

Univerzita Karlova v Praze  
Matematicko-fyzikální fakulta

## **BAKALÁŘSKÁ PRÁCE**



**Aleš Jirk**

### **Optické jevy v atmosféře**

**Katedra meteorologie a ochrany prostředí**

**Vedoucí bakalářské práce: Prof. RNDr. Jan Bednář, CSc.**

**Studijní program: Meteorologie a ochrana prostředí, obecná fyzika**

2006

Děkuji Prof. RNDr. Janu Bednářovi, CSc. za vstřícnost a rady k mé bakalářské práci.

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci napsal samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů. Souhlasím se zapůjčením práce a jejím zveřejněním.

V Praze dne 10. 8. 2006

Aleš Jirk



# Obsah

<b>Úvod</b>	<b>5</b>
<b>1 Optika – teorie</b>	<b>6</b>
1.1 Šíření světla v prostředí.....	6
1.2 Odraz a lom na rozhraní dvou prostředí.....	8
1.3 Dráha paprsku při průchodu atmosférou.....	10
1.4 Ohyb světla .....	12
1.5 Rozptyl světla v atmosféře.....	13
<b>2 Optické jevy tvořené odrazem a lomem v atmosféře</b>	<b>19</b>
2.1 Refrakce vzniklá v atmosféře.....	19
2.2 Svrchní zrcadlení.....	21
2.3 Spodní zrcadlení.....	24
<b>3 Optické jevy tvořené odrazem a lomem na vodních kapkách</b>	<b>26</b>
3.1 Duha.....	26
3.2 Koróna.....	29
3.3 Irizace mraků.....	31
3.4 Glórie (gloriola).....	32
<b>4 Optické jevy tvořené odrazem a lomem na ledových krystalcích</b>	<b>34</b>
4.1 Halové jevy.....	34
4.2 Vznik Halových jevů.....	35
4.3 Různé druhy halových jevů.....	39
<b>Závěr</b>	<b>49</b>
<b>Literatura</b>	<b>50</b>

Název práce: Optické jevy v atmosféře  
Autor: Aleš Jirk  
Katedra (ústav): Meteorologie a ochrana prostředí  
Vedoucí bakalářské práce: Prof. RNDr. Jan Bednar, CSc.  
e-mail vedoucího: Jan.Bednar@mff.cuni.cz

**Abstrakt:** Na základě rešeršních podkladů byla v práci zpracována problematika optických jevů v atmosféře. Východiskem k jejich modelování byla teorie odrazu a lomu světla na rozhraní dvou prostředí, ohyb a rozptyl světla formulované v optice. Práce se zabývá optickými jevy založenými na interakci světla v plynné atmosféře, na vodních kapkách a na ledových krystalcích. Jednotlivé optické jevy v atmosféře jsou doplněny experimentálními výsledky z jejich pozorování.

**Klíčová slova:** Odraz a lom světla, Duha, Halový jev

Title: Optical phenomena in atmosphere  
Autor: Aleš Jirk  
Department: Meteorology and Environment Protection  
Supervisit: Prof. RNDr. Jan Bednar, CSc.  
Supervisor's e-mail address: Jan.Bednar@mff.cuni.cz

**Abstract:** On the basis of search materials the paper deals with the issue of optical phenomena in the atmosphere. The theory of reflection and refraction of light on the edge of two settings, diffraction and dispersion of light formulated in optic, were the grounds for their modelling. The paper deals with optical phenomena based on the interaction of light in gas atmosphere, on water drops and on ice crystals. The individual optical phenomena in the atmosphere are complemented by experimental results obtained during their observation.

**Keywords:** Reflection and refraction of light, Rainbow, Halo phenomenon

# Úvod

Pod pojmem optický jev v atmosféře si většina lidí představí duhu, kterou každý určitě někdy viděl. Dále se někteří setkali v literatuře s pojmem fata morgana ve spojitosti s optickým jevem pozorovaným na poušti. Tím však jejich znalosti většinou končí.

Z tohoto pohledu by se mohlo zdát, že se jedná o jevy, které jsou řídké a jsou vlastně raritou. Některé optické jevy v atmosféře však probíhají neustále a člověk jim nedává žádnou váhu, protože si na ně zvykl, jsou součástí jeho života. Např. je samozřejmé, že bezoblačná obloha je modrá.

Optické jevy vznikají na základě interakcí elektromagnetického záření ve viditelném spektru, se vším co se vyskytuje v atmosféře. Ať jsou to plyny tvořící vzduch se svými proměnnými fyzikálními vlastnostmi v závislosti na teplotě a tím implicitně na výšce, nebo se jedná o přítomnost kapalných částic nebo pevných částic. Interakci se chápe lom, odraz, ohyb nebo rozptyl světla v daném prostředí.

Výjimečné optické jevy nastávají v případech, že nastanou výjimečné atmosférické či klimatické podmínky a tak je možné v přírodě pozorovat vzácné úkazy. Při těchto jevech se dá ověřit, že teoretické modely platí a že úkazy jsou vysvětlitelné.

K interakcím světla v atmosféře dochází neustále a je třeba se zajímat, jestli tyto běžné optické jevy neovlivňují některé experimentální činnosti. Jedním z nich je např. astronomické pozorování, kdy mezi pozorovatelem a okolním vesmírem leží vrstva atmosféry. Opačným experimentem je snímkování Země z obíhajících družic (meteorologických, vojenských apod.). U obou činností se musí kontrolovat, jestli prováděné korekce na zkreslení obrazu jsou v souladu s aktuálními vlastnostmi atmosféry. Významná astronomická pozorování přenesl člověk ze Země na obíhající družice, aby se abstrahoval právě od vlivu atmosféry.

Cílem této bakalářské práce bylo provedení rešerše v oblasti optických jevů v atmosféře. Studium optických jevů vychází z teoretických zákonitostí a modelování jednotlivých optických jevů, na které navazuje přiřazení materiálů z jejich experimentálních pozorování, které tyto jevy ověřují.

# 1 Optika – teorie

## 1.1 Šíření světla v prostředí

Šíření světla, které je elektromagnetické vlnění, popisuje vlnová rovnice, kterou lze odvodit z Maxwellových rovnic:

$$\nabla \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \quad (1.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{j} \quad (1.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (1.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.4)$$

$\vec{E}$  je intenzita elektrického pole a  $\vec{H}$  intenzita magnetického pole.  $\vec{D}$  značí elektrickou indukci a  $\vec{B}$  magnetickou indukci. Hustota elektrického proudu je  $\vec{j}$  a  $\rho$  vyjadřuje hustotu rozložení volného náboje.

Rovnice (1.1) a (1.3) se nazývají první série Maxwellových rovnic a rovnice (1.2) a (1.4) jsou druhá série Maxwellových rovnic.

Světlo ve viditelné oblasti spektra se nachází v intervalu 400 až 750 nm. Prostředí, jimiž prochází světelné paprsky, můžeme rozdělit na prostředí homogenní, nehomogenní, izotropní, anizotropní, elektricky vodivá a elektricky nevodivá. Homogenní prostředí je v celém prostoru stejné, nezávisí na prostorové souřadnici. Izotropní látky jsou takové, jejichž vlastnosti nezávisí na směru šíření (polarizace, šíření světla atd.). Elektricky vodivé a nevodivé látky lze též pojmenovat jako vodiče a dielektrika.

Materiálové vztahy jsou:

$$\vec{B} = \mu \vec{H}, \vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (1.5)$$

$\mu$  je magnetická permeabilita a  $\epsilon_0$  permitivita vakua. Většinou předpokládáme nemagnetické prostředí, tzn.  $\mu = \mu_0$ .

Dále platí Ohmův zákon v diferenciálním tvaru:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (1.6)$$

$\sigma$  značí elektrickou vodivost prostředí.

Pro rychlost šíření světelných vln v prostředí platí:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} \quad (1.7)$$

Kde  $\epsilon$  je permitivita prostředí a  $\mu$  je magnetická permeabilita prostředí. Dále zavádíme  $\epsilon_r$  jako relativní permitivitu neboli poměr permitivity v prostředí a ve vakuu a  $\mu_r$  jako relativní permeabilitu neboli poměr permeability v prostředí a ve vakuu Troposféra a stratosféra patří při členění atmosféry vzhledem k elektrické aktivitě do neutrosféry. Proto vzduch v těchto vrstvách bereme jako homogenní a izotropní nevodiv, pro který platí:

$$\vec{j} = 0 \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (1.9)$$

Protože řešení hledáme jako periodicky proměnné elektrické a magnetické silové pole, tak nás nezajímá konstantní hustota volného náboje. Proto budeme volit  $\rho = 0$ .

Vektorový vztah:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \Delta \vec{E} \quad (1.10)$$

upravíme s použitím Maxwellovy rovnice (1.3), materiálových vztahů (1.5) za předpokladu, že  $\rho = 0$ . Dostaneme:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\Delta \vec{E} \quad (1.11)$$

Dále na Maxwellovu rovnici (1.1) použijeme operátor rotace:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} + \nabla \times \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \quad (1.12)$$

Dosazením rovnic (1.2) a (1.11) do (1.12) a s přihlédnutím na materiálové vztahy (1.5) dostaneme:

$$\Delta \vec{E} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.13)$$

Analogickým postupem lze odvodit rovnici:

$$\Delta \vec{H} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.14)$$

Rovnice (1.13) a (1.14) jsou vlnovými rovnicemi d'Alambertova typu odvozenými z Maxwellových rovnic. Ze vztahů (1.13) a (1.14) plyne vztah (1.7) pro fázovou rychlost šíření vln. Pro fázovou rychlost ve vakuu platí:

$$c_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (1.15)$$

V optice se zavádí veličina index lomu prostředí  $n$ :

$$n = \frac{c_0}{c} = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \quad (1.16)$$

$c_0$  je rychlost světla (elektromagnetické vlny) ve vakuu a  $c$  rychlost světla v prostředí. Jako jedno z nejjednodušších řešení vlnových rovnic (1.13) a (1.14) lze vypočítat:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (1.17)$$

$\omega$  je fáze a  $\vec{k}$  je vlnový vektor, pro který platí:

$$\vec{k} = k\vec{s} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{s} \quad (1.18)$$

Zde vektor  $\vec{s}$  značí jednotkový vektor ve směru šíření vln,  $\lambda$  je vlnová délka. Rovnice (1.13) a (1.14) lze přepsat do Helmholtzova tvaru s přihlédnutím na řešení (1.17):

$$\Delta \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0 \quad (1.19)$$

Analogicky lze odvodit rovnice:

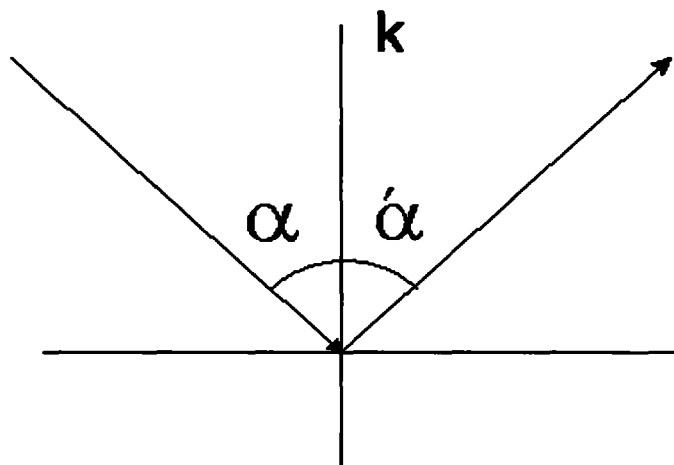
$$\Delta \vec{H} + k^2 \vec{H} = 0 \quad (1.20)$$

## 1.2 Odraz a lom světelných paprsků na rozhraní dvou prostředí

Zabýváme se stavem, kdy paprsky světla prochází dvěma prostředími o různých hustotách a tedy i různých indexech lomu  $n$ .

Paprsek dopadající na rozhraní dvou prostředí se odráží od rozhraní a zároveň i lomí do prostředí s jinou hustotou.

**Zákon odrazu:**



Obr. č. 1.1 – Zákon odrazu (převzato z [4])



Paprsek odražený od rozhraní zůstává ve stejné rovině, jako když dopadal. Zákon odrazu je nakreslen na obrázku č. 1.1, kde  $\alpha$  je úhel dopadu a  $\alpha'$  je úhel odrazu. Pro oba úhly platí:

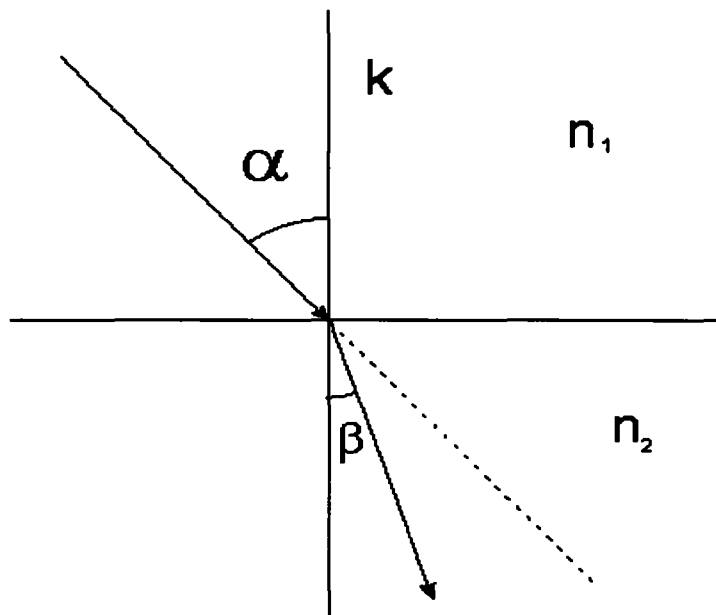
$$\alpha = \alpha' \quad (1.21)$$

Zákon lomu:

Definujeme relativní index lomu:

$$n_r = \frac{n_2}{n_1} = \frac{\sqrt{\epsilon_{r2} \mu_{r2}}}{\sqrt{\epsilon_{r1} \mu_{r1}}} \quad (1.22)$$

$\epsilon_{r1}$  a  $\epsilon_{r2}$  jsou relativní permitivity pro jednotlivá prostředí.  $\mu_{r1}$  a  $\mu_{r2}$  jsou relativní permeability pro jednotlivá prostředí.



