signálu. Do této skupiny OVS je možné při určité míře zobecnění zařadit i různé měřicí přístroje (interferometry, Dopplerovy anemometry, měřiče vibrací, apod.), v kterých optická vlákna umožňují měření vzdáleností, rychlostí, apod.

Na Obr. 5 jsou schématicky znázorněny 3 typy konstrukcí OVS. Obr. 5a představuje tzv. vláknově optickou konstrukci OVS, která využívá vlákno jako optického prvku. Na Obr. 5b,c jsou konstrukce OVS, které využívají optické vlákno jen jako prvek vstupu - výstupu optického signálu. OVS na Obr. 5b využívá optický jev v prostředí mimo optické vlákno, OVS na Obr. 5c využívá neoptický fyzikální jev a optické vlákno se používá jen na přenos signálu.



Obr.5: Konstrukce OVS:
a) vláknově optická
b) optická
c) neoptická

Rozdělení optických vláknových senzorů podle konstrukce

MODULACE SVĚTLA			
V optickém vlákně			
	Základ konstrukce	Modulace	Snímané veličiny
Přenosové OVS	Standardní OV	fáze	teplota, mechanické napětí, úhlová rychlost
	OV se speciálním krytím	fáze	tlak, akustické signály, mg. pole, el. proud
	OV pevně spojené s citlivým prvkem	fáze, polarizace	mg. a el. pole, akustické signály
	OV se speciálním složením	amplitudy, polarizace, vlnové délky	radioaktivní záření, mg. pole, teplota
	Mikroohyby OV	amplitudy	tlak, akustické signály
	Uzavřená smyčka OV	časového rozšíření pulsů	teplota, radioaktivní záření
Mimo optické vlákno			
Přenosové OVS	Vzájemně pohyblivé konce OV	amplitudy	akustické signály, tlak, zrychlení
	Vazba mezi konci OV	amplitudy, vlnové délky	tlak, teplota, poloha
	Optický tunelový jev	amplitudy	posunutí, akustické signály
Reflexní OVS	Odraz na konci OV	amplitudy, vlnové délky	tlak, teplota, poloha
	Změna okrajových podmínek OV	amplitudy	znečištění prostředí

OV = optické vlákno

Podle typu použitých vláken je možné OVS rozdělit na:

- a) Jednovidové s využitím jednovidových optických vláken a koherentních zdrojů záření. Jednovidové OVS většinou využívají jako sensorový prvek optické vlákno. Snímaná veličina se vyhodnocuje prostřednictvím změny různých vlastností optického vlákna, jako jsou: optická dráha, index lomu, rozdíl mezi indexem lomu jádra a pláště optického vlákna nebo rozdíl optických drah dvou navzájem ortogonálně polarizovaných vidů. Jednotlivé OVS jsou většinou uspořádány jako interferometry, u kterých je možné využívat relativní změny fáze mezi dvěma rameny (optickými vlákny), z kterých jedno je referenční a druhé sensorové (jehož přenosové vlastnosti ovlivňuje snímaná fyzikální veličina). Pokrytím jednotlivých ramen vhodnými materiály je možné dosáhnout zvýšené citlivosti sensorového ramena.
- b) Mnohovidové OVS s využitím mnohovidových optických vláken a nekoherentních zdrojů záření. Mnohovidové OVS většinou využívají odvod části intenzity světla z optického vlákna, přerušení optického vlákna, resp. změnu tlumení optického vlákna, způsobující modulaci intenzity optického signálu. V těchto OVS je možné využívat různé elektro-optické, mechanicko-optické, akusto-optické, foto-elestické, radiační a podobné jevy. Použitý jev se vybírá na základě konkrétní aplikace podle požadované citlivosti a dynamického rozsahu.

Podle způsobu modulace optického signálu je možné OVS dělit následovně:

- a) **amplitudové OVS** využívají modulaci intenzity světla šířícího se optickým vláknem.
- b) **fázové OVS** jsou založeny na modulaci fáze optického signálu, který se šíří optickým vláknem.
- c) **polarizační OVS** využívají vliv snímané veličiny na polarizační stav optické vlny, přenášené optickým vláknem.
- d) **frekvenční OVS** využívají modulaci frekvence optického signálu (např. Dopplerovým jevem), který se šíří optickým vláknem.
- e) **OVS s modulací vlnové délky**, které jsou založeny na detekci spektrálně závislých změn absorpce, emise nebo indexu lomu.
- f) **OVS s modulací šířky a polohy přenášených optických pulsů**, které analyzují zpoždění a rozšíření pulsů, způsobená snímanou veličinou v uzavřené smyčce optického vlákna.

