



Úvodem

Právě jste otevřeli rozšiřující studijní text k tematickému celku *Optika - kvantitativní pojetí*. Než se vrhnete do hlubin fyzikálního poznání, seznámete se v rychlosti, čím text může být, čím naopak není a co potřebujete znát pro jeho dobré pochopení.

Studijní text se podrobněji zabývá fyzikou tematického celku Optika – kvantitativní pojetí, je tak určen zájemcům, kteří by se chtěli o příslušné fyzikální teorii dozvědět trochu více. **NEJEDNÁ SE O POVINNOU ČETBU PŘED NÁVŠTĚVOU LABORATOŘE!** Znalost textu není při návštěvě nijak vyžadována.

V textu se předpokládá základní znalost některých jevů, se kterými jste se měli možnost setkat v rámci hodin fyziky na střední škole. Jde především o znalost mechanického vlnění, jeho vlastností a základních jevů, ke kterým u vlnění dochází. Dále se předpokládá, že jste se setkali s popisem elektrického a magnetického pole, stejně tak s principy geometrické optiky. Prakticky to znamená, že uvedené základy nebudou v textu vysvětlovány. Pokud jste se ale s výše uvedeným nesetkali, neznamená to, že text nemůžete číst, pouze pro vás bude obtížnější.

Jelikož se teorie přímo týká jevů, které jsou experimentálně zkoumány na stanovištích *Optiky - kvantitativní pojetí*, objevují se v textu odkazy na úkoly pracovních listů, které popisují experiment k danému teoretickému tématu. Podoba odkazu je následující:

Úkol 1 – PL: Youngův experiment.

Inspirace k dalšímu počtení

Než se pustíme do samotné teorie, uveďme několik doplňujících informací ke zdrojům, ze kterých tento text vychází. Jelikož rozebíráme jevy a teorie na úrovni středoškolské fyziky, jako výchozí zdroj jsme zvolili učebnici *Fyzika – Optika* od O. Lepila (2015). Část věnovaná vlnové optice se v popsání jevů shoduje s jevy, kterým se věnujeme dále. Mnoho zajímavých a doplňujících informací uvádí v rámci rozšiřujícího učiva na CD. Na tuto učebnici se budeme často odkazovat. Podrobněji se fyzikálními jevy zabývají *Fyzika* (Halliday, 2000) a *Feynmanovy přednášky z fyziky* (Feynman, 2000). Fyzikální souvislosti jsou v obou publikacích vyloženy velmi srozumitelnou a čtivou formou. Matematika v obou těchto publikacích neodpovídá střední škole, po stránce kvalitativního vysvětlení fyzikální podstaty problému jsou ovšem ideální. Poslední častěji využívaný zdroj je vysokoškolská učebnice *Optiky* od P. Malého (2008). Tu bychom doporučili skutečným znalcům, pro které je pokročilá matematika denním chlebem.



1.1 Vlnová optika

V učebnicích¹ se dočteme, že světlo je elektromagnetické vlnění. Slovo *elektromagnetické* značí, že světlo je možné popisovat pomocí veličin elektrického a magnetického pole. Připomeňme, že pro elektrické pole je charakteristickou veličinou elektrická intenzita, která se značí \vec{E} , pro magnetické pole je to magnetická indukce, která se značí \vec{B} . *Vlnění* pak odkazuje na způsob, jakým se světlo šíří, a sice jej bude možné popisovat podobným způsobem jako šíření vlny v mechanice např. na vodní hladině.

Poznámka: Šipka u značky veličiny znamená, že se jedná o tzv. vektorovou veličinu. To znamená, že kromě velikosti a měřící jednotky je pro určení veličiny důležitý také její směr. Mezi vektorové veličiny řadíme např. sílu, rychlost, hybnost. Veličiny, u kterých nezáleží na směru, označujeme jako skalární a patří mezi ně např. hmotnost, obsah, hustota.

Je-li světlo určitou formou vlnění, je možné toto vlnění popsat pomocí frekvence, vlnové délky nebo rychlosti, kterou se šíří. Světlo vlnových délek 390 nm – 760 nm, kterým odpovídají frekvence $7,7 \cdot 10^{14}$ Hz – $3,9 \cdot 10^{14}$ Hz, nazýváme viditelné světlo, protože při dopadu do oka vyvolá zrakový vjem. Přejít mezi vlnovou délkou a frekvencí světla můžeme jednoduše udělat pomocí vztahu $f = \frac{c}{\lambda}$, kde f je frekvence vlnění, λ vlnová délka a c rychlost světla ve vakuu.

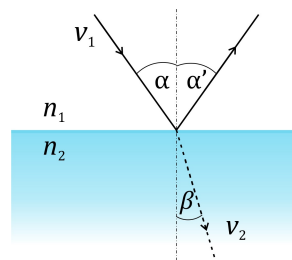
Ve vlnové optice (a nejen zde) považujeme rychlost světla za konečnou, pro vakuum je velikost rychlosti světla: $c \doteq 3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$. Na tomto místě si všimněme uvedení podmínky týkající se prostředí, ve kterém rychlost světla zkoumáme. Zdá se, že rychlost světla i z pohledu vlnění se bude měnit v závislosti na prostředí, kterým se šíří. Z geometrické optiky připomeňme, že podíl rychlostí světla v různých optických prostředích charakterizuje veličina index lomu.

Úkol 1, 2 – PL: Měření indexu lomu

¹ Např.: Lepil (2015), Halliday (2000), Malý (2008).

1.2 Index lomu

Uvažujme situaci na obrázku 1-1: na skleněný hranol dopadá ze vzduchu světelný paprsek. Pozorujeme, že na rozhraní prostředí dochází k odrazu paprsku (podle zákona odrazu), ale také vidíme lomený paprsek, který pokračuje v novém prostředí dále. Úhel dopadu α , úhel lomu β a rychlosti šíření světla v prvním (vzduch) a druhém (sklo) prostředí po řadě v_1 a v_2 jsou svázány vztahem $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2}$. Podíl rychlostí $\frac{v_1}{v_2}$, kterými se šíří světlo ve dvou různých prostředích, nazýváme index lomu, značíme jej n . Pokud je prvním prostředím vakuum, ve kterém se světlo šíří rychlostí c , hovoříme o absolutním indexu lomu: $n = \frac{c}{v}$. Protože rychlost světla je největší právě ve vakuu², pro absolutní index lomu ostatních prostředí dostáváme $n > 1$. Hodnota indexu lomu tak udává, kolikrát pomaleji se šíří světlo v daném prostředí než ve vakuu. Ve vzduchu je rychlost světla málo odlišná od rychlosti šíření světla ve vakuu, často je tedy uváděna hodnota indexu lomu vzduchu $n = 1$.

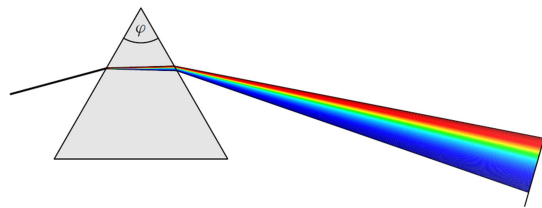


Obrázek 1-1: Schéma k zavedení indexu lomu.

