

# ASTRONOMICKÉ POZOROVÁNÍ

skripta PřF MU

verze 1.1



RNDr. Jan Janík, Ph.D.

červen 2021

Ústav teoretické fyziky a astrofyziky  
Přírodovědecká fakulta Masarykovy univerzity

# Obsah

<b>1. Úvod</b>	<b>3</b>
<b>2. Zemská atmosféra a její vliv na pozorování</b>	<b>4</b>
2.1 Obecná cirkulace v atmosféře . . . . .	9
2.2 Prachové částice, aerosoli . . . . .	10
2.3 Vliv atmosféry na pozorování . . . . .	12
2.4 Scintilace světla hvězd a planet . . . . .	14
2.5 Nebeská sféra . . . . .	15
2.6 Světlo oblohy . . . . .	17
2.7 Propustnost zemské atmosféry . . . . .	21
2.8 Extinkce, vzdušná hmota . . . . .	22
2.9 Zjišťování - měření extinkce . . . . .	25
<b>3. Detektory záření</b>	<b>27</b>
3.1 Lidské oko . . . . .	27
3.2 Fotografická emulze . . . . .	31
3.3 Fotonásobič . . . . .	36
3.4 Zařízení s vázanými náboji - CCD . . . . .	39
<b>4. Astronomické dalekohledy</b>	<b>44</b>
4.1 Historie . . . . .	44
4.2 Optické systémy . . . . .	47
4.3 Vlastnosti dalekohledu . . . . .	50
4.4 Montáž dalekohledu . . . . .	51
4.5 Aktivní optika . . . . .	54
4.6 Adaptivní optika . . . . .	56
4.7 Dalekohledy ve vesmíru . . . . .	58
<b>5. Metody pozorování</b>	<b>64</b>
5.1 Astrometrie . . . . .	64
5.2 Fotometrie . . . . .	70
5.2.1 Fotometrické systémy . . . . .	72
5.2.2 Absolutní fotometrie . . . . .	75
5.2.3 Diferenciální fotometrie . . . . .	75
5.2.4 Aperturní fotometrie . . . . .	76
5.2.5 Profilová fotometrie . . . . .	77
5.2.6 Rozdílová fotometrie . . . . .	78
5.3 Spektroskopie . . . . .	80
5.3.1 Typy spektrografů . . . . .	83
5.4 Polarimetrie . . . . .	92

5.5	Interferometrie . . . . .	96
5.6	Neutrinová astronomie . . . . .	101
5.6.1	Sluneční neutrína . . . . .	101
5.7	Gravitační vlny . . . . .	104
	<b>Literatura</b>	<b>107</b>

## KAPITOLA 1.

# ÚVOD

Astronomie by bez astronomického pozorování nemohla existovat, neboť právě pozorováním jsme získali nepřehledné množství informací o vesmíru, který nás obklopuje. Tato skripta mají za cíl seznámit studenty bakalářského oboru *Fyzika – astrofyzika* s různými pozorovacími metodami, pozorovací technikou a atmosférou, která má na pozemská pozorování velký vliv.

