

4.4. Vlnové vlastnosti elektromagnetického záření

4.4.1. Interference



1. Charakterizovat význačné vlastnosti koherentních paprsků.
2. Umět definovat optickou dráhu v souvislosti s dráhovým rozdílem a s fázovým rozdílem.
3. Popsat vlastnosti planparalelní destičky a umět symbolicky nakreslit chod kolmo i šikmo dopadajících paprsků při interferenčním jevu.
4. Matematicky formulovat podmínky maxima a minima interference světla na planparalelní destičce, a to v odraženém i v propuštěném světle.
5. Popsat vlastnosti Newtonových skel a umět symbolicky nakreslit chod kolmo dopadajících paprsků při interferenčním jevu.
6. Matematicky formulovat podmínky maxima a minima interference světla na Newtonových sklech, a to v odraženém i v propuštěném světle.
7. Umět odvodit poloměr Newtonových kroužků pro podmínku maxima a minima interference světla, a to v odraženém i v propuštěném světle.



Jev interference světla je nejdůležitější jev vlnové povahy světla. Základní podmínkou vzniku interference je **koherence** paprsků. Koherentní paprsky jsou takové paprsky, které mají stejný směr, stejnou frekvenci a konstantní fázový rozdíl v daném místě. V přirozených zdrojích světla (sluneční záření, záření plamene apod.) se generují světelná vlnění při přeměnách energie v atomech zářící látky. **Vznik světla** má pravděpodobnostně statistický ráz - fáze vlnění se neperiodicky, chaoticky mění, a to v extrémně krátkých časových intervalech (10^{-8} s). Koherenci světla zajistíme tak, že světlo z jediného zdroje rozdělíme na dva paprsky, které proběhnou určitou optickou dráhu, poté se setkají a superponují - interferují spolu. S ohledem na extrémně krátký časový interval vzniku fotonů musí být i **dráhový rozdíl** Δl rovněž extrémně malý

$$\Delta l = n d ;$$

4.4.- 1.

přičemž Δl je optická dráha, n index lomu prostředí, d geometrická dráha.

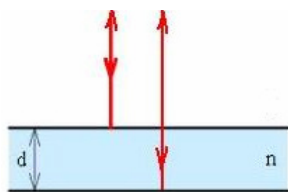
K vytvoření dráhového rozdílu koherentních světelných vlnění v optické praxi, a to z jediného světelného zdroje, se užívají různé optické prvky: zrcadla, hranoly, planparalelní destičky, štěrby. Nejvyšší stupeň koherence zajišťuje kvantový generátor světla - laser (přesnějším termínem zesilovač světla stimulovanou emisí záření).

Mezi fázovým a dráhovým rozdílem světla platí vztah formálně analogický a známý ze superpozice kmitání a vlnění mechanického (akustického)

$$\frac{\Delta \varphi}{2\pi} = \frac{\Delta l}{\lambda}.$$

4.4.- 2.

Lze připustit, že matematický aparát pro popis elektromagnetického vlnění je sice mnohem složitější, ale do určité míry analogický matematickému aparátu popisujícímu vlnění mechanické. Na druhé straně je třeba zdůraznit že především vznik, podstata, způsob šíření a vlastnosti např. zvuku a světla jsou fyzikálně nesrovnatelné.



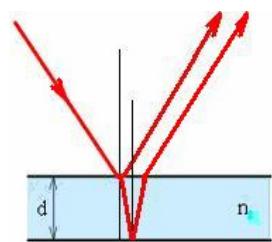
Na obr. 4.4.- 1. vidíme skleněnou **planparalelní destičku** (s dokonale rovnoběžnými stěnami) o relativně velmi malé tloušťce d a indexu lomu n ve vzduchu. Necht' paprsek světla dopadá na rozhraní **kolmo**.

Obr. 4.4.- 1.

K interferenci **v odraženém světle** může dojít mezi paprskem odraženým od 1.rozhraní a paprskem odraženým od 2.rozhraní, a to při určitém dráhovém rozdílu.

K interferenci **v propuštěném světle** může dojít mezi paprskem prošlým 1.rozhraním a paprskem prošlým 2.rozhraním, a to při stejném dráhovém rozdílu. Interferenční obrazec však vidíme inverzně.

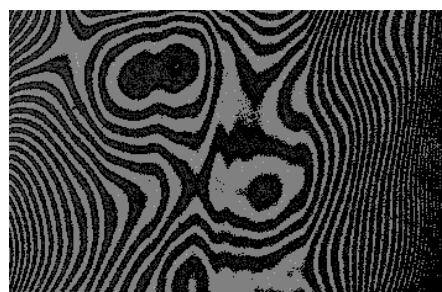
Pro formulování podmínek vzniku interference rovněž záleží na tom, zda dochází k odrazu na rozhraní prostředí **opticky hustšího**, anebo **opticky řidšího**. Geometrická dráha je v případě obou optických drah stejná, odlišnost optických drah však spočívá v tom, že při odrazu od opticky hustšího prostředí dochází ke ztrátě půlvlny (při fázovém rozdílu – zpoždění o $\pi/2$) a při odrazu od opticky řidšího prostředí ke ztrátě optické dráhy nedochází (nedochází ke zpoždění, tj. fázový rozdíl je nulový). V popisovaném případě je sklo ($n = 1,5$) opticky hustším materiálem než vzduch ($n = 1$).



V případě **šikmého dopadu** (obr. 4.4.- 2.) paprsků pozorovaných **v odraženém světle** na skleněnou planparalelní destičku o tloušťce d a indexu lomu n ve vzduchu uvažujeme úhel dopadu, který podle konvence svírá kolmice dopadu a dopadající paprsek. Interferují spolu paprsek odražený od 1.rozhraní a paprsek, který se lomí na 1.rozhraní, odráží od 2.rozhraní a opět lomí na 1.rozhraní. V **propuštěném světle** vidíme interferenční obrazec opět inverzně.

Obr. 4.4.- 2.

K interferenci světla na planparalelní destičce může dojít pouze za splnění **podmínek** interference. Diskutujeme většinou podmínku vzniku extrémů, tj. maxima interference a minima interference.



V případě osvětlení monofrekvenčním zdrojem vidíme na interferenčním obrazci maxima jako oblasti intenzivně zářící dané barvy (proužky, kroužky, nepravidelné plochy) a naopak minima jako oblasti tmavé (obr. 4.4.- 3.).

Obr. 4.4.- 3.

V případě osvětlení složeným světlem (např. bílým slunečním), vidíme na interferenčním obrazci maxima jako oblasti intenzivně zářící určité barvy daného spektra (proužky, kroužky,

nepravidelné plochy) a naopak minima nevidíme vůbec, určité barvy z daného spektra vypadnou (obr. 4.4.- 3.).



S interferenčními jevy se můžeme setkat za určitých podmínek všude kolem nás: jestliže do deště prudce svítí slunce, vzniká duha; interferenci pozorujeme na křídlech vodní vážky za slunného dne, na tenké vrstvě oleje rozlité po asfaltové cestě, anebo na vodní hladině obdobně jako na lesklém a mírně zdrsňelém povrchu CD.

Obr. 4.4.- 4.

Symetrie či nesymetrie interferenčních obrazců je předurčena symetrií či nesymetrií (zdrsněním) mikropovrchu odrazných (pro pozorování v odraženém světle), či lámavých ploch (pro pozorování v propuštěném – vrstvou prošlém světle). Interferenční obrazec rovněž může měnit svůj charakter při změně úhlu našeho pozorování.

Nechť svazek paprsků dopadá pod malým úhlem ε na tenkou vrstvu o indexu lomu n a tloušťce d . Při splnění podmínky **maxima** (dráhový rozdíl optických drah je roven sudému násobku půlvlny; $k = 1, 2, \dots$) **barva zazáří**, v případě podmínky **minima** (dráhový rozdíl optických drah je roven lichému násobku půlvlny) **barva vyhasne**.

Pro šikmý odraz od opticky hustšího prostředí platí podmínka vzniku maxima a minima interference

$$2nd \cos \varepsilon + \frac{\lambda}{2} = 2k \frac{\lambda}{2} \dots \text{max.}; \quad 2nd \cos \varepsilon + \frac{\lambda}{2} = (2k - 1) \frac{\lambda}{2}; \quad k = 1, 2, 3 \dots \text{min.} \quad 4.4.- 3.$$

Pro šikmý odraz od opticky řidšího prostředí platí podmínka vzniku maxima a minima interference

$$2nd \cos \varepsilon = 2k \frac{\lambda}{2} \dots \text{max.}; \quad 2nd \cos \varepsilon = (2k - 1) \frac{\lambda}{2}; \quad k = 1, 2, 3 \dots \text{min.} \quad 4.4.- 4.$$

Pro kolmý dopad $\varepsilon = 0$ platí $\cos \varepsilon = 1$.



Newtonova skla (obr. 4.4.- 5) jsou v reálu opatřena šrouby vyrovnávajícími rovinu do dokonale horizontální polohy; schematicky viděno (obr. 4.4.- 6) je tvoří tenká skleněná destička, na níž leží ploskovypuklá skleněná čočka o značném poloměru křivosti R .

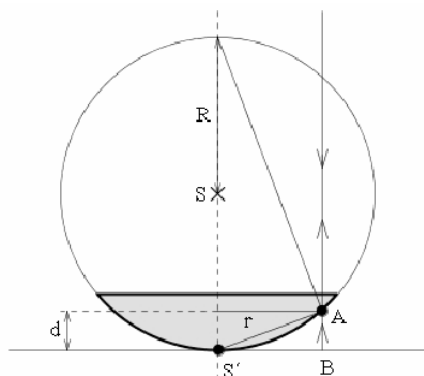
Obr. 4.4.- 5.

Na vrstvě mezi deskou a čočkou pozorujeme v odraženém světle **interferenční obrazec** v podobě tmavých (minima) a světlých (maxima) soustředných kružnic (v propuštěném světle vidíme obrazec inverzní), a to o **poloměru** r (pro vzduch $n = 1$):

$$r = \sqrt{\frac{\lambda R}{2n}(2k-1)}$$

4.4.- 5.

Vztah pro poloměr Newtonových kroužků lze odvodit z podmínky pro vznik maxima interference a geometrie pravoúhlého trojúhelníka (Euklidovy věty, případně Pythagorovy věty), přičemž d^2 jako extrémně malou hodnotu zanedbáváme a vlnovou délku dopadajícího světla λ známe (podrobněji viz následující vzorová úloha)



Obr. 4.4.- 6.

$$2nd + \frac{\lambda}{2} = 2k \frac{\lambda}{2}; k = 1, 2, \dots \wedge r^2 = d(2R - d) \Rightarrow 2d = \frac{r^2}{R}.$$



KO 4.4.- 1. Jak vzniká světlo?

