

27 FYZIKÁLNÍ OPTIKA

Interference

Ohyb

Polarizace

Do fyzikální optiky zahrnujeme ty jevy, které vznikají v souvislosti se světlem, v kterých se zjevně projevuje jeho vlnová podstata. Jde především o jev interference, ohybu a polarizace. Je nutno však hned na tomto místě zdůraznit, že uvedené jevy nejsou nikterak omezeny na viditelný obor elektromagnetického záření (světlo), ale že je možno je pozorovat i v ostatních oborech elektromagnetického záření.

27.1 Interference

Světlo je elektromagnetické vlnění a jelikož s jevem interference vlnění jsme se již seznámili (článek 24.2), zdálo by se, že není potřebné se interferencí světla zvlášť zabývat. Podmínky vzniku interference jsou skutečně stejné a jsou vyjádřeny větou 24.6. Velmi malá vlnová délka světla a skutečnost, že při interferenci prochází světlo různými prostředími způsobují, že tento jev pozorovaný u světla má některé specifické rysy (věty 27.1 až 27.4).

27.1

Požadavek koherence dvou interferujících paprsků (tj. časová nezávislost jejich fázového rozdílu a roviny polarizace) můžeme zabezpečit jen u světla vycházejícího ze stejného zdroje.

27.2

Dráhový rozdíl $x_2 - x_1$ v podmínkách (24.14) a (24.15) je potřebné nahradit rozdílem tzv. optických drah. Optická dráha δ je definovaná jako součin skutečné dráhy proběhnuté světlem s a indexu lomu prostředí n

$$\delta = ns.$$

(27.1)

27.3

Jestliže se světlo odráží od opticky hustšího prostředí než ve kterém se šíří ($n_2 > n_1$), změní se jeho fáze o π , což je ekvivalentní proběhnutí

Nehledě na to, že technicky by bylo nemožné umístit dva zdroje světla do vzájemné vzdálenosti rovnající se sudému, případně lichému násobku poloviční vlnové délky, abychom splnili podmínky (24.14) a (24.15) (vlnová délka je řádu $0,1 \mu\text{m}$), nebylo by možné pozorovat interferenční jevy pro jinou principiální příčinu: každý zdroj vysílá záření, jehož počáteční fáze φ se mění s časem. Neexistují proto dva zdroje světla, které by vyzařovaly světla udržující konstantní rozdíl svých fází potřebný pro vznik interference. Koherentními jsou proto jen ty paprsky, které vycházejí ze stejného zdroje, proto chceme-li pozorovat interferenci světla, musíme ovlivnit chod paprsků vycházejících z jednoho zdroje tak, aby se znovu setkaly s určitým fázovým rozdílem.

Příklad takového chodu paprsků je tzv. Fresnelových zrcadlech (obr. 27.1), přechod světla Billetovou dvojčočkou (obr. 27.2) atd. Z hlediska technické aplikace má velký význam interference,

optické dráhy $\lambda/2$. Při odrazu od prostředí opticky řídkšího se fáze nemění.

27.4

Při interferenci na tenké planparalelní vrstvě vzniká maximum interference v odraženém světle, je-li splněna podmínka

$$2d(n^2 - \sin^2 \alpha)^{\frac{1}{2}} = (2N - 1) \frac{\lambda}{2},$$

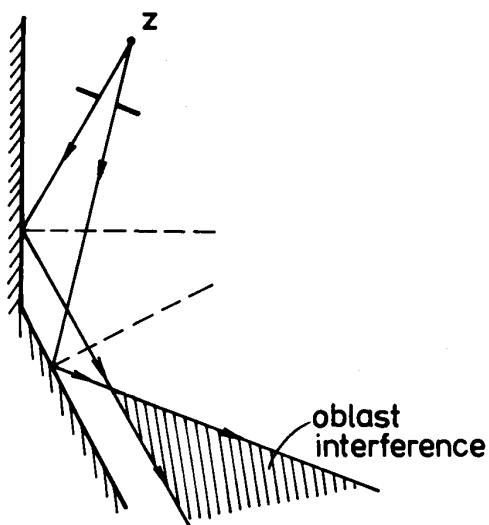
$$N = 1, 2, 3 \dots,$$
(27.2)

a minimum interference je-li splněna podmínka

$$2d(n^2 - \sin^2 \alpha)^{\frac{1}{2}} = N\lambda,$$

$$N = 1, 2, 3 \dots,$$
(27.3)

kde n je absolutní index lomu vrstvy, d její tloušťka, α úhel dopadu. V procházejícím světle je podmínka maxima (27.3) a podmínka minima interference (27.2).



