



INVESTICE DO ROZVOJE VZDĚLÁVÁNÍ

Inovace a zvýšení atraktivity studia optiky
reg. .: CZ.1.07/2.2.00/07.0289

OPTIKA

(část I)

Zden k Bouchal

U ební pom čka pro studenty obor
Matematika-Fyzika, Fyzika-Výpo etní technika,
Fyzika-Chemie, Optika a optoelektronika,
Biofyzika, Aplikovaná fyzika
2. ro ník (4 h p . / 2 h cv. týdn)

*Tento projekt je spolufinancován Evropským sociálním fondem a státním rozpo tem
eské republiky.*

Přehled přednášek

- P . 1: Historický vývoj optiky, podstata, vznik a rozdělení optického záření, světelné zdroje a detektory, optické vlastnosti oka, vnímání a skládání barev.
- P . 2: Vlnění EM záření ve vakuu, rovinná, sférická a paraboloidní vlna, intenzita světla, optická prostředí, index lomu.
- P . 3: Spektrální rozklad světla, fázová a grupová rychlost. Mikroskopická teorie absorpce a disperze, rozptyl světla.
- P . 4: Popis polarizačních stavů světla, průchod EM vlny rozhraním dielektrik.
- P . 5: Průchod světla anizotropním prostředím, popis a realizace polarizačních optických prvků.
- P . 6: Interference a koherence světla, dvousvazková interference a její využití.
- P . 7: Mnohosvazková interference, reflexní a antireflexní vrstvy.
- P . 8: Ohyb světla, klasifikace a popis ohybových jevů. Ohyb světla na kruhové a obdélníkové cloně, ohyb světla na periodické struktuře (mřížce).
- P . 9: Základní principy holografie. Vliv ohybu světla na rozlišovací mez optických přístrojů. Princip činnosti a použití disperzních optických přístrojů.
- P . 10: Principy paprskové optiky, záření paprsků nehomogenním prostředím, použití gradientních optických prvků, Fermatův princip a jeho využití.
- P . 11: Princip paraxiálního zobrazování, princip činnosti a použití základních optických prvků a systémů.
- P . 12: Moderní optika: princip činnosti a použití laseru, základní jevy nelineární optiky, principy a použití elektrooptiky.
- P . 13: Demonstrace optického SW a exkurze do laboratoře.

Literatura :

- [1] J. Pospízil: Základy optiky I. část A a B, UP Olomouc 1983, skriptum.
- [2] J. Pospízil: Základy vlnové optiky, část A a B, UP Olomouc 1990, skriptum.
- [3] J. Kuběna: Úvod do optiky, MU Brno 1994, skriptum.
- [4] P. Malý, Optika, Karolinum 2008.
- [5] B.E.A. Saleh, M.C. Teich, Základy fotoniky (1.a 2. díl), Matfyzpress, UK Praha 1995.
- [6] A. Štrba, Všeobecná fyzika 3-Optika, Alfa Bratislava a SNTL Praha 1979.
- [7] J. Fuka, B. Havelka: Optika, SPN 1961, přístupné na: <http://www.opto.cz/knihy/>
- [8] D. Halliday, R. Resnick, J. Walker: Fyzika (4. díl), VUTIUM 2000.
- [9] R. Feynman: Feynmanovy přednášky z fyziky s příklady (3. díl), FRAGMENT 2000.

Úvodní informace


OPTIKA
v dní obor, který se zabývá vznikem, z í ením a detekcí *sv tla*
a jeho interakcí s optickými (p evá0n dielektrickými) prost edími.



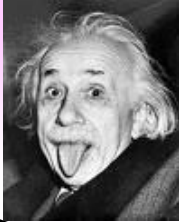
M. Planck:
Sv tlo je proud
ástic (foton).




Sv tlo



J. C. Maxwell:
Sv tlo je EM
vln ní.



A. Einstein, L. de Broglie:
Sv tlo je sou asn ástice
i vlna . vlnov ásticový
dualismus.



Historie optiky

Starovek (3. stol. p. n. l.):

Počátky optiky. zrcadla z mramru a bronzu.
První teorie o přechodu světla a vidění
(nětí filozofové-Pythagoras, Démokritos, Platón)
Studium lomu světla
(Eukleidos, Ptolemaios)

Raný středovek (1000 n. l.):

Přesun vzdělanosti do arabského světa.
Alhazen. Opticae thesaurus (Poklad optiky).
Správné objasnění vidění, základy optiky

17. stol.:

Objev zákona lomu (W. Snell)
Princip nejkratší dráhy světla (Pierre de Fermat)
První pozorování ohybu (F. M. Grimaldi)
Počátky vlnové teorie světla (Ch. Huygens)

18. stol.:

Stavění vlnové a korpuskulární teorie
Experimenty s rozkladem světla (I. Newton)
Rozvoj paprskové a přístrojové optiky

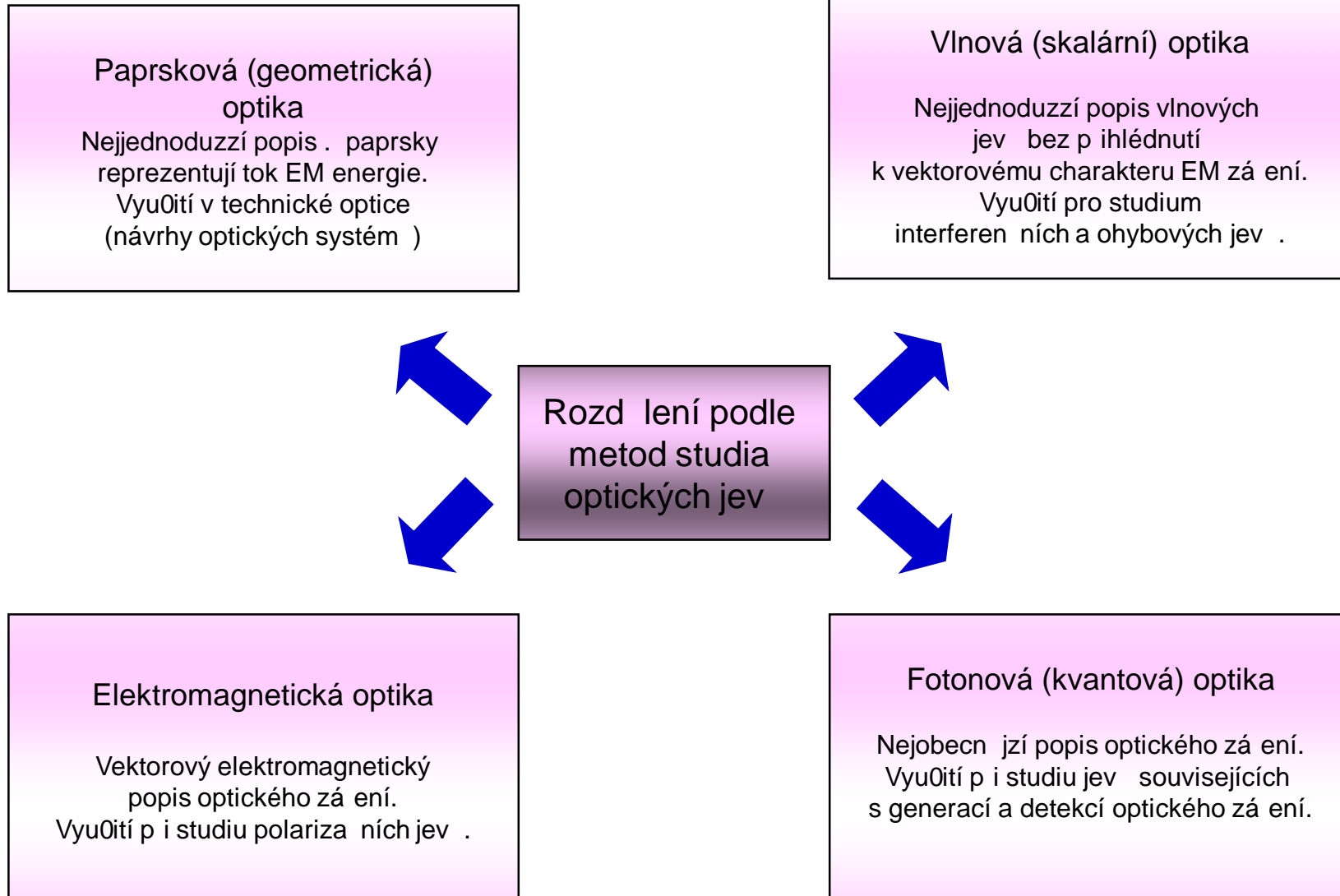
19. stol.:

Experimenty s interferencí světla (T. Young)
Rozvinutí vlnové teorie (J. Fraunhofer, A. Fresnel)
Objevení souvislosti mezi elektromagnetismem
a světlem (M. Faraday)
Rovnice elektromagnetického pole (J.C. Maxwell)

20. stol.:

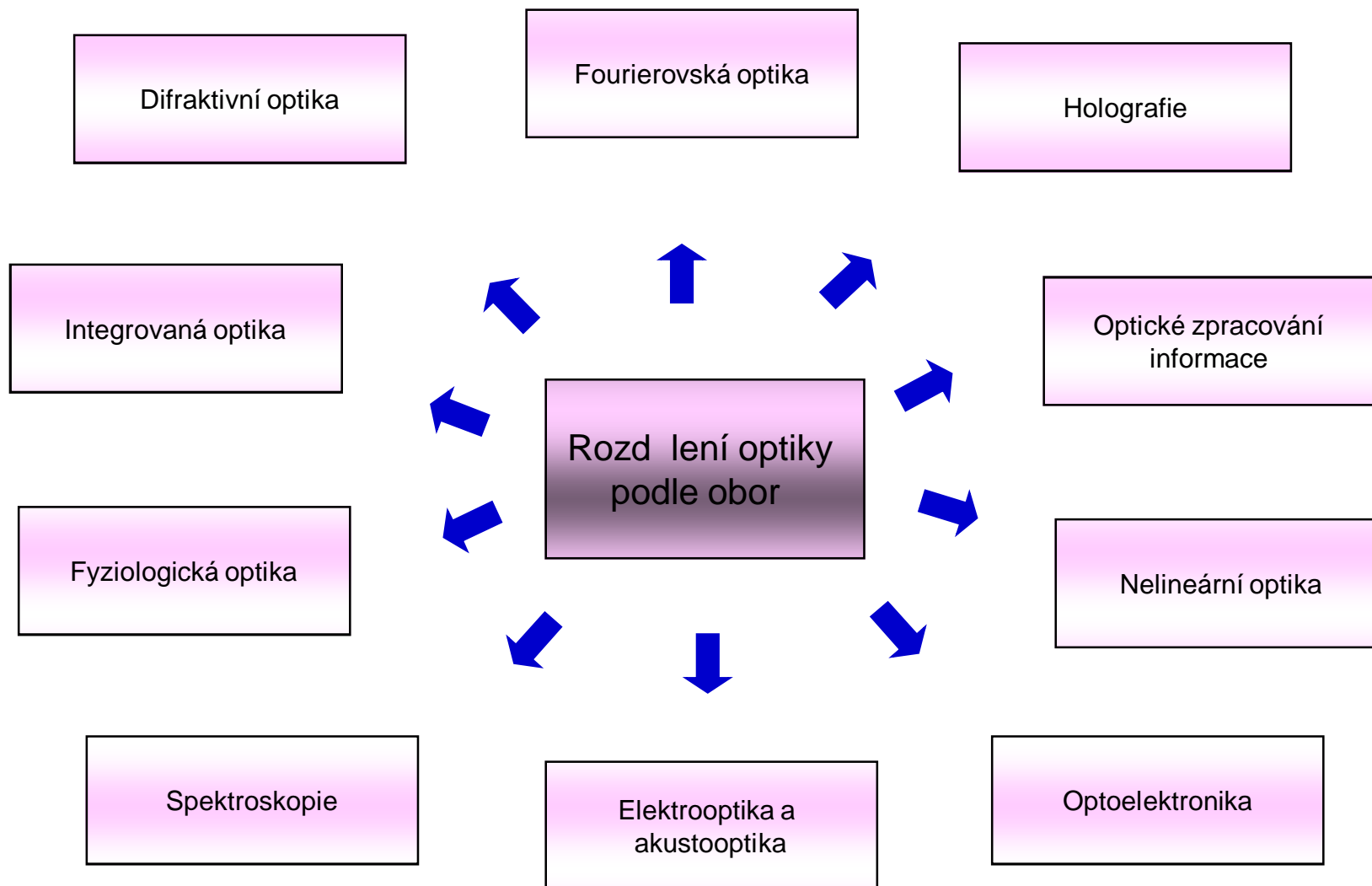
Počátky a rozvoj kvantové teorie světla
(M. Planck, A. Einstein)
Objevuje se pojem foton (Gilbert Lewis, 1926)
Dualismus vln a částic (L. de Broglie)
Sestrojení LASERU (Theodore Maiman, 1960)

Rozd lení optiky



Specializované oblasti optiky

P ednážka 1



Elektromagnetická podstata sv tla

P ednáška 1

M. Faraday



J. C. Maxwell



Sv tlo je elektromagnetické vln ní.

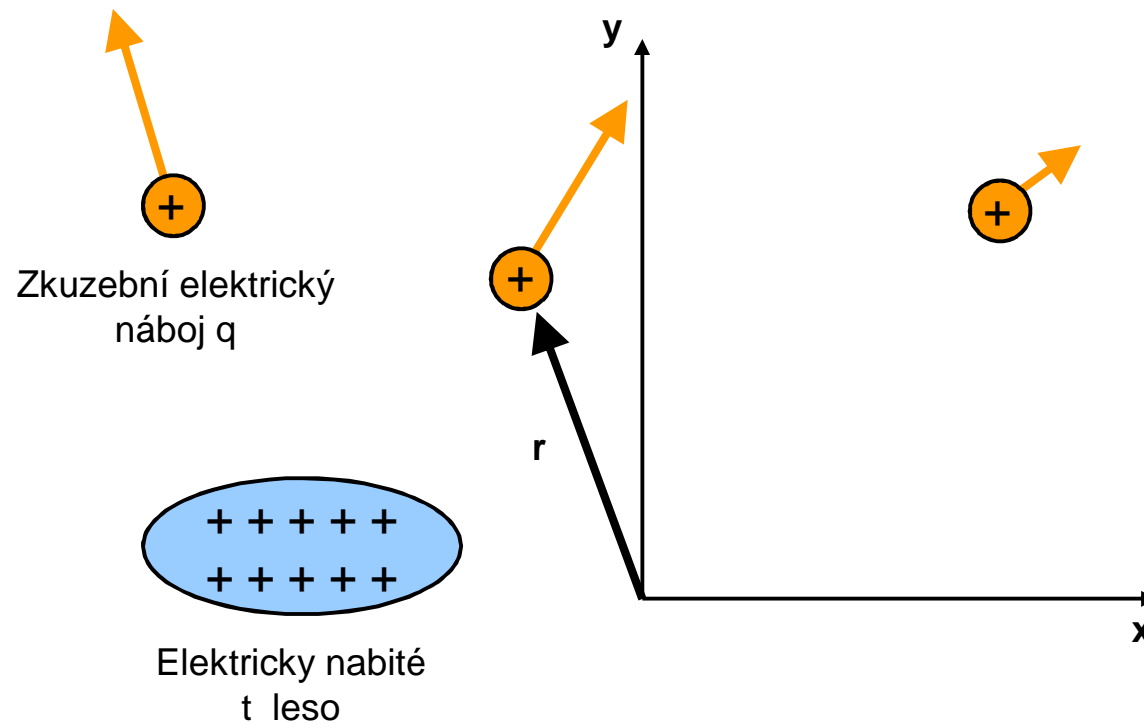
Vln ní se rozumí rychlé, periodické prostorové a asové zm ny elektrického a magnetického pole.

asová zm na magnetického pole vyvolává prostorovou zm nu elektrického pole a naopak.

Elektrické pole

Elektrická intenzita je síla, kterou elektrické pole vytvořené nabitým tělesem působí na kladný jednotkový zkušební náboj. Elektrická intenzita závisí na poloze zkušební náboje určené polohovým vektorem r .

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{F}/q \quad [\text{V/m}]$$

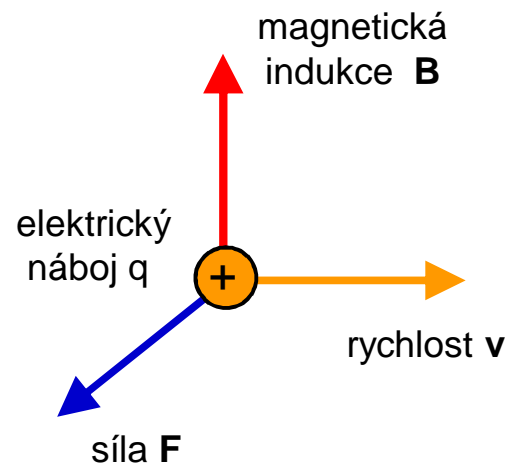


Magnetické pole

P ednáška 1

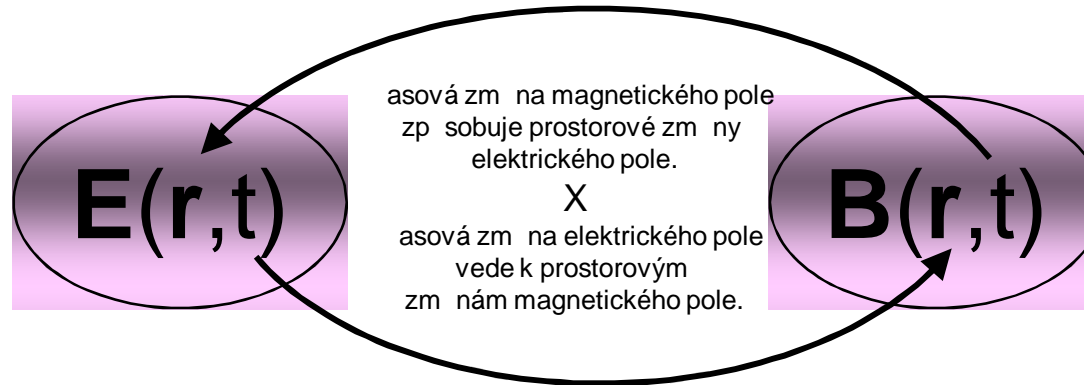
Magnetická indukce je úm rná síle,
kterou magnetické pole p sobí na pohyblivý náboj:

$$\mathbf{B} = (\mathbf{F} \times \mathbf{v}) / qv^2 \quad [\text{Tesla}]$$



Elektromagnetické pole

P ednáška 1



Matematické vyjád ení vztah mezi vektory elektrického a magnetického pole:
Maxwellovy rovnice

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \partial \mathbf{B} / \partial t , \quad \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \partial \mathbf{D} / \partial t ,$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho , \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 .$$

\mathbf{E} ò el. intenzita, \mathbf{H} ò mag. intenzita, \mathbf{D} ò el. indukce, \mathbf{B} ò mag. indukce,
 \mathbf{j} ò proudová hustota, ρ ò obj. hustota el. náboje

eýtelnost Maxwellových rovnic

P ednázka 1

MR
soustava 8 parciálních
diferenciálních rovnic
pro 12 proměnných

soustava je neúplná

MR+materiálové vztahy $\mathbf{D}=\mathbf{D}(\mathbf{E})$, $\mathbf{B}=\mathbf{B}(\mathbf{H})$
soustava 14 rovnic
pro 12 proměnných

soustava je přeplněná

Maxwellovy rovnice

MR+materiálové vztahy+počáteční podmínky
 $\partial/\partial t (\nabla \cdot \mathbf{D} - \rho) = 0$, $\partial/\partial t (\nabla \cdot \mathbf{B}) = 0$
soustava 12 rovnic pro 12 proměnných

soustava je eýtelná

D sledky Maxwellových rovnic

Zákon zachování náboje

$$\nabla \cdot \mathbf{j} + \partial \rho / \partial t = 0$$

Zákon zachování energie

$$\nabla \cdot \mathbf{S} + \partial w / \partial t + \mathbf{E} \cdot \mathbf{j} = 0$$

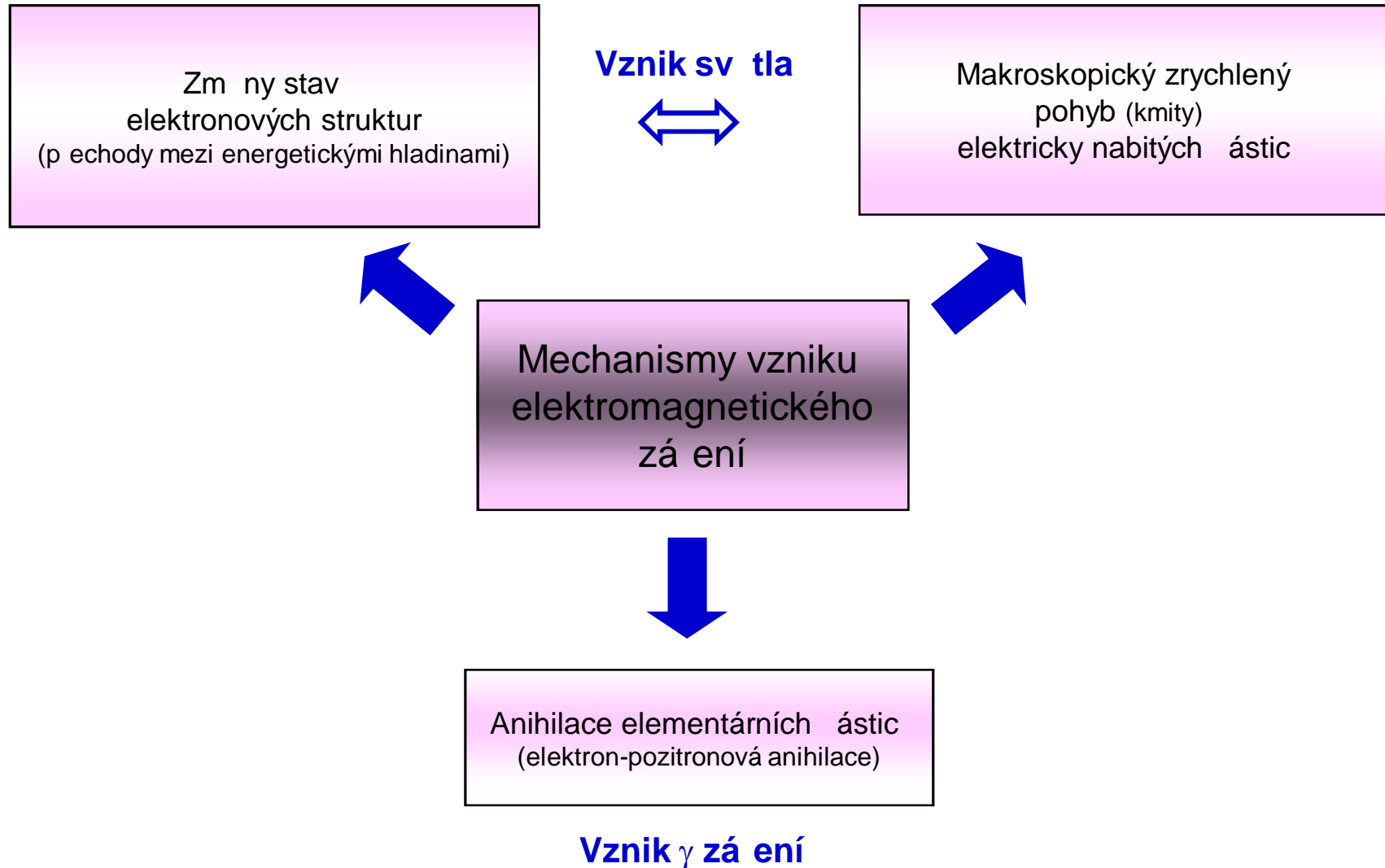
S í hustota toku elmag. energie (Poynting v vektor)

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$$

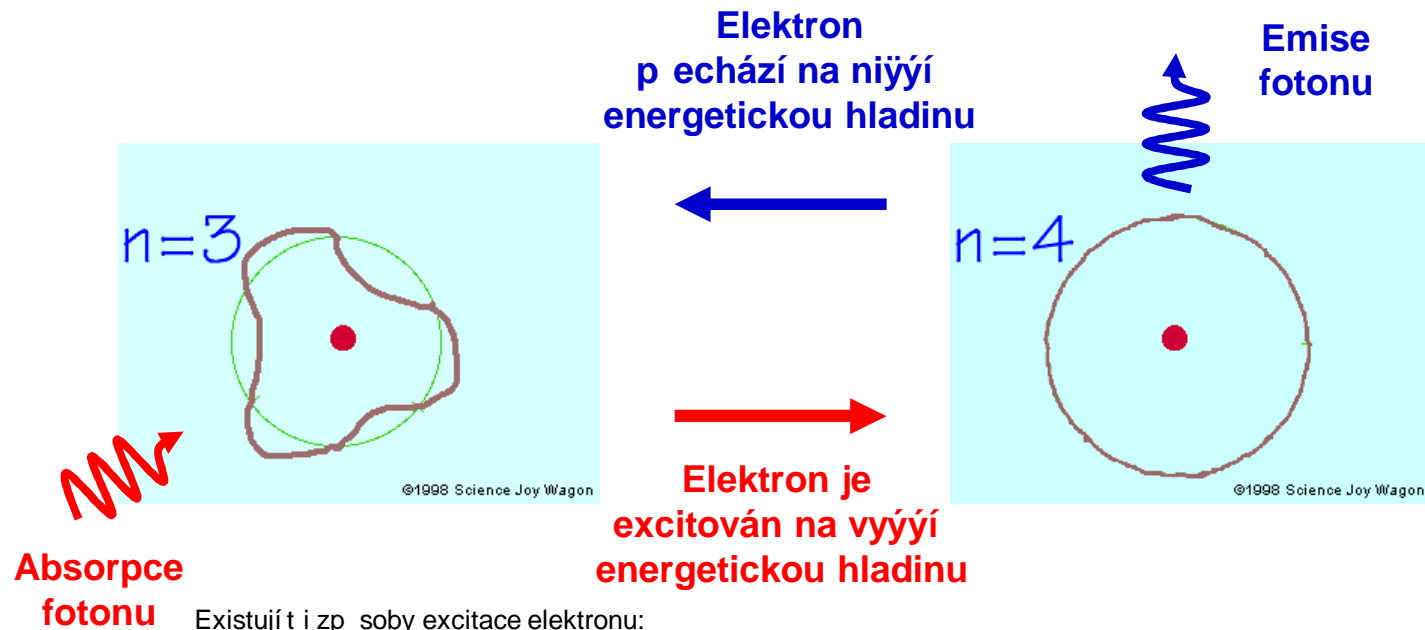
w í objemová hustota elmag. energie

$$w = \frac{1}{2}(\mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \mathbf{H} \cdot \mathbf{B})$$

Vznik elektromagnetického záření



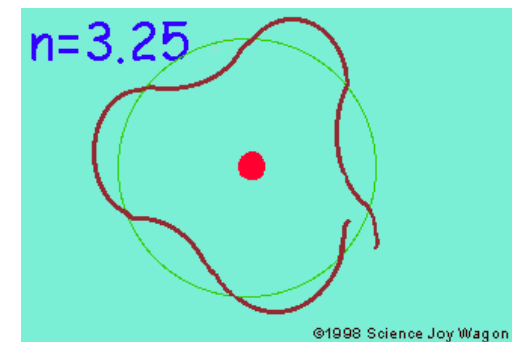
Vznik EM záření p echodem elektron mezi energetickými hladinami



Existují i zp soby excitace elektronu:
 " Srážka s jiným atomem nebo elektronem
 " Tepelná excitace
 " Absorpce fotonu s potřebnou energií

Podle Schrodingerova kvantového mechanického modelu se atomy mohou nacházet pouze v určitých stacionárních stavech s danou energií. Tímto stavem odpovídá určitý, časově neproměnný, rozložení hustoty pravděpodobnosti výskytu elektronu v elektronovém obalu. Stacionární stavy jsou dány vlnovou funkcí ψ , hustotu pravděpodobnosti výskytu elektronu udává tvorec její absolutní hodnoty $|\psi|^2$.

