

rovnobežnú s rovinou dopadu svetelného lúča na rozhranie dvoch prostredí, a na zložku  $\mathbf{E}_k$ , na túto rovinu kolmú,  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_r + \mathbf{E}_k$ . Tým sme dané svetelné vlnenie nahradili dvoma lineárne polarizovanými svetelnými vlneniami. Pretože rovnica (3) platí pre akékoľvek svetlo, bude splnená i vtedy, keď do nej dosadíme abs. hodnoty alebo aj veľkosti vektorov  $\mathbf{E}_r$  a  $\mathbf{E}_o$ , vzťahujúce sa na zvolené orientácie ich priamok. Z rovnice (3) dostávame tak rovnice:

$$(E_{rd}^2 - E_{ro}^2) \sin \alpha_2 \cos \alpha_1 = E_{rp}^2 \cos \alpha_2 \sin \alpha_1 \quad (4)$$

$$(E_{kd}^2 - E_{ko}^2) \sin \alpha_2 \cos \alpha_1 = E_{kp}^2 \cos \alpha_2 \sin \alpha_1 \quad (5)$$

Rovnosť tangenciálnych zložiek vektora  $\mathbf{E}$  po oboch stranách rozhrania, keď priamky vektorov  $\mathbf{E}_{rd}$ ,  $\mathbf{E}_{ro}$  a  $\mathbf{E}_{rp}$  orientujeme všetky nad rozhranie, poskytuje rovnice (obr. 14.3)

$$E_{rd} \cos \alpha_1 - E_{ro} \cos \alpha_1 = E_{rp} \cos \alpha_2 \quad (6)$$

$$E_{kd} + E_{ko} = E_{kp} \quad (7)$$

Z rovníc (4) a (6) možno vypočítať  $E_{ro}$  a  $E_{rp}$ . Vychádza:

$$E_{ro} = E_{rd} \frac{\operatorname{tg}(\alpha_1 - \alpha_2)}{\operatorname{tg}(\alpha_1 + \alpha_2)} \quad (8)$$

$$E_{rp} = 2E_{rd} \frac{\cos \alpha_1 \sin \alpha_2}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2) \cos(\alpha_1 - \alpha_2)} \quad (9)$$

Podobne z rovníc (5) a (7) možno vypočítať:

$$E_{ko} = -E_{kd} \frac{\sin(\alpha_1 - \alpha_2)}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2)} \quad (10)$$

$$E_{kp} = 2E_{kd} \frac{\cos \alpha_1 \sin \alpha_2}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2)} \quad (11)$$

Vzťahy (8) až (11) sa nazývajú *Fresnelovými vzorcami* pre odraz a lom svetla.

## 14.2. Polarizácia svetla odrazom a lomom. Koefficienty

$$k_{ro} = \frac{\operatorname{tg}(\alpha_1 - \alpha_2)}{\operatorname{tg}(\alpha_1 + \alpha_2)}, \quad k_{rp} = \frac{2 \cos \alpha_1 \sin \alpha_2}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2) \cos(\alpha_1 - \alpha_2)} \quad (1)$$

$$k_{ko} = -\frac{\sin(\alpha_1 - \alpha_2)}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2)}, \quad k_{kp} = \frac{2 \cos \alpha_1 \sin \alpha_2}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2)}$$

vystupujúce v rovniciach (8) až (11) nazývajú sa *Fresnelovými koeficientmi* pre odraz a lom svetla. Je:

$$k_{ro} = \frac{\sin(\alpha_1 - \alpha_2) \cos(\alpha_1 + \alpha_2)}{\cos(\alpha_1 - \alpha_2) \sin(\alpha_1 + \alpha_2)} = -k_{ko} \frac{\cos(\alpha_1 + \alpha_2)}{\cos(\alpha_1 - \alpha_2)}$$

teda

$$|k_{ro}| < |k_{ko}| \quad (2)$$

Podobne je:

$$k_{rp} = k_{kp} \frac{1}{\cos(\alpha_1 - \alpha_2)}$$

teda

$$|k_{rp}| > |k_{kp}| \quad (3)$$

Tieto výsledky znamenajú, že s ohľadom na elektrický vektor svetlo *odrazné* je polarizované *kolmo* na dopadovú rovinu a svetlo *prechádzajúce* je polarizované *rovnobežne* s dopadovou rovinou, lebo v nepolarizovanom svetle dopadajúcom v časovom priemere abs. hodnoty vektorov  $\mathbf{E}_{ra}$  a  $\mathbf{E}_{ka}$  sú rovnako veľké, zatiaľ čo v svetle odrazenom podľa práve získaných výsledkov to už tak nie je.