Obr. 27.1 Vznik interference na Fressnelových zrcadlech

kterou můžeme realizovat pomocí tzv. planparalelní destičky dostatečně malé tloušťky (obr. 27.3).

Předpokládejme, že na planparalelní destičku dopadá rovinná monochromatická vlna. Paprsek 1 se na rozhraní částečně odráží, částečně láme. Jeho část, která se odrazí od spodního rozhraní interferuje s odraženým paprskem 2 (interference v odraženém světle).

Jelikož části paprsků 1 a 2 se před interferencí šířily ve dvou rozličných prostředcích, je nutno vzít v úvahu i to, že se v těchto prostředcích šířily různými rychlostmi. Z definice indexů lomu (26.2) vyplývá rovnice

$$n_1 v_1 = n_2 v_2,$$

a nebo po vynásobení časem t rovnice

$$n_1 s_1 = n_2 s_2,$$
(27.4)

kterou můžeme interpretovat tak, že při pohybu v různých optických prostředcích jsou z optického hlediska ekvivalentní ne dráhy, ale dráhy násobené příslušnými indexy lomu. Takové dráhy se nazývají optické dráhy. Tím jsme zdůvodnili užitečnost zavedení pojmu definicí 27.2.

Tvrzení 27.3 je vlastně přenesením poznatků z oblasti mechanických vln na světelné vlny. Jestliže se mechanická vlna odráží od masivního prostředí, mění se její fáze o π . Jestliže se však odráží na volném konci, nemění svoji fázi. Experimentálně se potvrdilo, že v optice je masivním prostředím opticky hustější prostředí $n_2 > n_1$, kde n_1 je index lomu prostředí, kterým se světlo šíří a n_2 je index lomu prostředí, na kterém nastává odraz.

Nyní již lehce najdeme podmínky (27.2) a (27.3). Z obr. 27.3 je vidět, že rozdíl optických drah

paprsků a , b interferujících po odraze je dráha $AB+BD$ (resp. $AB+BC$) násobená indexem lomu.

Jelikož však platí

$$ABC = 2d \cos \beta,$$

bude

$$\delta = 2nd \cos \beta.$$

Dále platí zákon lomu $\sin \alpha / \sin \beta = n$, takže platí i rovnice

$$\cos \beta = (1 - \sin^2 \beta)^{\frac{1}{2}} = \left(1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n^2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (27.5)$$

Využitím rovnice (27.5) můžeme psát pro rozdíl optických drah

$$\delta = 2d(n^2 - \sin^2 \alpha)^{\frac{1}{2}}. \quad (27.6)$$

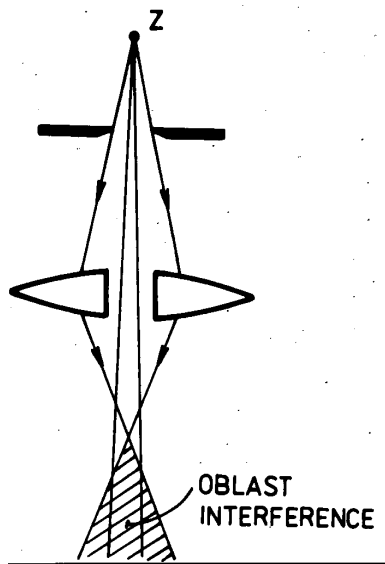
Uvážíme-li, že paprsek 2 se odrazil od prostředí opticky hustšího, musíme k rozdílu optických drah (27.6) přičíst $\lambda/2$, bude podmínka maxima interference

$$2d(n^2 - \sin^2 \alpha)^{\frac{1}{2}} + \frac{\lambda}{2} = N\lambda,$$

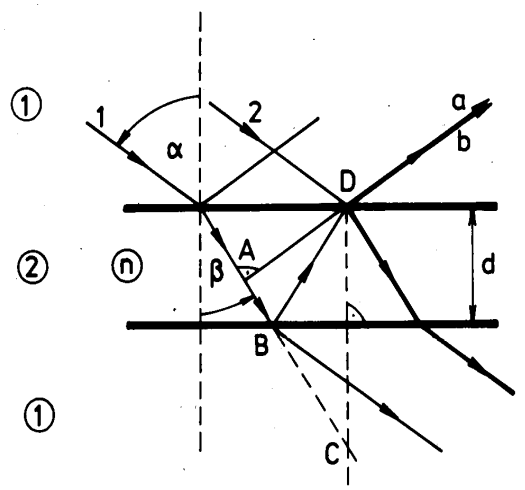
$$N = 1, 2, 3 \dots,$$

což je již podmínka (27.2).