Nejdůležitějšími parametry OVS obecně jsou:

- a) ***citlivost***, která se vyjadřuje pomocí hodnoty napětí signálu na výstupu detekčního systému OVS při působení jednotkové snímané veličiny;
- b) ***práh citlivosti***, který se rovná velikosti snímané veličiny, při působení které se na výstupu OVS hodnota napětí nosného signálu rovná střední kvadratické hodnotě napětí vnitřních šumů OVS;
- c) ***dynamický rozsah***, který je určen intervalem přípustných hodnot měřené veličiny, daným prahem citlivosti a maximální přípustnou hodnotou snímané veličiny;
- d) ***linearita***, která znamená, že hodnota nosného signálu na výstupu detekčního systému OVS závisí lineárně na snímané veličině.

Práh citlivosti reálných OVS závisí na úrovni jejich vnitřních šumů. Proto jedním ze základních směrů výzkumu OVS je určení zdrojů šumů v OVS a hledání metod jejich zmenšení. Největší vliv na práh citlivosti OVS mají šумы vznikající v optickém vlákne, protože šумы záření lze podstatně kompenzovat použitím diferenciálních metod detekce a příspěvek šumu fotodetektoru je relativně malý. Šумы vznikající v optickém vlákne mají vícero příčin (různá hodnota konstanty šíření pro různé vidy, mezividová konverze, vybuzení navzájem ortogonálních vidů v jednovidovém optickém vlákne, nestabilita polarizace optické vlny apod.), přičemž podstatnou roli má typ a konkrétní zapojení OVS.

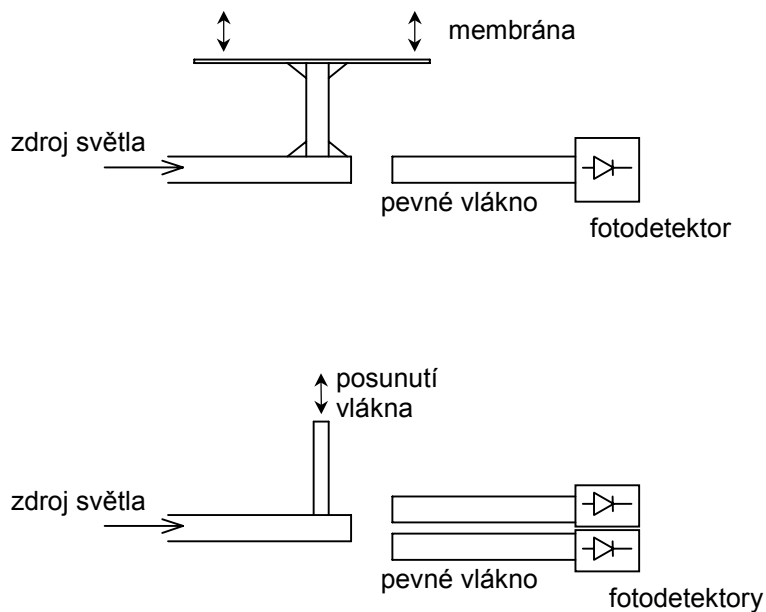
Všeobecně mají OVS o řád (někdy i o několik řádů) menší práh citlivosti ve srovnání se senzory stejných fyzikálních veličin zhotovenými konvenčními metodami, mají velký dynamický rozsah (i několik řádů) a dobrou linearitu.