Obr. č. 1.2 – Zákon lomu (převzato z [4])

Na obrázku č. 1.2 je nakreslen zákon lomu, kde  $\alpha$  je úhel dopadu a  $\beta$  je úhel lomu. S přihlédnutím na obrázek č. 1.2 lze zákon lomu napsat do rovnice:

$$n_r = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \quad (1.22)$$

Rovnice (1.22) se nazývá Snelliův zákon, ze které pro paprsek šířící se prostředími o různých hustotách platí:

Jestliže paprsek prochází z opticky řidšího do opticky hustší prostředí ( $n_1 < n_2$ ), tak se lomí ke kolmici ( $\alpha > \beta$ ), což je nakresleno na obrázku č. 1.2. Analogicky při přechodu z hustšího do řidšího prostředí se paprsek lomí od kolmice ( $\alpha < \beta$ ).

Při zvětšování úhlu dopadu při lomu paprsku od kolmice může paprsek dosáhnou tzv. mezního úhlu. Při tomto a větším úhlu dopadu dochází už jen k úplnému odrazu paprsku od rozhraní.

Ve vzduchu většinou platí, že  $\mu_r = 1$ , z čehož plyne:

$$n = \sqrt{\varepsilon_r} \quad (1.23)$$

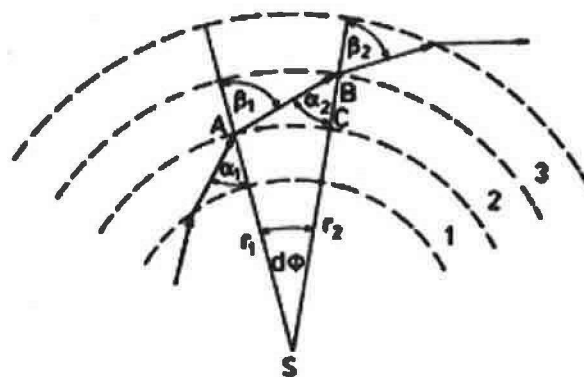
Index lomu závisí na vlnové délce. Jeho hodnota se s větší vlnovou délkou zmenšuje. V tabulce č. 1.1 jsou uvedeny pro několik hodnot vlnových délek ve viditelné oblasti příslušné indexy lomu.

Tab. č. 1.1 – Závislost vlnové délky a indexu lomu (převzato z [1])

$\lambda$ [nm]	n
500	1,000294336
520	1,000293813
540	1,000293343
560	1,000292935
580	1,000292565
600	1,000292223
620	1,000291932
640	1,000291661
660	1,000291414

### 1.3 Dráha paprsku při průchodu atmosférou

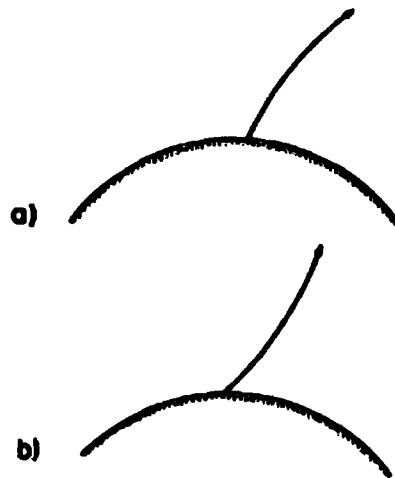
Index lomu v atmosféře závisí na vertikální poloze. Za normální situace při průchodu atmosférou od zemského povrchu k horní hranici atmosféry hustota vzduchu s výškou klesá, proto při za této situace klesá i index lomu vzduchu. Atmosféru lze myšlenkově rozdělit na infinitezimální vrstvy vzduchu. V každé vrstvě předpokládáme konstantní hodnotu indexu lomu.



Obr. č. 1.3 – Průchod paprsku vrstvami vzduchu (převzato z [1])

Na obrázku č. 1.3 je nakreslen průchod paprsku vrstvami atmosféry při normálním průběhu hustoty vzduchu s výškou (hustota vzduchu s výškou klesá). Paprsek procházející z hustšího do řidšího prostředí se láme od kolmice. Paprsek tvoří lomená čára. Jelikož jsou tyto vrstvy infinitesimální, jeví se paprsek ve skutečnosti jako na obrázku č. 1.4 - a).

Na obrázku č. 1.4 - b) je vidět průchod paprsku atmosférou při nestandardním průběhu hustoty vzduchu s výškou. Hustota s výškou roste. Tento jev vzniká při teplotních inverzích. Paprsek se lomí ke kolmici.



Obr. č. 1.4 – Průchod paprsku vrstvami vzduchu při normální a anormální situaci (převzato z [1])

Na obrázku č. 1.3 je trojúhelník ABS. Užitím sinové věty dostáváme:

$$\frac{\sin \alpha_2}{\sin(180^\circ - \beta_1)} = \frac{r_1}{r_2} \quad (1.24)$$

Pro funkci sinus platí:

$$\sin(180^\circ - \beta) = \sin \beta \quad (1.25)$$

Dosazením (1.25) do výrazu (1.24) dostaneme:

$$\frac{\sin \alpha_2}{\sin \beta_1} = \frac{r_1}{r_2} \quad (1.26)$$

Dále dosadíme do rovnice (1.26) Snelliův zákon (1.22) a dostáváme:

$$n_1 r_1 \sin \alpha_1 = n_2 r_2 \sin \alpha_2 \quad (1.27)$$

Infinitesimální vrstvy můžeme volit libovolně, proto rovnici (1.27) lze přepsat na obecný vztah, jakým je charakterizován paprsek lomící se v atmosféře:

$$nr \sin \alpha = C \quad (1.28)$$

$n$  je index lomu v určitém bodě,  $r$  je vzdálenost tohoto bodu od středu Země,  $\alpha$  je úhel mezi paprskem a vrstvou vzduchu ohraničenou vertikální přímkou a konstanta  $C$  je závislá na počátečních podmínkách.

Dalším důležitým vztahem je rovnice křivosti, jejíž odvození je v [1]:

$$K = -\frac{dn \sin \alpha}{dz n} \quad (1.29)$$

$K$  značí křivost trajektorie paprsku v bodě, která svírá s vertikálou úhel  $\alpha$ .

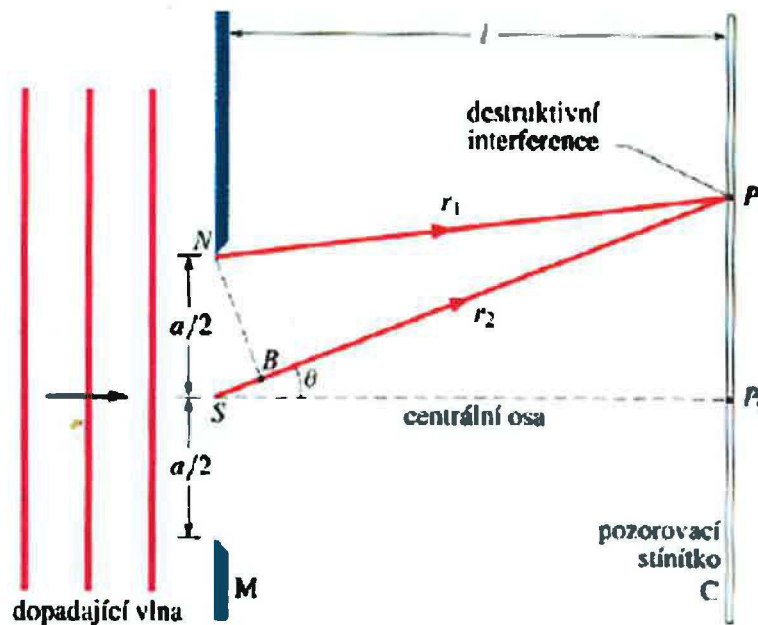
## 1.4 Ohyb světla

Difrakce neboli ohyb světla je projevem jeho vlnových vlastností. V závislosti na ohybu se světlo nešíří jen přímočaře, ale i do tzv. geometrického stínu, který vzniká za překážkami.

Způsob šíření světla byl pojmenován po svém autorovi jako Huygensův princip. Tento princip zní (viz [3]):

„Světelná vlna se šíří podobně jako vlna na vodě, každý bod vlnoplochy je zdrojem sekundární kulové vlny. Vlnoplocha je vždy po určitém čase dána obálkou sekundárních vlnek.“

Pokud světlo, které se ohýbá, je koherentní, tak pozorujeme ohybový obrazec, který je způsoben interferencí vlnění přicházejících z různých směrů.



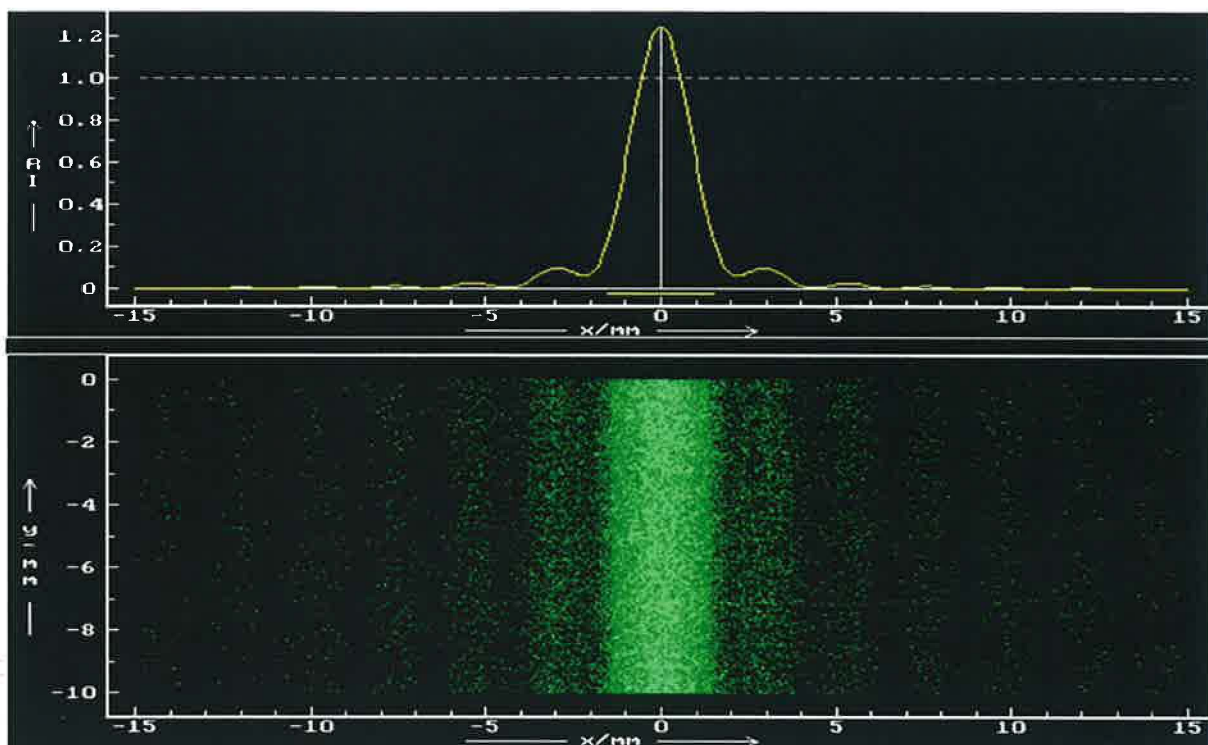
Obr. č. 1.5 – Ohyb na šterbině (převzato z [5])

Interference je jev, který je způsoben skládáním různých příspěvků vlnění v daném místě. Při interferenci vznikají tzv. interferenční struktury neboli maxima a minima. U monochromatického světla vznikají světlé a tmavé proužky, u bílého světla vzniká duhovost. Interference je pozorovatelná jen za předpokladu, že světlo je koherentní. Tzn.

světelné paprsky přicházející na místo vzniku interference mají stejnou fázi nemění se s časem.

Na obrázku č. 1.5 je nakreslena difrakce světelných paprsků na štěrbině, při které vzniká interference. Interference je vidět v bodě  $P_1$ .

Na obrázku č. 1.6 je vyneseno rozložení intenzity světla při ohybu světla na štěrbině jako na obr.č. 1.5.



Obr. č. 1.6 – Rozložení intenzity světla při ohybu na štěrbině (převzato z [5])

## 1.5 Rozptyl světla v atmosféře

### Rozptyl elektromagnetického záření na kulových částechkách

V atmosféře se nacházejí aerosolové částice, které mají velikou elektrickou vodivost. Na těchto částechkách vzniká rozptyl elektromagnetického záření, který nazýváme Mieův podle německého fyzika G. Mieho, jenž tento rozptyl popsal počátkem 20. století.

