D. Hemzal
hemzal@physics.muni.cz

C. OPTIKA

Maxwellovy rovnice v elektroneutrálním nemagnetickém mediu:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \nabla \cdot \mathbf{P} \qquad \text{Gauss}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \qquad \text{(Gauss)}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \qquad \text{Faraday}$$

$$\nabla \times \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \mathbf{J}_{\mathrm{free}}. \qquad \text{Ampere}$$

1. **Mawellovy rovnice.** Uvažujte Maxwellovy rovnice v prostředí s polarizací $\mathbf{P}$ a volným proudem $\mathbf{J}_{\mathrm{free}}$.

- Ukažte, že vlnová rovnice je důsledkem platnosti Faradayova a Ampérova zákona (s využitím zákona Gaussova).
$$\left[\Delta\mathbf{E} - \mu_0\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial \mathbf{J}_{\mathrm{free}}}{\partial t} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} - \frac{1}{\varepsilon_0}\nabla(\nabla\cdot\mathbf{P})\right]$$
- *Rovinná vlna.* Ukažte, že $\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \mathbf{E}_0 \cos(\mathbf{kr} - \omega t)$ je řešením vakuové vlnové rovnice. Z Gaussova zákona v případě izotropního dielektrika ($\nabla\cdot\mathbf{P}=0$) ukažte, že $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{k}$ a z Faradayova zákona dopočítejte $\mathbf{B}(\mathbf{r},t) = \mathbf{B}_0 \cos(\mathbf{kr} - \omega t)$.
$$\left[\mathbf{B}_0 = \frac{1}{\omega}\mathbf{k}\times\mathbf{E}_0, \mathbf{E}\perp\mathbf{B}\perp\mathbf{k}\perp\mathbf{E}\right]$$
- *Susceptibilita.* Pro speciální případ izotropního dielektrika ($\mathbf{J}_{\mathrm{free}}=0$, $\nabla\cdot\mathbf{P}=0$) řešte vlnovou rovnici s využitím předpokladu $\mathbf{E},\mathbf{P} \approx \exp(\mathrm{i}(\mathbf{kr} - \omega t))$.
$$\left[\mathbf{P}_0(\omega) = \varepsilon_0\chi(\omega)\mathbf{E}_0(\omega) : k = (\omega/c)\sqrt{1+\chi}\right]$$
- *Index lomu.* Zaveďte (komplexní) index lomu $n + \mathrm{i}\kappa$ prostřednictvím vlnočtu $k = n\omega/c$ a zjistěte dopad jeho reálné a imaginární části na šířící se rovinnou vlnu $E = E_0 \exp(\mathrm{i}(\omega t - kx))$.
$$[E = E_0 \exp(-2\pi\kappa/\lambda_0)\cos(\omega t - 2\pi n x/\lambda_0)]$$

1.1 *Dielektrická funkce.* Nalezněte vzájemné transformační vztahy mezi relativní permitivitou $\varepsilon_{\mathrm{r}} + \mathrm{i}\varepsilon_{\mathrm{i}} = \chi(\omega) + 1$ a indexem lomu $n + \mathrm{i}\kappa$.
$$\left[\varepsilon_{\mathrm{r}} + \mathrm{i}\varepsilon_{\mathrm{i}} = (n+\mathrm{i}\kappa)^2 : \varepsilon_{\mathrm{r}} = n^2 - \kappa^2, \varepsilon_{\mathrm{i}} = 2n\kappa, n^2 = \frac{|\varepsilon| + \mathrm{Re}\varepsilon}{2}, k^2 = \frac{|\varepsilon| - \mathrm{Re}\varepsilon}{2}\right]$$