Amplitudové optické vláknové senzory

Amplitudová modulace optického signálu se může uskutečnit jedním z těchto způsobů:

1. přímým zeslabením světla v optickém prostředí, způsobeným změnou koeficientu absorpce;
2. změnou příčného průřezu optického kanálu (např. přerušením optického vlákna a vzájemným pohybem jeho konců);
3. změnou odrazných vlastností, způsobenou změnou koeficientu odrazu a porušením podmínky úplného vnitřního odrazu v jádru optického vlákna (clony, optické mřížky, vzájemný pohyb vysílacího a přijímacího OV);

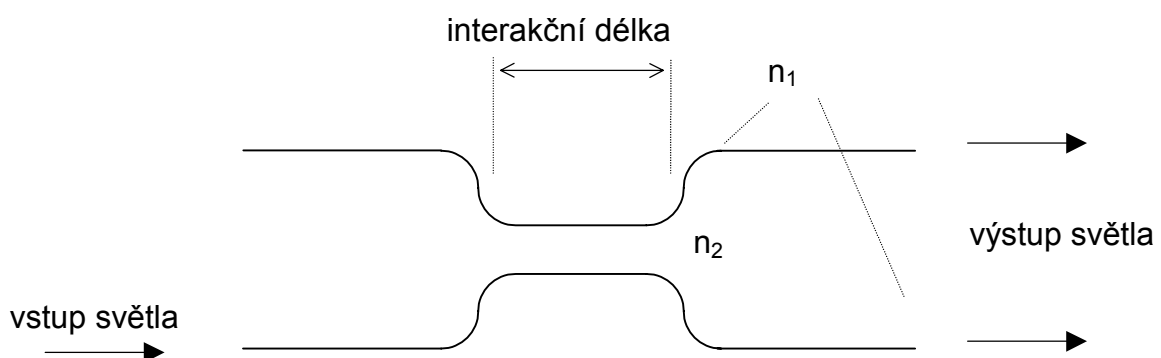
4. ovládáním optického signálu v optickém vlákně (např. ovlivňováním vazby vlnodů - optický tunelový jev, změna polohy optického kontaktu, změna geometrie OV);
5. generací doplňujícího záření (termoluminiscence, indukovaný rozptyl).



Obr. 6: Jednoduché amplitudové OVS:
a) senzor tlaku
b) senzor posunutí

Citlivějších odezev se dosáhne svazky optických vláken. Princip 6a) lze použít i pro optický vláknový mikrofon.

Intenzitu světla šířícího se v jádru OV je možné měnit i pomocí změny koeficientu vazby mezi dvěma navzájem vázanými optickými vlákny. Jádra dvou jednovodičových optických vláken jsou navzájem vázána (umístěním do vzdálenosti několika milimetrů) na úseku několika centimetrů. Měří se intenzita světla, které prostřednictvím „optického tunelového jevu“ prošlo ze vstupního do výstupního OV.



Obr.7: OVS s využitím „optického tunelového jevu“.

Fázové OVS

Nejcitlivější OVS jsou založeny na fázové modulaci optické vlny šířící se optickým vláknem. Ta vzniká působením snímané veličiny na materiál optického vlákna. Změny fáze optické vlny se měří interferometrickými metodami.

Základem konstrukce fázových OVS jsou optické vláknové interferometry, které je možné rozdělit do třech základních skupin:

1. Dvojramenný jednovidový interferometr (Mach-Zehnderův nebo Michelsonův) využívá srovnání fáze optické vlny, která se šíří sensorovým optickým vláknem a vlny, která se šíří referenčním optickým vláknem.
2. Mezividový interferometr využívá interferenci mezi dvěma nebo více vidy optické vlny, která se šíří jedním optickým vláknem. Jeho výhodou je možnost použití mnohovidových optických vláken, nevýhodou problémy při vyhodnocování interferenčního obrazu.
3. Jednovláknový interferometr s obousměrnou optickou vazbou porovnává fáze dvou vln, které se šíří proti sobě v cívce z optického vlákna.

Příklad: vlákno je obaleno materiálem, kterým prochází elektrický proud, a které se s proudem tepelně roztahuje - OVS elektrického proudu.