KO 4.4.- 2. Odlište optickou a geometrickou dráhu paprsku.

KO 4.4.-3. Proč spolu nemohou interferovat paprsky dvou různých světelných zdrojů a jak docílíme interference paprsků z jediného světelného zdroje?

KO 4.4.-4. Vysvětlete pomocí vztahu dráhového rozdílu v podmínce maxima a minima interference vyjádření odrazu od opticky hustšího prostředí a opticky řidšího prostředí.

KO 4.4.- 5. Odvoďte, jak spolu souvisí fázový a dráhový rozdíl.

KO 4.4.-6. Jak se projeví odlišnost interference v odraženém a propuštěném světle experimentálně a jak se projeví matematicky v rámci podmínky maxima a minima interference pro dráhový (případně fázový) rozdíl.

KO 4.4.-7. Kdy budou Newtonovy interferenční obrazce kružnicemi a kdy budou mít nepravidelný tvar?

KO 4.4.-8. Kdy bude planparalelní destička v důsledku vzniku interferenčního jevu jednobarevná a kdy vícebarevná?



Na vrstvu oleje o tloušťce $2 \cdot 10^{-7} \text{ m}$, která leží na vodě, dopadá kolmo bílé světlo. Určete, která barva vyhasne a která bude nejsilněji odražena, je-li rychlost světla v oleji $2 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

Napišeme zkrácené zadání úlohy

$$d = 2 \cdot 10^{-7} \text{ m}; v = 2 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}; c = 3 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$\lambda_{\max} = ?; \lambda_{\min} = ?$$

a uvažujeme interferenci v odraženém světle, kdy paprsek odražený od 1.rozhraní interferuje s paprskem odraženým od 2.rozhraní

Definujeme index lomu světla, protože v zadání úlohy není uveden

$$n = \frac{c}{v},$$

dále porovnáme dráhový rozdíl s podmínkou pro určení maxima interference

$$2nd + \frac{\lambda}{2} = 2k \frac{\lambda}{2}$$

a analogicky porovnáme dráhový rozdíl s podmínkou pro určení minima interference

$$2nd + \frac{\lambda}{2} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}; k = 0, 1, 2, \dots$$

ad a) barvu, tj. vlnovou délku světla, která bude nejsilněji odražena, řešíme nejprve obecně

$$\lambda_{\max} = \frac{4nd}{2k - 1};$$

konkrétně pro řád $k = 1$ ji nevidíme, protože $\lambda_{\max} = 12 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ je mimo spektrum bílého světla; avšak pro řád $k = 2$ ji vidíme nejjasněji jako **fialovou barvu** o vlnové délce $\lambda_{\max} = 4 \cdot 10^{-7} \text{ m}$

ad b) barvu, tj. vlnovou délku, která vyhasne, řešíme nejprve obecně

$$\lambda_{\min} = \frac{2nd}{k};$$

konkrétně pro řád $k = 1$ ji nevidíme, **žlutá barva** o vlnové délce 600nm ze spektra vypadne; pro řád $k = 2$ ji opět nevidíme, protože vlnová délka 300nm je mimo spektrum bílého světla.

Závěrem lze konstatovat, že vyhasne žlutá barva a nejsilněji bude odražena barva fialová.



U 4.4.-1. Stanovte, které vlnové délky se zruší při průchodu bílého světla skleněnou planoparalelní destičkou o indexu lomu 1,5 a tloušťce 400nm. Uvažujte, že světlo dopadá na destičku kolmo.



U 4.4.-2. Tenká deska o tloušťce $d = 0,125 \mu\text{m}$ a indexu lomu $n = 1,5$ je osvětlena modrým světlem o vlnové délce $\lambda = 0,375 \mu\text{m}$. Bude se jevit tmavá nebo světlá?



Na rovinnou skleněnou desku položíme ploskovypuklou čočku poloměru křivosti R , a to vypuklou stranou dolů. Dopadne-li na tuto Newtonova skla monofrekvenční svazek paprsků, objeví se interferenční jev v podobě střídaných se světlých a tmavých světelných kroužků. Vysvětlete vznik tohoto jevu a nalezněte poloměry kružnic, podél kterých vznikají maxima světelné intenzity.

Napíšeme zkrácené zadání úlohy a schéma k jevu interference na Newtonových sklech

R ; λ ; $n = 1$; $k = 1; 2; \dots$

$r = ?$

viz obr. 4.4.- 6.

K interferenci dochází na vzduchové vrstvě mezi sférickou plochou Newtonových skel a rovinnou skleněnou deskou. Interferují tedy spolu paprsky po odrazu v bodě A a po odrazu v bodě B. Porovnáme dráhový rozdíl s podmínkou vzniku interferenčního maxima

$$2n d + \frac{\lambda}{2} = 2k \frac{\lambda}{2} .$$

Pomocí Euklidovy věty o výšce, resp. pomocí Pythagorovy věty vyjádříme závislost poloměru r Newtonova kroužku na poloměru sférické plochy R a na tloušťce d vzduchové vrstvy

$$r^2 = (2R - d) d ,$$

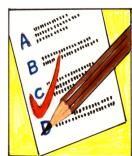
přičemž d^2 jako zanedbatelně malou (neměřitelnou) hodnotu neuvažujeme.

Skloubením předcházejících vztahů odvodíme obecně hledaný poloměr Newtonova kroužku

$$2 d = (2k - 1) \frac{\lambda}{2 n} \wedge 2d = \frac{r^2}{R} \Rightarrow r = \sqrt{\frac{R \lambda}{2 n} (2k - 1)} .$$



U 4.4.- 3. Prostor mezi Newtonovými skly je vyplněn vodou. Vypočítejte, jaká bude vzdálenost Δr mezi 3. a 4. kroužkem, jestliže poloměr křivosti čočky $R = 1\text{m}$. Kroužky pozorujeme v odraženém světle vlnové délky $\lambda = 600\text{nm}$, index lomu vody známe z MFCh tabulek $n = 1,333$.



TO 4.4.- 1. Světlo se odráží na rozhraní vzduch-sklo. Změní se při odrazu světla fáze?

a) ano;

b) ne;

c) ano, pokud jde o šikmý dopad světla;

d) ano, pokud jde o polarizované světlo.

TO 4.4.- 2. Fázový rozdíl mezi dvěma světelnými vlnami

a) se může změnit, pokud se vlny šíří látkami, které mají různé indexy lomu;

b) se může změnit, pokud se vlny šíří optickými dráhami o různých délkách;

c) se nemůže změnit, pokud se vlny šíří látkami o různých indexech lomu;

d) se nemůže změnit, pokud se vlny šíří optickými dráhami o různých délkách.

TO 4.4.- 3. Koherentní vlnění je vlnění, které má

a) konstantní fázový rozdíl;

- b) pouze nulový fázový rozdíl;
- c) stejný směr;
- d) stejnou amplitudu.

TO 4.4.- 4. Dva různé zdroje bílého světla spolu

- a) nemohou interferovat;
- b) mohou interferovat, pokud zajistíme chod jejich paprsků v tomtéž směru;
- c) mohou interferovat, pokud zajistíme konstantní rozdíl jejich fází;
- d) mohou interferovat, pokud zajistíme jejich stejnou intenzitu.

TO 4.4.- 5. K disperzi světla nedochází

- a) ve vakuu;
- b) v pevných látkách;
- c) v kapalných látkách;
- d) v plynech.

TO 4.4.- 6. Při interferenci na tenkých vrstvách pozorujeme

- a) proužky stejné tloušťky;
- b) proužky různé tloušťky;
- c) proužky stejného sklonu;
- d) proužky různého sklonu.

TO 4.4.- 7. Prostorem může přenášet energii, hybnost a moment hybnosti

- a) postupná světelná vlna,
- b) stojatá světelná vlna,
- c) postupná akustická vlna;
- d) stojatá akustická vlna.

TO 4.4.- 8. Světlo vlnové délky λ dopadá kolmo na planparalelní vrstvu tloušťky d .

Maximum v odraženém světle nastane v případě, že

- a) $2d = (2k - 1) \lambda/2$;
- b) $2nd = (2k - 1) \lambda/2$;
- c) $2nd = 2k \lambda/2$;
- d) $2d = 2k \lambda/2$.

TO 4.4.- 9. Světlo vlnové délky λ dopadá kolmo na planparalelní vrstvu vzduchu tloušťky d .

Maximum v odraženém světle nastane v případě, že

- a) $2d = (2k - 1) \lambda/2$;
- b) $2nd = (2k - 1) \lambda/2$;
- c) $2nd = 2k \lambda/2$;
- d) $2d = 2k \lambda/2$.

TO 4.4.- 10. Při odrazu světla od prostředí opticky hustšího nastane fázové posunutí

- a) $\lambda/2$;
- b) 0;
- c) lichý násobek $\lambda/2$;
- d) sudý násobek $\lambda/2$.

TO 4.4.- 11. Na obr. 4.4.- 6. pozorujeme odraz světla na Newtonových sklech. Interference vzniká

- a) na rovině skleněné ploskovypuklé čočky;
- b) na rovinné skleněné desce;
- c) na vrstvě skleněné ploskovypuklé čočky;
- d) na vzduchové vrstvě mezi ploskovypuklou čočkou a rovinou.

TO 4.4.- 12. Pozorujeme Newtonovy interferenční kroužky v propuštěném a poté tytéž obrazce v odraženém světle. Interferenční obrazce jsou

- a) různé, a to v propuštěném světle se širšími maximy;
- b) různé, a to v odraženém světle se širšími maximy;
- c) inverzní;
- d) stejné.

4.4.2. Difrakce



1. Umět objasnit princip difrakce světla a vyslovit podmínku vzniku difrakčního jevu.
2. Klasifikovat difrakční jevy na jevy Fresnelovy a Fraunhoferovy.
3. Umět odlišit fyzikální principy difrakce na hraně, štěrbině, dvojštěrbině, optické mřížce a krystalové mřížce.
4. Nakreslit symbolicky chod paprsků při pozorování interferenčně ohybového jevu na štěrbině, dvojštěrbině, optické mřížce a krystalové mřížce.
5. Matematicky vyjádřit podmínku vzniku maxima a minima interferenčně ohybového jevu na štěrbině a dvojštěrbině, optické mřížce a krystalové mřížce.

6. Umět odlišit charakter interferenčně ohybových obrazců (experimentálně a vizuálně, tj. pozorováním na stínítku) pro difrakci jednoduché štěrby a mřížky s relativně velkým a relativně malým počtem vrypů, a to při osvětlení monofrekvenčním zdrojem světla.
7. Umět odlišit charakter interferenčně ohybových obrazců (experimentálně a vizuálně, tj. pozorováním na stínítku) pro difrakci jednoduché štěrby a mřížky s relativně velkým a relativně malým počtem vrypů, a to při osvětlení zdrojem bílého (případně složeného) světla.
8. Umět definovat rozlišovací schopnost mřížky.