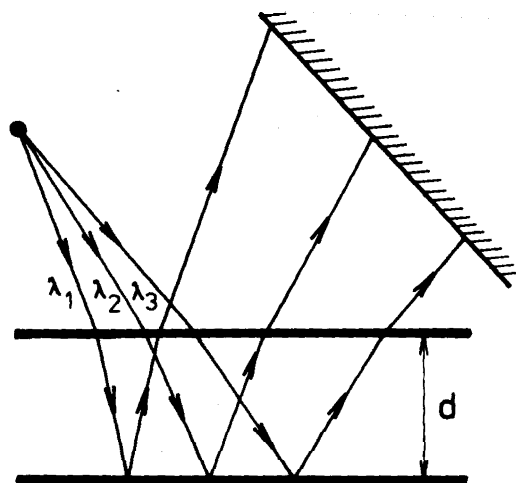
Malou úpravou předchozí rovnice získáme i podmínku minima interference (27.3). Při interferenci v procházejícím světle dochází pouze k odrazům na prostředí opticky řidším, nedochází proto k posuvu fáze a podmínka maxima má v tomto případě tvar (27.3) a minima (27.2).



Obr. 27.2 Vznik interference na Billetově dvojčočce



Obr. 27.3 K odvození podmínek maxima a minima interference na vrstvě



Obr. 27.4 Využití interference na vrstvě k zjištění spektra záření

Praktické využití interference je mnohostranné. V konkrétně zkoumaném případě umožňuje měření vlnové délky, indexu lomu, a tloušťky tenké vrstvy. V prvním případě musíme znát tloušťku vrstvy a její index lomu a stanovit "řád" interferenčního maxima, to je číslo N . Dopadá-li na destičku světlo složené z více monochromatických vlnění pod různými úhly, každému z nich odpovídá maximum, resp. minimum v jiném místě stínítka (obr. 27.4), protože podmínky (27.2) a (27.3) jsou pro různé hodnoty vlnové délky splnitelné jen pro různé úhly α . Na stínítku vznikne tak soubor čar, z kterých každá odpovídá jedné vlnové délce. Tento soubor nazýváme spektrem a podle stoupající hodnoty čísla N hovoříme o spektru 1., 2. a dalších řádů. Jestliže však složené (bílé) světlo dopadá na destičku pod stejným úhlem, mohou se podmínky (27.2) a (27.3) splnit jen pro některé vlnové délky λ , takže tenkou vrstvu pozorujeme v odraženém (prošlém) světle zbarvenou. Tento jev je příčinou obarvení např. mastných skvrn na vodě a je příčinou i např. takového jevu, jako je duha. V tomto případě funkci tenkých destiček mají mikroskopické kapky vody v ovzduší.

Velmi významné v praxi je použití interference k měření tloušťky tenkých vrstev v elektrotechnice a jiných oblastech. Napařením, resp. naprášením vznikají tenké vrstvy, jejichž tloušťka se pohybuje asi od 100 do 10 000 nm. Vzhledem k vlnové délce světla (300-700 nm) jsou to ideální planoparalelní destičky na pozorování interference a při známém indexu lomu a známé vlnové délce použitého světla můžeme pomocí interference stanovit velmi přesně tloušťku vrstvy.

Poznámka:

Při povrchní energetické bilanci interference bychom lehce mohli dojít k paradoxu v podobě neplatnosti zákona zachování energie. Podle vztahu pro střední intenzitu elektromagnetického vlnění (24.15) zjistíme, že intenzita (střední energie prošlá jednotkou plochy za jednotku času) je úměrná druhé mocnině amplitudy E_0^2 , resp. H_0^2 . Jestliže se tedy dvě stejné vlny interference s intenzitou $I_0 = kE_0^2$ zesílí, je výsledná amplituda $E = E_0 + E_0 = 2E_0$ a odpovídající intenzita $I = kE^2 = k(2E_0)^2 = 4kE_0^2 = 4I_0$ v opačném případě $E = 0$ a tedy i intenzita $I = 0$. V prvním případě se tedy z "ničeho" generovala intenzita $2I_0$, v druhém případě beze zbytku stejná intenzita "zanikla". Vysvětlení je jednoduché: kdybychom bilancovali oba jevy současně, tj. kdybychom uvažovali čtyři vlny, z kterých dvě se maximálně zesilují a dvě maximálně zeslabují, byla by úhrnná intenzita před i po

