

Přírodovědecká fakulta
Masarykovy university

Kateřina Dědková

**MĚŘENÍ INTENZITY
POPELAVÉHO SVITU
MĚSÍCE**

Bakalářská práce

Brno

2006

Prohlašuji, že jsem bakalářskou práci vypracovala samostatně, za použití uvedené literatury a podle metodických pokynů vedoucího bakalářské práce.

Chtěla bych poděkovat svému vedoucímu bakalářské práce Filipovi Hrochovi za podporu, optimismus a konzultace k mojí bakalářské práci.
Děkuji!

Obsah

1	Historický pohled na tzv. popelavý svit Měsíce	4
2	Fotometrie	6
2.1	Fotometrické veličiny	6
2.1.1	Světelný tok Φ	6
2.1.2	Svítivost I	7
2.1.3	Jas L	8
2.1.4	Světlení H	9
2.1.5	Osvětlení E	9
2.2	Jednotky fotometrických veličin	10
2.2.1	Kandela cd	10
2.2.2	Lumen lm	10
2.2.3	Nit nt	11
2.2.4	Lux lx	11
2.3	Visuální fotometr	11
2.3.1	Obecný princip visuálního fotometru	11
3	CCD detektor	13
4	Albedo Země, popelavý svit Měsíce a globální problémy	15
4.1	Teorie	15
4.2	Měření intenzity popelavého svitu Měsíce	16
4.3	Výsledky výzkumů měření intenzity popelavého svitu Měsíce	17
5	Odrazivost	19
5.1	Povrch Měsíce a Země	19
5.1.1	Výpočet plochy moří a pevnin na Měsíci	22

5.2	Úhlové rozložení intenzity na povrchu Měsíce	23
5.2.1	Teorie odrazu	23
5.2.2	Praxe odrazu, srovnání	24
6	Tok záření teoreticky	28
6.1	Teorie pro popelavý svit Měsíce	28
6.2	Teorie pro úplněk Měsíce	30
6.3	Teoretické opravy a výpočet toku záření pro viditelné spektrum	31
6.3.1	Teoretické opravy	31
6.3.2	Samotný výpočet pro popelavý svit Měsíce	32
6.3.3	Samotný výpočet pro úplněk Měsíce	32
6.4	Teoretický výpočet toku záření pro filtry B, V, R	32
6.4.1	Teorie	32
6.4.2	Samotný výpočet popelavého svitu Měsíce pro filtry B, V, R	33
6.4.3	Samotný výpočet úplňku Měsíce pro filtry B, V, R . . .	34
6.5	Data užitá pro teoretické výpočty	35
7	Tok záření prakticky	36
7.1	Obecný výpočet toku záření pro CCD kameru	36
7.1.1	Vztažení toku záření na W/S	36
7.1.2	Vztažení energetického toku na W/m ²	37
7.2	Opravy intenzity I	38
7.2.1	Atmosferická extinkce	38
7.2.2	Vliv pozadí	39
7.3	Výpočet konstant E_p pro užití filtry B, V, R	41
7.3.1	Teorie	41
7.3.2	Výsledky	42
7.4	Naměřená data, konkrétní toky energie	43
7.4.1	B-filtr	43
7.4.2	R-filtr	44
7.4.3	V-filtr	45
8	Srovnání naměřených a teoreticky vypočtených toků záření	46
8.1	Srovnání	46
8.2	Diskuze	48
9	Závěr	50

Úvod

Zemské klima je závislé na množství energie dopadající ze Slunce. Kolik energie povrch Země pohltí, a kolik se jí vrátí zpět do prostoru, určuje albedo Země. Toto albedo je možné v principu zjistit z intenzity tzv. popelavého svitu Měsíce, který vzniká v důsledku osvětlení noční strany Měsíce světlem Země.

Moje bakalářská práce obsahuje metodu měření intenzity světla Měsíce pomocí běžné CCD kamery.

Kapitola 1

Historický pohled na tvz. popelavý svit Měsíce

Jedny z prvních záznamů týkajících se tmavé neosvětlené přivrácené strany Měsíce je možno získat z období Starého Řecka kolem roku (135–51 př. n. l.), kdy si řecký astronom a geograf *Posidonius* popelavý svit Měsíce vysvětloval tím, že Měsícem prosvítalo Slunce podobně jako skrz oblaka. Tedy dle názoru Posidonia je náš satelit částečně průsvitný. Jak dnes víme, hluboce se tehdy mýlil.

Zato v 16. století se již *Leonardo da Vinci* správně domníval, že se jedná o světlo sluneční, odražené Zemí. Ke škodě Da Vinciho bylo ale jeho vysvětlení publikováno až v rukopisech, které vyšly o téměř tři století později – v roce 1797 (Rukopisy Codex Leicester viz [4]). Často je proto jako první učenec, který rozluštil tajemství popelavého svitu Měsíce, uváděn astronom *Johannes Kepler*, jenž stejnou teorii publikoval v roce 1604. Leonardo da Vinci se ve svém spisu zmiňuje, že povrch odraží více světla než plochy vodní. Proto, dle jeho názoru, Měsíc svítí díky těmto vodním plochám. Dále předpokládá, že Měsíc má vlastní gravitaci a atmosféru.

V 19. století se o mnoha pozorování zasloužil *Julius Schmidt* (v letech 1859 až 1884 byl ředitelem Athénské observatoře). V četných zápiscích popisuje různá zabarvení popelavého svitu Měsíce – modravé, žluté nebo červeno–hnědé. Zvláště působivé je jedno z jeho pozorování, které uskutečnil 8. ledna roku 1867 z pozorovatelný nacházející se na nevysokém pahorku západně od Akropole. Nad jihozápadním obzorem pozoroval jen dva dny starý srpek Měsíce. Všiml si, že popelavý svit je mnohem jasnější než většina částí Mléčné dráhy – byl zřetelný i pouhé dva obloukové stupně nad obzorem.

Avšak první dlouhodobá a systematická pozorování přísluší francouzskému astronomovi *André-Louis Danjonovi* (1890–1967), který ve dvacátých letech 20. století měřil intenzitu Měsíce vizuálně pomocí speciálně zhotoveného fotometru. S pravidelným pozorováním v letech 1928 až 1930 uskutečnil několik stovek měření z různých míst Francie, především z oblasti Provence. Danjon sledoval jak neosvětlenou, tak i osvětlenou část Měsíce. Jas osvětlené části přitom mohl díky svému fotometru o určitou hodnotu uměle zeslabovat až do okamžiku, kdy se jeho intenzita vyrovnala neosvětlené části. Právě tak zjišťoval měnící se intenzitu popelavého svitu Měsíce viz [3].

V současnosti se měřením popelavého svitu nejvíce zabývá *Big Bear Solar Observatory (BBSO)* v Kalifornii viz [7]. Komplex observatoře je obklopen velkým jezerem s více jak 300 bezoblačnými dny s vynikající průzračností a čistotou ovzduší. Proto je příhodným místem k pozorování. Popelavý svit Měsíce se tady pravidelně měří pomocí CCD kamery umístěné na dalekohledu o průměru objektivu patnáct centimetrů. Získaná měření astronomové později kombinují s meteorologickými údaji (velikost zasněženého povrchu, množství oblačné pokrývky apod.) a zjišťují tak úhrnné albedo naší planety.

Další instituce zabývající se daným problémem jsou např. New Jersey Institute of Technology a California Institute of Technology.

Kapitola 2

Fotometrie

Fotometrie, jako součást geometrické optiky, se zabývá měřením světelného záření v optickém oboru. Záření přenáší energii, proto budeme definovat ke každé *energetické veličině* veličinu *fotometrickou* (např. světelný tok Φ apod.).

Veličiny s nimiž fotometrie pracuje jsou:

- světelný tok Φ
- svítivost I
- jas L
- světlení H
- osvětlení E

Jako základní veličinu volíme buď světelný tok Φ (vhodný z hlediska teoretického) nebo svítivost I (vhodná z hlediska praktického, neboť je ji jednodušší měřit). Pomocí zvolené veličiny můžeme vyjádřit ostatní čtyři viz výše. Zpracováno podle [13].

2.1 Fotometrické veličiny

2.1.1 Světelný tok Φ

Množství energie vycházející ze zdroje světla, procházející nějakou ploškou za jednotku času, se nazývá zářivý tok ozn. Φ_c . Tato veličina tedy udává

výkon přenesený zářením, proto ji měříme ve wattech na m^2 . Hodnotíme-li tento zářivý výkon podle světelného vjemu, mluvíme o světelném toku ozn. Φ . Využitím těchto dvou veličin můžeme zavést veličinu udávající tzv. světelnou účinnost záření K , jako poměr světelného toku Φ ku odpovídajícímu zářivému toku Φ_c , tedy

$$K = \frac{\Phi}{\Phi_c}. \quad (2.1)$$

Je též vhodné zavést tzv. poměrnou světelnou účinnost záření V_λ , kde bereme v potaz jednu určitou vlnovou délku. Tedy

$$V_\lambda = \frac{K_\lambda}{K_m}, \quad (2.2)$$

kde K_λ je světelná účinnost jednobarevného záření a K_m je největší světelná účinnost záření.

Známe-li rozdělení energie W_λ na jednotlivé vlnové délky (spektrum), pak pro malý interval vlnových délek $d\lambda$ je příslušný zářivý tok

$$d\Phi_{c\lambda} = W_\lambda d\lambda, \quad (2.3)$$

a příslušný světelný tok

$$d\Phi_\lambda = K_\lambda W_\lambda d\lambda. \quad (2.4)$$

Celkový zářivý tok Φ_c a celkový světelný tok Φ získáme integrací přes všechny vlnové délky, tedy od 0 do ∞ , kde mimo viditelnou oblast je $V_\lambda = 0$. Tedy

$$\Phi_c = \int_0^\infty W_\lambda d\lambda, \quad (2.5)$$

$$\Phi = K_m \int_0^\infty V_\lambda W_\lambda d\lambda. \quad (2.6)$$

Naše lidské oči jsou velmi citlivé na světelný tok dopadající na sítnici. Nejcitlivější jsme především na žlutozelené světlo o $\lambda = 555 \text{ nm}$.

2.1.2 Svítivost I

Svítivost zdroje I_α v daném směru α je definována jako podíl části světelného toku Φ_c , který vychází ze zdroje do malého prostorového úhlu $d\Omega$ v

tomto směru α , a tohoto prostorového úhlu. (Jednotkou prostorového úhlu je tzv. steradián¹.)

$$I_\alpha = \frac{d\Phi}{d\Omega} \quad (2.7)$$

Ne vždy se setkáváme ze zdroji, které mají svítivost izotropní (tj. stejnou v každém směru), proto je vztah uvedený výše platný na obecnosti.

Pro speciální případ, tedy pro zmíněnou izotropii světelného zdroje, můžeme psát:

$$I = \frac{\Phi}{\Omega}. \quad (2.8)$$

Z čehož vyplývá, že pro světelný tok Φ vyzařovaný izotropním zdrojem platí:

$$\Phi = 4\pi I. \quad (2.9)$$

2.1.3 Jas L

V tomhle případě pohledme na zdroj světla jako na zářič konečných rozměrů. Tedy bodový náhled (viz dva předešlé případy) neuvažujme, ale uvažujme plošný element obecně dS .