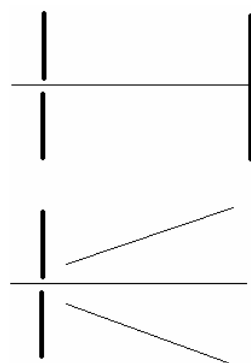


Méně vhodným, ale všeobecně užívanějším termínem pro **difrakci** světla je **ohyb světla**. Jde o takové šíření světla, které odporuje zákonům paprskové optiky, protože je podmíněné zákony vlnové optiky. Jestliže vlna dopadá na překážku (otvor) **o rozměru řádově srovnatelném s vlnovou délkou světla**,

část vlny projde přímočaře v souladu s Huygensovým principem, zatímco další část vlny se rozšíří a difrakuje do oblasti za překážkou (otvorem) navzdory očekávání šíření v souladu se zákony přímočarého šíření světla.

Difrakční jevy dělíme na **Fresnelovy a Fraunhoferovy**. Fresnelovy jevy jsou obecnější, při určitém experimentálním uspořádání je pozorujeme v obecné, nespecifikované rovině pozorování. Fraunhoferovy jevy můžeme chápat jako zvláštní případ Fresnelových jevů. Při určitém experimentálním uspořádání je pozorujeme jen v jediné rovině. Nejčastěji to bývá nevlastní rovina (rovina v nekonečnu), ohnisková rovina čočky, nebo rovina obrazu bodového zdroje. V praktické optice bývá pojetí Fraunhoferových jevů častější.

V experimentálním uspořádání **bez optických prvků** (pouze zdroj světla – difraktující objekt – stínítko) můžeme nejjednodušeji určit podle vzdáleností mezi zdrojem-difraktujícím objektem a mezi difraktujícím objektem-stínítkem, že Fresnelovy difrakční obrazce vznikají v **konečné vzdálenosti** (jde o ohyb **kulových vln**); zatímco Fraunhoferovy difrakční obrazce vznikají v **nekonečné vzdálenosti** (jde o ohyb **rovinných vln**). Konečná vzdálenost prvků však musí být relativně značná (řádově v metrech), a to vzhledem k malému úhlu ohybu. Nekonečnou vzdálenost prvků optické soustavy zajišťujeme právě **optickými prvky**, takže experimentální uspořádání je v praktické optice doplněno např. o kolimátor a spojnou čočku. Zdroje světla (kromě zdrojů laserových) generují rozbíhavé světelné svazky. Spojná čočka v podstatě „opravuje“ světelný svazek rozbíhavý ve sbíhavý. Kolimátor je zjednodušeně řečeno tubus, ve kterém je centrovaně umístěna spojná čočka a podélný otvor vymezující světelný svazek. Clona (podélný otvor) je fixně umístěna právě v ohnisku spojné čočky kolimátoru, takže z kolimátoru vychází přibližně rovinná vlna.

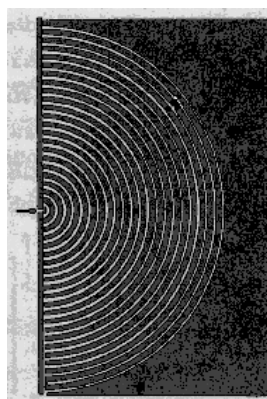


Jinými slovy (viz symbolický obr. 4.4.- 7.): Fresnelovu difrakci předurčuje **rozložení intenzity v bodech roviny v konečné vzdálenosti** od difraktujícího objektu. Jestliže však na difraktující objekt dopadá rovina kolimovaného světelného svazku, zajímáme se o **úhlové rozložení difraktované intenzity v nekonečné vzdálenosti** od difraktujícího objektu (bodům v nekonečnu odpovídají směry), což předurčuje Fraunhoferovu difrakci.

Obr. 4.4.- 7.

K difrakci světla dochází obdobně jako k interferenci světla pouze za určitých **podmínek**. Světlo se šíří přímočaře: ostrý stín vidíme za překážkou s relativně velkým otvorem, za relativně malým otvorem však nastává jeho ohyb. Vlnění tak proniká i do míst odstíněného prostoru, a to v důsledku vlnového charakteru světla. **Velikost překážky d** je relativní, musí být poměrná k **vlnové délce λ** (u akustických vln 20mm až 20m, u světla asi 400nm až 800nm).

Vizuálně je velmi názorné zobrazení difrakčních jevů **na vodní hladině**. Jde sice o vlnění mechanické (nikoliv zdánlivě příčné, ale kruhově eliptické), buzené elektromagnetickou chvějkou o vhodné a konstantní frekvenci, ale jev difrakce vlnění mechanického můžeme považovat za principiálně analogický.

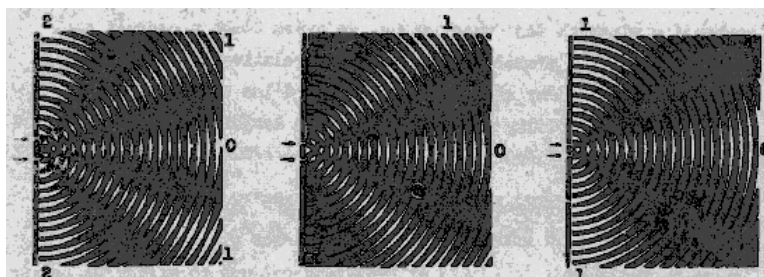


Na obr. 4.4.- 8. pozorujeme difrakci na **1 relativně malém, kruhovém otvoru**

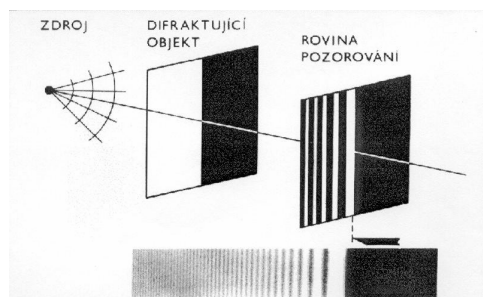
Obr. 4.4.- 8.

a na obr. 4.4.- 9. na **2 relativně malých, kruhových otvorech**

($d = 2\lambda$; $d = 1,5\lambda$; $d = \lambda$; přičemž čísla 0, 1, 2 na okrajích fotografií jsou příslušné řády interferenčně ohybového obrazce)



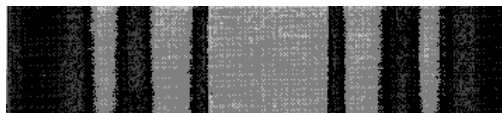
Obr. 4.4.- 9.



Na obr. 4.4.- 10. vidíme ohyb světla **na hraně** (difraktujícím objektem je hrana, rovinou pozorování stínítko). Na stínítku vzniká výrazný interferenčně ohybový obrazec, ve kterém se pravidelně střídají světlé a tmavé proužky maxim a minim interference.

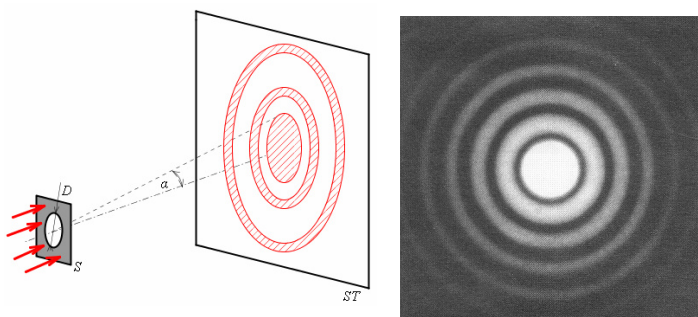
Obr. 4.4.- 10.

Podélnou štěrbinu lze považovat za 2 hrany dostatečně blízké, interferenčně ohybový obrazec (obr. 4.4.- 11.) je pak oboustranně symetrický. Štěrbinu, od které očekáváme vznik difrakčního jevu musíme seřídít na šířku řádově v **desetinách mm**. Zda jsme jevu dosáhli, se můžeme přesvědčit subjektivně těsným přiložením k oku. Za určitých okolností může jako difraktující překážka dobře posloužit lidský vlas, anebo husté řasy přimhouřeného oka při pohledu do intenzivního zdroje světla.



Obr. 4.4. 11.

Pokud je **kruhová štěrbina** (obr. 4.4.- 12.) otvorem relativně malým vzhledem k vlnové délce světla, vzniká na stínítku interferenčně ohybový obrazec, a to jako soustava koncentrických kružnic světlých a tmavých maxim a minim interference (obr.4.4.- 13).

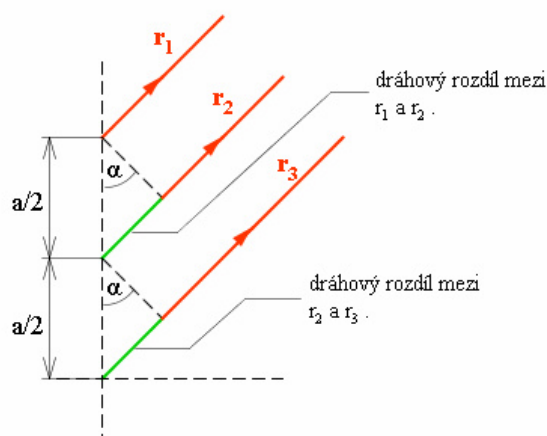


Obr. 4.4.- 12. ;

Obr. 4.4.- 13..

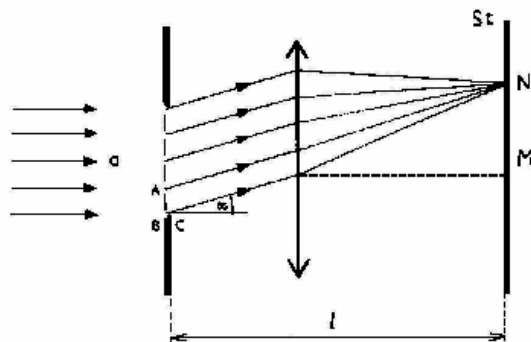
Poznámka: Termínem **Airyho disk** označujeme centrální část difrakčního obrazce kruhového otvoru.

Nechť je štěrbina o šířce a osvětlena kolmo svazkem paprsků monofrekvenčního světla (obr. 4.4.- 14.). Nastává ohyb paprsků pod relativně malým úhlem α , přičemž spolu interferují paprsky r_1, r_2, r_3 (na obr. označené červeně), mezi kterými je dráhový rozdíl (na obr. označený zeleně).



Obr. 4.4.- 14.