Uvedli jsme, že frekvenci světla můžeme vyjádřit pomocí rychlosti světla, kterou se světlo šíří v nějakém prostředí, a jeho vlnové délky. Podívejme se na situaci z druhé strany: rychlost světla v daném prostředí se bude měnit v závislosti na frekvenci resp. vlnové délce vlnění, které jím prochází. V důsledku toho bude také index lomu záviset na frekvenci světla. To nás vede k dalším jevům, které pozorujeme např. při průchodu bílého světla skleněným hranolem³. Na obrázku 1-2 dopadá bílé světlo na skleněný hranol. Lomem dochází k rozkladu na jednotlivé barvy spektra, každá barva odpovídá jiné frekvenci vlnění. To ale také znamená, že světlo různých barev se v prostředí šíří různými rychlostmi a bude se lámat pod různými úhly. Indexy lomu prostředí se tak pro jednotlivé barvy liší. Jak jsme již naznačili, index lomu tak skutečně závisí na barvě tj. frekvenci vlnění. Pro studium těchto jevů je možné využít rozšiřující text středoškolské učebnice fyziky O. Lepila (2015).

² Velikost rychlosti světla ve vakuu je konečná s hodnotou $c = 299\,792\,458 \frac{m}{s}$. V běžných středoškolských výpočtech obvykle pracujeme se zaokrouhlenou hodnotou $c \doteq 3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$.

³ Jedná se samozřejmě o rozklad bílého světla na jednotlivé barevné složky, který nazýváme disperze.



Obrázek 1-2: Rozklad bílého světla na skleněném hranolu. Převzato z: Lepil (2015)

Rozšíření: Protože světlo je elektromagnetické vlnění, je podle teorie, která toto vlnění zkoumá⁴, možné vyjádřit rychlost světla v konkrétním prostředí vztahem $v^2 = \frac{1}{\varepsilon\mu}$, tj. v závislosti na jeho permitivitě ε a permeabilitě μ . Veličiny permitivity ε a permeability μ udávají vliv daného prostředí na výsledné elektrické resp. magnetické pole. Můžeme upravit také definiční vztah pro index lomu daného prostředí do tvaru závislosti na elektrických a magnetických vlastnostech zkoumaného prostředí. Naznačíme odvození pro druhou mocninu indexu lomu:

$$n^2 = \frac{c^2}{v^2} = \frac{\varepsilon_0\mu_0}{\frac{1}{\varepsilon\mu}} = \frac{\varepsilon_0\mu_0}{\frac{1}{\varepsilon_r\mu_r}} = \varepsilon_r\mu_r,$$

kde ε_r je relativní permitivita a μ_r relativní permeabilita zkoumaného prostředí, ε_0, μ_0 zde značí hodnoty pro vakuum. Relativní permitivita/permeabilita je bezrozměrná látková konstanta, která vyjadřuje, kolikrát je permitivita/permeabilita daného prostředí větší⁵ než hodnota pro vakuum. Podívejme se, jaký index lomu by v takovém případě měla voda (vodivé, nemagnetické prostředí), pro kterou $\varepsilon_r = 80$, $\mu_r = 1$. Podle uvedeného vztahu dostáváme: $n = \sqrt{80 \cdot 1} \doteq 8,9$. Index lomu vody zavedený v rámci geometrické optiky je ale hodnota blízká 1 (konkrétně 1,33 pro vodu). Je zřejmé, že zavedení indexu lomu pomocí ε_r, μ_r bude složitější problém, ostatně pro některá prostředí může index lomu nabývat dokonce komplexních hodnot. Tyto závěry vychází z řešení tzv. vlnové rovnice, řešené např. v knize Optika (Malý, 2008).

Vraťme se nyní zpět k popisu světla jako vlnění. Již víme, že světlo můžeme popisovat pomocí vlnové délky λ či frekvence f – tyto veličiny udávají barvu světla, kterou vidíme. Zdroj světla jedné konkrétní frekvence nazveme monochromatický. Tedy červený laser, který vysílá vlnění o frekvenci $f = 4,6 \cdot 10^{14}$ Hz, je monochromatický. Přestože se nabízí výklad slova monochromatický jako jednobarevný, je nutné upozornit na nedokonalost lidského oka, které i kombinaci několika blízkých frekvencí může vyhodnotit jako jeden odstín barvy.

⁴ Zde se odkazujeme na Maxwellovu teorii elektromagnetického pole.

⁵ Relativní permeabilita prostředí může být také menší než ta pro vakuum.

1.3 Interference vlnění

Tvrdíme, že světlo je druh vlnění. Můžeme se o tom nějak přesvědčit? Samozřejmě. Aby byl ale důkaz dostatečně přesvědčivý, vraťme se k několika poznatkům o vlnění, které již známe. Máme zkušenosti s mechanickým vlněním, tzn. vlněním vodní hladiny či zvukem. Když rozkmitáme v jednom místě vodní hladinu, šíří se z tohoto místa do všech směrů vlny, to je zřejmé. Přidáme-li ale do blízkosti zdroje vlnění druhý zdroj, začnou se vlnění z těchto dvou zdrojů vzájemně ovlivňovat. V místě, kde se vlny ze dvou zdrojů setkají, dojde k jejich složení. Skládání vlnění neboli interference znamená sčítání okamžitých výchylek vlnění v daném místě. Vlnění můžeme skládat, kdykoli máme více zdrojů. Pokud chceme interferenci pozorovat pouhým okem, je potřeba splnit další podmínky, které zajistí zesílení efektu, a sice pro všechna uvažovaná vlnění platí, že:

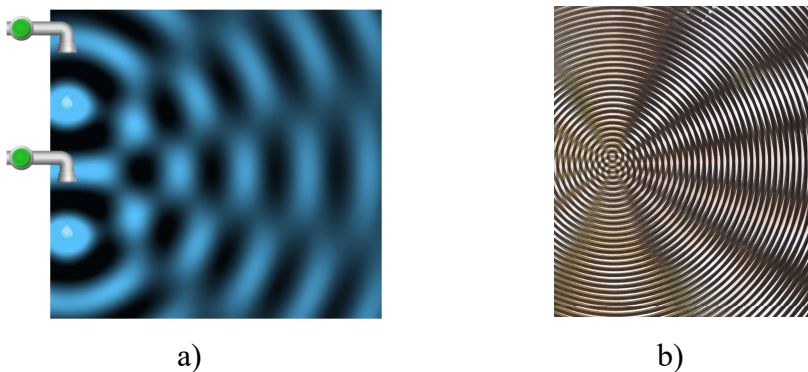
- mají stejnou vlnovou délku (resp. frekvenci)
- v bodě, kde vlnění skládáme, je mezi nimi fázový posuv.

Poznámka: „*Dráhový rozdíl si lze představit tak, že na hladinu rybníka dopadnou ve stejný časový okamžik do různých bodů dva kameny. Vzdálenost bodů dopadu kamenů je dráhový rozdíl vln.*

Fázový rozdíl je obecnější a může vzniknout stejně jako dráhový. Je ale ještě jiná možnost - dva kameny dopadnou do stejného místa na hladině vody, ale v různý čas - mezi dopady bude určitý časový interval.“ (Reichl, 2006).