Určeme jas L_α jako podíl svítivosti plošky I_α (pro daný dS element) zdroje ve směru α a průmětu této plošky do roviny kolmé k danému směru. (V podstatě se číselně jedná o svítivost připadající na plošnou jednotku plochy zdroje.)

$$L_\alpha = \frac{\Delta I_\alpha}{\Delta S \cos \alpha}, \quad (2.10)$$

kde:

$$\Delta I_\alpha = \frac{d(\Delta\Phi)}{d\Omega}. \quad (2.11)$$

Pokusy ukazují, že svítivost se mění dle tzv. Lambertova zákona:

$$\Delta I_\alpha = \Delta I_n \cos \alpha, \quad (2.12)$$

kde I_n je svítivost ve směru normály. Taková tělesa se nazývají tzv. kosinové zářiče. Pro kosinový zářič nabývá jas L ve směru α tvaru:

$$L_\alpha = \frac{\Delta I_n}{\Delta S} = L. \quad (2.13)$$

Z čehož vyplývá, že pro kosinové zářiče je jas L nezávislý na směru. Proto se např. Slunce jeví jako přibližně jasný kotouč.

¹Steradián je vymezen pláštěm kužele, jehož vrchol je ve středu koule o poloměru $r = 1$ a který je na této kouli vyplněn jednotkovou plochou.

2.1.4 Světlení H

Definujeme veličinu světlení H jako podíl světleného toku $\Delta\Phi$ vycházejícího z plošky ΔS a velikosti této plošky.

$$H = \frac{\Delta\Phi}{\Delta S}. \quad (2.14)$$

Narozdíl od jasu L , zde neuvažujeme tok v daném směru, ale uvažujeme směry všechny v dané polokouli. Pro kosinový zářič, jako je např. výše zmíněné Slunce, vychází světlení H π násobkem jeho jasu L . Tedy

$$H = \pi L. \quad (2.15)$$

2.1.5 Osvětlení E

Definujeme veličinu osvětlení (intenzita osvětlení) E v daném bodě plochy S jako podíl světelného toku $d\Phi$ dopadajícího na plošku dS a velikosti této plošky. Tedy

$$E = \frac{d\Phi}{dS}. \quad (2.16)$$

Číselně je osvětlení rovno světelnému toku, který dopadá na plošnou jednotku osvětlovaného tělesa.

2.2 Jednotky fotometrických veličin

2.2.1 Kandela cd

Jedná se o základní fotometrickou jednotku, jednotku svítivosti I .

Možné způsoby definování:

- jde o kolmou svítivost $1/600000 \text{ m}^2$ povrchu absolutně černého tělesa při teplotě tuhnutí platiny a za tlaku 1 atm
- pomocí tzv. Hefnerovy lampy užívané od roku 1881–1941 v Německu. V této lampě, o přesně definovaných parametrech, hoří $\text{C}_2\text{H}_{11}\text{O}_2$. Právě svítivost tohoto plamene udává základní mezinárodní jednotku SI kandela cd . Dnes se již od takto definované svítivosti ustoupilo, neboť plně závisela na specifických vlastnostech použitého materiálu. Nahradila ji metoda, kde světelný zdroj na materiálu nezávisí, ale závisí jen na teplotě.
- užitá dutina je zahřátá na určitou teplotu. Ustálené záření uvnitř dutiny (víme o něm, že nezávisí na materiálu stěn) vychází malým otvorem ven z dutiny, kde je analyzováno. Pro teplotu dutiny $2042,5 \text{ K}$ (zminěná teplota tuhnutí platiny) je jas 60 cd cm^{-3} . Tedy svítivost 1 cd je $1/60$ onoho jasu.

2.2.2 Lumen lm

Jedná se o fotometrickou jednotku světelného toku Φ .

Možné způsoby definování:

- jde o světelný tok, který vysílá absolutně černé těleso při teplotě tuhnutí platiny
- nebo jde též o světelný tok Φ , který vyzařuje bodový zdroj do prostorového úhlu jednoho steradiánu, jehož svítivost je ve všech směrech 1 cd
- tedy: $1/60\pi \text{ cm}^2 = 5,305 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2$

2.2.3 Nit nt

Jedná se fotometrickou jednotku jasu J .

Možné způsoby definování:

- jde o jas plošného zdroje, jehož svítivost na 1 m^2 zdánlivé plochy je 1 cd
- dále užívané jednotky: Stilb ozn. sb je jednotka odvozená jako $1 \text{ sb} = 1000 \text{ nt}$

2.2.4 Lux lx

Jedná se fotometrickou jednotku osvětlení E .

Možné způsoby definování:

- plocha má osvětlení 1 lx jestliže na 1 m^2 plochy kolmo dopadne světelný tok 1 lm
- dále užívané jednotky: Foot-candle ozn. fc, Phot ozn. ph, kde $1 \text{ fc} = 10,764 \text{ lx}$
 $1 \text{ ph} = 1000 \text{ lx}$

2.3 Visuální fotometr

V kapitole č. 1 jsme se zmínili o francouzském astronomovi André-Louis Danjonovi (1890–1967), který ve dvacátých letech 20. století měřil intenzitu světla Měsíce vizuálně pomocí speciálně zhotoveného fotometru. Nyní jsme si zavedli potřebný aparát, abychom mohli jednoduše vysvětlit princip Danjonova měření, tedy v podstatě v hrubých rysech popsat funkci fotometru, jako základního přístroje v oblasti fotometrie.

2.3.1 Obecný princip visuálního fotometru

Víme, že oko není schopné stanovit velikost světelného toku Φ nebo svítivost I . Má však velmi dobrou schopnost rozhodnout, zda dvě sousední plochy osvětlené světlem téže barvy, vyvolávají pocit stejného jasu tj. mají-li stejné osvětlení (tzv. subjektivní fotometrie). Je tedy možno podat jen úsudek relativní. Tato naše schopnost je plně využita při principu fotometru.

Předpokládejme, že máme dva světelné zdroje 1 a 2, přičemž zdroj 1 osvětluje jen plochu 1 a zdroj 2 jen plochu 2. Jsou-li r_1 a r_2 vzdálenosti obou zdrojů od příslušných ploch, potom pro osvětlení platí:

$$E_1 = \frac{I_1}{r_1^2} \cos \alpha_1, \quad E_2 = \frac{I_2}{r_2^2} \cos \alpha_2. \quad (2.17)$$

Vhodným uspořádáním (např. pro $\alpha_1 = \alpha_2$) můžeme dosáhnout toho, že obě osvětlení budou stejná.

Pak ze známých hodnot jednoho zdroje můžeme určit neznámé parametry pro zdroj druhý. Tedy pro obě shodná osvětlení platí:

$$\frac{I_1}{r_1^2} = \frac{I_2}{r_2^2}. \quad (2.18)$$

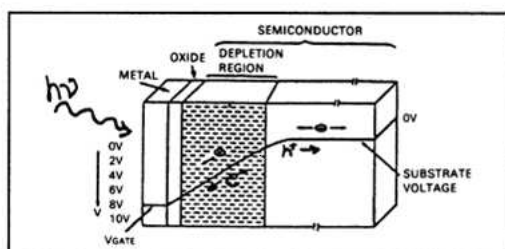
Právě zařízení zvané fotometr dokáže umístit vedle sebe obě osvětlované plošky a umožnit jejich porovnávání.

Kapitola 3

CCD detektor

V astronomii již nelze vizuální fotometrické veličiny snadno používat, neboť dnes optická pozorování povětšinou nahradily CCD detektory (charge coupled device–nábojově vázané prvky), které mají výrazně jinou citlivost než lidské oči.

CCD kamera zaznamenává obraz vytvořený v ohniskové rovině objektivem dalekohledu. Tento detektor (polovodičový prvek) jej zobrazuje jako světlá či tmavá místa, jejichž intenzita je úměrná dopadajícím fotonům. Detektor fotony pro určitou dobu shromažďuje (integruje) a poté převádí na digitální signál (elektrický náboj).



Veličina, kterou užíváme při práci se CCD kamerou je např. tzv. gain, který říká kolik fotoelektronů připadá na jednu jeho jednotku ADU.

Pro práci se CCD kamerou musíme uvážit jasnost pozorovaného objektu. (Spektrální citlivost čipu je dost vysoká.) Proto musíme vhodně volit expoziční dobu a tím zaručit práci v lineární části čipu. (Výstupní digitální signál je přímo úměrný dopadajícím fotonům.)

Dále je potřeba brát v potaz existenci tzv. temného proudu, který je dán především tepelnou emisí a projeví se jako šum pozadí snímků. Proto je jasné,

že eliminace tohoto nepříznivého jevu dosáhneme ochlazením kamery, což se provádí např. kapalným dusíkem.

Problém horkých pixelů, které zkreslují nasbíranou intenzitu, řešíme odečítáním tzv. dark-framu, jako černého snímku pozadí foceného se zavřenou kamerou.

Kapitola 4

Albedo Země, popelavý svit Měsíce a globální problémy

4.1 Teorie

Zemské klima je řízeno slunečním zářením dopadajícím na zemskou atmosféru. Je tedy velmi závislé na sluneční aktivitě a na zemském albedu (poměr dopadající energie ku energii Zemí odražené).

Energie dopadající na přivrácenou stranu Země πR_p^2 je dle [10] dána:

$$P_{in} = C\pi R_p^2(1 - A). \quad (4.1)$$

Kde C je sluneční konstanta, R_p je zemský poloměr a A je krátkovlnné tzv. Bond albedo (pro sluneční světlo o teplotě okolo 6000 K).

Tato přicházející energie je částečně odražena zpátky do vesmíru v dlouhých vlnových délkách (sluneční světlo s vlnovými délkami okolo $15 \mu\text{m}$, zemská teplota T_p okolo 255 K).

$$P_{out} = 4\pi R_p^2\sigma\epsilon T_p^4 = 4\pi R_p^2\sigma\epsilon_\alpha T_s^4. \quad (4.2)$$

Kde σ je Stefan–Boltzmannova konstanta a ϵ je emisivita atmosféry (ve výšce okolo 5,5 km, kde jsou dlouhé vlny emitovány).

S odražejícím slunečním světlem souvisí průměrná povrchová teplota Země T_s . Definujme tzv. normalizovaný koeficient skleníkového efektu g , jako

$$g = 1 - \epsilon_\alpha, \quad (4.3)$$

kde ϵ_α je efektivní atmosférická emisivita.

Pokud je naše planeta v zářivé rovnováze tj. $P_{\text{in}} = P_{\text{out}}$, pak pro průměrnou teplotu Země T_s získáme

$$T_s^4 = \frac{C}{4\sigma(1-g)}(1-A), \quad (4.4)$$

což znamená, že Bond albedo přímo kontroluje zemskou povrchovou teplotu. Ze zmíněných vztahů je vidět, že mění se zemské albedo bude plně popisovat mění se zemské klimatické podmínky. (Tedy např. pro globální oteplování musí člen A nebo $(1-g)$ klesat.)