Spojnou čočkou je na stínítku St ve vzdálenosti l od štěrbin vytvořen interferenčně ohybový obrazec (obr. 4.4.- 15.). Difraktující světelný svazek (pod relativně malým úhlem α) vytváří interferencí na stínítku v bodě M nultý řád a v bodě N 1. řád obrazce.



Obr. 4.4.- 15.

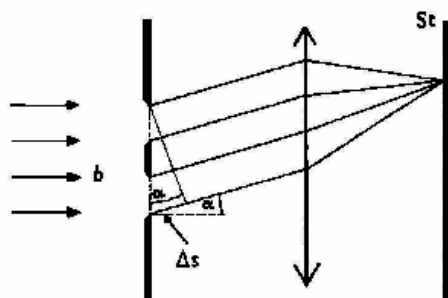
Minimum interference vzniká v bodech interferenčně ohybového obrazce na stínítku za podmínky, že se dráhový rozdíl rovná sudému násobku půlvlny.

$$a \sin \alpha = 2k \frac{\lambda}{2} ; \text{ kde } k = 1, 2, \dots$$

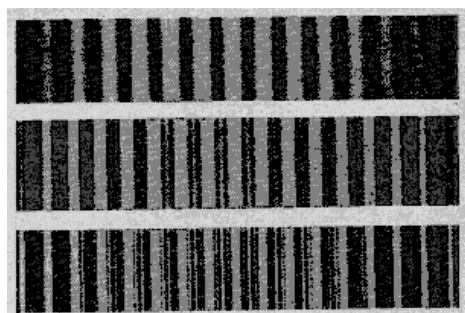
4.4.- 6.

Minimu v bodě N odpovídá řád $k = 1$. Čím je štěrbina užší, tím je interferenčně ohybový obrazec výraznější, tzn. že světlo více proniká do oblasti geometrického stínu a vzdálenost bodů MN je tedy větší.

Analogicky lze realizovat difrakci světla na **2 podélných štěrbinách** (obr. 4.4.- 16.). Jde o historický experiment, tzv. **Youngův pokus**, kterým byl poprvé realizován interferenčně ohybový jev.



Obr. 4.4.- 16.



Nechť jsou dvě štěrbin o vzájemné vzdálenosti b (přesněji vzdálenosti středů štěrbin) osvětleny kolmo svazkem paprsků ze zdroje monofrekvenčního světla. Nastává opět difrakce paprsků pod relativně malým úhlem α . Spojná čočka koncentruje na St stínítku interferenčně ohybový obrazec (obr. 4.4.- 17.), v jehož středu leží maximum interference a po stranách se střídají symetricky tmavé a světlé proužky minim a maxim interference.

Obr. 4.4.- 17.

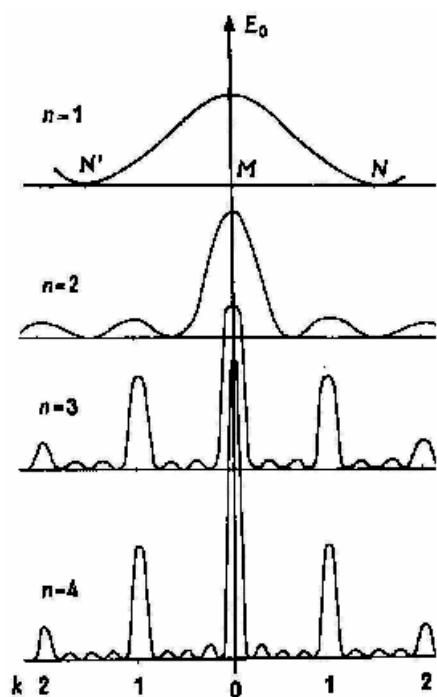
Lze odvodit, že **maximum interference** vzniká na St stínítku tam, kde platí podmínka pro dráhový rozdíl Δs

$$b \sin \alpha = 2k \frac{\lambda}{2} ; \text{ kde } k = 1, 2, \dots$$

4.4.- 7.

Tuto podmínku lze snadno odvodit z obr. 4.4.- 16.

$$\sin \alpha = \frac{\Delta s}{b} \wedge \Delta s = k \lambda .$$



Podle **počtu štěrbin** (podélných otvorů, příp. kruhových či obdélníkových otvorů) vznikají různé interferenčně ohybové obrazce.

Na obr. 4.4.- 18. vidíme **průběh osvětlení** E_0 (v závislosti na řádu: $k = 0, k = 1, k = 2$ a počtu štěrbin: $n = 1, n = 2, n = 3, n = 4$). Šířka maxim se zmenšuje, tj. maxima jsou ostřejší, a amplituda vlnění a tedy i osvětlení E_0 se v maximech výrazně zvyšuje.

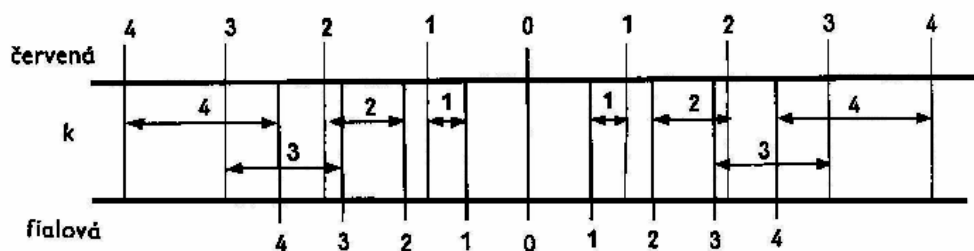
Obr. 4.4.- 18.

Optická mřížka je v podstatě soustava velkého počtu N štěrbin (v praktické optice nejčastěji vrypů) připadajících na jednotku délky, a to štěrbin (vrypů) v relativně malé vzájemné vzdálenosti b , kterou označujeme jako **mřížkovou konstantu (periodu)**. Podmínka pro vznik maxima interference na mřížce je analogická podmínce pro vznik maxima interference na dvojštěrbině

$$b \sin \alpha = 2k \frac{\lambda}{2} ; \text{ kde } b = \frac{1}{N} ; k = 1, 2, \dots$$

4.4.- 8.

Difrakce na optických mřížkách má velký význam ve **spektroskopii**. Při osvětlení mřížky bílým světlem vznikají maximum 0-tého řádu jako úzký bílý proužek uprostřed spektra a symetricky pak maxima vyšších řádů v podobě barevných proužků (obr. 4.4.- 19.).



Obr. 4.4.- 19.

K měření mřížkových spekter v osvětlení složenými zdroji světla se využívá pouze 1.řád (maxima vyšších řádů se sice zobrazují, ale vzájemně se překrývají a mají slabší intenzitu, takže jsou pro měření nepoužitelná). Např. na obr. 4.4.- 19. vidíme, že oba proužky 1.řádu jsou izolované, zatímco proužky 2.řádu se částečně překrývají s proužky 3.řádu a proužky 3.řádu se ještě ve větší míře překrývají s proužky 4.řádu.

Chceme-li rozlišit spektrální čáry blízkých vlnových délek, musí být šířky čar co nejužší. Mřížka tedy musí mít tzv. vysokou **rozlišovací schopnost** R . Ta se definuje jako podíl průměru $\lambda_{stř}$ vlnových délek dvou spektrálních čar, které lze ještě považovat za separované (oddělené) a diferenci jejich vlnových délek $\Delta\lambda$. Lze rovněž odvodit, že rozlišovací schopnost optické mřížky je lineárně závislá na řádu k a počtu vrypů N

$$R = \frac{\lambda_{stř}}{\Delta\lambda} \wedge R = k N. \quad 4.4.- 9.$$

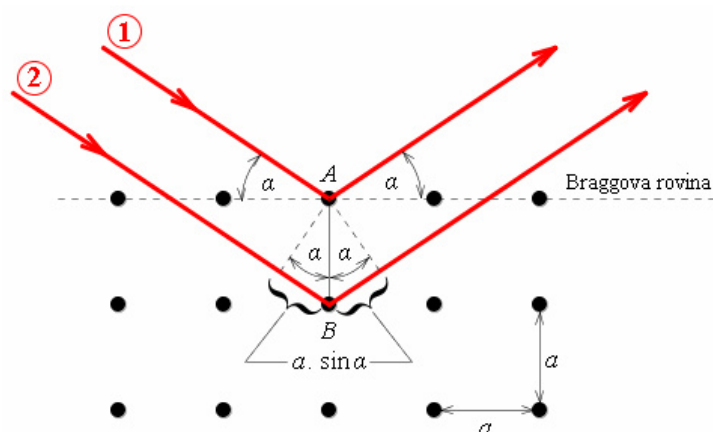
Difrakčních optických mřížek se nejčastěji **užívá** k určení vlnových délek, které vysílají různé neznámé zdroje světla (výbojky, hvězdy apod.). Zařízení, které k tomuto účelu slouží, se nazývá mřížkový spektroskop.

Max von Laue objevil, že difrakci můžeme pozorovat nejen na optické mřížce, ale i na prostorové **krystalové mřížce** s pravidelným uspořádáním atomů. Krystalové mřížky však osvětlovat např. přirozeným (bílým slunečním) zdrojem světla nemůžeme, protože vlnová délka světla je řádově mnohem větší (10^{-7}m) než průměry atomů. Průměry atomů jsou přibližně stejné jako je vlnová délka rentgenového záření (atomy měříme v angströmech, tj. 10^{-10}m), proto k osvětlování krystalových mřížek přichází prakticky v úvahu právě rentgenové záření.

Maximum intenzity při rentgenové difrakci vzniká obdobně jako maximum intenzity při difrakci světla, a to za podmínky vyjádřené **Braggovým zákonem**

$$a \sin \alpha = 2k \frac{\lambda}{2} ; \text{ kde } k = 1, 2, 3, \dots \quad 4.4.- 10.$$

Směry maxim odpovídají situaci, jakoby se paprsky rentgenového záření (na obr. 4.4.- 20. označeny červeně 1, 2) fiktivně odrážely na soustavě rovnoběžných krystalových rovin (Braggových rovin, na obr. označených čárkovaně), virtuálně proložených atomy krystalu. Mezirovinnou (meziatomární) vzdálenost pak označíme jako mřížkovou konstantu a . Dráhový rozdíl difrakujících a interferujících paprsků je na obr. zviditelněn intervalem $a \cdot \sin \alpha$.



Obr. 4.4.- 20.

Rentgenové difrakce se úspěšně **užívá** ke studiu rentgenových spekter a ke studiu struktury krystalů.



KO 4.4.- 9. Odlište Fresnelovy a Fraunhoferovy jevy z hlediska obecnosti zobrazení.

KO 4.4.- 10. Odlište Fresnelovy a Fraunhoferovy jevy z hlediska principu zobrazení kulovou a rovinnou plochou.

KO 4.4.- 11. Odlište Fresnelovy a Fraunhoferovy jevy z hlediska konečné a nekonečné vzdálenosti prvků soustavy.