1.2* *Debyeův rozklad.* Uvažujte rozklad

$$\mathbf{u} = \left[\mathbf{u}_0 + \frac{\lambda}{\mathrm{i}}\mathbf{u}_1 + \left(\frac{\lambda}{\mathrm{i}}\right)^2 \mathbf{u}_2 + \dots\right] \exp\left(\frac{\mathrm{i}}{\lambda}\psi\right),$$

kde forma zavedení malého parametru λ reflektuje představu rychle se měnící fáze oproti mnohem pomaleji se měnící amplitudě; všechny složky $\mathbf{u}_j$ v rozvoji amplitudy i fázový člen ψ (nazývaný často *eikonál*) závisí na souřadnicích i čase. Dosaďte uvedený rozvoj do vakuové vlnové rovnice a získejte rovnice jednotlivých aproximací (podle řádu λ). Ukažte, že vlnovou rovnici lze tímto způsobem vyřešit řád po řádu.
$$\left[\lambda^{-2} : (\nabla\psi)^2 - c^2\dot{\psi}^2 = 0 \text{ rovnice eikonálu}, \lambda^{-1} : \nabla(I_0\nabla\psi) - c^2(I_0\dot{\psi})^{\cdot} = 0 \text{ rovnice pro přenos intenzity } I_0 = |\mathbf{u}_0|^2\right]$$

2. **Materiálová prostředí.**

2.1 *Plazmová frekvence*

[]

2.2 *Drudeho model* pro kovy.

[]

2.1 *Lorentzův model* pro dielektrika. Pro pohyb elektronů o náboji $-e$ v látce předpokládejte model tlumeného oscilátoru ($F_{\rm t}{=}{-}m_{\rm e}\gamma\dot{x}$) řízeného elastickou silou $F{=}{-}Kx$ a buzeného lokálním elektrickým polem; pro jednoduchost předpokládejte, že lokální pole je přímo rovno dopadající světelné vlně $E_0\exp({\rm i}(\omega t{-}\mathbf{kr}))$. Sestavte pohybovou rovnici pro elektron a nalezněte amplitudu jeho kmitů za předpokladu, že $x{=}x_0\exp({\rm i}(\omega t{-}\mathbf{kr}))$.

$$\left[x_0{=}{-}\frac{e}{m_{\rm e}}\frac{E_0}{\omega_0^2{-}\omega^2{+}{\rm i}\gamma\omega},\omega_0^2{=}K/m_{\rm e}\right]$$

3. **Fermatův princip** postuluje, že mezi dvěma pevně zadanými body se světlo šíří tak, aby celková doba jeho šíření byla minimální.

- *Optická dráha* δ je v homogenním prostředí definována jakou součin indexu lomu n tohoto prostředí a vzdálenosti d, kteou v něm světlo urazilo (ne nutně přímočaře), $\delta{=}nd$. Při přechodu mezi prostředími je optická dráha aditivní, $\delta{=}\delta_1{+}\delta_2{+}\ldots$ Ukažte, že Fermatův princip je ekvivalentní požadavku minimální optické dráhy během šíření světla.
$$\left[t_i{=}\frac{d_i}{c/n_i}\right]$$
- Ukažte, že v homogenním prostředí se Fermatův princip (pro optickou dráhu) redukuje na podmínku přímočarého světla.
$[n{=}\text{konst}]$
- Z Fermatova principu pro optickou dráhu vyvoďte pro lom paprsku na rovinném rozhraní dvou homogenních prostředí (n, n') Snellův zákon. Úhly paprsků (α, α') určujte vzhledem k normále k rozhraní. Nalezněte paraxiální aproximaci ($\alpha,\alpha'{\to}0$) Snellova zákona.
$[n\sin\alpha{=}n'\sin\alpha',\quad n\alpha{\doteq}n'\alpha']$
- Ukažte, že při vhodně zvolené znaménkové konvenci pro odražené světlo ($n'{<}0$, $\alpha'{<}0$) lze ze Snellova zákona odvodit též zákon odrazu. $[\alpha'{=}{-}\alpha]$

3.1∗ *Huygensův-Fresnelův princip.* Ukažte, že pro monochromatický bodový zdroj o vlnové délce λ je možné velikost pole generovaného ve zvoleném bodě spočítat prostřednictvím bodových příspěvků pocházejících z libovolné zvolené vlnoplochy, podmínkou postupu že však je projevení tzv. faktoru sklonu $K(\chi)$, závisejícího na úhlu χ, pod kterým vlnoplochu pozorujeme; hodnotu faktoru sklonu odvoďte pro zjednodušený případ $\chi{=}0$.