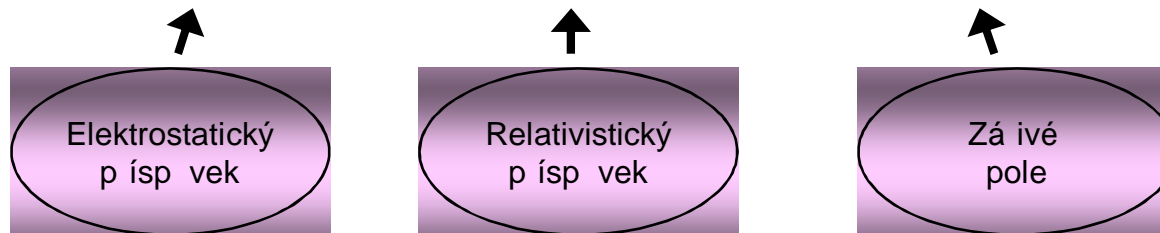
Na n -té energetické hladině existuje v uzavřené smyčce n hlavních vln. Zvýšení počtu vln vyžaduje dodání energie. Při dodání energie nemusí ale vždy dojít k přechodu na vyšší energetickou hladinu. Dodaná energie, která odpovídá $n=3.25$, nezpůsobí přechod elektronu, protože vytvořené vlny se nenaváží ve fázi. Je zřejmé, že jsou dovoleny jen celočíselné počty vln. To souvisí s kvantovanými hodnotami energie elektronu ve stacionárních stavech.



Vznik EM zá ení zrychleným pohybem elektricky nabitých ástic

Intenzita elektrického pole \mathbf{E} vytvo eného pohybujícím se elektrickým nábojem, je ur ena sou tem t í len :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_C(1/r^2) + \mathbf{E}_R(1/r^2, v/c) + \mathbf{E}_V(1/r, \mathbf{a})$$



Velikost prvních dvou len je úm rná faktoru $1/r^2$ a klesá se vzdáleností od náboje r mnohem rychleji než t etí len . ve velké vzdálenosti od náboje je t etí len dominantní.

První len je Coulombovský a odpovídá elektrostatickému p ísp vku.

Druhý len je relativistický, protože souvisí s rychlostí v jakou se náboj pohybuje vzhledem ke zkuzebnímu náboji a jeho velikost závisí i na faktoru v/c , kde c je rychlost sv tla.

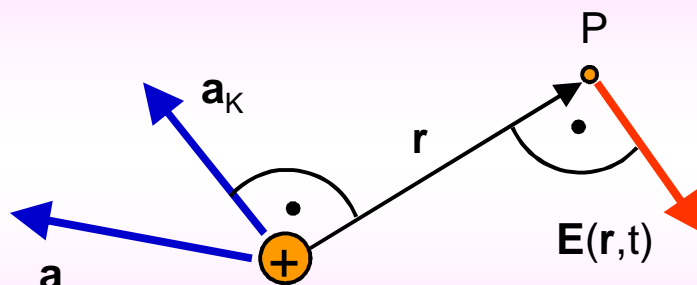
Velikost t etího lenu je úm rná zrychlení náboje \mathbf{a} . Tento t etí len je odpov dný za vznik elektromagnetického vln ní.

Elektromagnetické vln ní vzniká p i zrychleném pohybu elektrického náboje.

Zákon generace EM zá ení

Elektromagnetické zá ení, které vzniká p i zrychleném pohybu elektrického náboje, popisuje zákon formulovaný *R. Feynmanem* (1960):

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = - K (q/|\mathbf{r}|) \mathbf{a}_k(t-|\mathbf{r}|/c)$$



Rovnice je vektorová a říká, že elektrická intenzita elektromagnetické vlny \mathbf{E} vytvořené zrychleným pohybem náboje q je úměrná vektoru zrychlení (konstanta úměrnosti je K). Pro elektrickou intenzitu \mathbf{E} v bodě P , jehož poloha vzhledem k náboji q je určena polohovým vektorem \mathbf{r} , je rozhodující složka zrychlení \mathbf{a}_k kolmá k polohovému vektoru. Okamžitá hodnota elektrické intenzity v bodě P a vase t je určena zrychlením náboje v předchozím čase $(t-|\mathbf{r}|/c)$. Způsob, jakým odpovídá času, který elektrické pole potřebuje, aby se od náboje dostalo do bodu P .

Mechanismy zrychleného pohybu elektrického náboje

Lineární zrychlený náboj
 Příklad: Televizní obrazovka
 Elektrony emitované katodou jsou urychlovány anodovým napětím a na konci své trajektorie prudce zpomaleny nárazem na luminofor obrazovky. Při zpomalení elektron vzniká brzdné rentgenové záření ($\lambda=0.01-10$ nm), které v luminoforu vyvolává luminiscenci doprovázenou vznikem viditelného záření.

Dostředivý zrychlený náboj
 Příklad: Synchrotron (prstencový urychlovač, 1970)
 Silné magnetické pole zakřivuje dráhu elektronů tak, že se pohybují s dostředivým zrychlením a vysílají elektromagnetické záření vysoké intenzity.

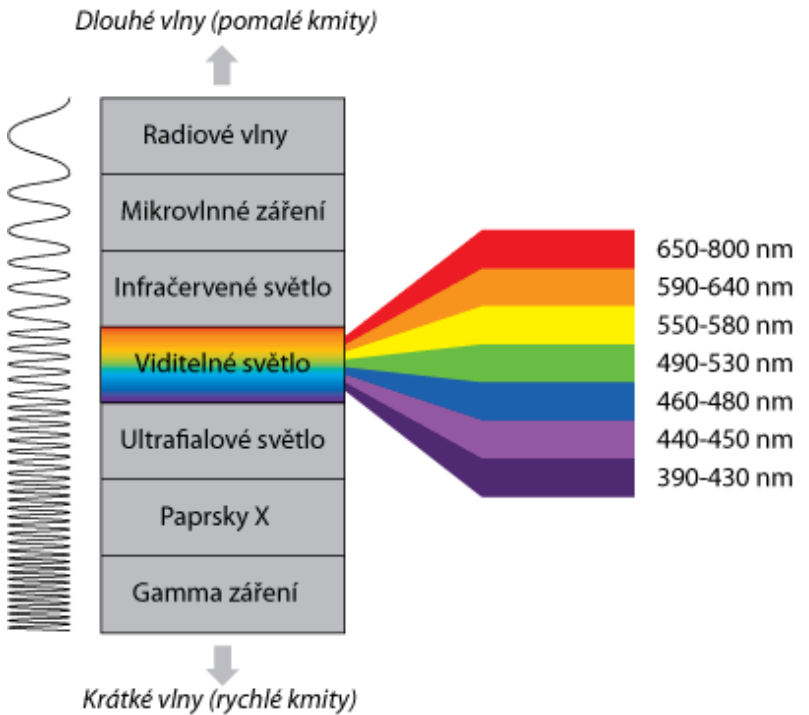
Zrychlený pohyb elektrického náboje

Zrychlení náboje na dipólu
 Příklad: Vysokofrekvenční generátor s vysílacím dipólem
 Na svorkách VF generátoru se mění elektrické napětí s frekvencí ν . Na koncích dvou vodičového vedení se bude střídavě objevovat přebytek a nedostatek elektronů stejně jako na svorkách generátoru. Stejný elektrický stav jako je na konci se bude objevovat i na vedení v místech vzdálených od konce vedení o násobky $\lambda=c/\nu$. Vyhnuté konce vedení tvoří dipól podél kterého vykonává elektrický náboj zrychlený (harmonický) pohyb a vysílá elektromagnetické vlnění. Vyzárací charakteristika má tvar toroidu s nulovým vnitřním poloměrem.

Vyzárací diagram dipólu

Spektrum elektromagnetických vln

EM vlny mají stejnou podstatu . jejich obecné vlastnosti plynou z Maxwellovy teorie. EM vlny mohou být pozorovány ve velmi širokém intervalu vlnových délek a frekvencí. Každá spektrální oblast EM vln má určité specifické projevy a úinky. Optika se zabývá elektromagnetickým zá ením, které zahrnuje *ultrafialovou, viditelnou a infra ervenou spektrální oblast*. Souhrnn se tyto spektrální oblasti nazývají *optické zá ení*.



Ultrafialové zá ení (UV) (10-380) nm	Viditelné zá ení (sv tlo) (380-760) nm	Infračervené zá ení (IR) 760 nm -1mm
Objeveno Johannem Wilhelmem Ritterem (1776-1810)		Poprvé detekováno Williamem Herschelem (1738-1822)

Ultrafialové záření (UV)

P ednáčka 1

Zdroj: T lesa zah átá na vysokou teplotu (p írozeným zdrojem je Slunce), horské slunko, elektrický oblouk nebo speciální výbojky.

Rozd lení podle biologických ú ink

UVA
neškodné

UVB
v malém množství
neškodné,
produkce D vitamínu

UVC
zhoubné pro živé
organismy
(rakovina)

Využití:

- ~ Ni ení choroboplodných zárodk , desinfekce, sterilizace p edm t .
- ~ P í dopadu na určité látky (luminofory . nap . ZnS, CdS s p ímesí Ag) se UV zá ení m ní na viditelné . vyvolává luminiscenci (ochranné prvky na bankovkách).

Luminiscence



fluorescence . po odstran ní zdroje, který látku oza uje
luminiscence vymizí

fosforescence . po odstran ní zdroje, který látku oza uje
luminiscence p etrvává

Infra červené záření (IR)

Zdroj:

Záření vzdálené IR oblasti je generováno 0havými tělesy (molekulárními oscilátory).

Každý materiál vysílá a absorbuje IR záření pomocí tepelných pohybů molekul.

Přibližně polovina EM energie záření vysílaného Sluncem odpovídá IR záření, žárovka vydává mnohem více IR záření než světla, lidské tělo vyzařuje nejintenzivněji na vlnové délce okolo 10 μm .

Využití:

~ Infradalekohledy, kamery pro noční vidění.

~ Dálkové ovládání . přenos informace na krátkou vzdálenost (neruší signál).

~ IR spektroskopie . umožňuje studium složení látek (obvykle organických sloučenin) na základě měření průniku IR záření vzorkem (různé molekulární vazby pohlcují záření různých vlnových délek).

~ Pro transformaci IR záření se používají germaniové diody.

Skleníkový efekt:

Zemský povrch absorbuje IR a viditelné záření ze Slunce a vyzařuje mnoho energie jako IR záření přes atmosféru zpět do vesmíru. Některé plyny v atmosféře absorbují IR záření a vyzařují ho zpět ve všech směrech, tedy i směrem k Zemi. Zemský povrch je tak udržován mnohem teplejší, než kdyby plyny pohlcující IR v atmosféře nebyly.

Zdroje viditelného zá ení (sv tla)

Rozd lení sv telných zdroj

Podle p vodu:

p irozené (nap . Slunce)	um lé (nap . Óárovka)
-----------------------------	--------------------------

Podle spektrálních vlastností:

monochromatické	s árovým spektrem	se spojitým spektrem
-----------------	----------------------	-------------------------

Podle asového pr b hu:

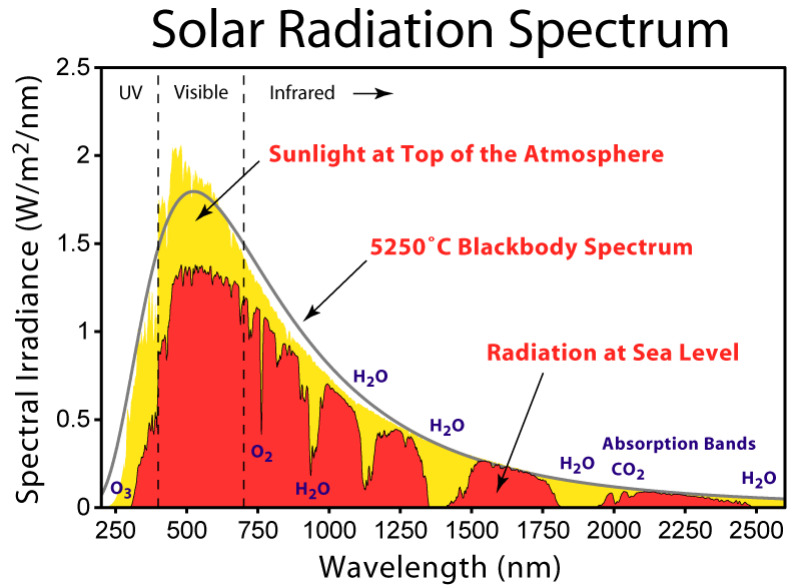
kontinuální	pulzní
-------------	--------

Podle koheren ních vlastností:

koherentní	nekoherentní
------------	--------------

Slune ní sv tlo

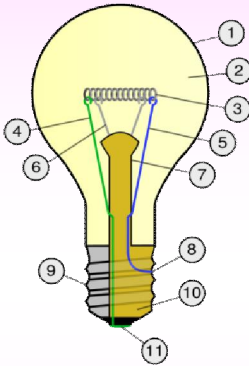
Intenzita slune ního zá ení p ed vstupem do atmosféry je (1300-1400) W/m².
 Spektrum slune ního zá ení p ed vstupem do atmosféry odpovídá spektru
 erného t lesa o teplot ~ 5800 K.
 Slune ní zá ení dopadající na zemský povrch je ovlivn no pr chodem atmosférou .
 jde o p ímé a nep ímé sv tlo (rozptýlené atmosférou) = denní sv tlo



Osv tlení zemského povrchu denním sv tlem

110 000 lx (lux)	jasný slune ný den
(10 000 - 25 000) lx	typický zatažený den (poledne)
200 lx	extrémn obla no-bou kové mraky (poledne)
500 lx	pořadované vnit ní osv tlení (zkoly)
0.25 lx	m sí ní svit (úpln k, jasná noc)

Nekoherentní sv telné zdroje



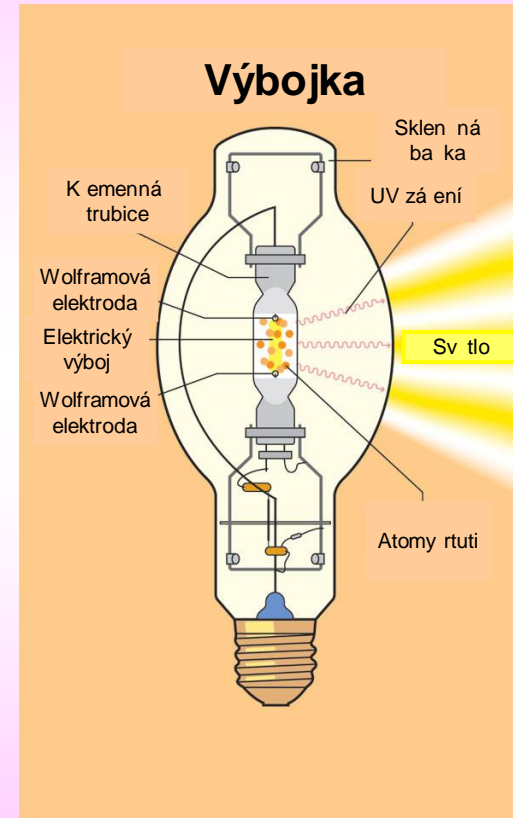
párovka

(objev Heinrich Goebel 1854, technické zdokonalení Thomas Alva Edison, 1879)
 p em uje elektrickou energii na sv tlo . wolframové vlákno rozech áté el. proudem zá í ve viditelné a IR oblasti.

žárovka je zdrojem sv tla se spojitým spektrem. Aby se zamezilo odpa ování vlákna, plní se Oárovky inertním plynem (argon, dusík) s tlakem nižším než je tlak atmosférický.

Halogenová Oárovka . je napln ěna parami halogen (jod, brom), které umo ůjí cyklus ve kterém se atomy odpa eného wolframu vracejí zpátky na vlákno.

- (1) Sklen ěná ba ka, (2) nápl ě (nězkotlaký inertní plyn),
- (3) wolframové vlákno, (4, 5) kontaktně vlákna,
- (6) podp ěná vlákna, (7) dr ůák, (8) kontaktně vlákno,
- (9) zěvit pro objěmku, (10) izolace,
- (11) elektrickě kontakt.



Ve výbojce dochází k elektrickému výboji v plynu uzav ěném ve výbojové trubici, který excituje atomy plynu. P ěi relaxaci atomy vyza ůjí sv tlo, které má ěárové spektrum odpovědající energetickěm hladinám atom ů. Výbojky se d ělí na vysokotlaké a nězkotlaké (zěivky). U zěivek p ěi výboji vznikě UV zěeně, které dopadě na st ěny ba ky pokrytě luminoforem. Ten absorbuje UV zěeně a něsledn ě vyza ůje viditelně zěeně.

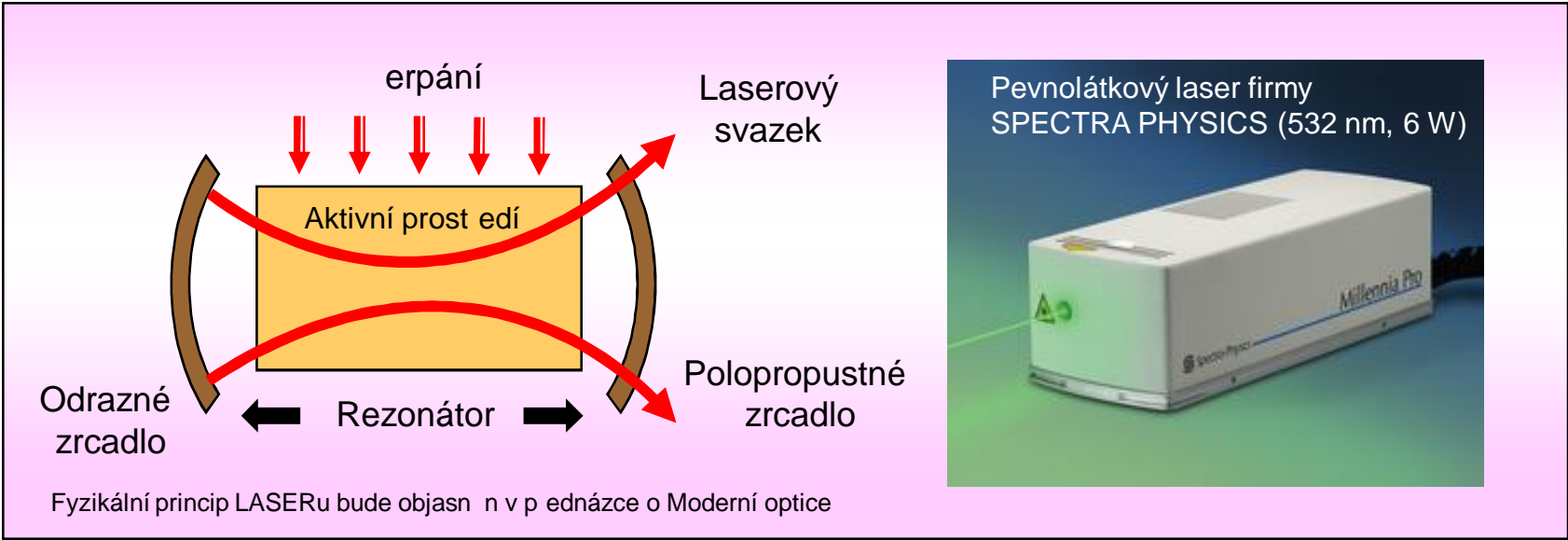
Zdroj koherentního sv tla - LASER

LASER . Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

Klasické zdroje:
Spontánní emise
Nekoherentní sv tlo



LASER:
Stimulovaná emise
Koherentní sv tlo



P ednosti laserového zá ení:
- Monochromatická, - Koherence, - Dobrá směrovost

Detekce sv tla

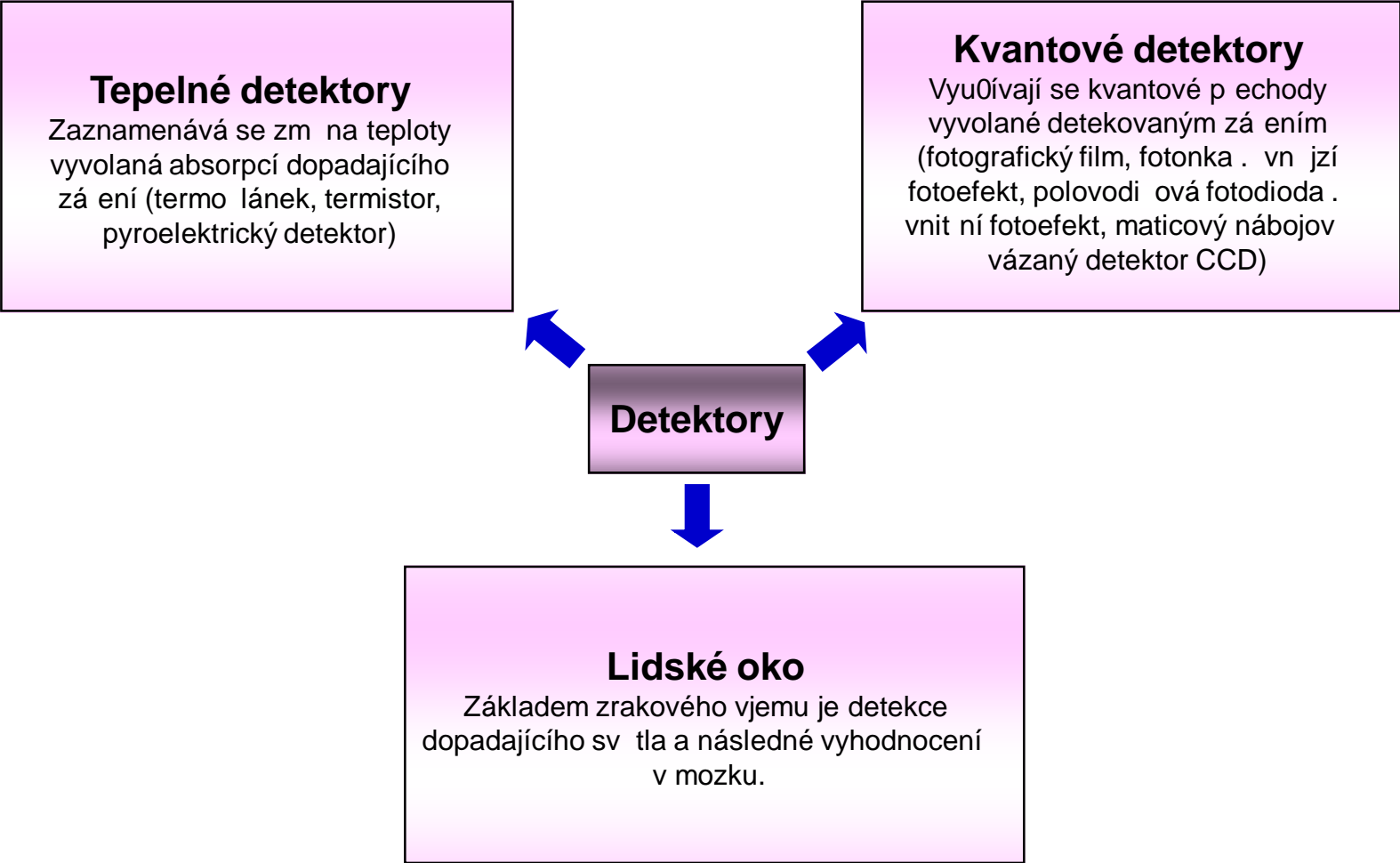


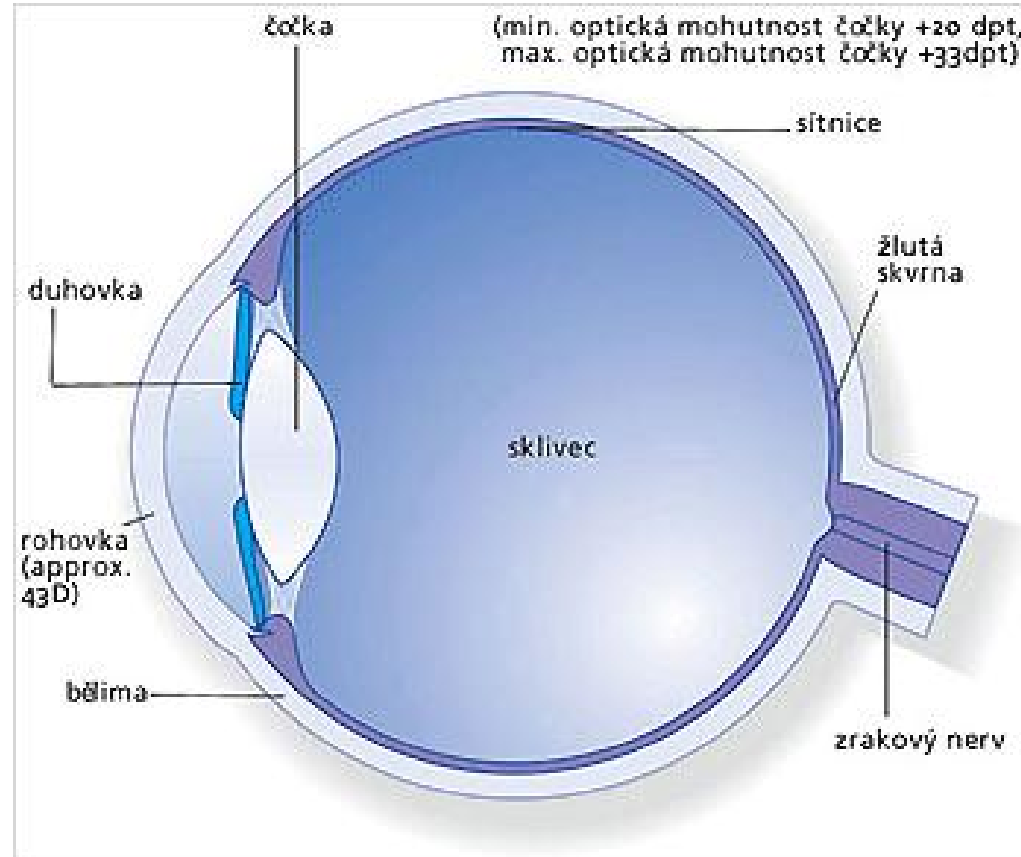
Schéma lidského oka

Pr m r rohovky:
12 mm

Pr m r duhovky:
(2-8) mm

Pr m r oka:
~2 cm

Index lomu o ky:
1.4



Maximální celková
optická mohutnost:
66.6 D

Fotocitlivé bu ky:
- ty inky (130 mil.)
vid ní za zera
- ípky (7 mil.)
barevné vid ní

Schopnosti lidského oka

Adaptace oka na tmu

Oko dokáže pracovat v rozsahu osvětlení 9 řádů (1 řád souvisí se změnou průměru duhovky, 8 řádů s působením světlocitlivých prvků). Oko se musí změnit podmínky osvětlení působit. Oko se adaptuje na světlo a tmu.

Pechod ze tmy do světla . adaptace v desetinách sekundy

Pechod ze světla do tmy . adaptace prvotní 2 až 10 minut

. adaptace sekundární 10 minut až 1 hodina

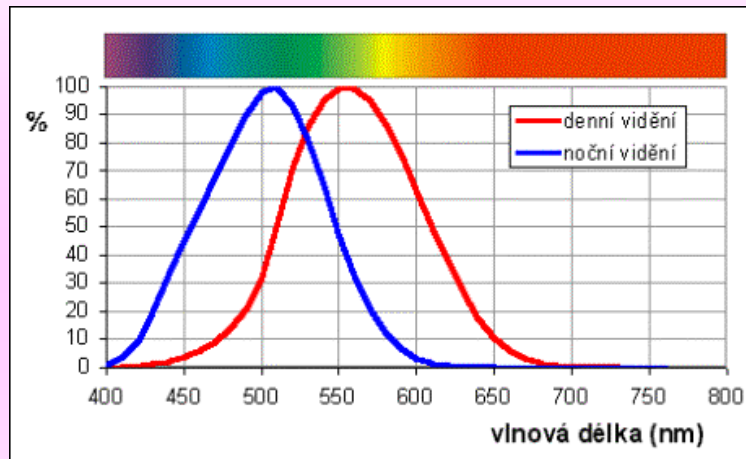
Citlivost oka na světlo různých vlnových délek (barev)

Fotopické vidění . při jasch větších než 10 cd/m^2 vidíme barevně pomocí žipků

Skotopické vidění . při jasch menších než 10^{-3} cd/m^2 zůstávají vinnosti jen tyinky . nevnímáme barvy

Mesopické vidění . v závislosti na osvětlení se uplatňují tyinky i žipky

Citlivost oka závisí na úrovni osvětlení. Při vyšší úrovni osvětlení je oko nejvíce citlivé na světlo vlnové délky 555 nm, s klesající úrovní osvětlení se maximum citlivosti posouvá ke kratším vlnovým délkám (505 nm). Posun maxima citlivosti oka se nazývá **Purkyňův jev**.