KO 4.4.- 12. Odlište Fresnelovy a Fraunhoferovy jevy z hlediska uspořádání prvků soustavy, určete, kdy v soustavě používáme optické prvky – čočky a kdy nikoliv.

KO 4.4.- 13. Vymezte jednoznačně podmínky vzniku difrakčního jevu.

KO 4.4.- 14. Odlište případy čistě interferenčního, čistě difrakčního a ohybové interferenčního jevu.

KO 4.4.- 15. Nakreslete schéma chodu difraktujících a interferujících paprsků při ohybu na štěrbině a vyjádřete podmínku minima interference.

KO 4.4.- 16. Nakreslete schéma chodu difraktujících a interferujících paprsků při ohybu na dvojštěrbině a vyjádřete podmínku maxima interference.

KO 4.4.- 17. Dráhový rozdíl pro minimum interference při difrakci na jedné štěrbině odpovídá dráhovému rozdílu pro maximum interference na dvou a více štěrbinách. Proč?

KO 4.4.- 18. Nakreslete schéma chodu difraktujících a interferujících paprsků při difrakci na optické mřížce a vyjádřete podmínku maxima interference.

KO 4.4.- 19. Nakreslete schéma chodu difraktujících a interferujících paprsků při ohybu na prostorové mřížce a vyjádřete podmínku maxima interference.

KO 4.4.- 20. Proč k difrakci na krystalových mřížkách volíme právě rentgenové záření?

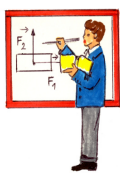
KO 4.4.- 21. Srovnajte ohybové interferenční obrazce pro mřížku s větším a menším počtem vrypů na jednotku délky, případně záznam osvětlení v závislosti na počtu vrypů.

KO 4.4.- 22. Definujte mřížkovou konstantu optické mřížky a porovnejte ji s mřížkovou konstantou prostorové mřížky.

KO 4.4.- 23. Jaké mřížkové ohybové interferenční obrazce pozorujeme a jaké řády mřížkových spekter skutečně měříme?

KO 4.4.- 24. Definujte rozlišovací schopnost optické mřížky a její význam v praktické fyzice.

KO 4.4.- 25. Jaký význam má difrakce na optických a krystalových mřížkách v technické praxi?



Na promítací stěně vzdálené 5m od clony se dvěma štěrbinami vznikly interferenční proužky o rozteči 3mm. Vypočítejte, jaká je vlnová délka světla použitého pro osvětlení clony, jsou-li středy štěrbin od sebe vzdáleny 1mm.

Provedeme zkrácený zápis zadání úlohy

$$d = 5\text{m}; b = 0,001\text{m}; x = 0,003\text{m}; k = 1$$

$$\lambda = ?$$

Vyjdeme z podmínky maxima interference pro dráhový rozdíl δ ohybu světla na dvou štěrbinách, přičemž pro 1.řád maxima uvažujeme $k = 1$

$$b \sin \alpha = k \lambda .$$

Dále předpokládáme úhel ohybu α tak malý, že jeho sinus v optice považujeme přibližně roven funkci tangens

$$\sin \alpha \cong \tan \alpha = \frac{x}{d} .$$

Skloubením obou vztahů odvodíme vztah pro vlnovou délku světla obecně a poté ji řešíme i numericky

$$\lambda = \frac{b x}{d k} \Rightarrow \lambda = 6 \cdot 10^{-7} \text{ m} .$$



U 4.4.- 4. Vypočítejte vlnovou délku světla z ohybu na štěrbině šířky $a = 0,5\text{mm}$, jestliže difrakční obrazec pozorujeme na stínítku ve vzdálenosti $D = 3\text{m}$ od štěrbin a prvá maxima dané barvy ($k = 1$) jsou od sebe vzdálena $2x = 4,9\text{mm}$. Z MFCh tabulek určete, o jakou barvu světla se jedná.



U 4.4.- 5. Na štěrbinu o šířce $d = 0,5\text{mm}$ dopadá červené světlo vlnové délky $\lambda = 700\text{nm}$ kolmo. Na stínítku vzdáleném $D = 2,5\text{m}$ od štěrbin najděte vzdálenost 1. tmavého pruhu od středu obrazu štěrbin.



Určete nejvyšší řád spektra, ve kterém je ještě možno pozorovat červenou čáru vlnové délky 700nm pomocí optické mřížky, která má 300 vrypů na 1 mm.

Napišeme zkrácené, matematizované zadání úlohy a vyjádříme hodnotu mřížkové konstanty b

$$\lambda = 7 \cdot 10^{-7} \text{ m} ; b = \frac{0,001}{300} \text{ m}$$

$$k = ?$$

Srovnáme dráhový rozdíl s podmínkou pro vznik interferenčního maxima

$$b \sin \alpha = k \lambda.$$

Funkční hodnota sinu úhlu ohybu je omezena

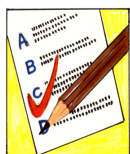
$$\sin \alpha \leq 1,$$

takže řád spektra (je celočíselný) může být maximálně $k = 4$

$$k \leq \frac{b}{\lambda} \Rightarrow k = 4,76 \Rightarrow k \leq 4.$$



U 4.4.- 6. Pomocí Braggovy rovnice určete d mřížkovou konstantu KCl. Odraz 2.řádu rentgenového záření ($k = 2$) čáry K_2 železa ($\lambda = 0,193\text{nm}$) je pozorován při úhlu $\alpha = 18^\circ 30'$.



TO 4.4.- 13. Uvažujte Youngův pokus pro interferenčně ohybový jev na dvojštěrbíně (obr.

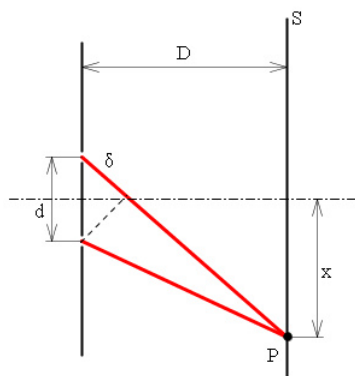
4.4.- 21.). V bodě P bude pozorováno maximum v případě, že dráhový rozdíl bude

a) $\delta = 2 m \lambda/2$; kde m je přirozené číslo;

b) $\delta = 2(m - 1) \lambda/2$;

c) $\delta = (2m - 1) \lambda/2$;

d) $\delta = (2m + 1) \lambda/2$.



Obr. 4.4.- 21.

TO 4.4.- 14. Uvažujeme Youngův pokus pro interferenčně ohybový jev na dvojštěrbíně (obr. 4.4.- 21.). V bodě P bude pozorováno minimum v případě, že dráhový rozdíl bude

a) $\delta = 2 m \lambda/2$;

b) $\delta = 2(m - 1) \lambda/2$;

c) $\delta = (2m - 1) \lambda/2$,

d) $\delta = 2(m + 1) \lambda/2$.

viz obr. 4.4.- 21.

TO 4.4.- 15. Obrazec, který pozorujeme při zobrazení světelného svazku úzkou štěrbinou je důsledkem

- a) interferenčního jevu;
- b) interferenčně ohybového jevu;
- c) ohybového jevu;
- d) polarizace.

TO 4.4.- 16. Necht' je při Youngově pokusu a vzdálenost mezi středy štěrbin, D vzdálenost štěrbin od stínítka, d vzdálenost mezi světelnými proužky na stínítku. Pro vlnovou délku platí

a) $\lambda = \frac{d}{D a}$;

b) $\lambda = \frac{D}{a d}$;

c) $\lambda = \frac{a d}{D}$;

d) $\lambda = \frac{a}{D d}$.

TO 4.4.- 17. Jak se změní interferenční obrazec na stínítku postaveném proti desce se dvěma rovnoběžnými štěrbinami, osvětlenými žlutým koherentním světlem, jestliže se zvětší vzdálenost mezi štěrbinami (přičemž šířka štěrbin se nezmění)?

- a) interferenční obrazec na stínítku se nezmění;
- b) vzdálenost mezi proužky na stínítku se zmenší;
- c) vzdálenost mezi proužky na stínítku se zvětší;
- d) jestliže vzdálenost mezi štěrbinami bude větší než vlnová délka žlutého světla, interferenční obrazec zanikne.

TO 4.4.- 18. Optická mřížka má 300 vrypů na 1mm. Určete její mřížkovou konstantu

- a) 0,001/300;
- b) 1/300;
- c) 300/0,001;
- d) 300.

TO 4.4.- 19. V mřížkové spektroskopii se k přesnému měření složeného světla používá

spektrum

- a) celé, pokud je dobře pozorovatelné;
- b) pouze pro 1.řád, protože se vyšší řády překrývají;
- c) pouze pro 0.řád, protože se vyšší řády překrývají;
- d) pro vyšší než 1.řád.

TO 4.4.- 20. Kterou fyzikální veličinu lze určit pomocí difrakční mřížky?

- a) index lomu skla pro světlo libovolné barvy;
- b) vlnovou délku světla libovolné barvy;
- c) rychlost světla ve skle;
- d) disperzi skla.

TO 4.4.- 21. Na difrakční mřížku o mřížkové konstantě b dopadá kolmo svazek monofrekvenčního laserového světla o vlnové délce λ . Je-li $b < \lambda$, pak na stínítku rovnoběžném s mřížkou dostaneme

- a) jen nulový řád difrakčního obrazce;
- b) nulový a první řád difrakčního obrazce;
- c) několik řádů difrakčního obrazce v závislosti na podílu $\frac{b}{\lambda}$;
- d) rovnoměrné osvětlení.

TO 4.4.- 22. Které veličiny musíme změřit, abychom pomocí difrakční mřížky určili neznámou vlnovou délku monofrekvenčního vlnění?

- a) mřížkovou konstantu a vzdálenost mřížky od stínítka;
- b) šířku štěrbin, vzdálenost mřížky od stínítka a vzdálenost mezi jednotlivými maximy;
- c) mřížkovou konstantu, vzdálenost mřížky od stínítka a vzdálenost jednoho maxima od středního maxima;
- d) mřížkovou konstantu, šířku štěrbin, index lomu světla ve skle a vzdálenost mřížky od stínítka.

TO 4.4.- 23. Na difrakční mřížku dopadá kolmo rovnoběžný svazek monofrekvenčního světla. Sinus úhlu odchylky maxima prvního řádu difrakčního obrazce je 0,25. Pod jakým úhlem se odchýlí maximum druhého řádu difrakčního obrazce?

- a) 60° ;
- b) 50° ;

- c) 45^0 ;
- d) 30^0 .

TO 4.4.- 24. Uspořádejte správně na optické lavici prvky: zdroj světla (např. rtuťová výbojka) Z, optická mřížka M, stínítko St, kolimátor K a spojná čočka Č.