$[K(0){=}{\rm i}/\lambda]$

4. **Maticový formalizmus**. Uvažujte osově souměrný optický systém, ve kterém paprsek v prostředí o indexu lomu n popíšete pomocí jeho vzdálenosti h od optické osy a směrem šíření $\mathbf{s}$. Vektor $\mathbf{s}$ rozložte do složek podél optické osy (s_z) a kolmo k optické ose (s_x) a předpokládejte $|\mathbf{s}|{=}n$. Při výpočtech dodržujte standardní znaménkové konvence.

- Ukažte, že v paraxiální aproximaci je možné závislost koncového stavu paprsku $\begin{pmatrix}h'\\ s'_x\end{pmatrix}$ na stavu počátečním $\begin{pmatrix}h\\ s_x\end{pmatrix}$ vyjádřit maticově: pro šíření o osový interval délky d v homogenním prostředí o indexu lomu n a pro lom na rozhraní o poloměru křivosti r mezi prostředími o indexech lomu n a n' příslušné matice nalezněte.
$$\left[\mathbf{T}{=}\begin{pmatrix}1 & d/n\\ 0 & 1\end{pmatrix},\quad \mathbf{R}{=}\begin{pmatrix}1 & 0\\ -\varphi & 1\end{pmatrix}, \varphi{=}{-}(n{-}n')/r \text{ je mohutnost lomivého rozhraní}\right]$$
- V daném místě podél optické osy představuje $\begin{pmatrix}h\\ s_x\end{pmatrix}$ obecný paprsek. Navrhněte speciální volbu parametrů pro význačné typy světelných svazků.
$$\left[\begin{pmatrix}\text{konst}\\ s_x\end{pmatrix} \text{ ohnisko}, \begin{pmatrix}h\\ \text{konst}\end{pmatrix} \text{ rovnoběžný svazek}, \begin{pmatrix}\text{konst}\\ \text{konst}\end{pmatrix} \text{ konkrétní paprsek}\right]$$
- Uvažujte obecný optický systém popsaný maticí $\mathbf{M}{=}\begin{pmatrix}a & b\\ c & d\end{pmatrix}$ obklopený prostředími o indexech lomu n a n'. Nalezněte podmínku, za které bude systém pracovat jako zobrazující (převádět bodové předměty na bodové obrazy). Využijte skutečnosti, že $\det\mathbf{T}{=}\det\mathbf{R}{=}1$.

$$\left[h' \text{ nezávisí na } s_x\text{:}\quad c{=}{-}a\frac{n'}{t'}{-}d\frac{n}{t}{-}b\frac{nn'}{tt'},\mathbf{T'MT}{=}\begin{pmatrix}\beta & 0\\ c & 1/\beta\end{pmatrix},\ \beta \text{ je zvětšení}\right]$$

4.1 *Čočka.* Nalezněte matici Φ tlusté čočky (tloušťka t, index lomu n_{L}, poloměry křivosti stěn r, r'), oddělující prostředí s indexem lomu n a n' a její speciální případy: tlustou čočku ponořenou do prostředí, tenkou čočku a tenkou čočku ponořenou do prostředí. Nalezněte ohniskové vzdálenosti tenké čočky a určete polohu hlavních rovin v tlusté čočce, mají-li pro její ohniskové vzdálenosti platit formálně stejné výrazy jako u čočky tenké.

$$\left[\Phi{=}\begin{pmatrix}1{-}\varphi_1 t/n_{\mathrm{l}} & t/n_{\mathrm{l}}\\ -\varphi & 1{-}\varphi_2 t/n_{\mathrm{l}}\end{pmatrix},\varphi{=}\varphi_1{+}\varphi_2{-}\varphi_1\varphi_2 t/n_{\mathrm{l}},f{=}{-}n/\varphi,f'{=}n'/\varphi\right]$$

4.2 *Lupa.* Nalezněte zvětšení poskytované lupou o mohutnosti φ_{lupa} při pozorování neakomodovaným okem. Jak se toto zvětšení změní, když akomodaci připustíme (lupu přiložíme těsně k oku o mohutnosti φ_{oko})?

$$[\beta_{\mathrm{neakomod}}{=}d/f_{\mathrm{lupa}},\beta_{\mathrm{akomod}}{=}\beta_{\mathrm{neakomod}}{+}1]$$

