

Vysoká škola báňská – Technická univerzita Ostrava

Fakulta elektrotechniky a informatiky, katedra telekomunikační techniky



EVROPSKÁ UNIE
Evropské strukturální a investiční fondy
Operační program Výzkum, vývoj a vzdělávání



MINISTERSTVO ŠKOLSTVÍ,
MLÁDEŽE A TĚLOVÝCHOVY

Technika pro budoucnost 2.0/Technology for the Future 2.0

CZ.02.2.69/0.0/0.0/18_058/0010212

Základy fotoniky

Fundamentals of photonics

Jazyk: CZ

Verze 1.5

VŠB TECHNICKÁ | FAKULTA
UNIVERZITA | ELEKTROTECHNIKY
OSTRAVA | A INFORMATIKY

Ostrava 2021

Ing. Stanislav Hejduk, Ph.D.

Doc. Ing. Jan Nedoma, Ph.D.

ISBN 978-80-248-4546-3 (on-line)

DOI 10.31490/9788024845463

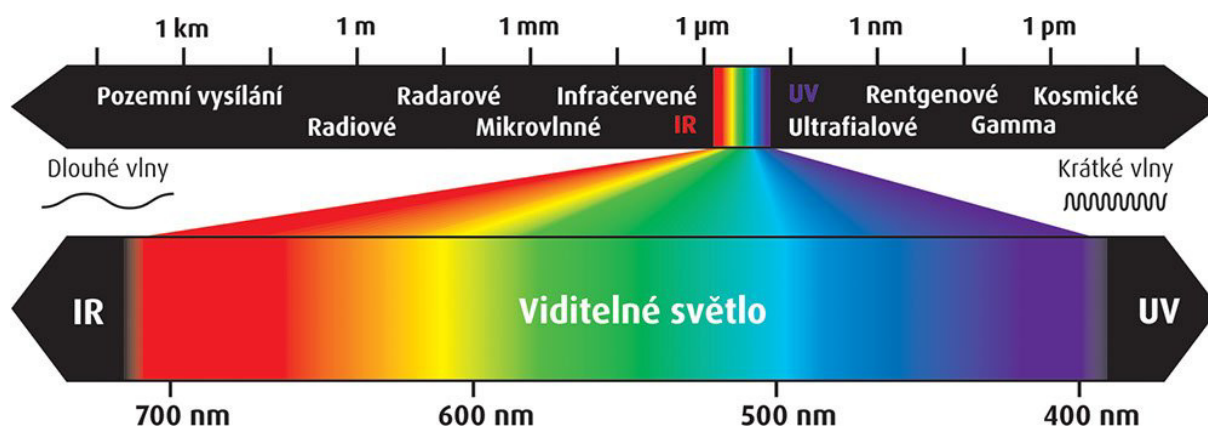
Obsah

1. Spektrum optického záření - barvy	3
Kolorimetrie a barevné vidění	3
Soustavy barev	8
2. Radiometrie a fotometrie	11
Související pojmy:	11
Radiometrické veličiny:	11
Fotometrické veličiny:	12
Srovnání radiometrických a fotometrických veličin	14
Zdroje záření	15
3. Záření černého tělesa	18
4. Detekce záření	23
Fotokatody	23
Polovodičové fotodetektory	29
Vlastnosti fotodetektorů: shrnutí	37
5. Optické vlastnosti materiálů	39
Odrazivost materiálu	39
Absorpce	39
Typy materiálů podle interakce se světlem	42
Měření vlastností optických materiálů	43
Disperze světla	46
6. Základy geometrické optiky	51
Základní pojmy	51
Odraz světla	52
Lom světla	53
Zrcadla	55
Čočky	60
Dalekohledy	67
Vady zobrazení	70
7. Oko	75
Konstrukce	75
Režimy vidění	77
Vady oka	78
8. Polarizace světla	82

Lineární polarizace	82
Kruhová polarizace	85
9. Interference světla	89
Koherentní vlnění	90
Interference na tenké vrstvě	92
Interferometry	93
10. Ohyb světla (difrakce)	97
Difrakce na mřížce	98
Interference dvou rovinných světelných vln	101
Vymezení pojmů interference, difrakce a rozptyl	103
Použité zdroje	105

1. Spektrum optického záření - barvy

Světelné záření v podstatě vnímáme jako viditelnou část elektromagnetického spektra v rozsahu přibližně 380nm - 780nm (tento rozsah se může měnit lehce podle „kvality“ zrakové ústrojí u každého jedince). Jedná se však pouze o část viditelnou lidským zrakem. Pro technické využití je pro optické záření nutno počítat i s částí infračervenou (záření s příliš nízkou energií pro zachycení pouhým okem) a s ultrafialovou částí záření (záření s příliš vysokou energií).



Obr.1.1 Spektrum EM záření [1].

Z obrázku lze vidět, že elektromagnetické spektrum zahrnuje i rádiové vlny a tudíž lze místo vlnové délky použít i údaj o frekvenci. Pro přepočítání mezi vlnovou délkou a frekvencí můžeme využít vztahu

$$\lambda = \frac{c}{f}$$

Kde λ je vlnová délka, c je rychlost světla ($3 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) a f je odpovídající frekvence záření.

S rostoucí energií záření se vlnová délka posouvá směrem od infračerveného spektra přes viditelné spektrum dále do UV spektra. energii záření můžeme pro jednotlivé vlnové délky popsat vztahem

$$E = \frac{h \cdot c}{\lambda}$$

kde h je Planckova konstanta ($6,62607015 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$).

Kolorimetrie a barevné vidění

Pojem kolorimetrie má v podstatě 2 významy. V prvním případě se jedná o postup, při kterém se porovnává intenzita barevného roztoku s roztoky o známých koncentracích (to je ale spíše definice pro chemicky založené předměty). V druhém a pro nás zajímavější, definici se jedná o nauku o měření barev, která umožňuje objektivizaci smyslového vjemu barev a jeho zachycení čísly.

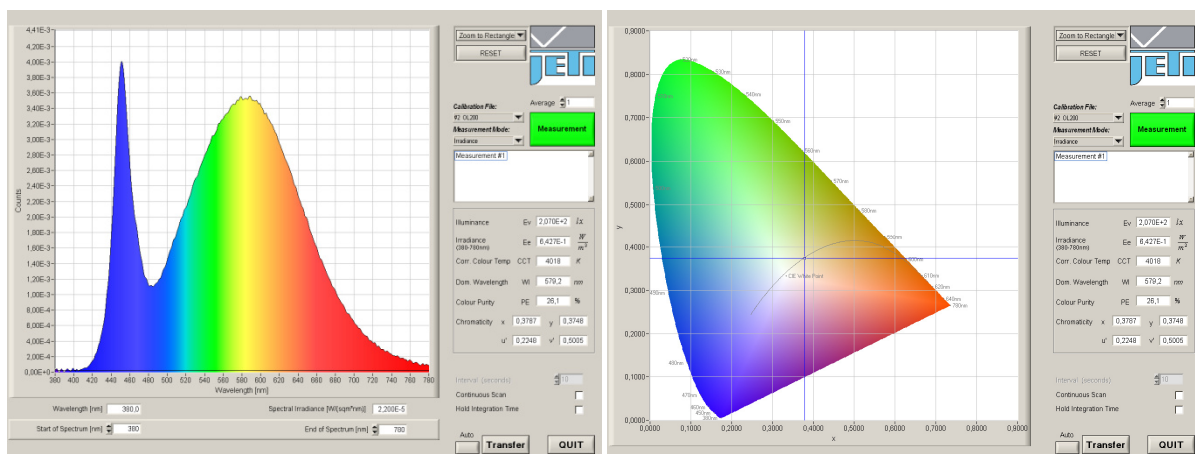
Kolorimetrický popis světla

$$G = \int p(\lambda) R(\lambda) g(\lambda) d\lambda,$$

kde pak G označuje trichromatickou složku, p popisuje spektrální vyzařování zdroje, R popisuje spektrální absorpci odrazného materiálu a g popisuje fyziologický příjem lidského oka. [2]

Pod pojmem barva (barevný odstín) rozumíme smyslový vjem vnímaný lidským okem (zrakovým ústrojím). Jako všechny další smyslové vjemy, je i tento vjem subjektivní, poměrně značně se liší u různých lidí a závisí na různých faktorech, jako je nálada, únava, ale také věk a stav smyslových orgánů. Kolorimetrie umožňuje díky standardizovaným zdrojům světla a geometrii osvětlení (pozorovací úhel) a střední citlivostí oka pozorovatele tento vjem objektivizovat a číselně vyjádřit.

Pro začátek je potřeba si uvědomit, že měření fyzikálních vlastností samotného optického záření lze jednoduše provádět spektrálním analyzátozem. Získané údaje pak odpovídají určitým částem spektra a barevným souřadnicím. Na následujícím obrázku vidíme příklad spektra bílé LED diody (vlevo) a odpovídající barevné souřadnice dle CIE diagramu (vpravo).



Obr.1.2 Spektra bílé LED (vlevo) a odpovídajících souřadnic dle CIE (vpravo).

Na levém obrázku je názorně vidět systém fungování bílých LED diod, kdy se v podstatě jedná o modrou LED diodu s vlnovou délkou kolem 450nm. Na ní je nanášena vrstva luminoforu, která dokrývá chybějící část spektra v zelené, žluté a červené části spektra. Lidskému oku pak barva přirozeně připadá jako bílá i přes to, že v porovnání se spektrem denního světla jsou hodnoty odlišné.



Obr.1.3 Spektrum denního světla.

Použití samotného spektrometru dává informaci pouze o koncové části celého řetězce. Pro představu lze použít následující příklad:

Na cestě stojí automobil s takzvaným perleťovým lakem. Při změně pozice, ze které se na automobil díváme, se bude barva auta lišit. Stejně tak se bude barva lišit v závislosti na úhlu, pod kterým je automobil osvětlován slunečním zářením, případně bude záviset i na samotném zdroji světelného záření. Pokud bychom u sebe ve zmiňovaných případech měli spektrometr, tak i ten by v každém případě ukázal odpovídající „jiný“ výsledek.

Pokud tedy chceme nějak číselně vyjádřit i samotnou barvu povrchu, musíme brát v úvahu 3 faktory:

1. Vlastnosti zdroje referenčního záření (spektrum, výkon,...)
2. Měřený barevný předmět (vlastnosti povrchu, pozorovací úhel,...)
3. Spektrální citlivost oka (jeho citlivost se napříč spektrem liší)

Podstata měření barvy povrchu tedy spočívá v tom, že měřený předmět ozařujeme zdrojem světelného záření známých parametrů – optimálně pak se jedná o širokospektrální zdroj záření, protože pokud by na straně zdroje chyběla důležitá část spektra, tak by byly naměřené výsledky zkresleny.

Je třeba počítat také s tím, že část světla se odrazí rovnou od povrchu (tzv. povrchová re-emise). Zbytek světla dopadá na částice materiálu, kde se postupně odráží, absorbuje, nebo rozptyluje. Dopadem na barevnou částici dojde k absorpci určité části spektra (přeměna záření na teplo) Zpět se pak odráží pouze část spektra, která odpovídá spektru barevných částic v materiálu. Pokud materiál neobsahuje barevné částice, vrací se světelné záření v původním spektru. V případě ideální bílé by se vrátilo 100% z původního signálu. Podobně pak v případě ideální černé by všechno dopadající záření bylo přeměněno na teplo. Pro měření tedy máme k dispozici 2 údaje.

1. Odpovídající vlnové délky, které se odrazily (barvu)
2. Činitel odrazu – podíl světelného záření, které se odráží zpět (jas)

Třetí složkou, která se podílí na procesu vidění, je lidské oko. Speciálními přístroji na mísení spektrálních barev byly již koncem 20 let provedeny souborné výzkumy u velkého počtu testovaných osob. Ty vedly v roce 1931 k definici kolorimetricky normálního pozorovatele, normovaného CIE.

Pomocí diagramu CIE můžeme snadno určit barvu pro specifické barevné souřadnice (x,y). Vlnová délka jednotlivých složek opisuje vnější stranu diagramu v rámci viditelného spektra v rozsahu 380nm – 780nm. Pokud se tedy výsledná barva skládá z více složek spektra, tak se v závislosti na jejich intenzitách posouvají výsledné souřadnice dovnitř barevného prostoru (červená+zelená=žlutá, atd.)

Základní barvy se pak většinou blíží následujícím hodnotám vlnových délek:

- Fialová – 390nm
- Modrá – 450nm
- Zelená – 530nm
- Žlutá – 580nm
- Červená – 650nm

Černá křivka uvnitř diagramu popisuje tzv. záření černého tělesa, tedy barevné souřadnice odpovídající teplotě povrchu tělesa v Kelvinech. (Je tedy vidět, jak se s rostoucí teplotou posouvají souřadnice do modré části spektra).

Soustavy barev

Barevné vnímání lidským okem a pojem vlnová délka popisují pouze část problematiky. Pro bližší pochopení je potřeba se definovat několik pojmů:

Barvy předmětů: Barva osvětlených těles

Barvy světla: barvy od zdrojů světelného záření (l odražené od předmětů...)

Primární (základní) barvy: barvy, které nemohou být vytvořeny mícháním jiných barev

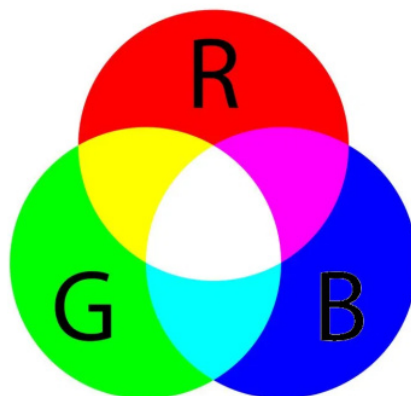
Sekundární barvy: vznikají mixováním dvou základních barev

Terciální barvy: vznikají mixováním tří základních barev

Aditivní skládání barev (RGB)

Jedná se o skládání světelného záření, které popisuje skládání barev ze světelných zdrojů (například monitory a jiné světelné zdroje). Jinými slovy, že k jednomu barevnému světlu se připojí další (jiná) barevná světla tak, že výsledné světlo má bohatší spektrální složení než dílčí světla. Lidský zrakový orgán nemá schopnost rozlišovat jednotlivé barvy ve složeném světle. Výsledné světlo má pro lidské oko vždy jedinou výslednou barvu. Je možné ale jednu a tutéž barvu světla připravit mnoha kombinacemi, tj. dvě světla s různým spektrálním složením mohou mít tutéž barvu.[4]

Základní barvy zde jsou: červená, zelená a modrá.



Obr. 1.5 Aditivní míchání barev RGB.

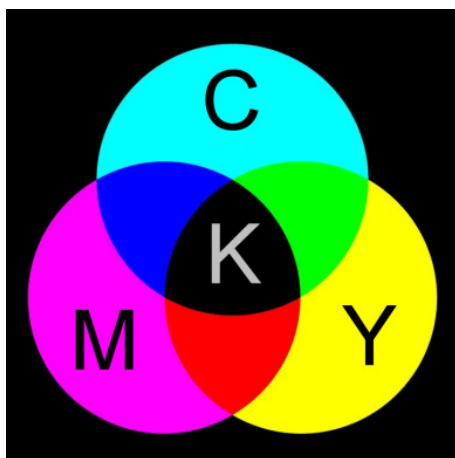
Složením jednotlivých světelných zdrojů vznikají další barvy, kdy smícháním všech barev (ve správném poměru) vzniká bílá. Na obrázku 1.5 tak vlastně vidíme zjednodušenou verzi CIE diagramu z obrázku 1.4.

Substraktivní míchání barev (CMYK)

Jedná se o případ, kdy se míchají barvy povrchů těles (například při tisku, nebo při malování).

Základní barvy: Cyan (Azurová), Magenta (Purpurová), Yellow (Žlutá) a Key-nebo black... (černá)

Oproti RGB máme tedy jednu barvu navíc, nicméně to má svůj důvod, protože smícháním všech barev CMY nevznikne přesně černá, ale spíše tmavě hnědá. Pro potřeby tisku je pak černá většinou zastoupena více, takže přidání samostatné černé barvy má své nesporné výhody.



Obr.1.5 Substraktivní míchání barev CMYK.

Zajímavostí je, že systémy RGB a CMYK jsou v podstatě navzájem přesně opačné. Barvy tedy odpovídají takzvanému negativu. (Modrá se mění na žlutou, červená na cyan a zelená na magentu). Nejpatrnější je to u kombinace všech 3 barev (černá - bílá), ale vidět to lze i na kombinacích 2 barev, kdy se barvy vzájemně otočily.

Kontrolní otázky:

Po prostudování této kapitoly byste měli znát odpovědi na následující otázky:

1. V jakém rozsahu jsou vlnové délky u viditelného spektra?
2. Jakou vlnovou délku má červené světlo (přibližně)?
3. Jaký je vztah mezi vlnovou délkou a frekvencí?
4. Jak funguje bílá LED dioda?
5. Jaké jsou základní barvy pro aditivní míchání barev?
6. Pomocí kterých základních barev byste vytvořili žlutou barvu světla?
7. Jaké základní barvy se používají pro tisk?

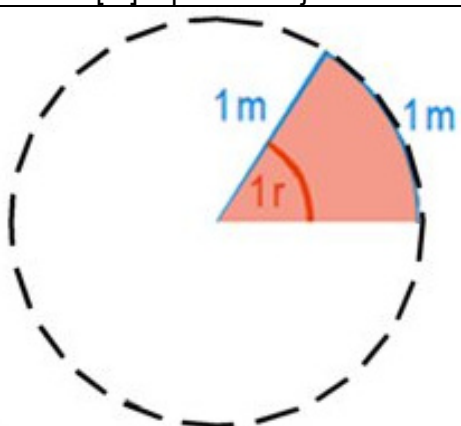
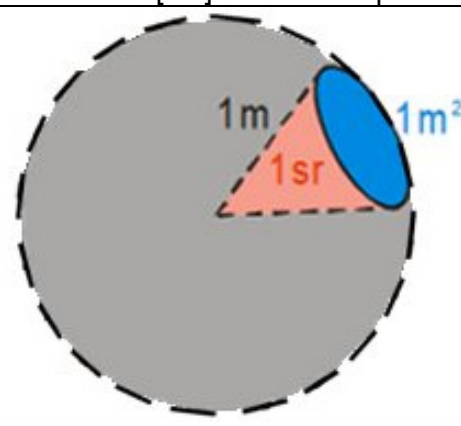
2. Radiometrie a fotometrie

Na světlo lze nahlížet jako na elektromagnetickou energii pokrývající specifickou část frekvenčního spektra. Vzhledem k jeho povaze (možnost pozorování lidským zrakem) se pro měření využívají 2 přístupy. Prvním přístupem je radiometrie, která popisuje světlo objektivně z pohledu jeho energie v celé části spektra. Druhý přístup, který popisuje světlo z pohledu lidského zraku, se nazývá fotometrie. Každé fotometrické veličině odpovídá radiometrická veličina, jak je uvedeno v tabulce 2.1. Přitom jejich vztah závisí na spektrálním složení světla a ne na použitých jednotkách.[5]

Související pojmy:

Rovinný a prostorový úhel:

Tabulka 2.1

Rovinný úhel ϕ	Prostorový úhel Ω
1 radián [1r] – přirozená jednotka úhlu	1 steradián [1sr] – radián na ploše
	
Úhel, který vytkne na jednotkové kružnici (kružnici o poloměru 1metr) oblouk v délce 1m.	Úhel, který vytkne na jednotkové kouli plochu 1m^2 .
Obvod kruhu $O=2\pi r$, celý kruh je $360^\circ=2\pi r$. 1 radián tedy odpovídá $1r=57^\circ18'$	Plocha koule $S=4\pi r^2$. $\Omega = \frac{S}{r^2}$ [sr]
Výpočet délky oblouku $l = \phi r$	Výpočet plochy na kouli $S=\Omega r^2$

Bodový a plošný zdroj světla:

Bodový zdroj světla je zdroj, jehož rozměry jsou v porovnání se vzdáleností pozorovatele tak malé, že je můžeme zanedbat (tzv. izotropní zářič). Plošný zdroj lze popsat jako plochu složenou z velkého množství jednotlivých zářících plošek (musíme brát v úvahu pozorovací úhel.)

Radiometrické veličiny:

Světlo lze popsat pomocí elektromagnetického vlnění, které je schopno přenášet nějakou část energie. Tuto energii popisujeme pomocí tzv. radiometrických, resp. fotometrických veličin. Radiometrické veličiny popisují energii přenášenou zářením v celém spektru

elektromagnetických vln a používá objektivní veličiny. Ve vztahu ke světlu tedy popisují i části spektra, které lidské zrakové ústrojí nevidí (tedy od daleké infračervené - FIR až po ultrafialovou - UV). [5]

- Zářivá energie Q_e – celkové množství vyzařované energie [J].
- Zářivý tok ϕ_e – zářivá energie vyzářená do prostoru za jednotku času („zářivý výkon“).

$$\phi_e = \frac{dQ_e}{dt} \left[\frac{J}{s} = W \right]$$

- Zářivost I_e - zářivý tok vyzářený bodovým zdrojem světla v daném prostorovém úhlu Ω .

$$I_e = \frac{d\phi_e}{d\Omega} \left[\frac{W}{sr} \right]$$

- Intenzita ozáření (hustota zářivého toku) E_e - zářivý tok dopadající na danou plochu S.

$$E_e = \frac{d\phi_e}{dS} \left[\frac{W}{m^2} \right]$$

- Zář L_e – zářivost z definované části povrchu ΔS plošného zdroje záření pod úhlem α .

$$L_e = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta I_e(\alpha)}{\Delta S \cos \alpha} \left[\frac{W}{sr \cdot m^2} \right]$$

- Expozice neboli dávka ozáření je plošná hustota zářivé energie, která dopadla na danou plochu v časovém intervalu od $t_0=0$ do t ; je to součin střední hodnoty intenzity a doby t , po kterou ozáření působí („dávka ozáření“).

$$H_e = \frac{d\phi_e \cdot t}{dS} \left[\frac{W \cdot s}{m^2} \right]$$

Fotometrické veličiny:

Fotometrické veličiny popisují účinky záření na lidské zrakové ústrojí (oko není stejně citlivé na vjem všech vlnových délek – oko je nejcitlivější na zeleno-žluté světlo). Fotometrie je měření světla, které je definováno jako elektromagnetické záření detekované lidským okem. Tedy přibližně 380-780nm (v závislosti na režimu vidění). Zdroj záření mimo tuto viditelnou oblast bude tedy vykazovat nulové hodnoty bez ohledu na skutečně vyzařovaný výkon.[3]

- Světelný tok Φ – vyjadřuje schopnost zářivého toku vyvolat zrakový vjem. Jednotka je lumen.

$$\Phi = K \int_0^{\infty} \hat{\phi}_e(\lambda) V(\lambda) d\lambda \quad [lm]$$

- Svítivost I – Je definována jako svítivost zdroje záření o vlnové délce 555,2nm a zářivosti 1/683W. Jednotkou je kandela. (Proměnná K slouží pro převod přes citlivost lidského oka, kdy pro fotopické vidění představuje hodnotu 680lm/W a pro skotopické vidění 1740lm/W).

$$I = K \int_0^{\infty} \hat{I}_e(\lambda) V(\lambda) d\lambda \quad [cd]$$

- Intenzita osvětlení E - světelný tok dopadající na danou plochu. Jednotkou je lux, který je definován jako světelný tok 1lm dopadající na plochu 1m².

$$E = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta \Phi}{\Delta S} \left[\frac{lm}{m^2} = lx \right]$$

- Jas L – je určen podílem svítivosti I elementární plošky o ploše S ve zvoleném směru α . Jednotkou je nit, který odpovídá části povrchu plošného zdroje o svítivosti 1cd na ploše 1m².

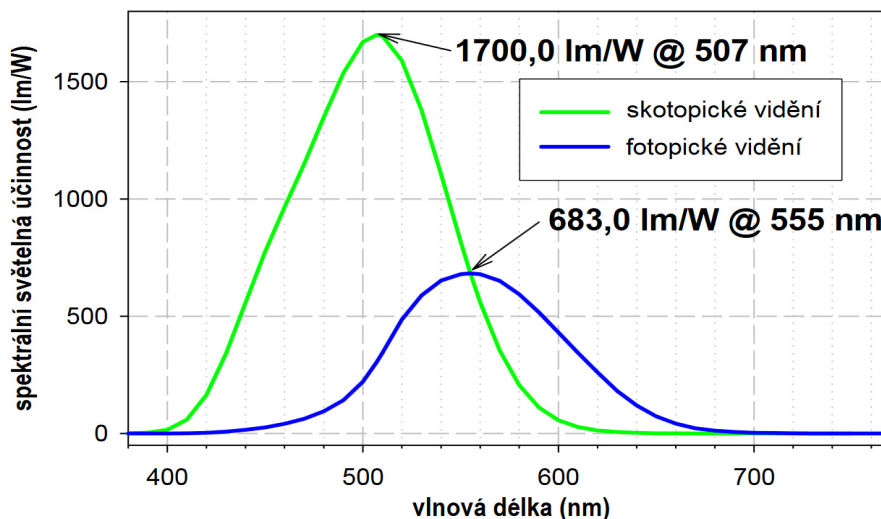
$$L = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta I(\alpha)}{\Delta S \cos \alpha} \left[\frac{cd}{m^2} = nt \right]$$

- Expozice (osvit) H - plošná hustota světelného množství, které dopadlo na danou plochu v daném časovém intervalu. Jednotka je lux-sekunda.

$$H = \bar{E} \cdot t \quad [lx \cdot s]$$

Spektrální citlivost lidského oka

Citlivost lidského oka není lineární, takže různé vlnové délky vnímá s různou citlivostí. Špička citlivosti lidského oka je za běžných podmínek (fotopické vidění) kolem 550nm (žlutozelená barva). Spektrální citlivost tak vlastně odpovídá spektru denního světla.



Obr. 2.1 Relativní citlivost spektrální odezvy lidského oka pro fotopické a skotopické vidění



Obr. 2.2 Spektrum denního světla.

V běžném režimu s dostatkem světla pracuje oko ve fopickém režimu. V případě, že nemá oko delší dobu (10-30minut) dostatek osvětlení, začne přecházet do skotopického (nočního) vidění. V tomto režimu se vrchol citlivosti posune blíže k modré části spektra a zvýší se citlivost (adaptace na měsíční svit). Při skotopickém vidění začne v oku převládat vnímání pomocí tyčinek. Z toho důvodu přestáváme vnímat barvy, protože za vnímání barev jsou zodpovědné číčky, které jsou pak naopak dominantní při fopickém režimu.

Srovnání radiometrických a fotometrických veličin

Tabulka 2.2: Radiometrické a fotometrické veličiny a jednotky. [2]

radiometrická veličina	symbol	jednotka	fotometrická veličina	symbol	jednotka
zářivý tok	Φ_e	[W] (watt)	světelný tok	Φ	lm (lumen)
zářivost	I_e	[W·sr ⁻¹]	svítivost	I	cd (kandela)
intenzita ozáření	E_e	[W·m ⁻²]	intenzita osvětlení	E	lx (lux)
intenzita vyzařování	M_e	[W·m ⁻²]	světlení	M	lm/m ²
zář	L_e	[W·sr ⁻¹ ·m ⁻²]	jas	L	nt (nit)
expozice	H_e	[W·s·m ⁻²]	osvit	H	lx·s

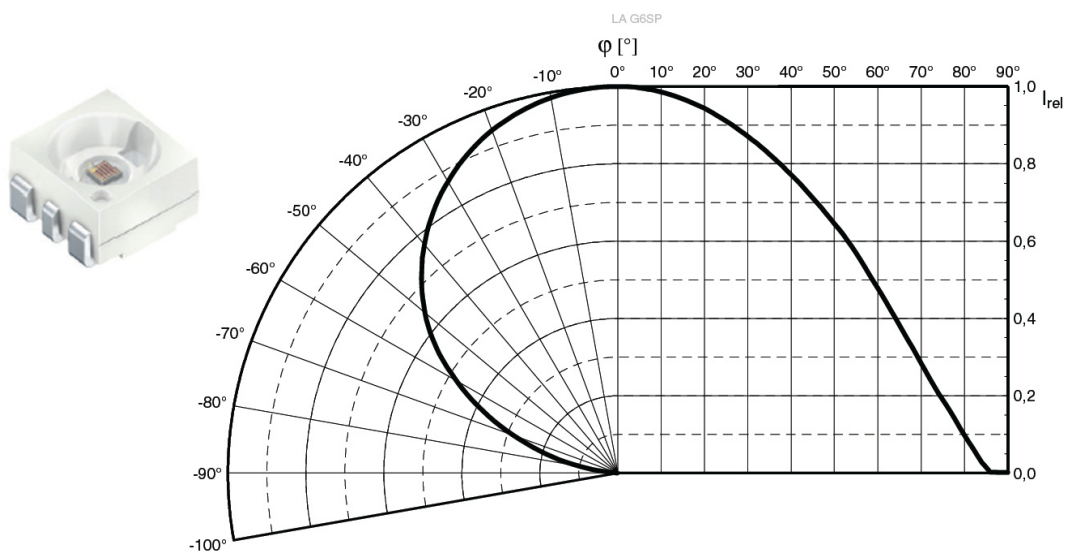
V tabulce můžeme vidět veličinu M_e , která představuje případ, kdy nás zajímá intenzita z pohledu zdroje záření. Jedná se tedy o to, že plocha S v tomto případě představuje plochu zdroje záření a nikoliv plochu, na kterou záření dopadá.

Pro převod mezi radiometrickými a fotometrickými jednotkami nám u osvětlování pomůže údaj o účinnosti. Pokud tedy například máme LED diodu s účinností 100lm/W, můžeme už snadno dopočítat zbylé veličiny dle aktuálních potřeb.

Zdroje záření

Záření, jako například světlo, je většinou vyzařováno různými zdroji o různých tvarech. Pro zjednodušení je snadné si představit nahrazení takového zdroje nějakým ideálním izotropním zářičem, nicméně takové řešení nedokáže vždy popsat reálné chování zdroje. V reálných případech vykazují zdroje různé hodnoty v závislosti na pozorovacím úhlu. Tyto hodnoty jsou pak popsány vyzařovacími charakteristikami.

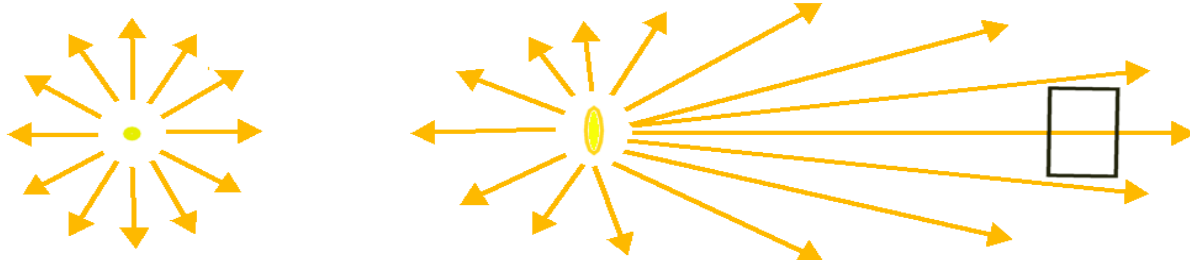
S tímto chováním počítají i zmiňované radiometrické a fotometrické veličiny. Ty umožňují popisovat hodnoty v závislosti na samotném výkonu zdroje, vyzařovacím úhlu a ploše, ze které, nebo na kterou záření dopadá. Pro pochopení si tedy základní zdroje projdeme.



Obr. 2.3 Příklad vyzařovacích charakteristik LED [6].

Bodový zdroj záření

Ideálně by se mělo jednat o zdroj velmi malých rozměrů, který vyzařuje záření do všech směrů rovnoměrně. Pro zjednodušení pak lze za bodový zdroj považovat i reálný zdroj záření, který je od místa pozorování natolik vzdálený, že se bude ve vymezeném prostoru jako bodový zdroj chovat. V těchto případech tedy budeme moci některé charakteristiky zdroje záření zanedbat.



Ideální bodový zdroj.
plocha.

Reálný zdroj v dostatečné vzdálenosti a malá přijímací

Obr. 2.4 Bodový zdroj záření

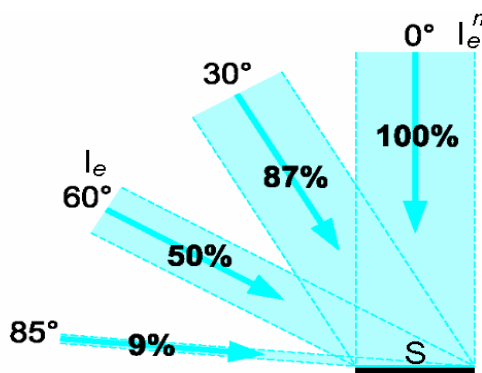
Pokud budeme chtít u bodového zdroje světla vyjádřit zář L_e , pak nám bude stačit pouze hodnota zářivosti I_e a velikost bodu (vyzařující z plochy S). Potom bychom mohli zjednodušit výpočet pomocí odstranění závislosti na vyzařovacím úhlu:

$$L_e = \frac{I_e(\alpha)}{S \cos \alpha} = \frac{I_e}{S}$$

Protože by při změně úhlu od kolmého směru nedocházelo k úbytku záření ($\cos 0^\circ=1$). Nejblíže definici bodového zdroje je žárovka (v dostatečné vzdálenosti) protože světlo teoreticky vychází rovnoměrně všemi směry. Tedy pokud zanedbáme některé mechanické prvky.

Plošný zdroj záření

Pokud si představíme plochu, ze které je emitováno záření, tak je logické, že nejvíce energie zaznamenáme ve směru kolmo ke zdroji. Pokud pozorovací úhel změním, bude postupně docházet k úbytku energie, protože viditelná plocha z pohledu pozorovatele se bude postupně zmenšovat.



Obr. 2.5 Plošný zdroj záření.

Závislost úhlu na pozorované ploše je u izotropního plošného zdroje popsán funkcí kosinus. Odtud tedy název kosinový zářič, nebo také Lambertovský zářič, kde:

$$L_e = \frac{I_e(\alpha)}{S \cos \alpha}$$

Po úpravě pak dostaneme vztah pro zářivost izotropního plošného zdroje (Lambertův zákon):

$$I_e = I_e^n \cdot \cos \alpha$$

Pro tento zářič platí, že zářivost klesá s kosinem odklonu od kolmice k ploše zdroje a tedy v úhlu +/-60° od kolmice máme vždy k dispozici více než 50% výkonu.

Pokud jde o plošnou zářivost L_ϑ (zář), tak také platí:

$$L_\vartheta = \frac{\Delta I_\vartheta}{\Delta S_\vartheta} = \frac{\Delta I_n}{\Delta S} = L_n$$

To znamená, že hodnota plošné zářivosti zdroje nezávisí na sklonu ϑ od kolmice, ve kterém plochu pozorujeme, protože popisuje zdroj záření a nikoliv jeho účinky na okolí. Nezáleží tedy na cílové ploše, ani na její vzdálenosti.

Vycházíme-li z toho, že celkový vyzařovací úhel plošného zdroje je 180° (π) a hodnota plošné zářivosti je konstantní, tak můžeme vyjádřit intenzitu vyzařování kosinového zářiče jako

$$M_e = \frac{d\Phi_e}{dS} = \frac{\pi \cdot \Delta I_n}{\Delta S} = \pi \cdot L$$

Intenzita vyzařování kosinového zářiče je tedy π - krát větší, než je hodnota jeho plošné zářivosti.

Pojem Lambertovský zářič lze použít zejména pro LED diody, ty totiž většinou vyzařují světelné záření právě z popisované plochy a většina výkonu je tak soustředěna v rozsahu 120° ($\pm 60^\circ$). Pozor ale na LED diody s integrovanou čočkou, v podstatě se sice na úrovni čipu jedná o Lambertovský zářič, ale výstupní paprsek je čočkou upraven na jiný vyzařovací úhel.