Při řešení rozptylu budeme uvažovat, že na kulovou částechku o poloměru  $a$  dopadá tok elektromagnetického záření o elektrické intenzitě  $E^0$  a magnetické intenzitě  $H^0$ , dále intenzity  $E^a$  a  $H^a$  rozptýlené kulovou částicí a  $E^i$  a  $H^i$  jsou intenzity buzení uvnitř částice způsobující rozptyl.

Ze spojitosti tečných složek intenzit platí na povrchu kulové částechky ve sférických souřadnicích v každém čase:

$$E_g^a + E_g^0 = E_g^i \quad (1.30)$$

$$E_{\varphi}^a + E_{\varphi}^0 = E_{\varphi}^i \quad (1.31)$$

$$H_{\vartheta}^a + H_{\vartheta}^0 = H_{\vartheta}^i \quad (1.32)$$

$$H_{\varphi}^a + H_{\varphi}^0 = H_{\varphi}^i \quad (1.33)$$

Kde  $\theta$  a  $\varphi$  jsou sférické souřadnice.  $\theta$  je úhel mezi vertikální souřadnicí  $z$  v kartézských souřadnicích a úsečkou, která určuje vzdálenost  $r$  od středu souřadnic, a  $\varphi$  je úhel mezi osou  $x$  v kartézských souřadnicích a průmětem vzdálenosti  $r$  od středu souřadnic do roviny  $xy$ .

Dále jsou uvedeny Maxwellovy rovnice ve sférických souřadnicích (odvození v [1]):

$$ikm^2 E_r = \frac{1}{r \sin \vartheta} \left\{ \frac{\partial}{\partial \vartheta} (H_{\varphi} \sin \vartheta) - \frac{\partial}{\partial \varphi} H_{\vartheta} \right\} \quad (1.34)$$

$$ikm^2 E_{\vartheta} = \frac{1}{r \sin \vartheta} \left\{ \frac{\partial}{\partial \varphi} H_r - \frac{\partial}{\partial r} (r H_{\varphi} \sin \vartheta) \right\} \quad (1.35)$$

$$ikm^2 E_{\varphi} = \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} (r H_{\vartheta}) - \frac{\partial}{\partial \vartheta} H_r \right\} \quad (1.36)$$

$$-ikH_r = \frac{1}{r \sin \vartheta} \left\{ \frac{\partial}{\partial \vartheta} (E_{\varphi} \sin \vartheta) - \frac{\partial}{\partial \varphi} E_{\vartheta} \right\} \quad (1.37)$$

$$-ikH_{\vartheta} = \frac{1}{r \sin \vartheta} \left\{ \frac{\partial}{\partial \varphi} E_r - \frac{\partial}{\partial r} (r E_{\varphi} \sin \vartheta) \right\} \quad (1.38)$$

$$-ikH_{\varphi} = \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} (r E_{\vartheta}) - \frac{\partial}{\partial \vartheta} E_r \right\} \quad (1.39)$$

Kde  $k$  je vlnové číslo:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1.40)$$

a  $m$  je komplexní index lomu:

$$m = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r - i \frac{\sigma \mu_r}{\omega \varepsilon_0}} \quad (1.41)$$

Elektrické pole vzniklé rozptylem popisujeme jako superpozici dvou silových polí. Za první pole elektrických kmitů, kde  $H_r = 0$ , a pole magnetických kmitů, kde  $E_r = 0$ .

Například pro pole elektrických kmitů za splnění podmínky  $H_r = 0$  platí ze vztahu (1.37):

$$\frac{\partial}{\partial \vartheta} (E_\varphi \sin \vartheta) = \frac{\partial}{\partial \varphi} E_\vartheta \quad (1.42)$$

Z čehož vyplývá:

$$E_\varphi \sin \vartheta = \frac{\partial \Phi_1}{\partial \varphi}, \quad E_\vartheta = \frac{\partial \Phi_1}{\partial \vartheta} \quad (1.43)$$

Kde  $\Phi_1$  je libovolná funkce.

Dále zavedeme substituci:

$$\Phi_1 = \frac{1}{r} \frac{\partial \xi_1}{\partial r} \quad (1.44)$$

Analogické úpravy lze udělat pro magnetické kmity, kde  $E_r = 0$ .

Úpravami (1.43) pomocí Maxwellových rovnic ve sférických souřadnicích s použitím substituce (1.44), zavedením potenciálových funkcí  $U_1$  a  $U_2$  a superpozicí obou řešení magnetických a elektrických kmitů dostáváme (odvozeno v [1]):

$$E_\vartheta = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 (rU_1)}{\partial r \partial \vartheta} - \frac{ik}{r \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \varphi} (rU_2) \quad (1.45)$$

$$E_\varphi = \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial^2 (rU_1)}{\partial r \partial \vartheta} + \frac{ik}{r} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (rU_2) \quad (1.46)$$

$$H_\vartheta = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 (rU_2)}{\partial r \partial \vartheta} + \frac{ikm^2}{r \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \varphi} (rU_1) \quad (1.47)$$

$$H_\varphi = \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial^2 (rU_2)}{\partial r \partial \vartheta} - \frac{ik}{r} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (rU_1) \quad (1.48)$$

Dále pomocí rovnice (1.34) a (1.37) odvodíme vztah pro  $E_r$  a  $H_r$ :

$$E_r = \frac{1}{r \sin \vartheta} \left\{ \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left( -\sin \vartheta \frac{\partial U_1}{\partial \vartheta} \right) - \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial U_1}{\partial \varphi} \right) \right\} \quad (1.49)$$

$$H_r = \frac{1}{r \sin \vartheta} \left\{ \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left( -\sin \vartheta \frac{\partial U_2}{\partial \vartheta} \right) - \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial U_2}{\partial \varphi} \right) \right\} \quad (1.50)$$

Dosazením (1.46), (1.47) a (1.49) do (1.38) dostáváme vlnovou rovnici pro  $U_1$ :

$$\Delta U_1 + k^*{}^2 U_1 = 0 \quad (1.51)$$

Kde  $k^* = mk$ .

Vyřešením vlnové rovnice (1.51) za předpokladu okrajových podmínek (1.30 – 1.33) a dosazením výsledku do (1.46 – 1.50) dostáváme:

$$E_r^a = H_r^a = 0 \quad (1.52)$$

$$E_\theta^a = \frac{E^0 \cos \varphi}{k} \frac{e^{-ikr}}{r} \sum_{l=1}^{\infty} (c_l S_l + b_l Q_l) \quad (1.53)$$

$$E_\varphi^a = -\frac{E^0 \sin \varphi}{k} \frac{e^{-ikr}}{r} \sum_{l=1}^{\infty} (c_l Q_l + b_l S_l) \quad (1.54)$$

$$H_\theta^a = \frac{E^0 \sin \varphi}{k} \frac{e^{-ikr}}{r} \sum_{l=1}^{\infty} (c_l Q_l + b_l S_l) \quad (1.55)$$

$$H_\varphi^a = \frac{E^0 \cos \varphi}{k} \frac{e^{-ikr}}{r} \sum_{l=1}^{\infty} (c_l S_l + b_l Q_l) \quad (1.56)$$

Kde  $E^0$  je velikost amplitudy intenzity elektrického pole,  $r$  je vzdálenost od středu kulové částičky a musí platit, že  $r \gg a$ ,  $c_l$ ,  $b_l$  jsou tzv. Mieovy amplitudy a  $S_l$ ,  $Q_l$  jsou úhlové frekvence. Dále bylo předpokládáno, že komplexní index lomu  $m_a$  je roven jedné.

Mieovy amplitudy lze napsat ve tvaru:

$$c_l = i^l C_l, \quad C_l = i^{l+1} \frac{2l+1}{l(l+1)} \frac{\psi_l(\gamma) \psi_l(\gamma m) - m \psi_l(\gamma) \psi_l(\gamma m)}{\kappa_l(\gamma) \psi_l(\gamma m) - m \kappa_l(\gamma) \psi_l(\gamma m)} \quad (1.57)$$

$$b_l = i^l B_l, \quad B_l = i^{l+1} \frac{2l+1}{l(l+1)} \frac{\psi_l(\gamma) \psi_l(\gamma m) - m \psi_l(\gamma) \psi_l(\gamma m)}{\kappa_l(\gamma) \psi_l(\gamma m) - m \kappa_l(\gamma) \psi_l(\gamma m)} \quad (1.58)$$

Kde

$$\psi_l(x) = \sqrt{\frac{\pi x}{2}} J_{l+\frac{1}{2}}(x) \quad (1.59)$$

$$\kappa_l(x) = \sqrt{\frac{\pi x}{2}} H_{l+\frac{1}{2}}^{(2)}(x) \quad (1.59)$$

Kde  $J_{l+\frac{1}{2}}(x)$  je Besselova funkce prvního druhu a  $H_{l+\frac{1}{2}}^{(2)}(x)$  je Hankelova funkce druhého druhu. Čárka u symbolů v (1.57) a (1.58) je derivace dle argumentu v závorce. A  $\gamma$  je:

$$\gamma = \frac{2\pi a}{\lambda} \quad (1.60)$$

Tyto Mieovy amplitudy jsou v podstatě amplitudy jednotlivých vln, které vytvoří rozptýlené elektromagnetické záření. Rozptyl lze vysvětlit tak, že částice, na kterou dopadá elektromagnetické záření, se rozkmitá a začne být zdrojem záření, které lze popsat superpozicí vyzařování pólů, dipólů, kvadrupólů.



V sumách ve vztazích (1.53 – 1.56) sčítáme podle  $l$ , což označuje počet pólů (dipól  $l = 1$ , kvadrupól  $l=2$  atd.). Z konvergence řad plyne, že sumy se vyčísľují až po hodnoty  $l$ , které odpovídají  $\gamma$  definované v rovnici (1.60).

## Rozptyl světla v atmosféře

Rozptyl světla v atmosféře lze rozdělit na dva typy. Na molekulární neboli Rayleighův rozptyl (na molekulách vzduchu) a na rozptyl na větších částicích přítomných v atmosféře (na vodních kapičkách, ledových krystalcích, různých prachových částicích atd.).

### Rayleighův rozptyl

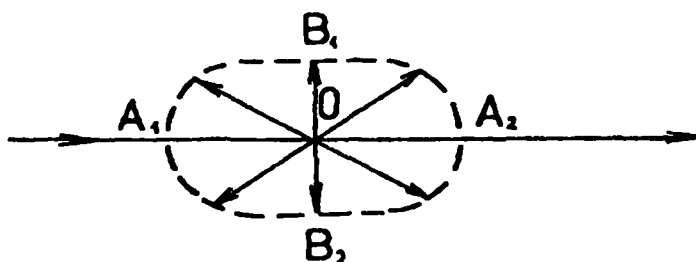
Aby vznikl tento rozptyl musí platit:

- $\gamma = \frac{2\pi a}{\lambda} \ll 1$ , neboli rozptylující částice musí být alespoň o řád menší než je vlnová délka rozptylovaného světla.
- $|m|\gamma < 1$ , tzn. velikost komplexního indexu lomu rozptylujících částic je menší než pro látky s velkou elektrickou vodivostí.

Intenzita světelného toku, která dopadá na jednotku plochy, je přibližně:

$$I \approx \frac{1}{\lambda^4} \quad (1.61)$$

Tvar rozptylu na malých částech (např. molekulách vzduchu) je nakreslen na následujícím obrázku:



Obr. č. 1.7 – Rozptylová indikatrice

Na obrázku vidíme, že sluneční paprsek směřuje na rozptylující částičku O a čárkovaná křivka znázorňuje prostorové rozdělení rozptylu do různých směrů. Vidíme že rozptyl na malých částech je symetrický vzhledem k rovině dopadu paprsku. Dále platí mezi vzdálenostmi  $|OA| = 2|BA|$

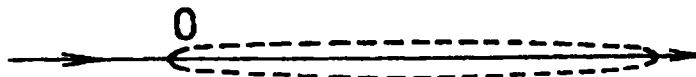
Důsledkem (1.61) je, že mnohem více se rozptyluje krátkovlnné záření než dlouhovlnné. Tzn. nejvíce z viditelného spektra se rozptyluje modrá barva, a proto je nebe zbarveno do modra.

### Neutrální rozptyl

Druhým typem rozptylu v atmosféře je rozptyl na větších částech, které jsou o několik řádů větší než molekuly. Intenzita světelného toku je nezávislá na vlnové délce. Takže vlnové délky jsou stejně účinně rozptylovány a rozptýlené světlo má přirozenou bílou barvu.

Z čehož plyne proč jsou oblaka bílá.

Tento neutrální rozptyl je nakreslen na obrázku č. 1.8.



Obr. č. 1.8 – Rozptylová indikatrice pro neutrální rozptyl  
(převzato z [1])

Tento rozptyl je asymetrický. Většina paprsků je rozptylována do směru blízkých směrů k původnímu paprsku.

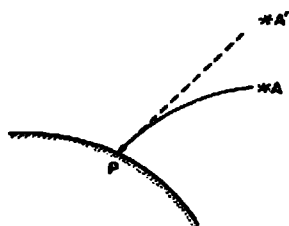
## 2 Optické jevy tvořené odrazem a lomem v atmosféře

### 2.1 Refrakce vzniklá v atmosféře

Paprsky světla jsou v atmosféře zakřivovány, protože hustota vzduchu v atmosféře se s výškou mění. Za standardních podmínek hustota vzduchu s výškou klesá. Proto paprsek při průchodu atmosférou směrem k zemskému povrchu jde z řidšího prostředí do hustšího a lomí se směrem ke kolmici. Z tohoto důvodu všechny objekty na obloze jsou vidět jinde než se ve skutečnosti nacházejí. Tato dislokace je známa jako terestrická refrakce, jestliže se objekt nachází v atmosféře a astronomická refrakce, jestliže je objekt z vesmíru.