Vlnění, která splňují podmínky pro vznik interference, se nazývají koherentní: „*Koherentní jsou vlnění stejné frekvence, jejichž vzájemný fázový rozdíl v uvažovaném bodě prostoru se s časem nemění.*“ (Lepil, 2015, str. 67)

V případě, že skládáme koherentní vlnění, pozorujeme na vodní hladině obrazec, který se podobá následujícímu obrázku 1-3:



Obrázek 1-3: a) Skládání dvou vlnění na vodní hladině: modrá – amplituda, černá – uzel,
b) Skládání dvou vlnění pomocí dvou folií se soustřednými kruhy: bílá – amplituda, černá – uzel.



První část obrázku 1-3a) znázorňuje popsanou situaci na snímku z apletu⁶. Koherentní zdroje vlnění jsou kohoutky s vodou, které se stejnou frekvencí ve stejný čas kapají kapky na hladinu vody. Dráhový rozdíl vzniká díky vzájemně různému umístění kohoutků v prostoru. Na hladině vody je možné pozorovat světlé a tmavé oblasti. Druhý obrázek 1-3b) byl vytvořený pomocí překrytí dvou totožných folií se soustřednými bílými a černými kruhy, jejichž středy jsou vůči sobě posunuty. Složením vlnění vznikl tzv. interferenční obrazec, který má podobu střídajících se světlých a tmavých oblastí (amplitudy a uzly vln). Oblastem s největší velikostí výchylky vlnění říkáme interferenční maxima, oblastem s nejmenší velikostí výchylky (nulovou výchylkou) říkáme interferenční minima.

Úkol 1 – PL: Youngův experiment.

Zdůrazněme ještě, v čem je právě skládání vlnění tak zajímavé, když skládat můžeme např. i vektory síly. Intenzita vlnění⁷, která se značí I , je veličina, kterou dokážeme zachytit okem, uchem či jinými detektory (podle typu vlnění). Zaměříme se právě na intenzitu vlnění, která chceme skládat v daném místě, a zaznamenáme velikost intenzity I_1 pro první vlnění, obdobně intenzitu I_2 pro druhé vlnění v tomtéž místě. Když ale v daném místě tato vlnění složíme, pro intenzitu výsledného vlnění $I_{celková}$ vždy neplatí, že $I_{celková} = I_1 + I_2$ (jak bychom možná čekali). Ve skutečnosti v některých místech, kde dochází ke skládání vlnění, zaznamenáme intenzitu výrazně větší než součet intenzity dílčích vlnění či naopak menší. Někdy je dokonce v místě, kde mají obě skládaná vlnění nenulovou intenzitu, intenzita složeného vlnění nulová.

Rozšíření: Lze odvodit, že intenzita složené vlny, označme ji opět jako $I_{celková}$, má tvar $I_{celková} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta$, kde I_1 je opět intenzita prvního vlnění, I_2 intenzita druhého vlnění a δ fázový rozdíl těchto dvou vlnění, který jsme potřebovali zajistit jako jednu z podmínek viditelné interference. Podíváme-li se na jednotlivé části vztahu, vidíme, že celková intenzita je dána součtem intenzity I_1 prvního vlnění v daném místě, intenzity I_2 druhého vlnění v daném místě a členu, který můžeme považovat za korekci. Příčinou přítomnosti tohoto korekčního členu je právě interference. Korekce vyjadřuje právě onen rozdíl mezi výslednou intenzitou získanou pouhým součtem intenzit dvou vlnění a pozorovaným jevem ve skutečnosti.

V rámci teorie elektromagnetického vlnění je možné poznatky předchozího odstavce také podpořit matematicky. Odvození existuje více, některá z nich uvádí s komentářem Richard

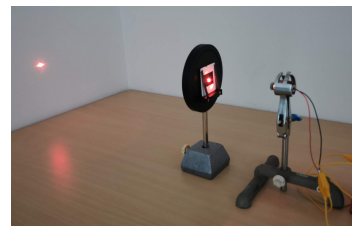
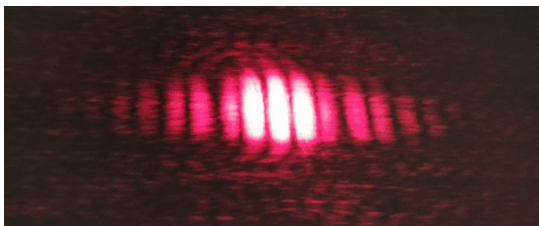
⁶ Aplet PhETTM Interactive Simulations od University of Colorado Boulder je dostupný na: https://phet.colorado.edu/sims/html/wave-interference/latest/wave-interference_cs.html.

⁷ V případě mechanického vlnění to může být intenzita zvuku, v případě elektromagnetického intenzita světla.

Feynman v prvním díle knihy Feynmanovy přednášky z fyziky (Feynman, 2000). Pokud by měl čtenář zájem pomocí matematického odvození nalézt odpověď na otázku *Jak najít výsledný předpis popisující složení dvou elektromagnetických vlnění?*, případně jej propojit se vztahem pro intenzitu výsledné vlny, odkážeme jej na zmíněný text Feynmana (2000).⁸

Podobně jako mechanické vlnění můžeme skládat elektromagnetické vlnění. V místě, kde se dvě vlny setkají, sečteme okamžité výchylky jejich elektrických i magnetických složek. Pokud vezmeme dva zdroje světla a zajistíme podmínky koherence (jak je zajistit si řekneme později), pozorujeme na stínítku interferenční obrazec, který může vzniknout jedině, má-li světlo charakter vlnění, tj. chová se jako vlna. Úkol 2 – PL: Youngův experiment.

„Protože výsledná modulace světelné intenzity je přímým důsledkem vlnové povahy světla, považovala se v historii vždy existence interference za přímý důkaz vlnové povahy světla.“ (Malý, 2008 str. 72). Interferenční obrazec, podaří-li se nám najít vhodné podmínky pro jeho vznik, bude tvořen sérií světlých a tmavých oblastí na stínítku, které postavíme do cesty zdrojům koherentního světla (viz obrázek 1-4).



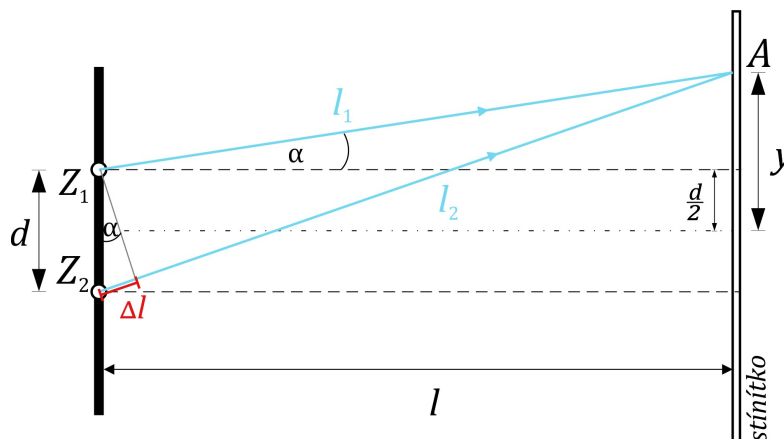
Obrázek 1-4: Interferenční obrazec (vlevo), nastavení experimentu pro pozorování interference na dvojštěrbíně (vpravo) Úkol 2 – PL: Youngův experiment

Za jakých podmínek tedy dokážeme interferenci světla pozorovat? Stejně jako v případě mechanického vlnění musí být splněny podmínky koherence vlnění, která spolu mají interferovat. Potřebujeme tedy dva zdroje světla stejné frekvence. K tomu můžeme využít např. jeden zdroj světla (např. laser), jehož svazek rozdělíme pomocí dvojice štěrbin na dva.⁹ Z každé štěrbině se tak stane zdroj světla – máme splněnou podmínku dvou vlnění stejné vlnové délky resp. frekvence. Fázový posuv vlnění je v takovém případě zajištěn dráhovým rozdílem Δl , jehož vznik je zachycen

⁸ Pro porozumění je nutná znalost trigonometrie nebo práce v oboru komplexních čísel. V případě hlubšího zájmu je samozřejmě možné využít např. vysokoškolskou učebnici Optika od Petra Malého (2008), kde je celá problematika podrobně rozebrána. Úroveň obtížnosti, hlavně po matematické stránce, již ale výrazně přesahuje tu středoškolskou.