- a) Z, K, Č, M, St;
- b) Z, K, M, Č, St;
- c) Z, Č, M, K, St;
- d) jinak.

TO 4.4.- 25. V jaké vzdálenosti od stínítka umístíte čočku, aby příslušný obrazec byl co nejostřejší:

- a) v dvojnásobné ohniskové vzdálenosti;
- b) v poloviční ohniskové vzdálenosti;
- c) v ohniskové vzdálenosti;
- d) nelze předem určit.

4.4.3 Polarizace elektromagnetické vlny

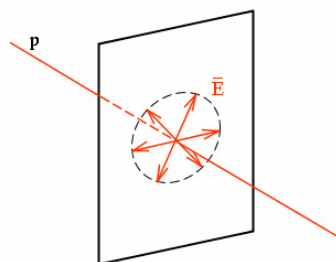


1. Umět definovat vlastnosti nepolarizovaného světla, světla lineárně polarizovaného a elipticky polarizovaného.
2. Umět definovat vlastnosti úplně a částečně polarizovaného světla.
3. Popsat jev (experiment) polarizace odrazem.
4. Popsat jev (experiment) polarizace lomem.
5. Popsat jev (experiment) polarizace dvojlomem.
6. Vysvětlit složení a funkci polaroidu.
7. Znat příklady využití polarizačního jevu v praxi.



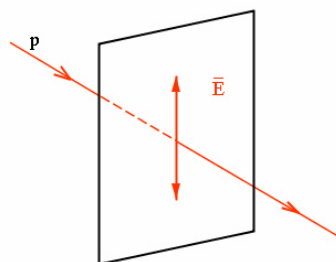
Historický Malusův experiment polarizace světla prokázal, že světlo je vlnění příčné. Podélné vlnění ať už mechanické či elektromagnetické polarizovat nelze. Jestliže je tedy světlo elektromagnetické vlnění **příčné**, znamená to, že vektor intenzity E vždy kmitá v rovině kolmé na směr šíření vlnění p .

Přirozené (bílé sluneční) světlo, anebo světlo umělých světelných zdrojů (žárovky, výbojky) je **nepolarizované**. Směr vektoru E je sice stále kolmý ke směru šíření světla p , ale jeho směr (v příslušné rovině kolmé k p) se neustále a chaoticky mění (obr. 4.4.-22.).



Obr. 4.4.- 22.

Lineárně polarizované světlo je takové světlo, jehož vektor intenzity E kmitá stále v jedné rovině (obr. 4.4.- 23.). Např. elektromagnetické vlny, které vysílají televizní stanice, mají všechny tutéž polarizaci.

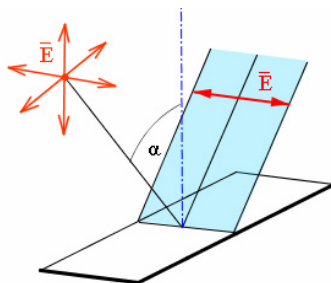


Obr. 4.4.- 23.

Polarizaci světla přímo očima nerozpoznáme, ale např. včely se orientují v denním čase vnímáním změn polarizace denního světla.

Světlo umíme uměle polarizovat odrazem, lomem, dvojlomem a v technické praxi nejčastěji pomocí polaroidů.

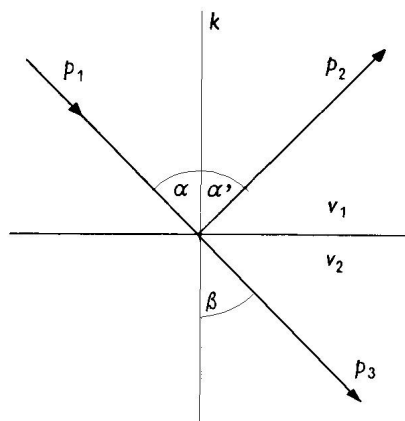
Polarizaci odrazem realizujeme tak, že na desku z vhodného polarizačního materiálu (skla či jiného materiálu, např. homogenního izotropního dielektrika) necháme dopadat pod úhlem α nepolarizované světlo. Nepolarizované světlo se polarizuje vlivem odrazu od dielektrika tak, že v odraženém světle vektor E kmitá kolmo k rovině dopadu a rovnoběžně s rovinou rozhraní (obr. 4.4.- 24.). Polarizace však není pro **libovolný úhel** α úplná, nazýváme ji **částečnou polarizací**.



Obr. 4.4.- 24.

Úplně polarizovat můžeme **odražené světlo** (v rovině kolmé k rovině dopadu) pod **úhlem Brewsterovým** α . Dopadající paprsek p_1 pod úhlem α (k je kolmice dopadu) se odráží jako

p_2 pod úhlem α' a současně se lomí jako p_3 pod úhlem β (např. ve skle o indexu lomu n') tak, že právě $p_2 \perp p_3$ (obr. 4.4.- 25.).



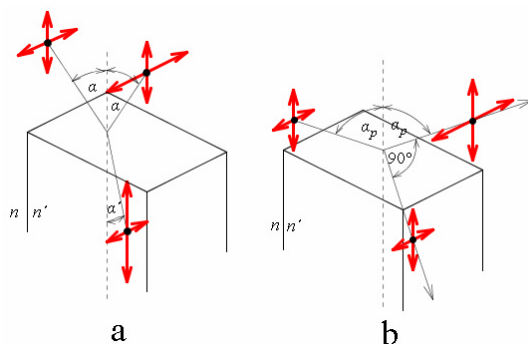
Obr. 4.4.- 25.

Pomocí Snellova zákona lomu pak můžeme odvodit, že Brewsterův úhel závisí na poměru indexů lomu obou prostředí

$$1 \cdot \sin \alpha = n \cdot \sin(90^\circ - \alpha) \Rightarrow$$

$$n \sin \alpha = n' \sin \beta ; \alpha + \beta = 90^\circ ; n \sin \alpha = n' \cos \alpha \Rightarrow \operatorname{tg} \alpha = \frac{n'}{n} \Rightarrow \alpha = \operatorname{arctg} \frac{n'}{n} \quad 4.4.- 11.$$

Lomené světlo je však vždy polarizované pouze **částečně**, a to v rovině dopadu, (obr. 4.4.- 26.), ať už světlo dopadá pod libovolným úhlem α - ad obr.a), anebo pod úhlem Brewsterovým α_p - ad obr b). Vektor E polarizovaného světla kmitá rovnoběžně s rovinou dopadu. Stupeň polarizace lomem dokážeme navýšit opakovaným lomem při průchodu světla soustavou destiček z vhodného dielektrického materiálu.

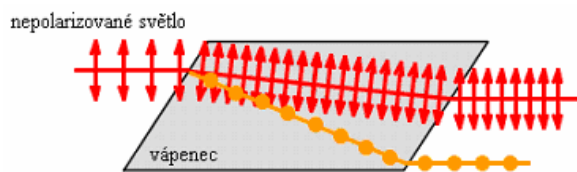


Obr. 4.4.- 26.

Nevýhodou polarizace odrazem pod Brewsterovým úhlem je malá intenzita polarizovaného světla. Lomem přes soustavu skleněných destiček můžeme zase docílit pouze částečné polarizace světla. Proto bylo zkonstruováno mnoho typů **polaroidů**, které využívají na výrobu lineárně polarizovaného světla **dvojlomu**.

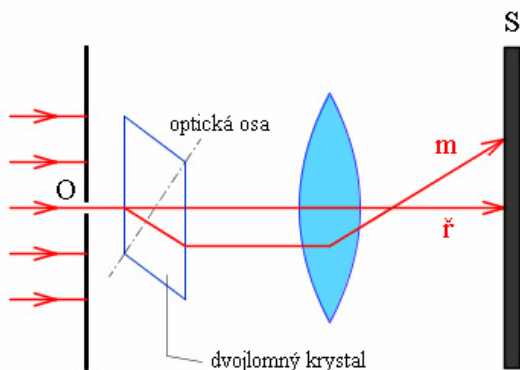
Opticky izotropní látky se vyznačují tím, že rychlost světla v těchto látkách je ve všech směrech stejná (např. plyny, kapaliny, krystaly krychlové soustavy). Existují však krystaly (všech ostatních soustav), které jsou opticky **anizotropní**. Světlo se jimi nešíří všemi směry stejně rychle a kromě toho u nich dochází právě k **dvojlomu**. Dopadá-li přirozené, tedy

nepolarizované světlo na stěnu dvojlomného krystalu (např. vápenec), rozdělí se na dva paprsky (obr. 4.4.- 27.).



Obr. 4.4.- 27.

Nechť kruhovým otvorem O dopadá kolmo nepolarizované světlo na dvojlomný krystal (obr. 4.4.- 28.). Tzv. **řádny paprsek** $\check{r}$ se chová podle Snellova zákona a vychází v nezměněném směru z krystalu. Tzv. **mimořádný paprsek** m se odchyluje od kolmice a láme se v rovině proložené dopadajícím paprskem a tzv. hlavní osou krystalu (tato rovina se nazývá hlavní řez). Oba paprsky jsou **úplně lineárně polarizovány**, vektory intenzity však kmitají v rovinách navzájem **kolmých**. Řádný paprsek se řídí Snellovým zákonem i při šikmém dopadu, avšak mimořádný paprsek z této roviny vybočuje. Spojná čočka pak světelné paprsky koncentruje na stínítko S, promítací stěnu, kde vidíme dvě relativně blízké světelné stopy.



Obr. 4.4.- 28.

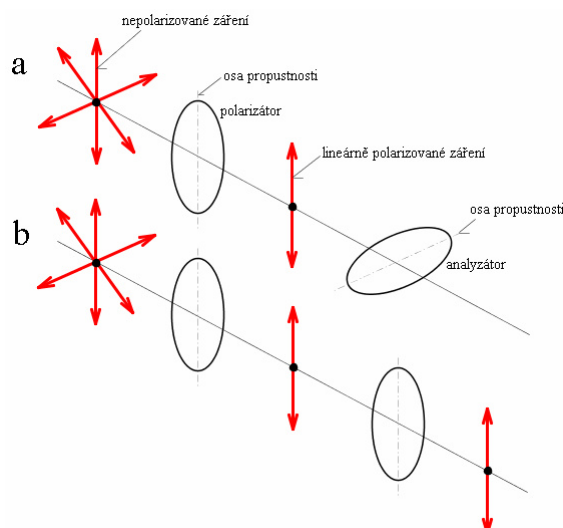
Dva paprsky, které jsou polarizované v navzájem kolmých rovinách spolu nemohou interferovat. Jestliže však mají stejné frekvence a konstantní fázový rozdíl, vzniká světlo, které má určité význačné vlastnosti. Toto světlo se nazývá **elipticky polarizované**.