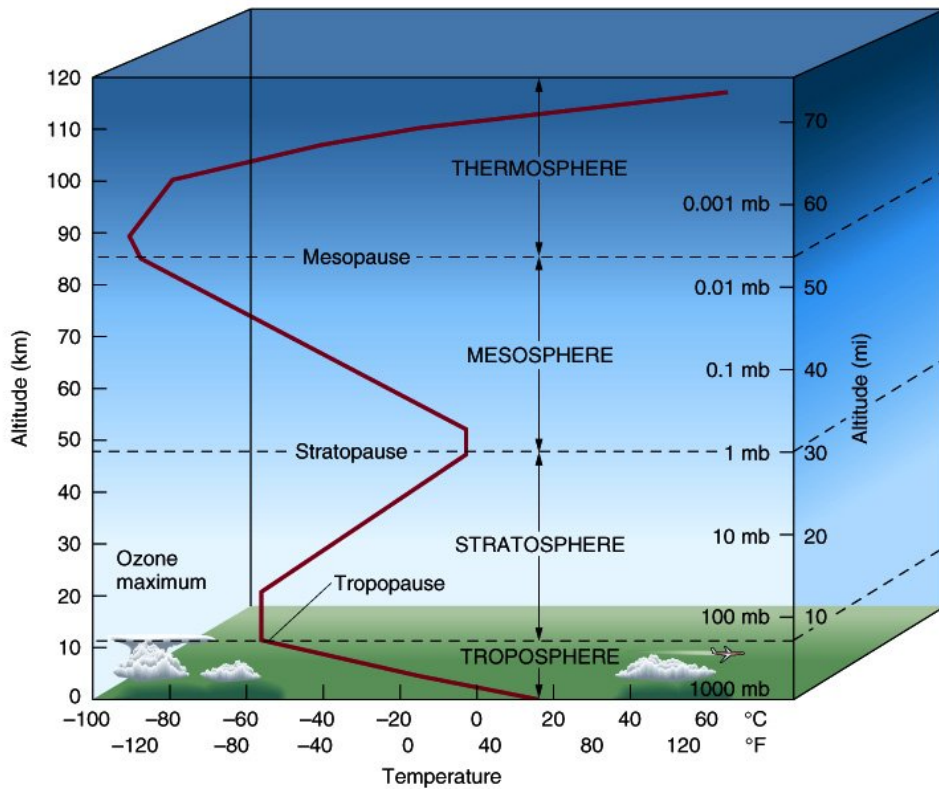
# ZEMSKÁ ATMOSFÉRA A JEJÍ VLIV NA POZOROVÁNÍ

Zemská atmosféra je plynný vnější obal Země, který spojitě přechází do okolního kosmického prostoru. Většina astronomických pozorování se provádí ze zemského povrchu, takže je i přítomnou atmosférou výrazně ovlivněno.

Atmosféra je v menších výškách od zemského povrchu poměrně stejnorodá a sférická, ve větších vzdálenostech jsou již patrné větší odchylky od kulového tvaru a homogenity. Působením Slunce (jeho záření a sluneční vítr) je vnější atmosféra postupně obrušována a zároveň je protažena ve směru od Slunce až na vzdálenost mezi 20–40  $R_{\oplus}$ .

Zemská atmosféra je přibližně ve stavu hydrostatické rovnováhy, směrem od povrchu Země pak klesá atmosférický tlak a s ním se mění i teplota. Tyto změny tlaku a teploty dávají za vznik rozvrstvení atmosféry (viz obr. 1).

Chemické složení současné atmosféry je terciální a je výsledkem předchozího vývoje. Prvotní atmosféra byla složena hlavně z vodíku a hélia, které byly také hlavními plynnými složkami v prachově-plynném disku kolem vznikajícího Slunce a rodících se planet. Vlivem vysoké povrchové teploty mladé Země však došlo k jejich úniku ze zemské atmosféry, do které se vlivem vulkanické činnosti dostalo množství  $\text{CO}_2$ ,  $\text{NH}_3$  a dalších plynů včetně vody, která se na Zemi dostávala také z okrajových částí sluneční soustavy při dopadech komet a meteoritů s jejím obsahem. Tím vznikly první praoceány, ve kterých se postupně absorboval plynný  $\text{CO}_2$  a se vznikem života se do atmosféry dostal díky rostlinám také kyslík  $\text{O}_2$ . Dle [Morbidelli a kol. \(2000\)](#) je většina vody z meteoritů, které byly původem z vnějšího pásu asteroidů (2,5–4 AU), kometární původ má pouze 10 % pozemské vody. Toto tvrzení je postaveno na zjištěném poměru zastoupení deuteria vůči vodíku v pozemských oceánech, kometách a asteroidech (uhlíkatých chondritech). Oproti tomu v práci [Buddeho, Burkhardta a Kleina \(2019\)](#) předpokládají, že se voda na Zemi dostala z vnějších částí sluneční soustavy při srážce s planetkou Theia, která následně zapříčinila vznik Měsíce.



**Obrázek 1:** Graf závislosti teploty a tlaku na výšce atmosféry [E1].

Množství kyslíku v atmosféře Země se postupně měnilo a na jeho základě tak můžeme odlišit pět období. Jeho maximálního množství bylo dosaženo před 280 miliony lety, kdy ho bylo asi 30 % (viz obr. 2), v současnosti je to kolem 21 %. Toto kolísání souvisí s fotosyntézou rostlin, absorpcí v oceánech a sopečnou činností.