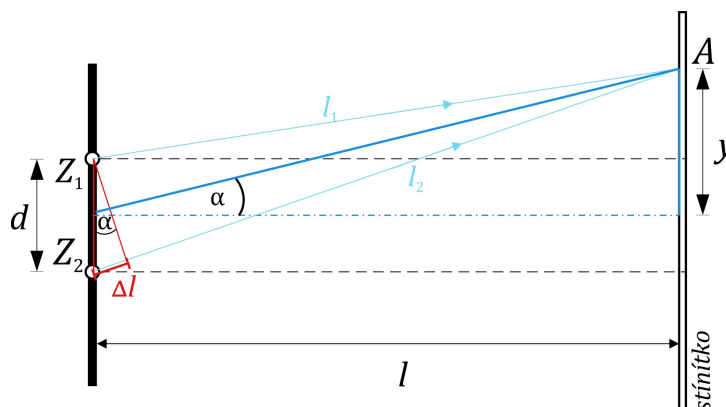
⁹ Nabízí se také možnost použít dva zdroje světla a vhodně je „sladit“. V takovém případě by záleželo na typu zdroje světla, neboť dobu, po kterou je možné fázový posuv udržet, se liší v závislosti na způsobu generování světla zdrojem. Mezi vhodné zdroje řadíme např. lasery. (Lepil, 2015)

na schematickém obrázku 1-5. Vlnění, která se začala šířit ze zdrojů (štěrbín) Z_1 a Z_2 ve stejný čas, dorazí do libovolně zvoleného bodu A po drahách l_1 a l_2 . Vzdálenost l_2 , kterou urazí vlnění ze zdroje Z_2 , je jistě větší, než vzdálenost l_1 . Rozdíl těchto vzdáleností je právě dráhový rozdíl Δl , můžeme tedy psát $\Delta l = l_2 - l_1$. Aby se vlnění v daném místě složila s maximální výslednou intenzitou, tj. došlo ke konstruktivní interferenci, musí být ve fázi. Dráhový rozdíl musí být celočíselným násobkem vlnové délky světla: $\Delta l = k\lambda$, kde λ je vlnová délka světla zdroje a $k = 0, 1, 2, \dots$. Nulovou intenzitu dostaneme v místech, kde se vlnění potkají v protifázi, nastane tzv. destruktivní interference: $\Delta l = (2k - 1)\frac{\lambda}{2}$, kde $k = 1, 2, \dots$ Úkol 3 – PL: Youngův experiment.



Obrázek 1-5: Schéma průběhu interferenčního experimentu

V případě, že je vzdálenost d zdrojů světla Z_1 a Z_2 velmi malá vůči vzdálenosti l zdrojů od stínítka, můžeme považovat dráhy l_1 a l_2 za rovnoběžné. Za tohoto předpokladu můžeme z geometrie situace určit vztah pro vzdálenost k -tého interferenčního maxima (světlého proužku), které ve schématu představuje bod A, od nultého¹⁰, označme ji y .



Obrázek 1-6: Schéma k odvození vztahu pro interferenční maximum

¹⁰ Připomeňme, že jako nulté maximum označujeme místo, kam dopadá světlo ze zdroje beze změny svého směru, v případě konstruktivní interference je nulté maximum nejvýraznější.



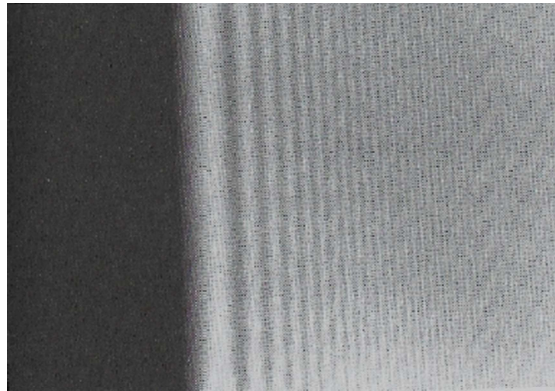
Z podobnosti pravoúhlých trojúhelníků (modrého a červeného) naznačených v obrázku 1-6 dostáváme: $\Delta l = d \sin \alpha$ a $\sin \alpha = \frac{y}{\sqrt{y^2+l^2}}$. Spojením těchto vztahů a využitím podmínky pro vznik interferenčních maxim dostaneme: $d \frac{y}{\sqrt{y^2+l^2}} = k\lambda$. Dále předpokládáme, že vzdálenost dvojštěrbiny od stínítka je mnohem větší než vzdálenost interferenčních proužků. Tuto podmínku můžeme zapsat $y \ll l$. Podle předpokladu tedy můžeme zanedbat y^2 ve jmenovateli zlomku, neboť hodnota l^2 se téměř nezmění po přičtení malé hodnoty y^2 . Po úpravě dostaneme vztah pro vzdálenost interferenčních maxim: $y = k\lambda \frac{l}{d}$. Obdobným způsobem lze získat vztah pro vzdálenost k -tého a nultého interferenčního minima.

Úkol 4, 5 – PL: Youngův experiment.

Interference vlnění nastává také na tenkých vrstvách (např. mýdlová bublina), kde dochází k fázovému posunu vlnění vlivem změny prostředí, kterým se šíří (závislost na indexu lomu prostředí). Dráhový rozdíl vlnění je v takových případech vytvořen odrazem vlnění na jednom z rozhraní tenké vrstvy. Důsledkem jsou např. duhové obrazce na mýdlových bublinách či olejových skvrnách. V případě, že dojde k několikanásobnému opakování odrazu a složení vlnění, hovoříme o mnohosvazkové interferenci. K interferenci dochází také na struktuře šupin křídel některých druhů motýlů. Jejich křídla se pak kovově či duhově lesknou (Halliday, 2000).