Akomodace oka

Oční oka pomocí svalů mění tvar a tím i ohniskovou vzdálenost (akomodací schopnost).

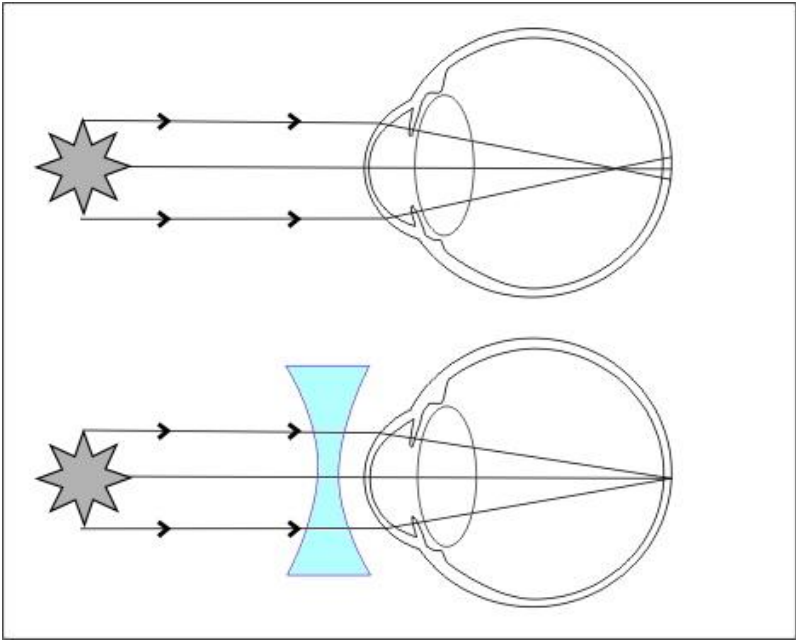
Tím je umožněno ostré zobrazení předmětů z různých vzdáleností na sítnici.

Vzdálený bod . nejvzdálenější bod, který oko ostře zobrazí na sítnici.

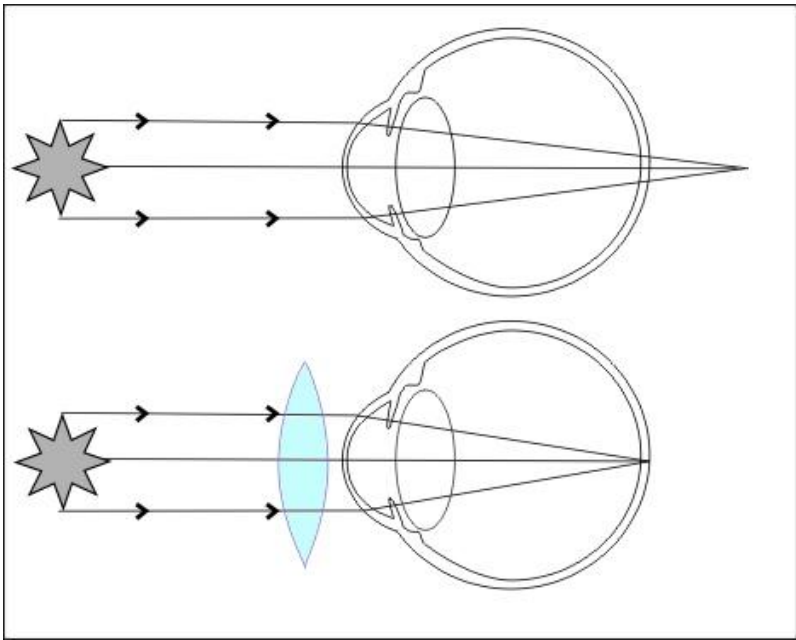
Blízký bod . nejbližší ostře zobrazený bod (mění se s věkem: dítě 10 cm, dospělý 20-40 cm, starší lidé až 2m).

Vady lidského oka

Krátkozrakost
(myopia)

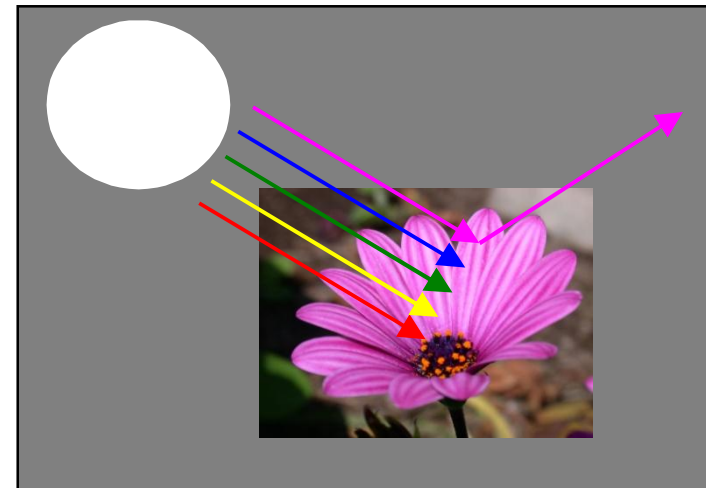


Dalekozrakost
(hyperopia)



Spektrální barvy

Bílé (slune ní) sv tlo je slo0eno ze spektrálních slo0ek o r zných frekvencích, kterým odpovídají spektrální barvy. Bílé sv tlo lze do spektra rozlo0it hranolem nebo m í0kou.



Barevné p edm ty

P edm t, který je osv tlený bílým sv tlem a má tu vlastnost, 0e odrá0í ervenou slo0ku spektra se jeví jako ervený.

Ur ení spektra

Libovolný zdroj sv tla lze analyzovat pomocí spektrometru, který umo0 uje ur it jeho spektrální slo0ení, tj. smno0ství%sv tla jednotlivých frekven ních slo0ek.

Vnímání barev

lov k neregistruje spektrální barvu (nefunguje jako spektrální p ístroj) . vid ní za íná jako fyzikální proces ale to co nazýváme barvou vzniká jako vjem v nazem mozku . *barevný vjem je subjektivní jev.* Barevný vjem je siln òvlivn òn fyziologickými a psychologickými vlivy a ur ují ho t í faktory: barevný tón, sytost a jas.

Barevný tón . odstín, je ur en pom rem intenzit jednotlivých slo0ek, podobn jako sm r vektoru jeho slo0kami v sou adném systému.

Sytost . íká, kolik bílé (jiných barev) je p ídáno do dané barvy. Barva je tím syt jzí, ím mén je bílé (jiných barev) p ímícháno. Nejsyt jzí je monochromatické sv tlo.

Jas . íká jak se projeví daná barva p í p evodu na ernobílý obraz (stupn zedé) (nap . sytá 0lutá je jasn jzí ne0 sytá ervená).

P í zkoumání barevného vjemu nejde o ur ení toho, jestli dva lidé vidí stejné vjemy za r zných okolností, ale spíz o ur ení jestli dva vjemy stejné pro jednu osobu budou stejné i pro jinou osobu.

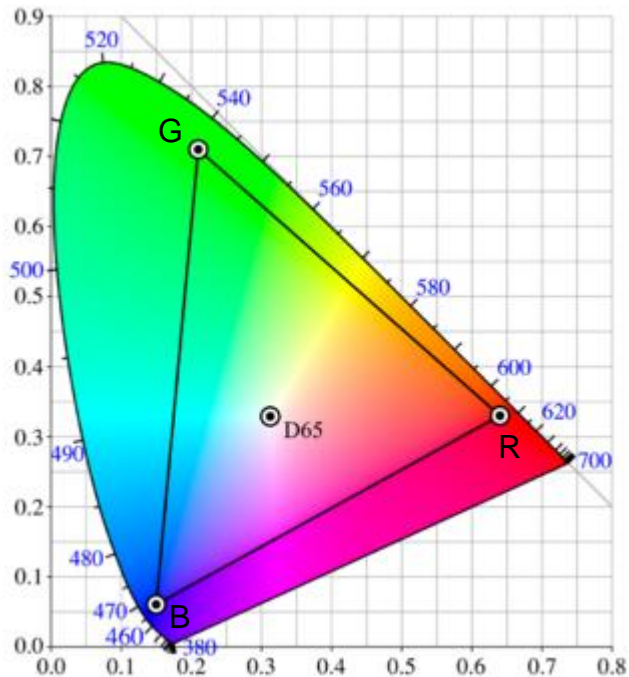
Dv z pohledu barevného vjemu stejné barvy mohou mít rozdílná spektrální slo0ení . existuje více spektrálních rozlo0ení, která zp sobí stejný vizuální efekt. Nap . 0lutou barvu m 0eme získat jako ást spektra ale i tak, 0e kombinujeme sv tlo ze dvou projektor opat ených erveným a zeleným filtrem. Pokud stopy sv tel t chto zdroj p ekryjeme, nevznikne vjem erveno-zelené barvy ale barvy 0luté. Zm nou proporcí ervené a zelené m 0eme projít r znými odstíny oran0ové.

Zásady skládání barev

- ~ R zná spektrální složení mohou vytvářet stejnou barvu.
- ~ Libovolnou barvu lze vytvořit ze tří primárních.
- ~ Neexistují tři primární barvy ze kterých lze získat všechny ostatní barvy jen pomocí kladných p ísp vk . Každá sada tří primárních barev vyžaduje pro n které barvy záporné p ísp vky a proto neexistuje způsob, jak definovat primární barvy.
- ~ Za primární barvy se volí červená, zelená a modrá . důvodem je to, že z těchto barev lze získat v určité spektrum barev jen pomocí kladných p ísp vk ≥ 0 pro n které jiné kombinace primárních barev.
- ~ Máme-li nějaké barevné světlo A, které je pro oko nerozlišitelné od světla B (může mít jiné spektrální složení, ale jeví se jako nerozlišitelné), chápeme tato světla jako stejná v tom smyslu, že oko je vnímá jako stejná, $A=B$.
- ~ Jsou-li dvě spektrální složení A a B nerozlišitelná a přidáme-li ke každému z nich světlo C, nové směsi jsou také navzájem nerozlišitelné, $A+C=B+C$.
- ~ Označíme-li primární barvy jako X, Y a Z, pak každou barvu A lze vytvořit smísením těchto tří barev v určitých množstvích, $A = x X + y Y + z Z$. Barva je z tohoto pohledu reprezentována vektorem, sítání barev si lze představit jako sítání vektorů .

Diagram barevnosti

Libovolnou barvu A můžeme vyjádřit zápisem $A = xX + yY + zZ$, kde X, Y, Z jsou primární barvy a x, y, z určují jejich množství. Geometricky si lze tuto barvu představit jako vektor vyjádřený v souadném systému X, Y, Z pomocí složek x, y, z . Pokud chceme vyjádřit jen barvu bez ohledu na jas, můžeme složky normovat: $x_N = x / (x+y+z)$, $y_N = y / (x+y+z)$, $z_N = z / (x+y+z)$. Tímto normováním (vyazením jasu) se složka z_N stává nadbytečnou, protože ji lze vyjádřit pomocí dvou zbývajících složek, $z_N = 1 - x_N - y_N$. Každou z barev pak lze reprezentovat jen dvěma souadnicemi v rovině (tzv. barevné souadnice).



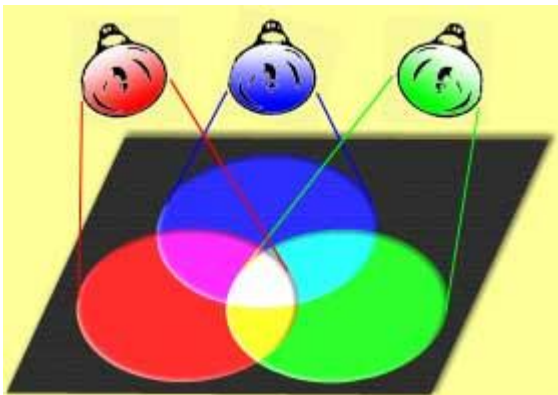
Uvnitř plochy ohraničené tvarovanou křivkou leží všechny možné viditelné barvy. Libovolná barva, která vznikne smísením 2 barev bude ležet na spojnici odpovídajících bodů. Bílé světlo má v diagramu souadnice $x_N = y_N \approx 0.35$ (bod D65). Vezmeme-li za primární barvy červenou (R), zelenou (G) a modrou (B), všechny barvy, které z nich můžeme vytvořit pomocí kladných koeficientů leží uvnitř trojúhelníka (obsahuje téměř všechny možné barvy).

Aditivní a subtraktivní skládání barev

Aditivní mísení barev (RGB)

Spoívá v tom, že ke sv tlu jedné barvy se přidávají sv tla dalších barev tak, že výsledné sv tlo má bohatší spektrální složení než dílčí sv tla. Základem je mísení 3 barev: červená (Red), zelená (Green) a modrá (Blue). Při stejné sytosti pro jejich mísení platí:

R+G = žlutá
 R+B = purpurová
 B+G = azurová
 R+G+B = bílá

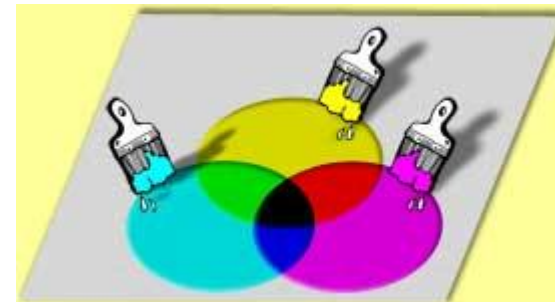


Subtraktivní mísení barev (CMY)

Spoívá v tom, že se z bílého světla odebírají některé spektrální složky (např. dáme-li před zdroj bílého světla modrý a žlutý filtr, dostaneme zelené světlo).

Základem je kombinace 3 filtrů, jejichž barvy jsou doplnkové k R, G a B (barevný pigment pohlcuje světlo doplnkové barvy). Tímto barvami jsou azurová (Cyan), purpurová (Magenta) a žlutá (Yellow). Pro filtry stejné hustoty (sytosti) platí:

C + Y = zelená
 M + Y = červená
 C + M = modrá
 C + M + Y = černá (zedá)



Úí ení sv tla ve vakuu

Úí ení sv tla je ur eno Maxwellovými rovnicemi. Ve vakuu ($\mathbf{j}=0$, $\rho=0$, $\mathbf{D}=\epsilon_0\mathbf{E}$, $\mathbf{B}=\mu_0\mathbf{H}$) se prostorové a asové zm ny jednotlivých vektor EM pole ídí vlnovou rovnicí, kterou lze získat p ímo z Maxwellových rovnic (je možné ji zapsat pro kterýkoliv z vektor pole \mathbf{E} , \mathbf{H} , \mathbf{D} nebo \mathbf{B}).

Vlnová rovnice

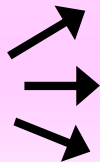
$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0,$$

$c=1/(\epsilon_0\mu_0)^{1/2}$ je fázová rychlost sv tla ve vakuu ($c=3 \times 10^8$ m/s), \vec{r} a t jsou polohový vektor a as. ur ují v jakém bod prostoru a v jakém ase pole vyšet ujeme.

ezením vlnové rovnice je vlna = rozruch, který se ší í v prostoru a ase. Prostorové a asové zm ny jsou spojeny ve fázi vlny. ur uje fázi kmitu vektoru \mathbf{E} v daném bod prostoru a v daném ase.

Vlnoplocha (plocha konstantní fáze) = geometrické místo bod , v nich0 má fáze vlny pro ur itý as konstantní hodnotu.

V ýznamné typy vln



vlna rovinná (vlnoplochy jsou roviny)

vlna sférická (vlnoplochy jsou kulové plochy)

vlna paraboloidní (paraxiální aproximace sférické vlny, vlnoplochy jsou paraboloidní)

Postupná rovinná vlna

Jednorozm rná vlnová rovnice

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(\frac{\partial \vec{E}}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) = 0,$$

Substituce

$$\begin{aligned} \xi &= z - ct, \\ \eta &= z + ct, \end{aligned}$$

ezení 1D vlnové rovnice

$$\vec{E} = \vec{f}_1(z - ct) + \vec{f}_2(z + ct)$$

ezení 3D vlnové rovnice Ě postupná rovinná vlna

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{f}_1(\vec{r} \cdot \vec{s} - ct) + \vec{f}_2(\vec{r} \cdot \vec{s} + ct)$$

$\vec{s} = (\cos \alpha, \cos \beta, \cos \gamma)$. jednotkový sm rový vektor (parametr vlny)

\vec{r}, t - polohový vektor a as . ur ují bod prostoru a as pro vyhodnocení vlny

\vec{f}_1, \vec{f}_2 - libovolné funkce, $\vec{r} \cdot \vec{s} \pm ct$. fáze postupné rovinné vlny

Rovnice vlnoplochy: $\vec{r} \cdot \vec{s} \pm ct = konst = \vec{r}_0 \cdot \vec{s} \pm ct_0$

Geometrická p edstava . vyjád ení roviny u ní0 se normálová vzdálenost d posouvá rychlostí c sm rem k po áte ní poloze d_0 (odpovídá znaménku %+ve fázi vlny) nebo sm rem od po áte ní polohy d_0 (odpovídá znaménku %+ve fázi vlny).

$$x \cos \alpha + y \cos \beta + z \cos \gamma = \left(d_0 \mp c(t - t_0) \right) d$$

Monochromatická postupná rovinná vlna

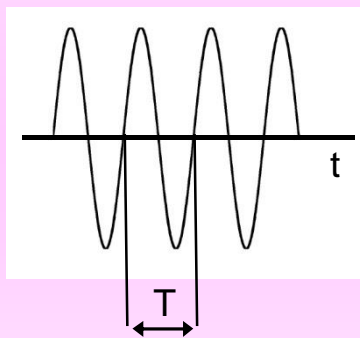
Vlastnosti:

- ~ rovinné vlnoplochy,
- ~ konstantní amplituda,
- ~ periodické prostorové a časové rozvinutí (lze vyjádřit funkcí kosinus),
- ~ je charakterizovaná jednou frekvencí (vlnovou délkou).

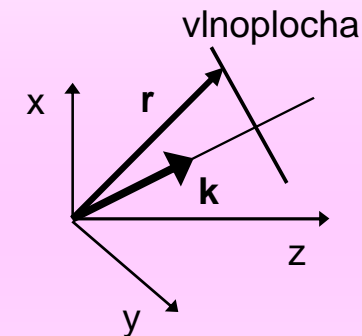
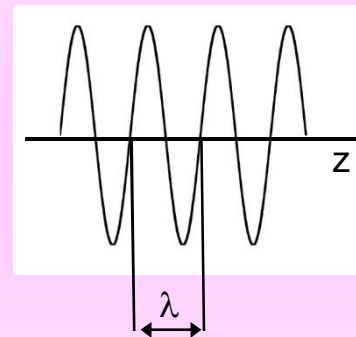
$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{e} \cos \left[\frac{\omega}{c} (ct \pm \vec{r} \cdot \vec{s}) \right] = \vec{e} \cos(\omega t \pm \vec{r} \cdot \vec{k})$$

$\vec{k} = \frac{\omega}{c} \vec{s}$. vlnový vektor, $\omega = 2\pi\nu$. kruhová frekvence, ν . frekvence
 \vec{e} . konstantní amplituda vlny, $T = \frac{1}{\nu}$. perioda vlny, $\lambda = cT$. vlnová délka

časové rozvinutí



Prostorové rozvinutí



Postupná sférická vlna

P edpoklad: elektrická intenzita vlny závisí jen na vzdálenosti od po átku $\rho = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$

Vlnová rovnice:
$$\frac{1}{\rho^2} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho^2 \frac{\partial \vec{E}}{\partial \rho} \right) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0$$

Substituce: $\vec{E} = \frac{\vec{E}'}{\rho}$ Vlnová rovnice (1D tvar):
$$\frac{\partial^2 \vec{E}'}{\partial \rho^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}'}{\partial t^2} = 0$$

vyjádření vlnové rovnice - postupná sférická vlna

$$\vec{E} = \frac{1}{\rho} \left[\vec{F}_1(\rho - ct) + \vec{F}_2(\rho + ct) \right]$$

\vec{F}_1, \vec{F}_2 - libovolné funkce, $\rho \pm ct$. fáze postupné sférické vlny

Rovnice vlnoplochy: $\rho \pm ct = konst = \rho_0 \pm ct_0$

Geometrická p edstava . vyjád ení sférické plochy její0 polom r k ivosti se s ásem zmenzuje rychlostí c (konvergentní sférická vlna . odpovídá znaménku %~~+~~ ve fázi vlny) nebo s ásem nar stá rychlostí c (divergentní sférická vlna . odpovídá znaménku %~~-~~ ve fázi vlny).

$$\rho = \rho_0 \mp c(t - t_0)$$

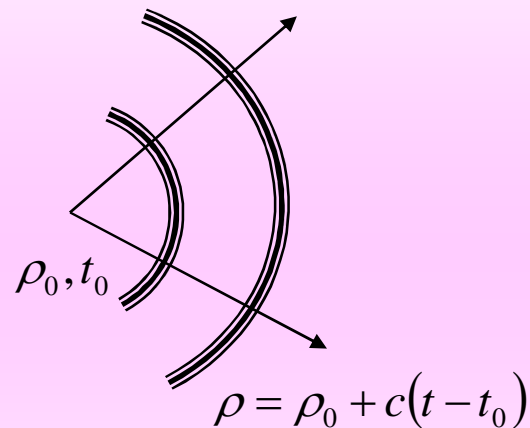
Monochromatická postupná sférická vlna

Vlastnosti:

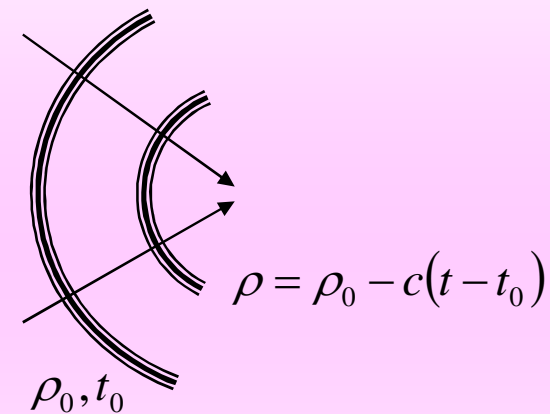
- ~ sférické vlnoplochy,
- ~ amplituda je nep ímo úm rná polom ru k ivosti vlnoplochy,
- ~ periodické prostorové a asové rozvinutí (lze vyjád ít funkcí kosinus),
- ~ je charakterizovaná jedinou frekvencí (vlnovou délkou).

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{\vec{e}}{\rho} \cos\left[\frac{\omega}{c}(ct \pm \rho)\right] = \frac{\vec{e}}{\rho} \cos(\omega t \pm k\rho)$$

Divergentní sférická vlna



Konvergentní sférická vlna



Komplexní reprezentace sv. vln

Pro matematické vyjádření sv. vln s periodickým časovým a prostorovým průběhem je výhodné zavést komplexní reprezentaci, která využívá Eulerova vzorce: $\exp(\pm ix) = \cos x \pm i \sin x$

Reálný vektor elektrické intenzity monochromatické vlny \vec{E} pak můžeme zapsat pomocí vektorové komplexní amplitudy $\tilde{\vec{E}}$.

Příklad: **Monochromatická rovinná vlna**

Elektrická intenzita

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{e} \cos(\omega t \pm \vec{r} \cdot \vec{k})$$

Komplexní amplituda

$$\tilde{\vec{E}}(\vec{r}, t) = \vec{e} \exp[i(\omega t \pm \vec{r} \cdot \vec{k})]$$

Převodní vztahy komplexní amplitudy elektrické intenzity (* označuje komplexní sdružení)

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \left[\tilde{\vec{E}}(\vec{r}, t) + \tilde{\vec{E}}^*(\vec{r}, t) \right]$$

Monochromatická paraboloidní vlna

Při popisu obecné monochromatické vlny s komplexní amplitudou $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{e}(\vec{r}) \exp(i\omega t)$ nemusíme pracovat s vlnovou rovnicí ale můžeme použít nezávislou Helmholtzovu rovnici:

$$\nabla^2 \vec{e} + k^2 \vec{e} = 0$$

V praxi můžeme často vlnu považovat za paraxiální. V tomto případě má vlna dominantní směr šíření (osa z) a můžeme psát: $\vec{e}(\vec{r}) = \vec{a}(\vec{r}) \exp(-ikz)$

Komplexní obálka \vec{a} je v tomto případě pomalu proměnnou funkcí polohy a splňuje paraxiální Helmholtzovu rovnici:

$$\nabla_{\perp}^2 \vec{a} - i2k \frac{\partial \vec{a}}{\partial z} = 0$$

Pokud sférickou vlnu sledujeme jen v blízkém okolí dominantního směru šíření určeném například osou z (sledované normály vlnoplochy svírají s osou z malé úhly), pak můžeme poloměr vlnoplochy vyjádřit aproximativně pomocí binomického rozvoje: $\rho \cong z \left[1 + \frac{(x^2 + y^2)}{2z^2} \right]$

Vektorová komplexní amplituda pro:

Sférickou vlnu

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{\vec{e}}{\rho} \exp[i(\omega t \pm k\rho)]$$

Paraboloidní vlnu
(paraxiální aproximace sférické vlny)

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{\vec{e}}{z} \exp \left[i(\omega t \pm kz) \pm ik \frac{x^2 + y^2}{2z} \right]$$

Úí ení rovinné monochromatické EM vlny ve vakuu

P í zí ení ve vakuu m 0e být rovinná monochromatická EM vlna jednozna n ur ena pomocí vektorových komplexních amplitud pro elektrickou a magnetickou intenzitu \vec{E} a \vec{H} :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{e} \exp[i(\omega t \pm \vec{r} \cdot \vec{k})], \quad \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{h} \exp[i(\omega t \pm \vec{r} \cdot \vec{k})]$$

Z Maxwellových rovnic plyne: - ortogonalita vektor \vec{E}, \vec{H} a \vec{k}

$$\vec{E} \cdot \vec{k} = 0 \Rightarrow \vec{E} \perp \vec{k}, \quad \vec{H} \cdot \vec{k} = 0 \Rightarrow \vec{H} \perp \vec{k}, \quad \vec{E} \cdot \vec{H} = 0 \Rightarrow \vec{E} \perp \vec{H}$$

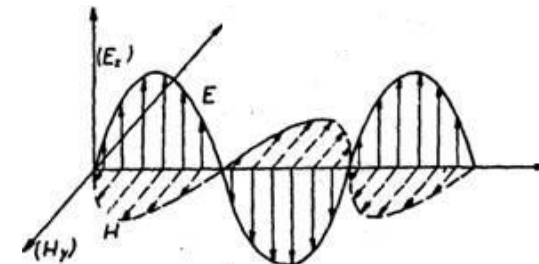
- vztahy mezi amplitudami elektrického a magnetické pole

$$\frac{|\vec{E}|}{|\vec{H}|} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$$

Impedance vakua
377 Ω

Záv ry platné pro rovinnou monochromatickou EM vlnu:

- Elektrické pole má výrazn v tzí amplitudu ne0 magnetické.
- Vektory \vec{E}, \vec{H} a \vec{k} tvo í ortogonální triádu.
- Vektory \vec{E}, \vec{H} kmitají ve fázi . nejsou fázov posunuté.