interferenci $4I_0$. Už ve článku 24.3 jsme upozornili, že čistá monochromatická vlna reálně neexistuje. Každý zdroj vysílá vlnění v určitém časovém intervalu (např. světlo se z atomů emituje za čas asi 10^{-8} s), takže podle vztahu (24.27) každé reálné vlnění představuje soubor monochromatických vln se spojitě se měnící vlnovou délkou v určitém intervalu. Jsou-li splněny podmínky pro vznik interference, všechny složky "vlnového balíku" interferují, přičemž u některých nastává zesílení, některých zeslabení. Celková energie před interferencí a po ní se však zachovává. Interferenci se tedy mění jen rozložení energie na jednotlivé komponenty určené vlnovou délkou.

27.2 Ohyb

Ohyb vln je jev charakterizovaný odchylkou od přímočarého šíření vlnění v tomtéž prostředí. Ve skutečnosti se nejedná o nový jev - jeho vznik vyplývá z Huygensova principu a interference. Je obecnou vlastností každého vlnění. Na obr. 26.2 je názorně vidět, že za touto překážkou se vlnění na vodní hladině šíří všemi směry. Podrobnější zkoumání ukazuje, že podmínkou vzniku pozorovatelných ohybových jevů je, aby geometrické rozměry překážek byly porovnatelné nebo menší než je vlnová délka vlny. V případě zvukových vln jsou to překážky o rozměrech řádově (10^0 - 10^2) cm, v případě radiových vln překážky o rozměrech (10 - 10^3) m a v případě světla překážky řádu $0,1 \mu\text{m}$. Vysvětlení je jednoduché: každý bod v okolí překážky se podle Huygensova principu stává zdrojem vlnění šířícího se na všechny strany, avšak ve všech směrech kromě směru odpovídajícího přímočarému šíření se u velkého tělesa příspěvky od všech bodových zdrojů interference zruší, takže se velký ohyb nepozoruje. V případě malé překážky se vzájemně ruší jen vlnění šířící se v určitých směrech, proto se vlnění kromě směru vytyčenému překážkou (např. otvorem, hranou apod.) šíří i v některých dalších směrech (za překážku), které jsou určeny geometrickými rozměry překážka a vlnovou délkou vlny. Na obr. 27.5 je znázorněno rozložení intenzity světelné vlny za pravoúhlu štěrbinou. Pro určitá jednoduchá uspořádání můžeme podmínky ohybu i matematicky formulovat (věty 27.5 a 27.6).

27.5

Při ohybu rovinné světelné vlny na jedné štěrbině šířky se vlnění interference zruší ve všech směrech, pro které platí podmínka

$$a \sin \alpha = N\lambda, \quad N = 1, 2, 3 \dots, \quad (27.7)$$

Mezi směry určenými úhly α_i a α_{i+1} se nachází směry, ve kterých intenzita svazku nabývá lokálního maxima. Intenzita svazku příslušející lokálnímu maximu s rostoucím řádem klesá.

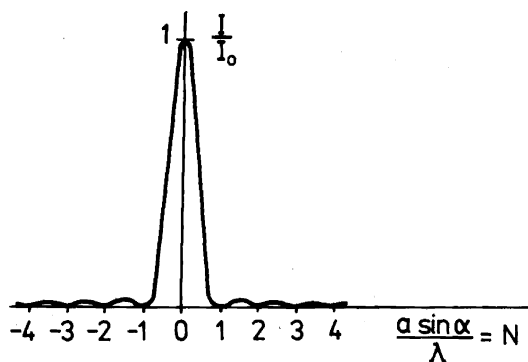
Ukázali jsme, že problém ohybu se redukuje na problém interference paprsků procházejících malým otvorem, nebo odražených od malé překážky. Tyto výpočty jsou zvláště složité, je-li překážka umístěna blízko zdroje. V takovém případě je potřebné považovat vlnění za kulové vlny a příslušné ohybové jevy nazýváme Fresnelovy jevy. Značně jednodušší je situace, v které můžeme na překážku dopadající vlnění považovat už za rovinné vlny. Příslušné jevy se nazývají Fraunhoferovy jevy a jestliže se nám nejedná o detailní rozložení intenzity v každém bodě prostoru