Bilanci energie můžeme sledovat pomocí tzv. popelavého svitu Měsíce, kde je světlo reflektované Zemí zpět do vesmíru opět vráceno zpátky k Zemi odrazem na přivrácené tmavé straně Měsíce.

Popelavý svit, jako předávání slunečního světla mezi planetami, je možno samozřejmě pozorovat i jinde, než jen u našeho Měsíce. Např. americká sonda Voyager 2 sledovala v roce 1979 ze vzdálenosti 1,2 milionu kilometrů popelavý svit u měsíce Ió, jehož noční stranu osvětlovala obří planeta Jupiter viz [3].

4.2 Měření intenzity popelavého svitu Měsíce

Ideu měření intenzity popelavého svitu Měsíce poprvé uvažoval francouzský astronom Danjon (~ 1924). Chyba jeho měření však byla kolem 5 %, takže ze svých dat nemohl zjistit žádné výkyvy u zemské efektivní teploty.

Zato dnešní měření prováděné např. na známé Big Bear Solar Observatory (BBSO) v Kalifornii udávají chybu svých měření kolem 1 %, což je už plně dostačující pro monitoring globálních teplotních změn právě pomocí zmíněného albeda Země.

Jelikož měření je závislé na místě pozorovatele, je velmi důležité, aby se rozsáhlá a dlouhodobá měření prováděla na různých částech zemského povrchu. Pro tyto účely byly v poslední době vystaveny teleskopy jako např. na hoře Luin na Thawianu (r. 2003), v Midanaku, Uzbekistánu, Tenerife, ve Španělsku apod. viz [14].

4.3 Výsledky výzkumů měření intenzity popelavého svitu Měsíce

Intenzita popelavého svitu Měsíce vykazuje několik dlouhodobých i krátkodobých závislostí. Výsledky jsou především z výzkumu na BBSO (prof. Goode – ředitel BBSO, prof. Koonin – California Institute of Technology viz. [7]).

- Z pozorování se zjistilo, že u Země dochází v průběhu jednoho dne až k pětiprocentní odchylce celkového albeda. Při sezónních změnách v rozsahu týdnů a měsíců však dochází až k dvacetiprocentním výkyvům, což je dáno tím, že během sezón se mění oblačná pokrývka Země. Ta odráží až 50 % přicházejícího světla.
- Pravidelné sledování intenzity popelavého svitu Měsíce přineslo rovněž zjištění, že v období zvýšené či snížené sluneční aktivity dochází k několika procentním odchylkám albeda Země. Výsledky daly 6,5 % pokles během roku 1985–1997, kdy bylo sluneční maximum a souhlasné zvýšení během roku 1997–2003, kdy bylo sluneční minimum, což dobře souhlasí s daty z meteorologických družic, které prozradily, že v průběhu minima sluneční aktivity je Země pokryta o tři až čtyři procenta větším množstvím oblačnosti, než v období maxima.
Tedy magnetické pole Slunce výrazně ovlivňuje naše zemské klima.
- Dále je albedo Země ovlivňováno samotnou rotací Země. Jak se otáčí naše planeta, natáčí k Měsíci pokaždé jinou část. Z pohledu Měsíce, se jeví naše oceány tmavé, ale kontinenty jako Asie pokryté mraky, či pouštěmi se jeví světlé, neboť odrážejí tak 2-3x více světla než Pacifický oceán. Proto bude měsíční popelavý svit růst a klesat z hodiny na hodinu a to v rozmezí až 5 % dle rotace naší Země.
- Momentální fáze Měsíce či Země
Intenzita popelavého svitu Měsíce je největší v případě, když se Země jeví Měsíci v úplňku, tedy Měsíc Zemi v novu.
Dále, čím větší díl měsíčního kotouče je osvětlený, tím více přisvětluje část "utopenou" ve tmě. Při zvyšujícím se podílu osvětlené části Měsíce zároveň klesá intenzita osvětlení Zemí, neboť osvětlená část při pohledu z Měsíce naopak chudne. Není proto divu, že je při "baculatějších" měsíčních fázích pozorování popelavého svitu velmi obtížné či dokonce zcela nemožné.

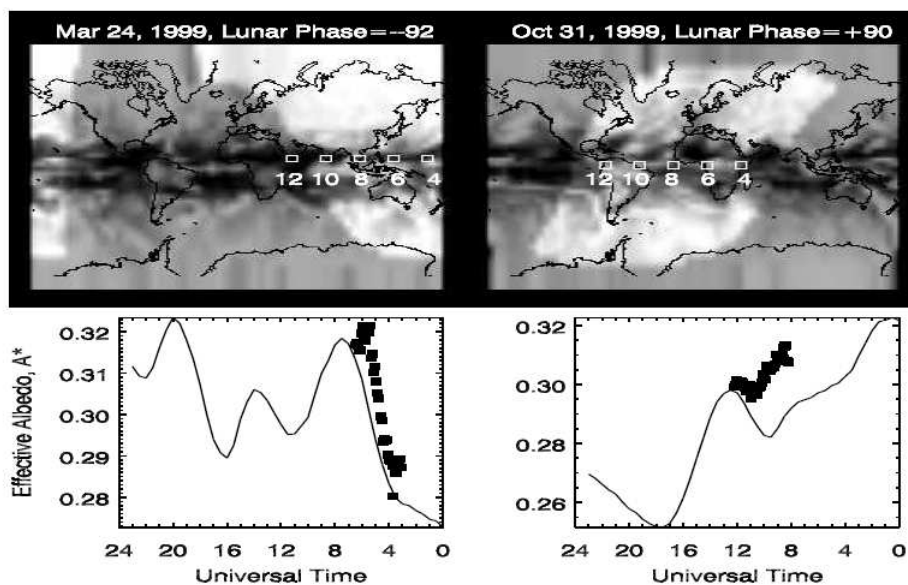
- Oblačná, sněhová pokrývka
 Jak jsme se již zmínili, sněhová a oblačná pokrývka Země hraje velmi důležitou roli v odrazivosti. Ale také například atmosférický prach, popel z mohutných sopečných explozí, momentální stav rozsáhlých pralesů – to vše ovlivňuje množství světla, ve kterém se koupe k Zemi přivrácená měsíční polokoule.
 Za zmínku stojí, že odrazivost vodních ploch je kolem 10 %, povrchu Země 10 – 25 % (z toho odráží pouště 25 %, země pokrytá sněhem až 90 %) a mraků kolem 50 %.
- Ze získaných měření také vyplývá, že průměrné albedo naší Země dosahuje hodnoty 0,297 což znamená to, že odráží asi třicet procent slunečního světla. Pro srovnání albedo Venuše, zahalené hustou oblačnou přikrývkou, je 0,76 a průměrné albedo Měsíce je 0,12.

Kapitola 5

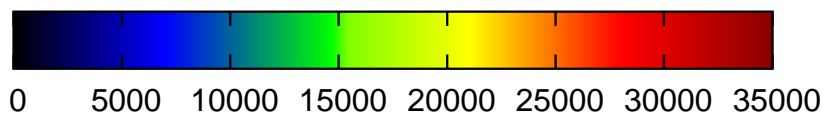
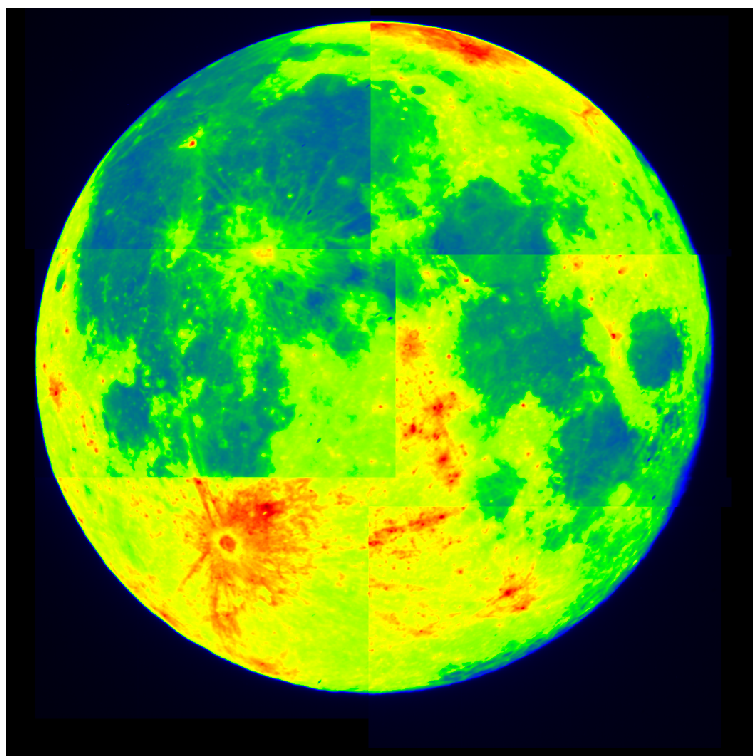
Odrazivost

5.1 Povrch Měsíce a Země

Jak je vidět z příloženého obrázku 5.1 schopnost planety Země odrážet světlo není všude stejná, stejně tak jak to neplatí pro Měsíc obr. 5.2 .



Obrázek 5.1: Odrazivost planety Země, obě polokoule



Obrázek 5.2: Odrazivost Měsíce v úplňku

Obrázek 5.1 je převzat z prací BBSO observatory v Kalifornii (Goode, P. R., Kolbe, E., Koonin, S. E., a další, viz [11]). Obrázek 5.2 byl získán složením námy naměřených snímků.

Povrch Měsíce se skládá ze dvou odlišných typů půdy viz [8]. Jeden z nich je drsný, členitý a poměrně jasný, místy odráží až 18 % dopadajícího slunečního světla a druhý typ je tmavší a hladší, odrážející v průměru pouze 6 – 7 % dopadajícího slunečního světla.

První typ, jasný a s výrazně větší schopností odrazet dopadající světlo se nazývá pevnina. Druhý typ nazýváme moře (maria). Z přiloženého snímku 5.2 je vidět, že na přivrácené straně Měsíce se ponejvíce nacházejí pevniny – tvoří kolem 2/3 měsíčního povrchu a poté moře, zastupující kolem 1/3.

Tmavý krystalický materiál – moře (maria) – vznikl před 3,8 až 2 miliardami let, kdy po intenzivním bombardování byla měsíční kůra na mnohých místech rozpraskaná do velkých hloubek. Těmito trhlinami se začala na měsíční povrch rozlévat čedičová láva natavená v hloubce 100 až 250 kilometrů radioaktivně generovaným teplem z nitra Měsíce. Byly to bazalty bohaté na oxidy železa a titanu, s nízkým obsahem alkalických prvků.

Světlý krystalický materiál – pevniny – se skládá ze živcových hornin (zvané anortozity) podobných pozemským žulám, obsahující převážně Ca, Si, O. U anortozitů však není železo nebo hořčík (jako v čedičových horninách) a místo nich je tam hliník, proto jsou lehčí a světlejší. Sloučeniny SiO_2 (křemen) podílí na 40 – 50 % hmotnosti měsíční kůry. (na Zemi je křemen zastoupen 48,5 %.)