Kontrolní otázky:

Po prostudování této kapitoly byste měli znát odpovědi na následující otázky:

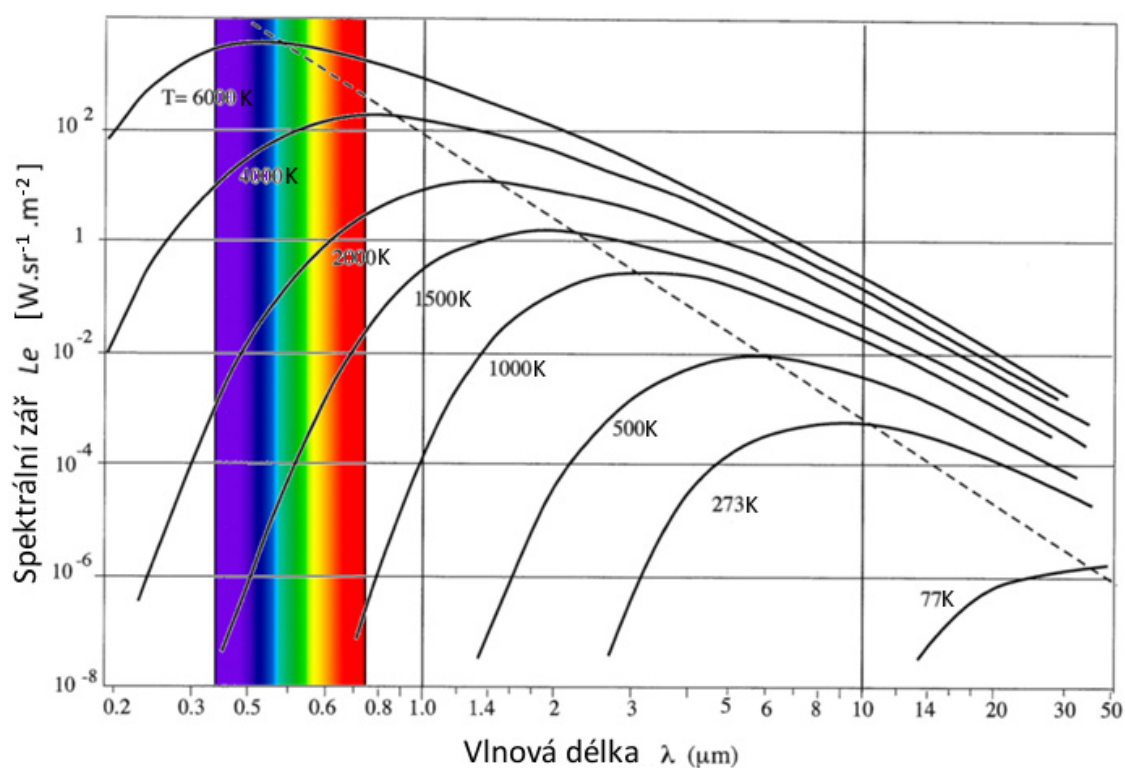
1. Jaký je rozdíl mezi radiánem a steradiánem?
2. Jaký je základní rozdíl mezi radiometrickými a fotometrickými veličinami?
3. Jaké jsou dva režimy vidění lidského oka a kdy se projevují?
4. Jaký je rozdíl mezi bodovým a plošným zdrojem záření?
5. Za jakých podmínek můžeme plošný zdroj záření považovat za bodový?
6. V jakém úhlu vyzařuje Lambertovský zářič 50% výkonu?

3. Záření černého tělesa

Každé těleso s povrchovou teplotou vyšší, než je absolutní nula (tedy 0 K, resp. -273,15 °C) emituje (vyzařuje) určité množství zářivé energie. Základem definice tohoto chování je takzvané ideálně černé těleso, tedy takové těleso, které pohlcuje veškeré záření na všech dostupných vlnových délkách. Současně je ale toto těleso rovněž ideálním zářičem, protože ze všech možných těles o stejné teplotě emituje nejvyšší možné množství zářivé energie. Množství energie a spektrum (rozsah) emitovaného záření pak závisí jen na teplotě povrchu daného tělesa. Oba tyto parametry lze popsat také matematicky pomocí Planckova vyzařovacího zákona, kde můžeme spektrální vyzařování popsat pomocí vztahu [8]

$$r(\lambda) = \frac{hv^2}{\lambda^3 e^{kT-1}}$$

kde $v=c/\lambda$. Příklady průběhů pro různé teploty pak znázorňuje obrázek 3.1.



Obr. 3.1. Závislost spektrálního vyzařování na vlnové délce.

Z obrázku je patrné, že lidským zrakovým ústrojím, které je schopno vnímat v rozsahu 0,38-0,78 μm (380-780nm), jsme schopni vnímat teploty až od tzv. Drapertova bodu při teplotě 798K (525°C). Teploty pod touto hranicí pak můžeme detekovat například fotodiodami v IR spektru (do cca 2 μm), případně pyroelektrickými senzory (7-14 μm). Takto emitované záření lze snadno použít pro optické měření teploty tělesa, kdy celková emisivita podle Stefan-Bolzmannova zákona roste v závislosti na teplotě se čtvrtou mocninnou [8]

$$I = \sigma T^4 \left[\frac{W}{m^2} \right],$$

kde σ je Stefan-Boltzmannova konstanta.

$$\sigma = \frac{2\pi^5 \cdot k^4}{15c^2 \cdot h^4} = 5,670400 \cdot 10^{-8} [W \cdot m^{-2}K^{-4}]$$

V praxi se pak setkáme s pojmem „záření šedého tělesa“, protože v reálných případech nebude mít měřené těleso ideální vlastnosti. Reálné těleso bude záření nejen vyzařovat a pohlcovat, ale také odrážet, nebo propouštět. Navíc se mohou tyto jevy projevovat v různých částech elektromagnetického spektra, takže například list stromu absorbuje červenou a modrou část spektra, zatímco zelenou odráží zpět a můžeme jí tak vidět. V závislosti na povrchových vlastnostech materiálu tedy bude zářivá energie vždy o něco nižší. Světlejší, nebo dokonce reflexní materiály, budou do okolí vyzařovat energie méně, než matně černý povrch. Do rovnice tak přidáme proměnnou (ε), které bude popisovat emisivitu daného tělesa v poměru k ideálně černému tělesu. Po úpravě tedy:

$$I = \varepsilon\sigma T^4 \left[\frac{W}{m^2} \right]$$

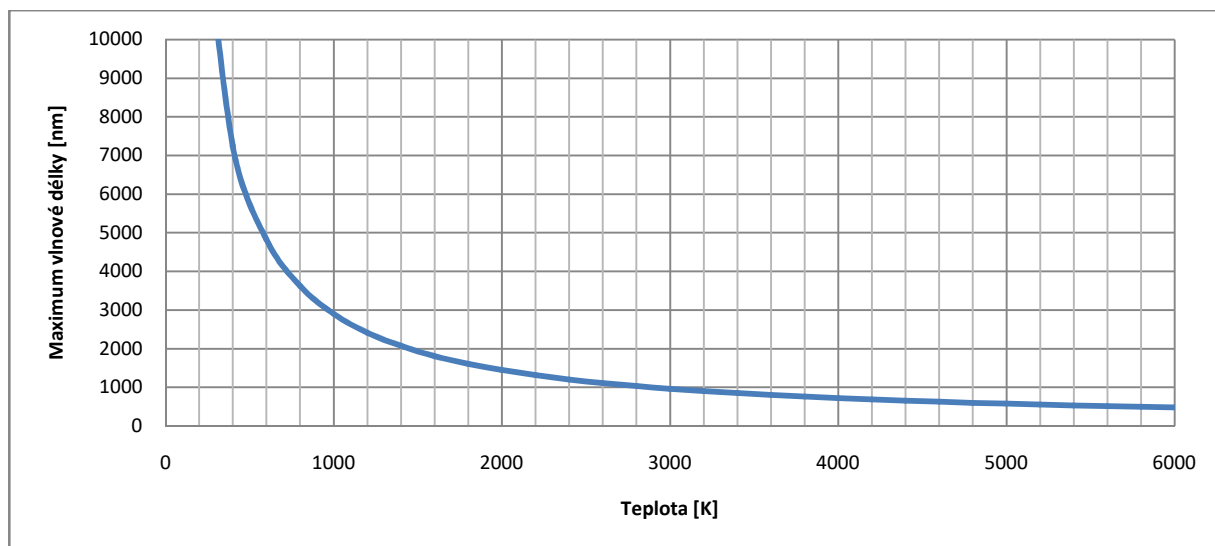
Hodnoty emisivity ε můžeme vyjádřit jako

$$\varepsilon = \frac{H}{H_b},$$

kde H odpovídá integrální intenzitě tepelného záření měřeného tělesa a H_b odpovídá integrální intenzitě tepelného záření černého tělesa. Hodnoty ε se většinou pohybují v rozsahu 0,90-0,99 pro běžná matná tělesa, nicméně pro leštěný hliník může tato hodnota klesnout, až na 0,05 tzn. v závislosti na teplotě dutiny. Pro přesnější měření teploty bezdotykovým způsobem je tedy vhodné, aby případný měřicí systém prošel v tomto ohledu kalibrací. To, jakou emisivitu reálné černé těleso má, se odvíjí od konstrukčního řešení dutiny a od použitého materiálu. Nejjednodušším způsobem je počáteční srovnání teplot např. s kontaktním teploměrem.

Wienův posunovací zákon:

S rostoucí teplotou se stoupá i maximum spektrální emisivity, která se s rostoucí teplotou logicky posouvá od delších vlnových délek ke kratším (část spektra s vyšší energií).



Obr. 3.2. Závislost spektrálního vyzařování na teplotě.

Toto chování lze popsat následující rovnicí pro Wienův posunovací zákon:

$$\lambda_{max} = \frac{b}{T},$$

kde b je konstanta odvozená z Planckova zákona ($b=2,89777 \cdot 10^{-3}$ [m*K]) a T je teplota tělesa v Kelvinech. Díky tomu lze snadno určit maxima spekter vyzařovaných těles o různých teplotách.

Vyzařující těleso:	Teplota [K]	Maximum vlnové délky [nm]
Lidské tělo	310	9348
Žárovka	2800	1035
Slunce	5800	500

To znamená, že například člověk, při běžné teplotě 37°C, která odpovídá termodynamické teplotě 310 K, vyzařuje elektromagnetické záření s vlnovou délkou $\lambda_{max} = \frac{2,89777 \cdot 10^{-3}}{310} = 9,35 \mu\text{m}$. A to odpovídá (jak se dalo předpokládat) tepelnému záření.

Na základě těchto výše uvedených poznatků můžeme odhadnout teplotu slunečního povrchu: Slunce s největší intenzitou vyzařuje žlutozelené světlo a tomu odpovídá teplota 5770 °C. Pro intenzitu vyzařování absolutně černého tělesa Wien odvodil:

$$M_{\lambda} = \frac{2\pi^5 h c^2}{15} \cdot \frac{1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k T}}}$$

kde h je Planckova konstanta, c rychlost světla ve vakuu a k Boltzmanova konstanta. Wien pro teoretické vysvětlení záření černého tělesa použil analogii mezi fotony a molekulami plynu. Jeho teorie a výsledky pokusů Lummera a Prigsheima se plně shodovaly jen pro záření o malých vlnových délkách, pro dlouhovlnné záření zjistili určité systematické odchylky. Lord Rayleigh a James Jeans zvolili pro odvození vyzařovacího zákona jinou cestu – tzv. statistickou fyziku. Jejich vzorec naopak plně popisoval záření dlouhovlnné a u

krátkovlnného záření dával nesmyslné výsledky, které nešlo používat. Definice je uvedena níže:

$$M_{\lambda} = \frac{2\pi kT}{\lambda^4}$$

Např. při libovolné teplotě by podle jejich výpočtů měla být intenzita rentgenového záření velká, zdroj by měl vyzařovat nekonečně mnoho energie. Jde tedy o zjevný nesmysl, který do historie fyziky vešel pod názvem ultrafialová katastrofa. Tak byly odvozeny dva různé zákony pro spektrální zářivost, z nichž každý vyhovoval jen v určitém oboru či spektru vlnových délek. Wienův pro oblast ultrafialových vln, Rayleigh-Jeansův pro oblast infračerveného záření. V oblasti vln středních pak neplatil zákon či definice vůbec žádný. V roce 1900 Max Planck oba zákony zkombinoval. Předpokládal, že celkovou vyzářenou energii lze rozdělit na jednotlivé oscilátory. Energie každého oscilátoru je celočíselným násobkem nějaké nejmenší porce energie.

$$M_{\lambda} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}$$

Planckův výsledek, vyvolaný zoufalým krokem, odpovídal experimentálním výsledkům skvěle. Zákony Wienův a Rayleighů–Jeansův dostaneme jako přibližné vztahy z Planckova vztahu. Pro malé λT je $e^{\frac{hc}{\lambda kT}} \gg 1$ a tudíž 1 ve jmenovateli můžeme zanedbat a dostaneme Wienův zákon. Pro velké λT lze exponenciálu ve jmenovateli nahradit přibližným vztahem (první dva členy Taylorova rozvoje $e^x = 1+x$) dostaneme Rayleigh–Jeansův zákon. Planck situaci dál rozebral a zjistil, že není možné dál uvažovat nekonečně malá množství energie. Přeměna energie mechanické na zářivou nebo naopak není spojitá, ale děje se po celistvých násobcích určitého kvanta energie, nyní označované jako Planckova konstanta $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ J s. Energie každé částice je jen po určitých porcích, tzv. kvantech (z lat. *quantum* – množství). Velikost této porce je úměrná frekvenci světla f a konstanta úměrnosti je jednou z fundamentálních fyzikálních konstant – Planckova konstanta h . [8]

$$E = h \cdot f = h \cdot \frac{c}{\lambda}$$

Kontrolní otázky:

Po prostudování této kapitoly byste měli znát odpovědi na následující otázky:

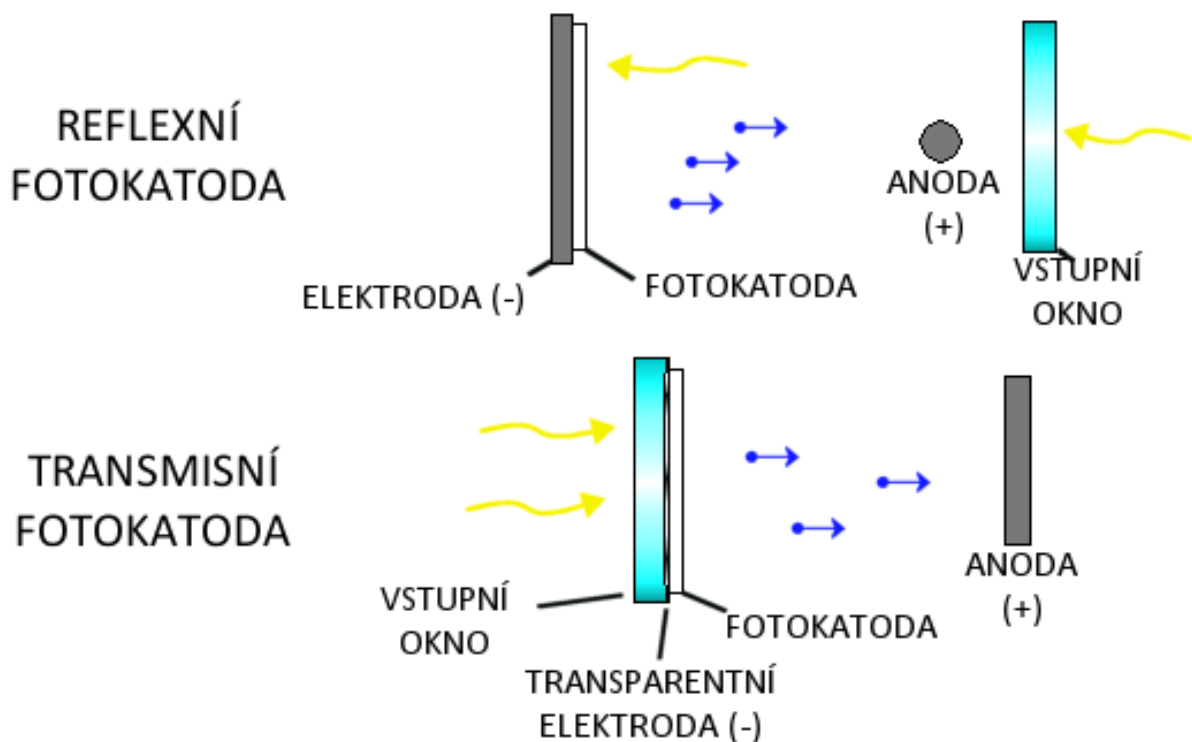
1. Na jakých vlnových délkách byste detekovali teplo lidského těla?
2. Jakou musí mít povrch minimální teplotu, aby byla teplota pozorovatelná lidským zrakovým ústrojím?
3. Vysvětlete pojem emisivita a uveďte, jakých hodnot bude dosahovat pro absolutně černé těleso.
4. Jaký je vzorec pro výpočet energie záření?

4. Detekce záření

V zásadě každý komunikační systém začíná zdrojem signálu, pokračuje přenosovým prostředím a končí přijímačem. Přijímací část pro optickou doménu se obecně nazývá fotodetektor, tedy zařízení, které je schopno převádět optický signál na elektrický. Právě fotodetekční část optických systémů představuje největší výzvu, protože detekce světla je spojena s mnoha omezeními a tím vznikají zásadní omezení ve výkonnosti. Hlavní vlivy představují zejména různé šумы a vztahy mezi citlivostí a rychlostí komunikace. Vždy bude záležet na tom, jaký signál chceme detekovat, např. měření intenzit na úrovni jednotlivých fotonů bude odlišné od získávání energie ze slunce. Stejně tak se budou lišit i fotodetektory pro různé části světelného spektra, protože pokrýt oblast od UV až k IR spektru není jednoduché. V této kapitole se podíváme na přehled principů jednotlivých možnosti detekce záření a jejich vlastnosti. [7]

Fotokatody

Fotokatoda je fotocitlivá vrstva, která je schopna konvertovat dopadající tok fotonů na odpovídající tok elektronů emitovaných do prostoru vakua s možností jejich sběru, nebo násobení. Fyzicky se jedná o tenký polovodičový film s vodivým kontaktem pro externí elektrický obvod. Elektrony musí být sbírány pomocí anody, která je udržována na pozitivním potenciálu.

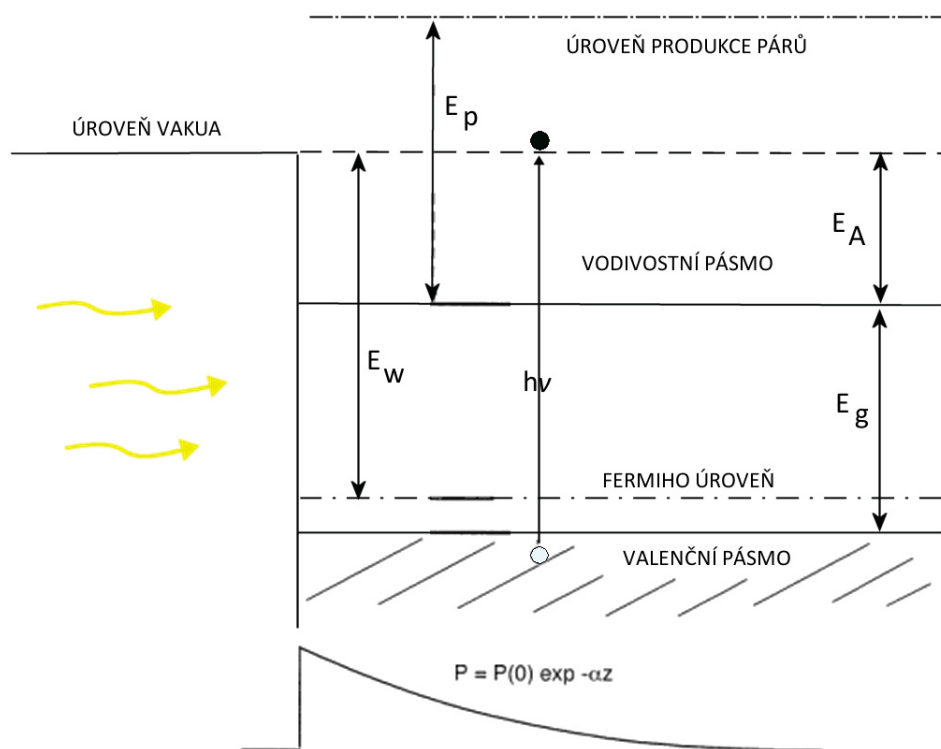


Obr. 4.1 Reflexní a transmisní fotokatoda.

Proces fotodetekce lze popsat v následujících krocích:

1. Absorpce fotonu s vytvořením páru elektron-díra
2. Difúze elektronu na ploše detektoru
3. Emise elektronu do prostoru vakua

Proces emise elektronu neprobíhá se 100% úspěšností. Navíc, pokud má elektron opustit materiál, potřebuje k tomu dostatečnou energii.



Obr. 4.2 Energetické úrovně fotokatody.

Vodivostní pás a valenční pás je oddělen zakázaným pásem (energy gap) E_g . Úroveň vakua pak představuje minimální energii, která je potřeba pro to, aby elektron opustil materiál.

Pracovní oblast a aktivační energie jsou označeny jako E_w a E_A .

Energie fotonu odpovídá vztahu

$$E = h\nu = \frac{h \cdot c}{\lambda}$$

Potřebná energie fotonu tedy musí odpovídat vztahu

$$h\nu \geq E_g + E_A$$

Z toho vyplývá, že získání potřebné energie závisí na vlnové délce dopadajícího záření. Můžeme tedy definovat minimální vlnovou délku, která je potřebná pro překonání pásu vakua jako:

$$\lambda_t = \frac{h \cdot c}{E_g + E_A}$$

Po překonání této podmínky nastává problém s prostředím, protože elektron je cestou vychylován zbylými atomy v prostředí (quasi-elastic scattering). Tento rozptyl ale představuje pouze malý vliv a elektron tak dosáhne cíle dříve, než ztratí potřebnou energii. Větším problémem je tzv. ionizační rozptyl, který působí velké ztráty ($>E_g$). Uplatňuje se ale jen v případě, že je energie nad úrovní E_p (pair production level).

S těmito definovanými pravidly se dostáváme ke spektrální odezvě fotodetekce. Nulová odezva bude pro $\lambda > \lambda_t$.

Počínaje $\lambda < \lambda_t$ bude odezva narůstat až k maximu a poté zase klesat k nule při dosažení hladiny E_p .

V aplikačním prostředí používáme k popisu tohoto chování pojem **spektrální účinnost**, který je definován jako podíl generovaného fotoproudu a dopadajícího výkonu:

$$\sigma(\lambda) = \frac{I}{P} \text{ [A/W]}$$

Případně se můžeme setkat také s pojmem kvantová účinnost

$$\eta = \eta(\lambda)$$

Která se vztahuje k počtu generovaných fotonů-ku počtu přijatých fotonů (F/F').

Pro propojení těchto vztahů můžeme přepsat proud jako $I = eF'$ a dopadající výkon jako $P = F' h\nu$.

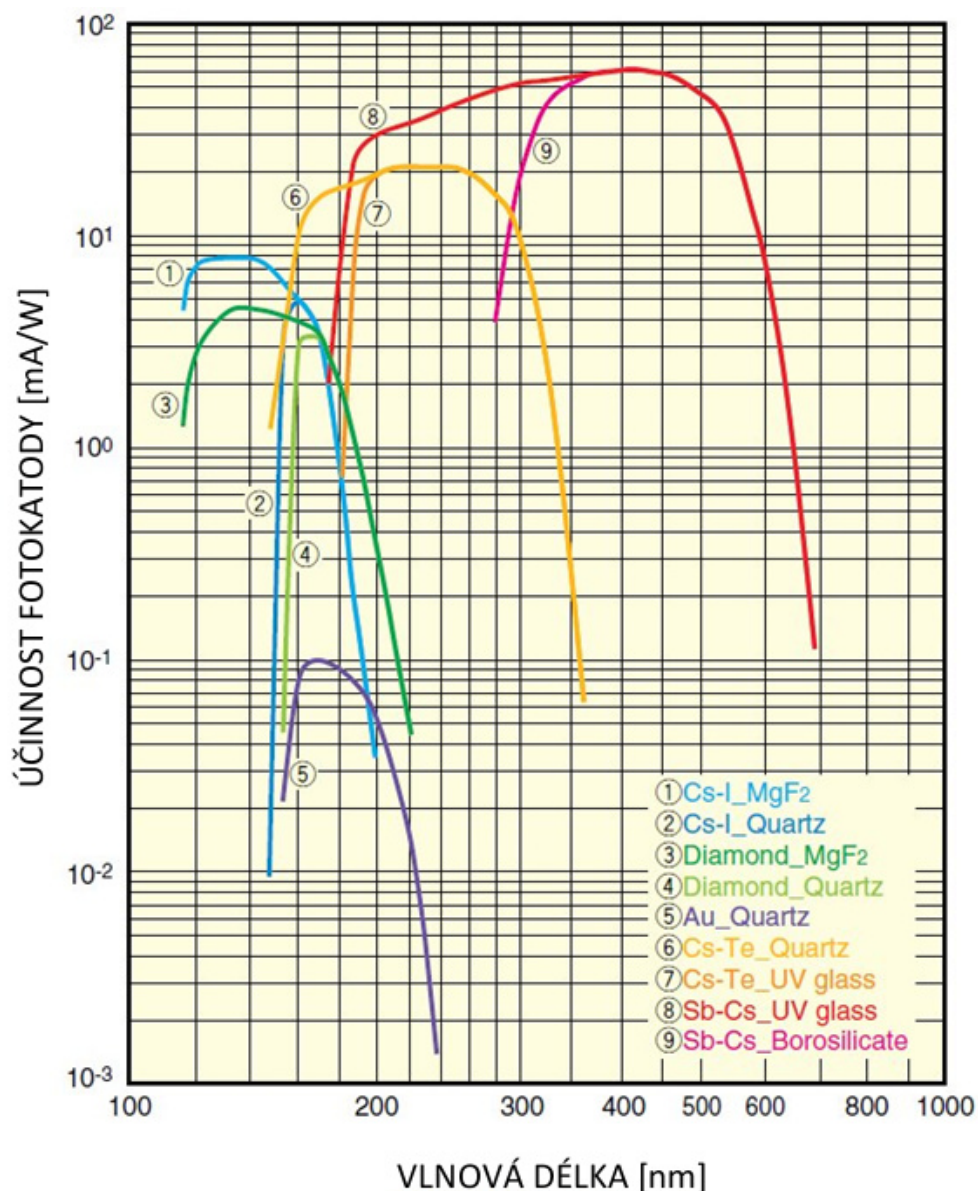
Podíl $\sigma = I/P$ pak bude

$$\sigma(\lambda) = \eta \frac{e}{h\nu} = \eta \frac{\lambda}{\frac{hc}{e}} = \eta \frac{\lambda}{1.24} \text{ [A/W]}$$

V praxi se v datasheetech setkáte s grafy popisující spektrální účinnost. Jedná se o nejjednodušší způsob, jak graficky popsat chování jakéhokoliv fotocitlivého prvku. Vlastnosti fotodetektorů nejsou nikdy dokonale univerzální, což je dáno fyzikální podstatou funkce. Vždy bude záležet na chemickém složení součástí, konstrukci, velikosti atd.

Na následujícím obrázku 4.3 můžeme vidět typický příklad takových charakteristik pro různá chemická složení. Je patrné, že materiál zde výrazně ovlivňuje rozsah použitelných vlnových

délek. Navíc si povšimněme i toho, že spektrální účinnost zde dosahuje relativně nízkých hodnot (v podstatě je vše pod 0,1A/W).



Obr. 4.3 Graf účinností fotokatody dle složení.

Pokud mluvíme o fotokatodě, mluvíme spíše o principu. Samotná zařízení, která tento princip využívají, jsou například takzvané fotonky, nebo fotonásobiče.

Fotonky (Phototubes)



Obr. 4.4 Fotonka.

Fotonka, někdy také nazývána vakuová fotodioda, je jednoduché zařízení, kde je fotokatoda a anoda vakuově uzavřená uvnitř průhledného pouzdra (případně pouzdra s průhledným průzorem).

Výhody:

- Detekce i v UV spektru (viz předchozí obrázek spektrální citlivosti)
- Teplotní stabilita
- Velká fotocitlivá oblast
- Rychlost

Nevýhody:

- Nevidí do IR spektra

Použití:

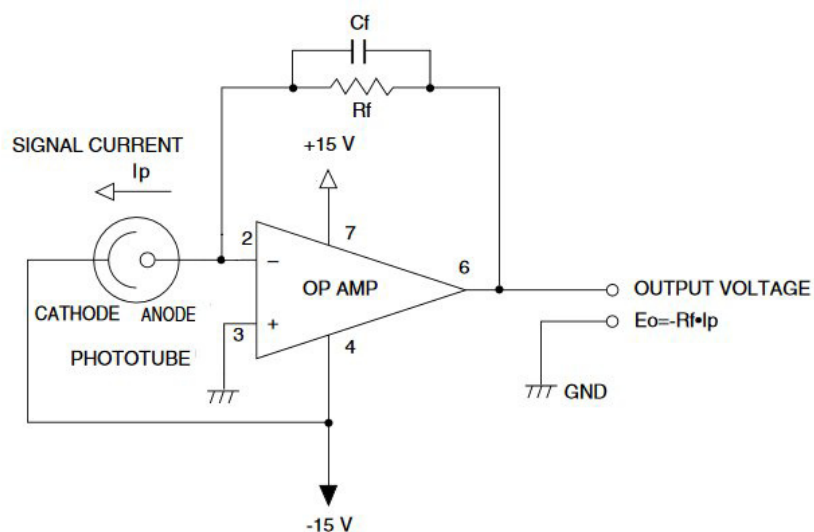
- Spektrofotometry
- Detekce ozonu
- Monitorování sterilizačních lamp

Příklad zapojení:

Výhodou je, že si provoz v některých fotonek vystačí i s relativně malým napětím (v tomto případě 15V). V principu však hodnoty závěrného napětí mohou dosahovat i 100V.

Zapojení na obrázku se nazývá transimpedanční zesilovač. Fotoproud I_p je zde převáděn na napětí pomocí rezistoru R_f .

*Pozn.: Protože fotoproud je malý, volí se hodnota R_f poměrně velká (v řádech MOhm). Filtrační kondenzátor C_f je zde pro dosažení lepší stability a naopak je velmi malý (v řádech pF).



Obr. 4.5 Příklad zapojení fotonky.

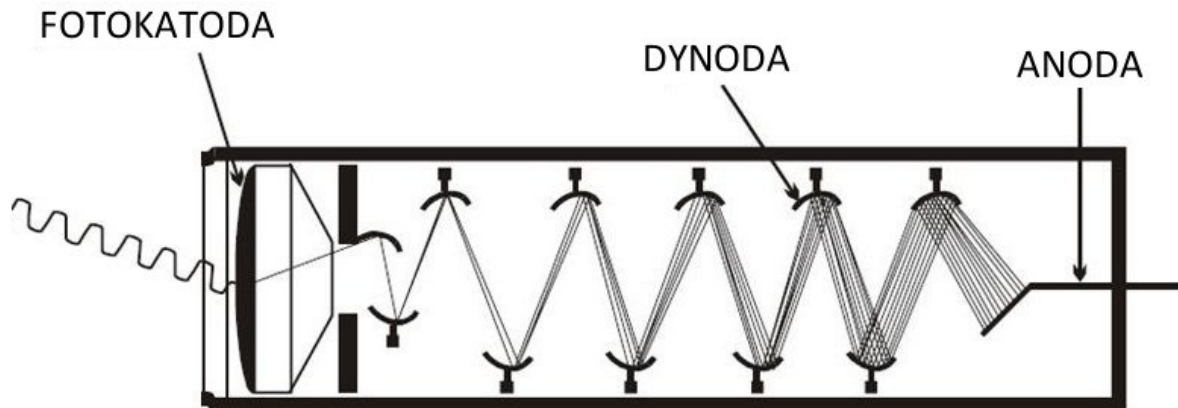
Fotonásobič



Obr. 4.6 Fotonásobič.

Toto zařízení opět využívá fotokatody, nicméně zde došlo k významné úpravě. I když je fotokatoda schopná detekovat jednotlivé fotony, tak elektricky dojde k vytvoření tak malé změny, že je detekce na této úrovni téměř nemožná. Jak už název napovídá, tak fotonásobič

má schopnost násobit při průchodu elektronů směrem k anodě jejich počet. Jediný foton tak dodá na anodu dostatek elektronů pro spolehlivou detekci.



Obr. 4.7 Princip fotonásobiče.

Na obrázku 4.7 vidíme základní schéma fotonásobiče, kde se fotokatoda stará o konverzi fotonů na elektrony, elektronová optika se stará o zaměření elektronů na první dynodu multiplikačního řetězce. Multiplikační řetězec se pak stará o potřebný vysoký vnitřní zisk a nakonec samozřejmě anoda pro kolekci získaného náboje.

Mezi fotokatodou a prvním prvkem multiplikačního řetězce (první dynodou) se používá vysokých napětí (obvykle nad 100V). Stejně tak i mezi jednotlivými dalšími prvky řetězce, aby byla zaručena potřebná energie pro multiplikaci.

Pro představu: Jediný foton takto může vyrobit fotoproud v o velikosti 1mA, což je snadno detekovatelná hodnota.

Nově se zde setkáme s pojmem „počítání fotonů“. Výstupem měření tedy bude informace o počtu přijatých fotonů za jednotku času. Tzv. Counts per second (CPS).

Polovodičové fotodetektory

PN přechod využívá vnitřního fotoelektrického efektu, kdy je schopen absorbovat dopadající fotony a generovat nabitě nosiče (elektrony). Tyto nosiče pak vyvolají na kontaktech odpovídající fotoproud.

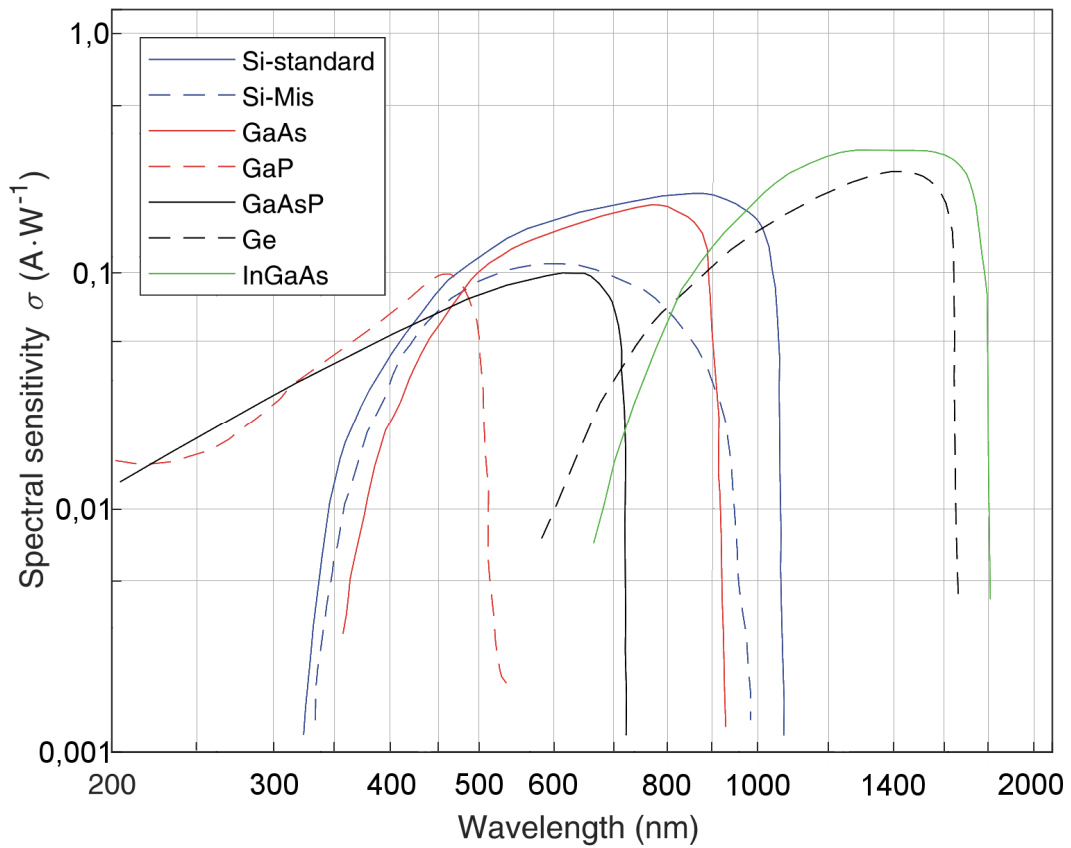
I zde musí energie fotonu (E) splňovat mezní podmínky

$$\frac{h \cdot c}{\lambda} \geq E$$

Mezní vlnová délka tak bude opět vycházet ze vztahu

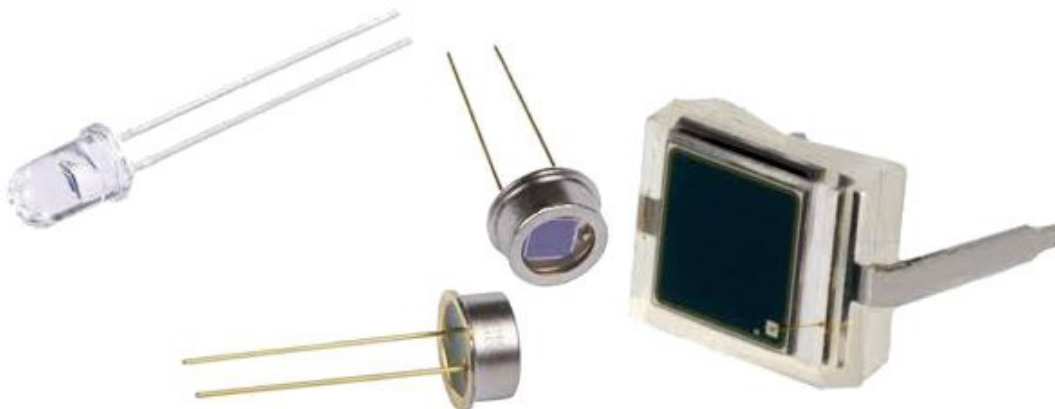
$$\lambda_s [\mu m] = \frac{h \cdot c}{E} = \frac{1.24}{E} \quad [eV].$$

Z pohledu PN přechodu pak zmiňovaná energie odpovídá energii zakázaného pásu ($E=E_g$), která se odvíjí od chemického složení přechodu.



Obr. 4.8 Spektrální citlivost v závislosti na materiálu přechodu.