Polarizační OVS

Polarizace světla procházejícího optickým prostředím se může měnit vlivem různých fyzikálních veličin (intenzita magnetického a elektrického pole, tlaku, apod.). Snímaná fyzikální veličina může přitom způsobovat buď otočení elipsoidu polarizace bez změny jeho eliptičnosti, nebo může tento elipsoid deformovat. Podle toho dělíme polarizační OVS na:

1. OVS s modulací otočení roviny polarizace. Sem patří např. OVS s využitím Faradayova jevu (tj. otočení roviny polarizace vlivem magnetického pole), který se používá jako senzor intenzity magnetického a elektrického proudu.
2. OVS s indukovaným dvojlomem jsou založeny na vzniku dodatečného dvojlomu v optickém prostředí (vzniká např. namotáním optického vlákna do tvaru cívky, resp. jeho příčným anizotropním stlačením).

K převodu polarizačních změn na změny intenzity světla je výhodné použít dvojlomový analyzátor (Wollastonův hranol), který světlo vystupující z OVS rozdělí na dvě navzájem kolmé polarizované složky, které se detekují odděleně.

Frekvenční OVS

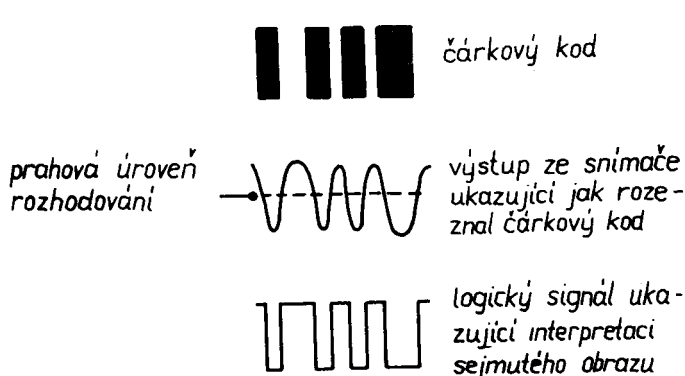
Nejrozšířenější v této skupině jsou laserové Dopplerovy měřiče rychlosti s využitím optických vláken. Měří se rychlost průtoku plynů a kapalin na těžko přístupných místech. Princip činnosti je založen na měření rychlosti s využitím Dopplerova posuvu frekvence optického signálu odraženého od pohybujícího se objektu.

OVS s modulací vlnové délky

Řada fyzikálních jevů ovlivňuje spektrální rozložení odraženého nebo procházejícího světla, což se projevuje modulací vlnové délky (resp. barvy) přenášeného optického signálu. Hlavní součástí OVS je spektrometr, který je svojí mechanickou i optickou konstrukcí přizpůsoben k napojení na optické vlákno. Využití: chemická analýza s využitím indikačních roztoků, analýza fosforescence a luminiscence, analýza záření černého tělesa, pyrometrie (měření teploty).

Čárkový kód

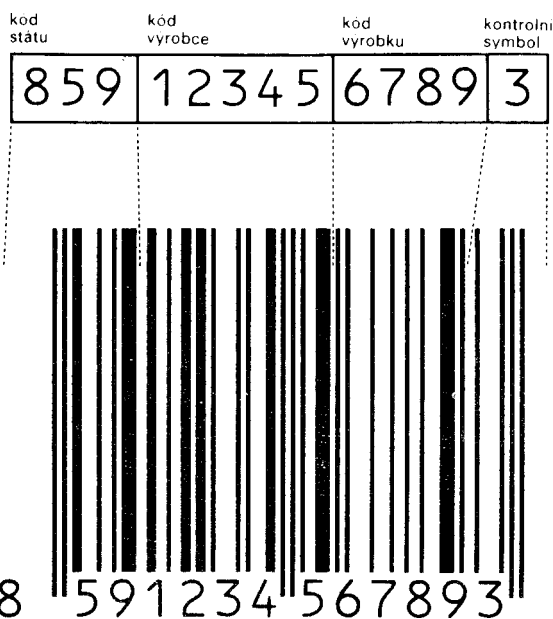
Janča: přednášky, Urban: Optoelektronika (cvičení)



Informace v čárkovém (proužkovém) kódu jsou jednorozměrně kódované šířkou čárek a mezer. Princip použití spočívá v rozdílném chování tmavé a světlé plochy (čárky nebo mezery) při osvětlení světelným paprskem, a to při pohybu světelného zdroje nebo tištěného

záznamu. Osvětlená tmavá plocha světlo pohlcuje, zatímco světlá plocha odráží světlo zpět do detektoru snímače. Širší čárka pak pohlcuje světlo delší dobu než čárka tenčí, obdobně zase širší mezera odráží světlo déle než mezera užší (lineární rozteč je rovnocenná časovému intervalu a úroveň odraženého světla bílou a černou barvou je ekvivalentní vysoké a nízké úrovni elektrického signálu). Výstupní signály ze snímacího zařízení, které jsou v podstatě analogové, jsou potom v řídicí jednotce převáděny na digitální signály, jež podle algoritmu příslušného čárkového kódu umožňují rozpoznání jednotlivých znaků.