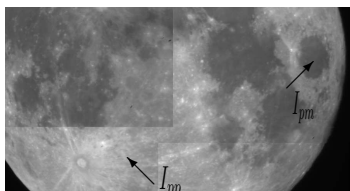
Pro Měsíc je důležitým prvkem pro odrazivost právě složení povrchu, ona měsíční moře a pevniny.

Zemské složení, co se týče výskytu hornin např. křemene je poměrně shodné s Měsícem (ne nadarmo se teorie o vzniku Měsíce přiklonila k názoru o impaktu malé planety a z vyvržených částí následovnému složení oběžnice – Měsíc). Avšak pro odrazivost planety Země není složení zemského povrchu – pevnin stěžejní jako u Měsíce. Zemská pevnina tvoří jen 30 % z celkového povrchu Země. Zbytek zabírají vodní plochy – oceány, vodní toky apod.

Odrazivost zemského povrchu kolísá od 10 – 25 % pro běžnou sněhem nepokrytou pevninu a pro sněhem pokrytou až 90 %. Další a nejdůležitější stránkou odrazivosti pro naši planetu je oblačná pokrývka. Ta sama o sobě odráží kolem 50 % a nejvíce se vyskytuje v rovníkových oblastech, jak je z přiloženého snímku 5.2 patrné. Tedy zemská atmosféra hraje velmi důležitou roli v odrazivosti Země (proto viz předešlé kapitoly o zemském klimatu) narozdíl od Měsíce, kde je naopak stěžejním prvkem struktura povrchu a velmi řídkou atmosféru Měsíce můžeme v naší diskuzi zanedbat. (Atmosféra Měsíce snižuje měsíční odrazivost, nestojí však jako prvek nehomogenity v odrazivosti.)

5.1.1 Výpočet plochy moří a pevnin na Měsíci

Díky našemu měření můžeme získat celkovou průměrnou hodnotu intenzity I_p [ADU] přicházející z povrchu Měsíce, nebo jen konkrétně průměrnou intenzitu moří I_{pm} či pevnin I_{pp} .



Teoreticky vzato se dá díky těmto zjištěným údajům vypočítat procentuální rozložení moří či pevnin na povrchu přivrácené strany Měsíce.

Průměrnou hodnotu intenzity celého povrchu (moře + pevniny) jsme určili jako $I_p = 15483$ ADU. Tato hodnota se dala velmi snadno získat z programu IRIS viz. [2], ve kterém byly snímky zpracovávány.

Problém nastává při zjišťování průměrných hodnot moří nebo pevnin, kde bychom museli každé moře či pevninu jednotlivě proměřit a poté udělat celkový průměr. Ale samotná identifikace, jedná-li se ještě o moře či pevninu (přechodové oblasti apod.) je ze snímků špatně čitelná. Proto pouze pro hrubý odhad a poukázání, že pro zjištění hodnot intenzit lze použít i k takovéto úvaze o rozložení plochy moří a pevnin, vybereme jen průměrnou hodnotu jednoho konkrétního moře a jedné konkrétní pevniny.

Pro naše účely jsem zvolila:

- moře Mare Crisium s hodnotou $I_{pm} = 10957$ ADU,
- pevninu v blízkosti kráteru Tycho s intenzitou $I_{pp} = 23400$ ADU.

Pak lze jednoduchou úvahou hledat koeficienty a , b procentuálního rozložení pro moře a pevniny:

$$aI_{pp} + bI_{pm} = I_p \quad (5.1)$$

$$a + b = 1 \quad (5.2)$$

z čehož vyplývá $a = 0,36$ $b = 0,64$.

Výsledek říká, že rozložení moří je zhruba třetinové oproti četnosti pevnin na přivrácené straně Měsíce.

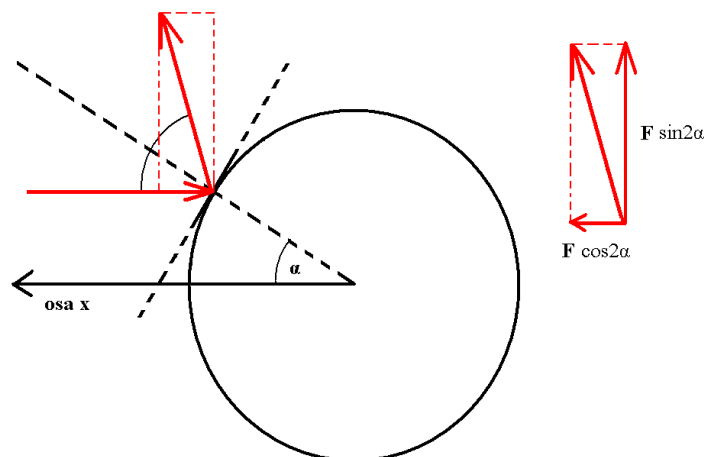
Tyto výsledky se shodují s všeobecně známými hodnotami. Proto je vidět, že náš úzký výběr pro typická moře a pevniny byl zhruba správný.

5.2 Úhlové rozložení intenzity na povrchu Měsíce

5.2.1 Teorie odrazu

V kapitole č. 6 se zabýváme teoretickým výpočtem toku záření. Při výpočtech uvažujeme, že se Měsíc jeví dopadajícímu záření jako plošné těleso, tedy že veškeré dopadající záření (až na zeslabení vlivem albeda) je zpátky odraženo do kolmého směru.

Nyní pohledme na Měsíc jako opravdu na kulové těleso a vypočtěme, jak se bude dopadající záření odrážet do kolmého směru v tomto případě. Je důležité si uvědomit, že pro naši ideu platí zákon odrazu, tedy dopadající paprsek se odrazí zpět pod stejným úhlem pod jakým dopadal.



Obrázek 5.3: Schéma situace pro dopad záření na povrch Měsíce

Označme dopadající tok záření F a odražený tok záření ϕ_x (tok záření jdoucí zpět do kolmého směru, směru uvažované osy x). Dle obrázku snadno vidíme, že platí

$$\phi_x = 2 \int_0^{\pi/2} F \cos 2\alpha \, d\alpha, \quad (5.3)$$

kde užitím substituce $t = 2\alpha$ a následným integrováním

$$\phi_x = 2\frac{1}{2}F \int_0^\pi \cos t dt = F[\sin t]_0^\pi, \quad (5.4)$$

dostaneme

$$\phi_x = 0. \quad (5.5)$$

Nezdá se, že by nám vyšel korektní výsledek, neboť v praxi vždy tok záření odražený od kulové plochy do kolmého směru pozorujeme.

Problém celé úvahy lpí v tom, že dostane-li se α do tzv. mezního úhlu, dojde v integraci ke změně znamének a výsledek nabývá výše určené "0". Fyzikálně platí pro mezní úhel $\alpha = \pi/4$, že pro přicházející záření již nedochází k odrazu v kladném směru osy x .

S úvahou mezního úhlu získáme pro tok záření v kladném směru osy x_+

$$\phi_{x_+} = 2 \int_0^{\pi/4} F \cos 2\alpha d\alpha = \frac{1}{2}F[\sin t]_0^{\pi/2}, \quad (5.6)$$

jako

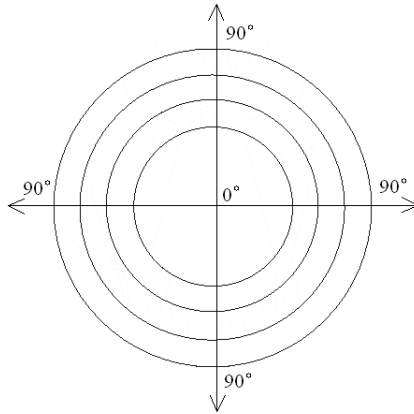
$$\phi_x = \frac{1}{2}F. \quad (5.7)$$

Tedy předpokládáme-li zákon odrazu, pak ideálně hladká koule, kterou jsme aproximovali Měsíc, odráží zpět do kolmého směru polovinu přicházejícího záření.

5.2.2 Praxe odrazu, srovnání

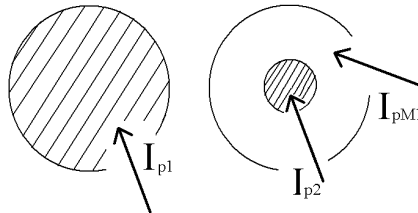
Výpočtem v předešlé stati jsme zjistili kolik přicházejícího toku záření bude reflektováno zpět. Nastává otázka jak se bude jevit rozložení takto "cosinově" reflektovaného toku záření pozorovateli v přímém směru. Dalo by se očekávat, že střed kotoučku, kde se paprsky vrací v podstatě kolmo zpátky, bude maximum reflektované intenzity. K okrajům koutoučku se předpokládá postupné zeslabování.

Rozdělme si přivrácenou Měsíční stranu v úplňku na soustavu kružnic a vyznačme soustavu souřadnic, jak je vidět z 5.4.



Obrázek 5.4: Schéma pro postup v určování průměrných intenzit

Určeme průměrnou intenzitu na plochách mezikruží a porovnejme s předpokládánou teorií. Pro určování průměrné intenzity jsme používali program na zpracovávání CCD snímku Iris viz [2]. Ten mám však umožnil určit průměrnou intenzitu I_{pi} pouze pro celou plochu kružnic.



Obrázek 5.5: Schéma pro obecný přepočít pro průměrnou intenzitu mezikruží

Díky schématu 5.5 konkrétně víme:

$$I_{p1} = \frac{\sum I_{1i}}{A_1} = \frac{\sum I_{2i} + \sum I_{M1i}}{A_1}, \quad (5.8)$$

$$I_{p2} = \frac{\sum I_{2i}}{A_{21}}, \quad (5.9)$$

a

$$A_3 = A_1 - A_2. \quad (5.10)$$

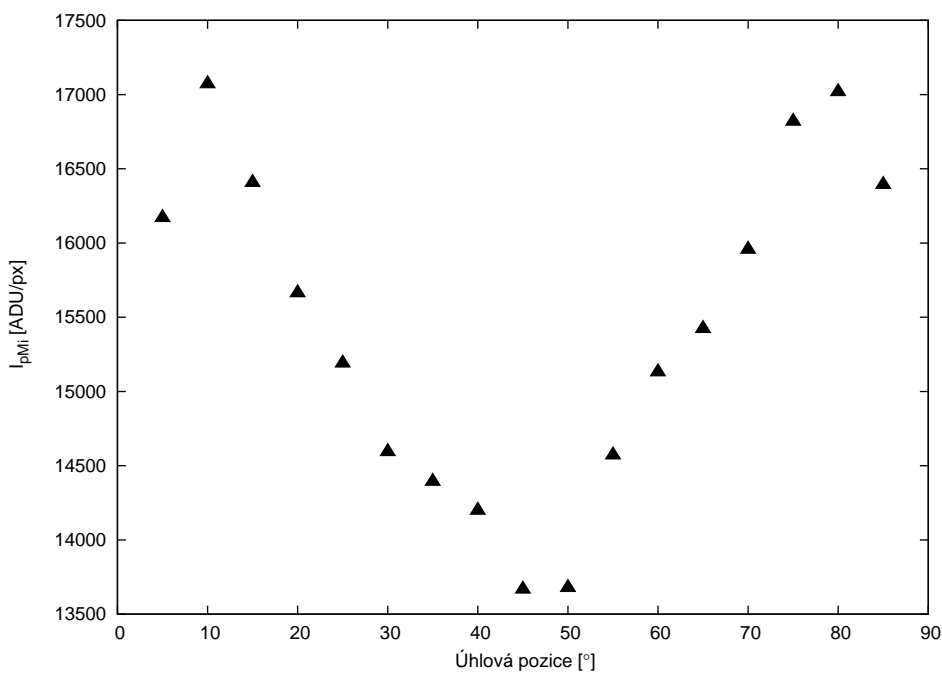
Průměrnou hodnotu intenzity pro plochu mezikruží získáme jako

$$I_{pM1} = \frac{\sum I_{M1i}}{A_3} = \frac{I_{p1}A_1 - I_{p2}A_2}{A_1 - A_2}. \quad (5.11)$$

Obecně pro libovolnou plochu mezikruží získáme

$$I_{pMi} = \frac{I_{pi}A_i - I_{p(i+1)}A_{(i+1)}}{A_i - A_{(i+1)}}. \quad (5.12)$$

Na následujícím obrázku 5.6 je vidět závislost I_{pMi} na poloze mezikruží získaná pro naměřená data.