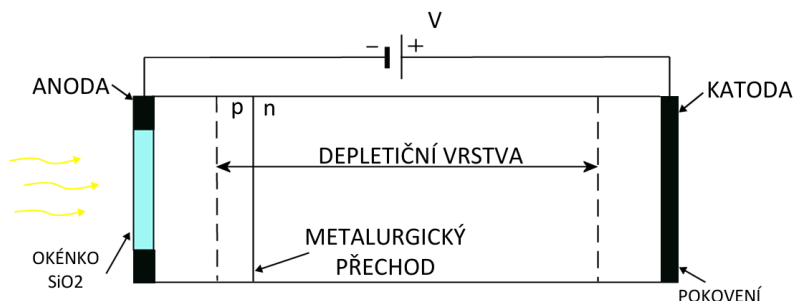
Fotodiody PN



Obr. 4.9 Fotodiody.

Fotodiody lze aktuálně považovat za nejvíce používané prvky v oblasti fotodetektorů. Zejména díky cenám, odolnosti a vysoké účinnosti. Výhodou jsou i spektrální charakteristiky, kdy s jednoduchým křemíkovým přechodem (Si) pokrýváme kompletní viditelnou oblast a IR spektrum až k hranici 1100nm.

Konstrukčně pak jde o PN přechod s transparentním okénkem, který umožní průchod fotonů.

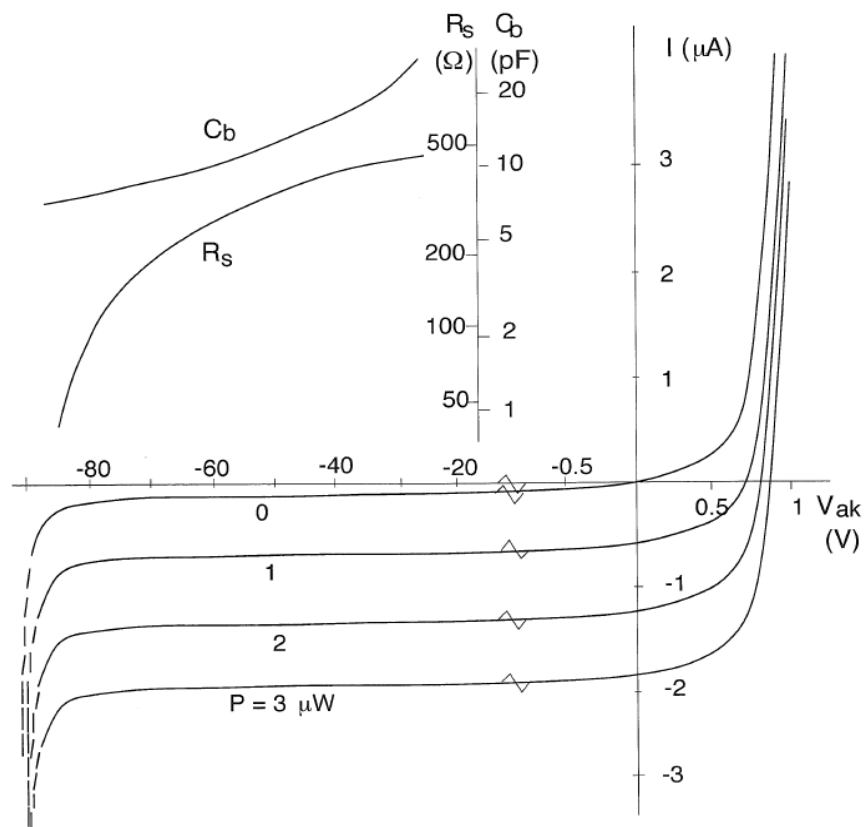


Obr. 4.10 konstrukce PN fotodiody

Při přivedení závěrného napětí pak dojde k rozšíření depletiční oblasti, což se v praxi dělá například pro zkrácení reakční doby (kapacita PN přechodu klesne a zvýší se tak maximální pracovní frekvence).

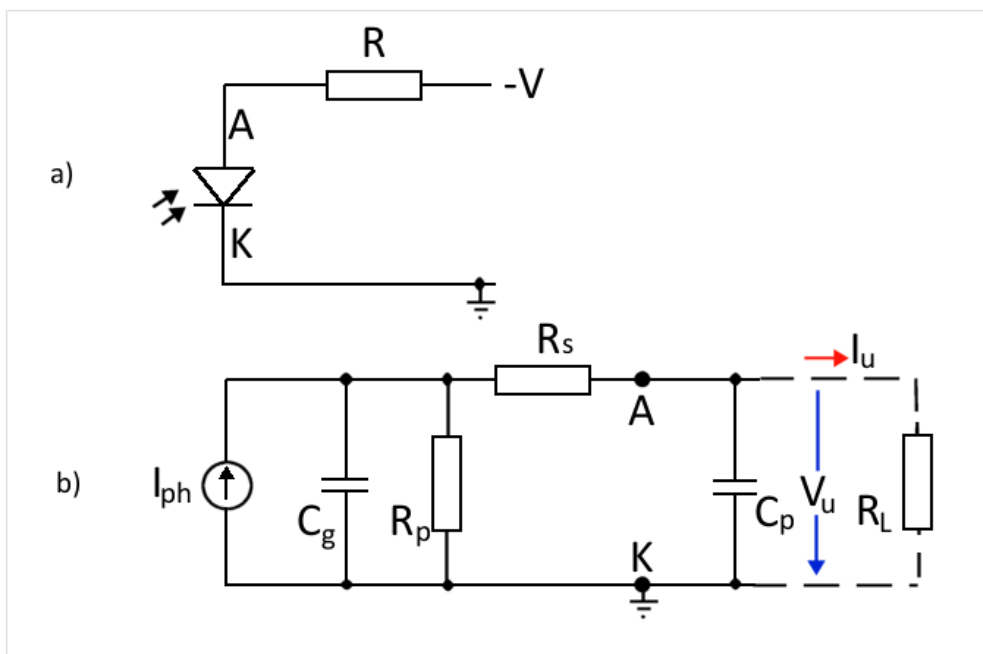
Tomuto režimu s přivedeným záporným napětím se říká fotovodivostní režim (III. kvadrant V/A charakteristik). Toto závěrné napětí se pak volí, dle možností fotodiody, co největší. Tak je dosaženo nízké hodnoty kapacity přechodu C_b a nízkého sériového odporu R_s .

Druhá možnost je ponechat fotodiodu bez napájecího napětí v tzv. fotovoltaickém režimu (IV. kvadrant). V tomto případě sice nebudeme dosahovat vysokých pracovních frekvencí, ale získáme například lepší odezvu pro měření. Fotodioda se v tomto případě chová jako zdroj proudu (podobně jako fotovoltaický panel).



Obr.4.11 VA charakteristiky fotodiody [7].

Základní a náhradní schéma je na obrázku 4.12.



Obr. 4.12 Základní a náhradní schéma fotodiody.

Základ zobrazuje část (a), kdy máme fotodiodu připojenou přes zatěžovací odpor R na závěrné napětí. Signál, který jsme schopni fotodiodou detekovat, se bude projevovat změnami napětí V_u . Pokud si rozebereme chování fotodiody, dostaneme se na náhradní schéma v části (b). Základem je zdroj fotoproudu I_{ph} , který představuje samotný proces přeměny fotonů na elektrony. Zejména pro střídavé signály je kritická kapacita přechodu, kterou reprezentuje C_g . Čím rychlejší změny signálu v přijímaném signálu, tím větší vliv bude tato kapacita mít na signál. Hodnota R_p je většinou velmi vysoká (řádově v MOhmech). To je důvod, proč je vhodné v dalších stupních volit zesilovače se vstupními obvody FET (ty mají rovněž veliký vnitřní odpor v řádech MOhm, což umožňuje lepší impedanční přizpůsobení). Hodnota sériového odporu R_s je podle V/A charakteristik relativně malá, nicméně pro vyšší frekvence bude mít podobnou hodnotu i zatěžovací rezistor R , což bude vytvářet nepříjemné úbytky napětí.

Jako poslední pak stojí za zmínku parazitní kapacita C_p . Ta je tvořena kapacitou mezi samotnými kontakty fotodiody a zbytky vodivých cest k zesilovači. Pokud zkusíme vypočítat X_c pro frekvenci 100MHz a hodnotu $C_p = 1\text{pF}$, tak dostaneme

$$X_C = \frac{1}{2\pi f C_p} = 1591\Omega.$$

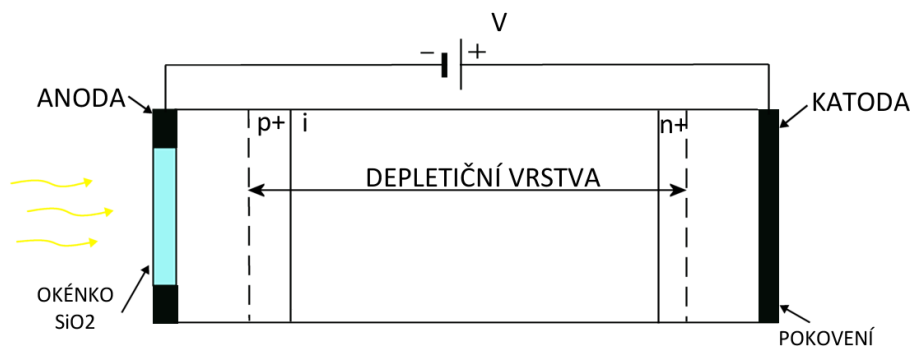
Takže i při relativně minimálních hodnotách by došlo k ovlivnění signálu. Důležitým poznatkem ohledně C_p tedy je, že připojení na fotodiodu musí mít co nejnižší kapacitu (jinými slovy musí být co nejkratší).

Fotodiody PIN

Jedná se o mnohem žádanější typ fotodiody s upravenou strukturou, kdy je mezi P a N materiál vložena intrinsická oblast. To přináší několik výhod:

- Šířka depletiční vrstvy W už není závislá na velikosti závěrného napětí (nyní je definována geometrií přechodu). Pro funkci tedy nepotřebujeme vysoké závěrné napětí.
- Frekvenční odezva je nezávislá na vlnové délce
- Závěrný proud je méně závislý na závěrném napětí díky vysoké hodnotě R_p .

PIN fotodiody má tedy, oproti klasickému PN přechodu, výhodu v nízké závislosti na závěrném napětí.



Obr. 4.13 PIN fotodiody.

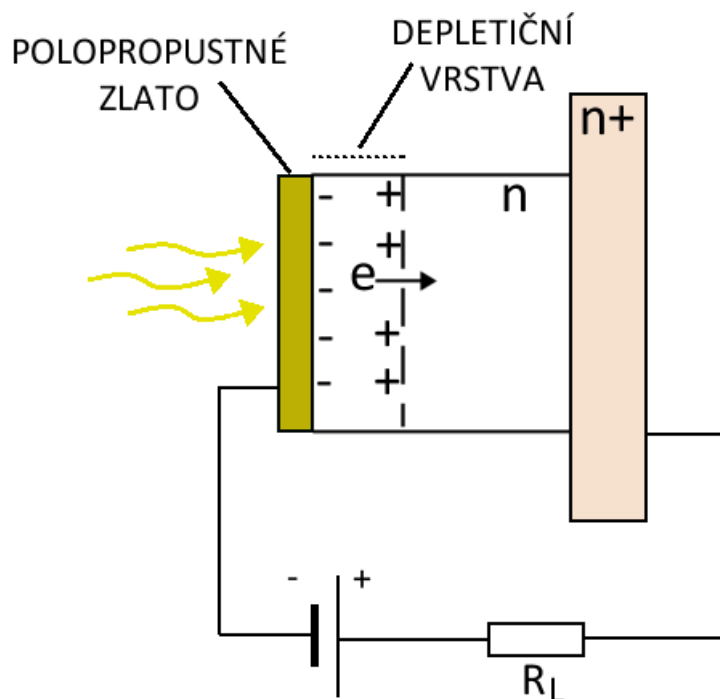
Schotkyho Fotodiody

Tento typ fotodiody využívá přechodu kov/polovodič. Fotony zde procházejí částečně propustnou kovovou vrstvou a elektrony vytvořené v depletiční regionu jsou sbírány elektrickým polem a tím dochází k nárůstu fotoproudu. Díky odrazům dopadajícího záření od kovové vrstvy má ale v porovnání s PN/PIN fotodiodami znatelně nižší účinnost (zejména na delších vlnových délkách).

Tato konstrukce se vyznačuje:

- Vysokou rychlostí odezvy (řády GHz)
- Jednoduchou výrobou

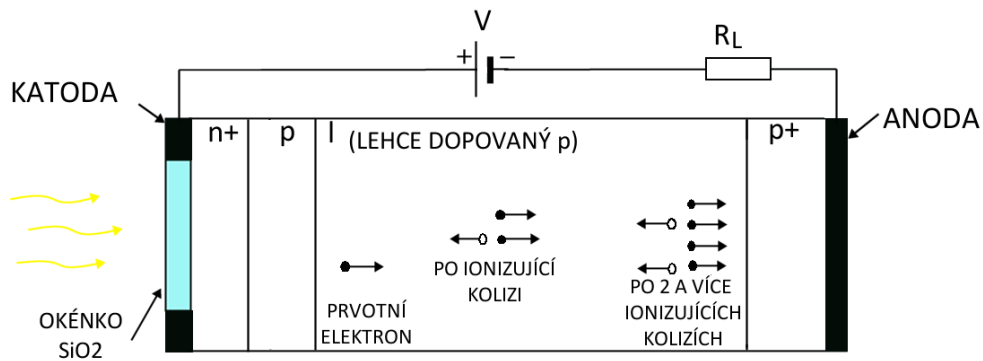
Použití je spíše okolo UV oblasti, případně pro rychlé komunikace s dostatkem výkonu.



Obr. 4.14 Schotkyho fotodioda.

Lavinové Fotodiody (APD)

Tato fotodioda je schopna zesilovat přijímaný signál v rámci své vnitřní struktury. Lavinový multiplikační proces funguje tak, že je vytvořený elektron postupně akcelerován elektrickým polem v depletiční vrstvě. Jakmile dosáhne dostatečné rychlosti, tak může při kolizi s atomy v polovodiči a vytvořit tak další pár elektron-díra (impact ionization process). Nyní tedy máme 2 elektrony, které jsou opět akcelerovány, a při další kolizi dojde k vytvoření dalších 2 elektronů. Výsledkem je proces lavinového zesílení, kdy se počet elektronů exponenciálně zvyšuje.



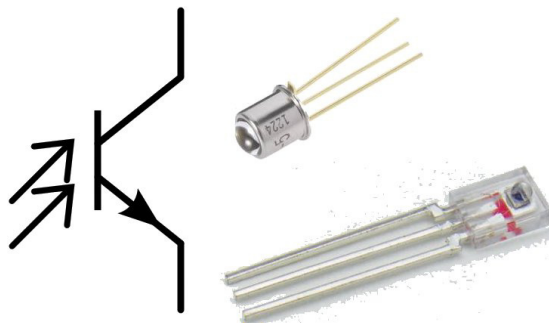
Obr. 4.15 Lavinová fotodioda.

Zesílení APD fotodiody popisuje multiplikační faktor M , který je podílem fotoproudu se zesílením ku fotoproudu bez zesílení. (Pro Si je M obvykle kolem 100).

Multiplikační princip je v podstatě solid state obdobou fotonásobiče, takže i zde je zapotřebí relativně vysokého napětí, které je schopno dostatečně akcelarovat získané elektrony. (Pro Si obvykle kolem 100-200V).

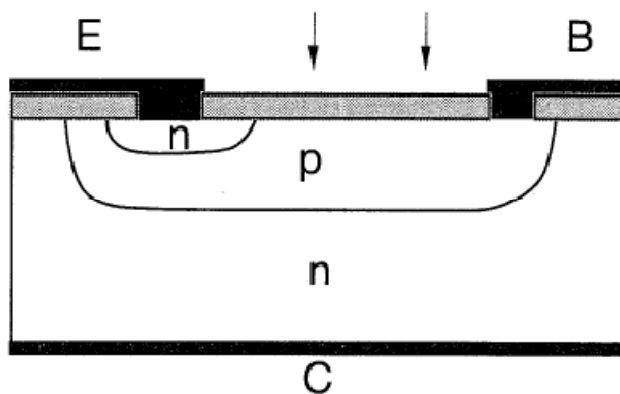
Díky vysokému napětí si mohla fotodioda udržet i vysokou rychlost, nicméně největším problémem je teplotní závislost, kdy s rostoucí teplotou výrazně klesá zesílení. Při práci s prostředím s proměnlivou teplotou je tak vhodné počítat s teplotní stabilizací.

Fototranzistor



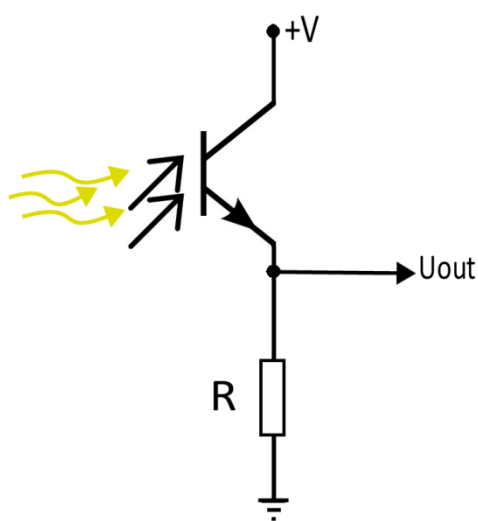
Obr. 4.16 Fototranzistor.

Další využití PN přechodu a zesilující struktury je fototranzistor. Odhalením báze pro přístup světelného záření nyní fotony vytvářejí na bázi fotoproud, který je aktivně zesilován tranzistorem. Kolektorový proud je tak h_{21} x větší, než fotoproud vyvolaný na přechodu báze a emitoru.



Obr. 4.17 Vnitřní struktura fototranzistoru [7].

V tomto režimu má navíc tranzistor plovoucí bázi a je tedy v principu jedno, jestli je zátěž připojena na stranu kolektoru, nebo emitoru. Následující zapojení ukazuje právě okamžik, kdy je zátěž připojena až za emitorem. Pokud bude fotoproud nulový, bude protékat pouze malý temný proud a V_u bude téměř 0V. Jakmile začnou na bázi dopadat fotony, tak začne proud protékající tranzistorem způsobovat odpovídající úbytek napětí. (podle známého vzorce $U=R \cdot I$). V saturaci pak bude $V_u = +V_{bb} - U_{CEsat}$. Z obvodového hlediska je toto chování výhodou, protože si můžeme jednoduše přizpůsobit provozní logiku.



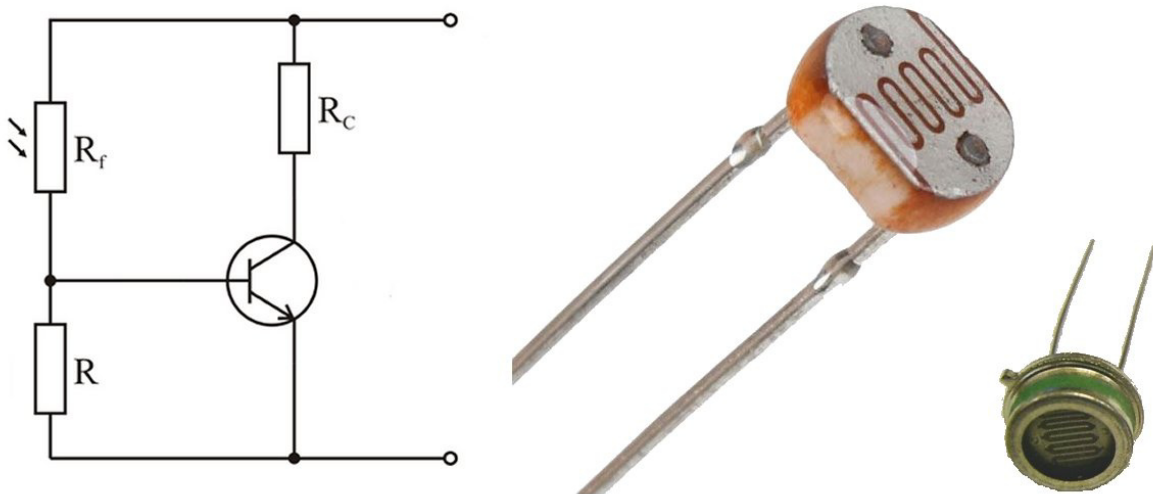
Obr. 4.18 Základní zapojení fototranzistoru.

Fotovodiče (Fotoodpory)

Jedná se o jednoduchý blok polovodičového materiálu (jako cadmium selenid CdSe nebo cadmium sulfid CdS...), který při vystavení světelnému záření mění svou vodivost.

Fotorezistor má výhody především pokud jde o jednoduchost výroby a cenu. V rámci elektrického zapojení se k němu můžeme chovat jako k proměnnému rezistoru, takže i jeho nasazení v různých aplikacích je jednodušší.

Oproti fotodiodám je ale mnohem pomalejší (doba náběžné hrany (t_r) a doba sestupné hrany (t_f) se zde pohybuje v desítkách ms). Proto nejsou tyto prvky vhodné pro datové komunikace. Nicméně je lze jednoduše používat v oblasti měření osvětlení a různých detektorů ve viditelné i IR oblasti.



Obr. 4.19 Příklad zapojení fotoodporu.

Vlastnosti fotodetektorů: shrnutí

V předchozích bodech jsme si popsali některé základní principy a vlastnosti fotodetektorů. Nyní si udělejme malé shrnutí toho, co by nás mohlo v praxi u těchto prvků zajímat.

- **Spektrální citlivost** - oblast vlnových délek, ve které je vybraný detektor schopen pracovat s určitou účinností.
- **Centrální vlnová délka** – vlnová délka, na které má prvek nejvyšší citlivost
- **Temný proud** – hodnota, která udává množství proudu, který prvkem protéká i bez dopadajících fotonů.
- **Teplotní závislost** – s rostoucí teplotou se mohou elektrony v materiálu lépe pohybovat, proto se s teplotou zvyšuje i temný proud.
- **Doba odezvy** – je popsána dobou náběžné a sestupné hrany, která popisuje odezvu na obdélníkový signál.
- **Šířka pásma** – maximální pracovní frekvence za určitých daných podmínek (většinou při specifických hodnotách napájecích napětí a zatěžovacího odporu).
- **Maximální závěrné napětí** – určuje maximální hodnotu závěrného napětí, po jehož překročení dojde k poškození detekčního prvku.
- **Úhel poloviční citlivosti** – přijímací úhel prvku, ve kterém má alespoň 50% maximální citlivosti oproti přímému směru.

Kontrolní otázky:

Po prostudování této kapitoly byste měli znát odpovědi na následující otázky:

1. Jaké základní druhy fotodetektorů znáte?
2. Jaký typ fotodetektoru byste zvolili pro detekci extrémně malých výkonů?
3. Jak vypadá spektrální charakteristika křemíkové fotodiody?
4. Lze pomocí InGaAs fotodiody detekovat viditelné spektrum světla?
5. K čemu je dobré přivádění závěrného napětí na PN přechod polovodičové fotodiody?
6. Princip fungování APD?
7. Základní zapojení fototranzistoru?
8. Proč se fotoodpory nehodí pro datové komunikace?

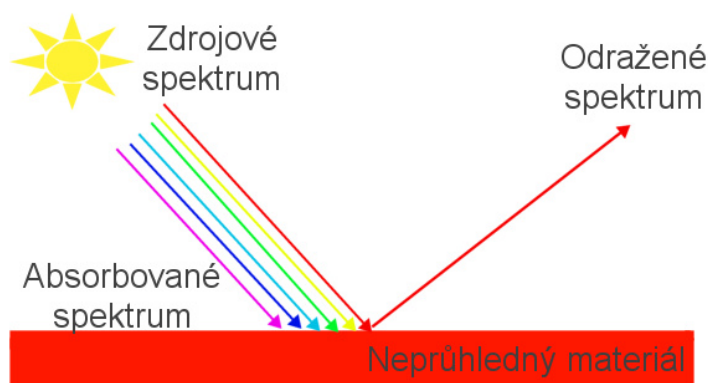
5. Optické vlastnosti materiálů

Stejně, jako mají různé materiály vlastnosti elektrické, mechanické, nebo magnetické, tak mají i vlastnosti optické. Pro každý materiál platí, že část dopadajícího světelného (resp. elektromagnetického) záření je v různých poměrech:

- Odražena
- Absorbována
- Propuštěna

Odrazivost materiálu

Popisuje, kolik energie se v porovnání s dopadající energií se od materiálu odrazilo. Na základě optických vlastností materiálu se může lišit zejména spektrální charakteristika odraženého záření. Výsledně odražené elektromagnetické spektrum pak můžeme ve viditelném spektru vnímat jako barvu materiálu. Na následujícím obrázku je příklad červeného, opticky neprůhledného materiálu.



Obr. 5.1 Odrazivost materiálu.

Spektrum slunečního záření zde dopadá na materiál, kde je odražena červená část spektra. Zbytek záření je pohlcen materiálem, kterému předává energii. Většinou ve formě tepla. Pro pozorovatele má tedy materiál červenou barvu.

Absorpce

Pokud záření dopadne na překážku, od které se neodrazí, nebo neprojde skrz, hovoříme o absorpci záření. K tomuto jevu může docházet i postupně - závisí například na tloušťce materiálu. Během absorpce záření předávají fotony energii nejčastěji v podobě tepla. To znamená, že si energii materiál neponechá a vyzáří jí do okolí v infračervené oblasti. (více v kapitole záření černého tělesa). Ve zkratce lze říci, že absorbovaná část elektromagnetického spektra je přeměněna na jinou část elektromagnetického spektra s nižší energií. Vycházíme-li ze vzorce pro energii fotonu:

$$E = \frac{h \cdot c}{\lambda}$$

Tak je vidět, že energie fotonu klesá s rostoucí vlnovou délkou. A proto je absorbovaná energie vyzářena do okolí v infračervené oblasti.

V některých případech je ale umožňuje složení materiálu energii vyzářit i ve viditelné oblasti. Této vlastnosti se říká **fotoluminiscence** (emise světla látkou způsobená světlem). Dopadající záření s vyšší energií (například v modré, nebo UV oblasti) způsobí, že materiál začne produkovat sekundární záření o delší vlnové délce. Podobně jako trvá látce odevzdat nahromaděné teplo, i odevzdání energie tímto způsobem může trvat různou dobu. Pro tento případ rozeznáváme 2 základní mechanismy:

- Fluorescence – efekt probíhá téměř okamžitě a energie je rychle vyzářena do okolí „dosvit“ ozářené plochy trvá méně než milisekundu.
- Fosforescence – energie zůstává v materiálu déle a uvolňuje se postupně (i několik dní). Intenzita záření je zde ale nižší (rozložena na delší časový interval).

Propustnost světla

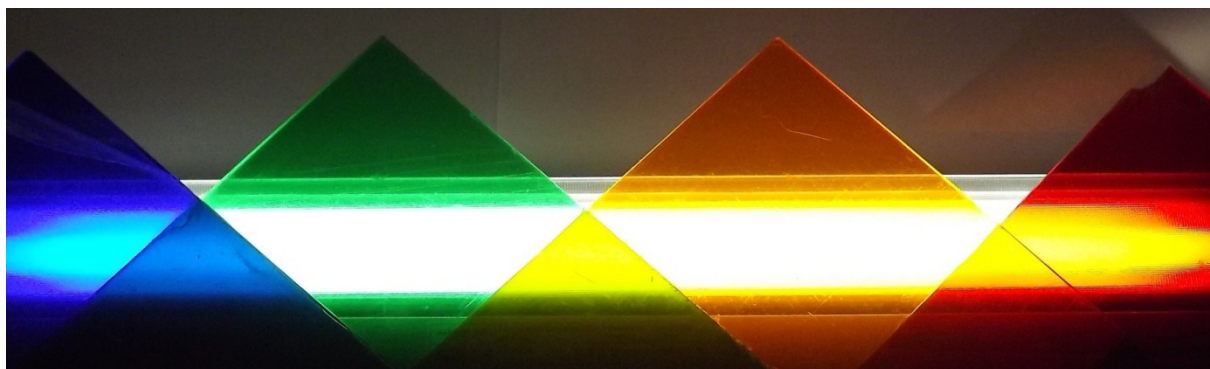
Propustnost optického (elektromagnetického) záření určuje část spektra, která je schopna materiálem procházet. V podstatě se jedná o poslední část záření, která se neodrazila při vstupu do materiálu a nebyla jím během průchodu absorbována.



Obr. 5.2 Propustnost materiálu.

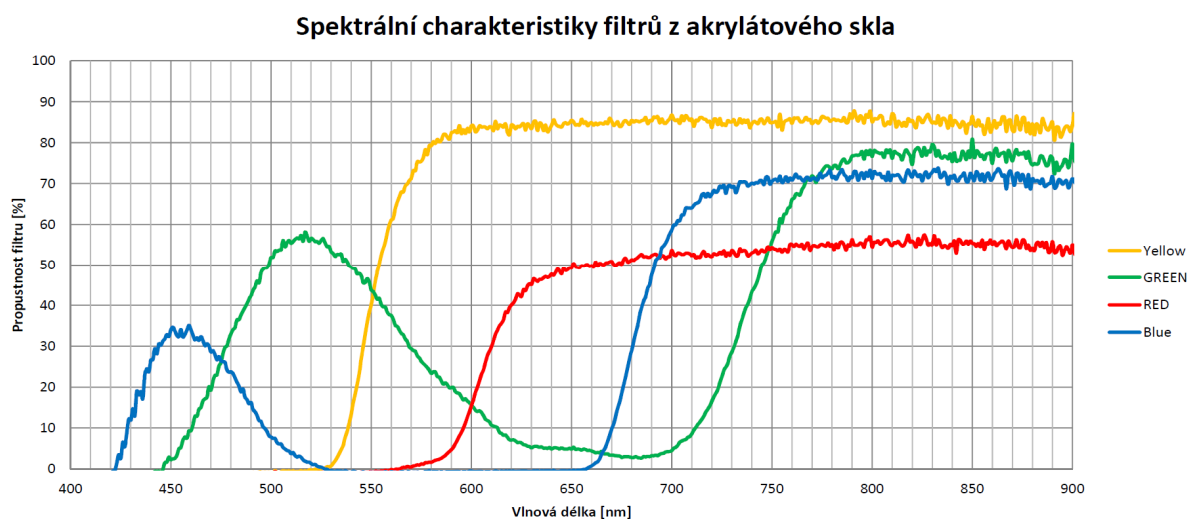
Na obrázku vlevo je vidět případ, kdy určitý materiál propouští jen určitou část spektra. Na obrázku vpravo je pak příklad interferenčního filtru, který specifickou vlnovou délku odrazí a zbytek světla může projít dále. Jedná se tedy o optickou filtraci, protože si můžeme vybrat jakou část spektra světelného záření daný typ filtru propustí.

Na následujícím příkladu si ukážeme, jak se takové filtry mohou chovat. V případě obr.5.3 se jedná o jednoduché barevné akrylátové sklo. Šířka propouštěného spektra je zde relativně široká, protože je díky tomu docíleno toho, že se tak skrz filtr dostane větší část energie.



Obr. 5.3 Propustnost akrylátového skla.

Na druhou stranu je vidět, že se okna propustnosti zjevně překrývají, protože v místech, kde stojí světlu v cestě 2 filtry, může pořád část spektra světelného záření projít/prostoupit. Pro představu jak velká část spektra prochází, se můžeme podívat na spektrální charakteristiky zmiňovaného akrylátového skla.



Obr. 5.4 Spektrální charakteristiky akrylátového skla.

Z obrázku 5.4 je patrné, jak se jednotlivé vlnové délky chovají při průchodu materiálem. Za zmínku stojí zejména část v neviditelné oblasti (IR části spektra). Bez ohledu na barvy, které můžeme pozorovat lidským okem, jsou totiž všechny zmiňované filtry transparentní pro část IR spektra. Nad 800nm tedy procházející světlo téměř neovlivňují. Toho se využívá například pro nenápadné zakrytí videokamer s nočním viděním.

V případě použití kvalitnějších filtrů se pak výsledky poněkud změní.



Obr. 5.5 Propustnost interferenčních filtrů.

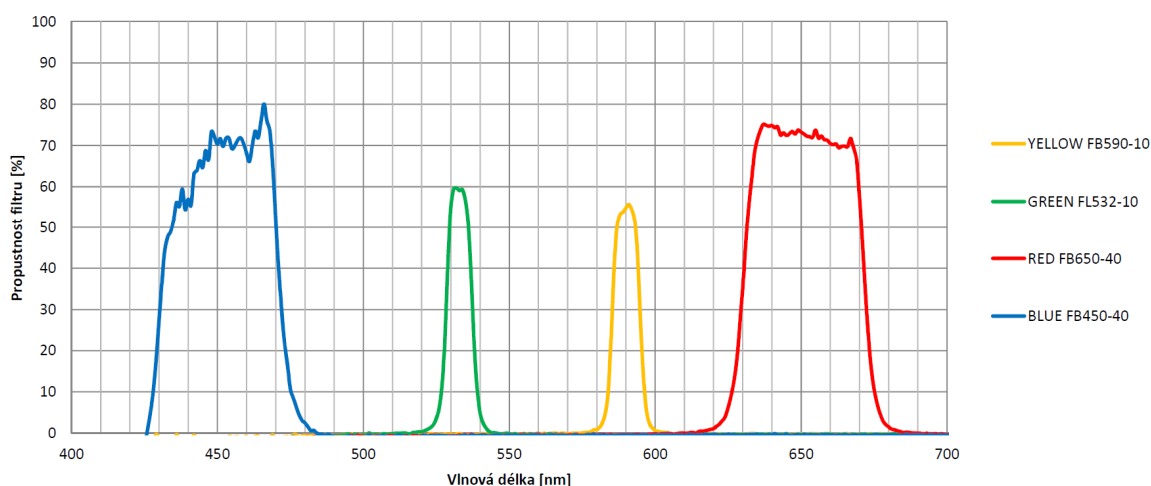
V místech překrytí už viditelné spektrum světelného záření neprochází. V tomto případě tedy jednotlivé vlnové délky opravdu vzájemně oddělujeme. Při pohledu na spektrální charakteristiky je na první pohled patrný rozdíl. Zobrazeny jsou 2 typy filtrů se šířkami spektrální čáry (FWHM Full Width Half Maximum) 10 a 40 nm. Navíc tyto filtry fungují i v blízkém IR spektru. Tento údaj může být v praxi velmi důležitý, některé filtry tuto oblast pokrývat nemusejí. V zásadě výrobci uvádějí například pracovní vlnovou délku, FWHM a oblast vlnových délek, kde filtr funguje. Ne vždy je totiž nutné IR spektrum řešit.

400 - 490 nm Bandpass Filters

Item #	CWL ^a	FWHM ^b	T (Min) ^c	Blocking ^d	Transmission/OD Data ^e	Laser Line
FB440-10	440 ± 2 nm	10 ± 2 nm	45%	200 - 3000 nm		N/A
FL441.6-10	441.6 ± 2 nm	10 ± 2 nm	60%	200 - 1150 nm		HeCd
FB450-10	450 ± 2 nm	10 ± 2 nm	45%	200 - 3000 nm		N/A
FB450-40	450 ± 8 nm	40 ± 8 nm	45%	200 - 1150 nm		N/A
FL457.9-10	457.9 ± 2 nm	10 ± 2 nm	65%	200 - 1150 nm		Argon
FL460-10	460 ± 2 nm	10 ± 2 nm	65%	200 - 1150 nm		Argon

Obr. 5.6 Příklad parametrů od výrobce.

Spektrální charakteristiky filtrů THORLABS



Obr. 5.7 Spektrální charakteristiky interferenčních filtrů.

Typy materiálů podle interakce se světlem

Už jsme si řekli, že materiály s dopadajícím světelným zářením reagují kombinací různých mechanismů. A podle těchto kombinací můžeme materiály rozdělit do 3 základních typů:

- **Transparentní (průhledné) materiály** – světelné záření (nebo alespoň nějaká jeho spektrální část) prochází materiálem a jsme schopni přes něj číst.
- **Průsvitné materiály** – světelné záření je při průchodu optickým prostředím rozptylováno do okolí. To znamená, že i když světlo může procházet skrz, tak je obraz zkreslený. Případně nejde rozeznat vůbec. Této vlastnosti se využívá například u osvětlování, kdy jsou kryty svítidel schopny plnit osvětlovací funkci, ale není vidět dovnitř samotného svítidla. (Těmto průsvitným krytům se říká difuzory.)

- **Neprůhledné materiály** – jsou materiály, u kterých světlo nemůže procházet skrz. Nicméně pořád může docházet k odrazu světla od povrchu. Materiál tedy může mít parametry jako barvu, nebo odrazivost, atd.



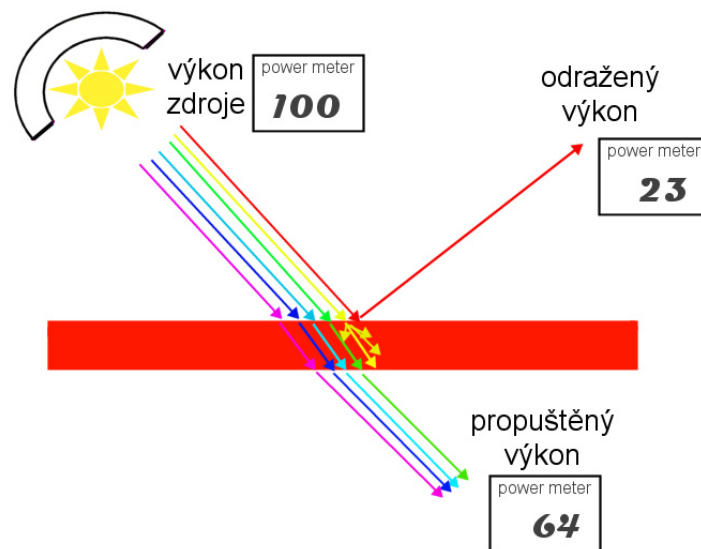
Obr. 5.8 Typy materiálů podle propustnosti světla.