Intenzita sv tla

P ednázka 2

Z Maxwellových rovnic se dá odvodit **zákon zachování energie**, který má pro vakuum v diferenciálním vyjádění následující tvar:

$$\nabla \cdot \vec{S} + \frac{\partial w}{\partial t} = 0, \quad \text{kde } \vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \quad \text{je Poynting v vektor (hustota toku EM energie)}$$

$$w = \frac{1}{2} (\epsilon_0 \vec{E} \cdot \vec{E} + \mu_0 \vec{H} \cdot \vec{H}) \quad \text{je objemová hustota EM energie}$$

Intenzita obecné sv telné vlny je definována jako časová střední hodnota velikosti Poyntingova vektoru (doba středování Δt):

$$I(\vec{r}) \equiv \langle |\vec{S}(\vec{r}, t)| \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T |\vec{S}(\vec{r}, t)| dt$$

Intenzita rovinné monochromatické vlny:

$$I(\vec{r}) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |\vec{E}|^2 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |e|^2$$

Pro rovinnou monochromatickou vlnu lze intenzitu zapsat také pomocí časově středované hustoty EM energie a fázové rychlosti sv tla ve vakuu c :

$$I = c \langle w \rangle.$$

Vodivá prostředí:

V prostředí jsou volné elektrické náboje (volné elektrony). Jejich pohyb představuje elektrický proud. Hustota proudu je úměrná působícímu elektrickému poli (konstantou úměrnosti je vodivost prostředí) $\vec{j} = \sigma \vec{E}$.

Komplexní amplituda monochromatické vlny v homogenním vodivém (nemagnetickém) prostředí musí splňovat vlnovou rovnici:

$$\nabla^2 \vec{E} + \tilde{k}^2 \vec{E} = 0, \quad \text{kde } \tilde{k} \text{ je komplexní vlnové číslo, } \tilde{k}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{n}^2$$

$$\tilde{n}^2 = n^2 \left(1 - i \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega} \right) \text{ je komplexní index lomu, } n = \frac{c}{v} = \frac{\varepsilon \mu}{\varepsilon_0 \mu_0}$$

Zapíšeme-li komplexní vlnové číslo ve tvaru $\tilde{k} = k_R - ik_I$, pak pro rovinnou monochromatickou vlnu se směrem šíření podél osy z dostaneme:

Komplexní amplituda
$$\vec{E}(z, t) = \vec{e} \exp(-k_I z) \exp[i(\omega t - k_R z)]$$

Intenzita (Lambertův zákon)
$$I(z) = I_0 \exp(-\alpha z)$$

$$\alpha = 2k_I \quad \text{je koeficient útlumu (absorpční koeficient)}$$

Závěry platné pro rovinnou monochromatickou EM vlnu ve vodivém prostředí:

- **Vodivé prostředí je charakterizováno komplexním indexem lomu.**
- **Amplituda (intenzita) EM vlny je při šíření vodivým prostředím exponenciálně zeslabována.**
- Vodivá prostředí mají pro optiku mnohem menší význam než dielektrická. Používají se jako vrstvy pro zvýšení odrazivosti.

Pr chod sv tla dielektrickým prost edím

Dielektrická prost edí:

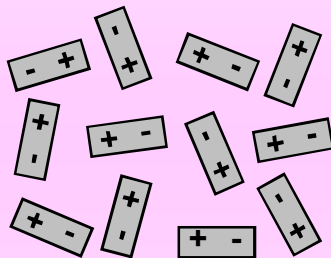
N která dielektrická prost edí jsou složena z částic (molekuly, atomy), které mají stálé (permanentní) elektrické dipólové momenty (polární dielektrika). U nepolárních dielektrik el. dipóly vznikají posunutím kladného a záporného náboje, které je způsobeno vnějším polem. Molekuly se neustále srážejí v důsledku nahodilého tepelného pohybu. Dipóly jsou neuspořádané. Ve vnějším el. poli se el. dipóly natáčí do směru pole, dochází k částečnému uspořádání dipólů (polarizace dielektrika). Tím vzniká vnitřní elektrické pole, které má opačnou orientaci než vnější elektrické pole. Na makroskopické úrovni polarizaci dielektrika popisujeme vektorem dielektrické polarizace, který je pro nepolární silná pole přibližně úměrný vektoru elektrické intenzity vnějšího pole:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}, \quad \text{kde } \varepsilon_0 \text{ značí permitivitu vakua a } \chi \text{ je elektrická susceptibilita.}$$

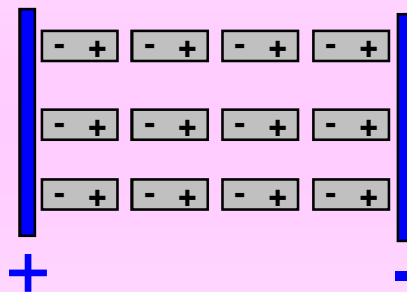
Účinky elektrického pole v dielektriku charakterizuje vektor elektrické indukce:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon \vec{E}, \quad \text{kde } \varepsilon = \varepsilon_0 (1 + \chi) \text{ je permitivita prost edí}$$

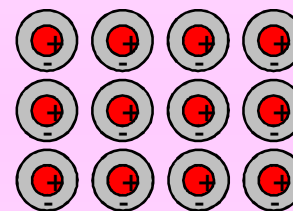
Polární dielektrikum



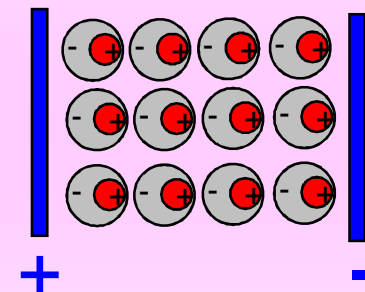
Polární dielektrikum
v elektrickém poli



Nepolární dielektrikum



Nepolární dielektrikum
v elektrickém poli



Vlastnosti dielektrických prost edí

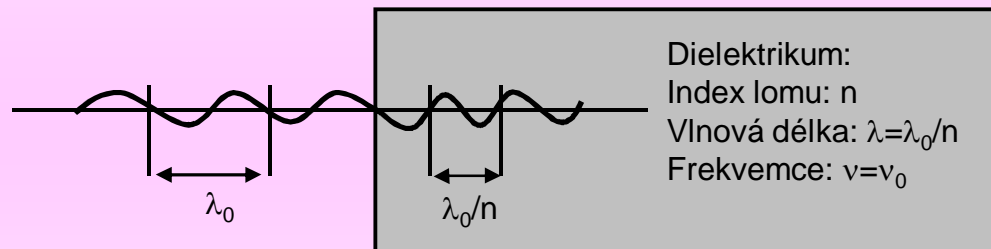
Základní vlastnosti dielektrika:

- Podle makroskopické (Maxwellovy) teorie je dielektrické prost edí bezztrátové (intenzita sv tla se p i pr chodu nezeslabuje).
- Skute n pozorovatelné zeslabení sv tla v dielektriku je mo0né vysv tlit jen pomocí mikroskopické teorie.
- V rámci makroskopické teorie mohou být vlastnosti dielektrického prost edí charakterizovány elektrickou susceptibilitou, permitivitou nebo indexem lomu.
- V optice obvykle pracujeme s nemagnetickými dielektrickými materiály ($\mu=\mu_0$). V nemagnetickém prost edí pro index lomu platí:

$$n = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}} = \sqrt{1 + \chi}$$

- Nejb 0n ji u0ívaným dielektrikem je optické sklo, které se pou0ívá pro výrobu optických komponent (nap íklad o ky, hranoly, zrcadla nebo optická vlákna).
- Sv telná vlna, která z vakua pronikne do dielektrického prost edí s indexem lomu n nem ní svoji frekvenci ale její vlnová délka se n - krát zkrátí.

Vakuum:
Index lomu $n_0=1$
Vlnová délka: λ_0
Frekvence: ν_0



Dielektrikum:
Index lomu: n
Vlnová délka: $\lambda=\lambda_0/n$
Frekvence: $\nu=\nu_0$

Rozdělení dielektrických prostředí

Homogenní izotropní prostředí

- ~ Jde o idealizované prostředí.
- ~ Permittivita má v každém bodu prostoru stejnou hodnotu.
- ~ Podmínky pro šíření světla jsou v každém směru stejné.
- ~ **Permittivita je konstantní skalární veličina.**

Nehomogenní izotropní prostředí

- ~ Permittivita se mění v jednotlivých bodech prostoru.
- ~ Podmínky pro šíření světla jsou v každém směru stejné.
- ~ **Permittivita je skalární funkce prostorových souřadnic.**

Optické (dielektrické) prostředí

Homogenní anizotropní prostředí

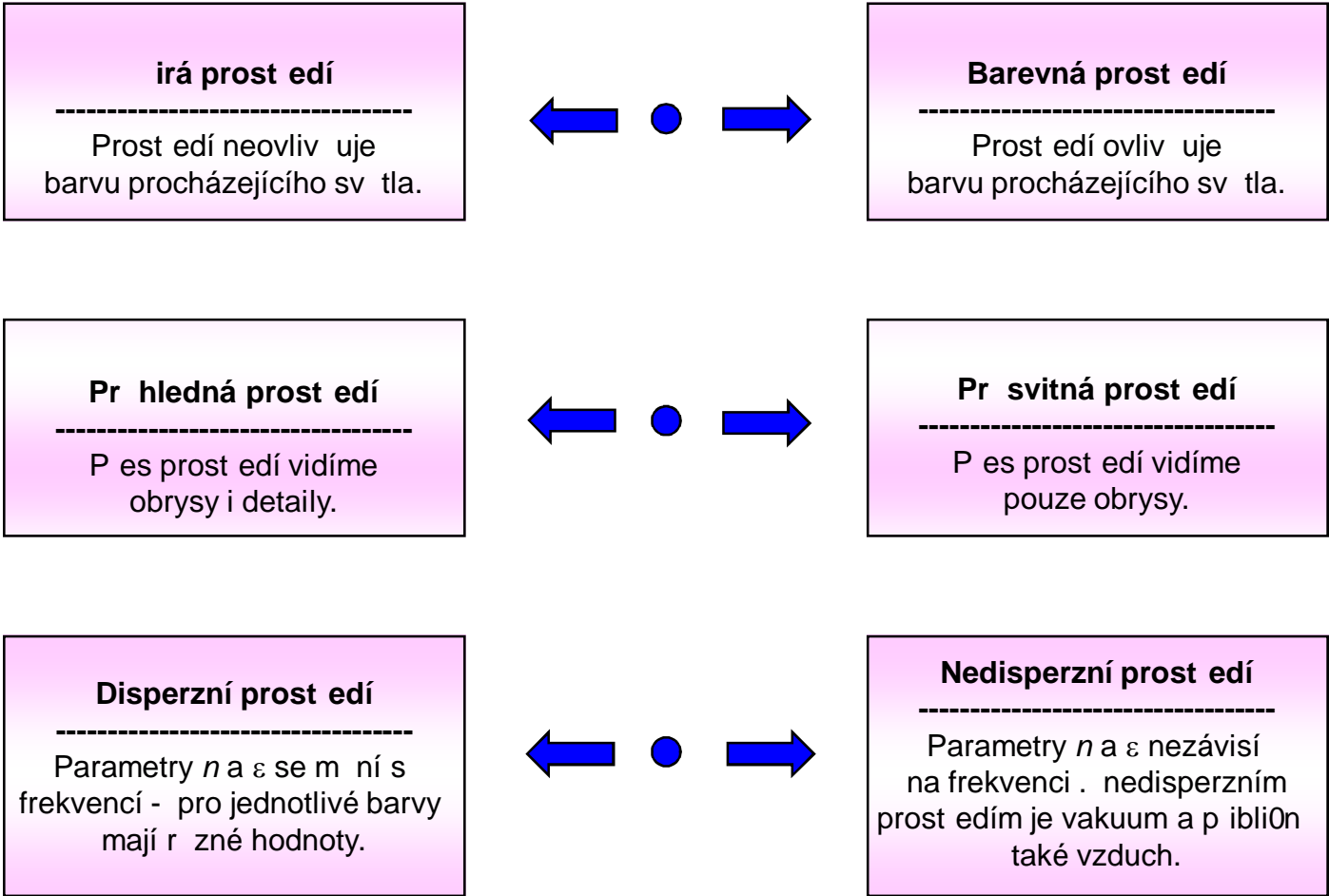
- ~ Permittivita má v každém bodu prostoru stejnou hodnotu.
- ~ Podmínky pro šíření světla jsou závislé na směru.
- ~ **Permittivita je tenzor s konstantními elementy.**

Nehomogenní anizotropní prostředí

- ~ Permittivita se mění v jednotlivých bodech prostoru.
- ~ Podmínky pro šíření světla jsou závislé na směru.
- ~ **Permittivita je tenzor s prostorovými proměnnými elementy.**

Vlastnosti optických prost edí

Optické vlastnosti dielektrických prost edí je možné dále posuzovat s r zných hledisek:



Spektrální rozklad sv tla

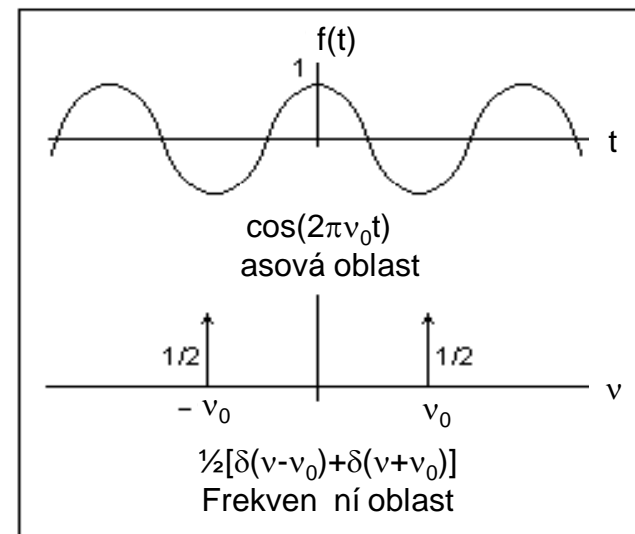
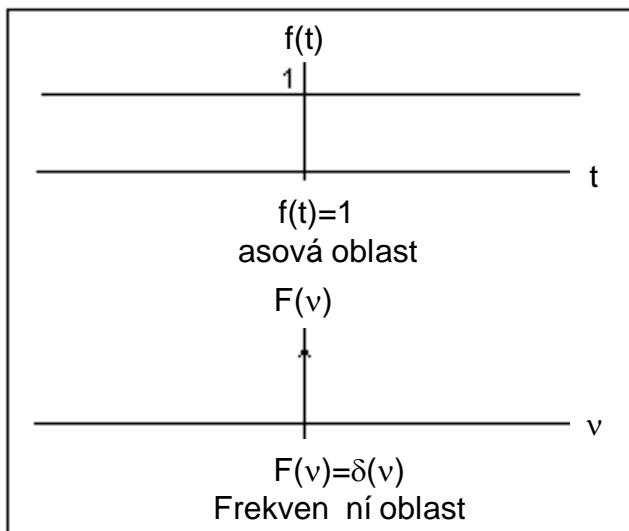
Podmínka pou0ití:

Sv tlo lze vyzet ovat pomocí fourierovské reprezentace jen tehdy jsou-li relevantní rovnice lineární a tedy platí princip superpozice.

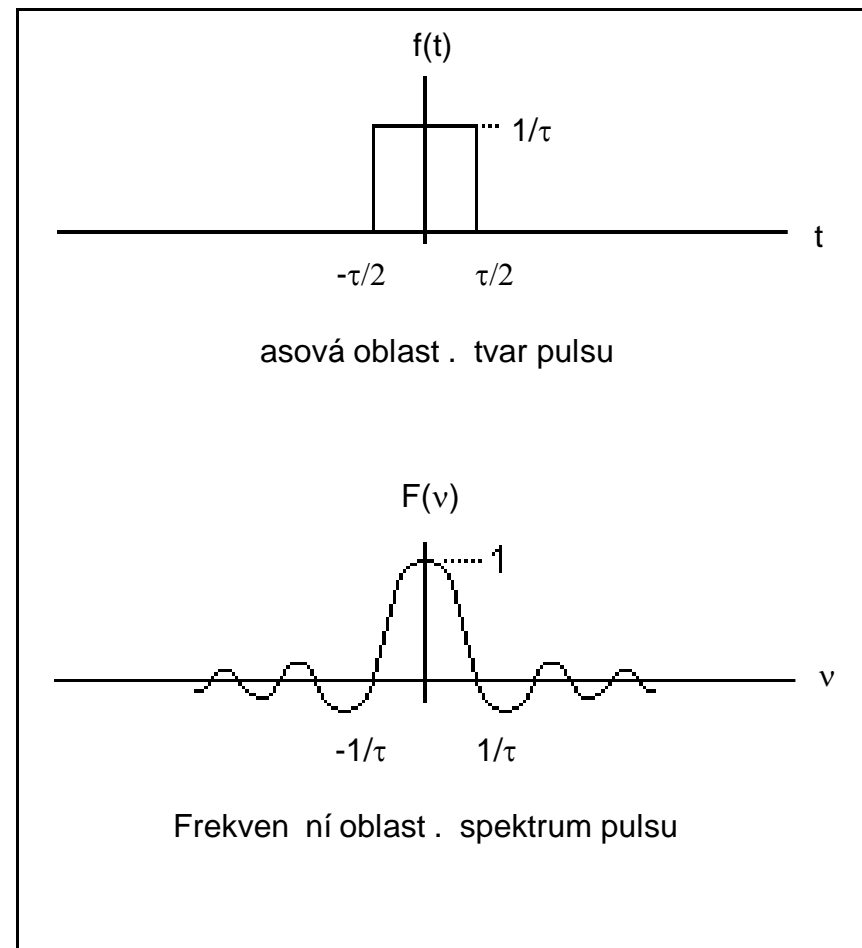
Princip metody:

Optický signál s daným asovým pr b hem m 0eme v rámci fourierovské reprezentace chápat jako signál slo0ený z monochromatických slo0ek s p esn definovanými frekvencemi, amplitudami a po áte ními fázemi kmitu. Matematicky toto nahrazení vyjad uje Fourierova transformace:

$$f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\nu) \exp(i2\pi\nu t) d\nu$$



Fourierovské spektrum obdél níkového pulsu



as a frekvence jsou fourierovsky sdružené veličiny . součin délky pulsu a šířky spektra je konstantní . čím je puls kratší, tím je jeho spektrum širší a naopak.

Vlnové klubko (vlnový balík)

P esn monochromatická EM vlna nem ože být realizována, protože by musela být nekone ná v ase. V praktických p ípadech je nutné p ípustit ur itou ší ku spektra, která odpovídá rozsahu kruhových frekvencí $(\omega - \Delta\omega)$ a $(\omega + \Delta\omega)$. Vlna tvo ená monochromatickými komponentami s kruhovými frekvencemi spojit rozloženými v intervalu nenulové ší ky se nazývá **vlnové klubko (vlnový balík)**. Ěí ení vlnového balíku charakterizuje nejen **fázová rychlost**, která odpovídá rychlosti p emís ování fáze vlny, ale je nutné zavést i **grupovou rychlost**.

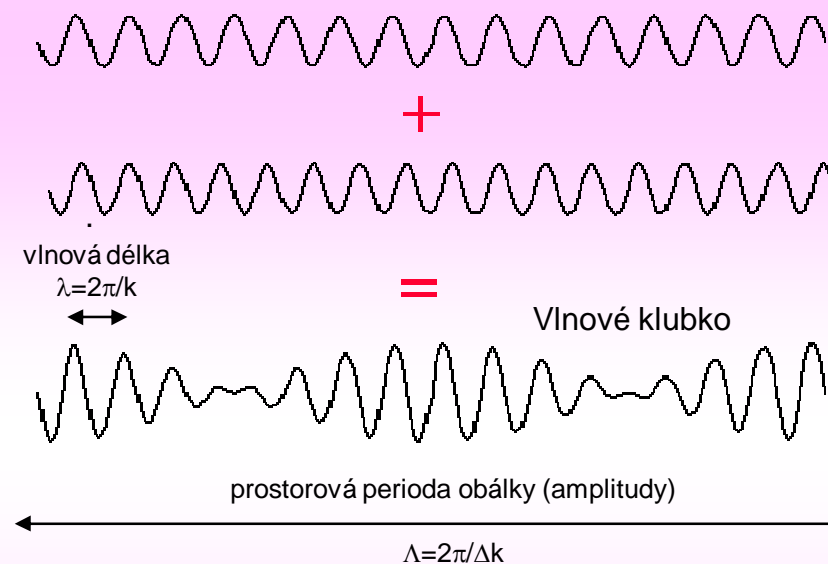
Ilustrace významu grupové rychlosti na vlnovém balíku tvo eném dv ma monochromatickými EM vlnami blízkých kruhových frekvencí $\omega_1 = \omega - \Delta\omega$ a $\omega_2 = \omega + \Delta\omega$, vlnových ísel $k_1 = k - \Delta k$ a $k_2 = k + \Delta k$ a stejných amplitud.

$$\vec{\tilde{E}}_1(z, t) = \vec{e} \exp[i(\omega_1 t - k_1 z)]$$

$$\vec{\tilde{E}}_2(z, t) = \vec{e} \exp[i(\omega_2 t - k_2 z)]$$

$$\vec{\tilde{E}} = \vec{\tilde{E}}_1 + \vec{\tilde{E}}_2, \quad \vec{E} = \frac{1}{2} \left(\vec{\tilde{E}} + \vec{\tilde{E}}^* \right),$$

$$\vec{E} = 2\vec{e} \cos(\Delta\omega t - \Delta k z) \cos(\omega t - k z).$$



Fázová a grupová rychlost

P ednáčka 3

Vlnoplocha = plocha konstantní fáze: $\omega t - kz = konst$

Fázová rychlost = rychlost p emís ování vlnoplochy: $v \equiv \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{k}$

Plocha konstantní amplitudy: $\Delta\omega t - \Delta kz = konst$

Grupová rychlost = rychlost s jakou se p emís uje obálka (plocha konstantní amplitudy): $v_g \equiv \frac{dz}{dt} = \frac{\Delta\omega}{\Delta k}$

Grupová rychlost pro vlnový balík se spojitým spektrem:

$$v_g \equiv \frac{dz}{dt} = \frac{d\omega}{dk}$$

Vztah mezi grupovou a fázovou rychlostí:

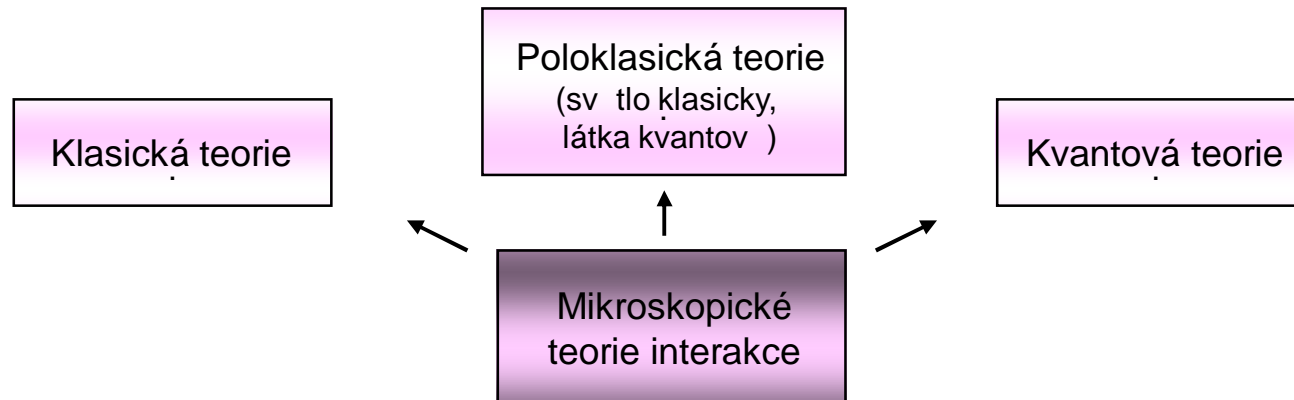
$$v_g = v \left(1 - \frac{\omega}{n} \frac{dn}{d\omega} \right) = v \left(1 + \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right)$$

Nedisperzní prostředí (vakuum, vzduch): $dn/d\lambda = 0 \rightarrow v_g = v$

Normální disperze (oblast spektra, kde jsou materiály průhledné): $dn/d\lambda < 0 \rightarrow v_g < v$

Anomální disperze (oblast spektra, kde materiály absorbují): $dn/d\lambda > 0 \rightarrow v_g > v$

Mikroskopická p edstava interakce sv tla s látkou



Klasická mikroskopická teorie interakce v dielektriku

(H.A. Lorentz, 1878)

P edpoklady:

- ~ V látce jsou r zné typy oscilátor s rozdílnou rezonan ní frekvencí (elektrony vázané v atomech, kmitající polární molekuly).
- ~ Kladný náboj (jádro atomu) a záporný náboj (elektronový obal) jsou pružn vázány.
- ~ Pokud na atom nep sobí vn ězí pole, je jeho dipólový moment nulový.

Projevy interakce:

Elektrické pole sv telné vlny vynucuje kmity elementárních oscilátor .

Interakce sv tla s prost edím závisí na frekvenci sv telné vlny a na vlastní frekvenci elementárních oscilátor .

Mohou nastat dv odlizné situace:

Frekvence sv tla je blízká vlastní frekvenci . dochází k rezonaci.

V této situaci výchylka oscilací nar stá a dochází k výraznému p enosu energie ze sv telné vlny na oscilátor. Intenzita sv tla se zmenšuje . **dochází k absorpci sv tla.**

Frekvence sv tla je odlišná od rezonan ní frekvence.

V tomto p ípad **absorpce je zanedbatelná**. Oscilátory kmitají na frekvenci sv tla ale s ur itým fázovým posunem.

Kmitající oscilátory vyza ují vlny s daným fázovým posunem a tyto vlny se skládají. Sv tlo se z í í v tom sm ěru, v m 0 dochází ke konstruktivní interferenci. **Fázový posun ur uje rychlost ý ení sv tla v prost edí.**

Lorentz v model ur ení indexu lomu

Makroskopická odezva látky je ur ena polarizací dielektrika: $\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}$

Index lomu je ur en pomocí elektrické susceptibility: $n^2 = 1 + \chi$

Makroskopickou polarizaci lze zapsat pomocí elementárních dipólových moment : $\vec{P} = N\vec{p}$, $\vec{p} = q\vec{x}$,

kde x je výchylka oscilátoru, N je počet dipól v jednotkovém objemu, p je dipólový moment, q je náboj dipólu.

Pohybová rovnice oscilátoru (atomární dipól = jádro+elektron):

$$\ddot{x} + \gamma \dot{x} + \omega_0^2 x = F$$

γ koeficient tlumení,
 ω_0 vlastní frekvence kmit oscilátoru
 $F=qE/m$ vynucující síla

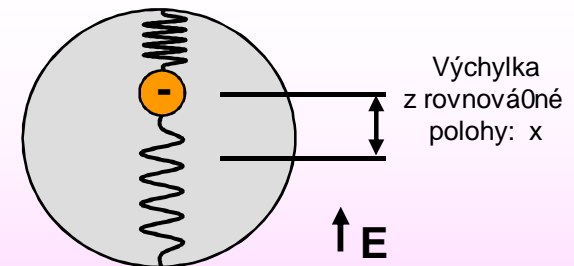
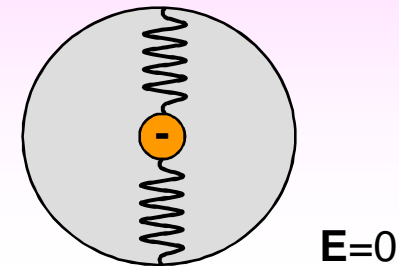
S použitím komplexního vyjád ení elektrického pole a výchylky

$$E = \frac{1}{2} (\tilde{E} + \tilde{E}^*), \quad \tilde{E} = \tilde{e} \exp(i\omega t),$$

$$x = \frac{1}{2} (\tilde{x} + \tilde{x}^*), \quad \tilde{x} = \tilde{x}_0 \exp(i\omega t),$$

dostáváme amplitudu výchylky a komplexní amplitudu polarizace

$$\tilde{x}_0 = \frac{F}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}, \quad \tilde{P} = \frac{Nq^2\tilde{e}}{m} \frac{\exp(i\omega t)}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}$$



Látka je složena z elementárních oscilátor . dipól (atomy, molekuly).