Obrázek 5.6: Průměrná odražená intenzita záření pro oblasti mezikruží

Proměnný index i jde od středu přivrácené polokoule Měsíce po hodnotu 90° .

Z obrázku 5.2 vyčteme, že pro i kolem 0° nenastává žádné předpoklávané maximum. Pro i blízké 50° nastává minimum, což způsobí, jak je vidět, větší přítomnost moří v těchto oblastech.

Samotný obrázek 5.2 o úhlovém rozložení intenzity nemluví a přesný výpočet pomocí mezikruží též žádnou takovou závislost nepotvrdil. Měsíc se tedy prakticky jeví spíše jako plošné těleso, než kulový objekt s odrazivostí cosinové závislosti.

Kapitola 6

Tok záření teoreticky

V této kapitole budeme striktně dodržovat označení pro tok záření jako F_X , kde index X bude udávat konkrétnost situace např. $F_X = F_{DZM}$ znamená tok záření dopadající na Zemi z Měsíce. V kapitole 4 jsme použili označení jiná a to užitá v pracích BBSO Observatory viz [11] a [12].

6.1 Teorie pro popelavý svit Měsíce

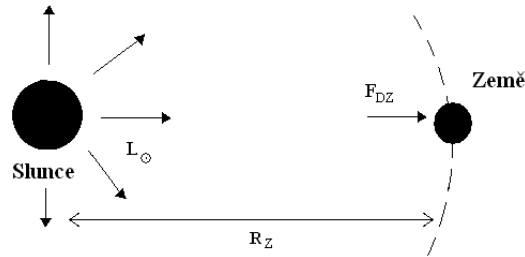
V této podkapitole budeme vztahovat značení F_X k situaci na obrázku 6.2.

Označme celkovou energii vyzářenou Sluncem do všech směrů a v celém viditelném spektru L_\odot . Do vzdálenosti Země přijde již menší dávka energie na jednotku plochy a to úměrně $1/r^2$. Přesně do vzdálenosti Země r_Z dopadne na 1 m^2 energie F_{DZ} . (což je sluneční konstanta v kapitole 4 označená jako C) Obrázek viz 6.1.

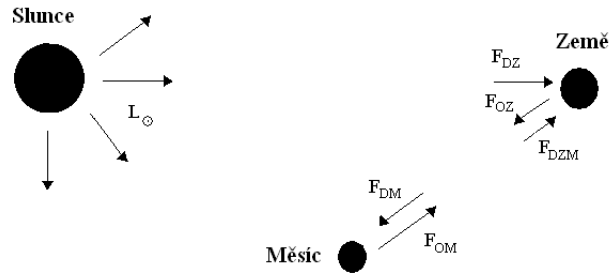
Tedy tok záření dopadající na 1 m^2 na Zemi mimo atmosféru je dán:

$$F_{DZ} = \frac{L_\odot}{4\pi r_z^2}. \quad (6.1)$$

Situace znázorněná pro celou situaci odrazů ze Země, dopadu na Měsíc a zpětného odrazu na Zemi je na obr. 6.2.



Obrázek 6.1: Schéma pro vyzářovanou energii L_{\odot}



Obrázek 6.2: Schéma odraženého a dopadajícího záření pro popelavý svit Měsíce

Záření odražené ze Země a dopadající na Měsíc F_{DZ} je násobené plochou přivrácené zemské strany (uvažujme celou polokouli) tedy πr_p^2 . Zeslabení odraženého záření je díky zemskému albedu a_Z . (Schopnost zemské atmosféry a povrchu odrážet dopadající záření pro viditelné světlo je zhruba 0,3 viz kapitola č. 4.)

$$F_{OZ} = F_{DZ} \pi r_p^2 a_Z. \quad (6.2)$$

Přesně do vzdálenosti Měsíce r_m dopadne na 1 m^2 energie F_{DM}

$$F_{DM} = \frac{F_{OZ}}{4\pi r_m^2}. \quad (6.3)$$

Odražené záření je dány plochou přivrácené strany Měsíce πr_s^2 (opět jako v případě Země uvažujme celou polokouli) a zeslabené díky albedu Měsíce a_M .

$$F_{OM} = F_{DM} \pi r_s^2 a_M. \quad (6.4)$$

Energie dopadající z Měsíce na Zemi je analogicky:

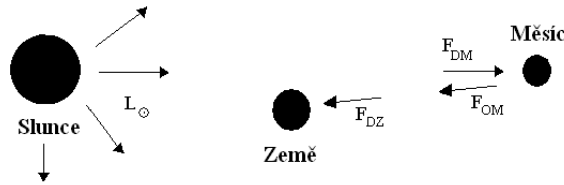
$$F_{DZM} = \frac{F_{OM}}{4\pi r_M^2}. \quad (6.5)$$

Po dosazení všech výrazů dospějeme k toku záření dopadajícího z popelavého svitu Měsíce na Zemi:

$$F_{DZM} = \frac{a_M r_s^2 r_p^2 a_Z L_\odot}{64\pi r_M^4 r_Z^2}. \quad (6.6)$$

6.2 Teorie pro úplněk Měsíce

V této podkapitole budeme opět užívat označení typu F_X . Nyní však mluvíme k situaci na obr. 6.3, proto byť je tok záření dopadající na Zemi stále označován F_{DZ} , nejedná se číselně o stejné toky záření ¹.



Obrázek 6.3: Schéma odrazu slunečního záření v případě úplňku.

Postupujeme analogicky jako v předchozích případech. Energie dopadající ze Slunce na Měsíční povrch na 1 m^2 je

$$F_{DM} = \frac{L_\odot}{4\pi(r_z + r_m)^2}. \quad (6.7)$$

¹Jiný způsob značení by nebyl vhodný, neboť by ztratil na přehlednosti.

Záření odražené celým povrchem Měsíce, tedy násobené πr_s^2 a zeslabené díky albedu Měsíce a_M , je dáno jako:

$$F_{OM} = F_{DM} \pi r_s^2 a_M. \quad (6.8)$$

Energie dopadající na Zemi na 1 m^2 :

$$F_{DZ} = \frac{F_{OM}}{4\pi r_m^2}. \quad (6.9)$$

Po dosazení všech výrazů získáme

$$F_{DZ} = \frac{a_M r_s^2 L_\odot}{16 r_M^2 \pi (r_Z + r_M)^2}. \quad (6.10)$$

6.3 Teoretické opravy a výpočet toku záření pro viditelné spektrum

6.3.1 Teoretické opravy

V kapitole 5 jsme do podrobnosti rozebírali odrazivost Měsíce. Ve výpočtech ve vzorcích (7.9) až (6.10) jsme předpokládali, že se odrazí veškeré záření dopadající na polokouli a ne ve shodě s (5.7) pouze polovina.

Dále může být při praktickém výpočtu užitečné uvažovat tok záření přicházející z jedné vteřiny čtvereční Měsíce (viz kapitola č. 7).

Označme koeficient pro přepočet toku záření přicházejícího z jedné vteřiny čtvereční jako D . Pomocí D vyjádříme celou úhlovou plochu přivrácené strany Měsíce jako

$$D = \pi \varrho_M^2, \quad (6.11)$$

kde

$$\varrho_M = \frac{r_s}{r_M} \frac{180 \cdot 3600}{\pi}. \quad (6.12)$$

Pro výše zmíněné opravy získáme pro popelavý svit Měsíce vztah (6.13) a pro měsíční úplněk (6.14).

6.3.2 Samotný výpočet pro popelavý svit Měsíce

Po výše zmíněných opravách nabývá teoreticky vyjádřená hodnota pro popelavý svit (6.6) vztahu F_{TP} :

$$F_{TP} = \frac{a_M r_s^2 r_p^2 a_Z L_\odot}{256 \pi r_M^4 r_Z^2 D} = 1,5759 \cdot 10^{-15} \text{ W/m}^2 \quad (6.13)$$

6.3.3 Samotný výpočet pro úplněk Měsíce

Po výše zmíněných opravách nabývá teoreticky vyjádřená hodnota pro úplněk (6.10) vztahu F_{TU} :

$$F_{TU} = \frac{a_M r_s^2 L_\odot}{r_M^2 32 \pi D (r_Z + r_M)^2} = 1,5185 \cdot 10^{-10} \text{ W/m}^2 \quad (6.14)$$

Tedy F_{TP} a F_{UP} jsou teoreticky určené toky záření přicházející z jedné vteřiny čtvereční popelavého svitu či úplňku Měsíce na jeden metr čtvereční před vstupem do atmosféry. Jsou po teoretických opravách a pro celou viditelnou část spektra.

6.4 Teoretický výpočet toku záření pro filtry B, V, R

6.4.1 Teorie

Každé těleso (a tedy i Slunce) vysílá do svého okolí záření ozn. L_\odot , které odpovídá jeho teplotě T . Slunce, pro jehož povrchovou teplotu uvažujeme $T = 5770 \text{ K}$, můžeme přibližně považovat za absolutně černé těleso. Rozdělení energie ve spektru (spektrální hustoty) označme h_λ , je pak dáno Plankovým vyzářovacím zákonem pro absolutně černé těleso jako

$$h_\lambda = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/k\lambda T} - 1}, \quad (6.15)$$

kde h je Plankova konstanta, k je Boltzmannova konstanta, c je rychlost světla ve vakuu a T je teplota zářícího tělesa v K.