Měření vlastností optických materiálů

Pro měření optických materiálů máme několik možností. V první řadě je třeba si uvědomit, co máme pro měření k dispozici.

Měření optického výkonu

Základním měřením je měření optického výkonu. Pokud máme zdroj optického záření o známém výkonu, můžeme pomocí fotodetektoru změřit odražený i propuštěný výkon. Vše co zbyde po jejich sečtení, pak logicky připadá na absorpci. Na následujícím obrázku je ukázka jednoduchého principu tohoto měření.



Obr. 5.9 Výkonové měření optických parametrů.

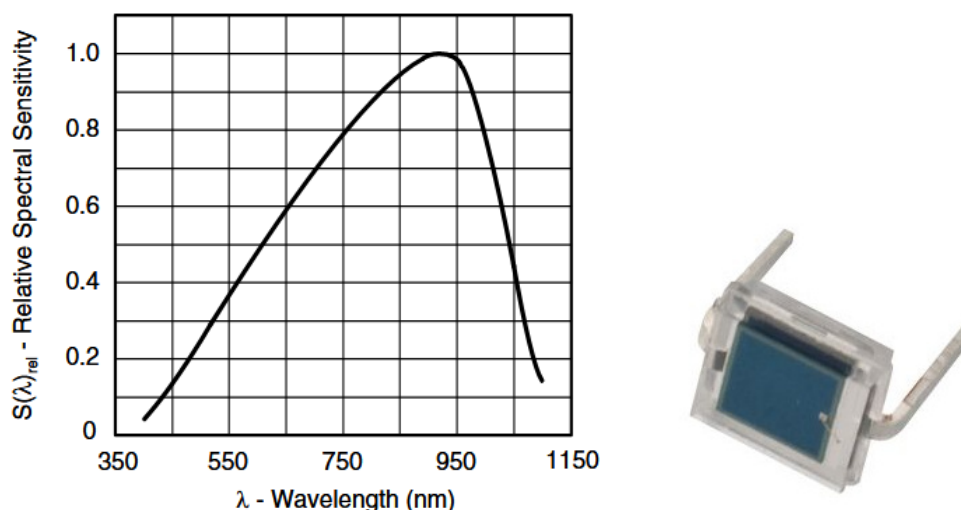
Je důležité si povšimnout, že na obrázku 5.9 je měření záření rozloženo do několika vlnových délek. V tomto případě totiž musíme proměřit jednotlivé vlnové délky postupně a až

nakonec provést sečtení výsledků. Pro měření tedy potřebujeme zdroj o známém výkonu s možností nastavit specifickou vlnovou délku.

Proč tomu tak je?

No řekněme, že fotodetektor jako součástka, nemá zrovna lineární (stejnou) odezvu v celém spektru vlnových délek. Z principu rozpoznává pouze vytvořené páry elektron-díra, které vytváří na elektrodách měřitelný fotonproud. V závislosti na vlnové délce dopadajícího světelného záření se ale hodnota odpovídajícího fotonproudu liší. Na následujícím obrázku 5.10 vidíme spektrální charakteristiky křemíkové fotodiody. Největší odezvu má tento materiál v oblasti kolem 900nm. Pokud se pohybujeme ve spektru mimo tuto hodnotu, tak bude klesat účinnost přeměny a odezva se zmenší. Například pro modrou barvu (okolo 420nm) bude měřený fotonproud představovat pouze 10% v porovnání s centrální vlnovou délkou 900nm. Pokud tedy svítíme na detektor modrým světlem, stačí naměřenou hodnotu znásobit deseti.

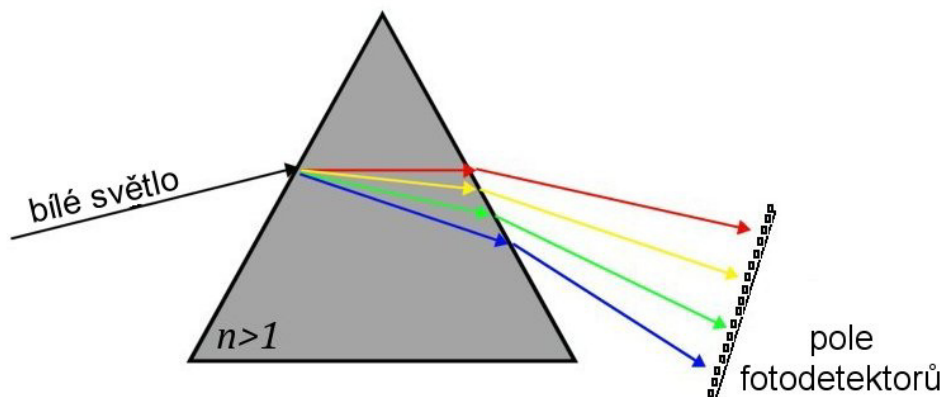
Pro měření výkonu můžeme fotodetektor použít pouze v případě, kdy měříme pomocí úzké a známé části spektra. Pak můžeme provést aproximaci na odpovídající hodnoty.



Obr. 5.10 Relativní spektrální odezva PIN fotodiody BPW34.

Měření spektra

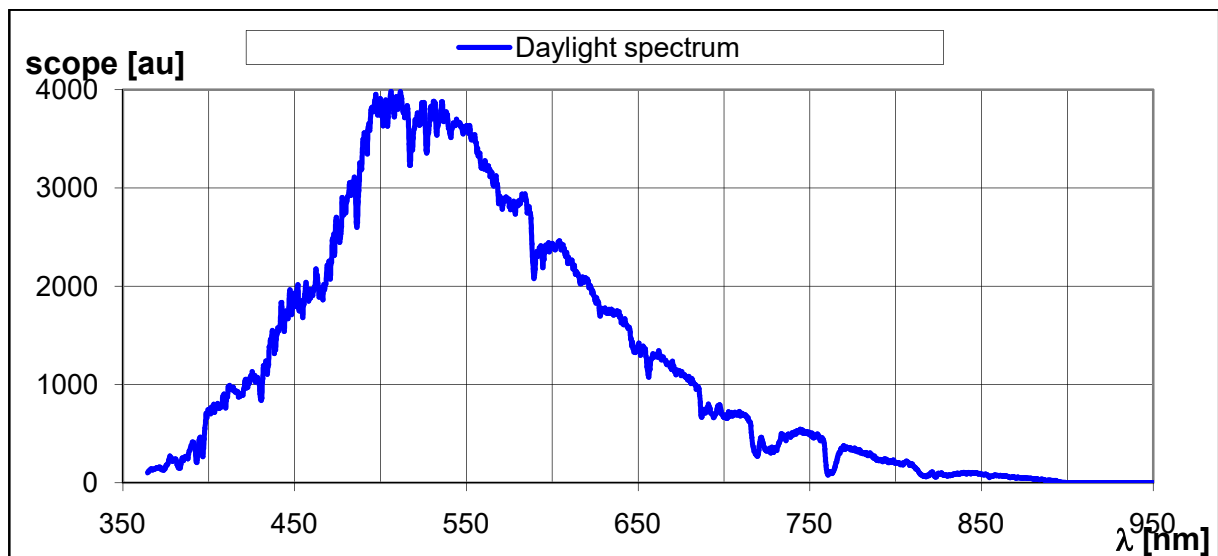
Měření spektra, nebo také spektrální analýza, umožňuje změřit výkony pro více částí spektra současně. Zařízení pro měření se nazývá spektrometr a díky své konstrukci umožňuje nejprve rozložit dopadající světlo na jednotlivé vlnové délky a potom je změřit podobně jako v případě fotodiody. Nicméně tentokrát je měření prováděno polem fotodetektorů, z nichž je každý nastaven na přesnou vlnovou délku.



Obr. 5.11 Princip spektrometru.

A protože známe vlnovou délku, která dopadá na fotodetektory, můžeme jednoduše dopočítat výkony napříč celým měřeným spektrem. Další výhodou je možnost grafického zobrazení naměřených hodnot a tím i snadnější analýza.

Na následujícím obrázku 5.12 je pro ukázkou spektrum denního světla měřené spektrometrem.

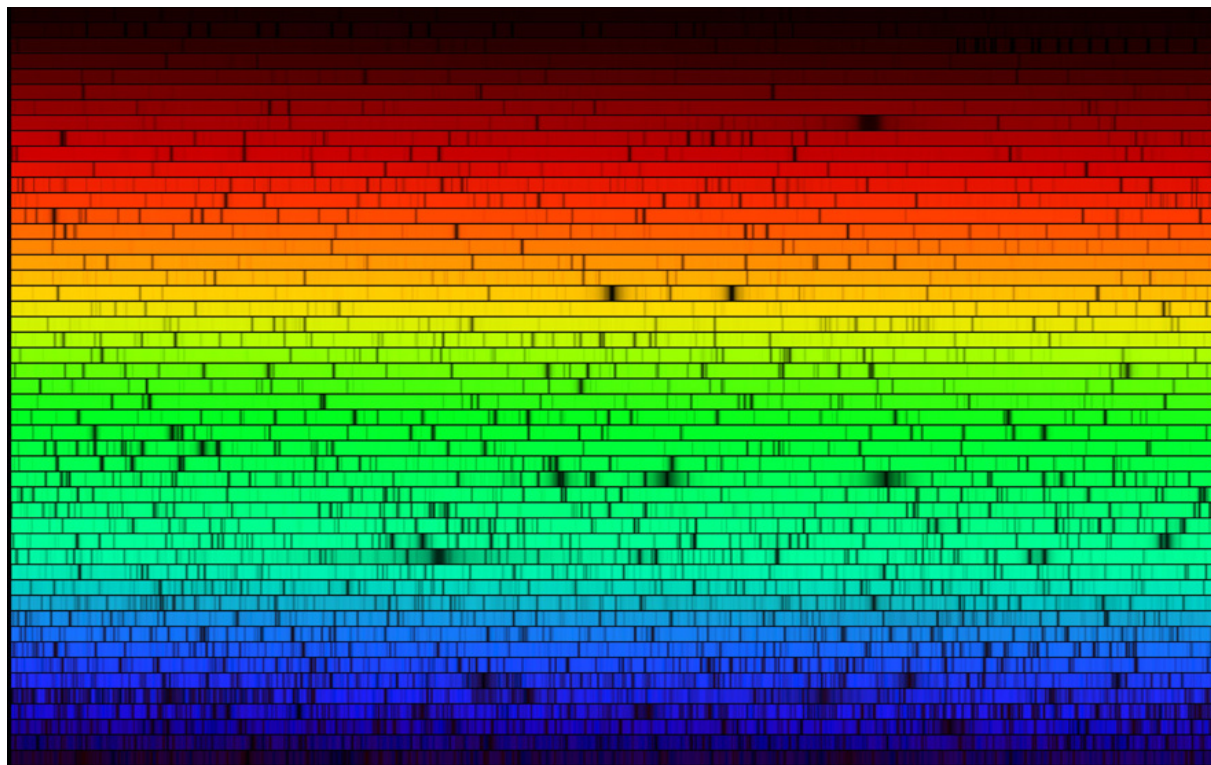


Obr. 5.12 Spektrum denního světla.

Měření spektra má mnoho využití. Například pro měření v rámci optických komunikací, měření vlastností materiálů a v neposlední řadě umožňuje také zpětně analyzovat složení materiálů. Prvky periodické tabulky, případně chemické sloučeniny, mají svou specifickou signaturu, která umožňuje je pomocí analýzy propuštěného, nebo odraženého spektra identifikovat.

Jako příklad můžeme použít spektrum slunečního světla z obrázku 5.12. Jednotlivé vlnové délky od pohledu nejsou zastoupeny rovnoměrně. Jistou zásluhu má na tom také zemská

atmosféra a její složení, nicméně i přes pokles intenzity můžeme při bližším pohledu na spektrum vidět zajímavou věc.

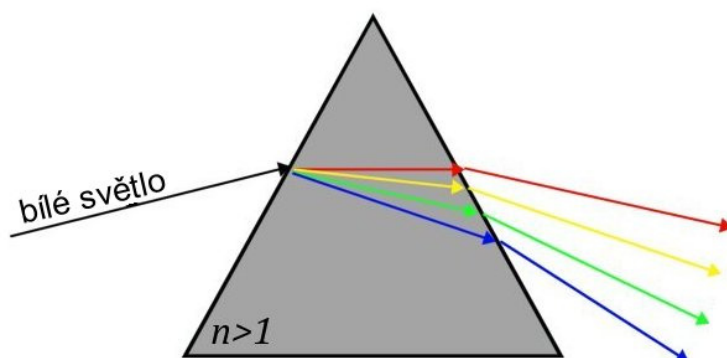


Obr. 5.13 Spektrum slunce [McMath-Pierceova sluneční observatoř].

Některé vlnové délky zde totiž úplně chybí. Což je dáno právě obsahem různých prvků v jeho atmosféře, které tyto vlnové délky pohltí dříve, než dojde k jejich vyzáření do okolí. Složení pro jiná slunce ve vesmíru se bude vždy mírně lišit, a proto se jedná o specifickou signaturu, podobně jako při analýze chemických roztoků, atd.

Disperze světla

Jev, při kterém se bílé světlo rozkládá na jednotlivé barevné složky (vlnové délky).



Obr. 5.14 Disperze světla.

Mimo vakuum (v prostředích s nenulovým indexem lomu) je rychlost světla v daném prostředí závislá na vlnové délce. Kratší vlnové délky (vyšší frekvence) se šíří pomaleji než delší vlnové délky (nižší frekvence). Pokud tedy vycházíme z rovnice pro index lomu:

$$n = \frac{c_0}{v}$$

tak pro pomalejší (kratší) vlnové délky bude index lomu větší než pro rychlejší (delší) vlnové délky.



Obr. 5.15 Závislost disperze na vlnové délce.

Díky zpomalení dojde i k tomu, že se během průchodu hmotným prostředím změní i vlnová délka světla. Vlnová délka bude n -krát menší než ve vakuu.

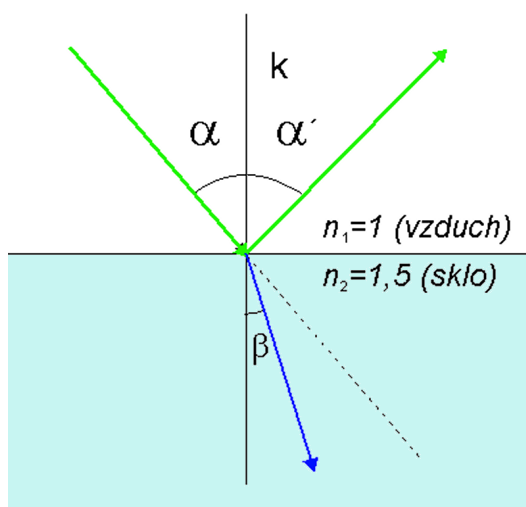
$$\lambda = \lambda_0 / n$$

V okamžiku opuštění prostředí se ale vše vrátí do normálu.

Pokud vycházíme z pravidel pro odraz a lom světla: na rozhraní dvou optických prostředí o různých indexech lomu n_1 a n_2 se dopadající paprsek rozděljuje na odražený paprsek (splňující zákon odrazu) a lomený paprsek (splňující zákon lomu).

$$n_1 \cdot \sin \alpha = n_2 \cdot \sin \beta$$

Vidíme, že změna indexu lomu se projeví změnou úhlu lomu paprsku.



Obr. 5.16 Lom paprsku.

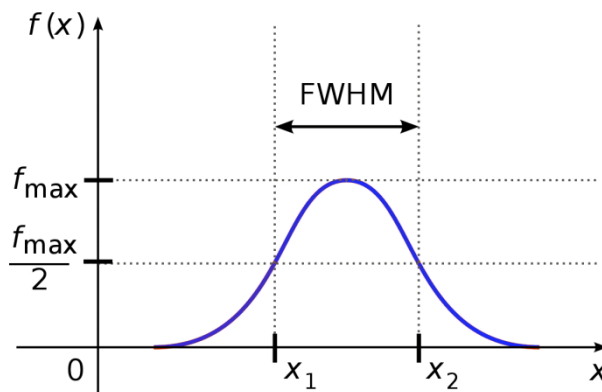
Normální disperze

Při popsaném chování, kdy index lomu klesá s rostoucí vlnovou délkou, se jev nazývá normální disperze.

V případě spektroskopie tuto vlastnost vítáme, nicméně je i mnoho případů, kdy je tento jev nežádoucí. V optických komunikacích vede tento jev k omezení šířky přenášeného frekvenčního pásma, protože se světlo nejen rozkládá na jednotlivé vlnové délky, ale také se šíří různou rychlostí. Na dálkových trasách je tedy snaha používat monochromatické světlo.

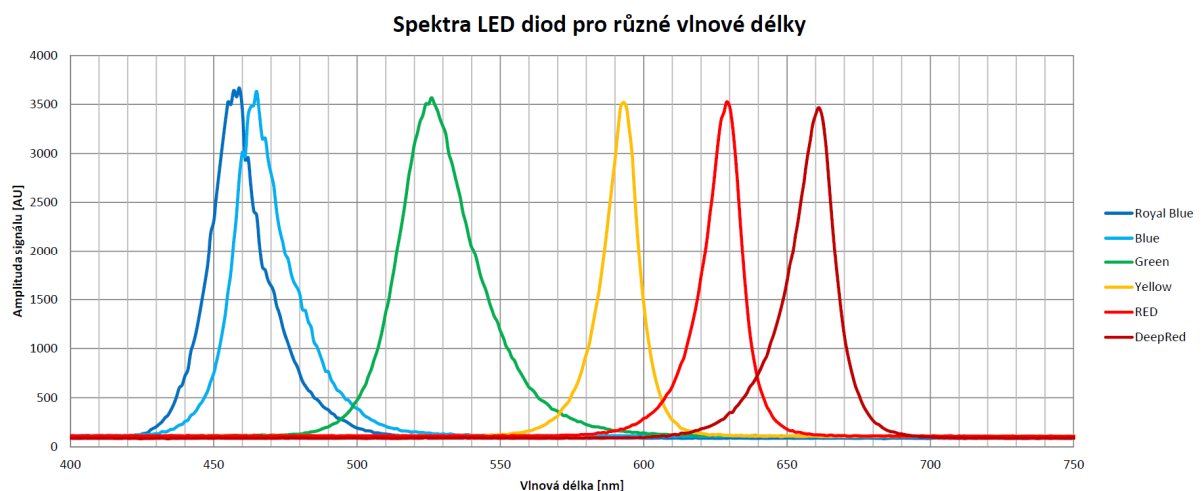
Monochromatické světlo v ideálním případě obsahuje pouze jednu vlnovou délku, takže se v prostředí šíří přesně definovaným způsobem. Reálně ale této vlastnosti nejsme schopni dosáhnout. Dle použitého zdroje záření máme vždy konečnou šířku spektrální čáry.

V technické praxi je tato šířka označována jako FWHM (Full Width Half Maximum) a udává šířku spektrální čáry při polovině maximálního výkonu.



Obr. 5.17 FWHM.

Pro LED diody se tato hodnota pohybuje v desítkách nm. Takže představují výhodu oproti bílému světlu a disperze světla byla omezena. Na následujícím obrázku je příklad spektrálních charakteristik pro různé LED diody.



Obr. 5.18 Spektrální charakteristiky LED diod.

Pro náročnější aplikace můžeme generovat i světelné záření s hodnotami FWHM okolo jednotek nm. Nicméně pro tento účel potřebujeme zdroj záření nazývaný jako laser. Laserový zdroj totiž z podstaty své konstrukce vytváří paprsek s velmi úzkým spektrem o vysokém výkonu.

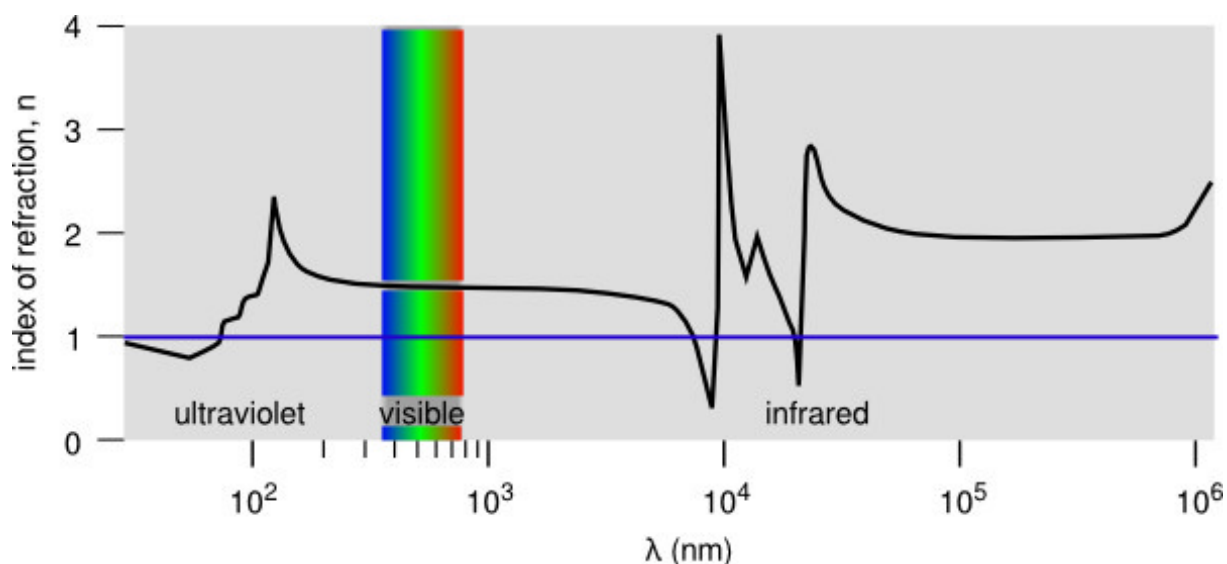
Anomální disperze

Tato disperze je opakem normální disperze. Jedná se o materiály, u kterých se index lomu s rostoucí vlnovou délkou zvětšuje. Z toho tedy vychází předpoklad, že vhodnou kombinací materiálů lze disperzní chování optického systému kompenzovat.

Pro zajímavost: z matematického hlediska umožňuje anomální disperze v materiálu dosáhnout stavu, kdy může být derivace indexu lomu v absolutní hodnotě $n < 1$. To by znamenalo, že se v něm světlo šíří rychleji než rychlost světla. Jedná se například o prostředí s volnými elektrony jako plazma, nebo ionosféra. Ale i sklo se v určitých „odlehklých“ částech spektra přibližuje k hodnotě $n=0,16$, což by znamenalo, že se zde světlo šíří více než 5 násobnou rychlostí než v případě vakua. Jde však pouze o výsledek konstruktivní interference vln a tedy spíše o geometrický jev. Prakticky zde totiž nedochází k přenosu energie a jde pouze o vyjádření fázové rychlosti. Přenos samotné energie zde stále probíhá s doposud známým omezením rychlosti světla.

Problematika šíření světla v látkovém prostředí je v tomto ohledu velmi komplikovaná a je stále předmětem intenzivního výzkumu.

Faktem zůstává, že navzdory platnosti teorie relativity (a rychlosti světla) se po geometrické stránce mohou některé materiály chovat tak, jako by měly index lomu $n < 1$ (teoreticky i $n < 0$). A jak ukazuje následující obrázek, tak v případě skla se s touto „anomálií“ v běžném životě komunikací nesetkáme.



Obr. 5.19 Průběh indexu lomu skla. [9]

Kontrolní otázky:

Po prostudování této kapitoly byste měli znát odpovědi na následující otázky:

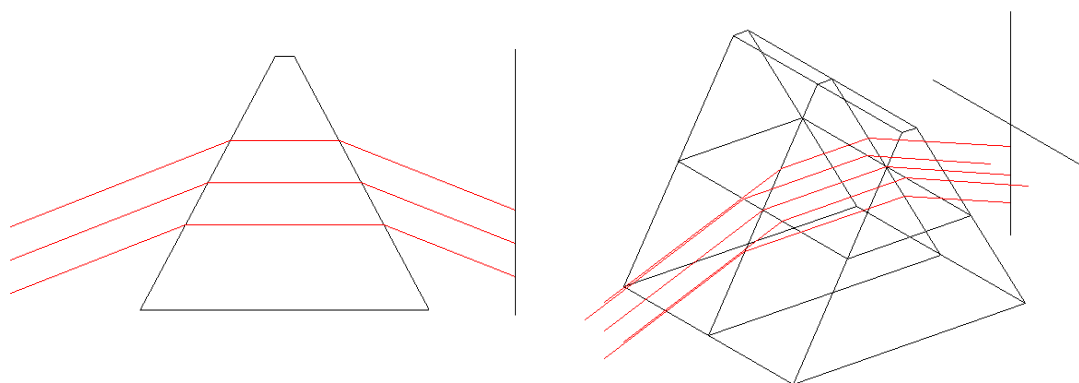
1. Co se může stát se světelným zářením dopadajícím na neznámý materiál?
2. Jaký je vzorec pro energii fotonu?
3. Jak se chová akrylátové sklo (plexisklo) v blízké IR části spektra?
4. Co je to FWHM?
5. Co je to disperze světla?
6. Co popisuje index lomu?
7. Která vlnová délka se bude ve vakuu šířit rychleji, 400nm, nebo 700nm?
8. Jaký je rozdíl mezi normální a anomální disperzí?

6. Základy geometrické optiky

Když světlo prochází předměty, jejichž rozměry jsou **mnohem větší**, než je jeho vlnová délka světla, může být světlo popsáno pomocí přímočarých paprsků. Tyto paprsky splňují geometrická pravidla, a proto tedy používáme pojem **geometrická** (paprsková) **optika**. [10], [11]

Stejná pravidla platí rovněž pro odraz světla od překážek.

Pozn. Z fyzikálního hlediska se samozřejmě děje mnohem více, protože na chování takových zjednodušených paprsků má vliv hned několik faktorů, tím se ale budeme zabývat trochu později.



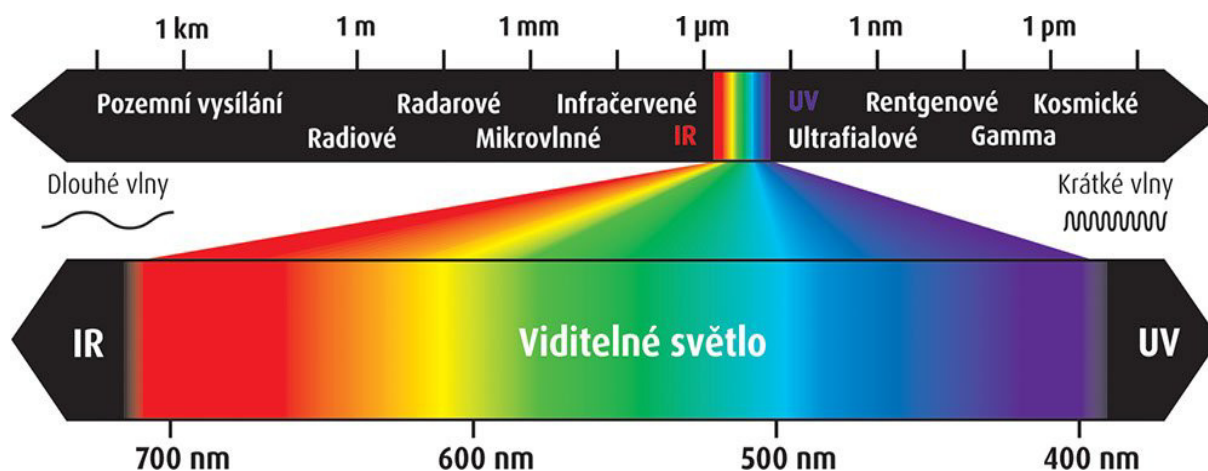
Obr. 6.1 Příklad lomu světelných paprsků.

Základní pojmy

Nejprve si projdeme některé základní pojmy, které budeme napříč kapitolou potřebovat. A ke kterým se budeme opakovaně vracet.

Světlo je elektromagnetické vlnění o specifickém rozsahu frekvencí, resp. vlnových délek. Přesněji je to viditelná část elektromagnetického spektra v rozsahu přibližně 380nm - 780nm.

(Pozn. Na světlo lze z fyzikálního hlediska nahlížet i jako na částici - foton).



Obr. 6.2 Spektrum světla. [1]

Vlnovou délku vypočteme jako podíl rychlosti světla a odpovídající frekvence EM záření.

$$\lambda = \frac{c}{f}$$

Rychlost světla (c) je rychlost, kterou se foton (částice světla) pohybuje ve vakuu. Z dostupných informací je to 299 792 458 m/s, nicméně pro zjednodušení můžeme při orientačních výpočtech použít hodnotu:

$$c = 3 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

Pro vzduch pak tuto rychlost můžeme považovat za shodnou, protože vliv zemské atmosféry je z pohledu rychlosti minimální.

Index lomu – optické prostředí lze charakterizovat veličinou n , která se nazývá index lomu. Jedná se o poměr rychlosti světla ve vakuu c_0 a rychlosti světla v daném prostředí v .

$$n = \frac{c_0}{v}$$

vždy tedy platí, že $n \geq 1$.

Tabulka: příklady indexu lomu pro různá prostředí.

Látka	Index lomu n
Vakuum	1
Zemská atmosféra	1,00026
Led	1,31
Voda	1,33
Etanol	1,36
Sklo	1,55 (1,5-1,9)
Sůl	1,52
Safir	1,77
Diamant	2,42

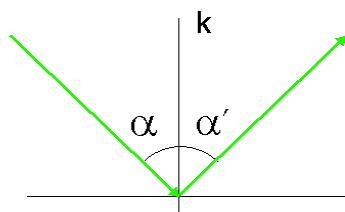
Pozor: index lomu je závislý na vlnové délce.

Odraz světla

Paprsek světla dopadající na odraznou plochu pod určitým úhlem se pod stejným úhlem odrazí dále.

Platí tedy, že:

$$\alpha = \alpha'$$

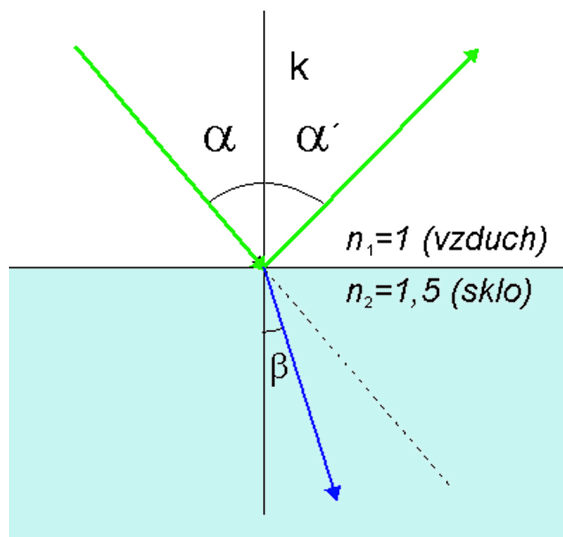


Obr. 6.3 Odraz paprsku.

Typickým příkladem takové odrazné plochy může být zrcadlo.

Lom světla

Lom světla – na rozhraní dvou optických prostředí o různých indexech lomu n_1 a n_2 se dopadající paprsek štěpí na odražený paprsek (splňující zákon odrazu) a lomený paprsek (splňující zákon lomu).



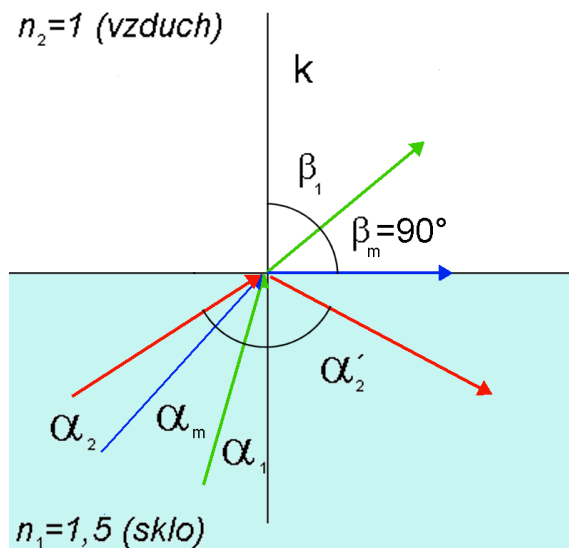
Obr. 6.4 Lom paprsku.

Zákon lomu – chování světla při dopadu na rozhraní dvou optických prostředí lze vyjádřit rovnicí:

$$n_1 \cdot \sin \alpha = n_2 \cdot \sin \beta$$

Z toho vyplývá, že úhel lomu se bude řídit indexy lomu jednotlivých prostředí. Pokud bude světlo přicházet z opticky řidšího prostředí n_1 (např. vzduch) do opticky hustšího prostředí n_2 (sklo), bude pro splnění podmínky v rovnici hodnota $\sin \beta$ menší. Paprsek se tak bude lámat ke kolmici k .

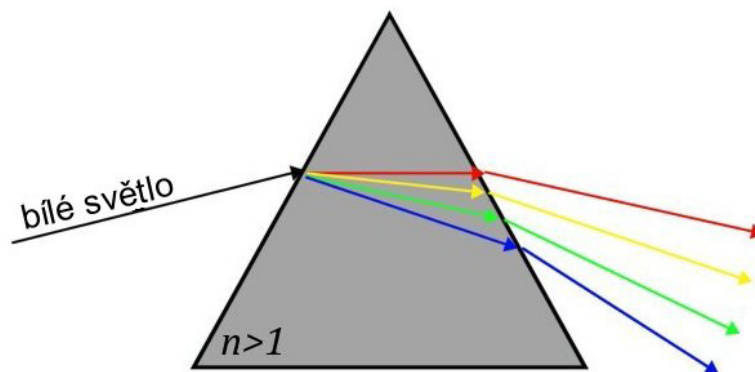
Absolutní odraz – v opačném případě, kdy světlo prochází z opticky hustšího prostředí do opticky řidšího, dochází k důležitému jevu.



Obr. 6.5 Absolutní odraz.

Pro úhel α_1 se paprsek chová obráceně k předchozímu příkladu. Vlivem otočení prostředí, kdy světlo postupuje z hustšího prostředí do řidšího, se světlo láme směrem od kolmice. Díky tomu dojde při dosažení mezního úhlu α_m ke stavu, kdy úhel β dosáhne hodnoty 90° a lomený paprsek se začne šířit podél rozhraní. Od tohoto okamžiku se při zvětšování úhlu světlo nedokáže zlomit do řidšího prostředí a veškerá energie paprsku zůstane uvnitř hustšího prostředí. Při dalším zvětšení úhlu začne platit pouze zákon odrazu. Výhodou tohoto jevu je 100% účinnost. Veškeré světlo, které splní podmínku absolutního odrazu, pokračuje dále v opticky hustším prostředí. Tento jev se využívá zejména v optických vláknech, protože se tak světlo může šířit na obrovské vzdálenosti s minimálními ztrátami.

Disperze světla – jev, při kterém se bílé světlo rozkládá na jednotlivé barevné složky.



Obr. 6.6 Disperze světla.

Mimo vakuum (v prostředích s nenulovým indexem lomu) je rychlost světla v daném prostředí závislá na vlnové délce. Kratší vlnové délky (vyšší frekvence) se šíří pomaleji než delší vlnové délky (nižší frekvence). Pokud tedy vycházíme z rovnice pro index lomu:

$$n = \frac{c_0}{v}$$

Tak pro pomalejší (kratší) vlnové délky bude index lomu větší než pro rychlejší (delší) vlnové délky.

Při lomu světla se tedy pro jednotlivé vlnové délky liší lomové úhly.

Tento jev se využívá například u spektrometrů, kdy můžeme jednoduše rozložit měřené světlo na jednotlivé složky. Po rozložení dopadnou paprsky na soustavu fotodetektorů, z nichž každý odpovídá určité vlnové délce a zároveň poskytuje údaje o dopadajícím výkonu.

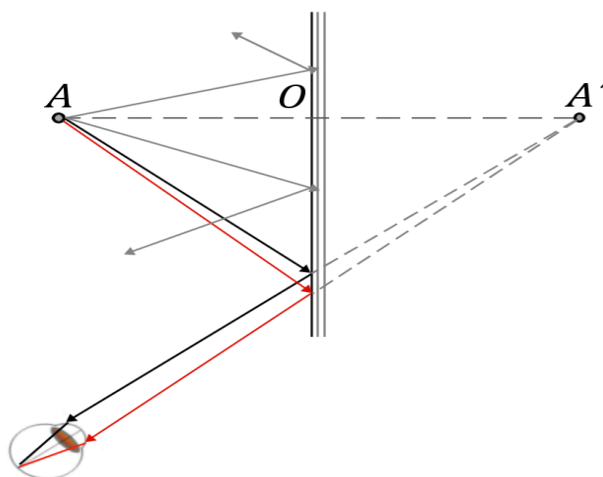
Na druhé straně je tady i nevýhoda tohoto jevu, protože k němu dochází i v optických vláknech. Z tohoto důvodu jsou pro optické komunikace používány zdroje s úzkým spektrem, aby byl tento jev co nejvíce potlačen. Při použití bílého světla by z delší trasy

Zrcadla

Jedná se v zásadě o jakoukoliv lesklou plochu, která dokáže odrazit dopadající světlo. Většinou je to tenká kovová vrstva.