27.6

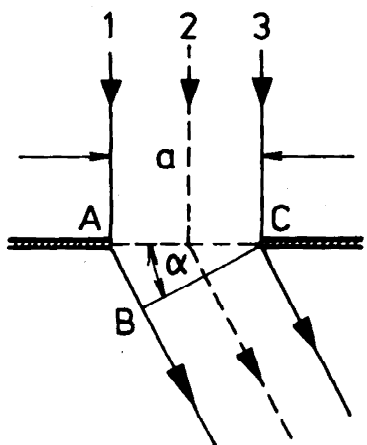
Při ohybu rovinné vlny na soustavě štěrbin (v optice ohybová mřížka) se vlnění šíří jen ve vybraných směrech, pro které je splněno

$$d \sin \alpha = N\lambda, \quad N = 1, 2, 3 \dots, \quad (27.8)$$

kde d je vzdálenost středů sousedících štěrbin.



Obr. 27.5 Rozložení intenzity světla za pravouhloú štěrbinou z obr. 27.6



Obr. 27.6 Ohyb světla na štěrbině

za překážkou, můžeme je vysvětlit i na základě elementárních úvah.

Uvažujme nejprve o ohybu monochromatického světla po kolmém dopadu na jedinou štěrbinu šířky a (obr. 27.6). Jestliže by se vzdálenost AB rovnala právě vlnové délce λ , pak úsudkem lehce zjistíme, že všechny paprsky vystupující z ní v určeném směru se po soustředění (např. čočkou) do jednoho bodu interferencí zruší. Každému paprsku mezi paprsky 1 a 2 odpovídá totiž paprsek z druhé polovice štěrbin, který se od něho liší o dráhu $\lambda/2$, takže se s ním interferencí zruší. Totéž se však stane i pro N -násobný rozdíl drah, a proto uvážíme-li platnost vztahu

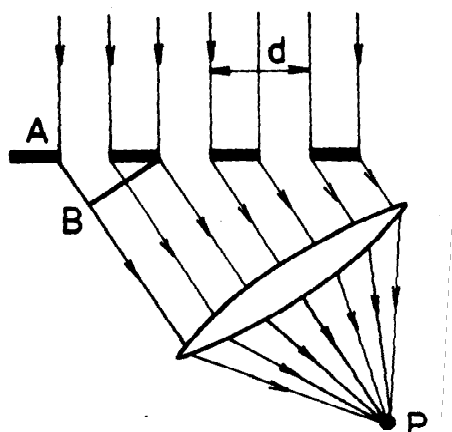
$$AB = a \sin \alpha$$

můžeme podmínku úplného vymizení vlnění v tomto směru skutečně vyjádřit ve tvaru (27.7). Je-li však tento drahový rozdíl $(2N+1)\lambda/2$, pak se vzájemně zruší všechny paprsky z intervalu posunutí rovných $N\lambda$, avšak paprsky z intervalu $\lambda/2$ se nezruší, protože nemají s čím interferovat. V tomto směru se proto vlnění částečně šíří do prostředí za štěrbinou, avšak jeho intenzita se vzrůstajícím úhlem rychle klesá.

Jestliže rovinná vlna dopadá současně na více štěrbin (v optice nazýváme soustavu štěrbin mřížkou) a za ní se paprsky z jednotlivých štěrbin soustřeďují (např. čočkou) do jednoho místa (obr. 27.7), zúčastňují se interference paprsky přicházející ze všech štěrbin. Projeví se to v tom, že na rozdíl od jediné štěrbin se objevila další minima a maxima vlnění, avšak jejich intenzita je nepatrná v porovnání s maximy, které odpovídají podmínce (27.8)

$$AB = d \sin \alpha = N\lambda, \quad N = 1, 2, 3 \dots$$

Při jejím splnění se totiž interferencí zesilují



Obr. 27.7 Ohyb světla na ohybové mřížce

paprsky ze všech štěrbin. Rozložení intenzity monochromatického světla na stínítku za mřížkou s jednou, dvěma, čtyřmi a osmi štěrbinami ukazuje obr. 27.8. Z něj vyplývá, že při velkém počtu štěrbin se intenzita vlnění rozloží jen na ostře ohraničená hlavní maxima, která v případě obdélníkových štěrbin se projeví na fotografické desce v podobě ostrých čar. Není-li dopadající světlo monochromatické, ale polychromatické, vzniká soustava čar (prvého řádu pro $N=1$, druhého řádu pro $N=2$, atd.).