#### Astronomická refrakce

Astronomická refrakce je způsobena nerovnoměrným rozdělením pole hustoty vzduchu v atmosféře. Tento jev je zachycen na obrázku č. 2.1.



Obr. č. 2.1 – Astronomická refrakce (převzato z [1])

Pozorovatel sledující nějaký objekt A se nachází v bodě P. Díky průchodu z opticky řidšího prostředí do opticky hustšího prostředí se paprsek lomí ke kolmici a zakřivuje se. Objekt je proto pozorován ve směru tečny od dráhy paprsku prošlého atmosférou.

Úhlovou vzdálenost objektů A a A' lze spočítat integrací rovnice křivosti paprsku (1.29) od horní hranice atmosféry k zemskému povrchu, kde index lomu na horní hranici atmosféry bereme roven 1 a u zemského povrchu položíme  $n=n_0$ .

$$|\Delta\varphi| = \int_{n_0}^1 \frac{dn}{dz} \frac{\sin \alpha}{n} ds \quad (2.1)$$

Zde  $ds$  je element dráhy, kterou paprsek prochází.

Po jednoduché úpravě dostáváme:

$$|\Delta\varphi| = \int_{n_0}^1 \frac{dn}{n} \operatorname{tg} \alpha \quad (2.2)$$

Tangens lze pro ostré úhly nahradit funkcí sinus:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\sin \alpha}{\sqrt{1 - \sin^2 \alpha}} \quad (2.3)$$

Z rovnice trajektorie paprsku vyplývá:

$$\sin \alpha = \frac{C}{r \cdot n} \quad (2.4)$$

Dosazením předchozích vztahů do rovnice (2.2) dostáváme:

$$|\Delta\varphi| = \int_{r_0}^{r_1} \frac{Cdn}{n\sqrt{r^2n^2 - C^2}}, \quad r = r(n) \quad (2.5)$$

Konstantu C lze vypočítat z okrajové podmínky na horní hranici atmosféry, kde se bere  $n=1$ .

Dostáváme:

$$C = (r_z + h)\sin \alpha_0 \quad (2.6)$$

Kde  $r_z$  označuje poloměr Země,  $h$  je tloušťka atmosféry a  $\alpha_0$  úhel dopadu paprsku na horní hranici atmosféry.

V tabulce č. 2.1 jsou uvedeny hodnoty astronomické refrakce  $|\Delta\varphi|$  pro různé hodnoty úhlu dopadu  $\alpha_0$  na horní hranici atmosféry.

Tab. č. 2.1 Závislost astronomické refrakce na úhlu dopadu na horní hranici atmosféry (převzato z [1])

$\alpha_0$	$\Delta\varphi$
60°	1,7
88°	18,2
90°	35,0

### Zemská refrakce

Dalším jevem podobným jako astronomická refrakce je tzv. zemská (terestrická) refrakce definovaná jako úhel celkového zakřivení paprsku vycházejícího ze zemského povrchu a procházejícího šikmo vzhůru do kosmu. Její velikost lze vypočítat pomocí (2.5) při změně integračních mezí. Místo (2.6) bereme:

$$C = n_0 r_z \sin \alpha_0 \quad (2.7)$$

Kde  $\alpha_0$  je úhel, který paprsek svírá s vertikálou, když opouští zemský povrch.

### Boční refrakce

V menším měřítku než astronomická refrakce je tzv. boční refrakce. Vzniká lomem horizontálních paprsků na odlišných hustotách vzduchu, které jsou způsobeny nerovnoměrným zahříváním zemského povrchu během dne. Tento efekt je sice malý při pozorování běžným okem, ale v např. geodetických pracích může být odchylka stokrát či tisíckrát větší než je chyba měření.

Horizontální křivost  $K_H$  lze vyjádřit z rovnice pro křivost jako:

$$K_H = -\frac{dn \sin \gamma}{dx \cdot n} \quad (2.8)$$

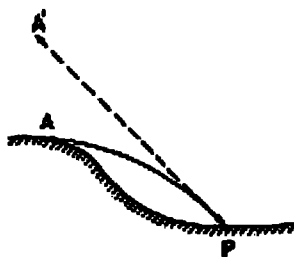
Kde osu  $x$  bereme do směru největších horizontálních změn absolutního indexu lomu  $n$  a  $\gamma$  je úhel mezi osou  $x$  a směrem paprsku.

### Zelený záblesk

Index lomu obecně závisí na vlnové délce paprsku. Velikost indexu lomu roste s klesající vlnovou délkou. Takže pro krátké vlnové délky (kolem 400nm) bude astronomická, zemská či boční refrakce větší než pro vlnové délky na konci viditelné oblasti (750nm). Tzn. při průchodu paprsku z kosmu atmosférou bude největší astronomická refrakce pro fialovou pak pro modrou a zelenou část spektra a nejmenší pro červenou. Při západu (východu) Slunce vnímáme o něco výše (níže) nad obzorem než ve skutečnosti je. Takže větší vlnové délky z červeného konce spektra jsou již zapadlé za obzorem, zatímco zelenou, modrou a fialovou lze ještě chvíli pozorovat. A proto v čisté atmosféře (bez zákalu či kouřma) můžeme někdy sledovat optický jev zvaný zelený paprsek, popř. zelený záblesk, když Slunce při svém západu zazáří nazelenalým světlem. Modrý a fialový záblesk se neobjevuje, protože modrá a fialová část spektra je velmi dobře rozptylována molekulami vzduchu.

### Zvednutí obzoru

Za standardních podmínek, tzn. když hustota vzduchu s výškou klesá, se paprsky procházející šikmo zakřívují. Toto je způsobeno lomem paprsku při přechodu mezi řídkším a hustším prostředím. Paprsek se zakřívuje ve stejném smyslu jako je reliéf zemského povrchu. Tvar trajektorie je zobrazen na obrázku č. 2.2.



Obr. č. 2.2 – Zvednutí obzoru (převzato z [1])

Pozorovatel v bodě P vnímá kopec s vrcholem v bodě A ve směru tečny trajektorie paprsku v bodě A', tzn. kopec se mu jeví větší.

## 2.2 Svrchní zrcadlení

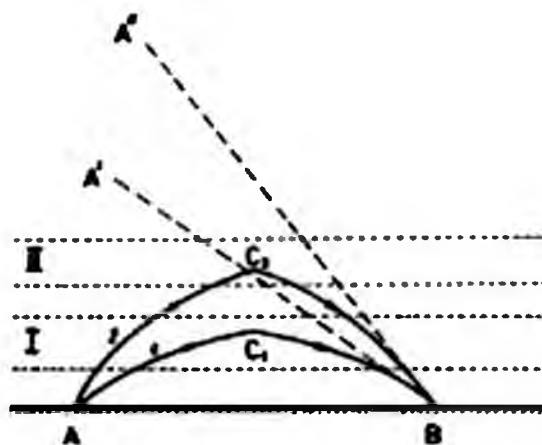
Jedním z nejzajímavějších jevů, který vzniká odrazem a lomem v atmosféře je tzv. svrchní zrcadlení. Tento jev je způsoben změnami hustoty vzduchu v nižších vrstvách atmosféry. Za standardních podmínek teplota vzduchu s výškou v troposféře klesá (obr.č 2.3). Svrchní zrcadlení se utváří, když těžký studený vzduch leží pod relativně teplejší vrstvou. Tento stav se nazývá teplotní inverze vzduchu (obr. č. 2.4) a vzniká hlavně v přízemních vrstvách troposféry. Zatímco teplota s výškou rychle roste, tak hustota vzduchu s výškou klesá. Vznik tohoto jevu je nakreslen na obrázku č. 2.5:



Obr. č. 2.3 – Standardní průběh teploty v nižší vrstvě atmosféře (převzato z [7])



Obr. č. 2.4 – Průběh teploty při inverzi teploty v nižší vrstvě atmosféře (převzato z [7]):



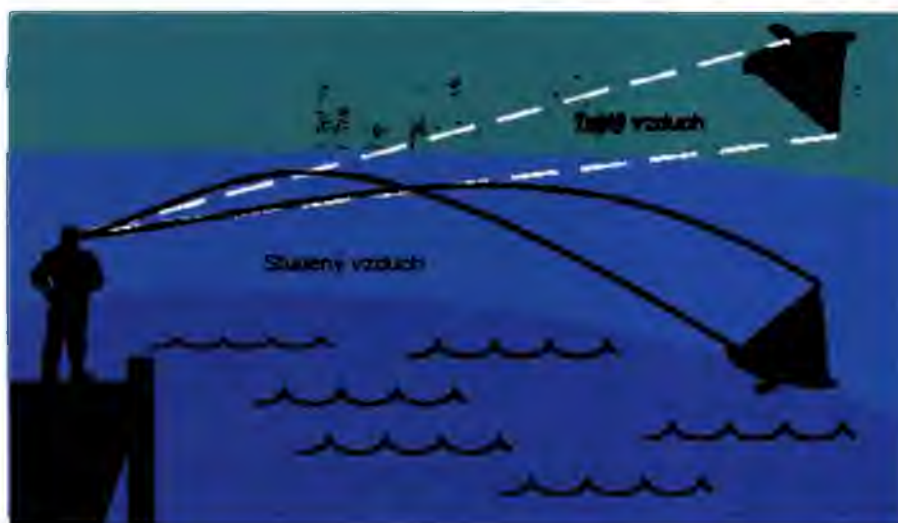
Obr. č. 2.5 – Svrchní zrcadlení (převzato z [1])

Paprsek 1 postupuje z místa A šikmo vzhůru a dochází k lomu od kolmice, protože prochází z hustšího do řidšího prostředí. Za podmínky, že hustota vzduchu klesá s výškou rychle, tzn. typicky pro vrstvy s teplotními inverzemi, tak může úhel dopadu paprsku nabýt kritické hodnoty pro totální odraz, což odpovídá situaci  $C_1$ . Paprsek se odrazí a směřuje zpět k zemskému povrchu, kde prochází stále hustším prostředím, a tudíž se láme ke kolmici. Z bodu B lze spatřit tečnu dráhy paprsku, která vede k bodu  $A'$ . Jestliže máme v atmosféře více vrstev s teplotními inverzemi, tak lze pozorovat několikanásobné svrchní zrcadlení (více obrazů objektů nad sebou). Což je v obrázku znázorněno tak, že uvažujeme jak paprsek 1 tak i paprsek 2, který nabývá mezního úhlu v bodě  $C_2$  na teplotní inverzi II. Paprsek 2 vytváří obraz v bodě  $A''$ .

Obraz vzniklý svrchním zrcadlením se jeví:

- převrácený od původního předmětu;
- vyšší, větší nebo blíže než ve skutečnosti je; nebo
- kratší, menší nebo dále než ve skutečnosti je.

Když se obraz objeví mnohem výš na nebi než je skutečná poloha předmětu, tak se tento jev nazývá *looping*. Když je obraz vyšší než předmět tak se jmenuje *towering*. A když se objeví kratší než předmět tak se tento jev jmenuje *stooping*.



Obr. č. 2.6 – Svrchní zrcadlení na moři (převzato z [7])

Svrchní zrcadlení vzniká hlavně v oblastech, kde se vyskytují mohutné výškové inverze teploty. Např. polární oblasti a oblasti suchých tropických vzduchů.

Některé druhy svrchních zrcadlení dostaly vlastní jména: např. Arktické zrcadlení, Fata morgana či Fata Bromosa.

### Arktické zrcadlení

Jelikož svrchní zrcadlení je způsobeno existencí teplé vrstvy vzduchu nalézající se nad studenější vrstvou, tak se nejvíce vyskytuje v polárních oblastech Země, kde je povrch pokryt ledem či sněhem. Arktické zrcadlení bylo pojmenováno svrchní zrcadlení v severních polárních šířkách.

## Fata Morgana

Jeden z neznámějších optických přeludů, které jsou způsobeny svrchním (či spodním) zrcadlením, je znám jako Fata Morgana.



Obr. č. 2.7 – Fata Morgana, Grónsko, 1999  
(Jack Stephens, převzato z [7])

## Fata Bromosa

Za podobných podmínek jako Fata Morgana vzniká tzv. Fata Bromosa. Tento jev je charakterizován menším počtem jednotlivých elementů. Je to spíše celistvý obraz. Například jednotná stěna s velkou rozdílností jasu.

## 2.3 Spodní zrcadlení

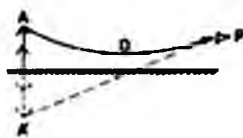
Tento jev je způsoben intenzivním zahříváním zemského povrchu slunečním zářením, kdy se vytvoří vrstva horkého vzduchu silná několik cm až několik m u zemského povrchu. Hustota vzduchu v této vrstvě s výškou roste, protože teplota s výškou klesá rychleji než  $0,0342 \text{ K}\cdot\text{m}^{-1}$  (viz [1]).

V literatuře [7] jsou podmínky pro vznik spodního zrcadlení následující:

- Jestliže teplota v 1 metru nad zemí je o  $1,7^\circ \text{ C}$  menší než na zemském povrchu, tak zrcadlení nevzniká.
- Jestliže teplota vzduchu je v 1 metru přibližně o  $2,8^\circ \text{ C}$  menší než na povrchu, tak se tvoří mírné zrcadlení.
- A jestliže je teplota v 1 metru alespoň o  $4,4^\circ \text{ C}$  menší než na zemském povrchu, tak se utváří silné zrcadlení.