K polarizaci světla se v technické praxi nejčastěji užívají speciální **polarizační filtry** – **polaroidy**. Polaroid je v podstatě vrstvou ze speciálního plastického materiálu, ve kterém jsou rozptýleny mikroskopické krystalky dvojlomného herapatitu tak, že osy krystalků jsou navzájem rovnoběžné (herapatit je chemicky viděno dvojlomnou směsí síranu chininu, kyseliny sírové, jodovodíkové a jódu; popř. může jít i o jiné dlouhé molekuly).

Každému filtru lze přisoudit směr polarizace, podél kterého bude procházet složka intenzity elektrického pole. Složka intenzity elektrického pole rovnoběžná se směrem polarizace prochází polarizačním filtrem, složka k ní kolmá je zcela pohlcena. Takže světlo vycházející z filtru bude mít pouze složku rovnoběžnou se směrem polarizace filtru, bude tedy v tomto a v žádném jiném směru polarizováno. Takové filtry máme k dispozici dva, jeden slouží jako **polarizátor** a druhý jako **analyzátor**. Roviny obou filtrů jsou rovnoběžné.

Paprsek nepolarizovaného světla (obr. 4.4.- 29.) vchází do polarizátoru a mění se v lineárně polarizované světlo, které vchází do analyzátoru. Pokud jsou spolu osy krystalků herapatitu v polarizátoru i v analyzátoru rovnoběžné – tj. osy propustnosti jsou rovnoběžné – obr. ad b),

vidíme úplně polarizované světlo jako procházející v určité maximální intenzitě. Když rovinu filtru analyzátoru vůči rovině filtru polarizátoru stočíme o 90° – osy propustnosti budou kolmé – obr. ad a), světlo filtrem analyzátoru neprojde. Jaká část světla projde tedy bude záležet na úhlu mezi směrem polarizace světla a směrem polarizace analyzátoru. Prakticky se pozorování při průběžném stáčení roviny analyzátoru projevuje tak, že světlo střídavě prochází a neprochází - plocha analyzátoru se průběžně zjasňuje a tmavne.



Obr. 4.4.- 29.

Praktické využití polarizace je značné. Polarizačních filtrů se užívá ke tlumení nežádoucích světél, ke zmírnění nepříjemných odlesků při fotografování apod. Dále lze na základě polarizačního jevu zkoumat opticky aktivní látky, zjišťovat koncentraci cukrů, bílkovin, olejů a jiných látek v roztoku. Ve fotoelasticitě lze zviditelnovat rozložení mechanických napětí v rovinných modelech z průhledných hmot (v dostatečně tenkých destičkách bez vlastního pnutí). Stav rovinné napjatosti se určuje při určitém zatížení z průběhu světelných obrazců, které vzniknou interferencí rovnoběžného polarizovaného světla, kterým se model prosvětluje.



KO 4.4.- 26. Proč nelze polarizovat podélné vlnění?

KO 4.4.- 27. Odlište vlastnosti nepolarizovaného a lineárně polarizovaného světla, uveďte příklady.

KO 4.4.- 28. Jak se můžeme prakticky přesvědčit, že je světlo polarizované?

KO 4.4.- 29. Odlište podmínky pro vznik úplně a částečně polarizovaného světla.

KO 4.4.- 30. Odvoďte Brewsterův polarizační úhel.

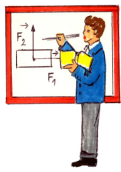
KO 4.4.- 31. Proč se v optické praxi upřednostňuje dvojlom před polarizací odrazem a lomem?

KO 4.4.- 32. Pomocí obrázku vysvětlíte chod světla anizotropním krystalem a odlište vlastnosti paprsku řádného a mimořádného.

KO 4.4.- 33. Odlište vlastnosti lineárně a elipticky polarizovaného světla.

KO 4.4.- 34. Pomocí obrázku vysvětlíte složení a funkci polaroidu.

KO 4.4.- 35. Vyjmenujte některé z příkladů praktického využití polarizačního jevu.

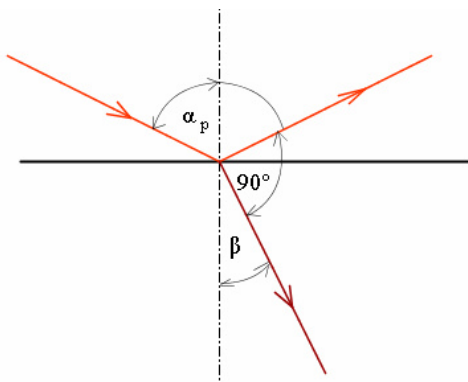


Pod jakým úhlem má dopadnout světelný paprsek na skleněnou desku s indexem lomu 1,732; aby odražený a lomený paprsek byly navzájem kolmé?

Provedeme zkrácený zápis zadání úlohy podle obrázku

$$n = 1,732 ; \alpha + \beta + 90^\circ = 180^\circ$$

$$\alpha_p = ?$$



Obr. 4.4.- 30.

Úlohu řešíme pomocí Snellova zákona lomu

$$n \sin \alpha_p = n' \sin \beta,$$

přičemž za úhel β dosadíme vztah pro přímý úhel (podle zadání úlohy a podle obrázku)

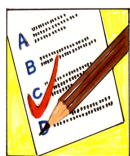
$$\alpha + \beta + 90^\circ = 180^\circ \Rightarrow \beta = 90^\circ - \alpha .$$

Tzv. Brewsterův úhel, při kterém za určitých materiálových podmínek může dojít k polarizaci světla vyhodnotíme obecně i číselně

$$\alpha = \arctg n' \Rightarrow \alpha = 60^\circ .$$



U 4.4.- 7. Na planparalelní skleněnou destičku dopadá světelný paprsek ze vzduchu pod takovým úhlem, že do vzduchu odražený paprsek je úplně polarizovaný. Dokažte, že je úplně polarizovaný i paprsek, který se láme v destičce a poté se odráží na spodním rovinném rozhraní do skla.



TO 4.4.- 26. Světelný paprsek dopadající na povrch skleněné desky pod úhlem 60° se v důsledku odrazu úplně polarizuje. Index lomu skla, z něhož je deska vyrobena, je

a) 1,5;

b) $\sqrt{3}$;

c) $\frac{\sqrt{3}}{2}$;

d) $\frac{\sqrt{2}}{2}$.

TO 4.4.- 27. Ze svazku nepolarizovaného světla, který dopadá na dokonalý polaroid, se v něm absorbuje přibližně

- a) 90%;
- b) 50%;
- c) 100%;
- d) 0%.

TO 4.4.- 28. Odražené světlo je úplně polarizované, když úhel dopadu na rozhraní dvou průsvitných prostředí je

- a) menší než mezní úhel;
- b) větší než mezní úhel;
- c) rovný meznímu úhlu;
- d) takový, že odražený a lomený paprsek spolu svírají pravý úhel.

TO 4.4.- 29. Dopadá-li paprsek monofrekvenčního světla na rozhraní průsvitného prostředí pod Brewsterovým úhlem, pak platí, že

- a) odražený paprsek je částečně polarizovaný;
- b) lomený paprsek je úplně polarizovaný;
- c) lomený a odražený paprsek je úplně polarizovaný;
- d) lomený paprsek je částečně polarizovaný a odražený paprsek je úplně polarizovaný.

TO 4.4.- 30. Pomocí kterého z níže uvedených jevů lze zjistit, zda zkoumané vlnění je příčné?

- a) interference;
- b) difrakce;
- c) rozkladu hranolem;
- d) žádného z těchto jevů.

TO 4.4.- 31. Polarizovat lze vlnu

- a) elektromagnetickou příčnou;
- b) elektromagnetickou podélnou;
- c) mechanickou vlnu příčnou;
- d) mechanickou vlnu podélnou.

4.4.4. Holografie



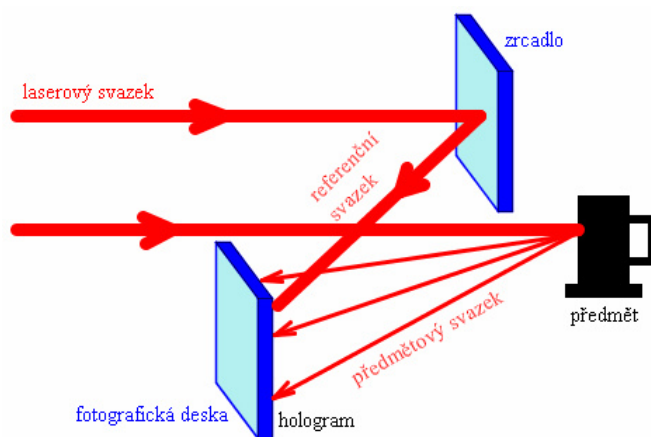
1. Vysvětlit princip holografického zobrazování ve srovnání s principem fotografování.
2. Popsat pomocí schémat fáze vytvoření a rekonstrukce hologramu.
3. Odlišit vlastnosti fotografie a hologramu.
4. Znat využití holografie.



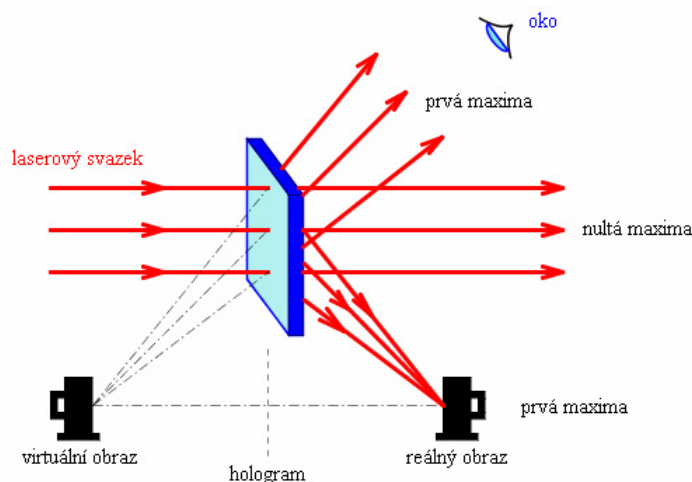
Princip holografie spočívá na základě elektromagnetické teorie rozptylu, difrakce a polarizace světla, ale její základní vlastnosti lze objasnit pomocí jevů interference a difrakce světla.

Jde v principu o další, náročnější metodu zobrazování předmětu. Klasická fotografie poskytuje obraz předmětu bezprostředně, přímo, zatímco holografie je „dvoufázová“. Nejprve se zaregistruje světelná vlna, která nese informaci o předmětu. Potom se tato zaregistrovaná světelná vlna obnoví a můžeme pozorovat obraz předmětu. Složitost postupu zobrazování je vykompenzována kvalitou zobrazení. Zatímco fotografie zaznamenává jen amplitudovou informaci a fázová informace o světelné vlně se ztrácí, holografie současně zaznamenává informace obě. Tato **úplná informace o světelné vlně** pak umožňuje pozorovat **trojrozměrný obraz** předmětu.