Porovnáním s komplexní amplitudou makroskopické polarizace

$$\tilde{P} = \epsilon_0 \chi \tilde{E}$$

Lze ur it susceptibilitu a následn komplexní index lomu.

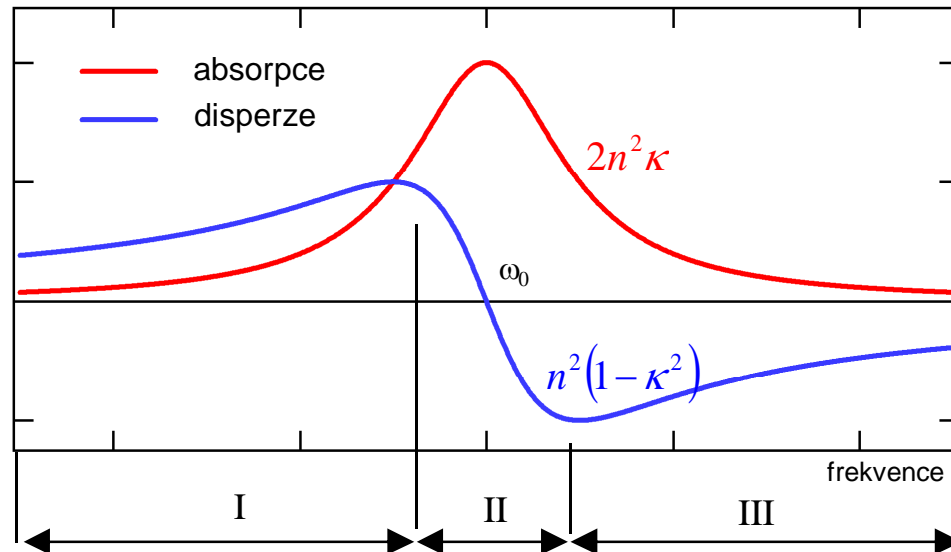
Komplexní index lomu

$$\tilde{n}^2 = 1 + \chi = 1 + \omega_p^2 \frac{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2\omega^2}, \quad \omega_p^2 = \frac{Nq^2}{\epsilon_0 m} \text{ í plazmová frekvence}$$

Obecné vyjád ení komplexního indexu lomu:
 $\tilde{n} = n(1 - i\kappa) \rightarrow \tilde{n}^2 = n^2(1 - \kappa^2) - i2n^2\kappa$

Disperzní a absorp ní k ivka

I, III í oblasti normální disperze, II õ oblast anomální disperze



Záv ry Lorentzovy mikroskopické teorie

- “ Lorentzova mikroskopická teorie vede ke komplexnímu tvaru indexu lomu v dielektriku . zd vod uje absorpci v dielektrických prost edích.
- “ Objas uje závislost indexu lomu na frekvenci (vysv tluje materiálovou disperzi).
- “ V optických sklech se projevuje normální disperze . s rostoucí frekvencí se index lomu zv tzuje.

Absorpce v dielektriku

Lambert v zákon: $I = I_0 \exp(-\alpha z), \quad \alpha = 2n\kappa,$

Dekadický Lambert v zákon: $I = I_0 10^{-\alpha z},$

Intenzitní propustnost (transparence): $T = \frac{I}{I_0},$

Optická hustota (denzita) : $D = \log\left(\frac{I_0}{I}\right) = \log(T),$

Intenzitní pohltivost (absorpce): $A = \frac{I_0 - I}{I_0} = 1 - T \quad (\text{platí p i nulové odrazivosti}).$

Charakteristiky disperzních prostředí

Charakteristická disperze: $dn/d\lambda$
 $dn/d\lambda < 0$ – normální disperze, $dn/d\lambda > 0$ – anomální disperze, $dn/d\lambda = 0$ – nedisperzní prostředí (vakuum, vzduch)

Abbeovo číslo (podle jeho hodnoty se optická skla dělí na korunová a flintová):

$$V = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}, \quad n_D, n_F, n_C \text{ – Indexy lomu pro vlnové délky označené podle Frauhoffera písmeny}$$

D . Olutá, $\lambda = 589 \text{ nm}$ (Na); F . modrozelená, $\lambda = 486,14 \text{ nm}$ (H_2); C . červenooranžová, $\lambda = 656,28 \text{ nm}$ (H_2)

Střední disperze: $n_F - n_C$

Cornu v Ě Hartman v vztah (vyjadřuje závislost n na λ pro oblast normální disperze):

$$n = n_0 + \frac{A}{\lambda - \lambda_0}, \quad n_0, A, \lambda_0 \text{ – konstanty daného prostředí při definovaných fyzikálních podmínkách}$$

Použití Cornuova vztahu:

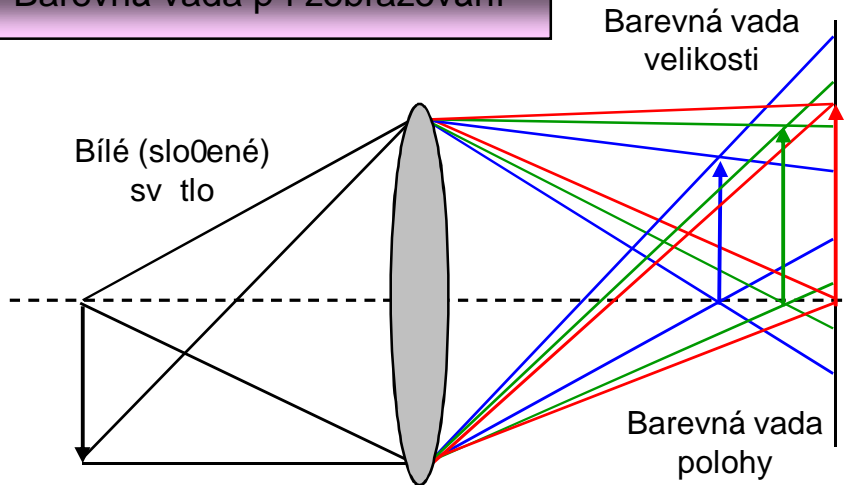
Z katalogu skel známe indexy lomu n_j pro 3 vlnové délky λ_j , $j=1,2,3$ a hledáme index lomu n pro požadovanou vlnovou délku λ . S použitím Cornuova vztahu dostáváme soustavu 3 rovnic o 3 neznámých ze které získáme Cornu v interpolační vzorec:

$$n = n_3 + \frac{n_1 - n_3}{1 + \Lambda}, \quad \text{kde} \quad \Lambda = \frac{(\lambda_1 - \lambda)(\lambda_3 - \lambda_2)(n_1 - n_2)}{(\lambda - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_1)(n_2 - n_3)}$$

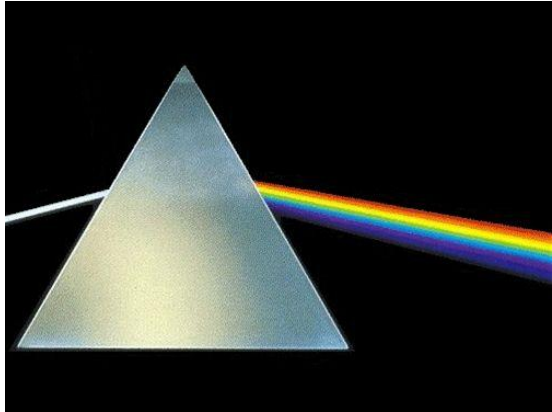
Vzorec umožňuje určit n pro požadované λ , které leží uvnitř intervalu (λ_1, λ_3) .

Projevy disperze prost edí

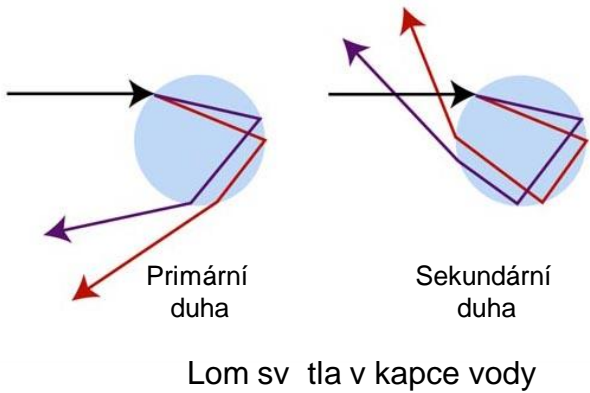
Barevná vada p i zobrazování



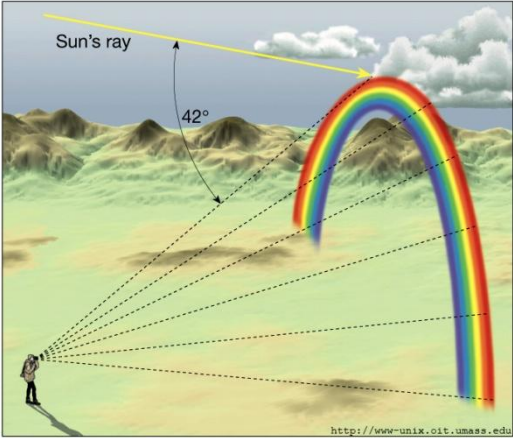
Rozklad sv tla hranolem



Duha



Geometrie vzniku duhy



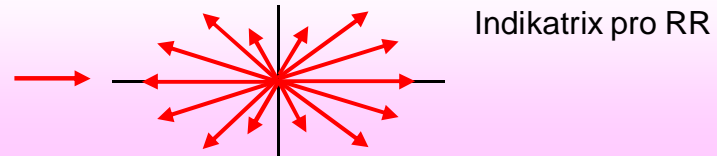
Snímek primární a sekundární duhy



Rozptyl světla nastává při jeho průchodu prostředím s nehomogenitami nespojitého charakteru - objekty různých velikostí a tvarů, které mají oproti okolí odlišné optické vlastnosti (molekuly, částice, krystaly). Světelná vlna prostředí polarizuje - vytváří kmitající dipóly, které vyzařují sekundární vlny stejné frekvence jakou má vlna vstupní. Generované záření se skládá se zářením dopadajícím - výsledné vlny se šíří ve směrech odlišných od původních. **světlo se rozptyluje.**

Rayleigh v rozptylu

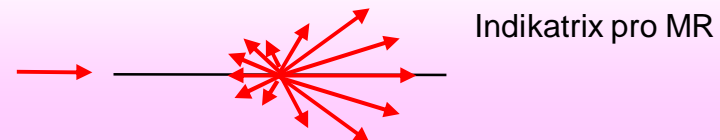
- ~ Rozptylující částice mají rozměry malé ve srovnání s vlnovou délkou $a/\lambda < 0.1$.
- ~ Rozptyl lze popsat pomocí vyzařování el. dipólu.
- ~ Intenzita rozptýleného světla je úměrná čtvrté mocnině rozměru částice a nepřímo úměrná čtvrté mocnině vlnové délky.
- ~ Vyzařovací charakteristika rozptylujícího elementu je osově symetrická (vyzařování vpřed i vzad je stejné).
- ~ Polarizační stav dopadající vlny zůstává při rozptylu nezměněný.
- ~ Rozptyl málo závisí na tvaru částice.



Klasifikace rozptylu

Mie v rozptylu

- ~ Rozptylující částice mají rozměry srovnatelné s vlnovou délkou $a/\lambda > 0.1$.
- ~ Rozptyl je nutné popsat pomocí vyzařování multipólů.
- ~ Rozptyl málo závisí na vlnové délce.
- ~ Vyzařovací charakteristika rozptylujícího elementu je osově nesymetrická (rozptyl dopředu roste na úkor rozptylu zpět).
- ~ Rozptýlené záření je depolarizované.
- ~ Rozptyl je výrazně ovlivněn tvarem částic.



Polarizace sv tla

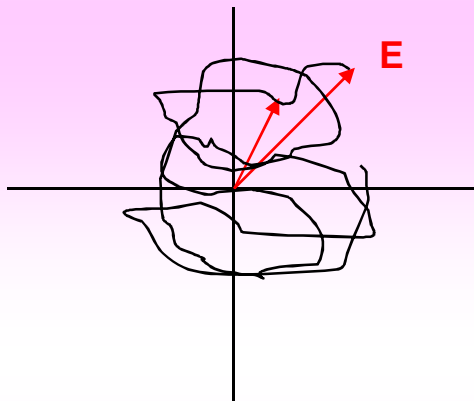
P ednázka 4

Polarizace sv tla souvisí s vektorovým charakterem EM vln ní, ur uje chování vektor EM pole v prostoru a áse.

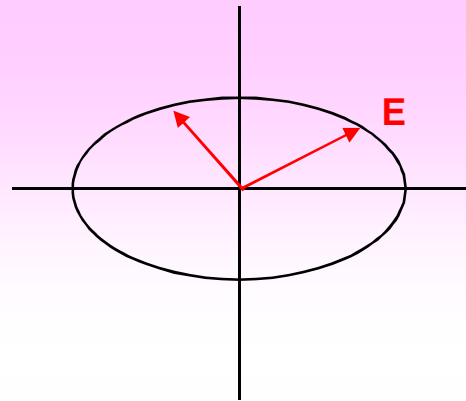
P edpoklady pro ur ení polarizace sv tla:

P i ur ování polariza ního stavu pracujeme s vektorem elektrické intenzity.

Polariza ní stav definujeme pro monochromatickou rovinnou vlnu (je to transverzální EM vlna).



Sv tlo nepolarizované . koncový bod vektoru **E** se pohybuje po neuspo ádané trajektorii.

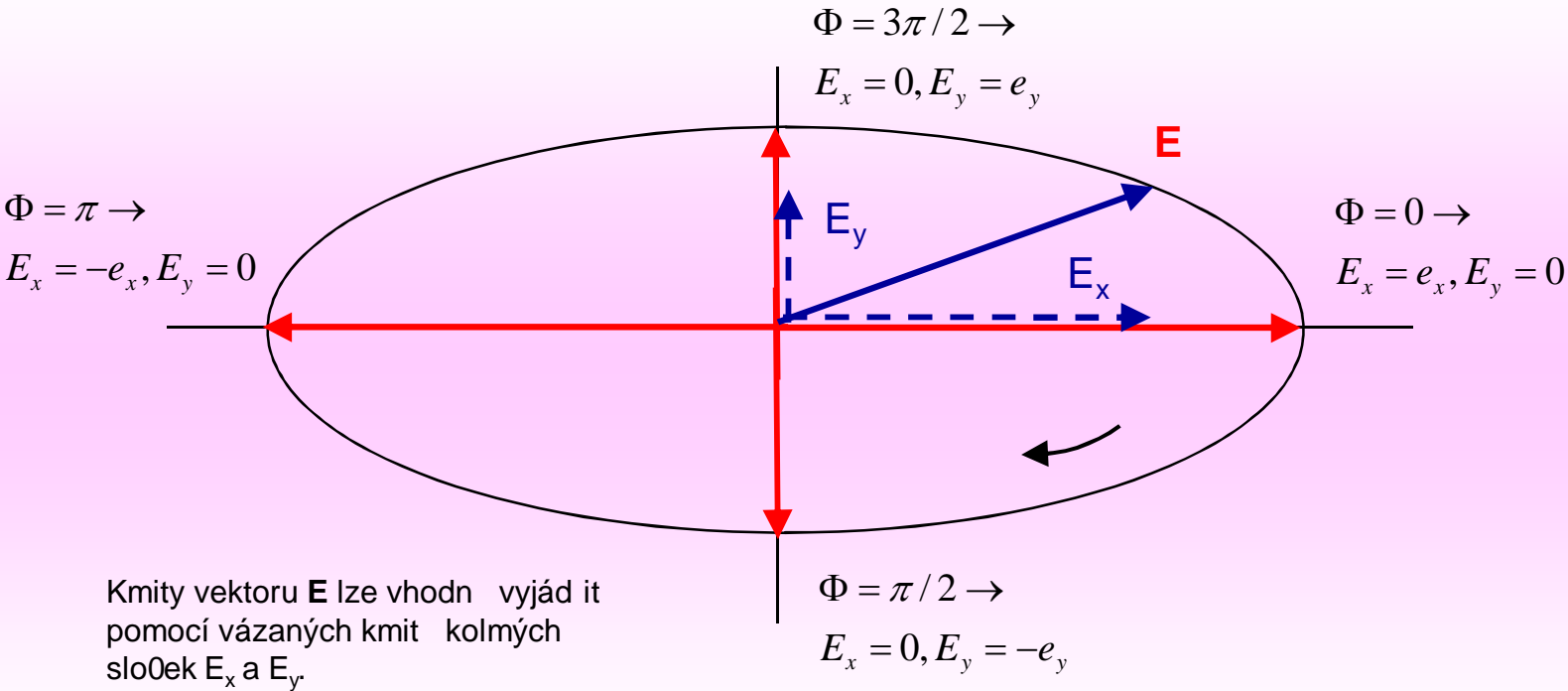


Sv tlo polarizované . koncový bod vektoru **E** se pohybuje po dobře definované trajektorii.

Ilustrace kmit polarizované vlny

$$\vec{E} \equiv (E_x, E_y, 0), \quad E_x = e_x \cos(\omega t - kz + \varphi_x), \quad E_y = e_y \cos(\omega t - kz + \varphi_y)$$

Ilustrovaný p íklad: $\Phi = \omega t - kz$; $e_x > e_y$; $\varphi_y - \varphi_x = \pi/2$, ($\varphi_x = 0$, $\varphi_y = \pi/2$)



Polariza ní elipsa

Složky vektoru elektrické intenzity:

$$E_x = e_x \cos(\Phi + \varphi_x), \quad E_y = e_y \cos(\Phi + \varphi_y),$$

$$\Phi = \omega t - kz, \quad \Delta\varphi = \varphi_y - \varphi_x$$

Polariza ní stav je jednozna n ur en amplitudami složek vektoru elektrické intenzity e_x a e_y a rozdílem fází $\Delta\varphi$.

Okamžitá fáze kmitu vektoru elektrické intenzity je ur ena parametrem Φ (parametr Φ ur uje okamžitou polohu koncového bodu vektoru \mathbf{E} na jeho trajektorii).

Vylou ením parametru Φ ze složek vektoru elektrické intenzity lze získat rovnici trajektorie po které se pohybuje koncový bod vektoru \mathbf{E} p i zm nách t a z .
V obecném p ípad se jedná o rovnici elipsy:

Polariza ní elipsa

$$\frac{E_x^2}{e_x^2} + \frac{E_y^2}{e_y^2} - \frac{2E_x E_y}{e_x e_y} \cos \Delta\varphi = \sin^2 \Delta\varphi$$

Lineární a kruhová polarizace

Lineární polarizace

$\Delta\varphi = 0$ nebo $\Delta\varphi = \pi$:

$$E_y = \pm \frac{e_y}{e_x} E_x$$

$\Delta\varphi=0$

$\Delta\varphi=\pi$

Kruhová polarizace

$e_x = e_y = e_0, \quad \Delta\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$:

$$E_x^2 + E_y^2 = e_0^2$$

Pravoto ivá polarizace

$\Delta\varphi=\pi/2$

Levoto ivá polarizace

$\Delta\varphi= - \pi/2$

Pohled proti sm ru z í ení vlny

Jones v vektor

Polariza ní stav lze reprezentovat pomocí formalismu, který zavedl R. C. Jones (1941).

Jones v vektor je jednotkový vektor, který zahrnuje amplitudy a fázový rozdíl kmitových složek a vektoru \mathbf{E} :

Jones v vektor (obecný tvar)

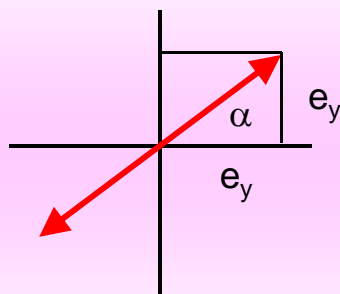
$$\vec{J} = \frac{e_x}{\sqrt{e_x^2 + e_y^2}} \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{e_y}{e_x} e^{i\Delta\varphi} \end{bmatrix}$$

Lineární polarizace

$$\Delta\varphi = m\pi, \quad m = 0, 1, \dots$$

$$\vec{J} = \begin{bmatrix} \cos \alpha \\ \pm \sin \alpha \end{bmatrix}$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{e_y}{e_x}$$



Kruhová polarizace

$$e_x = e_y, \quad \Delta\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$$

$$\vec{J} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ \pm i \end{bmatrix}$$

Ortogonalní polariza ní stavy

Baze ortogonálních polariza ních stav

$$\vec{J}_x = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \vec{J}_y = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad \vec{J}_P = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}, \quad \vec{J}_L = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}$$

$$\vec{J}_x^+ \cdot \vec{J}_y = 0, \quad \vec{J}_P^+ \cdot \vec{J}_L = 0$$

Libovolný polariza ní stav m ůe být vyjád ěn v bazi ortogonálních polariza ních stav .

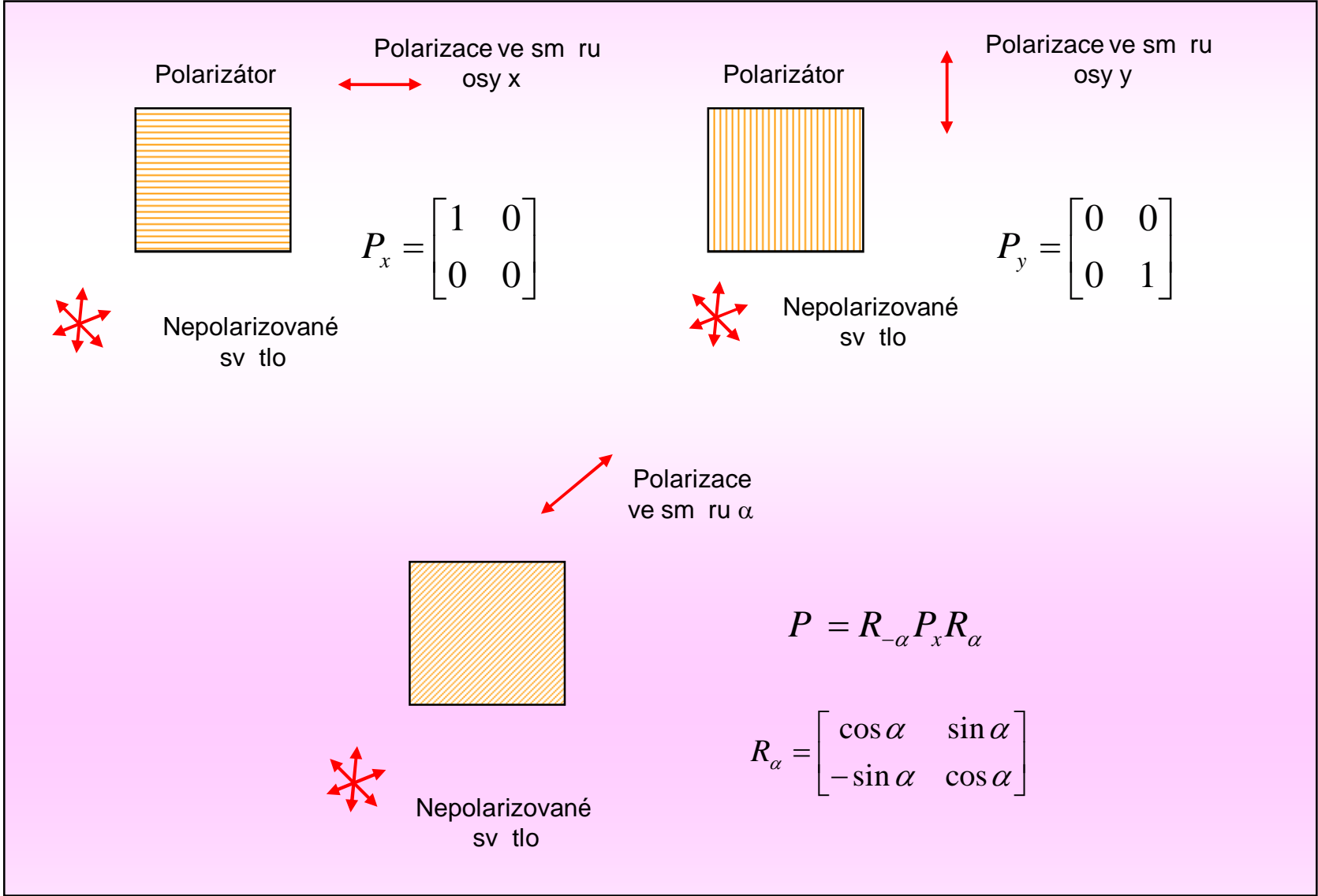
Vyjád ění kruhové polarizace pomocí lineární

$$\vec{J}_P = \frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{J}_x + i\vec{J}_y), \quad \vec{J}_L = \frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{J}_x - i\vec{J}_y)$$

Vyjád ění lineární polarizace pomocí kruhové

$$\vec{J}_\alpha = \begin{bmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{-i\alpha} \vec{J}_P + e^{i\alpha} \vec{J}_L)$$

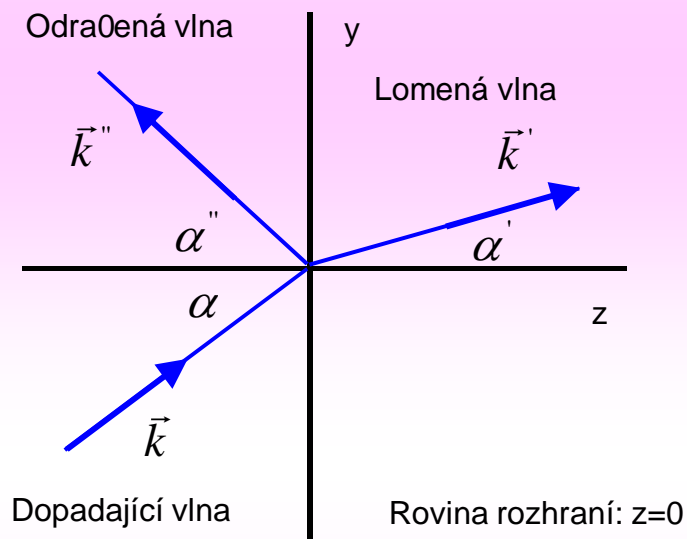
Ideální polarizátor



EM teorie odrazu a lomu

Na rozhraní dielektrických prostředí dochází k částečnému odrazu a lomu světla. Rozhraním dielektrických prostředí se rozumí oblast, na které dochází ke skokové změně parametrů prostředí (ϵ , n , μ). Změny vektoru elektrického pole \vec{E} při průchodu EM vlny rozhraním určují hraniční podmínky, které mohou být odvozeny z Maxwellových rovnic v integrálním tvaru.

Geometrie při průchodu EM vlny rozhraním



Komplexní amplitudy vln:

$$\tilde{E} = \vec{e} \exp(i\Phi), \quad \Phi = \omega t - \vec{k} \cdot \vec{r},$$

$$\tilde{E}' = \vec{e}' \exp(i\Phi'), \quad \Phi' = \omega t - \vec{k}' \cdot \vec{r},$$

$$\tilde{E}'' = \vec{e}'' \exp(i\Phi''), \quad \Phi'' = \omega t - \vec{k}'' \cdot \vec{r},$$

V daném bodě rozhraní existují vlny souasně. musí mít stejnou fázi:

$$\Phi = \Phi' = \Phi'' \rightarrow \text{Zákon lomu a odrazu:}$$

$$\frac{\sin \alpha}{v} = \frac{\sin \alpha'}{v'}, \quad \frac{\sin \alpha}{v} = \frac{\sin \alpha''}{v''}$$

Hraniční podmínky

Tangenciální složky vektor \mathbf{E} a \mathbf{H} a normálové složky vektor \mathbf{D} a \mathbf{B} jsou na rozhraní spojité.

$$E_x + E_x'' = E_x', \quad E_y + E_y'' = E_y', \quad D_z + D_z'' = D_z', \quad B_z + B_z'' = B_z',$$

$$H_x + H_x'' = H_x', \quad H_y + H_y'' = H_y',$$

Vektory elektrické intenzity dopadající, odražené a lomené vlny E , E_p a E_s je výhodné rozložit do složek, které leží v rovině dopadu ($x=0$) E_p , E_p' a E_p'' a na složky kolmé k rovině dopadu (rovina $y=0$) E_s , E_s' a E_s'' . Mluví se o s a p složkách. Označení má původ ve slovech *parallel* a *senkrecht*. Složka s je někdy označována jako TM složka (magneticky transverzální), složka p jako TE složka (elektricky transverzální).

$$E_x = E_s, \quad E_x' = E_s', \quad E_x'' = E_s''$$

$$E_y = E_p \cos \alpha, \quad E_y' = E_p' \cos \alpha', \quad E_y'' = -E_p'' \cos \alpha''$$

$$E_z = -E_p \sin \alpha, \quad E_z' = -E_p' \sin \alpha', \quad E_z'' = -E_p'' \sin \alpha''$$

Fresnelovy vztahy

P epsáním hrani ních podmínek pro sp%a ss%sl00ky lze získat vztahy mezi amplitudami a fázemi dopadající, odra0ené a lomené vlny - Fresnelovy vztahy.