Rovinné zrcadlo

Obraz vytvořený rovinným zrcadlem je vždy zdánlivý vzpřímený, stejně veliký jako předmět a souměrný s předmětem podle roviny zrcadla (stranově převrácený). [10]



Obr. 6.7 Zobrazení zrcadlem.

Kulové zrcadlo

Odrážná plocha je nanášena na kulovém vrchlíku.

Z hlediska konstrukce se dělí podle toho, na které části vrchlíku je nanášena odrážná vrstva. Pokud se odrážná vrstva nachází uvnitř sférického prostoru, tak se jedná o duté (konkávní) zrcadlo. Pokud je odrážná plocha na povrchu sférického prostoru, tak je to vypuklé (konvexní) zrcadlo.

Příklady jsou na následujícím obrázku, kde:

o = optická osa

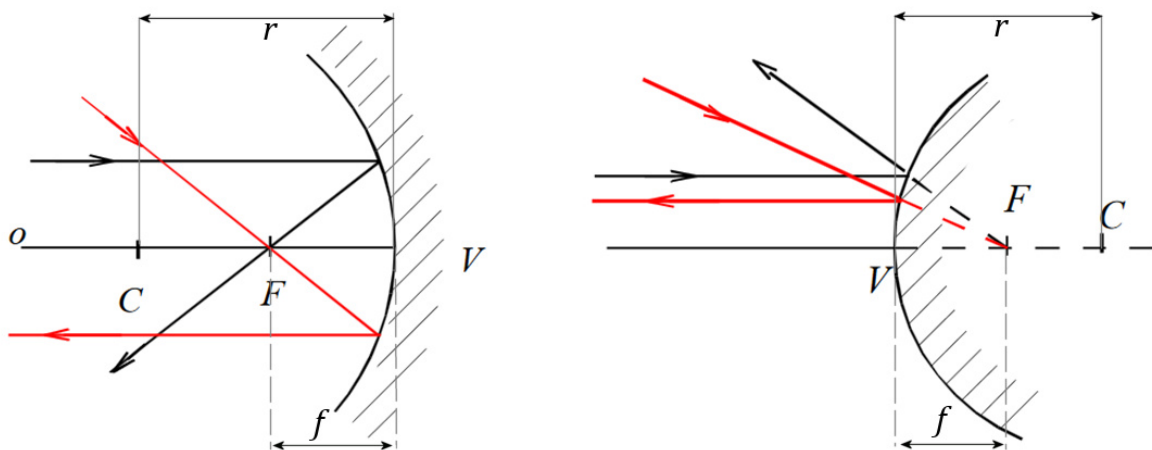
V = vrchol zrcadla

C = střed křivosti

r = poloměr křivosti

F = ohnisko

f = ohnisková vzdálenost



Obr. 6.8 Zobrazení sférickým zrcadlem.

Duté – konkávní zrcadlo	Vypuklé konvexní zrcadlo
F – skutečné ohnisko	F – zdánlivé ohnisko
Znaménková konvence	
$f > 0$	$f < 0$

Pro optické zobrazení používáme 3 význačné paprsky.

1. Paprsek procházející středem křivosti zrcadla (paprsek se odrazí zpět ke zdroji).
2. Paprsek dopadající rovnoběžně s optickou osou se odrazí do bodu F (ohnisko zrcadla).
3. Paprsek procházející ohniskem F, odrážející se rovnoběžně s optickou osou.

Bod F je takzvané ohnisko zrcadla, vzdálenost mezi ohniskem a vrcholem zrcadla se nazývá ohnisková vzdálenost (f).

Znaménková konvence určuje kladnou, nebo zápornou hodnotu pro popis jednotlivých veličin. Dodržování této konvence umožňuje definovat optické chování a bude důležité zejména u návrhu složitějších systémů. Hodnoty od vrcholu směrem doleva se definují jako kladné a hodnoty od vrcholu směrem doprava jako záporné.

Materiály zrcadel

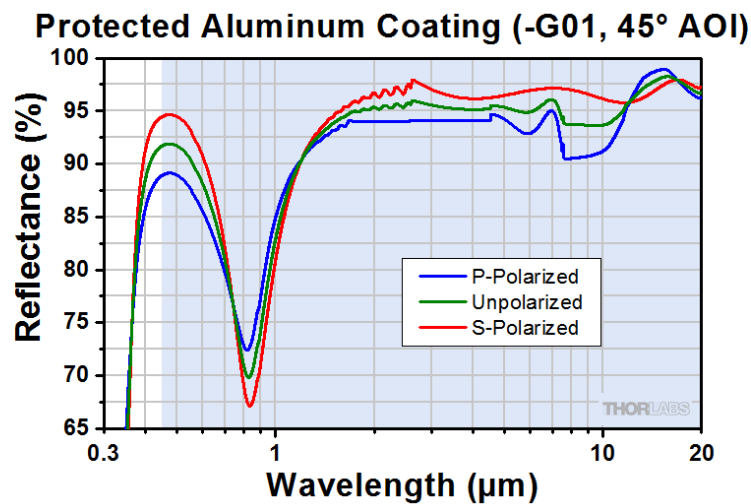
Při odrazu od zrcadlové plochy vždy dochází ke ztrátě určité části energie. Při odrazu se totiž část světla přemění například na teplo, nebo se rozptýlí vlivem mikroskopických nepřesností. Účinnost odrazu bude záviset na materiálu odrazné plochy a vlnové délce.

V optických systémech bude omezujícím faktorem především počet odrazů a materiál. Pokud budeme světlo odrážet s účinností 90%, tak po desátém odrazu už bude mít pouze 30% původního výkonu. Podívejme se tedy ve zkratce na nejčastější materiály a jejich parametry.

Aluminium (hliník):

Ekonomické řešení pro méně náročné aplikace.

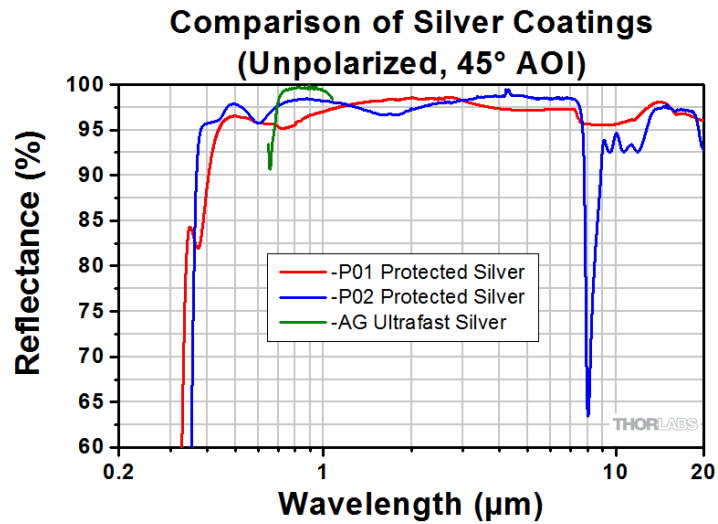
Leptší odolnost povrchu v prostředí s vysokou vlhkostí (oproti stříbru).



Obr. 6.9 Parametry odrazivosti hliníku. (Dopadový úhel 45°)

Stříbro:

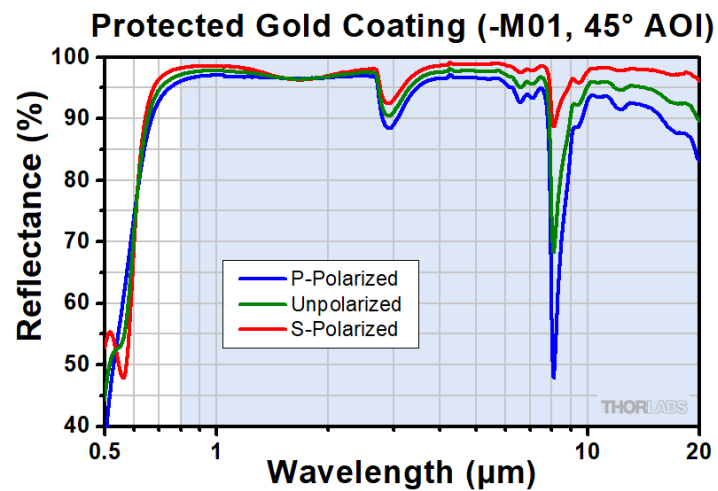
Nejvyšší odrazivost ze všech kovových povrchů.



Obr. 6.10 Parametry odrazivosti stříbra.

Zlato:

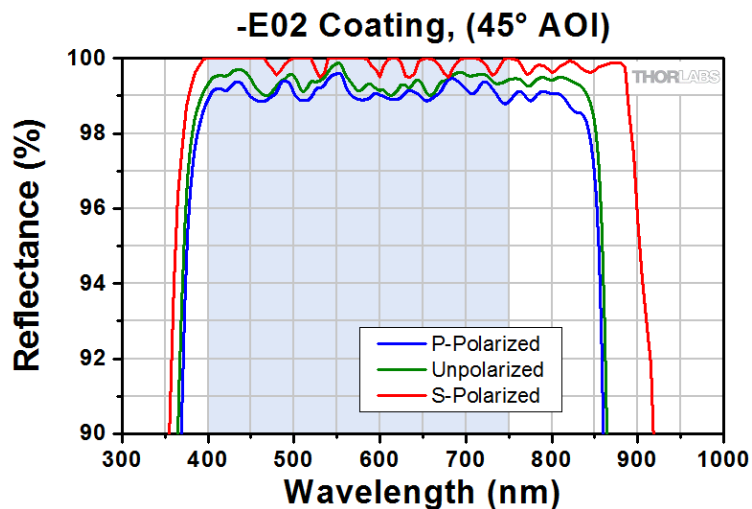
Nejefektivnější povrch pro IR spektrum (800nm – 20μm). Nicméně pro viditelnou část spektra není ideální.



Obr. 6.11 Parametry odrazivosti zlata.

Dielektrická zrcadla:

Tavená křemičitá dielektrická zrcadla nabízejí excelentní odrazivost ve specifickém rozsahu vlnových délek (záleží na povrchové úpravě).



Obr. 6.12 Parametry odrazivosti křemičitého dielektrického zrcadla – coating 400-750nm.

Z hodnot je patrné, že oproti absolutnímu odrazu jsou zrcadla o poznání méně účinná. Opakovaným odrážením světla tak přicházíme o mnohdy cenný výkon. Absolutní odraz ale potřebuje splnění podmínky, kdy světlo prochází z opticky hustšího do opticky řidšího prostředí. V atmosféře je ale tato podmínka nesplnitelná, protože bychom museli vytvořit přesné rozhraní mezi vzduchem a vakuem, nebo bychom jako zrcadlo museli použít materiál s $n < 1$. To by ale znamenalo, že se v něm světlo bude šířit rychleji než je rychlost světla ve vakuu. A existence tohoto materiálu není aktuálně známá.

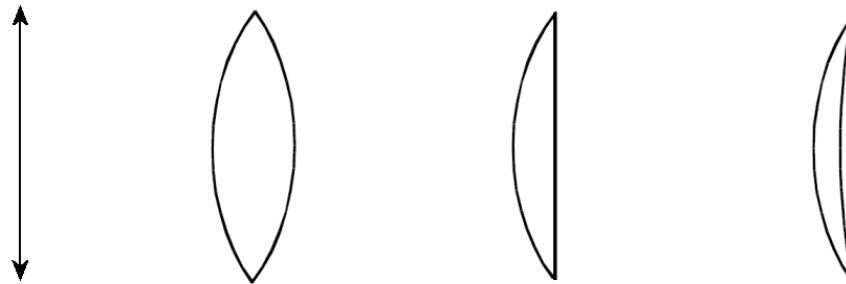
Potřebnou funkci by mohl splnit optický hranol, nicméně zde by světlo muselo procházet opakovaně mezi vzduchem a optickým prostředím, což opět přináší nemalé ztráty...

Čočky

Čočka je čiré optické prostředí, které je omezené dvěma opticky hladkými plochami. Na rozdíl od zrcadel zde dochází k zobrazení lomem. Svazek optických paprsků projde prostředím čočky a v závislosti na jejím tvaru a indexu lomu dojde u optických paprsků ke změně jejich směru. [10]

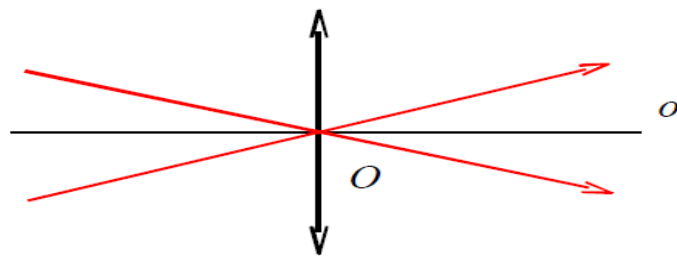
Čočky můžeme rozdělit podle tvaru na dvě hlavní skupiny:

- Spojky (mění rovnoběžné paprsky na sbíhavé)

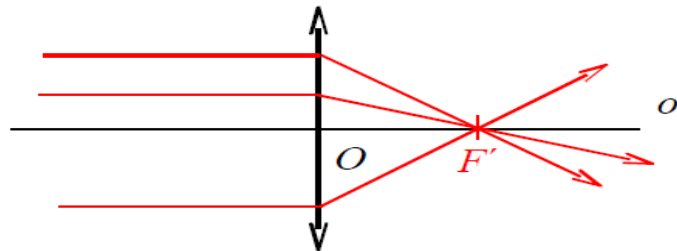


Obr. 6.13 Spojky.

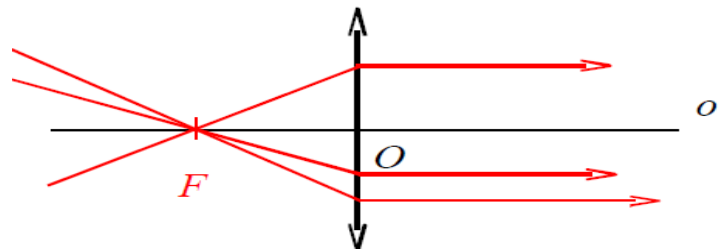
Lomy význačných paprsků se uvádí pro průchod optickou osou, kdy paprsek prochází „středem“ čočky (O).



Dále pro průchod rovnoběžných paprsků, kdy se paprsky setkávají v obrazovém ohnisku (F').

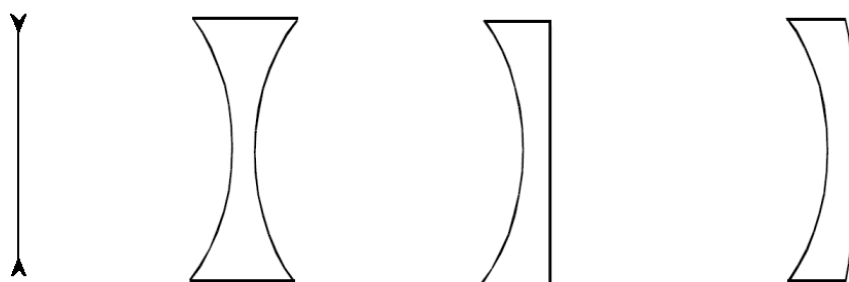


A nakonec pro průchod předmětovým ohniskem (F). Výstupní paprsky se pak budou šířit rovnoběžně.



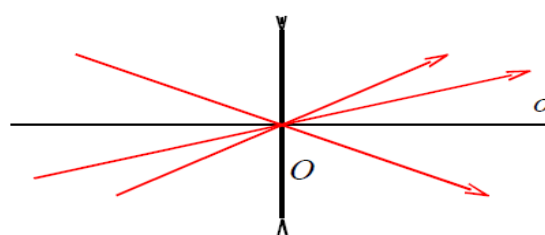
Obr. 6.14 Spojky – lomy význačných paprsků.

- Rozptylky (mění rovnoběžné paprsky na rozbíhavé)

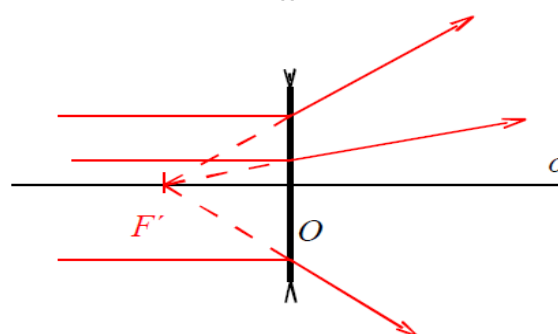


Obr. 6.15 Rozptylky.

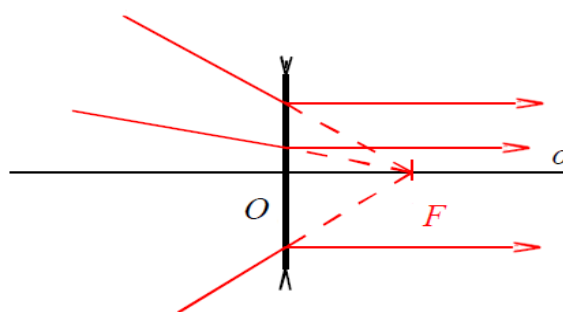
Lomy význačných paprsků pro rozptylky ukazují dráhy pro jednotlivé paprsky při průchodu středem čočky. Paprsky zde prochází bez ovlivnění dráhy.



V případě, že paprsky do rozptylky přichází vodorovně, jsou výsledné paprsky rozbíhavé. Z toho důvodu je v tomto případě obrazové ohnisko (F') před čočkou. Jedná se tedy o neskutečné obrazové ohnisko.



Podobně je tomu v případě, že paprsky vstupují do rozptylky směrem k neskutečnému předmětovému ohnisku, protože paprsky jsou na výstupu z čočky rovnoběžné a nikdy se nesečkají.



Obr. 6.16 Spojky – lomy význačných paprsků.

Na obrázcích 6.14 a 6.16 je znázorněno zobrazení tenkými čočkami. Tenká čočka je limitním případem, kdy je tloušťka čočky velmi malá (matematicky se blíží k 0).

Vypuklost tenké čočky můžeme popsat jako:

$$\rho = \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right)$$

Ohnisková vzdálenost tenké čočky se pak dá zjednodušeně popsat jako:

$$\frac{1}{f} = \left(\frac{n_2}{n_1} - 1 \right) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right)$$

(n_1 =index lomu prostředí, n_2 =index lomu materiálu čočky, r_1 , r_2 =poloměry křivosti optických ploch).

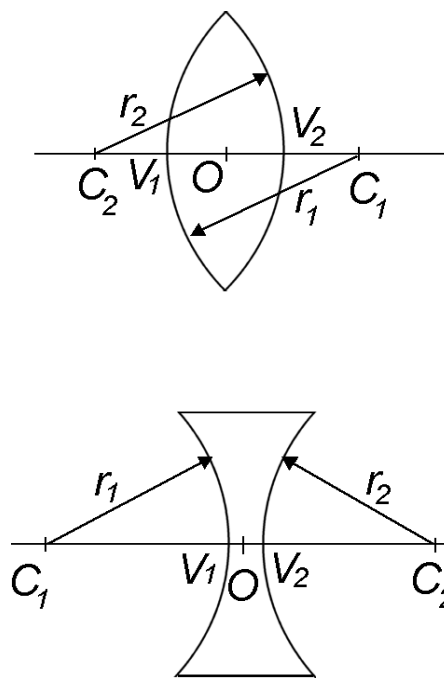
Tlustá čočka

Je případ, kdy je optické prostředí s indexem lomu n_1 ohraničeno dvěma lámavými plochami s poloměry r_1 a r_2 . Jejich vrcholy jsou ale v tomto případě ve vzdálenosti d (jedná se tedy o reálně vyrobitelnou variantu čočky).

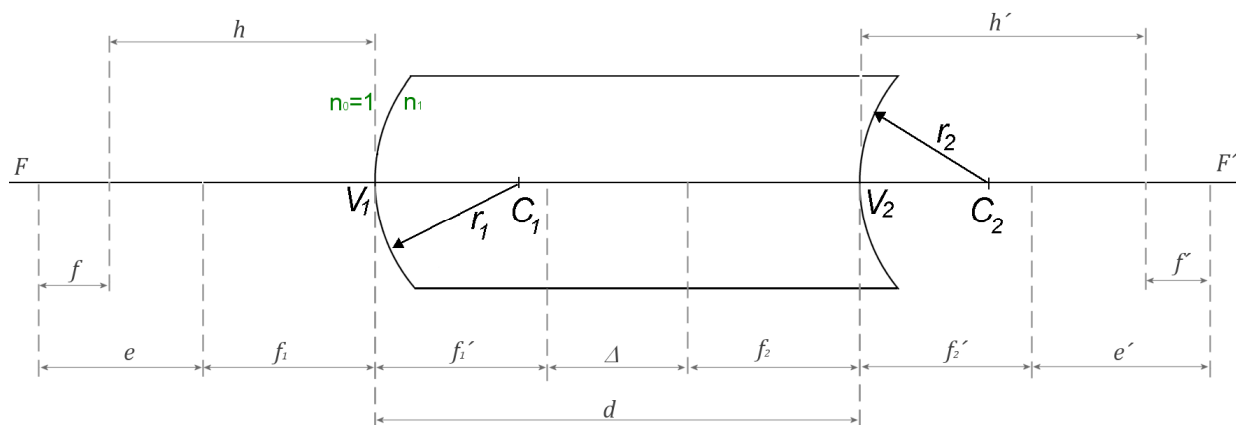
Pro popis čoček s reálnými parametry je potřeba znát několik dalších proměnných, protože zde v reálném prostředí bude hrát roli i jejich tvar.

• Čočky – důležité pojmy

- Středy optických ploch (C_1 a C_2)
- Poloměry křivosti o. ploch (r_1 a r_2)
- Optická osa (spojnice C_1 a C_2)
- Optický střed čočky (O)
- Vrcholy (V_1 a V_2)
- Předmětový prostor (prostor vstupu paprsků)
- Obrazový prostor (prostor výstupu paprsků)
- Poměr indexu lomu je v případě optických soustav možno zjednodušit, protože okolní prostředí je vzduch a ten je téměř jako vakuum ($n=1$).



Obr. 6.17 Fyzický popis čoček.



Obr. 6.18 Tlustá čočka.

Určení ohniskových vzdáleností:

$$f_1 = \frac{n_0 \cdot r_1}{n_1 - n_0} = \frac{r_1}{\frac{n_1}{n_0} - 1} = \frac{r_1}{n - 1} \quad f_1' = \frac{n_1 \cdot r_1}{n_1 - n_0} = \frac{\frac{n_1}{n_0} r_1}{\frac{n_1}{n_0} - 1} = \frac{n \cdot r_1}{n - 1}$$

$$f_2 = \frac{n_1 \cdot r_2}{n_0 - n_1} = \frac{\frac{n_1}{n_0} r_2}{1 - \frac{n_1}{n_0}} = \frac{n \cdot r_2}{1 - n} \quad f_2' = \frac{n_0 \cdot r_2}{n_0 - n_1} = \frac{r_2}{1 - \frac{n_1}{n_0}} = \frac{r_2}{1 - n}$$

Optický interval Δ :

$$\Delta = d - f_1' - f_2 = d - \frac{n \cdot r_1}{n - 1} - \frac{n \cdot r_2}{1 - n}$$

Ohniskové vzdálenosti celé soustavy:

$$f = -\frac{f_1 \cdot f_2}{\Delta} = -\frac{\frac{r_1}{n-1} \cdot \frac{n \cdot r_2}{1-n}}{d - \frac{n \cdot r_1}{n-1} - \frac{n \cdot r_2}{1-n}} = \frac{n}{n-1} \cdot \frac{r_1 \cdot r_2}{d(n-1) + n(r_2 - r_1)}$$

$$f' = -\frac{f_1' \cdot f_2'}{\Delta} = -\frac{\frac{n \cdot r_1}{n-1} \cdot \frac{r_2}{1-n}}{d - \frac{n \cdot r_1}{n-1} - \frac{n \cdot r_2}{1-n}} = \frac{n}{n-1} \cdot \frac{r_1 \cdot r_2}{d(n-1) + n(r_2 - r_1)} = f$$

Ohniskové vzdálenosti na obou stranách čočky jsou stejné, protože na obou koncích je stejné optické prostředí.

Pro vzdálenosti hlavních rovin od vrcholů kulových ploch čočky (h) platí:

$$h = f_1 + e - f = f_1 + \frac{f_1 \cdot f_1'}{\Delta} - \left(-\frac{f_1 \cdot f_2}{\Delta} \right) = \frac{f_1}{\Delta} (\Delta + f_1' + f_2) = \frac{f_1 \cdot d}{\Delta} =$$

$$\frac{f_1 \cdot d}{-\frac{f_1 \cdot f_2}{f}} = -\frac{f \cdot d}{f_2} = -f \cdot d \frac{1-n}{n \cdot r_2} = \frac{n-1}{n} \cdot \frac{f \cdot d}{r_2}$$

$$h' = f_2' + e' - f' = \dots = \frac{1-n}{n} \cdot \frac{f \cdot d}{r_1}$$

V případě obrázku je znaménková konvence $r_1 > 0$ a $r_2 < 0$, po úpravě tedy:

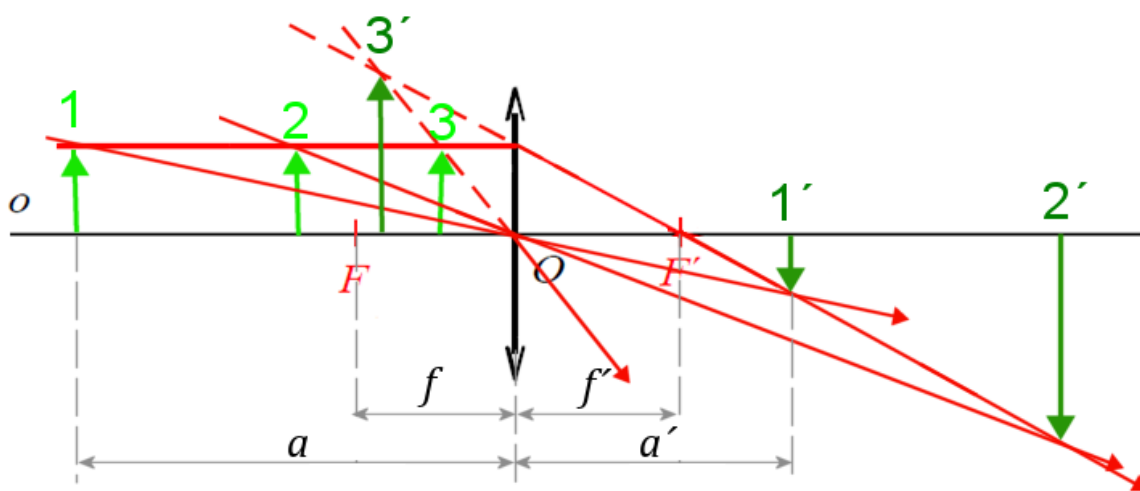
$$h = \frac{1-n}{n} \cdot \frac{f \cdot d}{r_2} \quad h' = \frac{1-n}{n} \cdot \frac{f \cdot d}{r_1}$$

$$f = f' = \frac{n}{n-1} \cdot \frac{r_1 \cdot r_2}{n(r_1 + r_2) - d(n-1)}$$

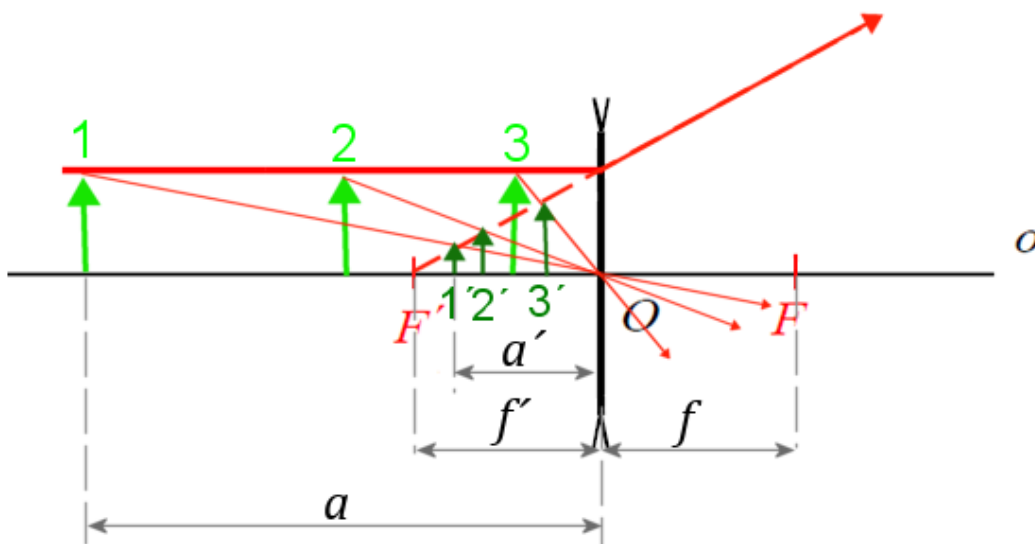
Zobrazení předmětu čočkami

Pokud máme čočku známých rozměrů, můžeme spočítat ohnisko. Pokud známe ohnisko, můžeme pomocí význačných paprsků dojít k tomu, jak bude vypadat zobrazení předmětu pomocí čočky.

Mějme například předmět o výšce „y“ ve třech různých vzdálenostech „a“ od středu čočky:



Obr. 6.19 Zobrazení spojkou.



Obr. 6.20 Zobrazení rozptylkou.

Pro příčné zvětšení platí:

$$Z = \frac{y'}{y} = -\frac{a'}{a} - \frac{a'-f}{f} = -\frac{f}{a-f}$$

Optická mohutnost čočky lze popsat jako:

$$\varphi = \frac{1}{f} \quad [m^{-1} = D(\text{dioptrie})]$$

Zobrazovací rovnice:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{a'}$$

Kde a =předmětová vzdálenost, a' =obrazová vzdálenost, f =ohnisková vzdálenost.

Znaménková konvence:

SPOJKA	ROZPTYLKA
$r_1, r_2 > 0$	$r_1, r_2 < 0$
$\varphi > 0$	$\varphi < 0$
$a > 0$ (před čočkou), $a < 0$ (za čočkou)	
$a' > 0$ (za čočkou), $a' < 0$ (před čočkou)	

Příklad: Mějme předmět vysoký 10mm, umístěný před tenkou spojnou čočku s ohniskovou vzdáleností $f = 0,1\text{m}$. Podívejme se na obrazy ve 3 různých vzdálenostech: $a_1 = 0,3\text{m}$, $a_2 = 0,15\text{m}$, $a_3 = 0,05\text{m}$.

Řešení:

$a_1' = 0,15\text{m}$, $Z_1 = -0,5$. Obraz je skutečný, převrácený a zmenšený.

$a_2' = 0,3\text{m}$, $Z_2 = -2$. Obraz je skutečný, převrácený a zvětšený.

$a_3' = -0,1\text{m}$, $Z_3 = 2$. Obraz je neskutečný, vzpřímený a zmenšený.

Soustavy čoček

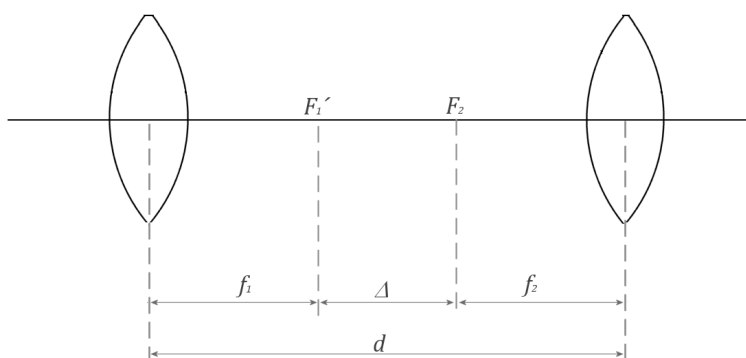
Zde platí stejný systém jako u tlusté čočky. Stejně, jako jsme skládali kulové plochy, nyní skládáme celé čočky do centrovanej optické soustavy.

Centrovaná optická soustava představuje dva a více optických prvků srovnaných na společné optické ose. Díky tomu mají rovnice soustavy stejný tvar, jako pro jednoduchou kulovou plochu.

Pokud vytvoříme soustavu optických čoček s ohniskovými vzdálenostmi f_1 a f_2 a optickým intervalem Δ , pak výsledná ohnisková vzdálenost soustavy bude:

$$f = f' = -\frac{f_1 \cdot f_2}{\Delta}$$

Z rovnice je patrné, že pouhou změnou Δ můžeme vytvořit soustavu s kladnou ($f = f' > 0$), nebo zápornou ($f = f' < 0$) ohniskovou vzdáleností.



Obr. 6.21 Soustava dvou čoček.

Pro zjednodušení použijme nyní příklad z obrázku 6.21. Obě čočky považujeme za tenké – hlavní uzlové body jsou ve středu čoček.

Dosazením pak dostaneme:

$$f = f' = -\frac{f_1 \cdot f_2}{\Delta} = -\frac{f_1 \cdot f_2}{d - f_1 - f_2}$$

Optická mohutnost soustavy dvou čoček se pak spočítá jako:

$$D = \frac{1}{f} = -\frac{d - f_1 - f_2}{f_1 \cdot f_2} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 \cdot f_2} = D_1 + D_2 - d \cdot D_1 \cdot D_2$$

Pokud by byly čočky přímo u sebe ($d=0$), pak se vztah zjednoduší na:

$$D = D_1 + D_2$$

Optické mohutnosti se tedy sčítají.

Zcela speciální případ dvou čoček nastane, jestliže jejich interval $\Delta=0$. To je případ teleskopické soustavy (dalekohled).

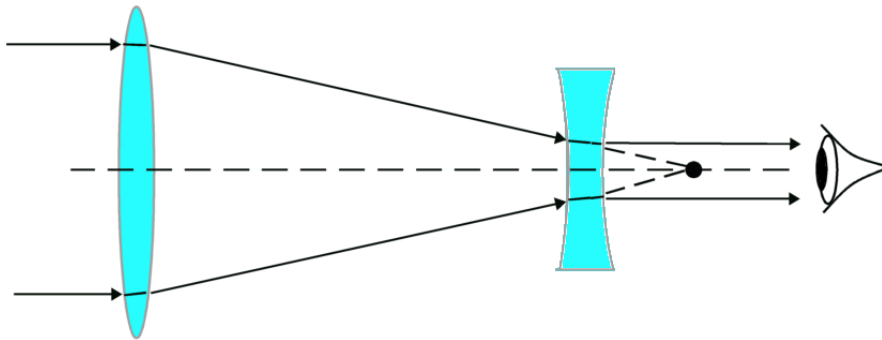
Dalekohledy

Dalekohled je optická soustava, pro pozorování nekonečně vzdálených předmětů. Za nekonečně vzdálený objekt můžeme považovat předmět, který je ve výrazně větší vzdálenosti od objektivu, než je jeho ohnisková vzdálenost.

Refraktory

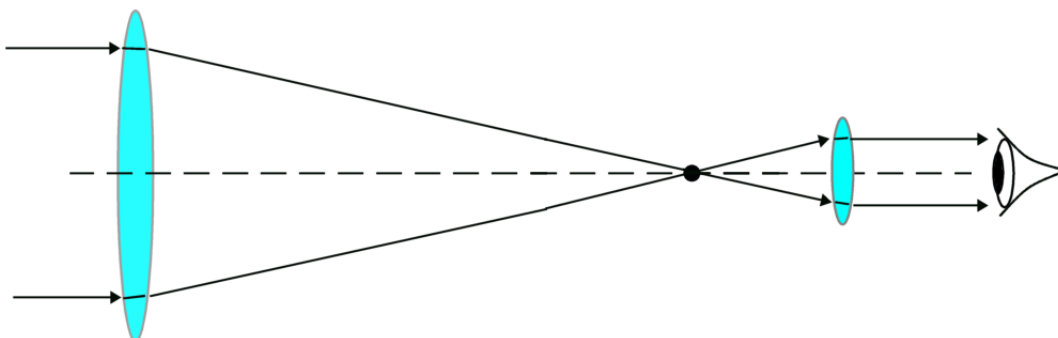
Objektiv je u refraktoru tvořen čočkou. Historicky se jedná o první typy dalekohledů. V principu lze tyto dalekohledy rozdělit na 2 základní typy:

Galileiho dalekohled byl vynalezen v roce 1609 a skládá se ze dvou čoček. Objektiv – první čočka tvoří spojka, která zachycuje světlo a soustředí ho do ohniska. Druhá čočka – okulár je rozptylka, která před dosažením ohniska paprsky opět srovnává na paralelní. Tato konstrukce přináší vzpřímený a nedeformovaný obraz, nicméně obraz silně trpí chromatickou aberací. To znamená, že jednotlivé barevné složky obrazu se nepotkávají ve stejném ohnisku a obraz je zkreslen klamavým zbarvením okrajů pozorovaných objektů. [12]



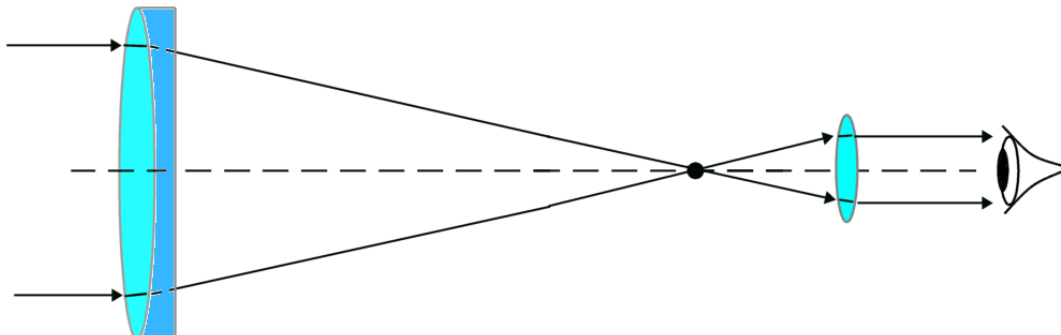
Obr. 6.22 Galileiho dalekohled.