1.4 Difrakce světla

Dalším zajímavým jevem, který lze vysvětlit pomocí vlnové povahy světla, je ohyb světla neboli difrakce. Přesněji se jedná o pronikání světla do oblasti geometrického stínu. Ohyb světla pozorujeme jako sérii světlých a tmavých oblastí v okolí hrany překážky, jak ukazuje např. obrázek 1-7. Tyto světlé a tmavé oblasti jsou důsledkem interference difraktovaného světla.¹¹



Obrázek 1-7: Difrakce světla na hraně. Převzato z: Lepil (2015)

S ohybem vlnění jsme se setkali již u zvuku: zvuk slyšíme i „za rohem“, za rozměrnou překážkou. K ohybu zvuku dochází běžně. Jak je to ale s ohybem světla? Úkol 1 – PL: Difrakce na optické mřížce. Stíny těles kolem nás obvykle pozorujeme ostré či tvarem odpovídající osvětlenému předmětu, nemají na své hranici proužky či podobné útvary. Důvodem různě častého pozorování difrakce světla a např. zvuku kolem nás je různá vlnová délka zvuku a světla. K difrakci dochází pouze na hranách překážek, jejichž rozměr je srovnatelný s vlnovou délkou dopadajícího vlnění. Zvuk, který slyší lidé, má vlnovou délku řádově mezi několika centimetry a desítkami metrů. Jedná se o délky srovnatelné s rozměry běžných objektů¹², které tak mohou být pro zvuk vhodnými překážkami k ohybu. Vlnová délka viditelného světla je mnohem menší, řádově stovky nanometrů. Pro srovnání tloušťka lidského vlasu je 0,1 mm, překážka vhodná pro difrakci světla musí být ještě tisíckrát menší¹³.

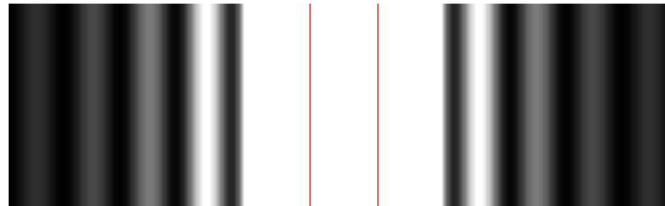
K difrakci světla dochází proto např. na tenkých štěrbinách. Když necháme procházet světlo tenkou štěrbinou, můžeme na stínítku pozorovat obrazec, zachycený na obrázku 1-8. Opět se skládá

¹¹ Rozdíl mezi difrakcí a interferencí spočívá zjednodušeně řečeno v množství interagujících zdrojů. Jestliže skládáme vlnění ze dvou tří zdrojů, mluvíme o interferenci, pokud je přítomno zdrojů mnoho, např. optická mřížka, hovoříme o difrakci (Feynman, 2000).

¹² Běžnými objekty máme na mysli předměty rozměrů, se kterými jsou lidé zvyklí pracovat – šířka ulice, dveře,...

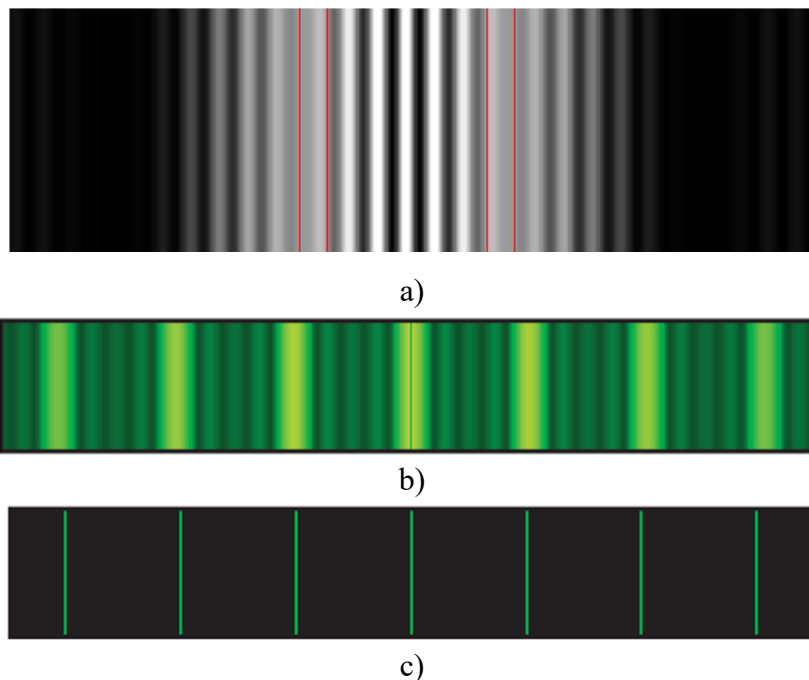
¹³ Abychom se dostali na požadovaný rozměr, museli bychom přibližně desetkrát rozpůlit průměr vlasu. V praxi můžeme difrakční jevy pozorovat již u překážek, jejichž rozměr je srovnatelný s vlasem (za vhodných podmínek).

z několika světlých a tmavých proužků, které vznikají v důsledku interference vlnění šířícího se z různých bodů štěrbin. V obrázku je také vyznačena původní šířka štěrbin. Z obrázku je zřejmé, že světlo se šíří i za hranici štěrbin, tedy do oblasti jejího geometrického stínu. Zároveň je zachycen výrazně jasnější proužek uprostřed obrazce (nulté maximum). Ten je způsoben tím, že vlnění, která se šíří ze všech bodů štěrbin, urazí do středu obrazce přibližně stejnou vzdálenost, a proto se skládají ve fázi (Halliday, 2000).



Obrázek 1-8: Difrakce světla na jedné štěrbině. Šířka štěrbin je naznačena červenými čarami. Převzato z: Lepil (2015)

Nás bude dále zajímat především difrakční obrazec, který vznikne při průchodu světla optickou mřížkou, tj. velkým množstvím štěrbin uspořádaných v prostoru. Obrazce, které vznikají postupným zvyšováním počtu štěrbin, zachycuje obrázek 1-9.



Obrázek 1-9: a) Difrakce světla na dvou štěrbinách (šířka štěrbin vyznačena barevně).
b) Difrakční obrazec zeleného monochromatického světla na sérii několika štěrbin.
c) Obrazec difrakce zeleného světla na optické mřížce. Převzato z: Lepil (2015)

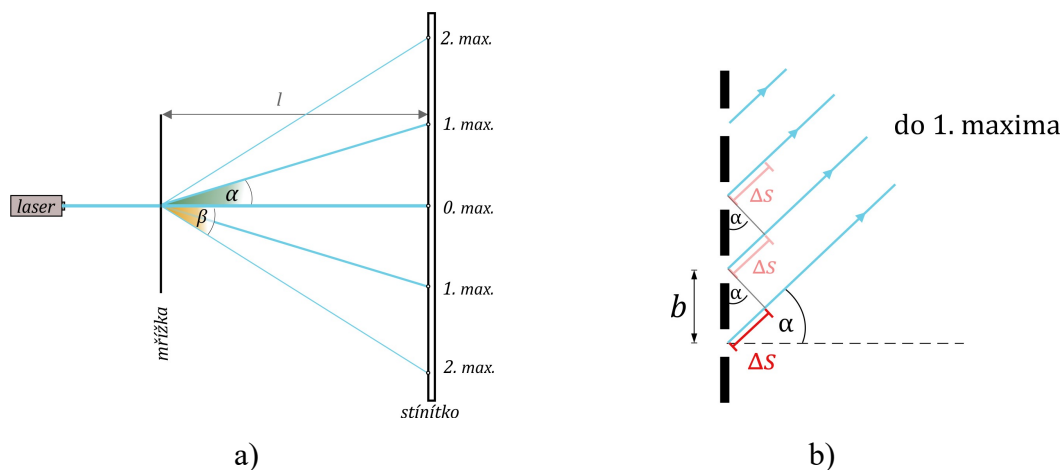
Máme-li dvě štěrbinu (obrázek 1-9a)), dochází oproti případu s jednou štěrbinou navíc k interferenci světla ze dvou zdrojů, jako jsme ji popsali v části 1.3. Tyto dva efekty se skládají a na

stínítku je tak možné pozorovat několik světlých proužků s velkou intenzitou, tzv. hlavní interferenční maxima, a několik méně jasných světlých proužků, tzv. vedlejší interferenční maxima. S rostoucím počtem štěrbin (obrázek 1-9b)) klesá intenzita vedlejších interferenčních maxim. Pro optickou mřížku jsou pozorovatelná již jen hlavní maxima, jak ukazuje obrázek 1-9c).