Obecně je celková energie H vyzářená v celém spektru dána jako

$$H = \int_0^\infty h(\lambda) d\lambda. \quad (6.16)$$

Budeme-li chtít znát energii vyzařovanou absolutně černým tělesem v úzkém intervalu $\langle \lambda_0 - d\lambda; \lambda_0 + d\lambda \rangle$ s průběhem δ -delta funkce ozn. H_δ , pak můžeme pro známé chování delta funkce δ psát:

$$H_\delta = \int_{\lambda_0-d\lambda}^{\lambda_0+d\lambda} h(\lambda) d\lambda = \int_0^\infty \delta(\lambda - \lambda_0) h(\lambda) d\lambda. \quad (6.17)$$

Vztah (6.17) můžeme převést na obecný případ ozn. H_i závislosti i , kde i budou b, r, v průběhy propustnosti pro užité filtry B, R, V spolu s citlivostí užité kamery KAF-1600. Tedy

$$H_i = \int_0^\infty i(\lambda - \lambda_0) h(\lambda) d\lambda. \quad (6.18)$$

Označme

$$B(\lambda) = b(\lambda - \lambda_0) h(\lambda),$$

$$R(\lambda) = r(\lambda - \lambda_0) h(\lambda),$$

$$V(\lambda) = v(\lambda - \lambda_0) h(\lambda).$$

Pokud budeme uvažovat $i \in \langle 0; 1 \rangle$, pak je potřeba funkci H_i normovat. Po normování získáme:

$$H_{in} = \frac{\int_0^\infty i(\lambda - \lambda_0) h(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty h(\lambda) d\lambda}. \quad (6.19)$$

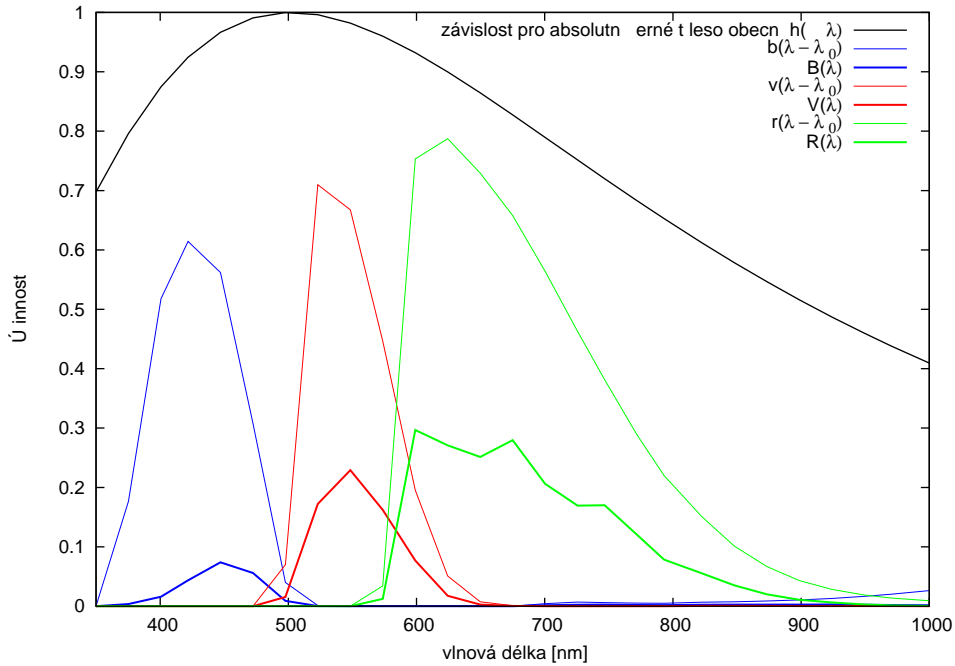
6.4.2 Samotný výpočet popelavého svitu Měsíce pro filtry B, V, R

Nyní spočtěme teoretickou hodnotu toku záření přicházejícího z popelavé strany Měsíce F_{TPi} (z jedné vteřiny čtvereční) pro určité filtry i umístěné před atmosférou. Tedy není zde teoreticky započtené zeslabení vlivem atmosferické extinkce.

$$F_{TP} \rightarrow F_{TPi}$$

Konkrétně

$$F_{TPi} = F_{TP} H_{in} = F_{TP} \frac{\int_0^\infty i(\lambda - \lambda_0) h(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty h(\lambda) d\lambda} \quad (6.20)$$



Obrázek 6.4: Závislosti $i(\lambda)$ pro $i = h, b, r, v$

F_{TPi} [10^{-17} W/m ²]	H_{in}	
F_{TPB}	1,6547	0,01050
F_{TPR}	12,7348	0,08081
F_{TPV}	5,3187	0,03375

6.4.3 Samotný výpočet úplňku Měsíce pro filtry B, V, R

To samé provedmě pro úplněk, tedy spočtemě teoretickou hodnotu toku zářeni přicházejícího z osvětlené strany Měsíce (úplněk, jedna vteřina čtvereční) F_{TU_i} pro určité filtry i umístěné před atmosférou. Opět zde není teoreticky započtené zeslabení vlivem atmosferické extinkce.

$$F_{UP} \rightarrow F_{TU_i}$$

Konkrétně

$$F_{TU_i} = F_{UP} H_{in} = F_{UP} \frac{\int_0^\infty i(\lambda - \lambda_0) h(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty h(\lambda) d\lambda}. \quad (6.21)$$

F_{TUi} [10^{-12} W/m ²]	H_{in}	
F_{TUB}	1,5944	0,01050
F_{TUR}	12,2710	0,08081
F_{TUV}	5,1249	0,03375

6.5 Data užitá pro teoretické výpočty

a_Z ... albedo Země je 0,3

a_M ... průměrné albedo Měsíce je 0,10 (pro povrch až 0,12, moře 0,8)

r_s ... poloměr Měsíce je 1738000 m

r_p ... poloměr Země je 6378000 m

L_{\odot} ... Výkon Slunce $3,85 \cdot 10^{26}$ W

r_M ... vzdálenost Země–Měsíc $3,84 \cdot 10^8$ m

r_Z ... vzdálenost Slunce–Země $1,5 \cdot 10^{11}$ m

D ... úhlová plocha přivrácené strany Měsíce 2732314 ”²

Kapitola 7

Tok záření prakticky

7.1 Obecný výpočet toku záření pro CCD kameru

Obecně značme hodnotu toku záření pro praktický výpočet ϕ_X se spodním indexem X udávajícím na co je daný tok vztažený.

7.1.1 Vztažení toku záření na W/S

Snímek CCD kamery nám dá intenzitu pixelu v jednotkách ADU. Pak tok energie v jednotkách intenzity ADU za jednotku času na jeden pixel ozn. px je dán:

$$\phi_{ASP} = \frac{I}{t} [\text{ADU/s px}]. \quad (7.1)$$

Víme, že na tzv. jeden ADU připadá 2,3 elektronu, pak energetický tok vypadá:

$$\phi_{eSP} = \frac{2,3I}{t} [e^{-1}/\text{s px}]. \quad (7.2)$$

Chtěli bychom mít energetický tok vzatý z jedné úhlové vteřiny a ne z jednoho pixelu.

Známe rozměry CCD čipu (snímku). Na Kraví Hoře v Brně (Hvězdárna a

planetárium Mikuláše Koperníka), kde bylo měření prováděno, bylo zjištěno, že dané rozměry CCD kamery 510×340 dají přibližně $17' \times 11,3'$. Přepočtem získáme, že pro jeden pixel máme 4,16 vteřin čtverečních. Označme přepočet ve vzorci jako V^2 .

Pak energetický tok přicházející z jedné vteřiny čtvereční povrchu Měsíce dopadající na celou plochu zrcadla dalekohledu vypadá jako:

$$\phi_{eSV} = \frac{2,3I}{tV^2} \text{ [e}^{-1}\text{/s S]}. \quad (7.3)$$

Kolik energie náleží pro e^{-1} ?

Musíme znát citlivost kamery, účinnost použitého filtru. Přepočtem pomocí těchto známých parametrů (závislostí) viz. podkapitola č. 2.3 získám E_p . Pak tok energie v elektronvoltech je:

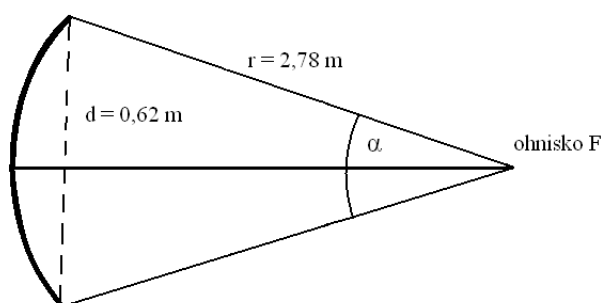
$$\phi_{eV} = \frac{2,3IE_p}{tV^2} \text{ [eV/s S]}. \quad (7.4)$$

Převedení energetického toku na Watty, neb víme, že 1 eV činí $1,60 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ ozn. W:

$$\phi_W = \frac{2,3IE_pW}{tV^2} \text{ [W/S]}. \quad (7.5)$$

7.1.2 Vztažení energetického toku na W/m^2

Víme, že CCD čip o daných rozměrech posbírání světlo z celé plochy zrcadla dalekohledu. Dopadající tok záření "vnímá" plochu dalekohledu jako rovinný objekt. Pro známé parametry dalekohledu



Obrázek 7.1: Schéma pro dalekohled

určíme plochu S jako

$$S = \pi d^2 \text{ [m}^2\text{]}. \quad (7.6)$$

Tedy obecně dosadíme do vztahu (7.5) a získáme chtěný tok záření přicházející z jedné vteřiny čtvereční Měsíce dopadajícího na jeden m^2

$$\phi_W = \frac{2,3 I E_p W S}{t V^2} \text{ [W/m}^2\text{]}. \quad (7.7)$$

7.2 Opravy intenzity I

Abychom mohli porovnávat naměřené a výpočtem získané energetické toky, je třeba ještě měření opravit o různé vlivy způsobující zeslabení dopadajícího toku apod. Nejprve pojednejme o jaké vlivy se vlastně jedná.