Keplerův teleskop byl vynalezen v roce 1611. Objektiv i okulár byl tvořen spojkami a ohniska se překrývaly uvnitř těla dalekohledu. Výsledkem byl ale převrácený obraz, takže se hodil spíše pro astronomická pozorování. I tato konstrukce trpí chromatickou aberací, nicméně se dala snížit zvětšováním ohniskové vzdálenosti. (V té době se používaly ohniskové vzdálenosti v řádech metrů, což se projevovalo na fyzické délce těchto dalekohledů).



Obr. 6.23 Keplerův dalekohled.

Chromatická aberace byla po 200 let považována za neodstranitelnou. Nicméně v 18. století se objevil „achromatický refraktor“. Toto řešení, používalo objektiv složený ze dvou čoček z různých skel (různých indexů lomu). Díky tomu docházelo při průchodu paprsků ke korekci jejich drah a paprsky různých vlnových délek se potkávaly ve společném ohnisku. Dalekohledy se tak mohly začít zkracovat.

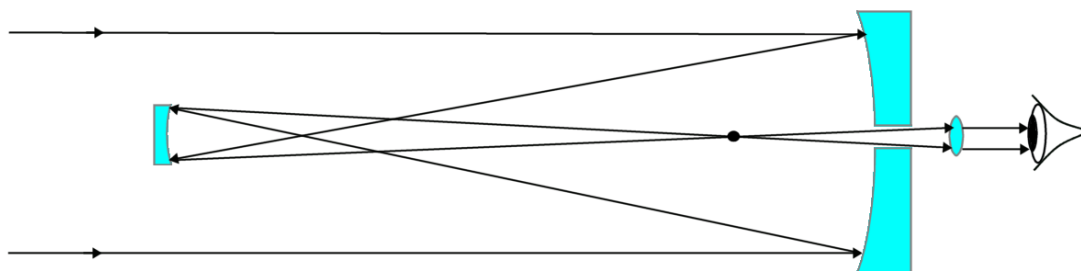


Obr. 6.24 Achromatický refraktor.

Reflektory

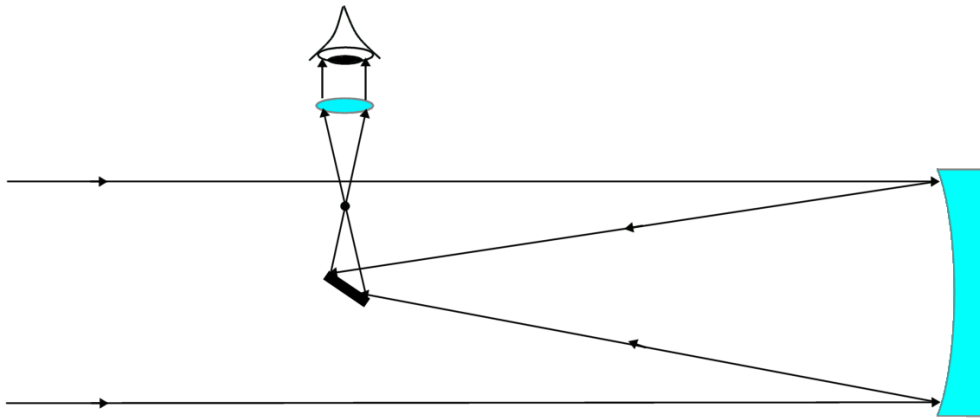
Jedná se o zrcadlový dalekohled, u kterého se objektiv skládá pouze ze zrcadel. Jeho konstrukce soustředí dopadající paprsky do jednoho bodu (ohniska) stejně jako spojná čočka. Hlavní parabolické zrcadlo soustředí obraz od menšího eliptického zrcadla a odtud zpět otvorem ve středu parabolického zrcadla k pozorovateli. Tento systém je náročnější na přesnost a údržbu, ale na druhou stranu netrpí zkreslením obrazu po rozměrové, ani barevné stránce tak jako refraktory. Zrcadlová plocha totiž odráží různé vlnové délky stejně.

I zde máme na výběr z několika konstrukcí. První popsanou je Gregoryho zrcadlový dalekohled (1663).



Obr. 5.25 Gregoryho zrcadlový dalekohled.

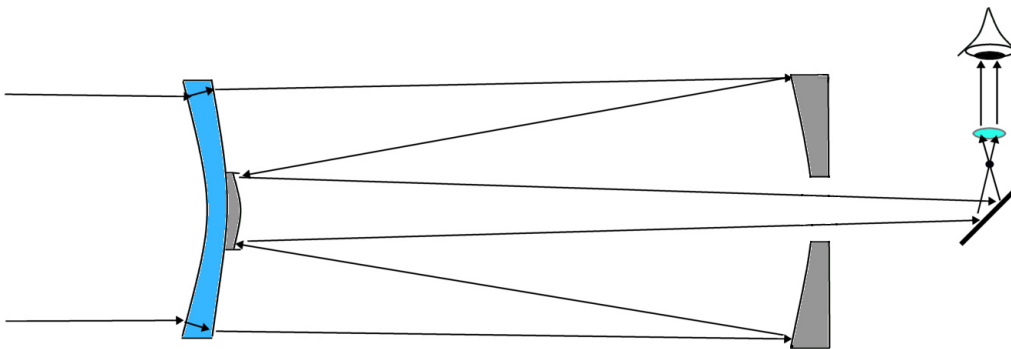
Druhým systémem je pak Newtonův dalekohled (1667). Tento dalekohled používá jako objektiv plně hlavní zrcadlo parabolického, nebo dokonce sférického typu (pokud je poměr opticky účinné plochy malý). A dále pak jednoduché ploché zrcátko, které odvádí paprsky stranou tubusu. Výhodou je, že výroba sférického zrcadla je mnohem jednodušší a tím se stal jedním z cenově nejdostupnějších řešení.



Obr. 6.26 Newtonův zrcadlový dalekohled

Katadioptické dalekohledy

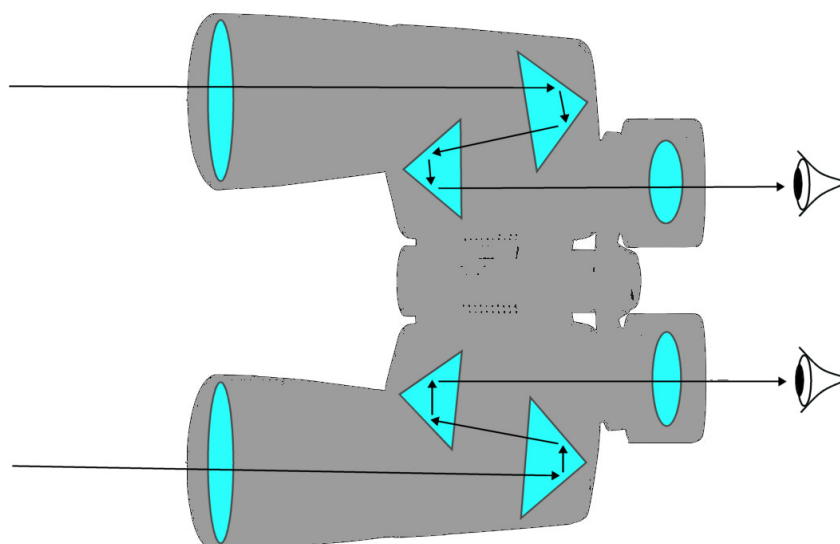
Objektiv je tvořen kombinací zrcadla a čočky. Konstrukce je složitější, nicméně se zde kombinují výhody obou předchozích systémů, protože se díky vstupní čočce jedná o uzavřenou konstrukci, díky zrcadlovému systému disponuje vysokým stupněm korekce zkreslení. Variantu tohoto systému používá i Hubbleův vesmírný teleskop.



Obr. 6.27 Maksutov-Cassegrain teleskop.

Binokulár

Přenosný dalekohled na kratší vzdálenosti. V principu se jedná o Keplerův dalekohled se dvěma spojnými čočkami a dvěma optickými hranoly. Díky optickým hranolům je převrácený obraz otočen zpět do původního stavu. Navíc je díky tomu dalekohled kratší, protože světelné paprsky procházejí tělem dalekohledu po delší trase.



Obr. 6.28 Binokulární dalekohled.

Vady zobrazení

Za ideálních podmínek platí, že paprsky procházející optickou soustavou se protínají ve společném ohnisku. Nicméně v reálném světě se projevuje mnoho zobrazovacích vad, které jsou způsobeny čímkoliv od geometrických nepřesností, nehomogenit materiálů až po samotné fyzikální zákony (lom světla).

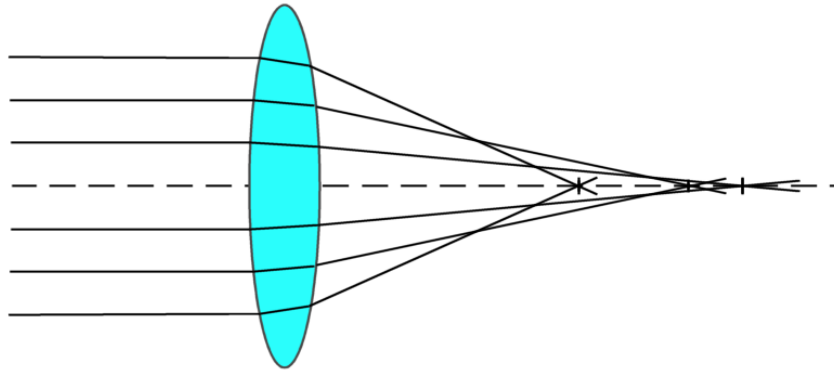
Odchylky od ideálního optického zobrazení se označují jako aberace. Ty mohou být rozděleny do dvou skupin:

- Monochromatické – Vady způsobené paprsky jedné vlnové délky. (Výsledek popisuje geometrické vady zobrazovací soustavy).
- Chromatické – Vady způsobené průchodem paprsků různých vlnových délek (Popisuje vady způsobené lomem světla v různých prostředích).

Monochromatické aberace

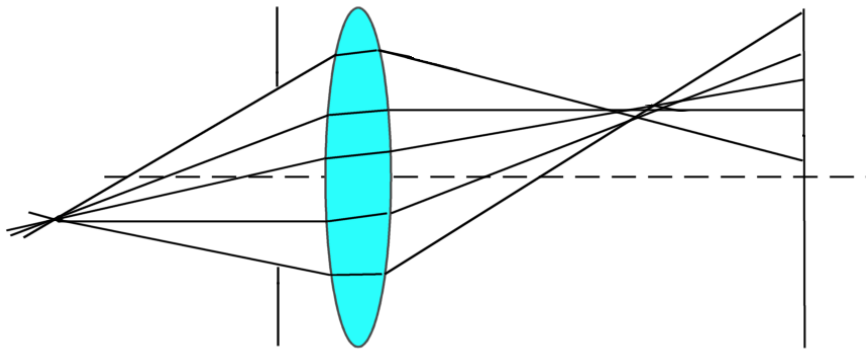
Otvorová – čím dále od optické osy bude paprsek rovnoběžný s optickou osou, tím blíže od čočky bude paprsek prošlý čočkou protínat optickou osu. [4]

Otvorová vada je nezávislá na zorném poli a roste se třetí mocninou průměru relativního otvoru. Cílem tedy je, aby paprsky nevstupovaly do čočky blízko k jejímu okraji. K omezení této vady tak stačí použít jednoduchou kruhovou clonku.



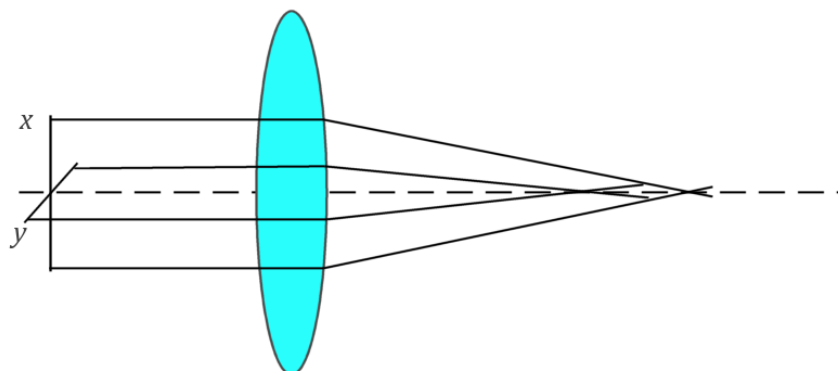
Obr. 6.29 Otvorová aberace.

Koma – vzniká při zobrazení širokými mimoosovými svazky paprsků. Pokud tedy zobrazujeme bodový zdroj paprsků, tak výsledkem nebude původní bod, ale větší kruhová stopa. Její plocha pak bude růst s velikostí vstupního otvoru. [2]



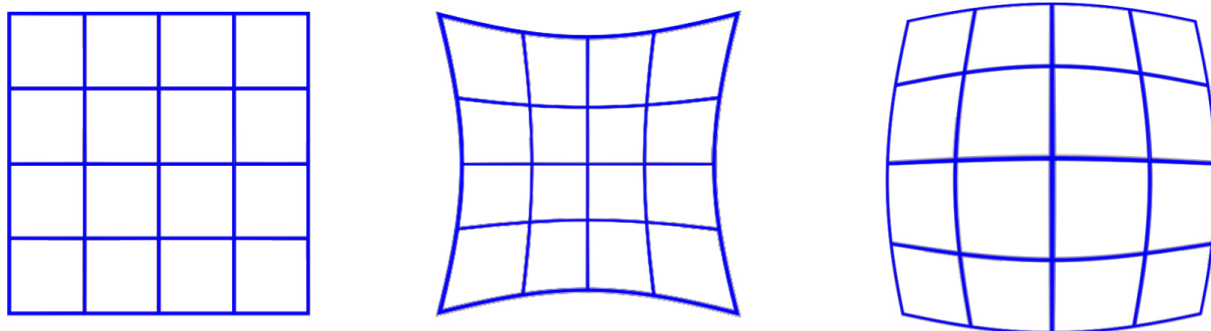
Obr. 6.30 Koma.

Astigmatismus – vzniká tím, že krajní paprsky ve dvou kolmých rovinách se protnou v různých bodech.



Obr. 6.31 Astigmatismus.

Zkreslení obrazu – je vada, při které je obraz ostrý, ale vzdálenost paprsku od osy se liší v závislosti na poloze zobrazovaného předmětu. Zpravidla se tato vada předvádí s použitím čtvercové mřížky, která má podle hodnoty koeficientu zkreslení tvar „podušky“ (poduškovité zkreslení), nebo „sudu“ (soudkovité zkreslení).



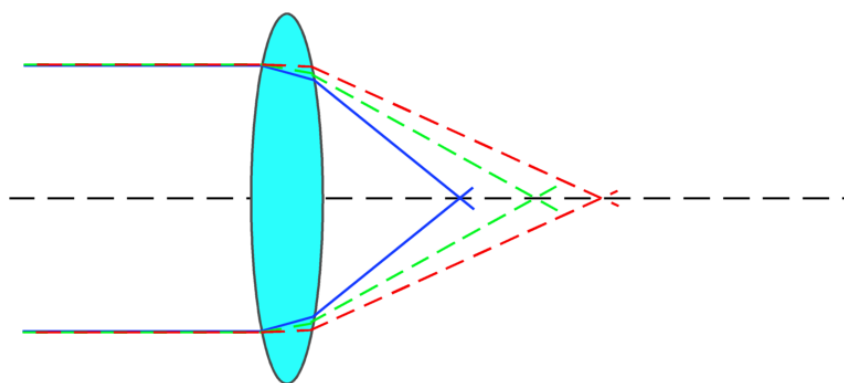
Obr. 6.32 Poduškovité a soudkovité zkreslení obrazu.

Tato vada se projevuje například u kompaktních fotoaparátů a mobilních telefonů, kde je jsou použity relativně malé čočky. Pro fyzické odstranění lze tuto vadu korigovat vhodnější konfigurací čoček, nicméně to v praxi znamená delší ohniskové vzdálenosti a větší průměry čoček.

Dnešní doba ale nabízí mnohem jednodušší řešení, které je dnes také asi nejpoužívanější. Protože je obraz při této vadě stále ostrý, fotoaparát jednoduše vyfotí obraz i se zkreslením. Procesor zařízení poté provede matematickou operaci, kterou vrátí obraz do původního tvaru.

Chromatické aberace

Jedná se o barevné vady zobrazení, které jsou způsobeny při lomu světla paprsků různých vlnových délek. Index lomu je totiž závislý na vlnové délce a tím dochází ke změně ohniskové vzdálenosti pro jednotlivé paprsky.

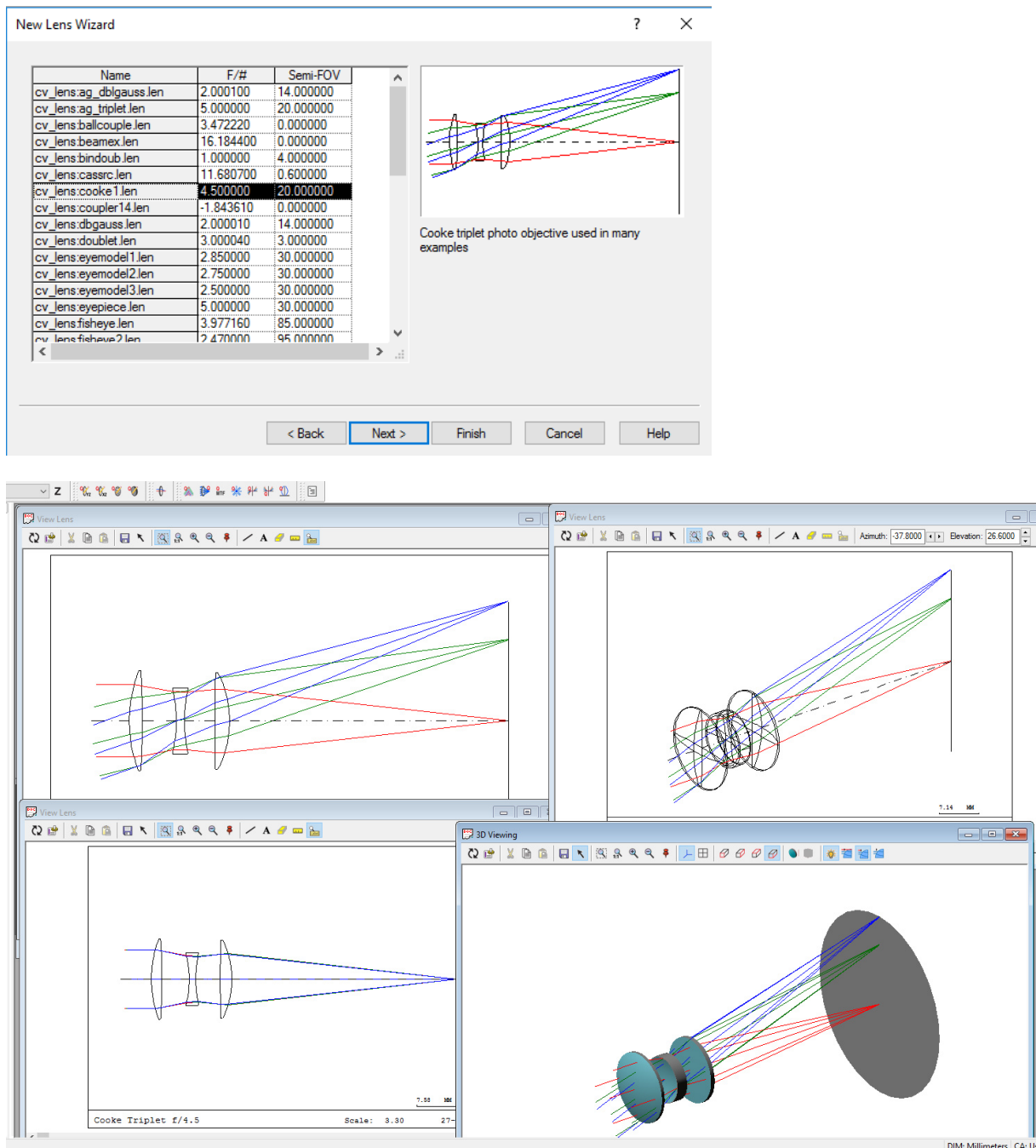


Obr. 6.33 Chromatická aberace.

Chromatickou vadu je možno minimalizovat v okolí jisté vlnové délky. Například kombinací dvou čoček z různých materiálů blízko u sebe. Pro fyzické odstranění této vady je možno použít místo čoček zrcadla, která chromatickou aberací netrpí.

Odstranění aberací

Pro odstranění zmiňovaných vad je se v praxi používají soustavy více čoček z různých materiálů. V případě 2 čoček se jedná o doublety, v případě 3 čoček o triplety. Pro návrhy těchto systémů se používají sofistikované SW nástroje, které jsou schopny samy optimalizovat tvary a materiály čoček tak, aby odstranily nepříjemné aberace a zachovaly například minimální velikost optické soustavy. Případně odstranily potřebu absolutní přesnosti při sestavování. Díky tomu dnes můžeme mít fotoaparáty v mobilních telefonech s automatickým ostřením o minimálních rozměrech.



Obr. 6.34 Ukázka simulačního SW CodeV.

Kontrolní otázky:

Po prostudování této kapitoly byste měli znát odpovědi na následující otázky:

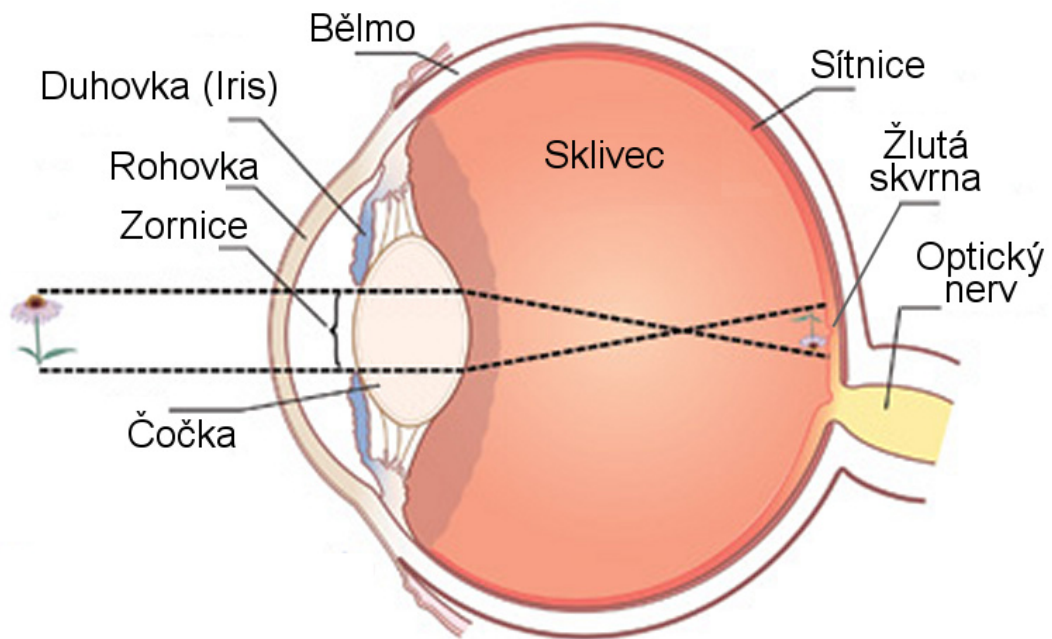
1. Co je to světlo?
2. Jaká je rychlost světla ve vakuu?
3. Jaká je rychlost světla v prostředí s indexem lomu $n=1,5$?
4. Popište zákon lomu.
5. Za jakých podmínek dochází k absolutnímu odrazu?
6. Jaké znáte materiály pro výrobu zrcadel?
7. Jaké znáte základní typy čoček a jak u nich vypadají lomy význačných paprsků?
8. Jaký je rozdíl mezi tenkou a tlustou čočkou?
9. Jak funguje dalekohled?
10. Jaké znáte vady zobrazení?

7. Oko

Lidské zrakové ústrojí (oko) je smyslový orgán zraku. Svou stavbou tvoří optický systém, který usměřňuje paprsky světla na světlocitlivou vrstvu v jeho zadní části (sítnice).

Konstrukce

Jako u ostatních optických systémů, i zde platí stejná pravidla, pokud jde o pojmy typu ohnisková vzdálenost, index lomu atd. V podstatě se jedná o systém, který dnes dobře známe například z digitálních fotoaparátů. Obraz jednoduše vstupuje do oka, kde je pomocí Iris nastavena úroveň jasu a poté se po „automatickém“ zaostření zobrazí obraz na sítnici, odkud je převeden do elektrických signálů a poslán dále ke zpracování v mozku. Konstrukce oka se napříč živočišnými druhy liší, ale pro vysvětlení postačí konstrukce lidského oka.



Obr. 7.1 Lidské oko

Optický systém oka se chová jako spojka, obraz tedy bude převrácený, zmenšený a skutečný.

Největší část optické mohutnosti oka představuje **rohovka** o šířce necelého 1mm a s indexem lomu $n=1,377$, která tvoří rozhraní mezi vzduchem ($n=1$) a zbytkem oka.

Komorová voda vyplňuje prostor mezi rohovkou a čočkou slouží jako přenosové médium a na optické mohutnosti se výrazně nepodílí (stará se spíše o výživu a udržování nitroočního tlaku).

Před čočkou je umístěna **duhovka** (iris), která v závislosti na dopadajícím světelném toku mění průměr mezi 2 a 6mm. Vzniklý otvor se pak nazývá **zornice**.

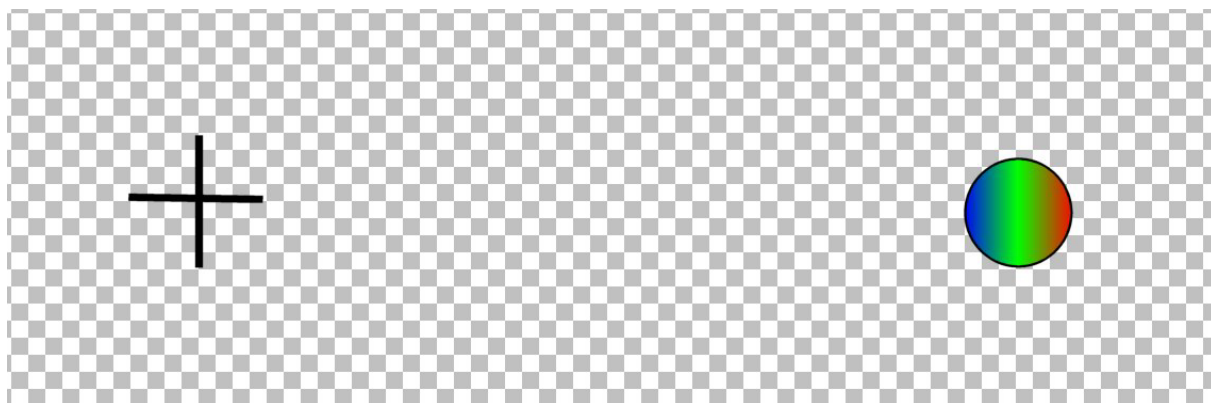
Druhou největší část optické mohutnosti má na starosti **čočka**, která je variabilně upravována dle potřeby. Je silná až 4mm a její index lomu je přibližně 1,42.

Sklivec představuje hustou nitrooční tekutinu, která sice tvoří část optického systému, nicméně slouží spíše jako médium pro přenos paprsků, výživu a pro udržení nitroočního tlaku. Jeho index lomu je přibližně 1,336.

Vzniklý obraz je zobrazen na sítnici, kde se nachází 120 miliónů tyčinek a 6 miliónů čípků. **Tyčinky** jsou citlivé na intenzitu světla a dokážou vnímat i dopad jednotlivých fotonů. Informace o intenzitě světla ale neposkytuje informaci o barvě. Tyčinky samotné tedy umožňují pouze černobílé vidění. Jejich extrémní citlivost ale umožňuje vidění i za velmi slabého osvětlení. Pro doplnění informace o barvě slouží tzv. **čípky**, jsou méně citlivé než tyčinky, takže při nízké úrovni osvětlení nefungují a přestáváme vnímat barvy. Čípky se v oku vyskytují ve 3 typech a liší se barevným pigmentem (červené, zelené a modré). Pomocí těchto 3 barev pak dokážeme vnímat velké množství barevných odstínů v rozsahu přibližně 380-780nm. Pomocí fotochemické reakce se pak informace mění na elektrické impulsy, které jsou předávány do mozku pomocí optického nervu.

Místo nejostřejšího vidění se nachází v ose zorného pole, kde se nachází tzv. **žlutá skvrna**. Převládají v ní čípky a poskytuje nám nejvíce, zatímco okolí vnímáme pouze periferně (rozostřeně). Pro vytvoření širšího obrazu okolí tak potřebujeme okem pohybovat, aby měl mozek dostatek informací pro vytvoření této krátkodobé iluze. To je důvod, proč máme neustálou tendenci okem pohybovat a prohlížet si okolí. V oblasti, kde oční nerv opouští oko navíc žádné tyčinky ani čípky nejsou. Toto místo se také nazývá **slepá skvrna**. Mozek si informace z této oblasti pouze domýšlí na základě informací, které má k dispozici. Pro ilustraci můžeme použít následující test:

Test je velmi jednoduchý, nejprve zakryjeme levé oko a pravým okem se soustředíme na obrazec **+**. Poté se od něj začneme přibližovat/vzdalovat dokud tečka vpravo nezmizí. Mozek v tomto okamžiku nemá informaci o tečce, ale má informaci o tom, jak vypadá okolí. Z toho důvodu vyplní slepé místo podle okolí (vidíme fiktivní čtverečkované pozadí) a na první pohled tak netušíme, že jsme v tomto bodě „slepi“.



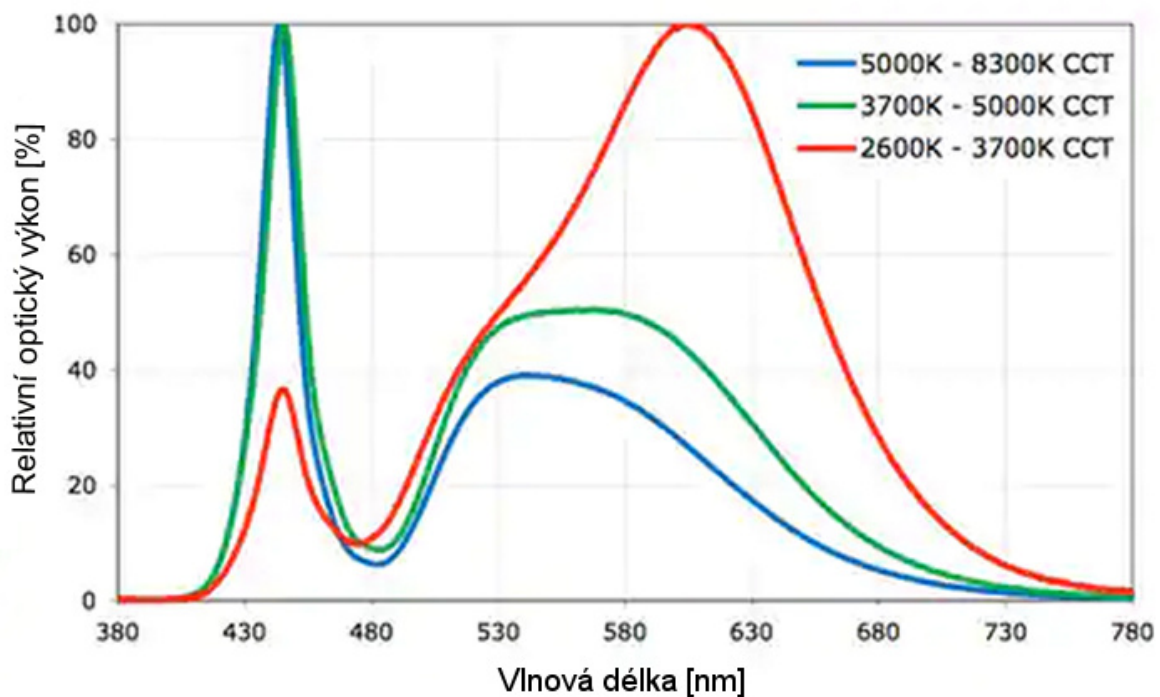
Obr. 7.2 Iluze slepé skvrny

Výhodou je, že u druhého oka je slepá skvrna na druhé straně, takže pokud má mozek informaci z druhého oka, může obraz doplnit správně a zorné pole není narušeno.

Režimy vidění

Protože rozdíl mezi světelnými podmínkami ve dne a v noci je příliš velký, používá oko denní (fotopický) režim a noční (scotopický) režim. Během dne má oko dostatek světla pro tyčinky i čípky a může bez problému vnímat barvy. Nejcitlivější oblast spektra je v tomto případě kolem 555nm (žlutozelená barva). Během noci pak vnímáme především pomocí citlivých tyčinek a vnímání barev se omezí. Citlivost na barevné spektrum se vlivem toho posune blíže k modré barvě. K přechodu na noční režim dochází až při opravdu temných podmínkách a je velmi pomalý - může trvat i přes deset minut.

Modrá část spektra má v mozku i další účel, protože jí mozek využívá k rozeznávání dne a noci. Modré světlo v mozku aktivuje produkci serotoninu, který pozitivně ovlivňuje mozkovou aktivitu a nutí nás být vzhůru a ve střehu. Opakem k tomu je melatonin, který aktivitu snižuje a nutí nás ke spánku. V noci, kdy není dostatek modrého světla, pak melatonin převládne a začneme se cítit unaveně. Problémem poslední doby je ale příchod LED diodového osvětlení. Základem bílých LED diod je totiž modrá LED dioda a zbytek barevného spektra doplní luminofor na povrchu. Podle spektra pak definujeme barevnou teplotu, které toto složení odpovídá. Pro připomenutí je na následujícím obrázku spektrum bílých LED pro různé teploty.



Obr. 7.3 Spektrum bílých LED

Vyšší teploty kolem 7000K jsou popisovány jako studená bílá a mají velký podíl modré složky. Výsledkem je, že toto světlo se v podstatě snaží udržet člověka vzhůru, takže se hodí pro práci. Nižší teploty kolem 3000K jsou nazývány jako teplá bílá a modré složky obsahují mnohem méně. Takže se hodí do domácího prostředí, kdy se člověk chystá ke spánku. Odbourání velkého množství serotoninu pak může citlivějším jedincům trvat i několik hodin.

Vady oka

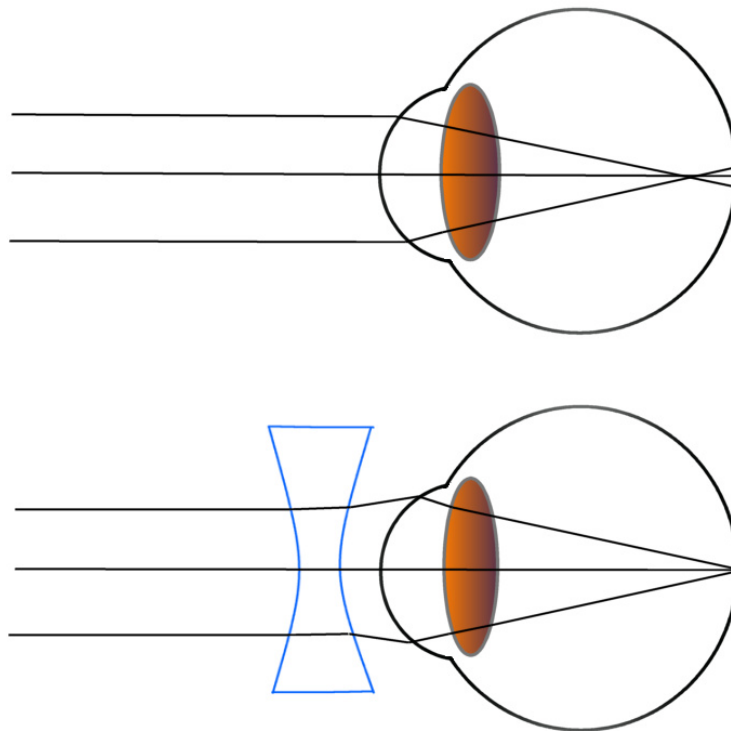
Při správné funkci oka je obraz přesně zobrazován na sítnici. Z optického hlediska se tedy rovnoběžné paprsky vstupující do oka potkají v jednom bodě sítnice (ohnisku). Pokud ale z nějakého důvodu není vše v oku přesně nastaveno, nebo není v požadovaných tolerancích, není obraz zaostřen na sítnici. V zásadě může jít o problémy se špatnými vlastnostmi lomových ploch (refrakční vady), nebo o špatnou geometrii oka, kdy má oko různou délku (osové vady). Samozřejmě se mohou projevit i kombinace obou. Vady oka můžeme rozdělit na sférické a asférické [13]

Sférické vady

Korigují se sférickými čočkami (čočky jsou souměrné v obou osách) a patří mezi ně:

Krátkozrakost (myopie) – Rovnoběžné paprsky vstupující do oka se promítají před sítnici.