Úkol 1, 2 – PL: Difrakce světla na optické mřížce.

Popis rozložení maxim difrakčního obrazce provádíme pomocí tzv. mřížkové rovnice, která má tvar $b \sin \alpha = k\lambda$, kde b označuje vzdálenost štěrbin mřížky – nazýváme ji mřížková konstanta, λ je vlnová délka použitého světla, k nabývá hodnot $1, 2, \dots$, nazývá se řád maxima a označuje pořadí světlého proužku (interferenčního maxima) od toho nultého (typicky ve středu vzniklého difrakčního obrazce). Úhel α slouží k určení pozice daného maxima na stínítku, jak zachycuje obrázek 1-10a). Odvození rovnice lze udělat podobným geometrickým rozbořem situace jako v případě interference, opět za předpokladu, že mřížka a stínítko (resp. místo, ve kterém vzniká na stínítku interferenční maximum) jsou tak daleko od sebe, že můžeme považovat směry šíření paprsků za rovnoběžné. Dráhový rozdíl Δs vyjádříme pomocí podmínky pro pozorovatelnou interferenci, kdy se vlnění potkají ve fázi, tj. $\Delta s = k\lambda$, a zároveň pomocí úhlu α a mřížkové konstanty b z pravoúhlého trojúhelníku (viz obrázek 1-10b)): $\Delta s = b \sin \alpha$.

Úkol 2 – PL: Difrakce na optické mřížce



Obrázek 1-10: a) Schéma průchodu světla difrakční mřížkou s vyznačeným úhlem α jednoznačně určujícím polohu 1. maxima a úhlem β pro 2. maximum.

b) Přiblížení situace na jednotlivých štěrbinách mřížky (černě) s mřížkovou konstantou b . Paprsky jsou přibližně rovnoběžné a směřují do jednoho velmi vzdáleného bodu (1. max.). Červeně je vyznačen dráhový rozdíl mezi každými dvěma sousedními paprsky ($\Delta s = b \sin \alpha$).

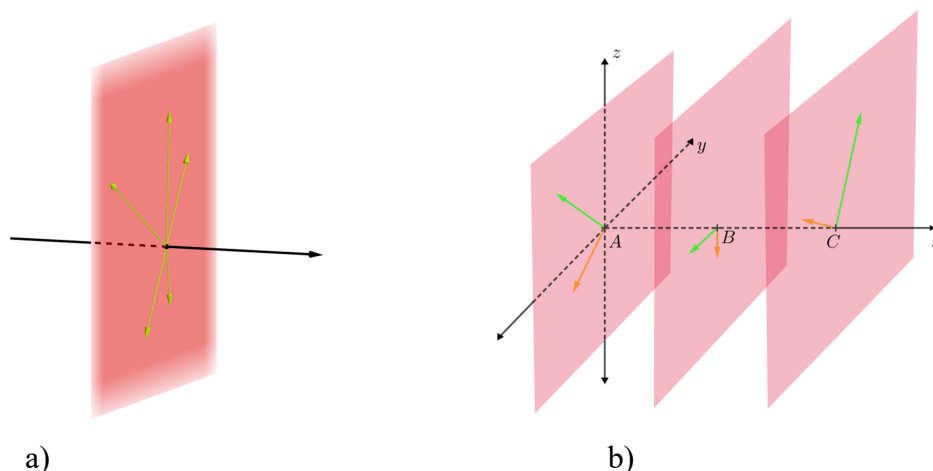


Rozšíření: Jevy, které pozorujeme a popisujeme na velmi vzdáleném stínítku (v nekonečnu), se zabývá tzv. Fraunhoferova difrakce. Pokud bychom tento předpoklad porušili, difrakční obrazce by se jevily jinak. Vztahy pro jejich popis jsou pak složitější a spadají pod tzv. Fresnelovu difrakci. Více o Fraunhoferově a Fresnelově difrakci uvádí např. Halliday (2000).

1.5 Polarizace

Zatím jsme se zabývali jevy, které jsme dokázali vysvětlit na základě vlastností vlnění. Nepotřebovali jsme vědět, jak přesně se mění vektor elektrické intenzity \vec{E} . Jak se tedy chová vektor \vec{E} , který je složkou elektromagnetického vlnění? Úkol 1 – PL: Polarizace světla.

Elektromagnetické vlnění je příčné. To znamená, že vektory \vec{E} a \vec{B} (magnetické indukce) kmitají kolmo ke směru šíření vlny. Pro vektor \vec{B} navíc platí, že je v každý moment kolmý k vektoru \vec{E} . Geometrické místo všech kolmých přímek (směrů) k dané přímce (směru), které prochází daným bodem, tvoří v prostoru rovinu kolmou k přímce, která obsahuje daný bod (viz obrázek 1-11a)). Vektor \vec{E} tedy leží v daný okamžik v rovině kolmé na směr šíření světla, obecně ale může v této rovině mířit libovolným směrem.¹⁴ Pokud by se světlo šířilo ve směru černého vektoru na obrázku 1-11a), elektrickou intenzitu v daný moment by mohl představovat kterýkoli ze zelených vektorů (vždy ale pouze jeden).



Obrázek 1-11: a) Zobrazení kolmé roviny (červeně) na daný směr (černý vektor). Zeleně jsou znázorněny některé vektory, které jsou kolmé k danému směru a leží v rovině (s daným počátkem).

b) Znázornění kartézské soustavy souřadnic s osami x , y , z (černě) a vektorů \vec{E} (zeleně) a \vec{B} (oranžově).

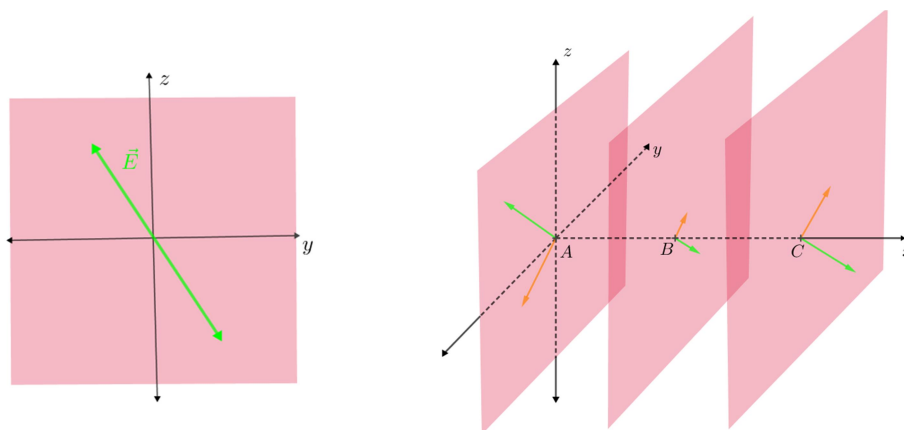
Když budeme elektromagnetické vlnění znázorňovat, využijeme kartézskou soustavu souřadnic s osami x , y , z . Směr šíření světla bude ve směru osy x . Na obrázku 1-11b) je zachyceno několik zobrazení vektorů \vec{E} (zeleně) a \vec{B} (oranžově). Tyto vektory vždy leží v jedné rovině (kolmé ke směru šíření vlnění) a jsou k sobě vzájemně kolmé.¹⁵

¹⁴ Pokud navíc přidáme podmínku, že vektory \vec{E} , \vec{B} a vektor udávající směr šíření světla společně tvoří tzv. pravotočivou bázi, je směr vektoru magnetické indukce v daném bodě jednoznačně určen.