Spodní zrcadlení je nakresleno na obrázku č. 2.8:

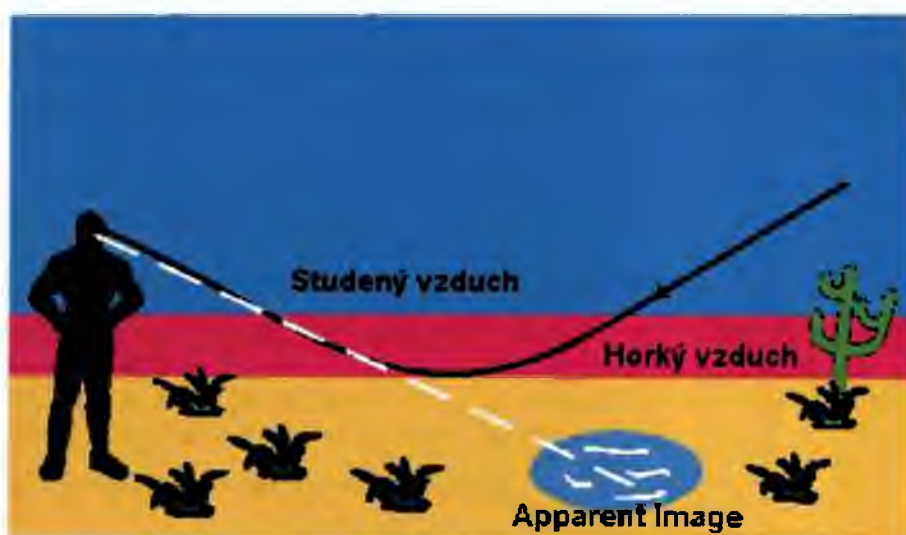




Obr. č. 2.8 – Spodní zrcadlení (převzato z [1])

Paprsek vycházející z bodu A prochází přehřátou přízemní vrstvou, kde směřuje z hustšího do řidšího prostředí, a proto se lomí od kolmice. V bodě O nabývá kritického úhlu a odráží se směrem od zemského povrchu. Nyní paprsek postupuje do hustšího prostředí, proto se lomí ke kolmici, až dojde do oka pozorovatele P. Pozorovatel pak vidí namísto předmětu A převrácený obraz A' ve směru tečny dráhy paprsku.

Tento jev je typickým úkazem v horkých oblastech, pouštích. U nás ho lze běžně spatřit v létě na rozpálených asfaltových silnicích.



Obr. č. 2.9– Spodního zrcadlení na poušti (převzato z [7])

Jestliže vidíme vodní plochu na silnici nebo na poušti či na dalších horkých površích, ve skutečnosti vidíme modré nebe, které je díky spodnímu zrcadlení odraženo na horký povrch.

## 3 Optické jevy tvořené odrazem a lomem na vodních kapkách

Nyní se budeme zabývat optickými jevy, které vznikají rozptylem světla na vodních kapičkách (déšť, mrholení) a malých pevných částicích (zákal, pylová zrna). Do tohoto odstavce patří jevy duha, koróny, glórie či irizace oblaků.

### 3.1 Duha

Jev zvaný duha vzniká hlavně za deště. Zatímco stále ještě prší, tak tyto dešťové kapky jsou osvětlovány slunečními paprsky. V kapce vody se tento paprsek láme, rozkládá a odráží. Proto na druhé straně než je vidět Slunce, lze pozorovat duhu, která opisuje část kružnice, jejíž nejvyšší bod spatříme maximálně pod úhlem  $42^\circ$ . Lze tedy duhu pozorovat jedině, když je Slunce níže než  $42^\circ$  nad obzorem. Výška duhy na obloze se s polohou Slunce mění. Jestliže Slunce klesá k obzoru, tak duha roste výše nad obzorem.

Analogicky jako při průchodu paprsku skleněným hranolem vidíme v duze spektrum slunečního světla ve viditelné oblasti. Od vnějšího okraje duhy směrem k vnitřnímu jdou barvy v tomto pořadí: červená, oranžová, žlutá, zelená, modrá až fialová. Úhlová šířka jednotlivých barev je přibližně  $2^\circ$ . Přechody mezi barvami jsou spojitě.

Při silném dešti se objevuje ještě tzv. sekundární (vedlejší) duha, která se nachází nad první duhou a pod maximálním úhlem  $51^\circ$ . V této sekundární duze je sled barev opačný než u primární duhy. Úhlová šířka jednotlivých barev je přibližně  $4^\circ$ . Tato duha vzniká díky dvěma vnitřním odrazům světelného paprsku na vodní kapce.

Na obrázku jsou nakresleny hlavní a vedlejší duha:



Obr. č. 3.1 – Primární a sekundární duha (převzato z [8])

Z obrázku je vidět, že obloha je světlejší uvnitř hlavního duhového oblouku a pás mezi primární a sekundární duhou je nejtmaší.

Hodně vzácným úkazem na obloze je tzv. terciární duha nebo též „duha kolem Slunce“, která vzniká při 3 vnitřních odrazech na vodní kapce. Tuto duhu lze pozorovat na opačné straně než primární a sekundární duha tzn. na straně Slunce.

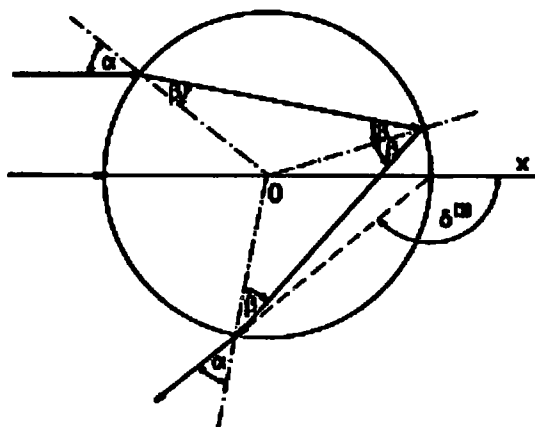
Další duhy tvořené ještě větším počtem odrazů jsou lidským okem skoro nepostřehnutelné.

Při pozorování ze zemského povrchu spatříme duhu jen jako neúplnou kružnici. Celou duhu jako kružnici bychom mohli vidět při pozorování z vysoké věže nebo letadla. Duhu lze dále spatřit kromě při dešti i u vodopádů v oblaku kapek či u fontán nebo jen

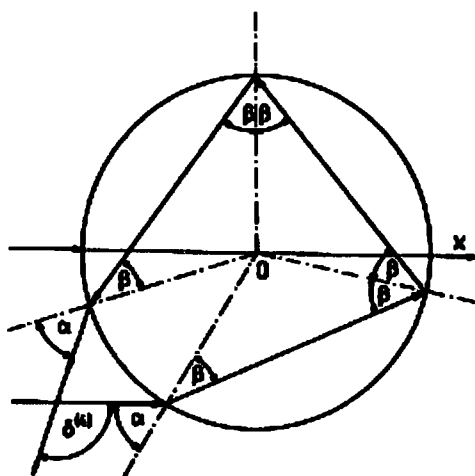
Kromě přímých slunečních paprsků může duhu způsobovat i měsíční svit. Tato „noční“ duha je slabá a celkem vzácně se vyskytuje, protože měsíční svit není tak intenzivní a dostatečně svítí jen během úplňku.

Vznik duhy je způsoben vnitřním odrazem světelných paprsků na povrchu vodních kapek. Na obrázcích jsou nakresleny průchody paprsku vodní kapkou, kdy se paprsek uvnitř kapky jednou, resp. dvakrát odrazí.

Při jednom odrazu (obrázek č. 3.2) vzniká tzv. primární (hlavní) duha a při dvou odrazech (obrázek č. 3.3) vzniká tzv. sekundární (vedlejší) duha.



Obr. č. 3.2 – Jeden vnitřní odraz na kapce (převzato z [1])



Obr. č. 3.3 – Dva vnitřní odrazy na kapce (převzato z [1])

Z obrázku je vidět, že paprsek vstupující do vodní kapky pod úhlem  $\alpha$  se láme ke kolmici, protože vstupuje do opticky hustšího prostředí, pod úhlem  $\beta$  a po odrazech z kapky pod stejným úhlem  $\alpha$  vystupuje. Úhel  $\delta^{(k)}$  se nazývá rozptylový (duhový) úhel, kde paprsek se  $k$ -krát odrazil.

Závislost úhlu  $\delta^{(k)}$  na úhlu dopadu  $\alpha$  má tvar (Šifrin (1951), převzato z [1]):

$$\delta^{(k)} = (k - 2)\pi + 2[\alpha - (k - 1)\beta] \quad (3.1)$$

Nyní (3.1) derivujeme podle  $\alpha$  a dosadíme za  $\frac{d\beta}{d\alpha}$  ze Snelliova zákona:

$$\frac{d\delta^{(k)}}{d\alpha} = 2 \left[ 1 - \frac{k-1}{n_r} \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} \right] \quad (3.2)$$

$n_r$  je relativní index lomu mezi vodou a vduchem.

S ohledem na podmínku (viz [1]):

$$\frac{d\delta^{(k)}}{d\alpha} = 2 \left[ 1 - \frac{k-1}{n_r} \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} \right] = 0 \quad (3.3)$$

dostáváme po jednoduché úpravě:

$$\cos \alpha = \frac{n_r}{k-1} \cos \beta \quad (3.4)$$

Po užití Snelliova zákona, geometrické Pythagorovy věty a jednoduchých úpravách získáme podmínku úhlu dopadu  $\alpha$  a počtu odrazů  $k$  v kapce:

$$\cos \alpha = \sqrt{\frac{n_r^2 - 1}{k^2 - 2k}} \quad (3.5)$$

Toto je podmínka, aby prvá derivace  $\delta^{(k)}$  ( $\alpha$ ) byla nulová. Protože index lomu  $n_r$  závisí na vlnové délce světla, tak pro stejný úhel dopadu  $\alpha$  se pro různé vlnové délky mění úhel  $\beta$  a tím i rozptylový (duhový) úhel  $\delta$ . Proto duhu vnímáme jako spektrum barev světla.

Dalším ukazatelem pro tvar duhy je velikost vodních kapek, na nichž dochází k odrazům. V tabulce č. 3.1 je uveden přehled duh v závislosti na velikosti kapek.

Tab. č. 3.1 – Vzhled duhy v závislosti na velikosti vodních kapek a (převzato z [1])

a [mm]	Charakteristika vzhledu duhy
0,5 - 1	široký fialový pruh, jasně patrná zelená a červená barva, větší počet podružných duhových oblouků, v nichž je nejzřetelnější fialová a zelená barva
0,25	slabší červená barva, menší počet duhových oblouků s převládající fialovou a zelenou barvou

a [mm]	Charakteristika vzhledu duhy
0,1 - 0,15	poměrně široký pás duhy téměř bez červené barvy, nažloutlé podružné duhové oblouky
0,04 - 0,05	široký a poměrně bledý pás duhy, nejvýraznější fialová barva
0,03	bílý pruh v primární duze
< 0,025	tzv. duha v mlze, pouze bílý pruh

Na obrázku č. 3.4 je vyfocena primární a sekundární duha:



Obr. č. 3.4 – Primární a sekundární duha, Mohelnice, 2. květen 2006  
(Pavλίna Janů, převzato z [8])

### 3.2 Koróna

Tento optický jev vznikající v atmosféře je způsoben prosvítáním světelných paprsků skrz vrstvu drobných kapek obsažených v oblaku. Korónu lze pozorovat kolem Slunce, Měsíce a i kolem pozemských zdrojů světla. Kolem těchto zdrojů spatříme soustavu soustředných barevných prstenců, jejichž jas směrem od zdroje světla postupně slábne. Barevnost koróny je různorodá. Někdy je bělavá, jindy intenzivně duhově zbarvená. Jestliže je koróna duhově zbarvená, tak nejbliže ke zdroji světla se nachází modravý prstenec, vně červený až temně červený a mezi nimi jsou další barvy spektra. Běžným typem koróny je jen jedna soustava spektrálních barev, ovšem lze, což je vzácné, sledovat až tři takovéto soustavy za sebou. Rozměry koróny jsou 5° až 10° od světelného zdroje.

Koróna vzniká ohybem paprsků světla na kapkách vody, které se nacházejí v oblacích, mlze či kouřmu. Po ohybu se tvoří soustava maxim a minim intenzity světla. Poloha těchto extrémů závisí na vlnové délce světla a rozměru kapky.

Takovýto tvar korón vzniká jen za podmínky, že kapičky mají přibližně stejné rozměry.

Jestliže kapičky, na nichž se paprsky ohýbají, mají nehomogenní rozměry, tak se koróna slévá ve slabě zbarvený či bělavý kruh světla. Takto vypadající koróna bývá běžně spatřena kolem Měsíce. Lidový název pro korónu je studánka, dvůr, popřípadě se užívá také termín aureola.

Jestliže by světlo bylo monochromatické, tak by kolem zdroje světla vznikaly jen černé a bílé kroužky neboli maxima a minima.

Vysvětlení tohoto jevu na základě ohybu světla podal v roce 1852 francouzský fyzik Emile Verdet (1824-1866)).

Ohyb světla v atmosféře s následným vznikem korón mohou vyvolat i pevné částičky vznášející se ve vzduchu, například pylová zrníčka. Na jaře díky větru vznikají i celé oblaky malých pylových zrněk. Prosvítáním těchto oblaků paprsky od hlavně jasných světelných zdrojů (Slunce a Měsíc) lze vzácně pozorovat tzv. pylové koróny. Struktura spektra barev je stejná jako u korón vznikajících na kapkách vody. Ovšem tvar nemusí vždy odpovídat pravidelným kroužkům. Odchylna je způsobena hlavně tvarem a orientací pylových zrněk.