Ohybovou mřížku proto můžeme rovněž využít pro spektrální analýzu.

Rozlišovací schopnost ohybové mřížky se definuje vztahem

$$S = \frac{\lambda}{\Delta \lambda}, \quad (27.9)$$

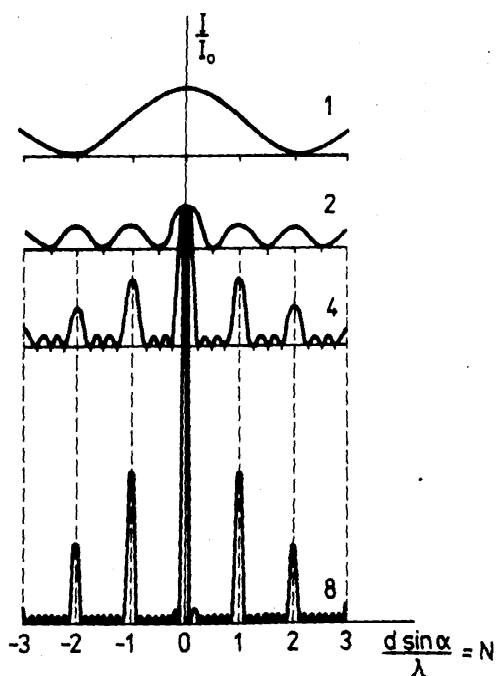
kde $\Delta \lambda$ je rozdíl vlnových délek, jejichž ohybová maxima ještě můžeme rozlišit. Výpočet dává pro tuto veličinu vztah

$$S = K N, \quad (27.10)$$

kde K je počet štěrbin a N je řád spektra. Dnešní ohybové mřížky obsahují až několik tisíc štěrbin (vrypů) na 1 mm délky.

FRESNEL Augustin Jean (frenel), 1788-1827, francouzský fyzik a specialista na výstavbu mostů, kterého mimořádně zaujala optika. Jeho teoretické i experimentální práce o jevech polarizace, interference, dvojlomu a ohybu světla byly výrazným potvrzením vlnové teorie světla a toho, že světlo je příčné vlnění.

FRAUNHOFER Josef, 1787-1826, německý fyzik. Jeho vědecké práce mají vztah k optice. Je



Obr. 27.8 Rozložení intenzity světla na stínítku za ohybovou mřížkou s jednou, dvěma, čtyřmi a osmi štěrbinami

považován za vynálezce řady optických přístrojů jako ohybové mřížky, spektrometru, okulárového mikroskopu a heliometru. Jako první pozoroval tmavé pásy ve slunečním spektru (1815).

27.3 Polarizace

S pojmem "polarizované" vlnění jsme se již setkali (v článku 24.2). Každé vlnění může být lineárně polarizované, jestliže příslušný vektor, charakterizující vlnění zůstává v rovině, kruhově polarizované, jestliže koncový bod tohoto vektoru opisuje kružnici a elipticky polarizované, je-li touto čarou elipsa. Kruhově a elipticky polarizované vlnění může vždy rozložit na dvě lineárně polarizované vlny, kmitající v rovinách na sebe kolmých (věta 24.7). Jestliže prostředí ovlivňuje světelnou vlnu tak, že částečně nebo úplně zabraňuje šíření vlnění polarizovanému v jedné rovině, obecně elipticky polarizované světlo se částečně nebo úplně lineárně polarizuje. Tento efekt můžeme v případě světla dosáhnout odrazem, lomem a tzv. dvojlomem (věty 27.8 až 27.11).

27.7

Odrazem se světlo (s ohledem na vektor intenzity elektrického pole) částečně polarizuje tak, že odražené světlo je částečně polarizováno kolmo na rovinu dopadu. Úplná polarizace odrazem nastává při splnění podmínky

$$\operatorname{tg} \alpha = n_{12}, \quad (27.11)$$

kde úhel α se nazývá Brewsterův úhel.