¹⁵ Pravotočivost systému můžeme jednoduše ověřit pomocí pravé ruky: vztyčený palec ukazuje směr šíření vlnění, prsty ukazují směr od zelené šipky k oranžové (sklopíme vektor elektrické intenzity do vektoru magnetické indukce).

Pokud bychom se na osu x z obrázku 1-11b) dívali jako na plynutí času v jednom bodě prostoru, okamžitou polohu vektorů \vec{E} např. v časech A, B, C by nic nespojovalo. Směr i velikost vektoru by byla náhodná. Pokud bychom ale obdobný obrázek vytvořili např. pro světlo z displeje mobilního telefonu, zjistili bychom, že vektor \vec{E} , zaznamenaný v různých časech v jednom místě, mění svou velikost, ale zůstává v jedné přímce (viz obrázek 1-12).

Jev, při kterém se vektor elektrické intenzity¹⁶ mění určitým pravidelným způsobem, se nazývá *polarizace*. V případě, že vektor \vec{E} kmitá stále v jednom směru, je světlo *lineárně polarizované*. Světlo, jehož směr \vec{E} se mění nahodile, se nazývá *nepolarizované*. (Lepil, 2015)



Obrázek 1-12: Schematické zachycení kmitání vektoru \vec{E} (zeleně) lineárně polarizovaného světla. Průmět vektoru \vec{E} do roviny yz , osa x vystupuje z papíru směrem k nám (vlevo). Kmitání vektoru \vec{E} (zeleně) v jednom místě v různých časech (A, B, C). Oranžově je vyznačený vektor \vec{B} (vpravo).

Rozšíření: Kromě lineárně polarizovaného světla existuje ještě kruhová a eliptická polarizace, při které se směr kmitání vektoru \vec{E} mění, ovšem pravidelně.

Pozastavme se ještě u náhodnosti směrů elektrické intenzity nepolarizovaného světla. Jak se dokáže nějaká veličina v přírodě měnit „nekonečně často“, mohli bychom říci nekonečně rychle? Ve skutečnosti je světlo vyzářené zdrojem nepolarizovaného světla také polarizované, ovšem kmitání v pravidelném směru není dokonale ustálené, tedy zdroj chvíli vyzařuje světlo polarizované v jednom směru, za chvíli zas v jiném. Změna směru elektrické intenzity souvisí se způsobem vyzařování světla v daném zdroji. Svou podstatu má na úrovni procesů vyzařování v atomu, které trvají 10^{-8} s (Feynman, 2000).

„Mění-li se polarizace rychleji, než jsme schopni ji detekovat, nazýváme světlo nepolarizovaným, neboť všechny jevy polarizace se v průměru ruší...Jak je však vidět z definice, je

¹⁶ A tím pádem také vektor magnetické indukce

světlo nepolarizované jen tehdy, když my nejsme schopni zjistit, zda polarizované je nebo ne.“
(Feynman, 2000, str. 439)

Světlo můžeme polarizovat několika způsoby: odrazem, lomem, dvojlomem či absorpcí. V dalším textu rozebereme pouze polarizaci absorpcí. Ostatní způsoby představuje např. Lepil (2015).

Při polarizaci světla absorpcí (pohlcováním) necháváme procházet světlo folií či destičkou z materiálu, který je opticky anizotropní, tj. má v různých místech, různých směrech jiné optické vlastnosti. Polarizační filtry či polaroidy, jak se absorpční folie označují, obsahují molekuly podlouhlého tvaru uspořádané technologickým procesem v jednom směru. Když polaroidem prochází světlo, jedna složka elektrické intenzity materiálem prochází, zatímco složka elektrické intenzity kolmá na tento směr je molekulami pohlcena (Halliday, 2000).

Lidské oko nedokáže rozlišit polarizované a nepolarizované světlo. Pokud jej chceme zkoumat, potřebujeme jej nějak „zviditelnit“. Pro naše pozorování nebude důležitá vnitřní struktura materiálu polaroidu, využijeme ale toho, že světlo je po průchodu filtrem lineárně polarizované a vektor elektrické intenzity kmitá pouze v jednom směru, který udává polaroid. Budeme mluvit o stejné rovině polarizace světla a polaroidu. Průchod světla polarizačním filtrem schematicky znázorňuje obrázek 1-13. Úkol 1 – PL: Polarizace světla Úkol 1 – PL: Malusův zákon

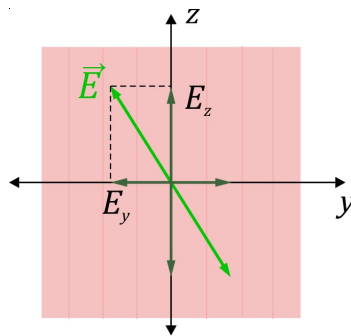


Obrázek 1-13: Průchod nepolarizovaného světla polarizačním filtrem (polarizační destička). Rovina polarizace filtru je naznačena svislými čarami. Převzato z: Halliday (2000)

Necháme nepolarizované světlo, např. ze žárovky, přímé sluneční světlo, procházet polarizačním filtrem. Zaměříme se na intenzitu osvětlení I udávanou v luxech. Intenzita osvětlení je fotometrická veličina, která udává množství světla, které dopadne na určitou plochu za určitou dobu.¹⁷ Pro intenzitu světla I po průchodu filtrem platí vztah: $I = \frac{1}{2} I_0$, kde I_0 je intenzita dopadajícího nepolarizovaného světla. Úkol 2 – PL: Malusův zákon.

¹⁷ Neměli bychom ji zaměňovat s elektrickou intenzitou, která udává mohutnost elektrického pole.

Rozšíření: Kde se tato závislost vzala, můžeme vysvětlit pomocí chování vektoru elektrické intenzity při průchodu filtrem. Mějme daný směr šíření světla opět ve směru osy x . Pokud sledujeme kmitání vektoru \vec{E} v rovině yz v daném místě v různých časech, můžeme libovolný vektor rozložit na složky ve směru osy y a z , jak to ukazuje obrázek 1-14.