- Sférická příčina: oko je fyzicky příliš dlouhé.
- Refrakční příčina: optické prostředí oka má větší lomivost.



Obr. 7.4 Korekce krátkozrakosti (rozptylka).

Vlivem toho oko špatně vidí na dlouhé vzdálenosti (ale přitom je schopno vidět na krátké vzdálenosti).

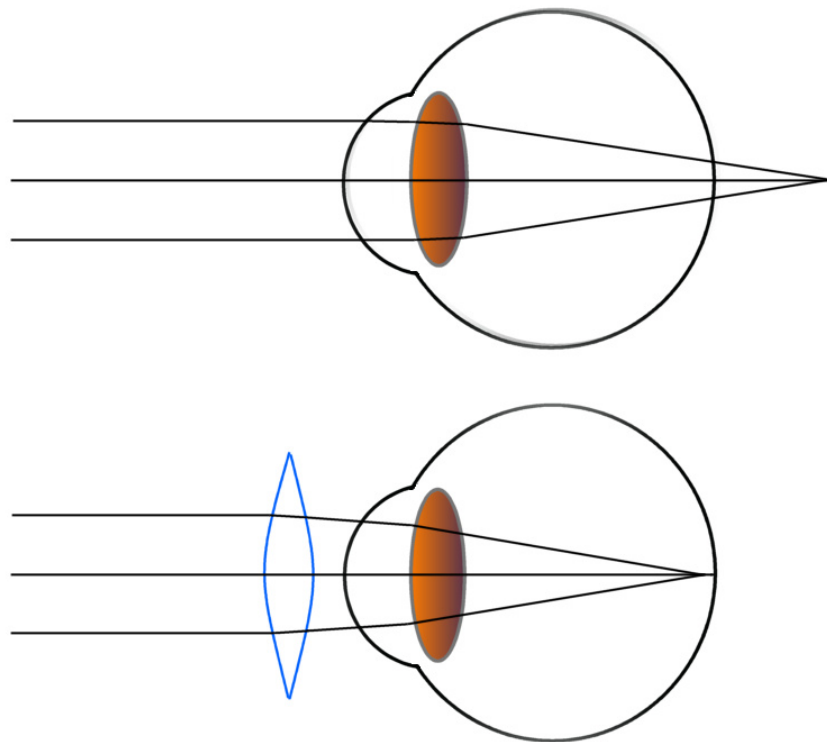
Pro korekci se využívá rozptylka, která posune ohnisko dále až k sítnici.

Dalekozrakost (hypermetropie) – Rovnoběžné paprsky vstupující do oka se promítají za sítnici.

- Sférická příčina: oko je fyzicky příliš krátké.
- Refrakční příčina: optické prostředí oka má menší lomivost.

Vlivem této vady oko špatně vidí na krátké vzdálenosti (z principu se tato vada projevuje do jisté míry i na delších vzdálenostech).

Pro korekci můžeme použít spojku, která vzdálené ohnisko přiblíží zpět na sítnici.



Obr. 7.5 Korekce dalekozrakosti (spojka).

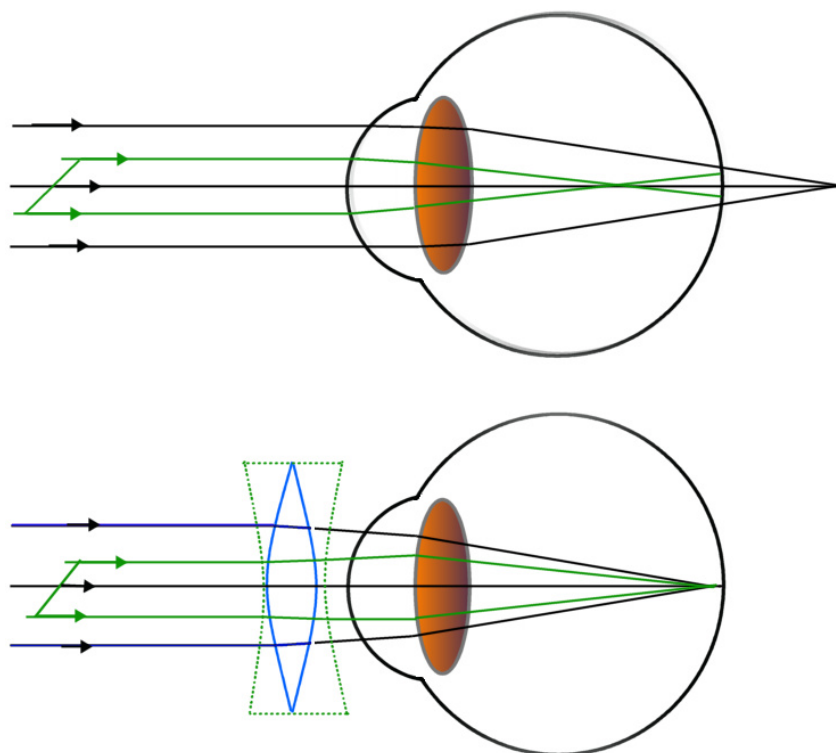
Asférické vady

Korigují se asférickými čočkami (čočky nejsou souměrné v obou osách): a patří mezi ně například:

Astigmatismus – Rovnoběžné paprsky vstupující do oka se promítají ve dvou různých ohniscích.

- Příčina: Rohovka má ve dvou kolmých osách jiné zakřivení (méně často i špatná centrace čočky).

Oko špatně zaostřuje v různých osách a je potřeba čočku navrhnout tak, aby přizpůsobila obě vzniklé ohniska do jednoho bodu.



Obr. 7.6 Korekce astigmatismu (čočka s různými ohnisky v osách x a y).

Kontrolní otázky:

Po prostudování této kapitoly byste měli znát odpovědi na následující otázky:

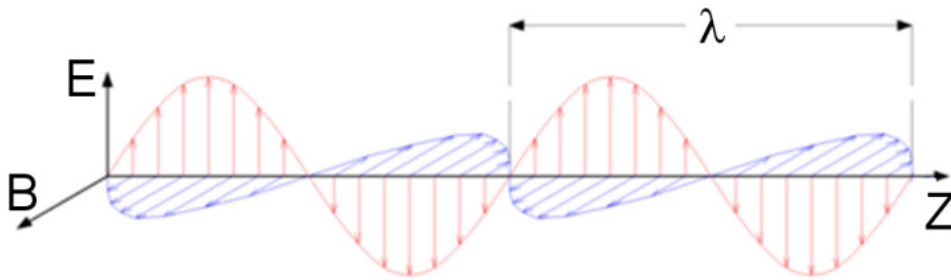
1. Co je to oko a jak funguje?
2. Popište funkci žluté skvrny?
3. K čemu slouží v oku tyčinky a k čemu čípky?
4. Jakou teplotu světla byste zvolili pro práci a jakou před spánkem?
5. Jaké jsou základní vady oka?

8. Polarizace světla

Světlo lze chápat nejen jako částice (fotony), ale současně také jako elektromagnetické (EM) vlnění. To znamená, že má svou elektrickou (E) i magnetickou složku (B), které jsou vzájemně kolmé. Magnetickou složku pro zjednodušení můžeme vynechat, protože nás zajímá hlavně elektrická složka. Polarizace popisuje parametry vztahující se k průběhu EM složky světla, protože každá částice (foton) je jejím samostatným zdrojem.

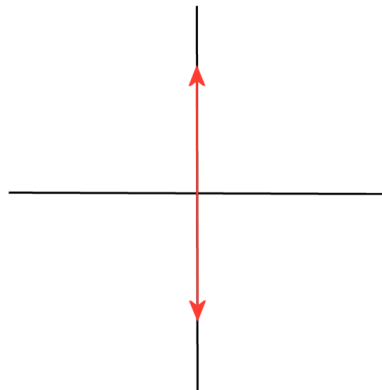
Lineární polarizace

Pro začátek si představme jednoduchý průběh z následujícího obrázku:



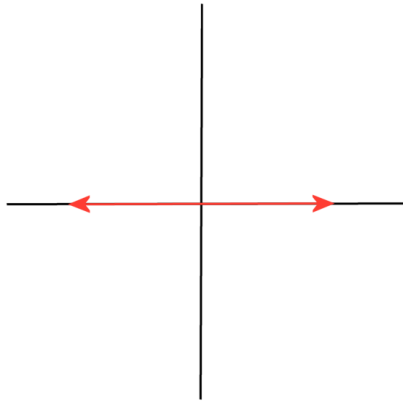
Obr. 8.1 EM složka světelného záření

Představme si nyní, že jsme pozorovatel na ose Z a průběh elektrické části vlnění zůstává konstantní. Průběh, který bychom pozorovali, by napadal následovně:



Obr. 8.2 vertikálně polarizované světlo

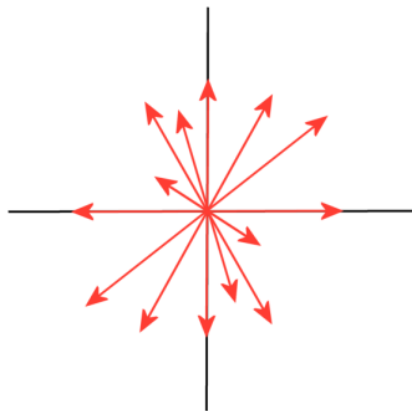
Protože se úhel elektrické složky nemění, v tomto případě by se jednalo o tzv. polarizované světlo. Navíc je v tomto případě světlo polarizované přesně vertikálně. Pokud by byla elektrická složka otočena o 90° jednalo by se o světlo polarizované horizontálně (viz. následující obrázek).



Obr. 8.3 horizontálně polarizované světlo

A samozřejmě, pokud bude elektrická složka potočena v jakémkoliv jiném úhlu, bude se také jednat o polarizované světlo.

Polarizované světlo je ale v podstatě velmi specifický případ. Světlo, které nás běžně obklopuje (světlo ze slunce, žárovky a dokonce i LED diody) je totiž nepolarizované. Jednotlivé fotony zde vznikají náhodně (ať už vlivem tepla či spontánní emisí) a proto je každý foton polarizován náhodně bez ohledu na ostatní. Na přijímací straně tedy vidíme všechny možné polarizace smíchané dohromady. Lišit se mohou i intenzity v rámci jednotlivých polarizací.



Obr. 8.4 nepolarizované světlo

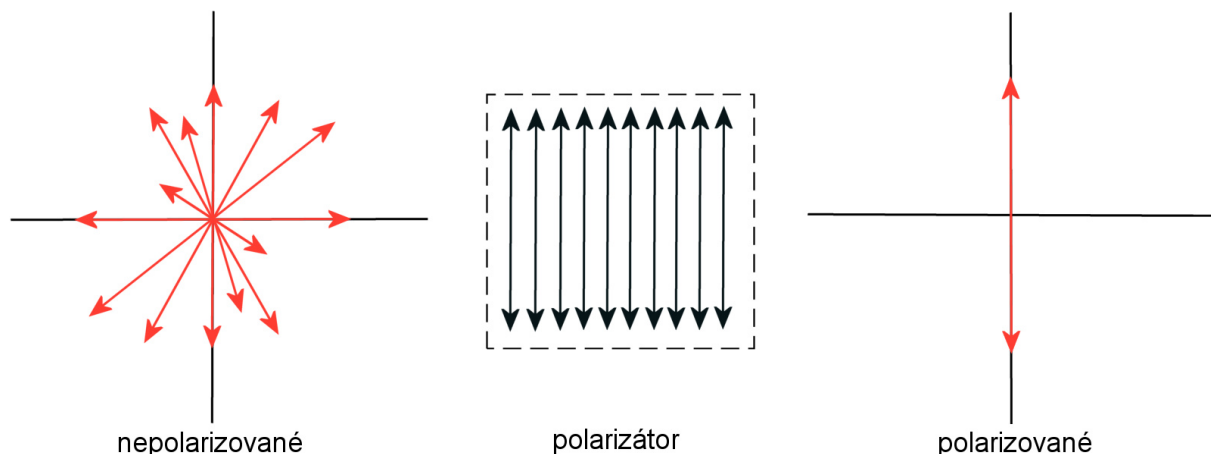
V tomto případě tak nelze říci, jakou polarizaci bude mít následující foton, protože v každém okamžiku je polarizace náhodná.

Faktem tedy je, že běžně jsme obklopeni spíše nepolarizovaným světlem. Nicméně polarizované světlo má mnoho výhod, které v dnešním světě využíváme.

- Polarizované světlo lze sčítat, nebo odečítat. (více fotonů ve fázi způsobí nárůst intenzity a naopak)
- Polarizované světlo nemůže projít materiálem o opačné polarizaci (toho se využívá např. v zobrazovacích zařízeních jako LCD monitorech, projektorech...)

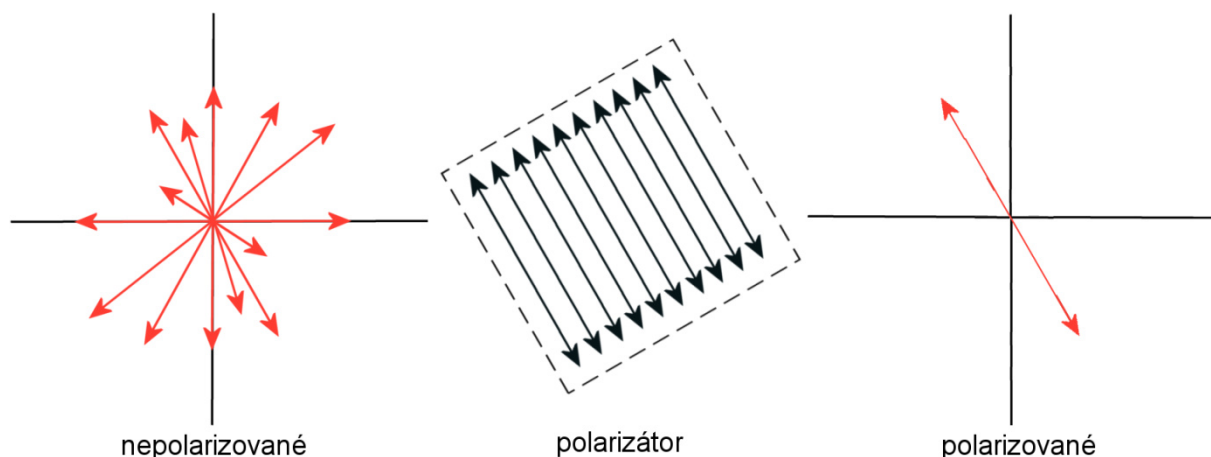
Jak tedy polarizované světlo vyrobíme?

- Použijeme zdroj záření, který polarizované světlo vytváří automaticky. Typickým příkladem tohoto zdroje je laser. Ten totiž využívá mechanismu, kdy si světlo při procesu zesilování zachovává polarizaci.
- Použijeme běžný zdroj nepolarizovaného záření a pomocí jednoduchého a levného zařízení vybereme pouze žádanou část EM spektra o dané polarizaci. Toto zařízení se nazývá polarizátor. V podstatě se jedná o optický filtr, který propouští pouze světlo o specifické polarizaci a zbytek pohltí, nebo odrazí zpět.



Obr. 8.5 polarizátor.

Polarizátor můžeme natočit v libovolném úhlu, takže můžeme z nepolarizovaného zdroje záření snadno vyrobít i záření o jakékoliv jiné polarizaci.



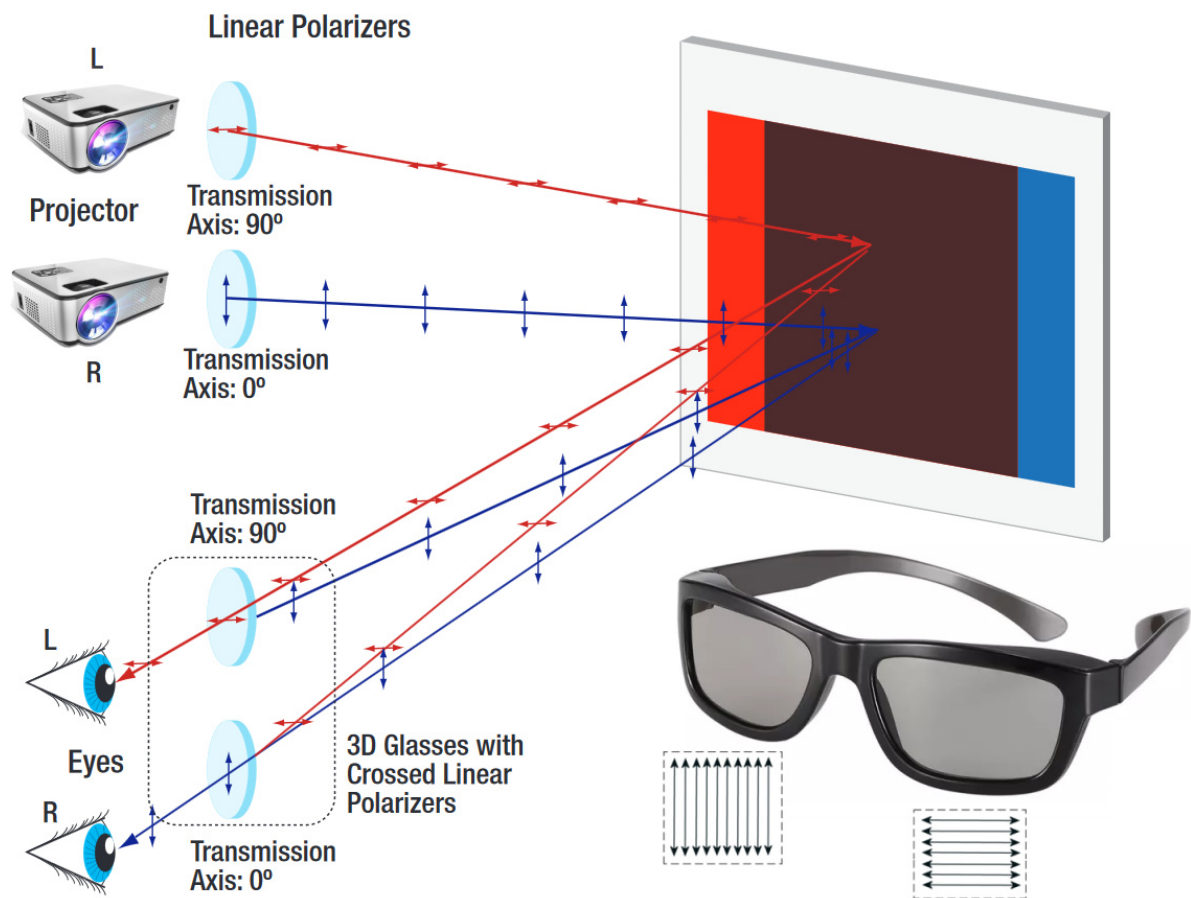
Obr. 8.6 polarizátor otočený o 30°.

Polarizované světlo vzniká také odrazem od reflexních povrchů. Jednoduchým příkladem je světlo slunce dopadající na vodní hladinu. Světlo, které dopadne na odraznou plochu je polarizováno (nebo alespoň částečně polarizováno) pod úhlem shodným s rovinou odrazné plochy. Pokud tedy stojíme u vodní hladiny, tak světlo, které se od ní proti nám odráží je částečně horizontálně polarizováno (účinnost většinou není 100%, ale většina světla bude

polarizována). To znamená, že pokud použijeme tzv. polarizační brýle (s vertikální polarizací), tak se intenzita slunečních paprsků odražená od vodní hladiny výrazně sníží.

Nejnámější použití polarizace v běžném životě je pravděpodobně při sledování 3D filmů. Pro vjem 3D obrazu používá člověk dva současné pohledy z mírně odlišných úhlů, díky tomu má lidské zrakové ústrojí informaci nejen o obraze, ale i o vzdálenostech. K vytvoření 3D efektu je tedy potřeba složit 2 obrazy z různých pozorovacích úhlů a zajistit, aby každé oko vidělo pouze jeden.

Na promítací plátno se potom promítnou oba obrazy současně, avšak s rozdílnou polarizací. Pomocí polarizačních brýlí se pak oddělí obraz pro každé oko zvlášť.

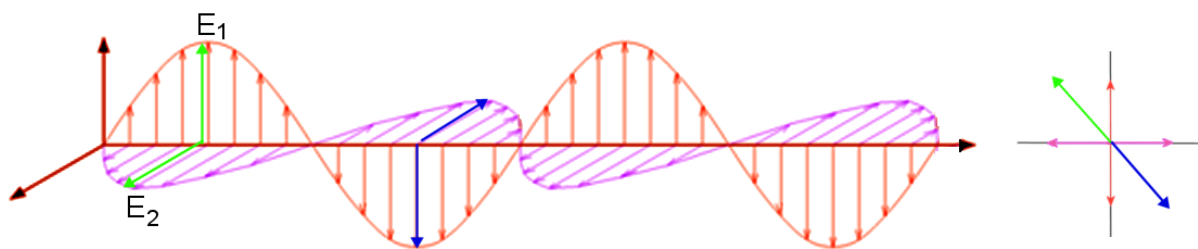


Obr. 8.7 Princip promítání 3D filmů. [14]

Všechny dosud zmiňované stavy polarizace jsou lineární. Mají vždy daný stav, který se nemění. Nicméně existují i případy, kdy se stav polarizace v čase mění.

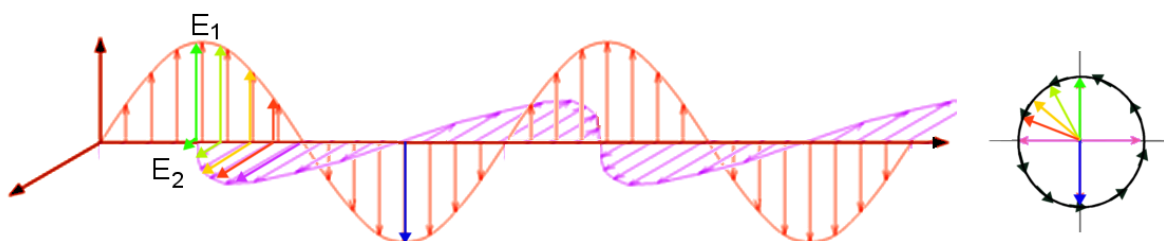
Kruhová polarizace

Pro pochopení kruhové polarizace uvažujme stav, kdy máme současně více elektromagnetických vln o stejné frekvenci (vlnové délce), jsou vzájemně ve fázi, ale přitom mají různou polarizaci. [15]



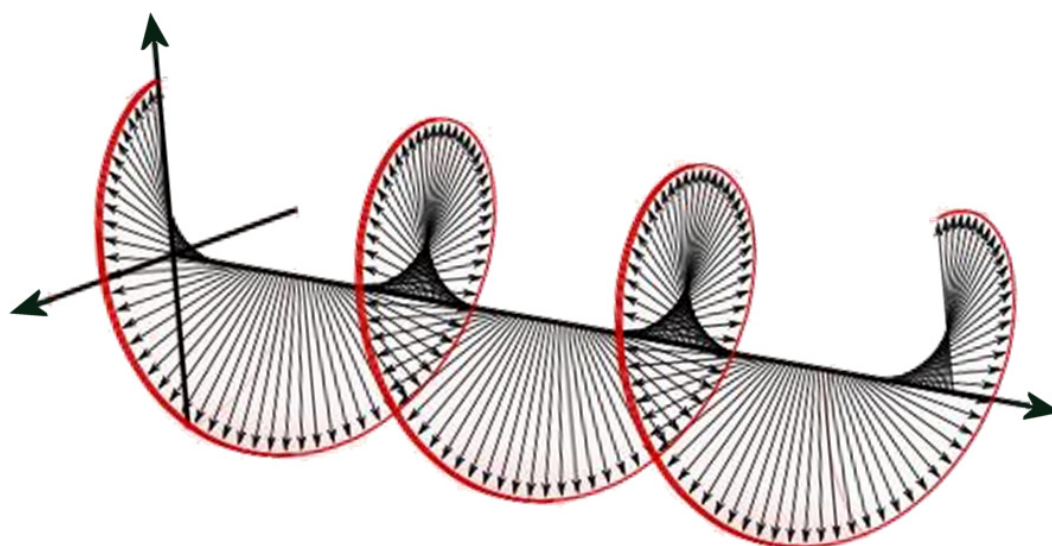
Obr. 8.8 dvě vzájemně kolmé vlny.

V případě obrázku 8.8 se jedná právě o takový případ, kdy máme 2 vlny ve fázi, ale jejich polarizace je vzájemně otočená o 90° . Vektor výsledné elektrické složky pak bude součtem těchto vln. V tomto případě jde sice stále o lineární polarizaci, nicméně změna nastane v okamžiku, kdy popsané vlny ve fázi nebudou. Pokud vlny vzájemně posuneme o 90° v ose Z, dostaneme následující průběh:



Obr. 8.9 dvě vzájemně posunutě vlny.

Polarizace se v tomto případě bude neustále měnit. Změna bude probíhat tak, že bude výsledný vektor polarizace neustále rotovat jedním směrem a opisovat kružnici.



Obr. 8.10 výsledný průběh kruhové polarizace.

Kruhová polarizace může být pravotočivá, nebo levotočivá. Podle toho, jestli je posun druhé vlny o 90° , nebo -90° ($\pi/2$, nebo $-\pi/2$).

Vytvoření této polarizace je opět možné pomocí „filtru“, nebo přesněji čtvrtvlnné destičky, která zajistí zpoždění jedné osy o $\pi/2$.

Pokud by nebyly vlny posunuty přesně, nebo pokud by měly různou amplitudu, bude výsledný vektor opisovat elipsu (případ eliptické polarizace).

K čemu je to dobré?

Pro zjednodušení si opět představme promítání 3D filmu. Za předpokladu, že použijeme lineární polarizaci, tak budeme muset držet hlavu v přesné poloze. Pokud dojde k odchylce od ideálního stavu, tak začne brýlemi částečně pronikat i druhý obraz (pokud nakloníme hlavu o 45° , tak bychom viděli každým okem oba obrazy...) Pokud použijeme kruhovou polarizaci, tak tento efekt odstraníme. Nebude už tedy záležet na poloze brýlí a pozorování filmu bude mnohem příjemnější.

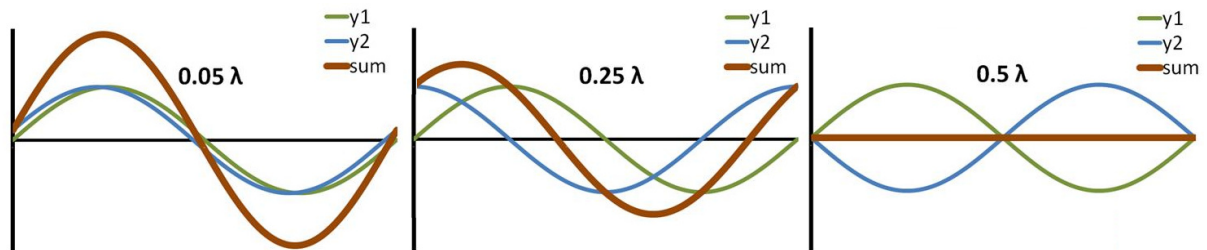
Kontrolní otázky:

Po prostudování této kapitoly byste měli znát odpovědi na následující otázky:

1. Popište rozdíl mezi polarizovaným a nepolarizovaným světlem?
2. Jak můžeme vyrobit lineárně polarizované světlo?
3. Jak můžeme vyrobit kruhově polarizované světlo?

9. Interference světla

Na světlo lze nahlížet jako na částici (foton) - kvantová optika a současně jako na elektromagnetické vlnění. A právě podstata vln sebou nese možnost, kdy se mohou jednotlivé světelné vlny vzájemně ovlivňovat. Výsledkem je možnost sčítání a odečítání jednotlivých vln. Podobně jako se u mechanického vlnění sčítají okamžité výchylky, tak u světla se sčítají a odečítají elektrické i magnetické složky elektromagnetických vln.



Obr. 9.1 Interference světla.

Pokud jsou světelné vlny ve společné fázi, nebo nejsou příliš vzájemně posunuty, je patrný efekt sčítání. Pokud jsou posunuté o $0,25\lambda$, začíná být patrný i efekt odečítání. Nulová hodnota výsledného signálu nastává v okamžiku, kdy jsou kladná a záporná část interferujících vln shodné. Výsledný signál pro $0,25\lambda$ je ve výsledku větší, než v případě jedné vlny, ale amplituda už je o poznání nižší než u vln ve fázi. A s dalším posouváním fází bude amplituda výsledného průběhu dále klesat. V případě posunutí o $0,5\lambda$ se pak vlny vzájemně vyruší a jejich amplituda bude nulová (světlo doslova zmizí). Pokud tedy světlo přichází po různých drahách, můžeme pozorovat interferenční obrazce. Podobné jako na následujícím obrázku.



Obr. 9.2 Příklad interferenčního obrazce.

Podle těchto pravidel bychom měli podobné obrazce pozorovat všude kolem sebe. Důvod proč tomu tak není, je jednoduchý. Světlo vycházející z běžných zdrojů záření (slunce, svíčka, žárovka, LED dioda...) je nahodilé povahy. Jednotlivé vlny se liší v natočení elektrické a magnetické složky (polarizaci), směru šíření a obsahuje více vlnových délek (různé frekvence vln). To znamená, že výsledný součet těchto vln bude většinou nenulový.

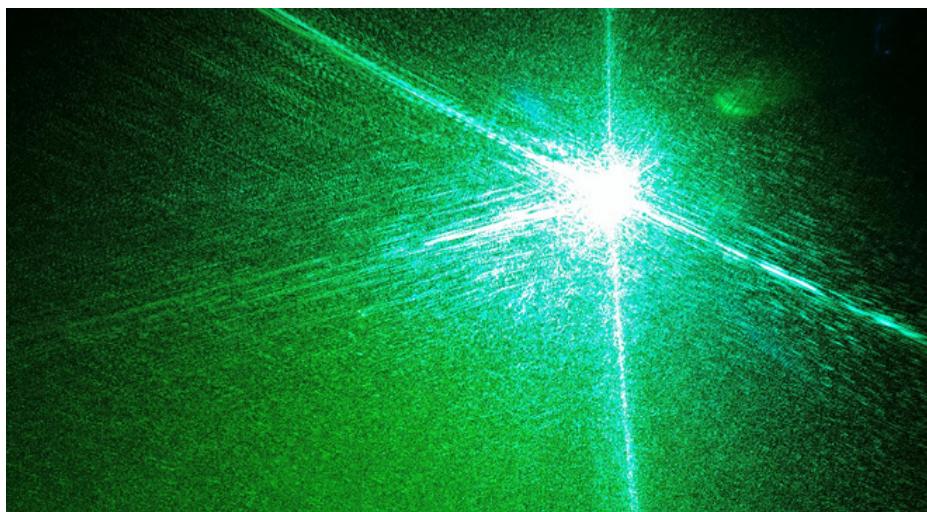
Pro zjednodušení lze říci, že povaha běžného světla se podobá spíše šumu, který se drží kolem „stabilní“ střední hodnoty. Takovéto chaotické uspořádání se nazývá nekoherentní vlnění. Ve výsledku jsme schopni pozorovat interference nekoherentního záření pouze za určitých podmínek.

Koherentní vlnění

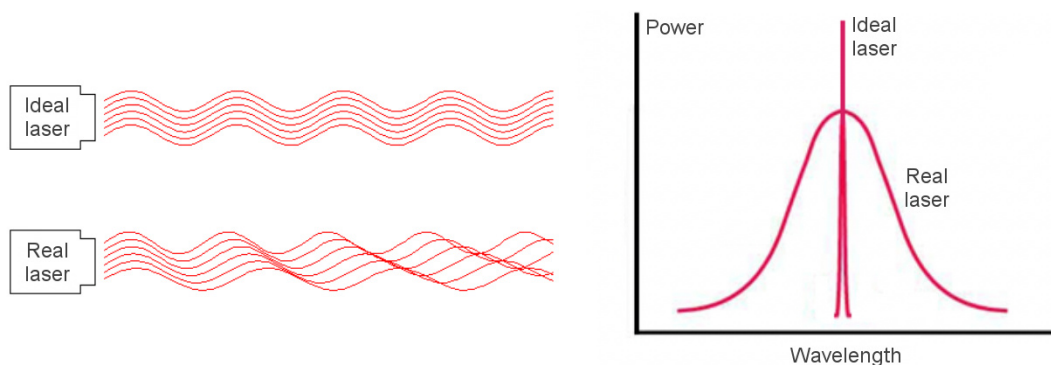
Koherentním vlněním rozumíme vzájemnou souvislost fáze a amplitudy vlnění. To může vycházet buď z různých zdrojů, nebo z jednoho (s určitým časovým odstupem). Podstatou je „uspořádanost“ světla, které má v daném místě stejnou fázi, neměnnou v čase.

Světlo se pak chová stejně jako na obrázku 9.1. Pokud jdou vlny vzájemně ve fázi, dochází k jejich sčítání (konstruktivní interference). Pokud jsou vlnění v proti-fázi dochází k jejich zeslabení (destruktivní interference).

Typickým zdrojem koherentního vlnění je laser. Vytvářené světlo je z podstaty funkce vzájemně ve fázi. Druhou podmínkou je shodná frekvence (vlnová délka) jednotlivých vln tzv. monochromatické záření. V případě laseru je spektrum dostatečně úzké na to, abychom mohli i tuto podmínku za určitých podmínek považovat za splněnou (alespoň na omezené dráze). Na delší vzdálenosti pak samozřejmě i minimální odchylky ve frekvenci způsobí viditelné interference laserové stopy (Speklový obrazce).



Obr. 9.3 Interference laserového světla.



Obr. 9.4 Srovnání skutečného a ideálního laseru.

Pokud jde o výstup z laseru, tak bude vždy záležet na tom, jak kvalitní laser použijeme. Levnější varianty s šířkou spektrální čáry kolem 1-2nm nemusí vždy vyhovovat.

Pro příklad si představme laser, který má FWHM 1nm a vlnovou délku například 650nm. Frekvence světelného záření se pak vypočte jednoduše podle vzorce

$$\lambda = \frac{c}{f} \quad \text{po úpravě:} \quad f = \frac{c}{\lambda}$$

Dosadíme-li vlnové délky 649,5 a 650,5nm, získáme frekvence, které se liší o $7,1 \cdot 10^{11}$ Hz. Což je rozdíl v krajních emitovaných frekvencích o 710 GHz. Což je téměř nepředstavitelná hodnota.

Na druhé straně ovšem dnes existují takzvané jednofrekvenční lasery, které dosahují FWHM hluboko pod 1nm a tím jsou schopny rozdíly v emitovaných frekvencích snížit na hodnoty v řádech MHz (DFB lasery), nebo dokonce jednotek kHz (He-Ne lasery). Což už je hodnota, která se velmi blíží ideálnímu stavu. I tak to ale znamená, že během jediné vteřiny dojde k tisíci interferencí. (při rychlosti světla už ale půjde o dostatečně dlouhé vzdálenosti).

Pro vyčíslení lze namísto rozdílu frekvencí použít koherenční dobu τ_k která odpovídá hodnotě Δt . Což je hodnota času, po které dojde k interferenci.

$$\tau_k = \Delta t = \frac{1}{\Delta f}$$

Pokud známe rychlost šíření vln, můžeme spočítat koherenční délku l_k podle vzorce

$$l_k = c \cdot \tau_k = \frac{c}{\Delta f}$$

Po úpravě

$$\Delta f = c \cdot \frac{\Delta \lambda}{\lambda^2}$$

můžeme provést zjednodušení na:

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

Koherenční délka se pak bude pohybovat v řádek milimetrů až kilometrů – dle typu laseru.

Interference na tenké vrstvě

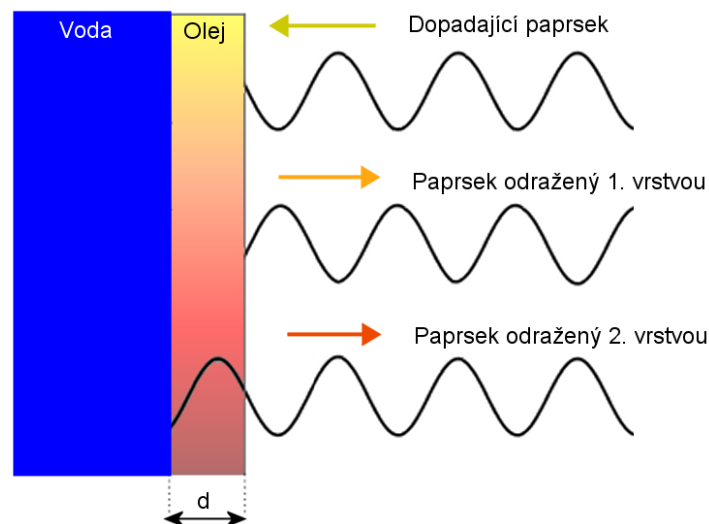
Už jsme si řekli, že běžné světlo je nekoherentní. Nyní ale vidíme, že i pro toto záření lze vyjádřit hodnotu koherentní délky. Bude ale velmi malá. Druhou podmínkou pro interference je shodná polarizace světelných vln. K částečné polarizaci v přírodě dochází například odrazem od vodní hladiny (viz. kapitola polarizace...).