27.8

Lomem se světlo (s ohledem na vektor intenzity elektrického pole) částečně polarizuje tak, že procházející světlo je částečně polarizováno v rovině dopadu.

27.9

V anizotropních prostředích se mohou ve zvoleném směru šířit jen dvě lineárně polarizované světelné vlny, jejichž polarizační roviny jsou na sebe kolmé. Rychlosti šíření obou vln jsou různé. Proto se elipticky polarizované světlo, které do nich vchází

Vznik polarizace odrazem a lomem kvalitativně lehce pochopíme, jestliže si uvědomíme, že světelná vlna je elektromagnetické vlnění, takže na rozhraní dvou prostředí musí vektor intenzity elektrického pole (obdobně jako vektor magnetické indukce) splňovat podmínky (19.73) a (19.74), (/21.59/ a /21.60/). Vzhledem k tomu, že na rozhraní se tečná složka vektoru intenzity elektrického pole nemění, je výhodné rozložit tento vektor na složku E_T v rovině dopadu a složku E_K v rovině na ni kolmou (obr. 27.9). Tato podmínka, spolu se zákonem o zachování energie, s přihlédnutím na vyjádření energie světelné vlny umožňuje (po delším výpočtu) najít poměr složek vektoru intenzity elektrického pole odražené (index o), resp. procházející (index p) vlny a dopadající vlny (index d) ve tvaru (tzv. Fresnelovy vztahy)

$$k_{ko} = \frac{E_{ko}}{E_{kd}} = - \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)}, \quad (27.13)$$

rozdělí na dvě lineárně polarizované vlny. Tento jev existující v anizotropních prostředích se nazývá dvojlom.

27.10

Dvojlom světla a tím i jeho polarizaci můžeme uměle vytvořit i v izotropních prostředích (dielektrikách), jestliže je vložíme do elektrického pole (Kerrův jev), resp. jestliže je vystavíme působení tlaku.

$$k_{ro} = \frac{E_{ro}}{E_{rd}} = -\frac{\operatorname{tg}(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}(\alpha + \beta)} = -k_{ko} \frac{\cos(\alpha + \beta)}{\cos(\alpha - \beta)}, \quad (27.14)$$

27.11

Některé (tzv. opticky aktivní) látky mají schopnost stáčet polarizační rovinu. Pro intenzitu vlny, prošlé takovým prostředím a detekované za analyzátozem platí tzv. Malusův zákon

$$I = I_0 \cos^2 \alpha, \quad (27.12)$$

kde úhel α je úhel stáčení polarizační roviny. Stáčení polarizační roviny můžeme i uměle vyvolat pomocí magnetického pole (Faradayův jev).

$$k_{kp} = \frac{E_{kp}}{E_{kd}} = \frac{2 \cos \alpha \sin \beta}{\sin(\alpha + \beta)}, \quad (27.15)$$

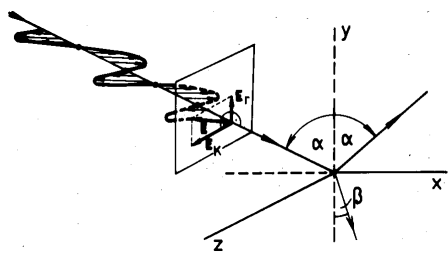
$$k_{rp} = \frac{E_{rp}}{E_{rd}} = \frac{2 \cos \alpha \sin \beta}{\sin(\alpha + \beta) \cos(\alpha - \beta)} = k_{kp} \frac{1}{\cos(\alpha - \beta)}. \quad (27.16)$$

Ve vztazích (27.13) - (27.16) je α úhel dopadu a β je úhel lomu v příslušném prostředí.

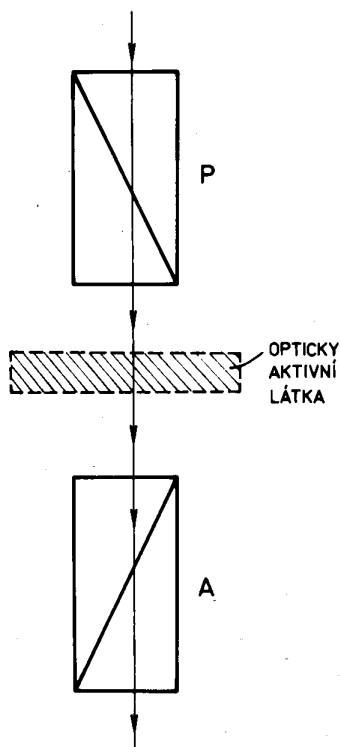
Z předchozích vztahů vyplývají nerovnosti

$$|k_{ro}| < |k_{ko}| \quad (27.17)$$

$$|k_{rp}| > |k_{kp}| \quad (27.18)$$



Obr. 27.9 Rozklad intenzity elektrického pole elektromagnetické vlny s ohledem na Fresnelovy vztahy