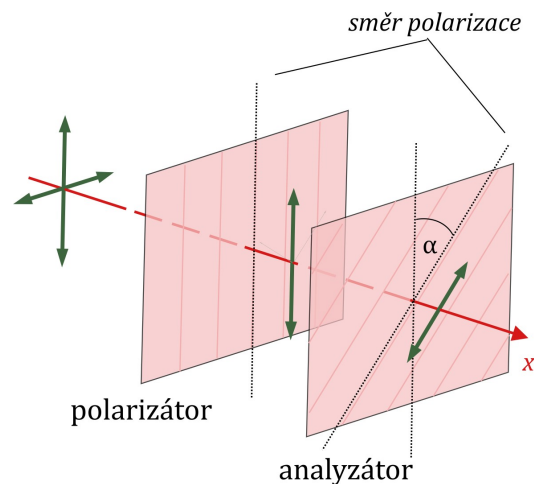
Obrázek 1-14: Rozklad vektoru \vec{E} do složek ve směru osy y a z

Protože osy y a z jsou na sebe kolmé, budou na sebe vždy kolmé také složky rozloženého vektoru \vec{E} do těchto směrů. Velikost složek budeme označovat E_y a E_z . Každý vektor \vec{E} tedy dokážeme reprezentovat dvěma k sobě kolmými složkami. Pro velikost celkové elektrické intenzity E platí podle Pythagorovy věty:

$$E = \sqrt{E_y^2 + E_z^2}. \text{ Polarizační filtr jeden směr elektrické intenzity propustí a směr k ní kolmý pohltí.}$$

Pro intenzitu ve složkách to znamená: Polarizační filtr propouští např. intenzitu ve směru osy z , nutně musí pohltit složku E_y , neboť je k ní kolmá. V případě nepolarizovaného světla (vektor se náhodně mění) jsou příspěvky složek E_y a E_z stejně velké. Pohlcením složky E_y se tudíž velikost elektrické intenzity E zmenší na polovinu. Intenzitu osvětlení dostaneme jako druhou mocninu elektrické intenzity. Z těchto poznatků již pro intenzitu osvětlení plyne: $I_0 = E^2 = E_y^2 + E_z^2$, kde pro nepolarizované světlo můžeme psát $E_z^2 = E_y^2$. Pro intenzitu po průchodu filtrem platí: $I = E^2 = E_z^2$. Tedy $\frac{I}{I_0} = \frac{E_z^2}{2E_z^2} = \frac{1}{2}$, což odpovídá vztahu, který jsme uvedli dříve.

Abychom mohli pouhým okem pozorovat lineárně polarizované světlo, potřebujeme soustavu dvou filtrů. Jedním filtrem vytvoříme z nepolarizovaného světla polarizované – takovému filtru říkáme polarizátor. Druhým filtrem můžeme analyzovat, zkoumat polarizované světlo – filtru říkáme analyzátor. Uspořádání filtrů je na obrázku 1-15. Úkol 1 – PL: Polarizace světla.



Obrázek 1-15: Uspořádání polarizátoru a analyzátoru. Vektor elektrické intenzity (zeleně) znázorňuje postupný průchod světla filtry. Světlo se šíří ve směru osy x .

Pokud pozorujeme polarizované světlo skrz analyzátor, dochází k zajímavému jevu: Intenzita světla, které projde filtrem, se mění v závislosti na natočení analyzátoru. Když se shodují roviny polarizace polarizátoru a analyzátoru, je intenzita prošlého světla maximální. Pokud začneme rovinu polarizace analyzátoru otáčet ve směru hodinových ručiček, intenzita klesá až do vzájemného natočení filtrů o úhel 90° . Od této hodnoty intenzita světla opět roste, dokud odchylka rovin polarizace není nulová. Označme α úhel natočení rovin polarizace polarizátoru a analyzátoru (viz obrázek 1-15). Jestliže intenzita světla před průchodem analyzátozem byla I_0 , můžeme pro intenzitu světla po průchodu analyzátozem psát: $I = I_0 \cos^2 \alpha$. Tento vztah se nazývá *Malusův zákon*. Použitím vhodné kombinace rovin polarizace polarizátoru a analyzátoru můžeme dosáhnout také stavu, kdy neprojde žádné světlo. To nastane právě v okamžiku, kdy jsou k sobě roviny polarizace polarizátoru a analyzátoru kolmé (hovoříme o zkřížených polarizátorech).

Úkol 1 – PL: Polarizace světla. **Úkol 3, 4 – PL: Malusův zákon.**

Přestože polarizované světlo nevidíme, jeho vlastností využíváme v mnoha oblastech. Polarizační filtry u fotoaparátů umožňují odstranit ze snímků nežádoucí odlesky z lesklých ploch, mraků, vodní hladiny atp. Polarizační filtry jsou z obdobného důvodu součástí některých slunečních či lyžařských brýlí, najdeme je také v obrazovkách notebooků či mobilních telefonů. Roli polarizovaného světla v LCD televizích podrobněji vysvětluje např. Lepil (2015) v rozšiřujícím učivu na CD (kapitola R3). Polarizaci využívá také polarimetrie, která zkoumá opticky aktivní látky, jež umí stáčet rovinu polarizace světla, které jimi prochází. Mezi opticky aktivní látky patří např. roztok cukru. Fotoelasticimetrie je obor, který využívá polarizované světlo ke zviditelnění namáhaných částí materiálů, které stáčí rovinu polarizace se změnou mechanického napětí.

Zdroje a převzaté obrázky

Feynman, R. P., Leighton, R. B., & Sands, M. (2000). *Feynmanovy přednášky z fyziky s řešenými příklady*. Fragment. ISBN 80-720-0405-0

Halliday, D., Walker J., & Resnick, R. (2000). *Fyzika: Část 4: Elektromagnetické vlny - Optika - Relativita*. Vutium. ISBN 80-214-1868-0.

Lepil, O. (2015). *Fyzika pro gymnázia: Optika* (5. vydání). Prometheus. ISBN 978-80-7196-444-5.

Malý, P. (2008). *Optika*. Karolinum. ISBN 978-80-246-1342-0

Reichl, J., Všeticka, M. (2006). *Encyklopedie fyziky: Interference vlnění* [cit. 18. 4. 2022]. <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/167-interference-vlneni>

Wikipedie: Otevřená encyklopedie. (8. 08. 2021). *Moaré*. [cit. 1. 4. 2022]. <https://cs.wikipedia.org/w/index.php?title=Moar%C3%A9&oldid=20332842>

Obrázek 1-2: R1-5 Ohybový obrazec světla procházejícího štěrbinou (barevně je vyznačena skutečná šířka štěrbin). In: R1 Základní pojmy. Fyzika pro gymnázia. 5., přepracované vydání. Praha: Prometheus, 2015, s. 6. ISBN 9788071964445.

Obrázek 1-8: R3-8 Ohybový obrazec světla procházejícího štěrbinou (barevně je vyznačena skutečná šířka štěrbin). In: R3 Vlnová optika. Fyzika pro gymnázia. 5., přepracované vydání. Praha: Prometheus, 2015, s. 40. ISBN 9788071964445.

Obrázek 1-9a): R3-15 Ohybový obrazec světla procházejícího dvěma štěrbinami. Tamtéž (str. 44)

Obrázek 1-9b,c): R3-17 Ohyb monofrekvenčního světla na rostoucím počtu štěrbin (a–c). Tamtéž (str. 45)

Obrázek 1-7: 3-6 Ohyb světla na hraně. In: Fyzika pro gymnázia. 5., přepracované vydání. Praha: Prometheus, 2015, s. 73. ISBN 9788071964445.

Obrázek 1-13: 34-12 Nepolarizované světlo se polarizuje, když prochází polarizační destičkou. Směr polarizace je pak rovnoběžný se směrem polarizace destičky, která je zde naznačena svislými čarami na destičce. In: Fyzika: Část 4: Elektromagnetické vlny - Optika - Relativita. Brno: VUTIUM, 2000, s. 900. Překlady vysokoškolských učebnic. ISBN 80-214-1868-0.