7.2.1 Atmosferická extinkce

Tok záření, jak by se dalo očekávat, se průchodem zemskou atmosférou zeslabí. Velikost zeslabení závisí na zenitové výšce objektu z , z něhož tok záření měříme. Vztah mezi výškou objektu nad obzorem h a zenitovou vzdáleností z je

$$z = 90 - h. \quad (7.8)$$

Intenzita I opravená o atmosferickou extinkci je dána:

$$I = I_N 10^{0,4 X K_i}. \quad (7.9)$$

Kde I_N je naměřená intenzita, k_i je úbytek hvězdné velikosti pro užití filtry, tedy $i = B, V, R$.

$$k_B \sim 0,5 \text{ mag},$$

$$k_V \sim 0,2 \text{ mag},$$

$$k_R \sim 0,1 \text{ mag},$$

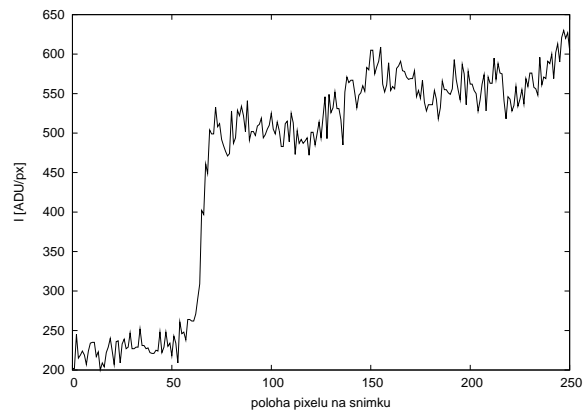
X je tzv. vzdušná hmota dána vztahem:

$$X = \sec(z)[1 - 0,0012(\sec^2(z) - 1)]. \quad (7.10)$$

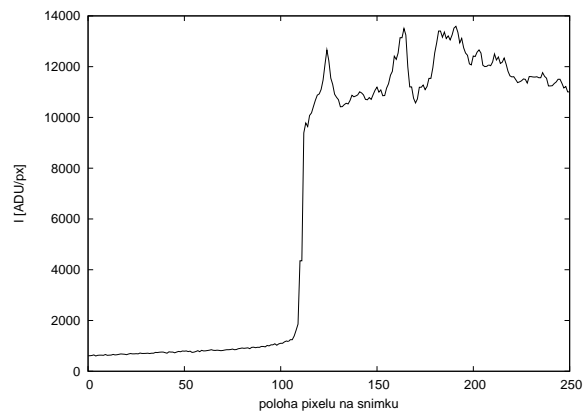
Kde: $\sec(z) = 1/\cos z$ a z udává zenitovou výšku objektu.

7.2.2 Vliv pozadí

CCD čip snímající intenzitu (tok záření) měřícího objektu, v našem případě popelavý svit či úplněk Měsíce, zaznamená i intenzitu přicházející od okolního hvězdného nebe. CCD matice tedy podává výsledek jako součet obou toků. Pro naše měření, především pro určování energetického toku z tmavé popelavé strany Měsíce, není tento vliv zanedbatelný a snímky je potřeba od něj odečíst, tak jako se odečítá dark-frame snímek. Na následujících snímcích je možnost se přesvědčit, jaká je hodnota pozadí v porovnání s intenzitou popelavého svitu a pozadí v porovnání s intenzitou měsíčního úplňku.



Obrázek 7.2: Řez snímkem ve směru pozadí → popel. svit



Obrázek 7.3: Řez snímkem ve směru pozadí → úplňk

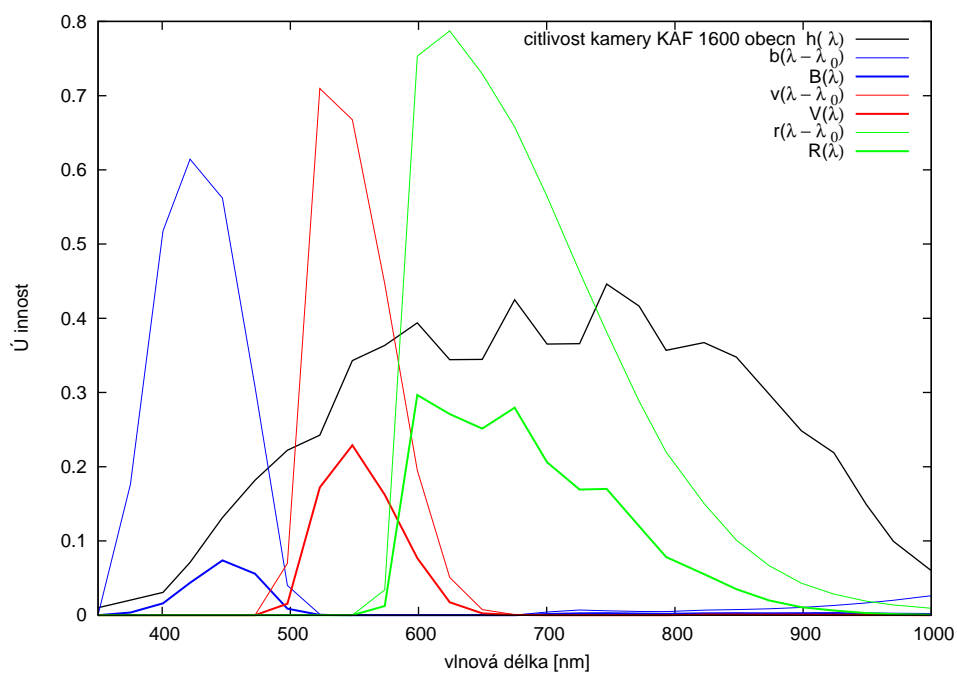
Pro měsíční úplňk je hodnota pozadí opravdu zanedbatelná, což nelze říct pro popelavý svit.

Tedy ve výše uvedených vztazích pro praktický výpočet toku záření uvažujme intenzitu I , která je upravená o oba tyto jevy - atmosferickou extiknci, vliv pozadí.

7.3 Výpočet konstant E_p pro užití filtry B, V, R

7.3.1 Teorie

Teorie pro výpočet konstant E_p pro filtry B, R, V zde nabývá stejných úvah, jako v kapitole č. 6. Konstantou E_p rozumíme číslo, které nám říká, kolik toku záření (z původního dopadajícího záření) projde měřícími přístroji (CCD kamera, filtr) až k detekci. $E_p \in \langle 0; 1 \rangle$. V analogii s kapitolou č. 6 je průběh spektrální hustoty energie h_λ dán užitou CCD kamerou netriviálně jako KAF 1600 viz následující obrázek.



Obrezek 7.4: Zavislosti $i(\lambda)$ pro $i = h, b, r, v$

7.3.2 Vsledky

Filtr	$E_p [10^{-2} \text{ eV}]$
B	3,27338
R	13,40016
V	6,97126

7.4 Naměřená data, konkrétní toky energie

7.4.1 B-filtr

Naměřená data

POPELAVÝ SVIT	
Image: c:/.../bmoond_3.fit	
DATUM	01/03/2006
ČAS [UT]	17:42:17
FILTR	B
EXP.ČAS [s]	20
h [°]	18° 32''
I [ADU]	
MOŘE	385
PEVNINA	710
POZADÍ	320
I po odečtu pozadí* [ADU]	
MOŘE	65
PEVNINA	390
I po úpravě extinkce a* [ADU]	
MOŘE	273
PEVNINA	1635

ÚPLNĚK	
Image: c:/.../moon6.fit	
DATUM	02/04/2006
ČAS [UT]	19:17:22
FILTR	B
EXP.ČAS [s]	0,2
h [°]	43° 17''
I [ADU]	
MOŘE	20000
PEVNINA	35000
POZADÍ	260
I po odečtu pozadí* [ADU]	
MOŘE	19740
PEVNINA	34740
I po úpravě extinkce a* [ADU]	
MOŘE	38607
PEVNINA	67943

Konkrétní toky energie

POPELAVÝ SVIT PRO B-FILTR			
MOŘE		PEVNINY	
I [ADU]	ϕ [10^{-19} W/m ²]	I [ADU]	ϕ [10^{-19} W/m ²]
273	1,3088	1635	7,8385

ÚPLNĚK PRO B-FILTR			
MOŘE		PEVNINY	
I [ADU]	ϕ [10^{-15} W/m ²]	I [ADU]	ϕ [10^{-15} W/m ²]
38607	1,8509	67943	3,2573

7.4.2 R-filtr

Naměřená data

POPELAVÝ SVIT	
Image: c:/.../moon22.fit	
DATUM	02/04/2006
ČAS [UT]	19:29:53
FILTR	R
EXP.ČAS [s]	1
h [°]	41° 45''
I [ADU]	
MOŘE	3650
PEVNINA	7650
POZADÍ	3050
I po odečtu pozadí* [ADU]	
MOŘE	600
PEVNINA	4600
I po úpravě extinkce a* [ADU]	
MOŘE	689
PEVNINA	5281

ÚPLNĚK	
Image: c:/.../rmoond_1.fit	
DATUM	01/03/2006
ČAS [UT]	17:45:40
FILTR	R
EXP.ČAS [s]	0,2
h [°]	18° 14''
I [ADU]	
MOŘE	36200
PEVNINA	36200
POZADÍ	150
I po odečtu pozadí* [ADU]	
MOŘE	36050
PEVNINA	36050
I po úpravě extinkce a* [ADU]	
MOŘE	48231
PEVNINA	48231

Konkrétní toky energie

POPELAVÝ SVIT PRO R-FILTR			
MOŘE		PEVNINY	
I [ADU]	ϕ [10^{-17} W/m ²]	I [ADU]	ϕ [10^{-16} W/m ²]
689	2,7044	5281	2,0729

ÚPLNĚK PRO R-FILTR			
MOŘE		PEVNINY	
I [ADU]	ϕ [10^{-15} W/m ²]	I [ADU]	ϕ [10^{-15} W/m ²]
48321	4,4657	48321	4,4657

7.4.3 V-filtr

Naměřená data

POPELAVÝ SVIT	
Image: c:/.../moon21.fit	
DATUM	02/04/2006
ČAS [UT]	19:29:19
FILTR	V
EXP.ČAS [s]	1
h [°]	41°45''
I [ADU]	
MOŘE	1250
PEVNINA	2450
POZADÍ	950
I po odečtu pozadí* [ADU]	
MOŘE	300
PEVNINA	1500
I po úpravě extinkce a* [ADU]	
MOŘE	395
PEVNINA	1977

ÚPLNĚK	
Image: c:/.../vmoond_1.fit	
DATUM	01/03/2006
ČAS [UT]	17:46:17
FILTR	V
EXP.ČAS [s]	0,2
h [°]	18°14''
I [ADU]	
MOŘE	7800
PEVNINA	7800
POZADÍ	25
I po odečtu pozadí* [ADU]	
MOŘE	7775
PEVNINA	7775
I po úpravě extinkce a* [ADU]	
MOŘE	14075
PEVNINA	14075

Konkrétní toky energie

POPELAVÝ SVIT PRO V-FILTR			
MOŘE		PEVNINY	
I [ADU]	ϕ [10^{-18} W/m ²]	I [ADU]	ϕ [10^{-17} W/m ²]
395	8,0660	1977	4,0371

ÚPLNĚK PRO V-FILTR			
MOŘE		PEVNINY	
I [ADU]	ϕ [10^{-15} W/m ²]	I [ADU]	ϕ [10^{-15} W/m ²]
14075	1,4371	14075	1,4371

Kapitola 8

Srovnání naměřených a teoreticky vypočtených toků záření

8.1 Srovnání

V kapitole č. 6 jsem teoreticky vypočetla toky záření z popelavé strany Měsíce a z úplňku. Tyto toky záření přicházejí z jedné vteřiny čtvereční a jsou vztaženy na 1 m^2 před vstupem do atmosféry. Dále jsou přepočteny pro filtry B, R, V.