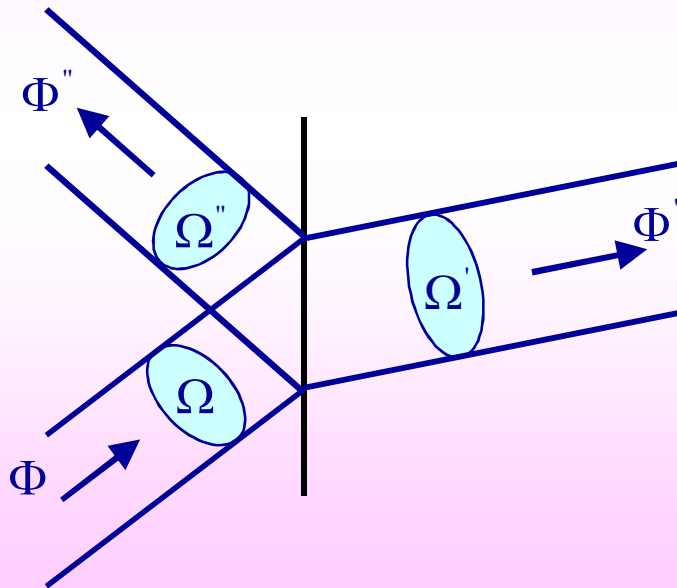
Amplitudové koeficienty odrazu

$$r_p \equiv \frac{\tilde{E}_p''}{\tilde{E}_p} = \frac{\operatorname{tg}(\alpha - \alpha')}{\operatorname{tg}(\alpha + \alpha')}, \quad r_s \equiv \frac{\tilde{E}_s''}{\tilde{E}_s} = -\frac{\sin(\alpha - \alpha')}{\sin(\alpha + \alpha')}$$

Amplitudové koeficienty transmise

$$t_p \equiv \frac{\tilde{E}_p'}{\tilde{E}_p} = 2 \frac{\sin \alpha' \cos \alpha}{\sin(\alpha + \alpha') \cos(\alpha - \alpha')}, \quad t_s \equiv \frac{\tilde{E}_s'}{\tilde{E}_s} = 2 \frac{\sin \alpha' \cos \alpha}{\sin(\alpha + \alpha')}$$

Energetické poměry při odrazu a lomu



$$\Omega'' = \Omega, \quad \Omega' = \frac{\cos \alpha'}{\cos \alpha} \Omega$$

Intenzita a zářivý tok dopadající vlny:

$$I = \langle \vec{S} \rangle = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} |\tilde{E}|^2, \quad \Phi = I\Omega$$

Odrazivost R a propustnost T:

$$R = \frac{\Phi''}{\Phi} = \frac{I''}{I}, \quad T = \frac{\Phi'}{\Phi} = \frac{I' \cos \alpha'}{I \cos \alpha}$$

Odrazivost a propustnost pro srovnání složek:

$$R_p = |r_p|^2, \quad R_s = |r_s|^2$$

$$T_p = \frac{n' \cos \alpha'}{n \cos \alpha} |t_p|^2, \quad T_s = \frac{n' \cos \alpha'}{n \cos \alpha} |t_s|^2$$

Speciální případy odrazu a lomu

Tém kolmý dopad:

 $\text{tg } \alpha \sim \sin \alpha \sim \alpha$

$$r_p = r_s = \frac{\alpha - \alpha'}{\alpha + \alpha'} = \frac{n' - n}{n' + n}, \quad t_p = t_s = \frac{2\alpha'}{\alpha + \alpha'} = \frac{2n}{n' + n}$$

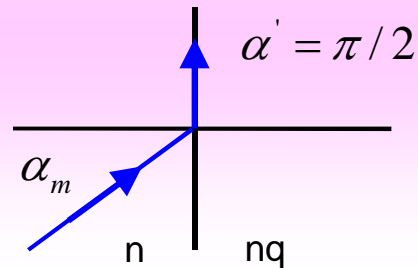
$$R_p = R_s = \left| \frac{n' - n}{n' + n} \right|^2, \quad T_p = T_s = \frac{4nn'}{(n' + n)^2}$$

$n' = 3/2; n=1: R_p=R_s=0.04$ Na rozhraní vzduch - sklo se v kolmém dopadu odrazí přibližně 4% energie dopadající vlny.

Úplný odraz:

Pro vlnu, která prochází z opticky hustšího prostředí n do prostředí opticky řídkého n' existuje limitní úhel α_m (mezní úhel) po jeho překročení vlna neproniká do druhého prostředí a veškerá její energie se odráží.

$$\sin \alpha_m = \frac{n'}{n}$$



Zm na fáze p i odrazu

P ednáčka 4

$$r_s \equiv \frac{\tilde{E}_s''}{\tilde{E}_s} = -\frac{\sin(\alpha - \alpha')}{\sin(\alpha + \alpha')}$$

Odraz na opticky idzím prost edí ($\alpha < \alpha'$):

$$\alpha, \alpha' \in \left\langle 0, \frac{\pi}{2} \right\rangle, \quad \alpha - \alpha' \in \left\langle -\frac{\pi}{2}, 0 \right\rangle \Rightarrow \frac{\sin(\alpha - \alpha')}{\sin(\alpha + \alpha')} < 0$$
$$\alpha + \alpha' \in \langle 0, \pi \rangle$$

$r_s > 0 \Rightarrow$ Vlna se odráží bez změny fáze

Odraz na opticky hustzím prost edí ($\alpha > \alpha'$):

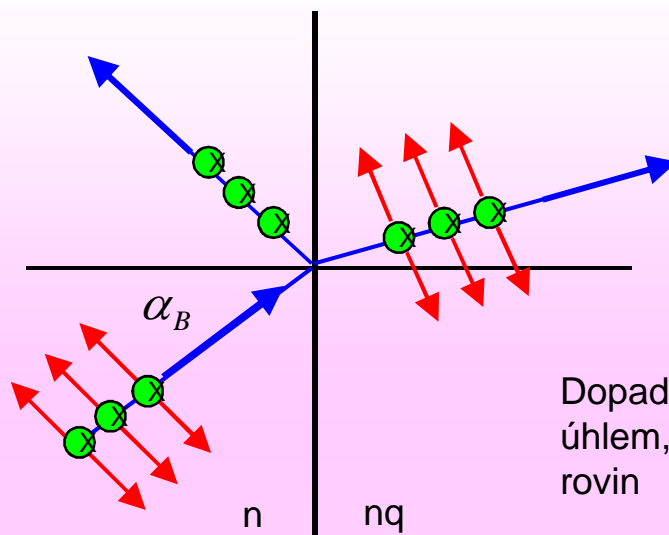
$$\alpha - \alpha' \in \left\langle 0, \frac{\pi}{2} \right\rangle \Rightarrow \frac{\sin(\alpha - \alpha')}{\sin(\alpha + \alpha')} > 0$$
$$\alpha + \alpha' \in \langle 0, \pi \rangle$$

$r_s < 0 \Rightarrow \tilde{E}_s'' \approx -\tilde{E}_s = e^{i\pi} \tilde{E}_s$ Vlna se odráží s fázovým posunem π

Odraz pod Brewsterovým úhlem

$$r_p = \frac{\operatorname{tg}(\alpha - \alpha')}{\operatorname{tg}(\alpha + \alpha')} \Rightarrow r_p \rightarrow 0 \quad \text{pro} \quad \alpha + \alpha' \rightarrow \pi/2$$

$$n \sin \alpha_B = n' \sin \alpha', \quad \alpha' = \frac{\pi}{2} - \alpha_B \rightarrow \operatorname{tg} \alpha_B = \frac{n'}{n}$$

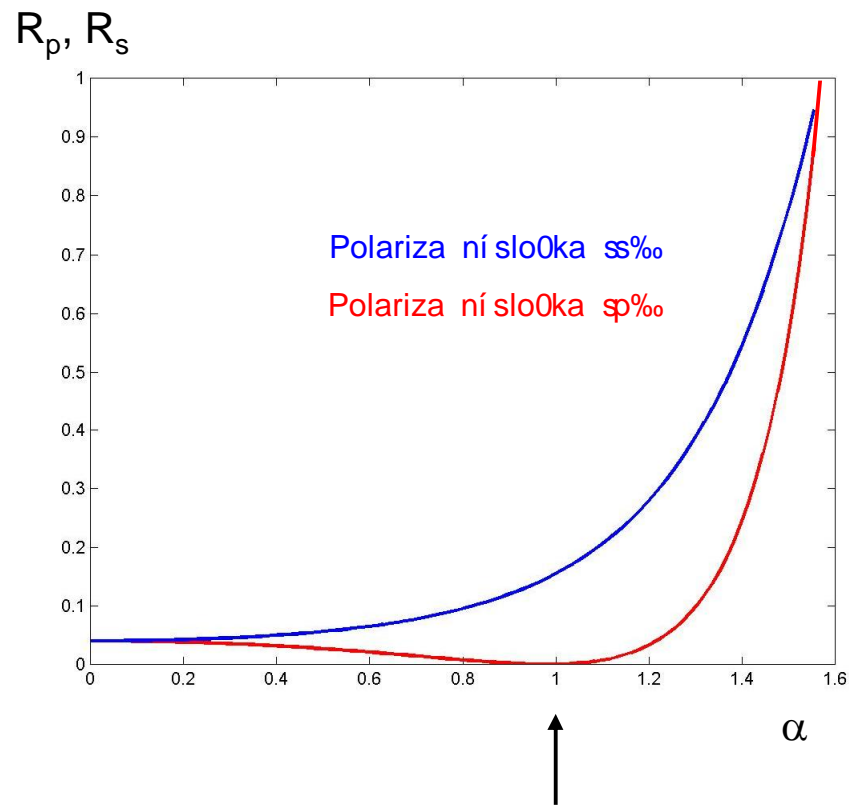


Dopadá-li vlna na rozhraní pod Brewsterovým úhlem, pak odražená vlna je polarizovaná v rovině kolmé k rovině dopadu.

Úhlová závislost odrazivosti rozhraní

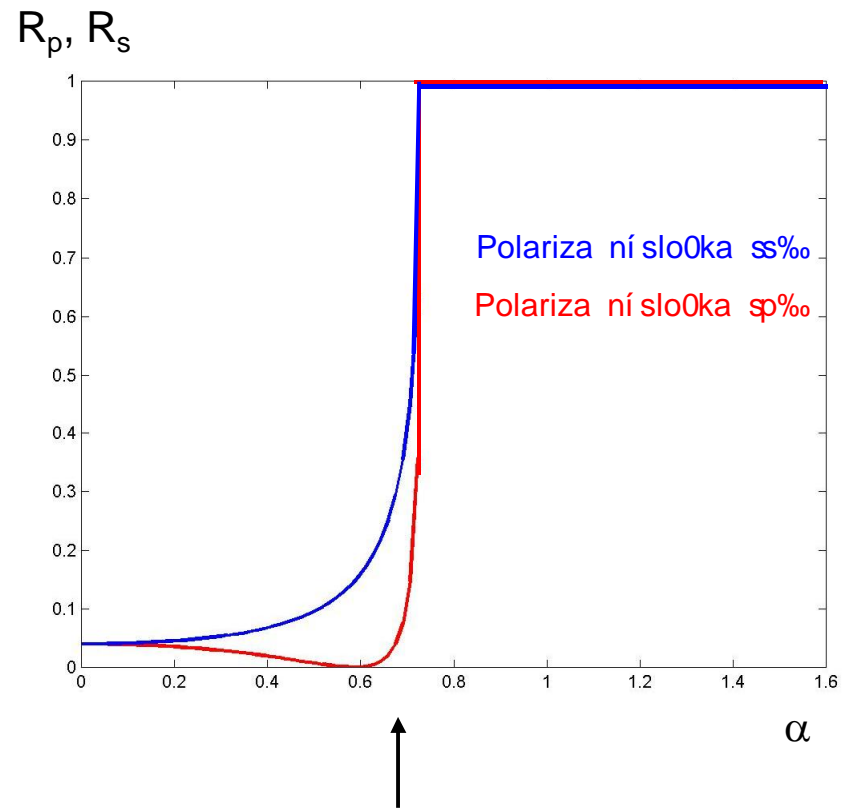
P ednáčka 4

Rozhraní vzduch - sklo



Brewster v úhel

Rozhraní sklo - vzduch



Mezný úhel

Rozhraní dielektrikum - kov

Index lomu dielektrika: n
 Index lomu kovu: $n' = n_0'(1 - i\kappa)$ (index lomu je komplexní)

Odrazivost v kolmém dopadu pro rozhraní sklo - kov

$$R_p = R_s = \left| \frac{n' - n}{n' + n} \right|^2 = \frac{(n_0' - n)^2 + n_0'^2 \kappa^2}{(n_0' + n)^2 + n_0'^2 \kappa^2}$$

Odrazivost kov je vyzzí ne0 u dielektrik. (provádí se pokovení odrazných ploch).

P íklady index lomu kov : $n_{Ag} = 0.15 - i \cdot 3.36,$
 $n_{Al} = 0.82 - i \cdot 5.99,$
 $n_{Au} = 0.331 - i \cdot 2.34.$

Ideální odraz: ryze imaginární index lomu $n' = in_0'\kappa$

$$R_p = R_s = \left| \frac{in_0'\kappa - n}{in_0'\kappa + n} \right|^2 = 1$$

Optika anizotropních prost edí

Anizotropní optické prost edí = prost edí jehož makroskopické optické vlastnosti jsou závislé na směru zření procházející světelné vlny.

Příčina anizotropie = nesouměrnost tvaru, orientace a prostorového rozmístění molekul uvnitř látky.

Rozdělení anizotropie

Přirozená anizotropie

Přirozená vlastnost materiálů s krystalickou strukturou (kromě krystalů s kubickou soustavou).

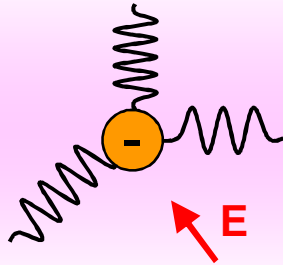
Umělá anizotropie

Vlastnost vyvolaná vnějšími vlivy:
 ~ mechanickým silovým působením,
 ~ teplotou,
 ~ elektrickým polem,
 ~ magnetickým polem.

Použití anizotropních prost edí

Realizace polarizačních hranolů (změna nepolarizovaného světla na polarizované).
 Fázové destičky . optické prvky pro transformaci polarizačního stavu.
 Systémy pro elektrooptickou modulaci světla.
 Realizace polarizačních interferenčních filtrů .
 Prvky pro experimenty nelineární optiky.

Popis anizotropních prost edí



Model vazby elektronu v krystalu:

Tuhost vazby je ve smích os x, y, z rozdílná - výchylka elektronu pod vlivem vnějšího pole závisí nejen na velikosti ale i na směru vektoru elektrické intenzity.

Na makroskopické úrovni je odezva látky na působící EM vlnění popsána vektorem polarizace dielektrika \mathbf{P} , který je lineární funkcí vektoru elektrické intenzity \mathbf{E} (konstantou úměrnosti je susceptibilita prost edí). Vektor elektrické indukce \mathbf{D} je pak rovněmý vektoru \mathbf{E} , konstantou úměrnosti je permitivita prost edí ϵ . V důsledku směrové závislosti je nutné pro anizotropní prost edí užívat jako materiálové charakteristiky odlišné fyzikální veličiny než tomu bylo v případě prost edí izotropních.

Izotropní prost edí

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E},$$

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E},$$

\vec{D}, \vec{E} - rovnoběžné vektory

ϵ, χ - skalární veličiny

Anizotropní prost edí

$$\vec{P} = \epsilon_0 \tilde{\chi} \vec{E},$$

$$\vec{D} = \tilde{\epsilon} \cdot \vec{E}, \quad (\text{symbol s. označuje úhenný tenzorový součin}).$$

\vec{D}, \vec{E} - různé vektory (každá složka vektoru \mathbf{D} je lineární kombinací složek vektoru \mathbf{E})

$\tilde{\epsilon}, \tilde{\chi}$ - tenzorové veličiny

$$\tilde{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & \epsilon_{13} \\ \epsilon_{21} & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{31} & \epsilon_{32} & \epsilon_{33} \end{bmatrix}$$

Permitivita, susceptibilita a index lomu jsou tenzory 2. řádu.

Tenzory jsou v bezztrátovém prost edí symetrické - mají 6 nezávislých složek.

System hlavních os

Prvky tenzoru permitivity závisí na výb ru soustavy sou adnic vzhledem ke struktu e krystalu. Pro ka0dý anizotropní materiál m 0e být nalezen takový sou adný systém, ve kterém jsou nedigonální prvky nulové. Ve sm rech os takové soustavy sou adnic jsou **E** a **D** rovnob 0né (jestli0e vektor **E** je orientován podél osy x, musí do tohoto sm ru mít i **D**). Sou adnému systému, ve kterém je tenzor permitivity diagonalizovaný se íká **system hlavních os**, digonálními prvky m potom **hlavní permitivity**.

Tenzor permitivity v systému hlavních os

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{bmatrix}$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_{11}, \quad \varepsilon_2 = \varepsilon_{22}, \quad \varepsilon_3 = \varepsilon_{33}$$

ε_i hlavní permitivity

$$n_1 = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}}, \quad n_2 = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_0}}, \quad n_3 = \sqrt{\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_0}}$$

n_i hlavní indexy lomu

Zápis složek vektoru **D**:

Obecný sou adný systém

$$D_i = \sum_j \varepsilon_{ij} E_j, \quad j = 1, 2, 3.$$

System hlavních os

$$D_i = \varepsilon_i E_i, \quad i = 1, 2, 3.$$

Rozd lení anizotropních prost edí (krystal)

Dvouosý krystal

$$\tilde{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{bmatrix},$$

$$\epsilon_1 \neq \epsilon_2 \neq \epsilon_3$$

Sádrovec
Slída
Topaz

Jednoosý krystal

$$\tilde{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_o & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_o & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_e \end{bmatrix},$$

$$\epsilon_1 = \epsilon_2 \equiv \epsilon_o, \quad \epsilon_3 \equiv \epsilon_e$$

ϵ_o ð . ádná permitivita

ϵ_e ð . mimo ádná permitivita

Kladný
jednoosý krystal

$$\epsilon_e > \epsilon_o$$

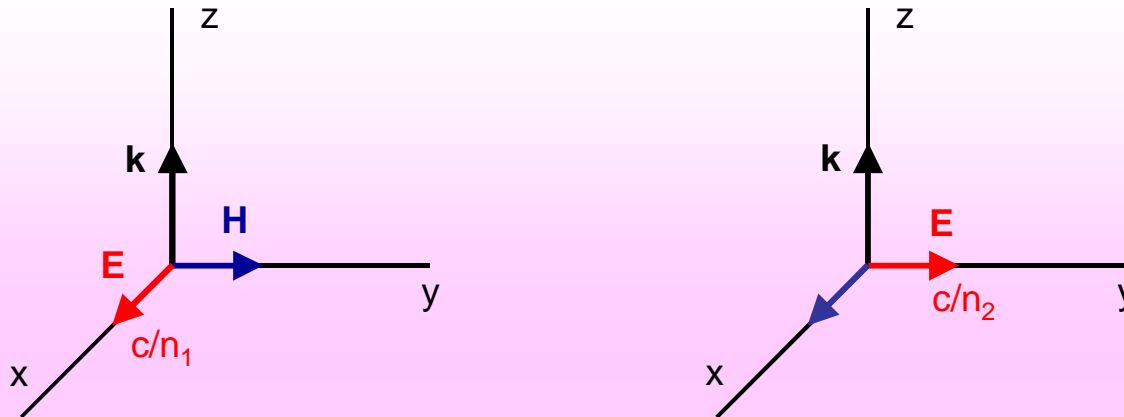
K emen (SiO_2)

Záporný
jednoosý krystal

$$\epsilon_e < \epsilon_o$$

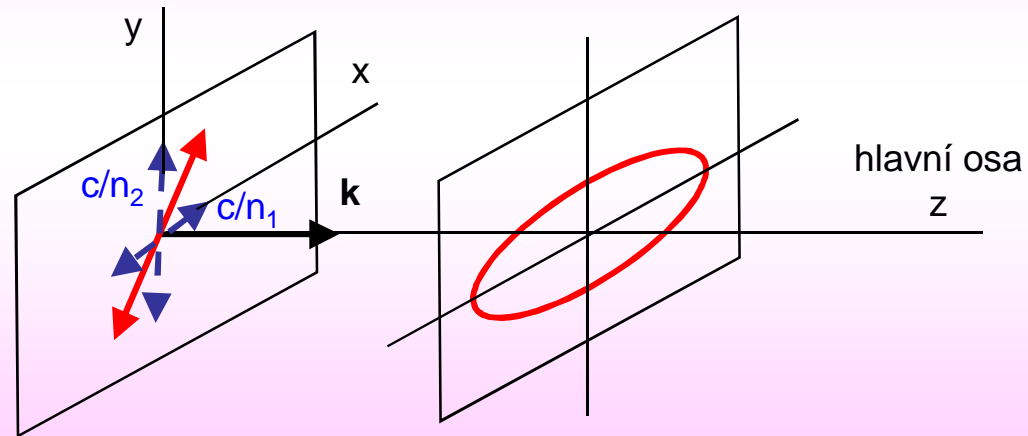
Vápenec (CaCO_3)
Safír (Al_2O_3)
KDP (KH_2PO_4)

Normální mody



Rovinná EM vlna postupující podél jedné z hlavních os anizotropního prostředí (osa z) a lineárně polarizovaná podél osy x , se šíří fázovou rychlostí c/n_1 . Vlna, která je polarizovaná podél osy y se šíří jinou fázovou rychlostí c/n_2 . Polarizační stavy těchto vln se píšou s a p . Představují normální mody anizotropního prostředí.

úí ení libovoln polarizované EM vlny podél hlavní osy



Rovinná EM vlna postupující podél jedné z hlavních os anizotropního prostředí (osa z) s obecnou polarizací může být rozložena do normálních módů lineárně polarizovaných podél os x a y . Protože se tyto módy šíří rozdílnými fázovými rychlostmi c/n_1 a c/n_2 , získávají po průchodu na vzdálenost z určitá fázová posunutí φ_x a φ_y . Jejich fázové zpoždění je tedy $\varphi_y - \varphi_x = \omega(n_2 - n_1)z/c$. Po setření obou složek vzniká v obecném případě elipticky polarizovaná vlna.

Elipsoid indexu lomu

Objemová hustota elektrického pole:

$$w_e = \frac{1}{2} \vec{E} \cdot \vec{D} = \frac{1}{2} \left(\frac{D_x^2}{\varepsilon_1} + \frac{D_y^2}{\varepsilon_2} + \frac{D_z^2}{\varepsilon_3} \right), \quad D_i = \varepsilon_i E_i \quad (\text{systém hlavních os})$$

$$n_i^2 = \frac{c^2}{v_i^2} = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_0} \quad (\text{nemagnetické prostředí})$$

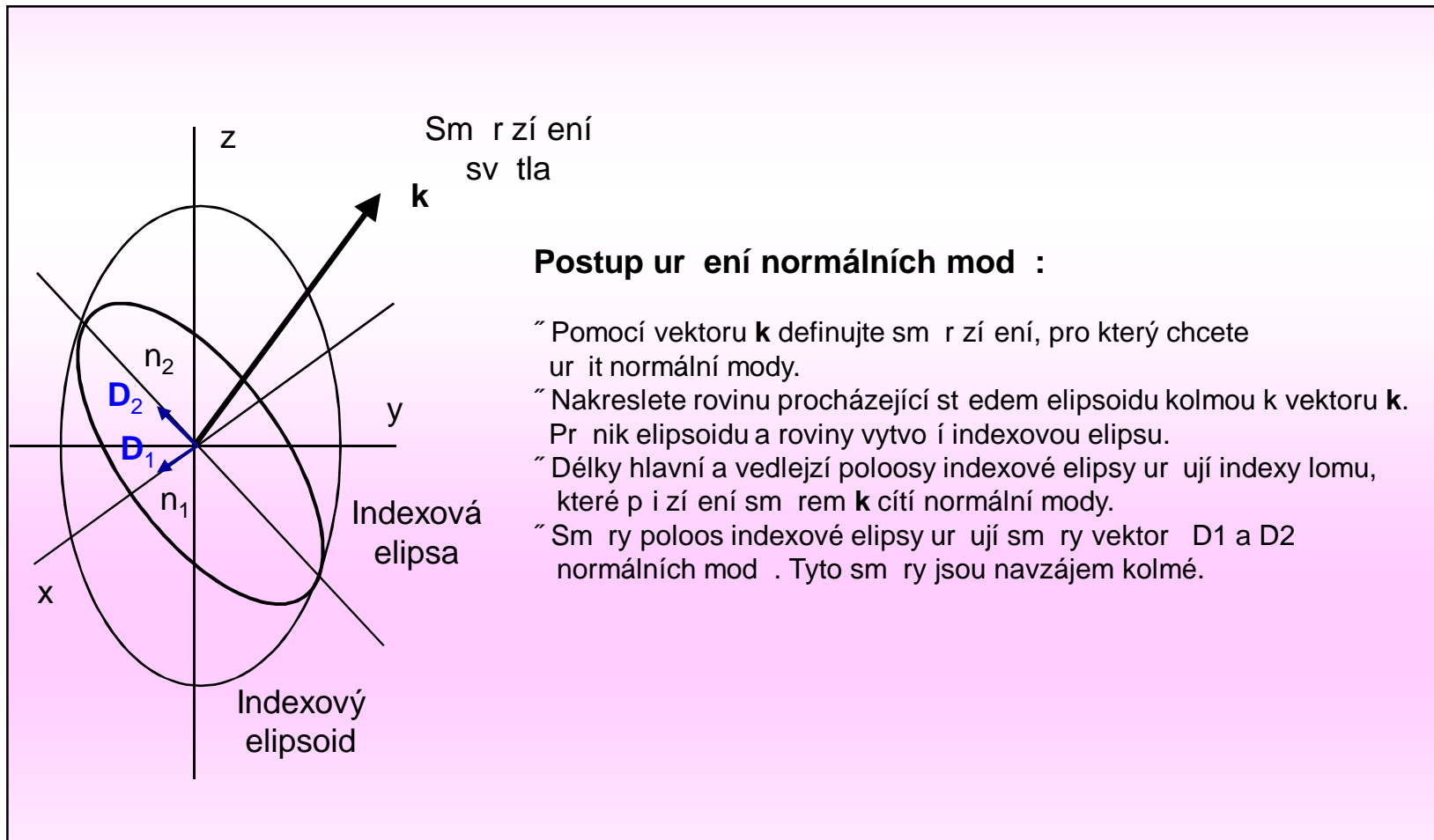
Elipsoid indexu lomu:

$$\frac{X^2}{n_1^2} + \frac{Y^2}{n_2^2} + \frac{Z^2}{n_3^2} = 1$$

Elipsoid indexu lomu může být použit pro určení dvou fázových rychlostí (index lomu) a směr polarizace dvou nezávislých rovinných vln (normálních modů), které se mohou šířit podél daného směru anizotropním prostředím.

$$X^2 = \frac{D_x^2}{2w_e \varepsilon_0}, \quad Y^2 = \frac{D_y^2}{2w_e \varepsilon_0}, \quad Z^2 = \frac{D_z^2}{2w_e \varepsilon_0}$$

Použití elipsoidu indexu lomu



úí ení EM vlny v jednoosém krystalu

Optická z osa

Sm r zí ení sv tla

k

n_e

$n_e(\theta)$

θ

y

Indexová elipsa

n_o

x

$$\frac{X^2}{n_o^2} + \frac{Y^2}{n_o^2} + \frac{Z^2}{n_e^2} = 1$$

Indexy lomu normálních mod pro sm r zí ení sv tla ur ený úhlem θ : $n_o, n_e(\theta)$

Speciální p ípady:
 $\theta=0$ (zí ení podél optické osy): $n_o, n_e(0)=n_o$
 $\theta=\pi/2$ (zí ení kolmo k optické ose): $n_o, n_e(\pi/2)=n_e$

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2(\theta)}{n_o^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{n_e^2}$$

Plocha vlnových normál

Dosazení monochromatické EM vlny do Maxwellových rovnic (uvažováno anizotropní prostředí v hlavních osách):

$$\vec{\tilde{E}} = \vec{e} \exp[i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})], \quad \vec{\tilde{H}} = \vec{h} \exp[i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})]$$

$$\begin{aligned} \vec{k} \times \vec{e} &= \omega \mu \vec{h} \\ \vec{k} \times \vec{h} &= -\omega \vec{\epsilon} \cdot \vec{e} \end{aligned} \quad \Rightarrow \quad \vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{e}) + \omega^2 \mu \vec{\epsilon} \cdot \vec{e} = 0$$

Podmínkou pro netriviální řešení soustavy je nulový determinant. Tato podmínka umožňuje najít vztah mezi ω a k a popisuje třírozměrnou plochu v k -prostoru = normálová plocha:

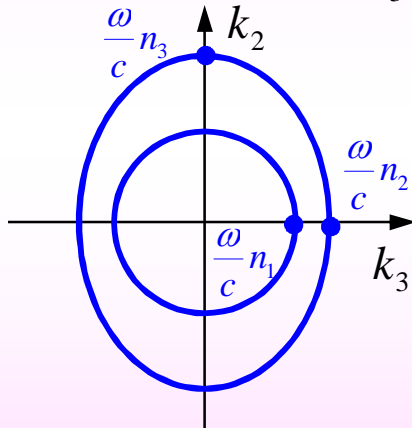
$$\begin{vmatrix} \omega^2 \mu \epsilon_1 - k_2^2 - k_3^2 & k_1 k_2 & k_1 k_3 \\ k_1 k_2 & \omega^2 \mu \epsilon_2 - k_1^2 - k_3^2 & k_2 k_3 \\ k_1 k_3 & k_2 k_3 & \omega^2 \mu \epsilon_3 - k_1^2 - k_2^2 \end{vmatrix} = 0$$

Znázornění plochy vlnových normál

Plochu vlnových normál je možné znázornit pomocí vzájemně kolmých rovin $k_1=0$, $k_2=0$ a $k_3=0$ pro předpoklad $n_1 < n_2 < n_3$.