Obr. 4.4.- 31. znázorňuje první fázi **holografického záznamu**. Laserové světlo současně osvětluje rovinné zrcadlo a předmět. Světlo se od zrcadla odráží jako referenční (srovnávací) svazek a od předmětu jako svazek předmětový. Laserové světlo se na předmětu rozptýlí, zaznamená informaci o předmětu a šíří se dál do prostoru podle Huygensova-Fresnelova principu. Oba svazky dopadají na emulzi fotografické desky a vytvářejí hologram – interferenční obrazec jako informaci o světelném poli.



Obr. 4.4.- 31.



Obr. 4.4.- 32.

Obr. 4.4.- 32. znázorňuje druhou fázi **holografické rekonstrukce**. Pomocí hologramu a laserového zdroje světla získáváme to světelné pole, které bylo příčinou vzniku hologramu. Oko pozoruje virtuální obraz za hologramem, reálný obraz lze zachytit na stínítku.

Hologram je s fotografií nesrovnatelný. Pouhým pozorováním nezjistíme, jakou informaci obsahuje, protože i např. při pozorování mikroskopem vidíme jen soustavu interferenčních proužků. Jestliže při expozici osvětlujeme předmět difuzně, tj. položíme mu do cesty matnou desku, pak jakoukoliv část hologramu můžeme plně zrekonstruovat obraz celého předmětu. Podle Huygensova-Fresnelova principu je totiž výsledné osvětlení na kterémkoliv místě hologramu určené superpozicí vlnění vycházejících ze všech bodů osvětleného předmětu. Jestliže je předmět trojrozměrný, pak je při rekonstrukci obraz nejen prostorový jako např. při stereofotografii. Pokud při pozorování virtuálního obrazu pohneme hlavou, anebo otočíme hologramem, změní se perspektiva! Předmět můžeme pozorovat i z bočních stran. Kdybychom např. pozorovali dva předměty v zákrytu, změnou polohy hlavy bychom mohli uvidět i předmět, který nám původně zůstal skryt.

Praktické využití holografie je značné, neomezuje se jen na kvalitnější zobrazování. Jde o holografickou mikroskopii (až s milionovým zvětšením při zobrazování rentgenovými paprsky), o holografickou defektoskopii, o zviditelnění předmětů v neprůhledných kapalinách při zobrazování ultrazvukovými vlnami, o pomocnou metodu při měření vibrací.



KO 4.4.- 36. Porovnejte princip klasické fotografie a holografie z hlediska dvojrozměrného a trojrozměrného zobrazování.

KO 4.4.- 37. Jak se zaznamenává fázová a amplitudová informace o světelné vlně ve fotografii a jak v holografii?

KO 4.4.- 38. Porovnejte princip klasické fotografie a holografie z hlediska jednofázového a dvojfázového záznamu.

KO 4.4.- 39. Lze realizovat holografii i jiným než pouze laserovým zdrojem?

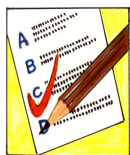
KO 4.4.- 40. Nakreslete schéma a vysvětlete 1. fázi vytvoření holografického záznamu.

KO 4.4.- 41. Nakreslete schéma a vysvětlete 2. fázi rekonstrukce holografického záznamu.

KO 4.4.- 42. Popište výlučné vlastnosti hologramu jako interferenčního obrazce poskytujícího informaci o světelném poli.

KO 4.4.- 43. Proč nemůžeme pozorovat hologram pouhým okem v bílém světle jako fotografii?

KO 4.4.- 44. Vyjmenujte některé z příkladů praktického využití holografie.



TO 4.4. – 32. Holografický záznam poskytuje trojrozměrný záznam předmětu, protože

uchovává

- a) amplitudovou informaci o světelné vlně;
- b) časovou a fázovou informaci o světelné vlně;
- c) amplitudovou a fázovou informaci o světelné vlně;
- d) fázovou a směrovou informaci o světelné vlně.

TO 4.4. – 33. Při holografickém záznamu laserový svazek dopadá současně na

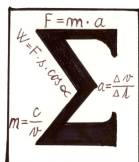
- a) na rovinné zrcadlo a fotografickou desku;
- b) na rovinné zrcadlo a předmět;
- c) na fotografickou desku a předmět;
- d) na fotografickou desku a hologram.

TO 4.4. – 34. Při holografické rekonstrukci osvětlujeme laserovým svazkem hologram a pozorujeme

- a) virtuální obraz předmětu za hologramem;
- b) reálný obraz předmětu na stínítku;
- c) virtuální obraz předmětu před hologramem;
- d) reálný obraz předmětu za hologramem.

TO 4.4. – 35. Hologram se od fotografie významně liší tím, že

- a) poskytuje prostorový obraz trojrozměrného předmětu;
- b) umožňuje zobrazení celého předmětu svou jakoukoliv částí;
- c) umožňuje zobrazení celého předmětu i v případě změny perspektivy pohledu;
- d) umožňuje zobrazení celého předmětu v bílém světle.



- Optická dráha

$$\Delta l = n d ;$$

- Vztah mezi dráhovým a fázovým rozdílem

$$\frac{\Delta \varphi}{2\pi} = \frac{\Delta l}{\lambda} ;$$

- Podmínka maxima a minima pro interferenci kolmo dopadajícího a odraženého světla

$$2nd + \frac{\lambda}{2} = 2k \frac{\lambda}{2} ; 2nd + \frac{\lambda}{2} = (2k-1) \frac{\lambda}{2} ;$$

- Podmínka maxima a minima pro interferenci kolmo dopadajícího a procházejícího světla

$$2nd = 2k \frac{\lambda}{2} ; 2nd = (2k-1) \frac{\lambda}{2} ;$$

- Odvození poloměru Newtonových kroužků

$$2nd + \frac{\lambda}{2} = 2k \frac{\lambda}{2} ; k = 1, 2, \dots \wedge r^2 = d(2R - d) \Rightarrow r = \sqrt{\frac{\lambda R}{2n}} (2k-1) ;$$

- Podmínka interferenčního minima řádu k pro štěrbinu

$$a \sin \alpha = 2k \frac{\lambda}{2} ; \text{ kde } k = 1, 2, \dots ;$$

- Podmínka interferenčního maxima řádu k pro dvojštěrbinu

$$b \sin \alpha = 2k \frac{\lambda}{2} ; \text{ kde } k = 1, 2, \dots ;$$

- Podmínka interferenčního maxima řádu k pro optickou mřížku

$$b \sin \alpha = 2k \frac{\lambda}{2} ; \text{ kde } b = \frac{1}{N} ; k = 1, 2, \dots ;$$

- Braggova podmínka interferenčního maxima řádu k pro krystalovou mřížku

$$a \sin \alpha = 2k \frac{\lambda}{2} ; \text{ kde } k = 1, 2, 3, \dots ;$$

- Rozlišovací schopnost mřížky

$$R = \frac{\lambda_{stř}}{\Delta \lambda} \wedge R = k N ;$$

- Odvození Brewsterova polarizačního úhlu

$$n \sin \alpha = n' \sin \beta ; \alpha + \beta = 90^\circ ; n \sin \alpha = n' \cos \alpha \Rightarrow \operatorname{tg} \alpha = \frac{n'}{n} \Rightarrow \alpha = \operatorname{arctg} \frac{n'}{n} ;$$

- Princip holografického zobrazování

1. fáze holografie:

předmět $\rightarrow$ světelné vlnění rozptýlené na předmětu $\rightarrow$ hologram;

2. fáze holografie:

hologram $\rightarrow$ obnovené světelné vlnění $\rightarrow$ 3D obraz předmětu.

Klíč



U 4.4.- 1. 400nm

U 4.4.- 2 O maximum nejde, protože $k = 1,5$ není celé číslo. Jde o minimum, kde vychází řád $k = 1$ jako celočíselný.

$$\text{U 4.4.- 3. } \Delta r = r_4 - r_3 = (\sqrt{7} - \sqrt{5}) \sqrt{\frac{R}{n} \cdot \frac{\lambda}{2}} = 0,19 \text{ mm}$$

$$\text{U 4.4.- 4. } \lambda = \frac{a}{k} \sin \left(\arctg \frac{x}{D} \right) = 408 \text{ nm; jde o fialovou barvu}$$

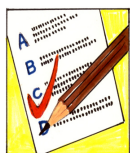
$$\text{U 4.4.- 5. } x = D \cdot \tg \left(\arcsin \frac{\lambda}{d} \right) = 3,8 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

$$\text{U 4.4.- 6. } 2d \sin \alpha = k \lambda \Rightarrow d = 6,23 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

U 4.4.- 7. Absolutní index lomu vzduchu je n_1 a materiálu destičky n_2 . Od horního rozhraní se odráží paprsek pod úhlem α a od dolního rozhraní se odráží pod úhlem β . Podmínka pro to, aby byl odražený paprsek úplně polarizovaný, je dána Brewsterovým úhlem

$$\tg \alpha = \frac{n_2}{n_1} \wedge \tg \beta = \frac{n_1}{n_2} \wedge \alpha + \beta = 90^\circ \Rightarrow$$

$$\frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} = \frac{n_2}{n_1} \wedge \frac{\cos(90^\circ - \alpha)}{\sin(90^\circ - \alpha)} = \frac{n_2}{n_1} \Rightarrow \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} \text{ c.b.d.}$$



TO 4.4.- 1. a)

TO 4.4.- 2. a), b)

TO 4.4.- 3. a), c), d)

TO 4.4.- 4. a)

TO 4.4.- 5. a)

TO 4.4.- 6. a)

TO 4.4.- 7. a)

TO 4.4.- 8. b)

TO 4.4.- 9. a)

TO 4.4.- 10. a)

TO 4.4.- 11. d)
TO 4.4.- 12. c)
TO 4.4.- 13. a)
TO 4.4.- 14. c)
TO 4.4.- 15. b)
TO 4.4.- 16. c)
TO 4.4.- 17. b)
TO 4.4.- 18. a)
TO 4.4.- 19. b)
TO 4.4.- 20. b)
TO 4.4.- 21. a)
TO 4.4.- 22. c)
TO 4.4.- 23. d)
TO 4.4.- 24. b)
TO 4.4.- 25. c)
TO 4.4.- 26. b)
TO 4.4.- 27. b)
TO 4.4.- 28. d)
TO 4.4.- 29. d)
TO 4.4.- 30. d)
TO 4.4.- 31. a), c)
TO 4.4.- 32. c)
TO 4.4.- 33. b)
TO 4.4.- 34. a), b)
TO 4.4.- 35. a), b), c)