Na obrázku č. 3.5 je vyfotografována koróna vznikající na vodních kapkách.



Obr. č. 3.5 – Koróna, Nýdek, 30. leden 2005  
(Martin Popek, převzato z [8])

Na obrázku č. 3.6 se nachází fotografie pylové koróny.





Obr. č. 3.5 – Pylová koróna, Nýdek, duben 2006  
(Martin Popek, převzato z [8])

### 3.3 Irizace mraků

Tento jev vzniká v blízkosti silného zdroje světla jako je sluneční disk. Jestliže nedaleko tohoto zdroje plují tenké mraky, tak lze občas sledovat jejich irizaci neboli výrazné perleťové zbarvení, v němž převládají červenavé a zelenavé odstíny.

Irizace vzniká ohybem a následnou interferencí světla při průchodu paprsků vrstvou oblačnosti. Irizace nejčastěji kopíruje tvar mraku, občas má nepravidelný tvar a vypadá jako nesymetrická či zdeformovaná koróna.

Oblaky nacházející se ve stratosféře ve výšce kolem 20 – 30 km se nazývají tzv. perleťové oblaky. Tyto mraky, které jsou tvořené podchlazenými vodními kapičkami, dostali svůj název díky výrazné irizaci. Jejich perleťový jas se projevuje nejvýrazněji, jsou-li na tmavé obloze ještě osvětlovány paprsky již zapadlého Slunce.

U nás perleťové oblaky lze spatřit jen velmi vzácně. Tyto úkazy je možné pozorovat nejčastěji poblíž Skandinávie při rychlém vzdušném proudění.

Na obrázku č. 3.7 je vyfotografována irizace mraků.



Obr. č. 3.7 – Irizace mraků. Národní park Saguaro (Arizona, USA), 8.9.1999  
(Bernhard Mühr, převzato z [9])

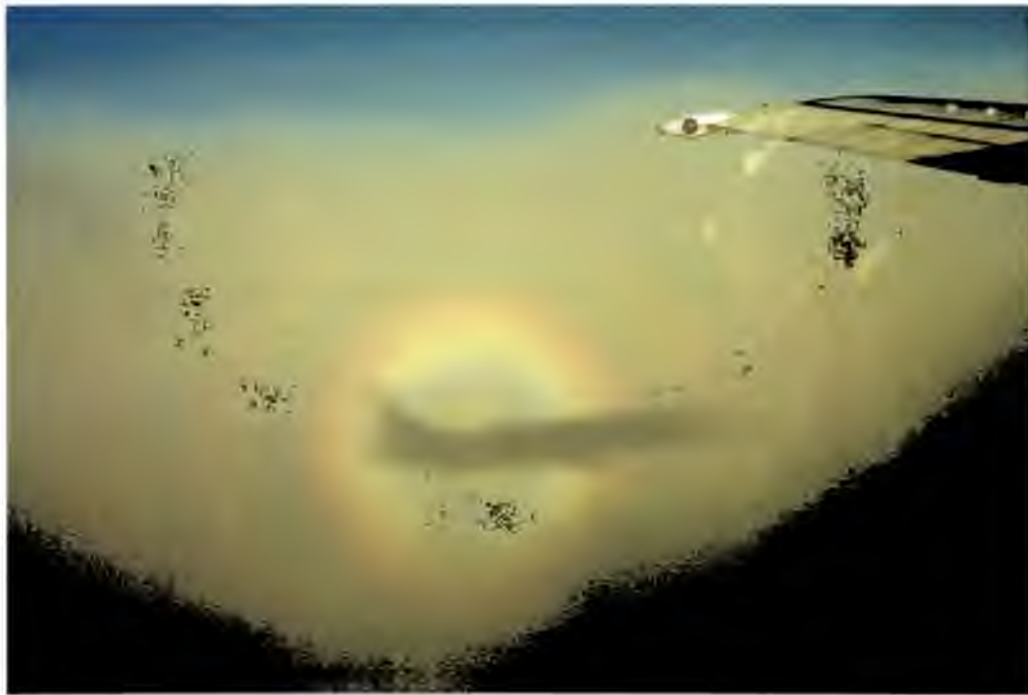
### 3.4 Glórie (gloriola)

Tento optický jev je podobný již zmíněné koróně, ovšem s podstatně menší intenzitou. Glórie neboli gloriola vzniká zpětným ohybem světelných paprsků a pozorujeme ji jako soustavu barevných světelných prstenců viditelných kolem stínů vrženého na níže ležící vrstvu oblačnosti či na vrstvu mlhy. Dále lze tento jev pozorovat i na zemi kolem stínu vrženého do kapek rosy.

Gloriolu lze zahlédnout například z letadla kolem jeho stínu promítnutého do oblačné vrstvy. Na obrázku č. 3.8 je takováto gloriola vyfotografována.

Gloriola se často vyskytuje v horách, kde je možné vidět i vlastní stín na níže ležící oblačnosti obkroužený gloriolou. Tento úkaz vyskytující se v horách je též znám pod názvem Brockenský přízrak, podle hory Brocken nacházející se v pohoří Harz v Německu.





Obr. č. 3.8 – Gloriola, let Stuttgart - Frankfurt/M., 28.srpna 1994  
(Bernhard Mühr, převzato z [9])

## 4 Optické jevy tvořené odrazem a lomem na ledových krystalcích

### 4.1 Halové jevy

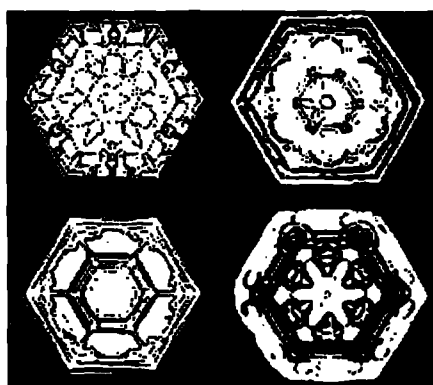
Další skupina jevů vznikajících v atmosféře, o které se zmíníme, se nazývá halové jevy. Tyto úkazy na rozdíl od duh, korón a gloriol se vytvářejí důsledkem odrazu a lomu slunečního nebo měsíčního paprsku na ledových krystalcích. Ledové krystalky, na kterých tyto úkazy vznikají, se nejčastěji nacházejí v jemných řasových oblacích ve výškách nad 6 km. Ovšem mohou se vyskytovat v chladném období i v přízemní vrstvě vzduchu.

Halové jevy obecně vznikají ve formě pruhů, oblouků, kol či skvrn na obloze kolem Slunce či Měsíce. Jejich vzhled je světlý, bělavý, s duhovým nádechem nebo perleťově zbarvený.

#### Tvary ledových krystalů

Základním tvarem ledových krystalků je šestiboký hranol. Ty mají vzhled sloupků či destiček. Dalším typickým tvarem pro krystalky je šesticípá hvězda neboli tzv. dendrit.

Obecně ledové krystalky v oblacích či srážkách vypadají jako kombinace jednotlivých typů těchto krystalů. Na obrázku č. 4.1 jsou nakresleny ledové krystalky tvaru destička.



Obr. č. 4.1 – Ledový krystalek – destička (W.A. Bentley, převzato z [7])



Obr. č. 4.2 – Ledový krystalek – sloupek (W.A. Bentley, převzato z [7])

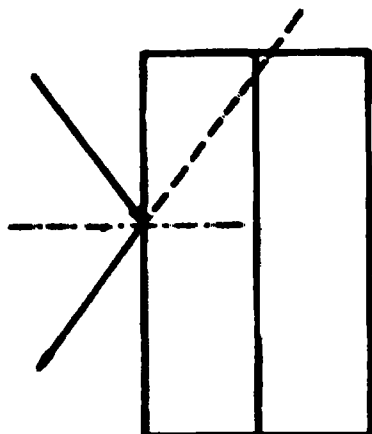
Na obrázku č. 4.2 jsou nakresleny ledové krystalky tvaru sloupek.

O převládajícím tvaru krystalků rozhoduje hlavně teplota. Při teplotě  $0^{\circ}$  až  $-5^{\circ}$  C převládají krystalky do tvaru plošek, destiček. V intervalu teplot  $-5^{\circ}$  až  $-10^{\circ}$  C vznikají zejména ledové krystalky ve tvaru sloupků. Při teplotách  $-10^{\circ}$  až  $-25^{\circ}$  C vznikají hlavně šestiboké destičky, které mají různé znaky na povrchu.

## 4.2 Vznik Halových jevů

Halové jevy lze podle vzniku rozdělit na dva základní typy. Za prvé jevy, které vznikají odrazem paprsků na stěnách ledových krystalů. A za druhé jevy, které vznikají i lomem paprsků světla na krystalcích. Halové jevy způsobené odrazem mají pouze bělavou barvu. Zatímco v druhém případě, tedy lomem na krystalcích, mají duhovou nebo perleťovou barvu. Kde červená barva se nachází nejbližší Slunci.

Halový jev vzniklý odrazem slunečních paprsků na vertikálních stěnách krystalků je nakreslen na obrázku č. 4.3.

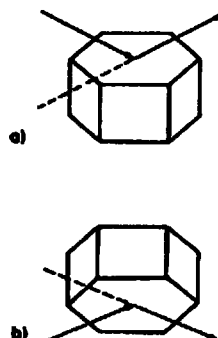


Obr. č. 4.3 – Odraz paprsků na vertikální stěně krystalku  
(převzato z [1])

Krystalky, které způsobují tento odraz, jsou buď hranolky krystalů s vertikálně orientovanou osou a paprsek se odráží na stěnách pláště, nebo jsou to krystalky s vertikálně orientovanou podstavou, od které se paprsek odráží. Při odrazu na těchto vertikálních rovinách se vytváří tzv. horizontální kruh.

Vznik halových jevů způsobených odrazem slunečních paprsků na horizontálních rovinách krystalků je nakreslen na obrázku č. 4.4.

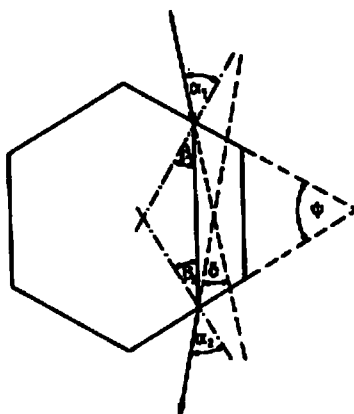
Díky odrazu na horizontální ploše vzniká jev tzv. halový sloup. Obrázek č. 4.4 odpovídá za a) dolní polovinu tohoto jevu a za b) horní polovinu.



Obr. č. 4.4 – Odraz paprsků na horizontálních rovinách krystalku  
(převzato z [1])

Složitějším případem tvorby halových jevů je vznik lomem světelných paprsků na ledových krystalcích. Důsledkem lomu vznikají barevná kola či pruhy, protože index lomu závisí na vlnové délce. Lomem vzniká mnoho druhů halových jevů. To je způsobeno množstvím různých druhů tvarů ledových krystalků a tím i množstvím úhlů lomu. Dále uvnitř krystalků dochází i k vnitřním odrazům, což odpovídá popisu vnitřních odrazů pro vodní kapky.

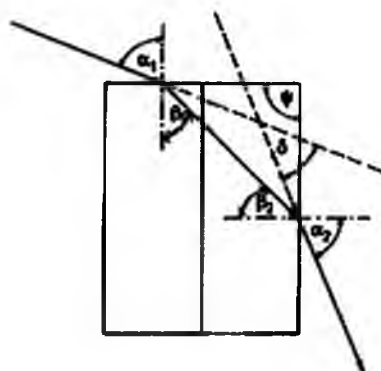
Lom paprsku do krystalu rozdělujeme na dva typy. První situace, kdy se paprsek lomí do pláště kolmo k hlavní krystalové ose šestibokého hranolu ledového krystalu a dále vystupuje opět pláštěm, je vynesena na obrázku č. 4.5 . Tímto procesem vzniká halový jev tzv. malé halo.



Obr. č. 4.5 – Lom paprsků kolmo k hlavní ose šestibokého hranolu  
(převzato z [1])

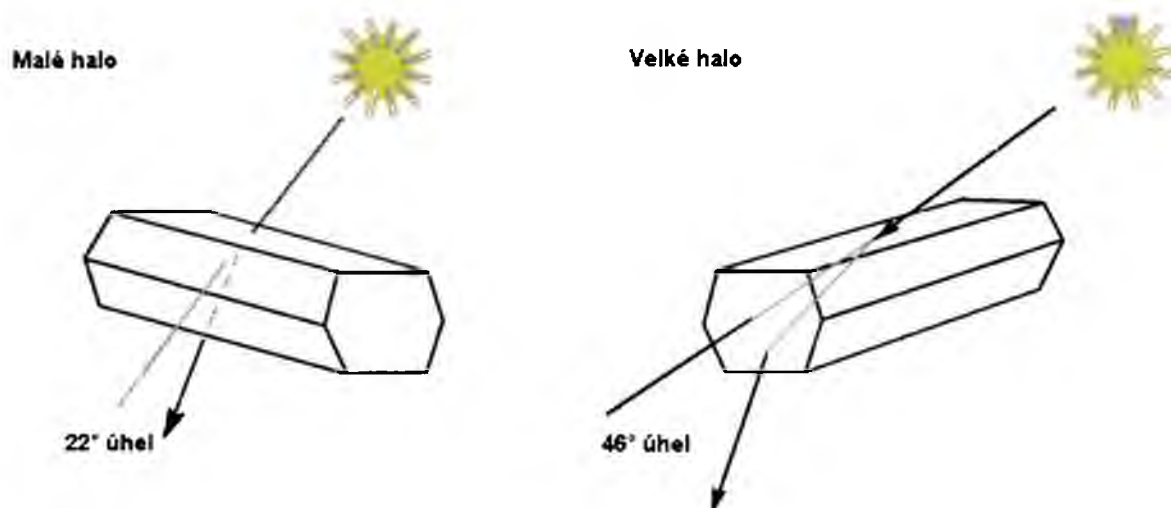
Úhel  $\alpha_1$  značí úhel dopadu a  $\alpha_2$  úhel, pod kterým paprsek vychází z hranolu. Úhel  $\beta_1$  značí úhel lomu a  $\beta_2$  úhel, pod kterým paprsek dopadá na stěnu uvnitř hranolu. Úhel  $\delta$  je odchylka paprsku po projití hranolem od původního směru.