4.3 *Mikroskop.* Mikroskop je optická soustava dvou spojných čoček - objektivu s mohutností φ_{ob} a okuláru s mohutností φ_{ok}, která pracuje jako dvoustupňová lupa: nejprve je objektivem vytvořen skutečný obraz v ohniskové rovině okuláru, který je následně přímo pozorován okulárem coby lupou. Díky tomu lze v mikroskopu pozorovat neakomodovaným okem. Nalezněte zvětšení β_{mik} mikroskopu, jako parametr použijte tubusovou vzdálenost Δ (mezi obrazovým ohniskem objektivu a předmětovým ohniskem okuláru).

$$\left[\beta_{\mathrm{mik}}{=}\beta_{\mathrm{ob}}\beta_{\mathrm{ok}}{=}\frac{\Delta}{f_{\mathrm{ob}}}\frac{d}{f_{\mathrm{ok}}},\ d \text{ je konvenční zraková vzdálenost}\right]$$

4.4 *Dalekohled.* Uvažujte dvě tenké čočky o mohutnostech φ_{ob}, φ_{ok} oddělené vzduchovou mezerou tloušťky l. Pomocí maticového formalismu nalezněte podmínku, za které bude systém pracovat jako hvězdářský dalekohled (čili zobrazovat rovnoběžné svazky na rovnoběžné svazky) a určete zvětšení β takového dalekohledu. Předpokládejte, že objektiv je spojka, okulár může být spojka (Kepler), nebo rozptylka (Galilei). Zkonstruujte chod paprsků oběma typy hvězdářského dalekohledu.

$$[l{=}f_{\mathrm{ob}}{+}f_{\mathrm{ok}},\beta{=}f_{\mathrm{ob}}/f_{\mathrm{ok}}]$$

4.5* *Optický zoom.* Objektiv s proměnnou ohniskovou vzdáleností (transfokátor) se v nejjednodušší konfiguraci skládá ze tří skupin o mohutnostech φ_1, φ_2, φ_3, které se všechny mohou nezávisle pohybovat podél optické osy objektivu. Nalezněte vztahy pro polohy jednotlivých členů objektivu v závislosti na požadované celkové mohutnosti objektivu za dodržení podmínky, že transfokace (změna ohniskové vzdálenosti objektivu) nemá vliv na zaostření objektivu.

[]

5. **Fresnelovy vztahy**. Uvažujte rovinné rozhraní mezi dvěma homogenními prostředími o indexech lomu (po řadě) n_1 a n_2. Odrazivosti takového rozhraní pro světlo polarizované v rovině dopadu (p) a kolmo na ni (s) jsou

$$r_{\mathrm{p}} = \frac{n_1\cos\theta_{\mathrm{t}} - n_2\cos\theta_{\mathrm{i}}}{n_1\cos\theta_{\mathrm{t}} + n_2\cos\theta_{\mathrm{i}}} \qquad r_{\mathrm{s}} = \frac{n_1\cos\theta_{\mathrm{i}} - n_2\cos\theta_{\mathrm{t}}}{n_1\cos\theta_{\mathrm{i}} + n_2\cos\theta_{\mathrm{t}}},$$

přičemž úhel dopadu θ_{i} a lomu θ_{t} jsou svázány Snellovým zákonem $n_1\sin\theta_{\mathrm{i}}{=}n_2\sin\theta_{\mathrm{t}}$. Pomocí r_{s}, r_{p} se zjistí amplitudy odražených vln, $E_{\mathrm{rs}}{=}r_{\mathrm{s}}E_0$, $E_{\mathrm{rp}}{=}r_{\mathrm{p}}E_0$, kde E_0 je amplituda dopadající vlny. Odražené intenzity světla se zjistí pomocí $R_{\mathrm{p}}{=}|r_{\mathrm{p}}|^2$, $R_{\mathrm{s}}{=}|r_{\mathrm{s}}|^2$ jako $I_{\mathrm{rp}}{=}R_{\mathrm{p}}I_0$, $I_{\mathrm{rs}}{=}R_{\mathrm{s}}I_0$, kde $I_0{=}|E_0|^2$ je světelná intenzita dopadající vlny.