Obr. 27.10 K stáčení polarizační roviny opticky aktivními látkami

Tyto nerovnosti značí, že v odraženém světle je potlačena složka E_{r0} na úkor složky E_{ko} , tj. odrazem se částečně a při splnění podmínky $(\alpha+\beta)=\pi/2$ úplně omezí vlna polarizovaná v rovině dopadu. Světlo se tedy polarizuje v rovině kolmé na rovinu dopadu, což je obsahem věty 27.7. Podmínku úplné polarizace $(\alpha+\beta)=2/\pi$ můžeme s ohledem na zákon lomu

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\sin \alpha}{\sin \left(\frac{\pi}{2} - \alpha \right)} = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} = \operatorname{tg} \alpha = n_{21},$$

skutečně napsat ve tvaru (27.11).

Nerovnost (27.18) zase znamená, že v prošlém vlnění je částečně potlačena složka polarizovaná kolmo na rovinu dopadu, což je obsahem věty 27.8.

Úplné lineární polarizace světla můžeme dosáhnout dvojlomem. Spočívá v tom, že při dopadu světelného paprsku na rozhraní izotropního a anizotropního prostředí nastává jeho rozštěpení na dva lineárně polarizované paprsky (tzv. řádný a mimořádný). V přirozeném stavu mají tuto vlastnost některé krystaly, (nejznámější je islandský vápenec), v jiných průhledných původně izotropních látkách můžeme tuto vlastnost uměle vyvolat působením elektrického pole, resp. mechanickým namáháním. Kerr zjistil, že v některých látkách vložených do elektrického pole (např. v nitrobenzenu) se paprsek rovněž štěpí na řádný a mimořádný, přičemž pro každý z nich představuje látka prostředí s odlišným indexem lomu. Jejich rozdíl $n_r - n_m$ je přímo úměrný vlnové délce a druhé mocnině intenzity elektrického pole.

$$n_r - n_m = A \lambda E^2.$$

(27.19)

2π násobek konstanty A se nazývá Kerrova konstanta. Kerrův jev se využívá zejména při rychlé modulaci intenzity světla, protože má jen nepatrnou setrvačnost (10^{-9} s). Dvojlom vyvolaný mechanickým tlakem je vhodný k pozorování vnitřních pnutí materiálů.

Polarizované světlo má široké využití v praxi. Nejznámější je využití na zjišťování koncentrace opticky aktivních látek, které stáčí polarizační rovinu. Zařízení používané k tomuto účelu sestává ze dvou polarizačních hranolů: polarizátoru a analyzátoru, mezi které se vkládá opticky aktivní látka (obr. 27.10). Polarizační hranol se vyrábí zpravidla z islandského vápence (nikol), který je zbroušen, rozřezán na dvě části a znovu slepen kanadským balzámem tak, že propouští jen mimořádný paprsek. Jsou-li nicoly zkřížené, neprochází analyzátozem světlo. Opticky aktivní látka pootočí polarizační rovinu, takže světelné pole se vyjasní a analyzátozem prochází intenzita určená Malusovým zákonem (27.12). Z velikosti pootočení můžeme vypočítat koncentraci opticky aktivní látky (např. cukru v roztoku).

KERR John (kár), 1824-1907, fyzik skotského původu. K jeho jménu se váže objev umělého dvojlomu světla vyvolaného elektrickým polem, který má široké praktické využití (Kerrův článek).

FRANK Ilja Michajlovič, nar. 1908, sovětský fyzik, jeden ze žáků S.I.Vavilova. Zpočátku se zabýval fyzikální optikou. Jeho největším úspěchem v této oblasti bylo vypracování teorie Čerenkovova jevu (spolu s E.I.Tammem). Neméně důležité jsou výsledky jeho novější práci z jaderné fyziky. I.M.Frank je nositelem Nobelovy ceny za fyziku za r. 1958 (spolu s P.A.Čerenkovem a I.J.Tammem).