Druhý případ je nakreslen na obrázku č. 4.6. Obrázek ukazuje paprsek, který vstupuje podstavou ledového krystalku kolmo k protilehlým stranám a vystupuje pláštěm. Tímto procesem vzniká halový jev tzv. velké halo.



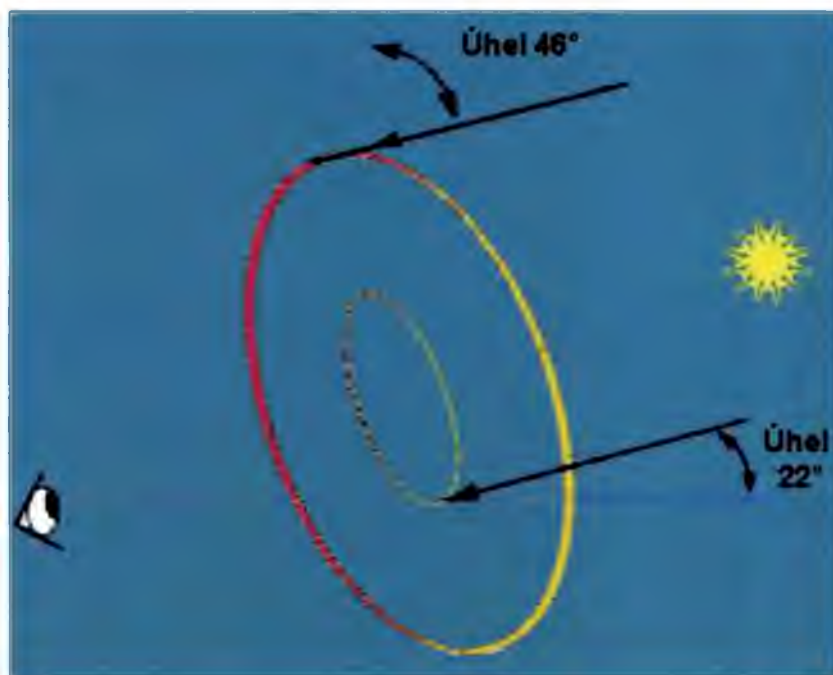
Obr. č. 4.6 – Lom paprsků kolmo k protilehlým stranám šestibokého hranolu (převzato z [1])

Oba dva případy lomů jsou znázorněny na obrázku č. 4.7.



Obr. č. 4.7 – Vznik malého a velkého hala (převzato z [7])

Tvar malého a velkého hala je na obrázku č. 4.8.



Obr. č. 4.8 – Malé a velké halo (převzato z [7])

Z předchozích obrázků č. 4.5 a 4.6 lze vysledovat, že jde o lom světla hranolem při lámavém úhlu  $\psi$ . Tento úhel je v prvním případě  $60^\circ$  (obr. č. 4.5) a v druhém případě  $90^\circ$  (obr. č. 4.5). Ze zákonů geometrické optiky plyne, že paprsek se zlomí do takového směru, aby odchylka od směru paprsku dopadajícího na krystalek byla minimální. Tzn. musí platit, že  $\delta$  je minimální. Jestliže tedy máme  $\delta_{\min}$ , tak samozřejmě triviálně platí:

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_{\min} \quad (4.1)$$

Protože při obráceném průchodu hranolem, tzn. vstupu paprsku pod úhlem  $\alpha_2$  a výstupu pod úhlem  $\alpha_1$  bude stejná minimální odchylka  $\delta_{\min}$ .

Důsledkem, že  $\delta$  je  $\delta_{\min}$  a rovnice (4.1), platí:

$$\beta_1 = \beta_2 = \beta_{\min} \quad (4.2)$$

Z obrázků č. 4.5 a 4.6 dospějeme k:

$$\delta = (\alpha_1 - \beta_1) + (\alpha_2 - \beta_2) = \alpha_1 + \alpha_2 - \psi \quad (4.3)$$

Kde

$$\beta_1 + \beta_2 = \psi \quad (4.4)$$

Za předpokladu minimální odchylky dostaneme:

$$\delta_{\min} = 2\alpha_{\min} - \psi \quad (4.5)$$

$$\beta_{\min} = \psi \quad (4.6)$$

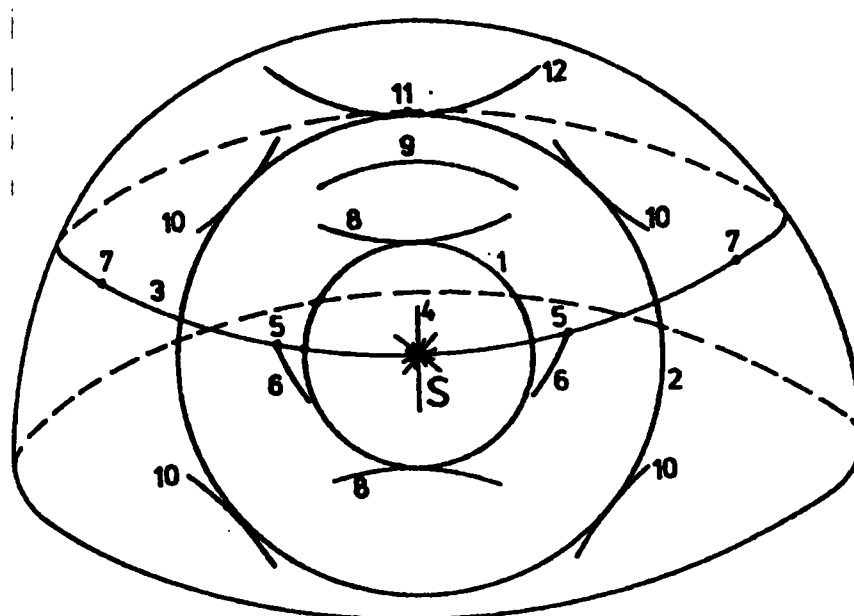
Aplikací (4.5) a (4.6) na Snelliův zákon (1.22) dostáváme geometrickou rovnici:

$$\sin \frac{\delta_{\min} + \psi}{2} = n_r \sin \frac{\psi}{2} \quad (4.7)$$

$n_r$  je relativní index lomu mezi ledem a vzduchem.

### 4.3 Různé druhy halových jevů

Typické halové jevy jsou zobrazeny na obrázku č. 4.9.

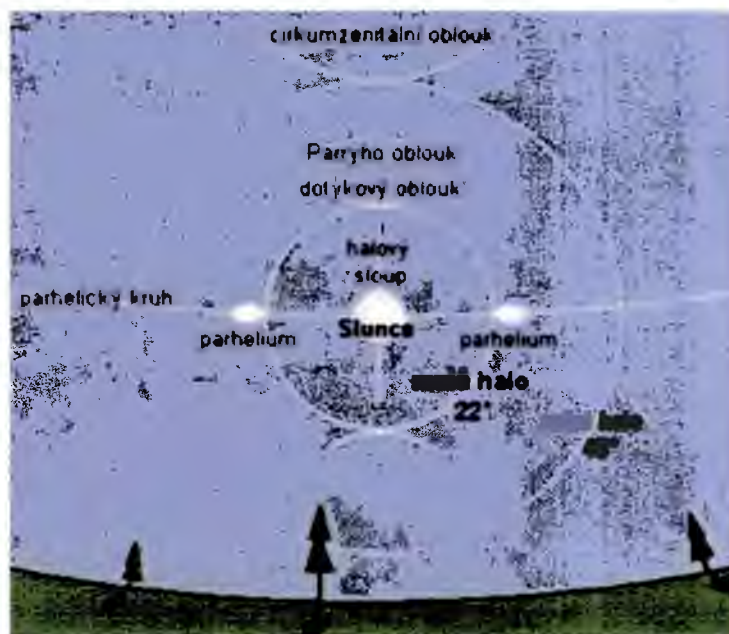


Obr. č. 4.9 – Různé halové jevy(převzato z [1])

Na obrázku č. 4.9 značí:

- S – slunce,
- 1 – malé halo,
- 2 – velké halo,
- 3 – horizontální kruh,
- 4 – halový sloup,
- 5 – parhelia neboli boční Slunce,
- 6 – Lowitzovy oblouky,
- 7 – paranthelia neboli vedlejší slunce,
- 8 – horní a dolní dotykový oblouk malého hala,
- 9 – Parryho oblouk,
- 10 – dotykový oblouky u velkého hala,
- 11 – protislunce neboli antihelium
- 12 – tzv. cirkumzenitální oblouk.

Některé z těchto halových jevů jsou též nakresleny na 2D obrázku č. 4.10:



Obr. č. 4.10 – Základní halové jevy (převzato z [8])

## Jednotlivé typy halových jevů

### Malé halo (22° halo)

Nejčastější halový jev, který lze spatřit na obloze, je malé halo. Je to světlá duhová kružnice o radiálním poloměru  $22^\circ$  nacházející se kolem Slunce. Červená barva spektra světla je na vnitřní straně této kružnice. Z geometrické rovnice (4.7) lze určit minimální odchylku  $\delta_{\min}$  pro malé halo. Pro žlutou barvu spektra je  $n_r = 1,31$  a lámavý úhel je  $\psi = 60^\circ$  (viz obrázek č.4.5). Po dosazení těchto hodnot do (4.7) dostáváme  $\delta_{\min} = 22^\circ$ . Takto díky jednomu paprsku vznikne bod v úhlu  $22^\circ$  od slunce. Nyní jestliže krystalem (viz obrázek č. 4.5) rotujeme, tak dostaneme všechny možné polohy tohoto ledového krystalku, ve kterých je stále paprsek kolmý na hlavní osu krystalu. Podmínka minimální odchylky je zachována. Při promítnutí všech bodů vzniklých průchody paprsků jednotlivými orientacemi krystalku vznikají na nebi kružnice kolem Slunce s radiálním poloměrem  $22^\circ$ , tzn. vytvoří se malé halo (viz obrázek č. 4.8)

Malé halo nezávisí na poloze slunce na obloze.

Na obrázku č. 4.11 je fotografie malého hala:





Obr. č. 4.11 – Malé halo, Londýn, 8.8. 1996  
(Bernard Mühr, převzato z [9])

#### **Vedlejší slunce (parhelia, paslunce)**

Dalším častým halovým jevem je tzv. vedlejší slunce. Parhelium lze pozorovat jako dvě zářící tečky na obou stranách od Slunce. Tyto skvrny jsou ve stejné výšce nad horizontem a jsou ve větší nebo stejné vzdálenosti od Slunce jako malé halo. Často se s vedlejším Sluncem malé halo vyskytuje, ale není to vždy splněno. Vzdálenost parhelia od slunečního disku závisí na výšce na obloze. Při poloze Slunce na horizontu se tyto skvrny nacházejí ve vzdálenosti  $22^\circ$ . Čím je Slunce výše nad horizontem, tím se vedlejší slunce vzdalují od svého světelného zdroje.

Například při výšce  $50^\circ$  nad obzorem se vedlejší slunce nacházejí asi  $32^\circ$  od slunečního disku.

Tento optický jev je duhově zbarven a často je jasný. Vzniká lomem paprsků na boční stěně krystalků ve tvaru destiček, které mají hlavní osu orientovanou vertikálně. Při průchodu krystalky se paprsky hromadí po obou stranách slunečního disku.

Na obrázku č. 4.12 se nachází fotografie vedlejšího slunce:

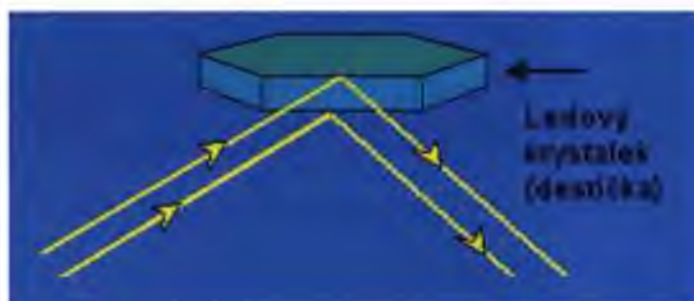


Obr. č. 4.12 – Vedlejší slunce, Horní Mísečky leden 2003  
(Ivo Březina. převzato z [8])

Stejně orientované destičky mohou dát vzniknout také halovému sloupu, to pokud se světlo odráží od podstav stejně orientovaných ledových destiček( jak je též vidět na obrázku č. 4.12).