- Nalezněte kritický úhel dopadu θ_{c}, pro nějž (a nad nímž) dochází k totálnímu odrazu světla od rozhraní.

$$\left[\sin\theta_{\mathrm{c}}{=}\frac{n_2}{n_1},(n_1{\geq}n_2)\right]$$

- Pro neabsorbující prostředí nalezněte Brewsterův úhel dopadu θ_{B}, kdy je odražené světlo zcela polarizováno.

$$\left[\tan\theta_{\mathrm{B}}{=}\frac{n_2}{n_1}{\to}R_{\mathrm{p}}{=}0\right]$$

- Nalezněte koeficient odrazivosti R v případě (skoro) kolmého dopadu světla na rozhraní a z podmínky $R+T=1$ také koeficient propustnosti T. Ukažte, že získané vztahy nezávisí na polarizaci dopadajícího světla ani na pořadí prostředí.

$$\left[R=\frac{(n_1-n_2)^2}{(n_1+n_2)^2}, T=\frac{4n_1n_2}{(n_1+n_2)^2}\right]$$

6. **Interference**. Uvažujte planparalelní desku tloušťky d a indexu lomu n', vnořenou do prostředí o indexu lomu n. Předpokládejte, že na desku dopadá světlo intenzity I_0 pod obecným úhlem dopadu a že na stěnách desky dochází k násobným odrazům. Pro jednoduchost na obou rozhraních předpokládejte koeficient odrazu R a koeficient propustnosti T.

- ukažte, že paprsky vystupující z desky jsou rovnoběžné s dopadajícím paprskem nezávisle na úhlu dopadu světla
- určete intenzity několika prvních prošlých i odražených paprsků

[]

6.1 V rámci konkrétního výpočtu dále předpokládejte skleněnou destičku ($n'=1.5$) ponořenou do vzduchu ($n=1$) a skoro kolmý dopad světla. S použitím příslušně zjednodušených Fresnelových vztahů vypočtěte celkovou prošlou (I_t) a odraženou (I_r) intenzitu světla včetně násobných odrazů a ověřte, že jejich součet je roven I_0.

$$\left[I_\mathrm{t}=\frac{2nn'}{n^2+n'^2}I_0\right]$$

6.2 Řešte stejný příklad interferenčně: předpokládejte, že deska je navíc tenká a započtěte i fázové členy.

[]

7. **Difrakce**.

7.0 *Youngův experiment.* Uvažujte neprůhledný terčík se dvěma úzkými rovnoběžnými šterbinami, vzdálenými d. Na terčík kolmo dopadá rovinná monochromatická vlna (z dalekého monochromatického bodového zdroje). Určete rozložení světla na stínítku rovnoběžném s terčíkem ve vzdálenosti l po směru letu světla; úlohu řešte jako 1D příklad.

7.1 **Fraunhoferova difrakce**. Předpokládejte difrakci na rovinném terčíku s obecným otvorem Σ. Zdrojem světla je bodový monochromatický zářič S, centrovaný před terčíkem ve vzdálenosti a a difrakci pozorujeme v bodě $P(\xi,\eta)$ na rovinném stínítku rovnoběžném s terčíkem ve vzdálenosti b za ním po směru letu světla. Za zjednodušujícího předpokladu konstantní intenzity světla na terčíku je difrakční příspěvek $\psi(P)$ v bodě P, plynoucí z Huygensova-Fresnelova principu, roven

$$\psi(P) = A \iint_{Q\in\Sigma} \frac{K(\chi)}{SQ\cdot QP}\exp\Big(\mathrm{i}[\omega t - k(SQ+QP)]\Big)d\Sigma,$$

kde $K(\chi)=\mathrm{i}/\lambda$ je faktor sklonu a A je amplituda zdroje.

- Nalezněte vyjádření difrakčního integrálu v lineární aproximaci terčíkových souřadnic $Q(x,y)$; vzdálenosti QP aproximujte konstantní vzdáleností $r_0\equiv Q_0P$ ke středu Q_0 otvoru terčíku.

$$\left[\psi(P)\doteq A_\mathrm{D}\iint_{Q\in\Sigma}\exp\left(\mathrm{i}k\frac{x\xi+y\eta}{r_0}\right)\mathrm{d}\Sigma,\ A_\mathrm{D}=\frac{\mathrm{i}}{\lambda ab}\exp\Big(\mathrm{i}[\omega t-k(a+r_0)]\Big)\right]$$