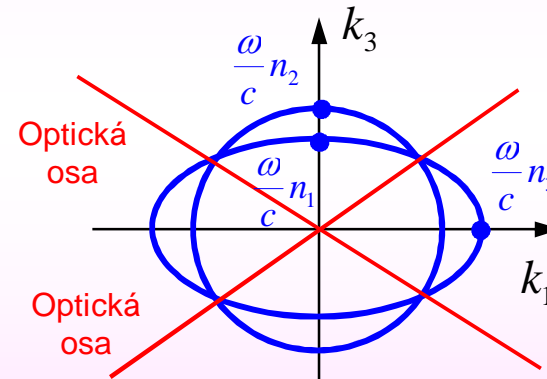
ez rovinou $k_1=0$:

$$k_2^2 + k_3^2 = \omega^2 \mu \epsilon_1, \quad \frac{k_2^2}{\omega^2 \mu \epsilon_3} + \frac{k_3^2}{\omega^2 \mu \epsilon_2} = 1$$



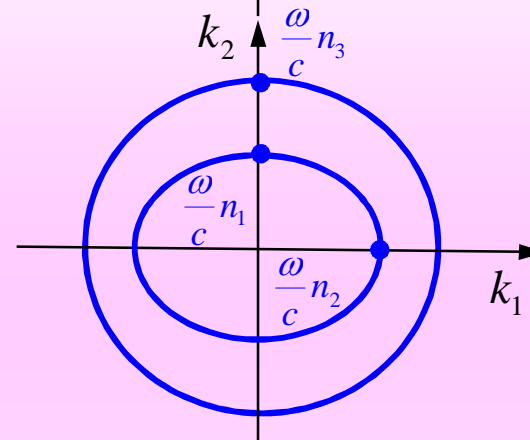
ez rovinou $k_2=0$:

$$k_1^2 + k_3^2 = \omega^2 \mu \epsilon_2, \quad \frac{k_1^2}{\omega^2 \mu \epsilon_3} + \frac{k_3^2}{\omega^2 \mu \epsilon_1} = 1$$



ez rovinou $k_3=0$:

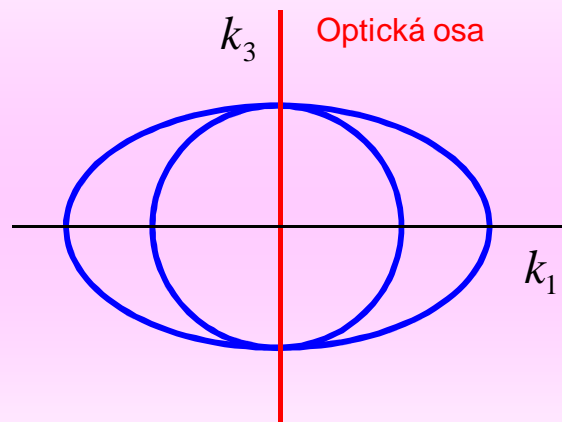
$$k_1^2 + k_2^2 = \omega^2 \mu \epsilon_3, \quad \frac{k_1^2}{\omega^2 \mu \epsilon_2} + \frac{k_2^2}{\omega^2 \mu \epsilon_1} = 1$$



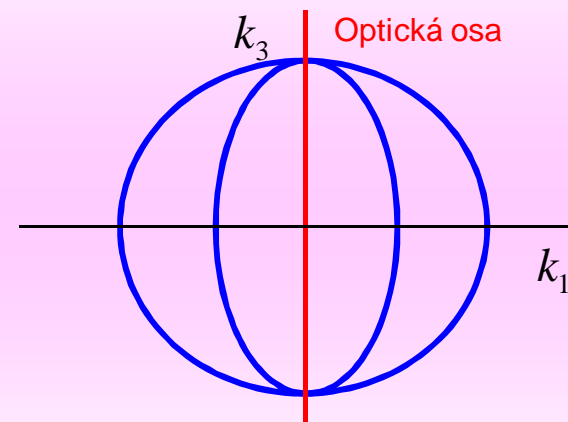
Plocha vlnových normál pro jednoosý krystal

$$n_1=n_2=n_o, \quad n_3=n_e$$

Jednoosý kladný
krystal



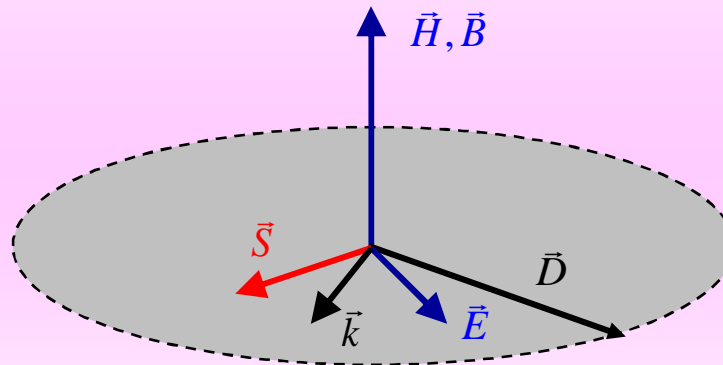
Jednoosý záporný
krystal



Uspo řádání vektor EM pole v anizotropním prost edí

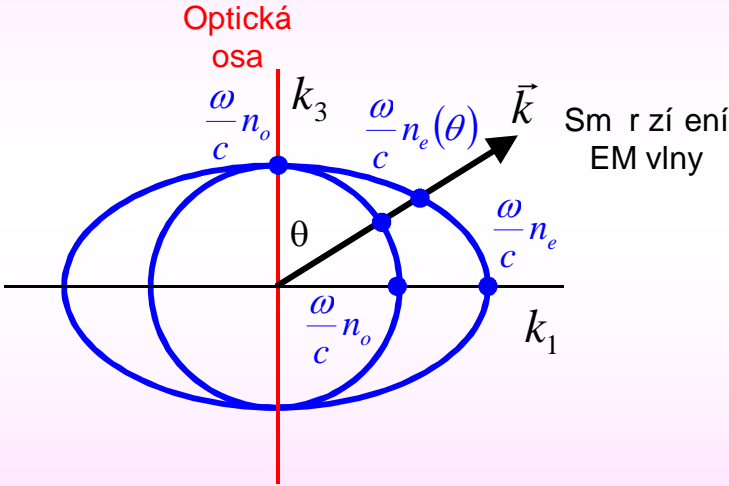
Z Maxwellových rovnic se dá získat následující představa o uspo řádání vektor EM vlny:

- “ Vektory \mathbf{H} a \mathbf{B} jsou rovnoběžné.
- “ Vektory \mathbf{E} , \mathbf{D} , \mathbf{S} a \mathbf{k} leží v rovině kolmé k vektorům \mathbf{H} a \mathbf{B} .
- “ Vektor \mathbf{H} je kolmý na \mathbf{k} a \mathbf{E} .
- “ Vektor \mathbf{D} je kolmý na \mathbf{k} a \mathbf{H} .
- “ Tok energie \mathbf{S} je kolmý na \mathbf{E} a \mathbf{H} .
- “ Tok energie je odkloněn od vlnového vektoru (energie neteče ve směru kolmém k vlnoploze).

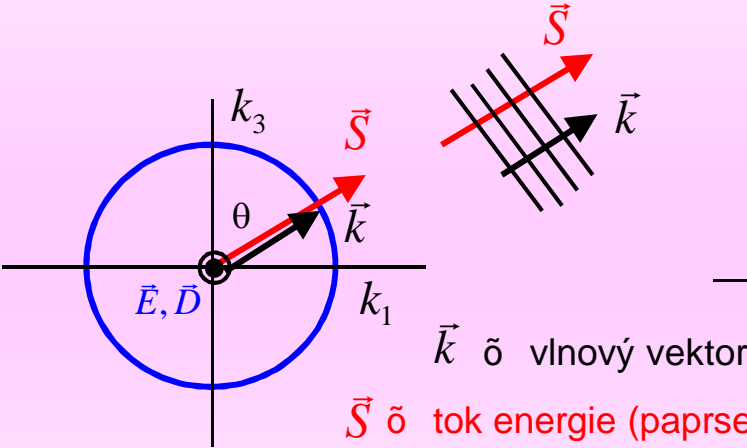


Vlnoplochy a tok energie v anizotropním prost edí

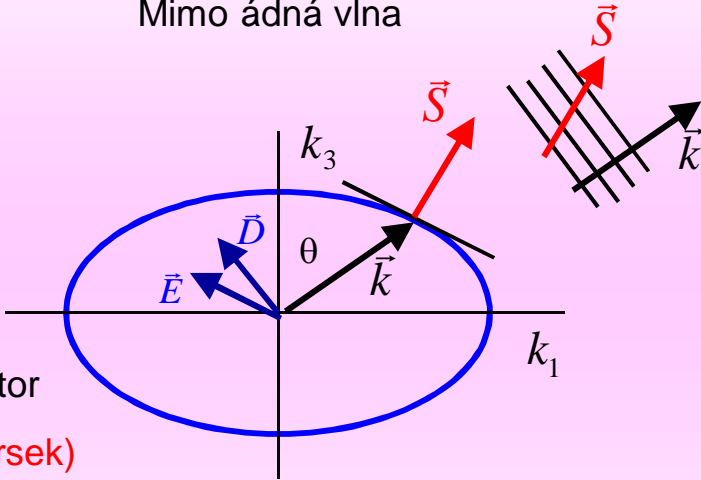
Jednoosý kladný krystal



ádná vlna

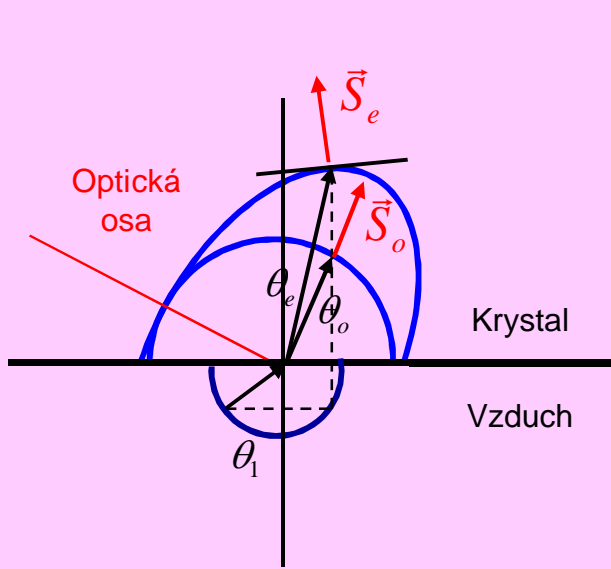


Mimo ádná vlna



\vec{k} o vlnový vektor
 \vec{S} o tok energie (paprsek)

Dvojlom

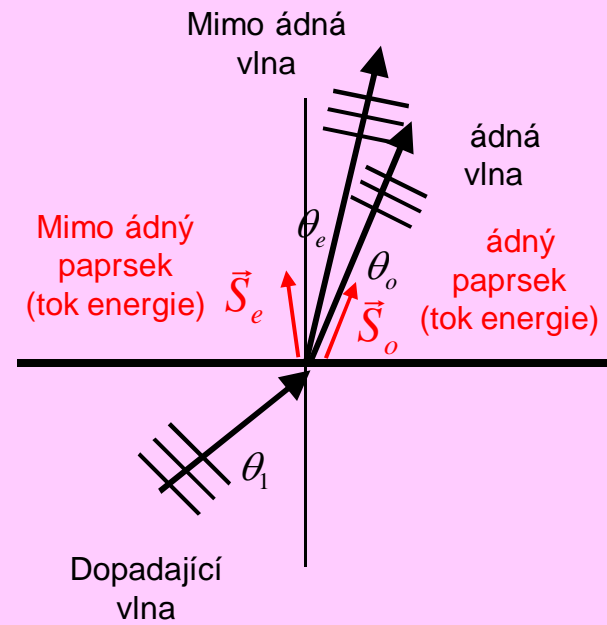


ádná vlna

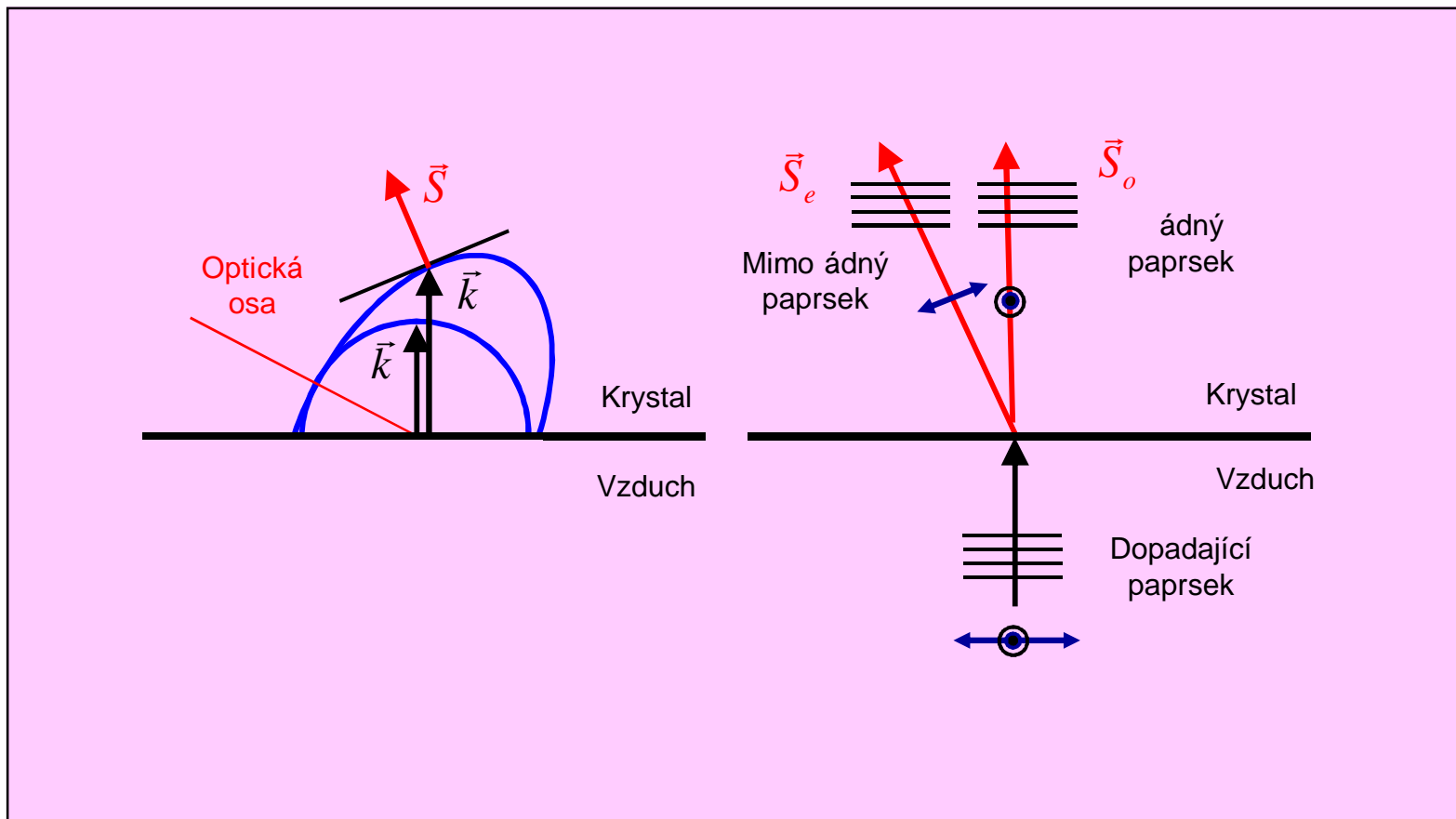
$$\sin \theta_1 = n_o \sin \theta_o$$

Mimo ádná vlna

$$\sin \theta_1 = n_e(\theta) \sin \theta_e$$



Dvojlom p i kolmém dopadu



Realizace polarizátor

Polarizátor = zařízení, které propouští světlo elektrické intenzity kmitající ve směru propustnosti polarizátoru a blokuje světlo kolmo.

Realizace polarizace světla

Polarizace selektivní absorpcí (dichroismus)

Absorpce dichroických látek závisí na směru elektrického pole (jedna světlo je propuštěna na druhou silně absorbována). Polarizační fólie. Polaroid H.

Polarizace selektivním odrazem

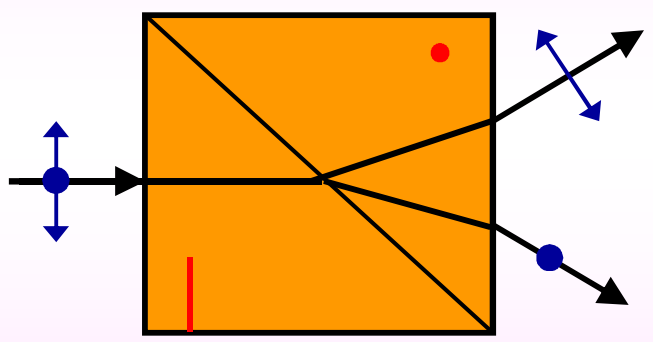
Odraz světla závisí na jeho polarizaci. Při dopadu pod Brewsterovým úhlem se odráží jen světlo (světlo kolmé k rovině dopadu).

Polarizace dvojlomem

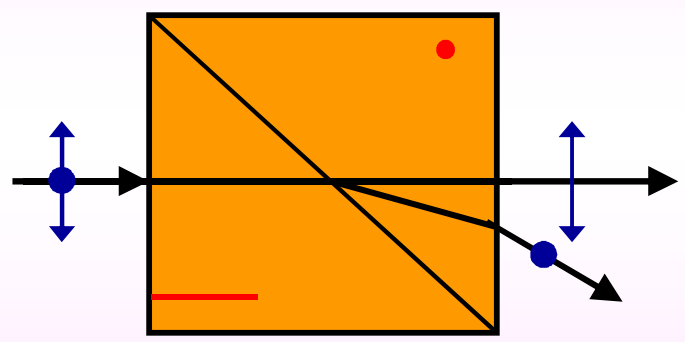
Při lomu na povrchu anizotropního prostředí dochází k dvojlomu. Polarizační světla se směrově oddělují.

Dvojlomné polariza ní hranoly

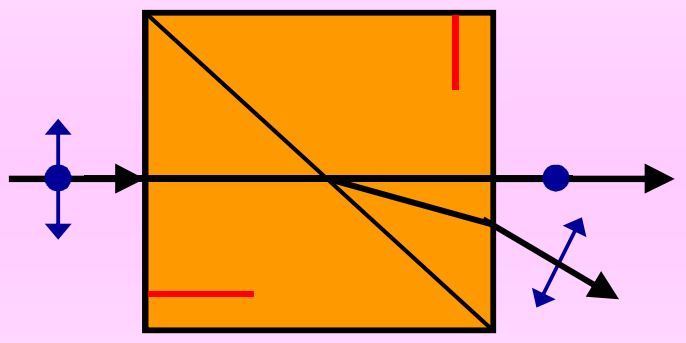
Wolaston v hranol



Rochon v hranol



Sénarmont v hranol



Interference sv tla

Interference sv tla = souhrn jev souvisejících se skládáním sv tla.

- ~ K interferenci m ůe dojít p í skládání dvou nebo více vln od diskrétních (nespojité rozložených) zdroj .
- ~ Interference je výsledkem principu superpozice, který vychází z linearity Maxwellových rovnic.
- ~ Interference je projevem vlnové podstaty sv tla.
- ~ Interference je pozorovatelná jen tehdy, kdyů jsou skládané vlny koherentní (vzájemn korelované).

Složení dvou sv telných vln

Okamůitá výchylka vektoru elektrické intenzity (vektorové komplexní amplitudy) v ur eném bodu prostoru je rovna sou tu okamůitých výchylek vektor elektrické intenzity skládaných vln. Tento princip složení ale neplatí pro intenzity!

Skládané vlny 1 a 2:

Elektrická intenzita:

$$\vec{E}_j(\vec{r}, t), \quad j = 1, 2$$

Vektorová komplexní amplituda:

$$\vec{E}_j(\vec{r}, t), \quad j = 1, 2$$

Optická intenzita:

$$I_j(\vec{r}) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |\vec{E}_j|^2, \quad j = 1, 2$$

Výsledné pole:

Elektrická intenzita:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_1(\vec{r}, t) + \vec{E}_2(\vec{r}, t)$$

Vektorová komplexní amplituda:

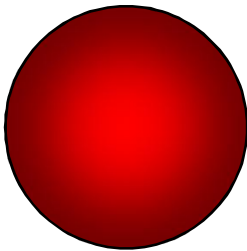
$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_1(\vec{r}, t) + \vec{E}_2(\vec{r}, t)$$

Optická intenzita:

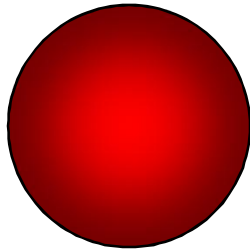
$$I(\vec{r}) \neq I_1(\vec{r}) + I_2(\vec{r})$$

Projevy interference sv tla

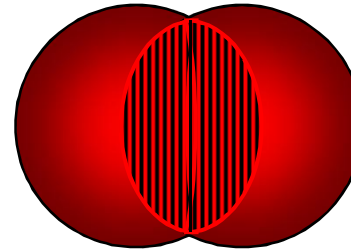
Svazek 1



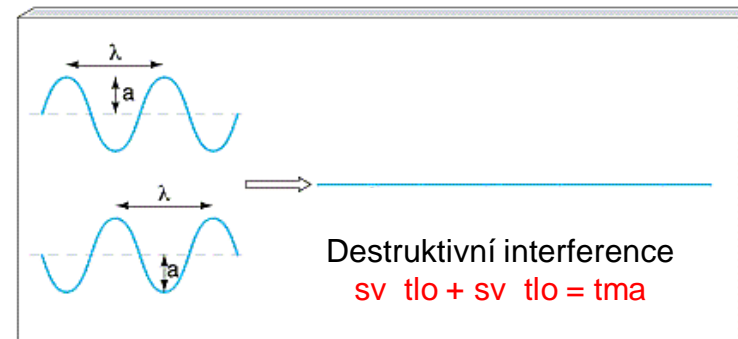
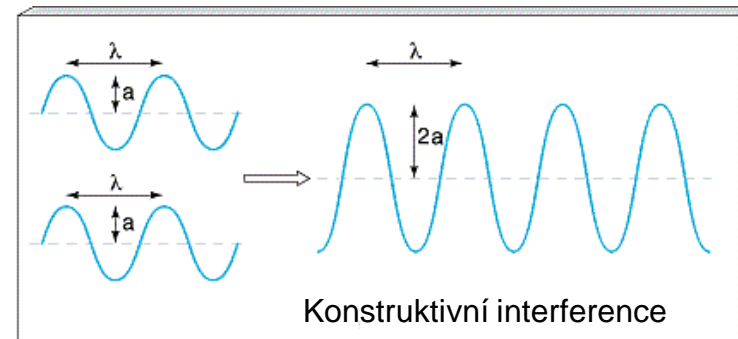
Svazek 2



Svazek 1+ svazek 2



V d sledku interference sv tla vznikají v oblasti p ekrytí svazk sv tlé a tmavé prou0ky. V místech sv tlých prou0k se svazky vzájemn zesilují (nastává **konstruktivní interference**), v místech tmavých prou0k se svazky vzájemn zestabují (nastává **destruktivní interference**). O tom zda nastane konstruktivní nebo destruktivní interference rozhoduje fázový rozdíl kmit elektrického pole skládaných vln v daném míst a ase.



Interference a koherence sv tla

Podmínka pro pozorování (záznam) interferenčních jevů

Interferenční jevy, které se projevují zesilováním nebo zeslabováním sv tla, jsou pozorovatelné jen tehdy, jsou-li vzájemné fázové rozdíly mezi skládanými vlnami stálé v čase (případně jejich změna nastává v čase delším než je doba detekce nebo pozorování interferenčního pole). Vlny, které splňují podmínku stálého fázového rozdílu jsou fázově koordinované a říkáme jim **koherentní vlny**.

Podmínky interference monochromatických světelných vln

Skládané monochromatické vlny musí být izochronní . musí mít stejnou frekvenci.

“ V každém bodě interferenčního pole mají každé dvě skládané vlny stálý rozdíl fází (resp. fázový rozdíl se nemění během doby pozorování).

“ Jsou-li skládané vlny lineárně polarizované, musí jejich kmitosměry ležet ve stejné rovině a musí pocházet od stejného lineárně polarizovaného světla nebo ze stejné kmitové složky nepolarizovaného světla.

“ Lineárně polarizované vlny, jejichž kmitosměry leží v navzájem kolmých rovinách neinterferují !

“ Lineárně polarizované vlny, které pocházejí ze dvou navzájem kolmých kmitových složek nepolarizovaného světla neinterferují ani tehdy, když jakýmkoliv způsobem ztotoňíme jejich kmitosměry.

“ Projevy interference jsou tím výraznější, čím jsou amplitudy skládaných vln hodnotově blízké.