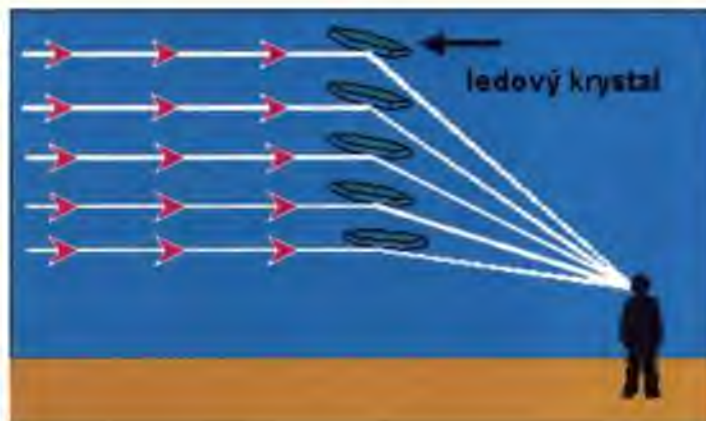
### Halový sloup

Halový sloup vypadá jako barevný pruh světla procházející vertikálně Sluncem. Tento jev vzniká na stejně orientovaných krystalcích ledu (destiček i sloupů) jako při vzniku vedlejších sluncí. Paprsky se odráží jak od podstav horizontálně orientovaných ledových destiček, tak se mohou odrážet od stěn krystalových sloupků, jejichž hlavní osy jsou orientovány vodorovně. Na obrázku č. 4.13 je nakreslen odraz od stěny ledového krystalu (destičky).



Obr. č. 4.13 – Odraz paprsku od ledového krystalu (převzato z [7])

Na dalším obrázku č. 4.14 je znázorněn vznik halového sloupu při nízké poloze Slunce.



Obr. č. 4.14 – Vznik halového sloupu při nízké poloze Slunce (převzato z [7])

Na obrázku č. 4.15 je vyfocen halový sloup.



Obr. č. 4.15 – Halový sloup, Holešov, 23. ledna 2004.  
(Patrik Trnčák, převzato z [8])

#### **Horní a dolní dotykový oblouk malého hala (tečný, tangenciální oblouk)**

Na rozdíl od vedlejších sluncí vzniká dotykový oblouk malého hala lomem paprsků na ledových krystalcích s hlavní osou v horizontální poloze. Rotací hranolu kolem vertikální osy kolmé na hlavní osu a rotací hlavní osy při zachování minimální odchylky vytváří paprsky

prošlé hranolem oblouk dotýkající se malého hala. Tvar oblouku závisí na výšce Slunce nad obzorem. Při nízké poloze slunečního disku se oblouk objevuje na horní straně malého hala ve tvaru písmene "v". Když je Slunce vysoko nad horizontem, tak už se objevuje i spodní část malého hala a zároveň k němu zespoda přiléhá tzv. dolní dotykový oblouk, který je málo často viditelný. Dotykový oblouk se s rostoucí výškou Slunce rozevírají. Při výšce Slunce kolem  $32^\circ$  se oblouky spojí v halo oválného tvaru. V místech, kde se dotýká malého hala, je oblouk nejjasnější. Postranní části hala jsou velmi nevýrazné. Při výšce slunečního disku nad  $55^\circ$  dotykový oblouk splývá s malým halem. Ovšem  $22^\circ$  halo nemusí být pozorovatelné.

Lomem světla v krystalech jsou oblouky duhově zbarveny.

Na obrázku č. 4.16 se nachází fotografie dotykového oblouku.



Obr. č. 4.16 – Dotykový oblouk, Sheffield, Anglie 9. února 2001  
(Malcolm Garland, převzato z [10])

### **Velké halo (halo $46^\circ$ )**

Tento optický jev je velice zřídka pozorovatelný na obloze (jen několik dní v roce). Velké halo je duhově zbarvená kružnice se středem v slunci o poloměru  $46^\circ$ . Z geometrické rovnice (4.7) lze určit minimální odchytku  $\delta_{\min}$  pro velké halo. Pro žlutou barvu spektra je  $n_r = 1,31$  a lámavý úhel je  $\psi = 90^\circ$  (viz obrázek č. 4.6). Po dosazení těchto hodnot do (4.7) dostáváme  $\delta_{\min} = 46^\circ$ . Takto díky jednomu paprsku vznikne bod v úhlu  $46^\circ$  od Slunce. Nyní jestliže tímto krystalem (viz obrázek č. 4.6) rotujeme, tak dostaneme všechny možné polohy tohoto ledového krystalku, ve kterých je stále paprsek kolmý na hlavní osu krystalu. Podmínka minimální odchytky je zachována. Při promítnutí všech bodů vzniklých průchody paprsků jednotlivými orientacemi krystalku vznikají na nebi kružnice kolem Slunce s radiálním poloměrem  $46^\circ$ , tzn. vytvoří se velké halo (viz obrázek č. 4.8)

Velké halo je vždy méně výrazné oproti malému halo.

Když je velké halo patrné, tak musí být veliké množství krystalků, což je v situaci, kdy je malé halo velmi výrazné. I v tomto případě je velké halo mnohem slabší než malé halo. Je to způsobeno tím, že paprsky lomené krystalky se rozptylují do větších poloměru.

Při výšce Slunce  $20^\circ$  nad obzorem vrchní část velkého hala lze zaměnit za dotykový oblouk velkého hala (neboli tzv. supralaterální oblouku).

Supralaterální oblouk vzniká při stejné orientaci krystalů jako dotykové oblouky malého hala a bývá mnohem výraznější než velké halo.

Na obrázku č. 4.17 je vyfotografováno malé a velké halo.



Obr. č. 4.17 – Velké halo, Amsterdam, Holandsko 26. května 1999  
(Harald Edens, převzato z [11])

### **Cirkumzenitální oblouk**

Při orientaci hlavní osy krystalku ve vertikální poloze (opačně než při vzniku velkého hala) vzniká jev tzv. cirkumzenitální oblouk. Rotací tohoto ledového krystalku kolem hlavní vertikální osy opět vzniká oblouk kolem zenitu.

Tento halový jev se objevuje vysoko nad Sluncem v oblacích. Je to jasný a duhově zbarvený oblouk, který opisuje oblouk kolem zenitu. Tento oblouk se nachází blízko horního okraje velkého hala. Ovšem velké halo nemusí být pozorováno. Tzn. cirkumzenitální oblouk se nachází ve  $46^\circ$  či výše nad Sluncem. Tento jev je pozorovatelný pouze za polohy slunečního disku níže než asi  $32^\circ$ .

Podobným jevem k cirkumzenitálnímu oblouku je tzv. cirkumhorizontální oblouk, který se nachází pod velkým halem (na opačné straně než cirkumzenitální oblouk).



Na obrázku č. 4.18 se nachází fotografie Cirkumzenitální oblouk.



Obr. č. 4.18 – Cirkumzenitální oblouk, Praha 14. března 2005  
(Tomáš Tržický, převzato z [8])

#### **Parhelický kruh (kruh vedlejších sluncí, horizontální kruh)**

Horizontální kruh je bělavý kruh nacházející se ve stejné výšce nad obzorem jako svítí Sluneční disk. Parhelický kruh vzniká odrazem paprsků na svisle orientovaných plochách krystalů, podstavách krystalových sloupků nebo na bočních stěnách vodorovně orientovaných ledových destiček. Kromě  $22^\circ$  parhelií lze na kruhu jako bělavá zvýraznění světla pozorovat tzv. boční slunce ve vzdálenosti  $120^\circ$  od slunečního kotouče. Na opačné straně oblohy než je Slunce vzniká velice vzácné protislunce (antihélium). Tento optický jev lze pozorovat i několikrát ročně. Ovšem skoro vždy jen jako bělavé fragmenty. Velmi vzácně lze pozorovat celý kruh.



Obr. č. 4.19 – Horizontální kruh, Praha 14. května 2001  
(Tomáš Tržický, převzato z [8])

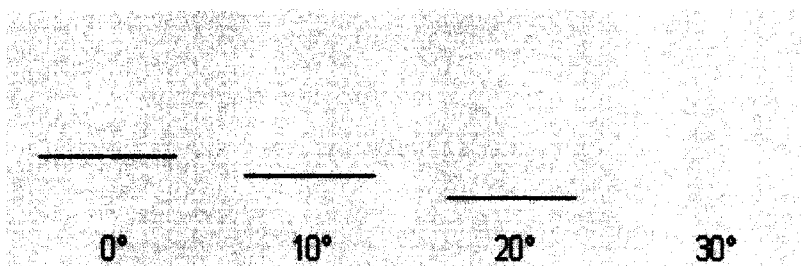
Na obrázku č. 4.19 se nachází fotografie horizontálního kruhu.

### Parryho oblouk

Velmi vzácný optický jev vznikající na ledových krystalkách je Parryho oblouk. Vznik tohoto oblouku je podmíněn speciální orientací ledových krystalků. Ledové krystaly ve tvaru sloupků musí mít hlavní osu ve vodorovné pozici a zároveň dvojice protilehlých stěn šestibokých hranolů musí ležet v horizontální poloze.

Parryho oblouk lze pozorovat nad malým halem, jeho barva je duhová.

Tvar oblouku je rozmanitý pro různé výšky Slunce nad obzorem. Tato závislost je nakreslena na obrázku č. 4.20.



Obr. č. 4.20 – Poloha Parryho oblouku v závislosti na výšce Slunce nad obzorem (převzato z [8])

Když je Slunce na horizontu, tak Parryho oblouk splývá s dotykovým obloukem malého hala. Tvar Parryho oblouku vypadá jako písmeno "v". Když se Slunce začíná zvedat nad obzor, tak Parryho oblouk vzniká samostatně od malého hala vzhůru a postupně mizí. Mezitím se objevuje další oblouk s odlišným chodem paprsků v krystalu. Tento oblouk se naopak k malému halu přibližuje.

Parryho oblouk poprvé zaznamenal anglický admirál a polární badatel William Edward Parry (1790-1855) na Melvillově ostrově během výpravy do kanadské Arktidy 8. dubna 1820 a zaznamenal právě druhou část Parryho oblouku, který se k malému halu přibližuje.

Na obrázku č. 4.21 se nachází fotografie Parryho oblouků.



Obr. č. 4.21 – Parryho oblouky, Řím, jaro 1991  
(Loren Hall, převzato z [10])

### Ostatní halové jevy

Na obloze vznikají ještě další halové jevy, ovšem tyto úkazy se vyskytují velice vzácně a jsou velmi nenápadné, a proto se objeví až při velmi jasném záření.

Další halové jevy ve zkratce:

- **Protislunce, boční 120° slunce**  
bělavé skvrny na parhelickém kruhu
- **Lowitzovy oblouky**  
oblouky nacházející se od malého hala k parheliím, vznikají na sloupkových ledových krystalkách, které rotují kolem horizontálních os
- **Hala s poloměry 9°, 18°, 20°, 23°, 24°, 35°**  
oblouky a parhelia, které vznikají na náhodně orientovaných pyramidálních krystalech, mohou vzniknout i atypické tvary
- **Spodní slunce, subhorizontální oblouky**  
halové jevy objevující se pod horizontem, jsou viditelné z letadel nebo hor
- **Wegenerův, Trickerův, Hastingsův oblouk a další...**



## **Závěr**

Metoda zpracování tématu bakalářské práce „Optické jevy v atmosféře“ byla postavena především na zpracování rešeršních podkladů.

Problematika optických jevů v atmosféře byla sledována ze tří základních směrů:

- z pohledu teoretické fyziky – optiky;
- z pohledu aplikované fyziky – meteorologie a klimatologie;
- z pohledu experimentů – praktických výsledků sledování optických jevů v atmosféře.

První kapitola práce je věnována teoretickým základům z optiky, na základě kterých lze modelovat vlastní optické jevy v atmosféře. Jedná se především o odraz a lom světla, o modelování dráhy světelných paprsků při průchodu atmosférou, o ohyb světla a jeho rozptyl v atmosféře.

Další kapitoly se již věnují systematizaci znalostí z meteorologie a klimatologie v oblasti optických jevů v atmosféře a dávají je do souvislosti s výsledky pozorování atmosféry.

V druhé kapitole jsou rozebrány optické jevy tvořené odrazem a lomem světla v atmosféře (refrakce, svrchní a spodní zrcadlení). Do třetí kapitoly jsou zahrnuty optické jevy v atmosféře tvořené odrazem a lomem světla na vodních kapkách (duha, koróna, irizace mraků a glórie). Závěrečná čtvrtá kapitola si všímá optických jevů v atmosféře založených na odrazu a lomu světla na ledových krystalcích. Jedná se o různé typy halových jevů.

## Literatura

- [1] Jan Bednář: Pozoruhodné jevy v atmosféře, Academia, Praha, 1989.
- [2] Richard P. Feynman, Robert B. Leighton, Matthew Sands: Feynmanovy přednášky z Fyziky 1/3, Fragment, Havlíčkův Brod, 2000
- [3] prof. Petr Malý: Přednášky z optiky
- [4] [www.fyzika.webz.cz](http://www.fyzika.webz.cz)
- [5] [biofyzika.lfp.cuni.cz](http://biofyzika.lfp.cuni.cz)
- [6] [vega.fjfi.cvut.cz](http://vega.fjfi.cvut.cz)
- [7] [www.islandnet.com/~see/weather](http://www.islandnet.com/~see/weather)
- [8] [ukazy.astro.cz](http://ukazy.astro.cz)
- [9] [www.wolkenatlas.de](http://www.wolkenatlas.de)
- [10] [www.sundog.clara.co.uk](http://www.sundog.clara.co.uk)
- [11] [weather-photography.com](http://weather-photography.com)