Existuje nekonečně mnoho způsobů jak vytvořit kódový systém pro čárkový kód. U nás se nejčastěji používá čtyřúrovňový kód EAN (European Article Number), kde skupiny nul a jedniček, které odpovídají určité číslici v desítkové soustavě, sedmimístné. Nejužší mezera



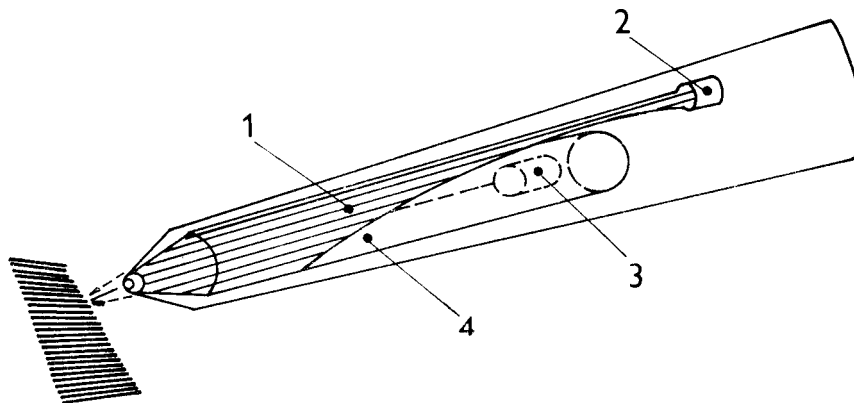
v čárkovém kódu značí nulu a nejužší čárka jedničku. Jestliže však ve skupině sedmi znaků binárního kódu za sebou následují dvě, tři nebo čtyři nuly, případně stejný počet jedniček, zvětšuje se podle toho šířka mezery, či tloušťka čáry. Na začátku čárkového kódu a stejně tak uprostřed a na konci se obvykle používá dvou poněkud prodloužených čárek, které definují jednotkovou šířku čáry a mezery.

Aby to nebylo tak jednoduché, jsou binární kódy tří typů, v levé půlce čarového kódu se šifruje podle typu A nebo B, v pravé půlce pak vždy podle typu C.

Svislými čárkami je zakódováno 13 číslic. První dvě nebo tři označují stát, ze kterého zboží pochází. Následuje pětimístný kód výrobce a kód výrobku. Zbývající závěrečná číslice slouží ke kontrole správnosti čtení celého kódu.

Snímání a vyhodnocování

Snímání čarového kódu se děje buď světelným perem nebo paprskem laseru.



Obr. Tužkový snímač čarového kódu;
1 - svazek optických vláken, 2 - zdroj světla, 3 - detektor světla, 4 - kovové válcové stínění.

Princip je v obou případech stejný. Svazek paprsků infračerveného záření vysílače, kterým je obvykle dioda, se soustředí na vyleštěný konec svazku skleněných nebo plastických optických vláken a světlo odražené při snímání čarového

kódu se snímá z vyleštěného konce druhého svazku optických vláken přijímačem, obvykle fotodiodou nebo fototranzistorem. Oba svazky vláken tvoří sestavu ve tvaru písmene Y. Paprsky z vysílače vycházející z dolního, opět vyleštěného konce svazku vláken se soustřeďuje na obrazec čarového kódu čočkou. Odražené světlo se znovu soustřeďuje na dolní konec svazku vláken a putuje k přijímači. Získané světelné signály se v přijímači mění na elektrické, které se dále upravují na napěťové úrovně a formáty potřebné pro vstup do počítače.

Čarové kódy představují jeden z poměrně rychlých způsobů, jak dostat menší dávky dat přesně a bezchybně do počítače.