7.1 S využitím Fraunhoferova integrálu vypočtěte difrakci na centrovaném obdélníkovém otvoru o velikosti $p\times q$. Určete polohy maxim a šířku centrálního maxima.

$$\left[\psi(\xi,\eta)=A_\mathrm{D}pq\,\mathrm{sinc}\left(\frac{kp\xi}{2r_0}\right)\mathrm{sinc}\left(\frac{kq\eta}{2r_0}\right),\ \ I_{pq}=\psi\psi^*\right]$$

7.2 S využitím Fraunhoferova integrálu spočtěte Youngův experiment realističtěji jako difrakci na centrované dvojici totožných obdélníkových otvorů o velikosti $p\times q$, vzdálených od sebe o $d>p$ podél osy x.

$$\left[I(\xi,\eta)=4I_{pq}\cos^2(kd\xi/2r_0)\right]$$

7.4 *Mřížkový faktor.* Demonstrujte, že při difrakci na pravidelně se opakujících otvorech stejného tvaru se výsledná intenzita ve Fraunhoferově přiblížení dá počítat jako součin difrakce na jednom z otvorů (otvorový faktor) a funkce závisející na rozložení otvorů na terčíku (mřížkový faktor). Pro jednoduchost vyjděte z předchozího příkladu a uvažujte M ekvidistantně vzdálených obdélníkových otvorů o velikosti $p\times q$.

$$\left[I(\xi,\eta)=I_{pq}\left|\sum_{m=1}^{M}\exp(-\mathrm{i}kdm\xi/r0)\right|^2=I_{pq}\left(\frac{\sin(kdM\xi/2r_0)}{\sin(kd\xi/2r_0)}\right)^2\right]$$

7.3 Difrakce na kruhovém otvoru. Přejděte na terčíku a stínítku do polárních souřadnic a vypočtěte difrakci na centrovaném kruhovém otvoru o poloměru R.

$$\left[I(\rho)=|A_{\mathrm{D}}\pi R^2|^2\left(\frac{2J_1(kR\rho/r0)}{kR\rho/r_0}\right)^2,\ \rho^2=\xi^2+\eta^2\right]$$

8. **Aplikace**.

8.1 Podle Gullstrandova–Le Grandova modelu oka má rohovka tloušťku 0.55 mm a index lomu 1.3771. Určete dobu, za kterou projde rohovkou tam a zpět (po odrazu od zadní stěny) signál a) ultrazvuku ($v\doteq$1500 m/s), b) světelný.

[]

8.2 *Dvojlom.* Předpokládejte planparalelní desku vyrobenou z křemene, indexy lomu řádného a mimořádného paprsku v křemeni jsou po řadě $n_{\mathrm{o}}=1.544$ a $n_{\mathrm{e}}=1.553$. Uvažujte kolmo dopadající světlo a vypočtěte fázový rozdíl řádného a mimořádného paprsku při průchodu deskou tloušťky L a

- určete nejmenší tloušťku desky, při které se bude chovat jako čtvrtvlnná (způsobí fázový rozdíl $\pi/2$ mezi řádným a mimořádným paprskem a tedy změní dopadající lineární polarizaci světla na kruhovou) a jako půlvlnná (způsobí fázový rozdíl π a změní orientaci lineárně polarizovaného světla na kolmou)
- zjistěte, jaké tloušťky desky jsou k dispozcici, má-li půlvnná destička mít tloušťku kolem 1 mm.

[]

8.2∗ *Antireflexní vrstva.* Předpokládejte tlustou planparalelní desku o indexu lomu n_1, na které je nanesena tenká vrstva materiálu o indexu lomu n_2. Pro světlo dopadající kolmo ze strany tenké vrstvy určete celkovou intenzitu I_{t} prošlého světla deskou; uvažujte násobné odrazy pouze uvnitř tenké vrstvy, fázové členy však zanedbejte. Určete n_2, které množství prošlého světla maximalizuje a porovnejte získanou hodnotu s příkladem 6.1 samotné desky.

$$\left[\frac{I_{\mathrm{t}}}{I_0}=\frac{16n_1^2n_2}{(n_1+1)^3(n_1+n_2^2)},n_2=\sqrt{n_1},\ \text{pro } n_1=1.5\text{: }\frac{0.94}{0.92}\right]$$