Výsledkem je možnost pozorování interferencí světla, pokud je například na vodní hladině tenká vrstva oleje, případně na mýdlových bublinách, atd.



Obr. 9.5 Příklad interference na tenké vrstvě.

Z fyzikálního hlediska se děje následující:



Obr. 9.6 Příklad interference na tenké vrstvě.

Výsledek interference závisí na rozdílu dráhy Δs mezi paprsky odraženými od 1. a 2. vrstvy.

$$\Delta s = 2 \cdot n \cdot d + \frac{\lambda}{2}$$

Kde d je tloušťka vrstvy, n je index lomu tenké vrstvy a λ je vlnová délka světla.

Podmínka interferenčního maxima: pro okamžik největšího zesílení, kdy jsou vlny ve fázi, platí:

$$\Delta s = k \cdot \lambda$$

Podmínka interferenčního minima: pro okamžik největšího zeslabení, kdy jsou vlny v protifázi:

$$\Delta s = (2k + 1) \cdot \frac{\lambda}{2}$$

Kde k je řád interferenčního maxima/minima.

Tím je vysvětlen jak úbytek intenzity světla, tak i barevné změny. Ze vzorce je totiž vidět, že tento jev je závislý na tloušťce vrstvy, indexu lomu vrstvy a také vlnové délce.

Tento jev má, kromě obdivování mýdlových bublin a pozorování přírodních katastrof, i své praktické využití. Umožňuje totiž vytvářet například antireflexní vrstvy na čočkách objektivů, nebo brýlí.

Na čočce se vytvoří tenká vrstva materiálu s indexem lomu menším, než je index lomu čočky. Tloušťka materiálu se pak zvolí tak, aby pro světlo specifické vlnové délky, nastalo po odražení od 1. a 2. vrstvy interferenční minimum. Protože tento princip lze využít pouze pro specifickou vlnovou délku, volí se pro omezení odrazu ve viditelném spektru většinou hodnota 550nm (tedy maximum slunečního záření). Výsledkem je pak čistší obraz s menším vlivem odlesků od okolních zdrojů světla.

Poznámka: Pokud se světlo odrazí od opticky hustšího prostředí, změní se jeho fáze na opačnou. Pokud se světlo odrazí od prostředí opticky řidšího, pak se fáze nezmění. [16]

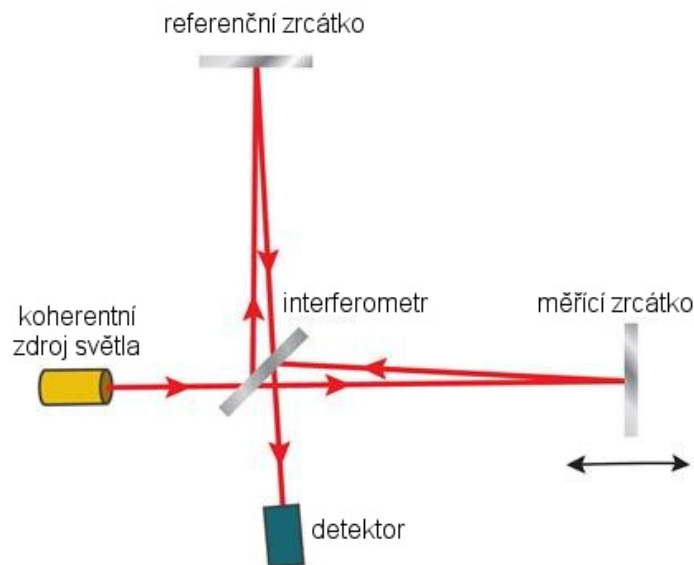
Interferometry

Když známe základní principy vzniku interferencí, tak můžeme postoupit k dalším možnostem praktického využití. Tím je například možnost velmi přesného měření změn vzdáleností, nebo indexu lomu. Díky rozlišovací schopnosti na úrovni vlnové délky jsme schopni zaznamenat doslova mikroskopické změny.

Tyto přístroje se obecně nazývají interferometry. A existuje několik základních typů, které se liší uspořádáním optického systému.

Michelsonův interferometr

Tento interferometr byl vynalezen v roce 1887 a tvoří ho kombinace zrcadel a polopropustných zrcadel.



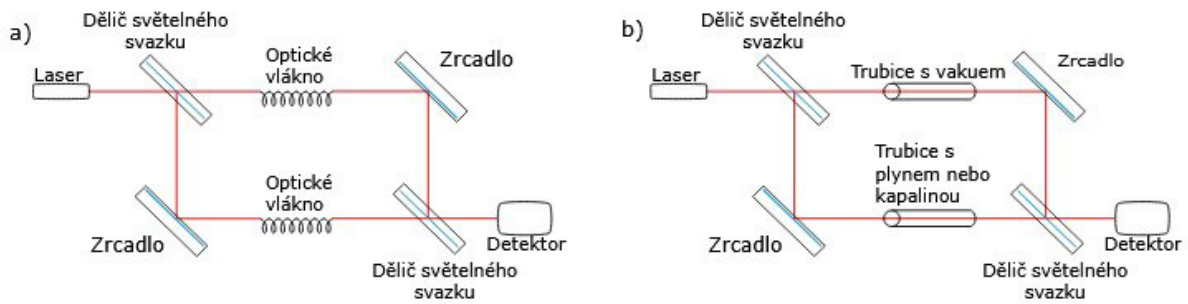
Obr. 9.7 Michelsonův interferometr. [17]

Tento interferometr rozděljuje vstupní paprsek koherentního světla (laser) na dva identické paprsky (50:50). Každý paprsek pak pokračuje po jiné dráze k zrcadlům, kde dojde k odrazu zpět na polopropustné zrcadlo. Jakmile se dva optické svazky potkají, tak dojde vlivem fázového posuvu k interferencím, které jsou zachyceny fotodetektorem. Tímto způsobem je systém schopen detekovat cokoli, co podél dráhy světelného paprsku ovlivnilo jeho fázi. V rámci atmosféry se může mimo změny polohy jednat například o teplotu vzduchu, relativní vlhkost, tlak a teplotu. Toto chování ale není vždy žádoucí a může být potřeba ho kompenzovat.

V dnešní době můžeme snadno tento systém využít s použitím optických vláken. A protože ohyb vlákna změnil dráhu paprsku uvnitř, získáme tím senzor schopný detekovat sebemenší změnu na optické trase. Systém může být tak citlivý, že optické vlákno zachytí i zvukové vlny lidského hlasu v jeho blízkosti. A v neposlední řadě může díky optickému vláknu systém fungovat i na delší vzdálenosti.

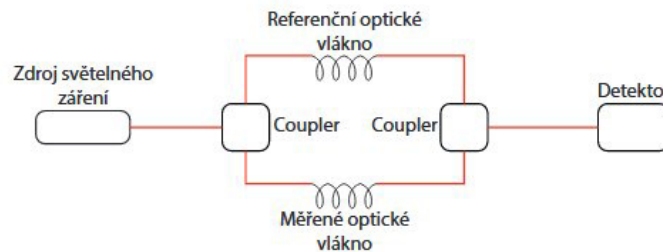
Mach-Zehnderův interferometr

Vyvinut v letech 1891-1892 Ernstem Machem a Ludwigem Zehnderem. Tento interferometr se podobá Michelsonovu, protože také rozděljuje světelný svazek do dvou ramen. Jedno slouží jako referenční a jedno jako měřené. Změny dráhy paprsku mezi referenčním a měřeným úsekem se pak projeví jako interference na straně fotodetektoru.



Obr. 9.8 Mach-Zehnderův interferometr.

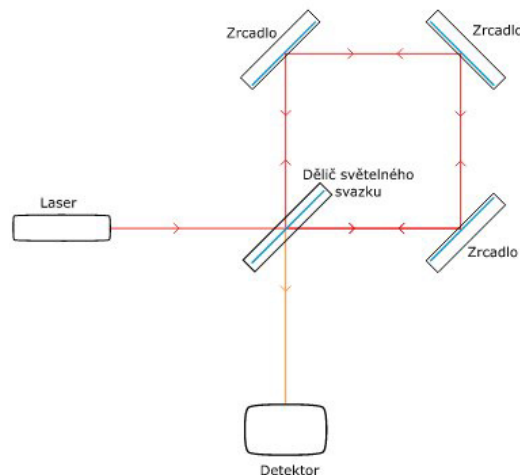
I zde můžeme použít pro měření atmosféru, nebo optických vláken. V případě optických vláken použijeme místo zrcadel optické děliče 50:50.



Obr. 9.9 Optovláknový Mach-Zehnderův interferometr.

Sagnacův interferometr

Vynalezen Georgesem Sagnacem v roce 1913. I zde se světelný svazek rozděluje do dvou ramen, nicméně rozdělené svazky se zde šíří proti sobě napříč stejnou optickou dráhou. Paprsek laserového záření vstupuje do optického děliče a dělí se na dva protichůdné směry, které spolu interferují.



Obr. 9.10 Sagnacův interferometr.

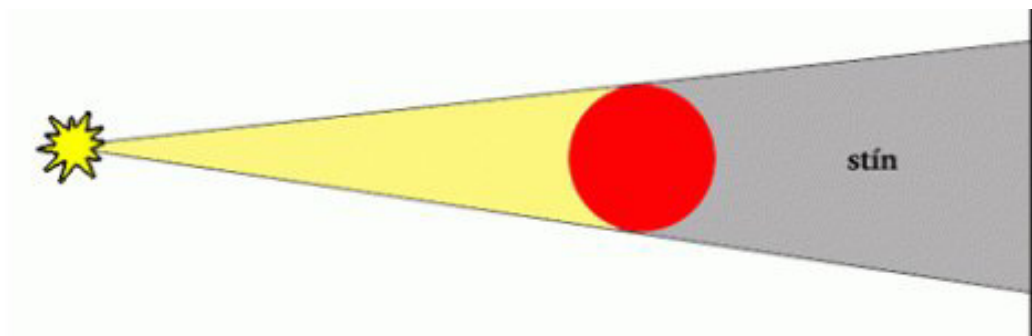
Kontrolní otázky:

Po prostudování této kapitoly byste měli znát odpovědi na následující otázky:

1. Jak funguje interference světla a v jakých případech vznikne interferenční maximum a minimum?
2. Kdy dochází k interferencím?
3. Za jakých podmínek můžeme interference jednoduše pozorovat?
4. Jaké znáte základní typy interferometrů?
5. Jaký je obecný princip interferometrů?

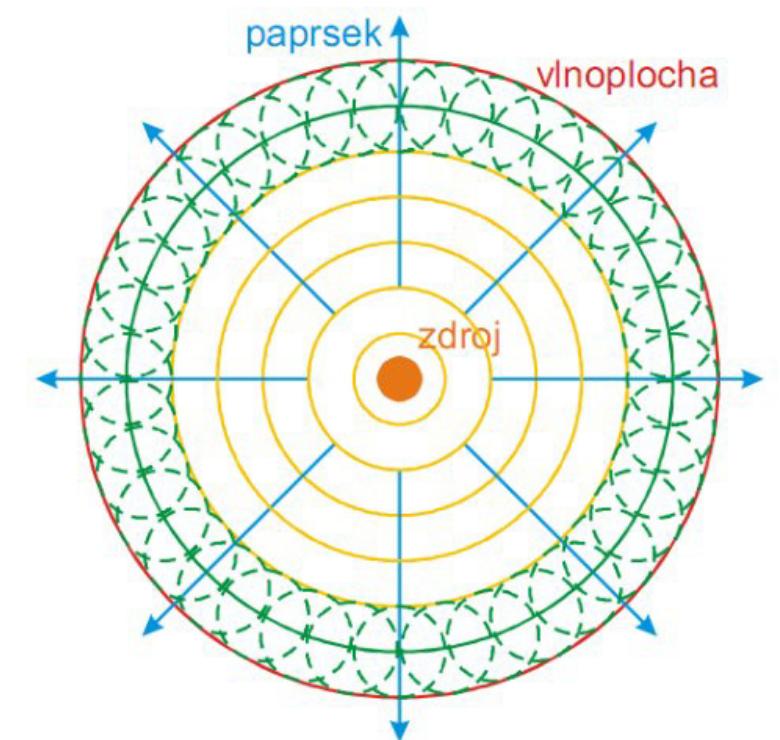
10. Ohyb světla (difrakce)

Paprsek světla se podle zákonů geometrické optiky šíří přímočaře. Nicméně tato definice předpokládá, že se světlo šíří pouze jako částice. Překážka mezi bodovým zdrojem světla a stínítkem by tedy měla vytvořit přesně ohraničený stín. Do vzniklé oblasti stínu by pak světlo nemělo dopadat.



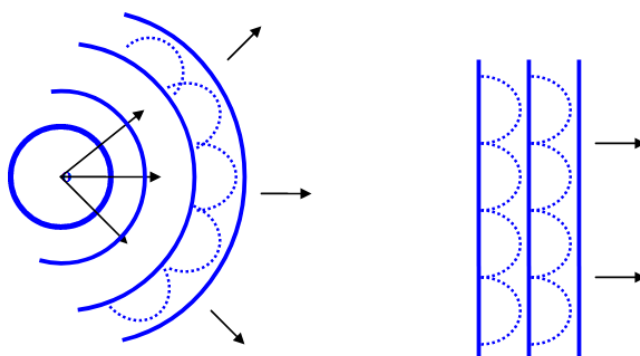
Obr. 10.1 Geometrické šíření světla.

Na světlo lze ale současně nahlížet také jako na vlnění. To má za následek, že se světlo šíří také na základě Huygensova principu. Světlo při svém šíření vytváří vlnoplochy a každý bod této vlnoplochy, do kterého dospělo vlnění, lze pokládat za další zdroj elementárního vlnění. Z tohoto zdroje se pak světlo opět šíří dále v podobě elementárních vlnoploch. Světlo se tedy může šířit i do oblasti geometrického stínu za překážkami.



Obr. 10.2 Šíření paprsků a vlnoploch.

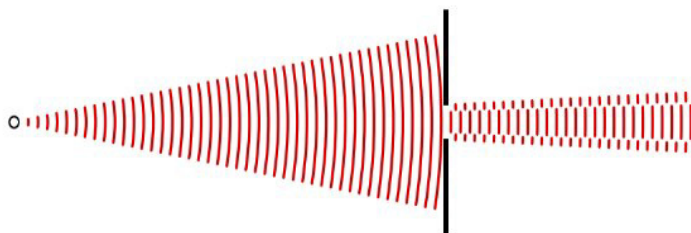
Podle Hugensova principu se může světlo šířit nejen po kulových vlnoplochách, ale také v podobě rovinných vlnoploch. V případě, že se světlo šíří ze vzdáleného zdroje a dopadá na malou plochu, můžeme kulové šíření pro jednoduchost aproximovat.



Obr. 10.3 Šíření kulových a rovinných vlnoploch.

Difrakce na mřížce

Mějme vlnu, která dopadá na překážku s otvorem, jehož rozměry jsou srovnatelné s vlnovou délkou. Část vlny, která otvorem projde, se rozšíří (bude se ohýbat) do oblasti za překážkou.



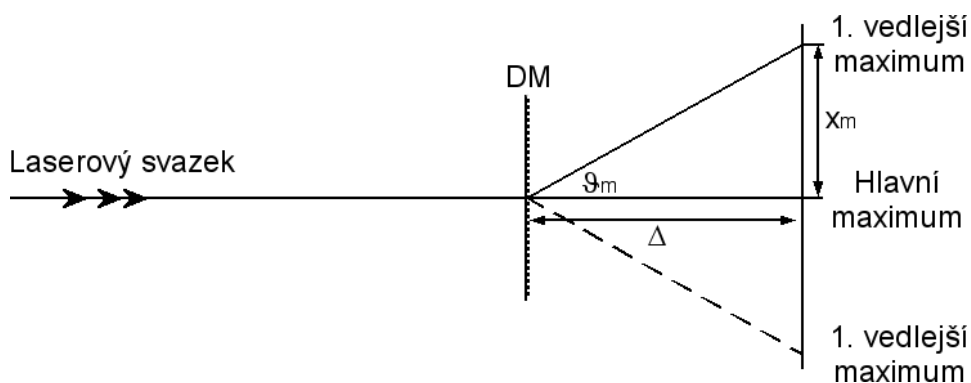
Obr. 10.4 Difrakce vlnění.

Difrakční mřížka obsahuje soustavu tenkých proužků o velmi malých rozměrech srovnatelných s vlnovou délkou. To rozdělí část dopadajícího záření na několik částí, v krocích pod úhlem ϑ_m . Přičemž platí následující vztah:

$$\sin \vartheta_m = \frac{\lambda}{d}$$

Hodnota tohoto úhlu tak závisí na vlnové délce záření λ a vzdálenosti d jednotlivých proužků na mřížce (tzv. Parametr mřížky). Z grafického znázornění pak můžeme z geometrických vlastností snadno vypočítat odpovídající vzdálenosti jednotlivých maxim, které se na stínítku zobrazí ve vzdálenostech x_m při vzdálenosti od mřížky Δ .

$$\tan \vartheta_m = \frac{x_m}{\Delta} \Rightarrow \sin \vartheta_m = \frac{x_m}{\sqrt{x_m^2 + \Delta^2}}$$

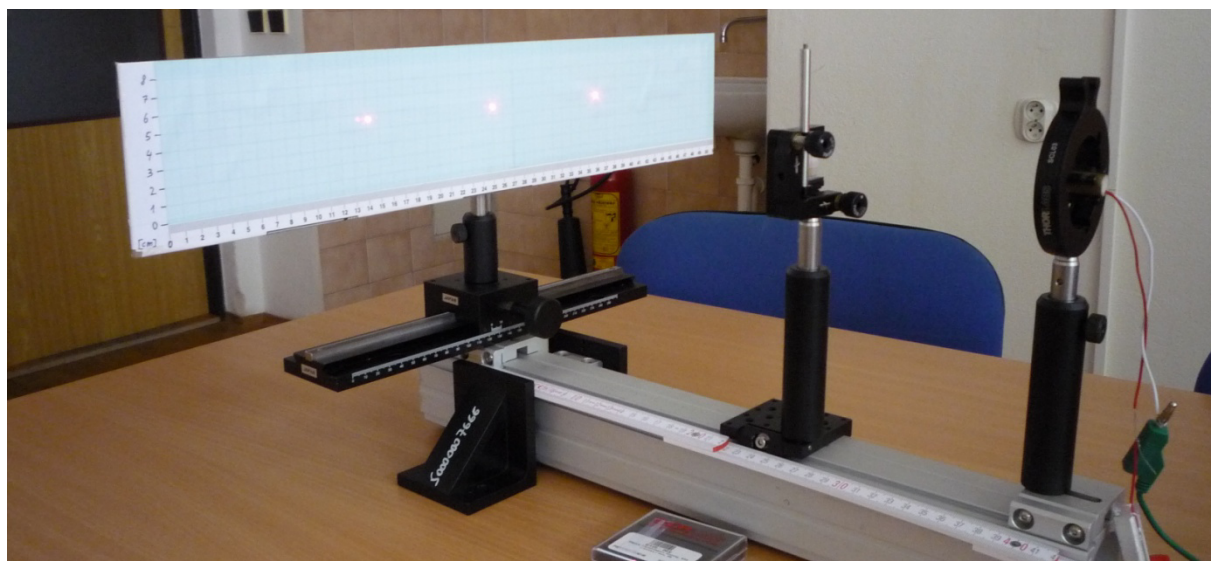


Obr. 10.5 Fraunhoferova difrakce na mřížce.

Na následujícím obrázku je vidět pokus s difrakční mřížkou, kdy je světelný paprsek laseru rozdělen na hlavní a vedlejší maxima.

V tomto případě se jedná o Fraunhoferovu difrakci, která popisuje případ pro malé otvory a velké vzdálenosti. V praxi to znamená, že pro zjednodušení uvažujeme téměř rovnoběžné svazky světla.

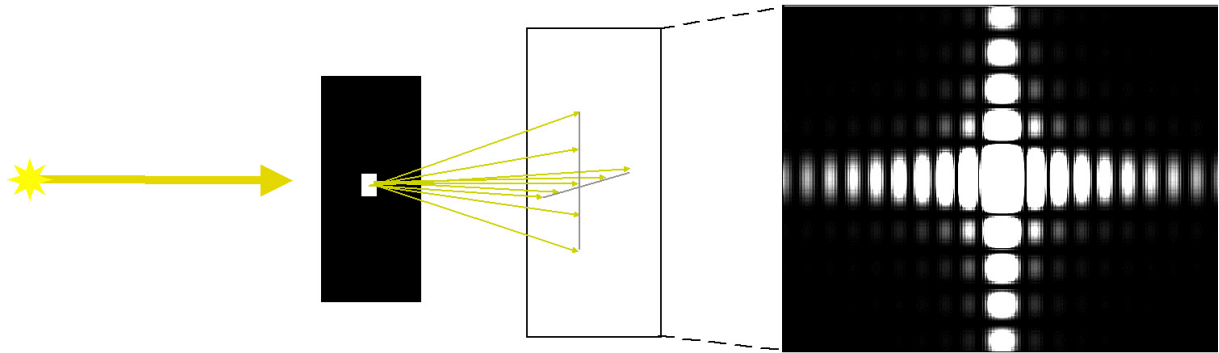
Pokud známe parametr mřížky a vzdálenost od stínítka, můžeme také jednoduše určit vlnovou délku laserového záření.



Obr. 10.6 Pokus s difrakční mřížkou.

Na obrázku pokusu s difrakční mřížkou není moc patrné, že kromě hlavního a vedlejšího maxima vznikají na stínítku i další body pro difrakce vyšších řádů. Jejich intenzita totiž oproti hlavním maximům rychle klesá.

Pro představu si ukažme ještě jeden příklad Fraunhoferovy difrakce. Mějme obdélníkový otvor o malých rozměrech s dostatečnou vzdáleností od zdroje světelného záření a stínítka. Difrakce pak bude probíhat v ose x i y a na stínítku vytvoří pravidelný obrazec.



Obr. 10.7 Fraunhoferova difrakce na obdélníkovém otvoru.

Pozn. Pro názornost byla intenzita bodů na stínítku zvýšena, aby byla difrakce lépe pozorovatelná.

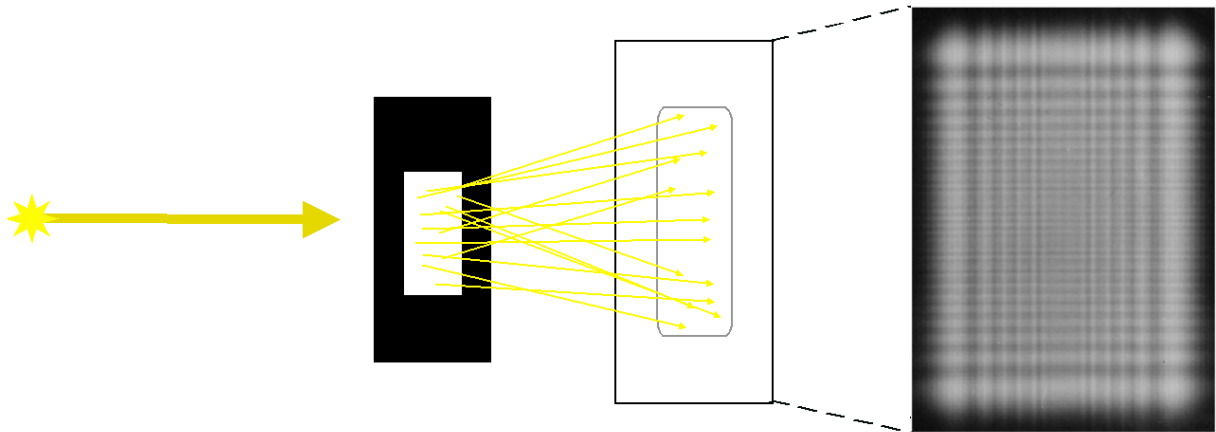
Fraunhoferova difrakce nicméně popisuje pouze specifický případ, kdy máme k dispozici dostatečné vzdálenosti a malý otvor. Obrazec na stínítku tak bude dostatečně ostrý. Matematický popis Fraunhoferovy difrakce bude v tomto případě mít tvar Fourierovy transformace:

$$A_0(n_x, n_y) = \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 \iint_{-\infty}^{\infty} \psi_0(x_M, y_M) \exp[-ik(n_x x_M + n_y y_M)] dx_M dy_M$$

U větších otvorů a menších vzdáleností využíváme popisu pomocí Fresnelovy difrakce. Fresnelova difrakce totiž počítá i s členy vyššího řádu a předněji tak popisuje šíření pod vyššími úhly a rozbíhavé svazky světla (oproti specifickému případu Fraunhoferovy difrakce). V tomto případě jde o konvoluci vlnové funkce $\psi_0(x_M, y_M)$ v rovině difrakčního stínítka a propagátoru charakterizujícího přenos vlnění ze stínítka do roviny pozorování.

$$\psi(x, y, z) = -i \frac{k \exp(ikz)}{2\pi z} \iint_{-\infty}^{\infty} \psi_0(x_M, y_M) \exp\left\{\frac{ik}{2z} [(x - x_M)^2 + (y - y_M)^2]\right\} dx_M dy_M$$

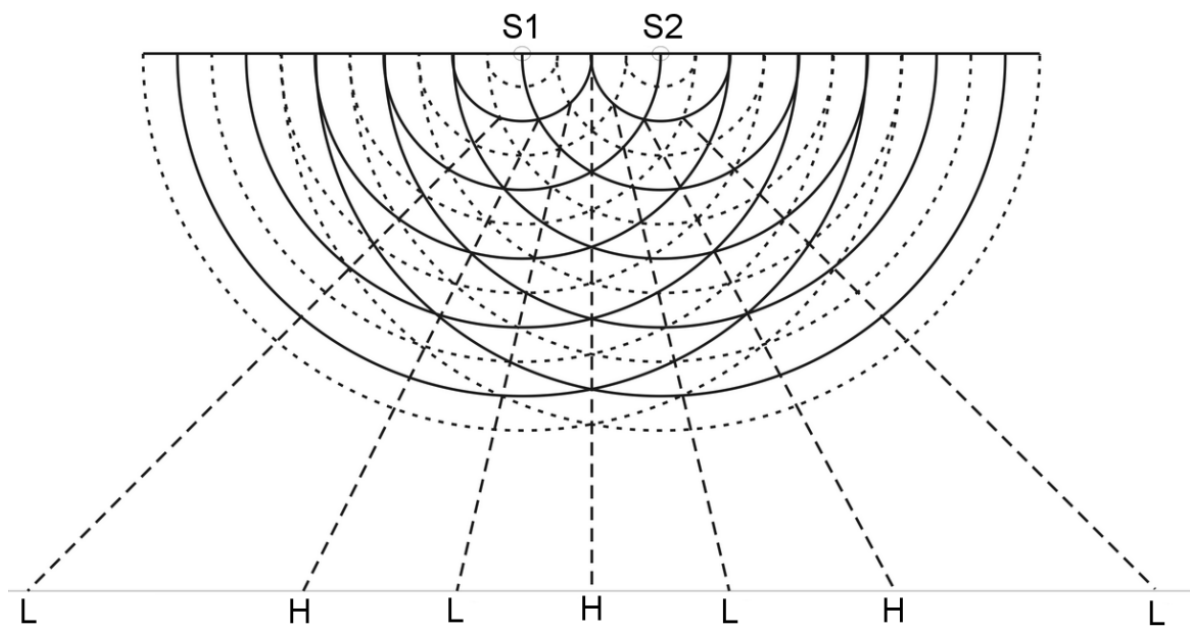
Výsledkem Fresnelovy difrakce na obdélníkovém otvoru bude tzv. Fresnelův difrakční obrazec.



Obr. 10.8 Fresnelova difrakce na obdélníkovém otvoru.

Interference dvou rovinných světelných vln

Představme si dva bodové zdroje monochromatického světla o stejné frekvenci. Pokud tyto zdroje umístíme vedle sebe, bude se světlo šířit ve vlnoplochách směrem ke stínítku a postupně interferovat. Vzniknou tak pozorovatelné oblasti s minimální (L) a maximální (H) intenzitou.

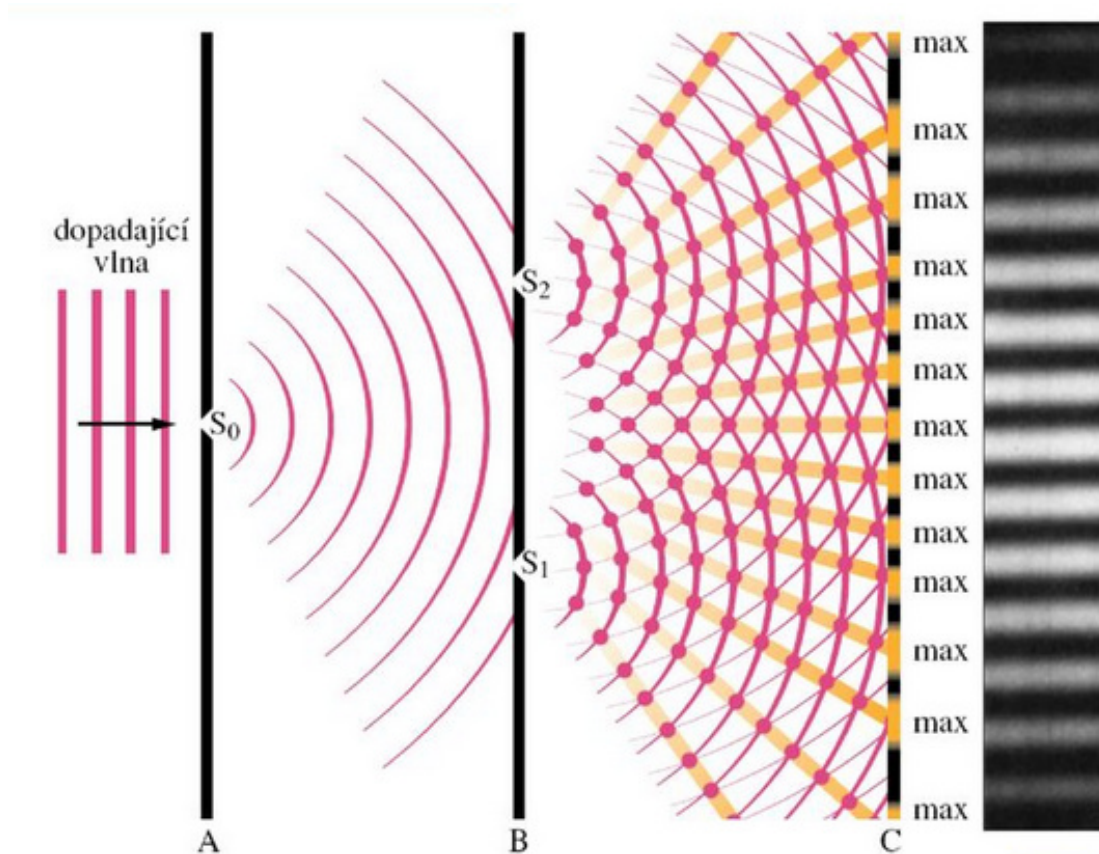


Obr. 10.9 Šíření 2 rovinných vln.

Plné čáry představují kladné maxima světelných vln a přerušované čáry naopak jejich minima. Pokud jsou obě vlny vzájemně ve fázi (potkávají se v maximech) odpovídá to drahám po přímkách H. Na drahách L, kde se potkávají vlny posunutě o 180° (minima a

maxima), dochází k interferenci a poklesu intenzity. Světlo se tak „ohýbá“ na specifická místa na stínítku.

Pro lepší představu o ohybu světla se podíváme na tzv. Youngův experiment. Ten začíná u jednoho zdroje záření, které postupuje k překážce s jednou štěrbinou a dále k překážce se dvěma štěrbinami.



Obr. 10.10 Youngův experiment. [18]

V rámci Youngova experimentu pozorujeme podobné chování jako u difrakce světla. Nicméně zde se jedná o následek interference světelných vln, které se šíří z bodů S_1 a S_2 . Geometricky by totiž světlo nemělo na stínítko vůbec dopadat. Nicméně díky vlnové povaze se po dosažení první štěrbinu stává štěrbina sama elementárním zdrojem vlnění a po dopadu na druhé 2 štěrbinu se i tyto štěrbinu stávají zdrojem vlnění.

Pro jednotlivá maxima a minima ale platí podobná pravidla, jako pro difrakci na mřížce:

Maxima:
$$d \cdot \sin \vartheta = m \cdot \lambda$$

kde $m=0, 1, 2, 3, \dots$

Minima:
$$d \cdot \sin \vartheta = (m + 1/2) \cdot \lambda$$

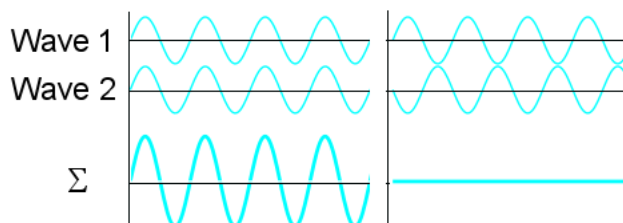
kde $m=0, 1, 2, 3, \dots$

Vymezení pojmů interference, difrakce a rozptyl

Projevy jednotlivých mechanismů možná vypadají podobně, ale způsob jejich vzniku a chování je poněkud specifitější. Pojďme si tedy shrnout, kdy jednotlivé pojmy použijeme.

Interference

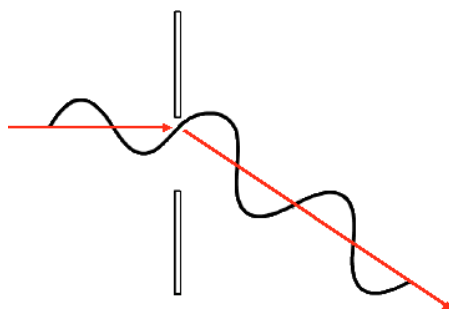
Termín interference se používá k označení skládání libovolného počtu vln s přihlédnutím k jejich fázi. Jde tedy o výsledek vzájemné interakce vlnění od konečného počtu zdrojů.



Obr. 10.11 Interference světla.

Difrakce

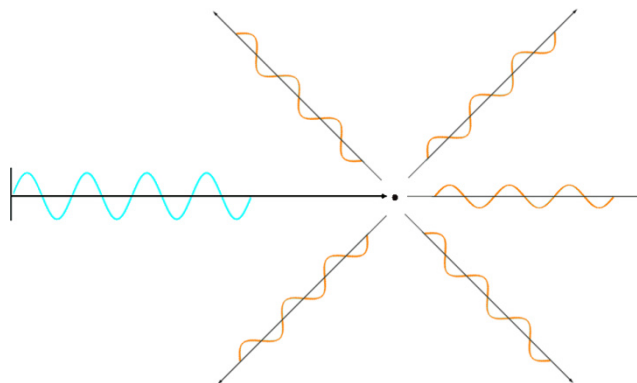
Difrakce (ohyb světla), popisuje interakci světla s dvojrozměrným objektem. Případně s trojrozměrným objektem s pravidelnou strukturou. Přičemž jednotlivé části jsou větší, než je vlnová délka světla.



Obr. 10.12 Difrakce světla.

Rozptyl

Jedná se o nejobecnější popis, který lze použít vždy, když světelné vlny interagují s dvoj/troj-rozměrnými překážkami, jejichž detaily jsou menší než vlnová délka.



Obr. 10.13 Rozptyl světla.

Kontrolní otázky:

Po prostudování této kapitoly byste měli znát odpovědi na následující otázky:

1. Jak funguje Huygensův princip?
2. Jak je možné, že se světlo šíří i do oblasti geometrického stínu?
3. Popište rozdíl mezi difrakcí a rozptylem.

Použité zdroje

- [1] <https://docplayer.cz/115994259-Viditelne-elektromagneticke-zareni.html>
- [2] <https://cs.wikipedia.org>
- [3] <https://www.hisour.com/cie-1931-color-space-24840/>
- [4] <http://fyzika.jreichl.com/>
- [5] http://fu.mff.cuni.cz/biomolecules/files/courses/Fotometrie_a_radiometrie.pdf
- [6] Datasheet, Osram, TOPLED - LA G6SP.01
- [7] Silvano Donati, Photodetectors – Devices, Circuits and Applications. ISBN 0-13-020337-8.
- [8] <https://edu.techmania.cz/cs/encyklopedie/fyzika/kvanta/zareni-cerneho-telesa>
- [9] *Kitamura R. a kol.: Optical constants of silica glass from extreme ultraviolet to far infrared at near room temperature. Appl. Opt. 46, 8118-8133 (2007).*
- [10] <http://www.fyzika007.cz/>
- [11] <https://www.studopory.vsb.cz/>
- [12] <https://www.levenhuk.cz/clanky/jak-si-vybrat-teleskop/>
- [13] <https://www.wikiskripta.eu>
- [14] https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=8204
- [15] <https://khanovaskola.cz/video/7/257/2567-linearni-a-kruhova-polarizace-svetla>
- [16] <http://www.fyzika007.cz/optika>
- [17] <https://www.renishaw.pl/pl/interferometry-explained--7854>
- [18] http://homel.vsb.cz/~uhl72/VLNOVA_OPTIKA_FII_upravene_2.pdf