Interference a koherence jsou dva aspekty téhož jevu:

pozorovatelná interference prokazuje koherenci skládaných vln a naopak koherence vln se projevuje interferencí.

asová koherence sv tla

Monochromatická vlna je idealizovaná . musela by být nekone ná v ase. U skute ných zdroj sv tla není vyza ování nep etr0ité . sv tlo je vysíláno ve form sv telných rozruch kone né doby trvání Δt . Sv telný rozruch kone né doby trvání nem 0e obsahovat pouze jedinou monofrekven ní komponentu o kruhové frekvenci ω ale celé spektrum frekven níh komponent, které le0í v intervalu $\Delta\omega$.

P itom platí relace neur itosti:

$$\Delta t \cdot \Delta\omega \geq 2\pi$$

Platí tedy, 0e ím je rozruch (vlnový balík) kratzí, tím je jeho spektrum zírzí. Délka nep etr0itého vyza ování zdroje Δt souvisí s koheren ními vlastnostmi sv tla a nazývá se **koheren ní as**. ast ji u0ívaným parametrem, který ur uje asovou koherenci sv tla je koheren ní délka ΔL , která je definována jako sou in koheren ního asu a fázové rychlosti zíní sv tla, $\Delta L = c\Delta t$.

ím je koheren ní as (koheren ní délka) v tzí, tím je zá ení smonochromati t zízí%a zdroj je z hlediska asové koherence kvalitn jzí.

asová podmínka koherence

Dv sv telná pole, která pocházejí z tého0 zdroje a procházejí r znými optickými drahami budou interferovat pouze tehdy, je . li asové zpo0d ní (rozdíl optických drah), které mezi nimi vznikne, menzí ne0 koheren ní as (koheren ní délka) zdroje.

Vyjád ení koheren ní délky:

$$\Delta L = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$$

$\nu, (\lambda)$ 0 st ední frekvence (vlnová délka)

$\Delta\nu, (\Delta\lambda)$ 0 vyjád ení zík spektra

Koheren ní délka zdroj :

Bílé (slune ní sv tlo) 0 .. p ibli0n mikrometr

Laserová dioda 0 .. typicky centimetry

He-Ne laser 0 0 . typicky metry

Prostorová koherence sv tla

Prostorová koherence sv tla souvisí se vztahem (korelací) dvou vln ve dvou r zných bodech prostoru ve stejném asovém okam0iku. Mírou prostorové koherence je **koheren ní ýí ka** Δx . Je to nejv tší p í ný rozm r zdroje v jeho0 oblasti je vysílané zá ení jez t koordinované (koherentní). Parametr Δx^2 se nazývá **koheren ní plocha**. ím je Δx v tší, tím jsou koheren ní vlastnosti zdroje lepší. Pro interferen ní pokusy je d le0itá jak prostorová, tak í asová koherence. Charakterizuje se parametrem, kterému se íká koheren ní objem $\Delta V = \Delta L \Delta x^2$.

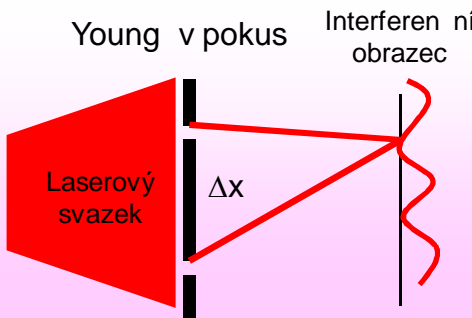
Klasifikace koherence

Koherence prostorová

Zkoumá se korelace sv tla ve dvou r zných bodech prostoru

Parametr prostorové koherence:
 Koheren ní z í ka = nejv tší vzdálenost Δx p í které sv tlo jez t interferuje.

Young v pokus Interferen ní obrazec



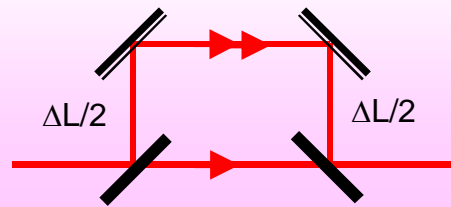
Koherence asová

Zkoumá se korelace vln s asovým zpo0d ním

Parametr asové koherence:
 Koheren ní as (koheren ní délka) = nejv tší asové zpo0d ní Δt (nejv tší rozdíl optických drah ΔL) p í kterém sv tlo jez t interferuje.

Koheren ní délka: $\Delta L = \lambda^2 / \Delta \lambda$

Mach v . Zehnder v interferometr



Podmínky studia koherence sv tla

Sv telný zdroj je reprezentován sledem rozruch , které tvo í náhodné (stochastické) sv telné pole. Vyza ování je nutné chápat jako statistický problém.

P edpoklady p í kterých studujeme sv telné pole:

" pole je **ergodické**,

" pole je **stacionární**.

Ergodicita:

Soubové st edování se dá nahradit asovým st edováním . st ední hodnota dané charakteristiky získaná velkým po tem opakování procesu m 0e být nahrazena st ední hodnotou získanou dostate n dlouhým pozorováním jediné realizace procesu.

Stacionarita:

Statistické charakteristiky procesu nejsou závislé na volb asového po átku.

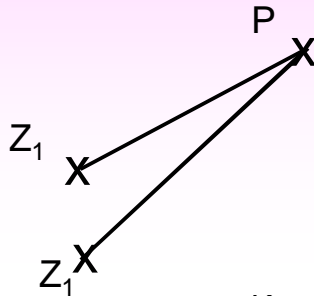
Kvantitativní vyjád ení vztahu mezi náhodnými sv telnými rozruchy se provádí v rámci teorie koherence druhého ádu.

P edpoklady:

Kvazimonochromatické sv tlo o st ední vlnové délce $\Delta\lambda \ll \lambda$

Homogenní, izotropní, nedisperzní, neabsorbující prostředí

Statistické míry koherence



Skalární vlnová funkce (j-tá složka vektorové komplexní amplitudy elektrického pole):

$$\psi \equiv \tilde{E}_j(\vec{r}, t)$$

Vlnová funkce v bod P: $\psi(P, t) = \psi_1(t - t_1) + \psi_2(t - t_2)$

Výsledná intenzita v bod P: $I(P) = \langle \psi \psi^* \rangle$

Komplexní funkce vzájemné koherence: $\Gamma_{12}(\tau) = \langle \psi_1(t + \tau) \psi_2^*(t) \rangle, \quad \tau = t_2 - t_1$

Intenzita z samostatným zdrojem Z_j : $I_j(P) = \langle |\psi_j(t)|^2 \rangle, \quad j = 1, 2$

Vzájemná intenzita: $I_{12}(P) = \langle \psi_1(t) \psi_2^*(t) \rangle$

Komplexní autokorelační funkce:

$$\Gamma_{11}(P) = \langle \psi_1(t + \tau) \psi_1^*(t) \rangle,$$

$$\Gamma_{22}(P) = \langle \psi_2(t + \tau) \psi_2^*(t) \rangle.$$

Vlna se skládá se svou časovou složkou z několika kopií

Komplexní stupeň koherence:

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{\Gamma_{11}(0)\Gamma_{22}(0)}} = \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{I_1 I_2}}$$

Stupeň koherence:

$$\gamma_{12}(\tau) = |\gamma_{12}(\tau)| \exp(i\Phi)$$

$$0 \leq |\gamma_{12}(\tau)| \leq 1$$

Interferen ní zákon

Interferen ní zákon pro dv áste n koherentní vlny

$$I(P) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(\tau)| \cos(\Phi_{12})$$

Kontrast interferen ního obrazce (vizibilita):

$$K = \frac{I_{MAX} - I_{MIN}}{I_{MAX} + I_{MIN}}$$

$$I_{MAX} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}|, \quad I_{MIN} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}|$$

Speciální p ípady

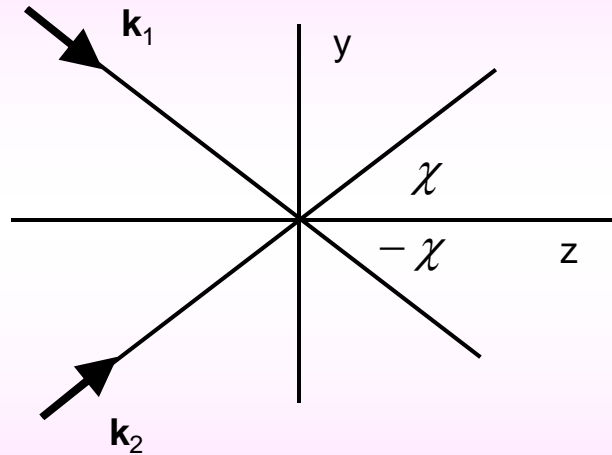
Nekoherentní vlny ($|\gamma_{12}|=0$):

$$I(P) = I_1 + I_2$$

Pln koherentní vlny ($|\gamma_{12}|=1$):

$$I(P) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Phi_{12}$$

Interference dvou rovinných vln



$$\psi_j = A_j \exp(i\omega_j t - \vec{k} \cdot \vec{r}), \quad j = 1, 2$$

$$A_1 = A_2 = A, \omega_1 = \omega_2 = \omega,$$

$$\vec{k}_1 = (0, -k_0 \sin \chi, k_0 \cos \chi),$$

$$\vec{k}_2 = (0, k_0 \sin \chi, k_0 \cos \chi),$$

$$k_0 = 2\pi / \lambda_0$$

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(\tau)| \cos(\Phi_{12})$$

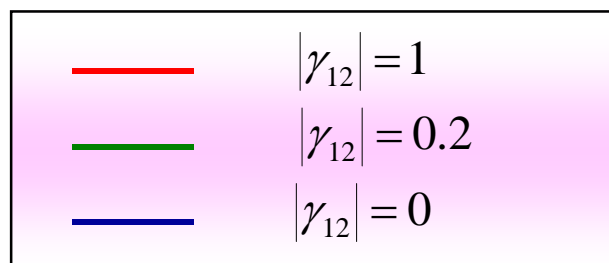
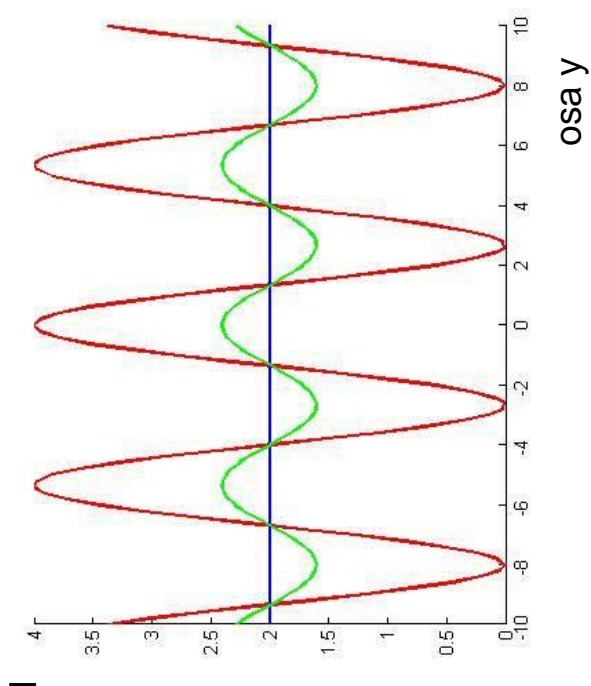
$$\Phi_{12} = (\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \cdot \vec{r} = 2k_0 y \sin \chi$$

$$I_1 = I_2 = I:$$

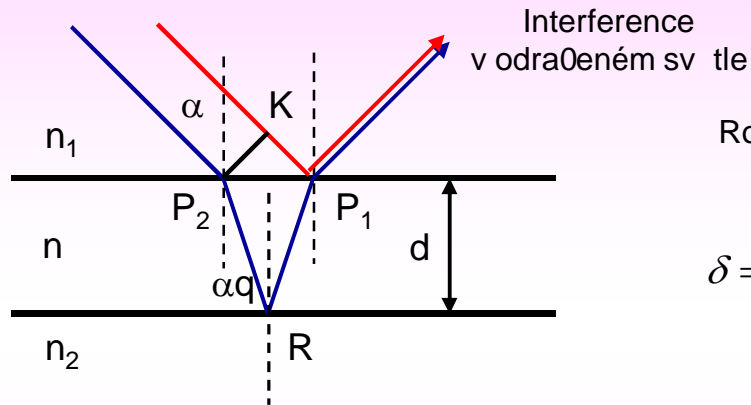
$$I = 2I \left[1 + |\gamma_{12}| \cos(2k_0 y \sin \chi) \right]$$

Interferenční mřížka (proučky)

Perioda mřížky: $\Lambda = \frac{\lambda_0}{2 \sin \chi}$



Dvousvazková interference ve vrstv



Rozdíl optických drah interferujících paprsk :

$$\delta = n(P_2R + RP_1) - n_1KP_1$$

$$\delta = 2dn \cos \alpha', \quad \delta = 2d\sqrt{n^2 - n_1^2 \sin^2 \alpha}$$

Fázový rozdíl interferujících paprsk :

$$\Phi_{12} = k_0\delta + \text{posun fáze odrazem}$$

(závisí na indexech lomu)

Diskuze:

~ Je-li vrstva p esn planparalelní a osv tlovací vlna rovinná nedochází ke vzniku interferen ního obrazce (prostorov modulovanému rozložení intenzity), protože fázový rozdíl interferujících paprsk je v kterémkoliv míst vrstvy stejný. Celá plocha vrstvy se bude jevit jako sv tlá nebo jako tmavá v závislosti na tom, jestli fázový rozdíl interferujících paprsk bude spl ovat podmínku konstruktivní interference ($\Phi_{12}=2m\pi$, $m=0,1,2,..$) nebo podmínku destruktivní interference ($\Phi_{12}=(2m+1)\pi$, $m=0,1,2,..$).

~ Je-li vrstva osv tlena bílým (polychromatickým) sv tlem, pak se tato vrstva jeví v odraženém sv tle jako zbarvená. Je to způsobeno tím, že podmínky konstruktivní a destruktivní interference spl ují slo0ky r zných vlnových délek. P íklad: zbarvení mýdlové blány osv tlené bílým sv tlem.

~ Rozdíl optických drah (fází) závisí na tlouz ce vrstvy d a na úhlu dopadu paprsku α . Interferen ní obrazec vzniká tehdy, když se fázový rozdíl v jednotlivých bodech povrchu vrstvy lizí. To m 0e nastat v následujících p ípadech:

- **Klínová vrstva osv tlená rovinnou vlnou**

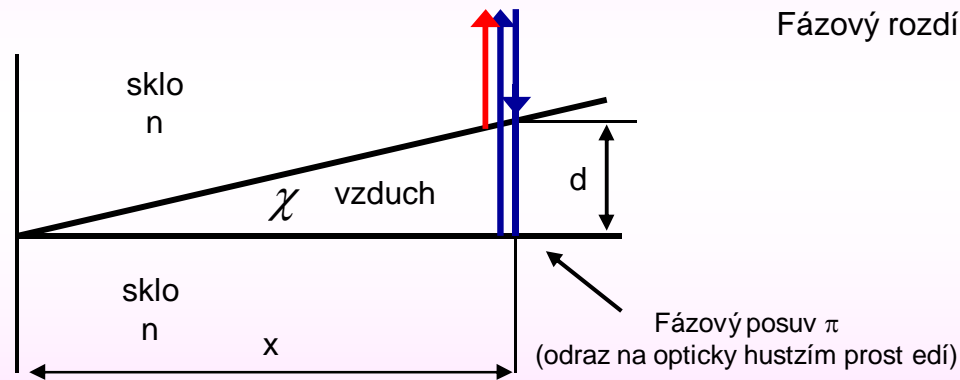
α je konstantní a d se spojit m ní . interferen ní obrazec tvo í **Fizeauovy proušky stejné tlouý ky**.

- **Planparalelní vrstva je osv tlena ploýným zdrojem**

Tlouz ka d je konstantní a α se spojit m ní . interferen ní obrazec tvo í **Haidingerovy proušky stejného sklonu**.

Interference na klínové vrstvě

P edpoklady:
 Vzduchová klínová vrstva s velmi malým úhlem.
 Kolmý dopad sv tla.



Fázový rozdíl mezi interferujícími paprsky:

$$\Phi_{12} \cong 2 \frac{2\pi}{\lambda_0} d + \pi,$$

$$d = x\chi$$

Interferen ní proužky stejné tloučky

Podmínka vzniku sv tlych interferen ních prouok :

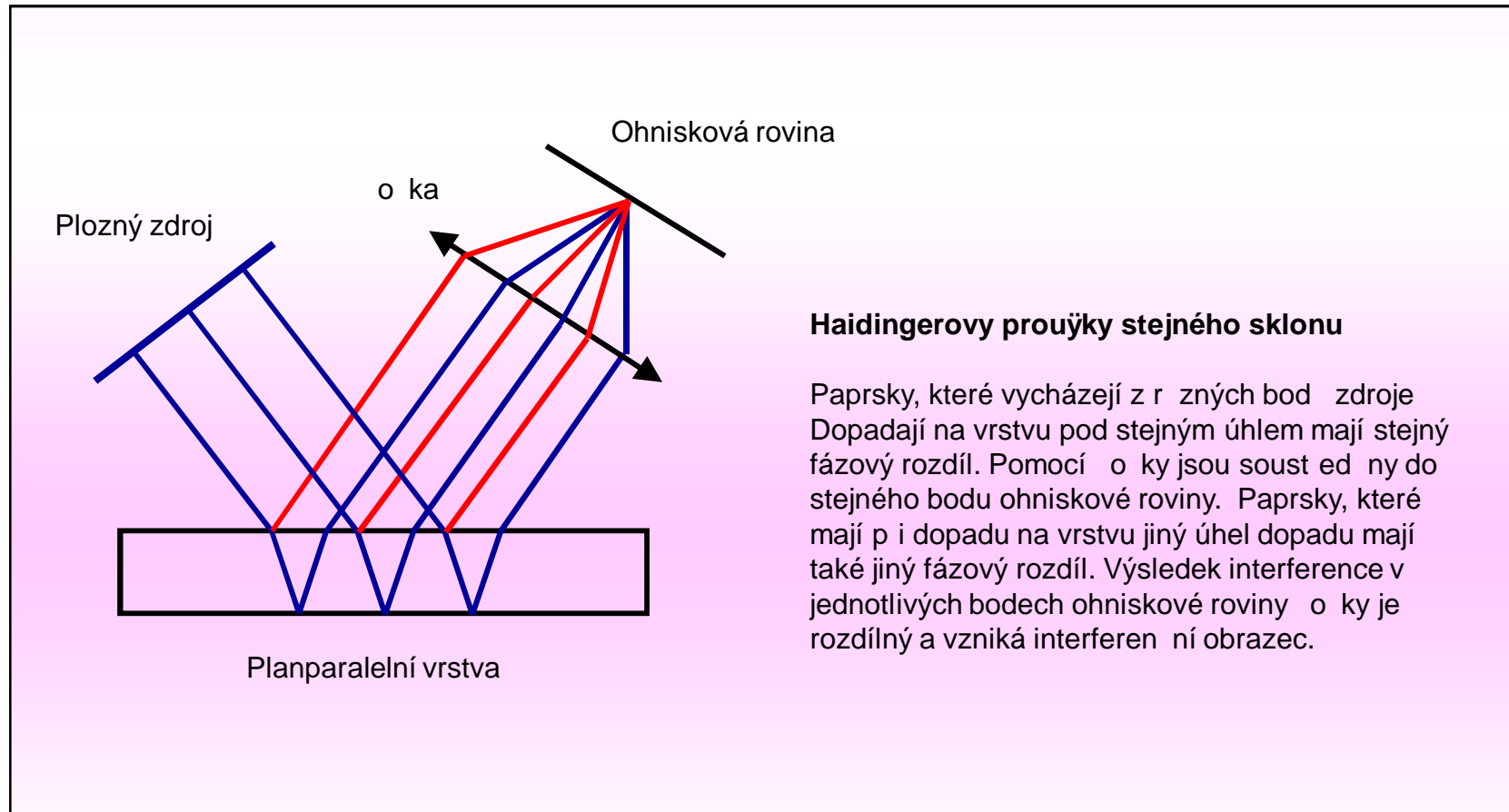
$$\Phi_{12} = 2m\pi, \quad m = 0,1,2,\dots$$

Podmínka vzniku tmavých interferen ních prouok :

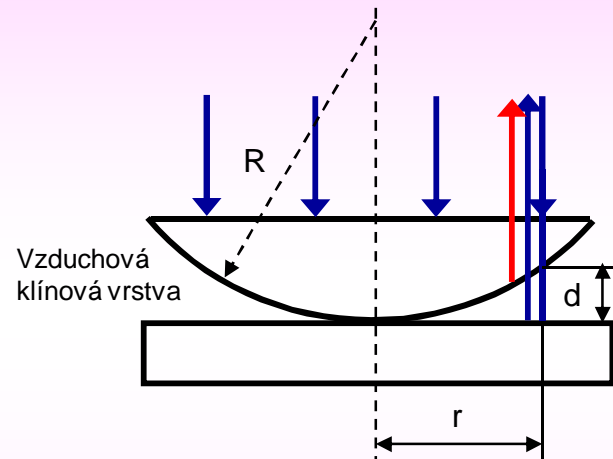
$$\Phi_{12} = (2m+1)\pi, \quad m = 0,1,2,\dots$$

Perioda tmavých interferen ních prouok : $\Lambda = \frac{\lambda}{2\chi}$

Interference s pločným zdrojem



Newtonovy interferen ní kroučky



Fázový rozdíl mezi interferujícími paprsky:

$$\Phi_{12} \cong 2 \frac{2\pi}{\lambda_0} d + \pi,$$

$$d \approx \frac{r^2}{2R}$$

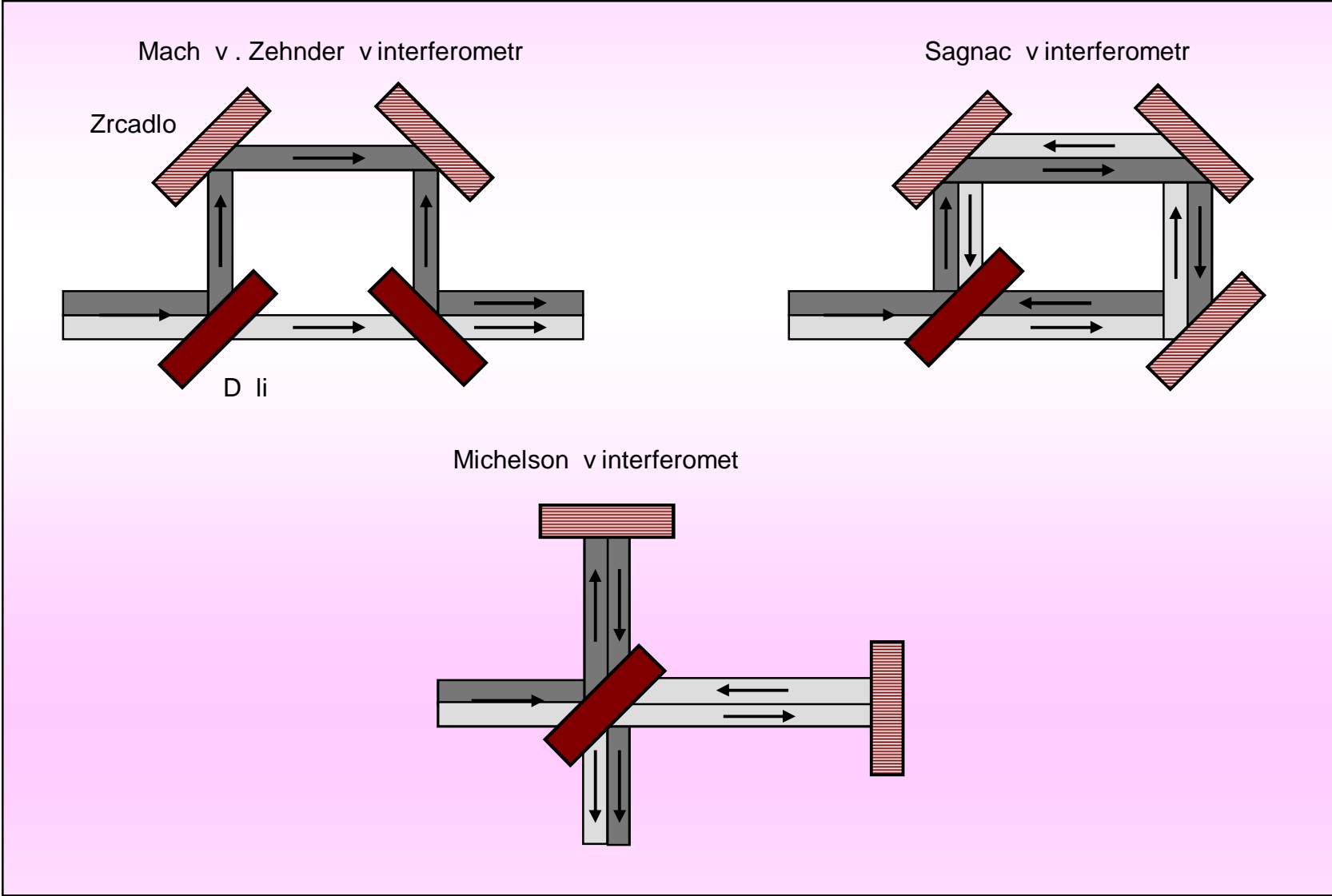
Polom y tmavých interferen ních krouk :

$$r = \sqrt{m\lambda R}$$

Praktické využití:

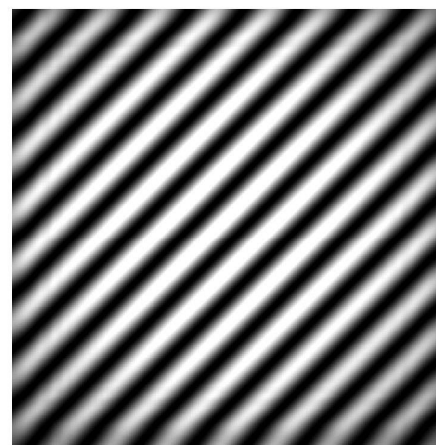
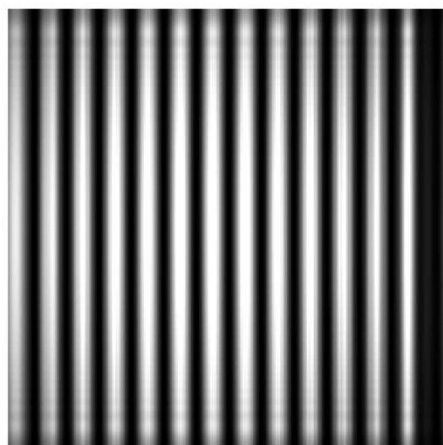
- ~ Mění tvaru optických ploch . vzduchová klínová vrstva vzniká mezi kontrolovanou plochou a přesně vyrobenou srovnávací plochou (optický kalibr). Měřitelná odchylka může mít zlomek vlnové délky.
- ~ Změřením poloměru tmavého kroučku může být pro známou vlnovou délku λ použitého světla určen poloměr křivosti optické plochy R .
- ~ Při známém R a změřeném poloměru tmavého kroučku r může být určena vlnová délka.
- ~ Deformace plochy (nesféricita) se projeví deformací interferenčních kroučků (ovalita kroučků). Metoda umožňuje i kontrolu místních deformací.

Dvousvazkové interferometry

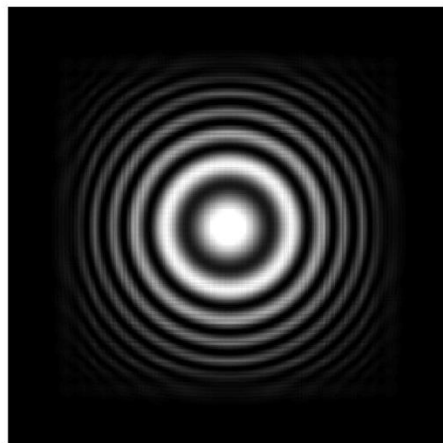


Michelson v interferometr Ě simulace MATLAB

Náklony zrcadel



Nekolimovaný svazek



Nekolimovaný svazek + náklon zrcadla