Podľa prvého zo vzorcov (1) je  $k_{ro} = 0$ , keď  $\alpha_1 + \alpha_2 = 90^\circ$ . Odrazené svetlo je teda dokonale lineárne polarizované, a to s ohľadom na vektor elektrický v rovine, ktorá je na dopadovú rovinu kolmá, keď je  $\sin \alpha_2 = \cos \alpha_1$ , t. j. s ohľadom na vzťah  $n_{12} = \frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2}$ , keď je  $\frac{\sin \alpha_1}{n_{12}} = \cos \alpha_1$ , alebo

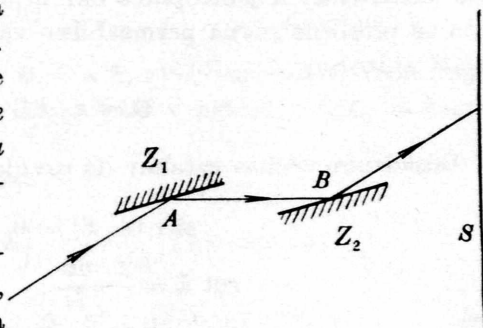
$$\operatorname{tg} \alpha_1 = n_{12} \quad (4)$$

Uhol  $\alpha_1$ , určený podmienkou (4), nazýva sa *Brewsterov*. Pri prechode svetla zo vzduchu do skla, ktorého index lomu je napr.  $n_{12} = 1,4$ , Brewsterov uhol je  $\alpha_1 = 54,5^\circ$ .

Lomom sa svetlo vždy polarizuje len čiastočne, a to — s ohľadom na vektor elektrický —, podľa vzťahu (3), v rovine dopadu. Účinnejšiu polarizáciu svetla možno dosiahnuť opakovaným lomom.

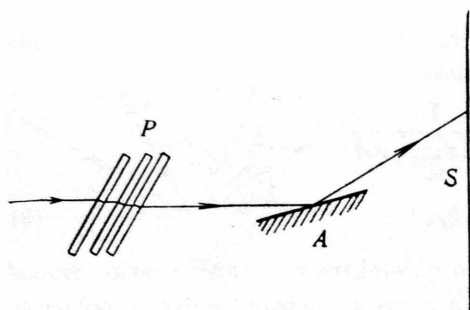
Zhrňujúc získané výsledky, môžeme povedať: *Odracom sa viac zoslabuje zložka vektora  $\mathbf{E}$  s dopadovou rovinou rovnobežná a lomom zložka na túto rovinu kolmá.*

O polarizácii svetla odrazom sa môžeme presvedčiť pomocou zariadenia, ktoré je schematicky znázornené na obr. 14.4. Zrkadlo  $Z_1$  sa volá *polari-*



Obr. 14.4.

zátor a zrkadlo  $Z_2$  analyzátor. Pri otočení zrkadla  $Z_2$  okolo priamky  $AB$  raz odrazeného svetelného lúča o  $360^\circ$  svetelná stopa na stene  $S$  je dvakrát relatívne najsvetlejšia a dvakrát najtemnejšia. Pri polohe zrkadla  $Z_2$  podľa obr. 14.4 je svetelná stopa na stene relatívne najsvetlejšia.



Obr. 14.5.

Polarizáciu svetla lomom možno študovať pomocou zariadenia, v ktorom polarizátor je súprava planoparalelných sklenených doštičiek  $P$  (obr. 14.5) a analyzátorom opäť zrkadlo  $A$ .

Poznámka: V niektorej literatúre pod rovinou polarizácie polarizovaného svetla sa rozumie nie rovina vektora  $\mathbf{E}$ , ale vektora  $\mathbf{H}$ . Pri polarizácii svetla odrazom je to teda rovina dopadu svetla, a nie rovina na rovinu dopadu kolmá.

**14.3. Polarizácia svetla dvojlomom.** Maxwellove rovnice napísané pre homogénne a izotropné nevodivé prostredie.

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{D} &= 0, & \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0 \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, & \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \end{aligned} \quad (1)$$

sú splnené aj v prostredí anizotropnom, len veličiny  $\epsilon$  a  $\mu$ , vystupujúce v rovniciach:

$$\mathbf{D} = \epsilon \cdot \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu \cdot \mathbf{H} \quad (2)$$

v prípade anizotropného prostredia nie sú už skalárne konštanty, ale symetrické tenzory druhého stupňa. Anizotropné prostredia sú však prakticky len dielektricky anizotropné a okrem toho ich skalárna magnetická permeabilita sa približne rovná permeabilite vákuua, takže namiesto rovníc (2) možno písať aj rovnice:

$$\mathbf{D} = \epsilon \cdot \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (3)$$

Dosadením týchto vzťahov do rovníc (1) vychádza:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} (\epsilon \cdot \mathbf{E}) &= 0, & \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0 \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, & \operatorname{rot} \mathbf{B} &= \mu_0 \epsilon \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \end{aligned} \quad (4)$$

Hľadáme podmienky, ktoré v anizotropnom prostredí, napr. v anizotrop-