Abychom mohli porovnávat takto spočtené toky energie, je potřeba teoreticky uvažovat, že zemská atmosféra propustí v ideálním případě pouze 70% dopadajícího záření (zemské albedo je 0,3). Dále uvažujme zvlášť toky záření přicházející z oblastí moře Měsíce a oblastí pevnin. V kapitole č. 5 jsme se zmínili o jejich odrazivosti a na základě těchto informací nahradíme průměrné albedo Měsíce 0,12 albedem 0,18 pro pevniny a 0,07 pro moře.

V následujících srovnávacích tabulkách jsou již užitě výše zmíněné opravy.

POPELAVÝ SVIT PRO B-FILTR			
MOŘE		PEVNINY	
	$\phi [10^{-19} \text{W/m}^2]$		$\phi [10^{-19} \text{W/m}^2]$
PRAXE	1,31	PRAXE	7,84
TEORIE	67,51	TEORIE	173,74

ÚPLNĚK PRO B-FILTR			
MOŘE		PEVNINY	
	$\phi [10^{-15} \text{W/m}^2]$		$\phi [10^{-15} \text{W/m}^2]$
PRAXE	1,85	PRAXE	3,26
TEORIE	650,51	TEORIE	1674,12

POPELAVÝ SVIT PRO R-FILTR			
MOŘE		PEVNINY	
	$\phi [10^{-17} \text{W/m}^2]$		$\phi [10^{-16} \text{W/m}^2]$
PRAXE	2,70	PRAXE	2,07
TEORIE	51,96	TEORIE	133,72

ÚPLNĚK PRO R-FILTR			
MOŘE		PEVNINY	
	$\phi [10^{-15} \text{W/m}^2]$		$\phi [10^{-15} \text{W/m}^2]$
PRAXE	4,47	PRAXE	4,47
TEORIE	5006,57	TEORIE	12884,55

POPELAVÝ SVIT PRO V-FILTR			
MOŘE		PEVNINY	
	$\phi [10^{-18} \text{W/m}^2]$		$\phi [10^{-17} \text{W/m}^2]$
PRAXE	8,07	PRAXE	4,04
TEORIE	2,17	TEORIE	5,59

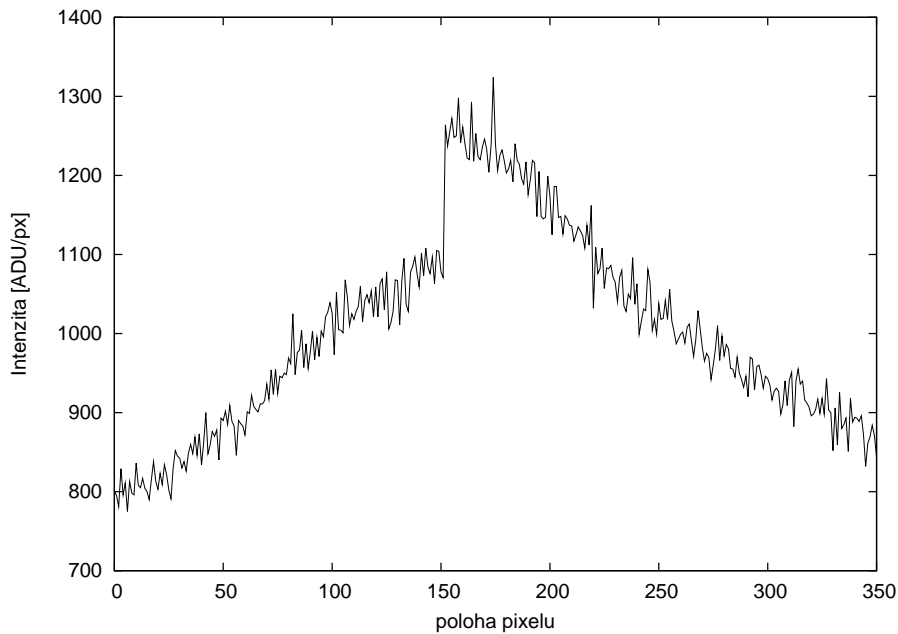
ÚPLNĚK PRO V-FILTR			
MOŘE		PEVNINY	
	$\phi [10^{-15} \text{W/m}^2]$		$\phi [10^{-15} \text{W/m}^2]$
PRAXE	1,44	PRAXE	1,44
TEORIE	2090,96	TEORIE	5381,15

8.2 Diskuze

Teoreticky vypočtené hodnoty toku záření se nejvíce shodují pro V-filtr speciálně pro měření popelavého svitu Měsíce. V ostatních případech se řádově či více liší od teoretických předpokladů. Pro praktické výpočty jsme užívali vztah (7.7)

$$\phi = \frac{2,3IE_pWS}{tV^2} \text{ [W/m}^2\text{]}.$$

V samotném zpracovávání měření nám největší problém dělalo analyzovat správnou hodnotu intenzity I [ADU]. Podívejme se např. na snímek (5.2). Tento snímek (poskládaný z několika dílčích) jsme schválně nijak vzhledově neupravovali. I když byl snímek focen za dobrých podmínek, je vidět, že i tak během měření dochází k lokálním změnám propustnosti oblačnosti, které mají vliv na focení dílčích snímků, projevující se v konečné syntéze jako skok. Rozpětí intenzit se mění řádově až o desítky procent viz následující obrázek řezu jedné ze zmiňovaných oblastí. (V tomhle konkrétním případě 18 %.)



Obrázek 8.1: Řez snímkem (5.2)

Tyhle artefakty jsme nikde v praktickém výpočtu nazapočítali.

Dále oprava o atmosferickou extinkci nemusí být až tak přesná, neboť samotná volba k_i není jednoduchá a držíme se pouze teoretických představ pro určité filtry. Opravdu dobré shody jsme tedy dostali pro V-filtr pro popelavý svit. Tento filtr nejvíce propouští na intervalu vlnových délek $\lambda \in \langle 500 \text{ nm} ; 650 \text{ nm} \rangle$. Je tedy (z námy užitých filtrů) nejbližší viditelnému spektru, což je dobré, neboť veškeré teoretické úvahy byly (až na samotný konečný přepočet) uvažovány pro viditelné spektrum. Např. albeda Země a Měsíce, které mohou pro jiný interval vlnových délek nabývat mírně odlišných hodnot.

I když byl V-filtr při měření popelavého svitu Měsíce nejbližší k teoretickým hodnotám, pro měření úplňku tak dobrých shod nevykazoval. Je ale možné, že spektra popelavého svitu a úplňku Měsíce mají obecně jiná rozložení. Není nikde řečeno, že měsíční povrch odráží stejnou mírou všechny vlnové délky stejně jako planeta Země, jen jinou intenzitou (30 či 12 %).

Abychom dosáhli co možná nejlepších výsledků, je potřeba precizně nafotit snímky. Ideální oblačné podmínky jsou téměř nutností či přesná analýza meteorologické situace, která by dovolila měření co možná nejvíce opravit. Naše měření na hvězdárně Mikuláše Koperníka v Brně tuhle podmínku zcela nesplnila.

Kapitola 9

Závěr

Cílem mé bakalářské práce bylo zabývat se aplikací metody měření intenzity světla Měsíce pomocí běžné CCD kamery. Pomocí naměřené intenzity světla Měsíce jsme chtěli zjistit tzv. albedo Země.

V kapitole 4 jsme pojednávali o tom, co mohou výsledky o zjištění albeda říci o zemském klimatu. Pokud získáme albedo s chybou kolem jednoho procenta, jsme schopni díky této veličině analyzovat zemské klimatické změny závislé např. i na sluneční aktivitě apod.

Jako první se precizně o měření intenzity světla z Měsíce zajímal francouzský astronom A. L. Danjon viz kapitola 1. Používal vizuální fotometr. Činnost takového přístroje i samotná s ním spjatá věda fotometrie, je pojednána v kapitole 2.

My jsme užili pro naše měření CCD kameru (viz kapitola 3).

Než jsme přistoupili k vytvoření teorie pro odražené toky záření, zabývali jsem se v kapitole 5 odrazivostí. Sestavou naměřených snímků jsme získali kompletní snímek odrazivosti povrchu přivrácené strany Měsíce. Porovnali jsme jej se snímkem získaným z prací profesora P. R. Goode a dalších z BBSO Observatory v Kalifornii. V této kapitole jsme také teoreticky navrhli mechanismus samotného odrazu a porovnali z naměřenými daty.

S potřebným aparátem a teorií odrazu jsme v kapitole 7 teoreticky počítali dopadající tok záření z popelavé strany Měsíce a z měsíčního úplňku. Teoreticky vypočtená data jsme přepočítali pro použité filtry B, V, R.

V následující kapitole jsme počítali výše zmíněné toky z naměřených dat. Data upravujeme jak o atmosferickou extinkci, tak vliv hvězdného pozadí apod.

V kapitole 8 jsme srovnali data získaná teoreticky a prakticky. Shody do-

stáváme pouze pro filtr V, pro měření popelavého svitu Měsíce. Jelikož se nám nepodařilo udělat vícero precizních měření, není možné ze získaných toků záření spočítat výše zmiňované albedo Země. Měření v podmínkách brněnské observatoře nejsou tak ideální, abychom mohli dosáhnout nějakých přesných výsledků. V opravách našeho měření máme jen uvažovanou atmosferickou extinkci, která problém místní čistoty ovzduší zcela neeliminuje. Jako námět pro případná budoucí měření bych navrhovala dělat každou sérii snímků s kalibračním bodem, čímž dokážeme výše zmíněné, co nejvíce zatěžuje chybou, eliminovat.

Literatura

- [1] <http://www.google.com>
- [2] <http://www.astrosurf.com/buil/us/iris/iris.htm>
- [3] <http://www.moon.astronomy.cz>
- [4] <http://www.amnh.org/exhibitions/codex/2A2r.html>
- [5] http://www.earthchangestv.com/breaking/April_Part2_2001/0419moon.htm
- [6] http://science.msfc.nasa.gov/headlines/y2002/12apr_earthshine.htm
- [7] <http://www.bbso.njit.edu/Research/EarthShine/>
- [8] Kopal, Z. *Vesmírní sousedé naší planety*, Academia, Praha, 1984, s.63–69
- [9] http://www.agu.org/sci_soc/prrl/prrl0113.html
- [10] http://www.space.com/scienceastronomy/planetearth/earth_shine_010417.html
- [11] Goode, P. R., Kolbe, E., Koonin, S. E., a další, *Earthshine and the Earth's albedo I: Earthshine observation and measurements of the lunar phase function for accurate measurements of the Earth's Bond albedo*, Journal of geophysical research, vol., no., 0148-0227/03,
- [12] Goode, P. R., Kolbe, E., Koonin, S. E., a další, *Sunshine, Earthshine and climate change: II. solar origins of variations in the earth's albedo*, Journal of the Korean astronomical society, 35: 1~7, 2002
- [13] Fuka, J., Havelka, B., *Optika (fyzikální kompendium)*, Státní pedagogické nakladatelství, Praha, 1961

- [14] Dean-Yi Chou, Ming-Tsung Sun, *Earthshine measurements with automated telescopes*, Mem, S.A.iT Suppl. Vol.2, 168, 2003, (Memoria delta Supplementi, Societa Astronomica Italiana)