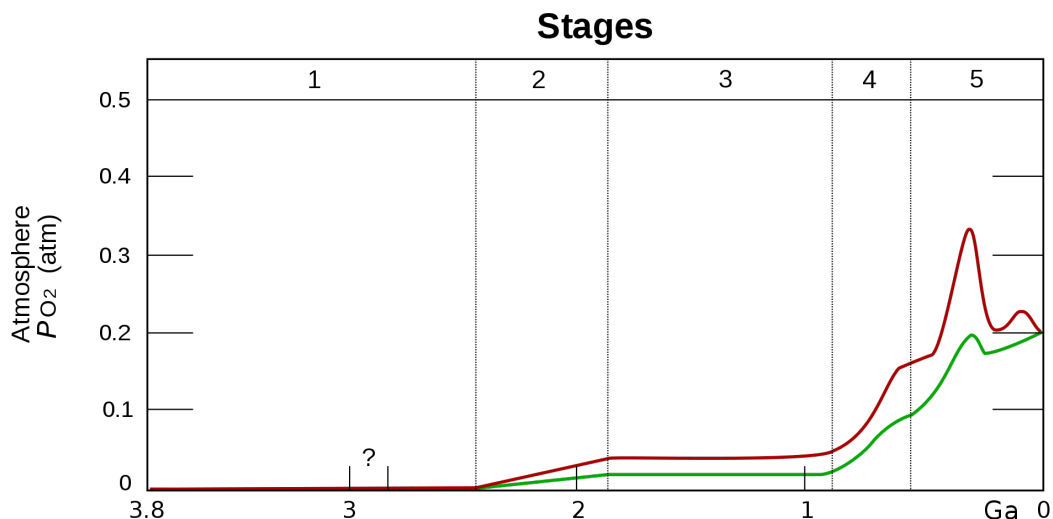
Vertikální struktura atmosféry je určena tíhovým polem Země, její teplotou a chemickým složením. Pro izotermickou a chemicky homogenní atmosféru platí tzv. barometrická formule

$$\rho(h) = \rho(h_0) \exp\left[\frac{h_0 - h}{H}\right] \quad \text{a} \quad p(h) = p(h_0) \exp\left[\frac{h_0 - h}{H}\right], \quad (1)$$

kde  $H$  je výška homogenní atmosféry, která je reprezentována výškou atmosféric-

plyn	objem [%]	hmotnost [%]
N <sub>2</sub>	78,08	75,52
O <sub>2</sub>	20,95	23,14
Ar	0,93	1,29
CO <sub>2</sub>	0,04	0,05
H <sub>2</sub> O	< 0,4	< 1.7

**Tabulka 1:** Současné složení zemské atmosféry, vodní páry je v blízkosti zemského povrchu mezi 1 až 4 % a může se velice měnit.



**Obrázek 2:** Graf procentuálního zastoupení kyslíku v zemské atmosféře v obdobích 3,85–2,45 miliardy let (1), 2,45–1,85 miliardy let (2), 1,85–0,85 miliardy let (3), 0,85–0,54 miliardy let (4) a 540 miliónů let až po současnost (5) (Holland 2006).

kého sloupce, ve kterém klesne tlak (hustota) na hodnotu  $1/e$ . Pro tuto výšku platí

$$H = \frac{kT}{mg} = \frac{RT}{\mu g}, \quad (2)$$

kde  $m$  je hmotnost částice atmosféry,  $g$  je gravitační zrychlení,  $R$  plynová konstanta,  $T$  je absolutní teplota a  $\mu$  je střední atomová hmotnost částice vzduchu ( $\mu = m/m_H$ ). Uvážíme-li, že průměrná molekulová hmotnost vzduchu je rovna  $\bar{\mu} = 28,97$ , průměrná hmotnost  $\bar{m} = 4,81 \cdot 10^{-26}$  kg a Boltzmanova konstanta je rovna  $k = 1,3807 \cdot 10^{-23}$  JK<sup>-1</sup>, pak při střední teplotě vzduchu 0 stupňů Celsia (273,15 K) vychází výška homogenní atmosféry rovna

$$H = \frac{1,3807 \cdot 10^{-23} \cdot 273,15}{4,81 \cdot 10^{-26} \cdot 9,81} \doteq 7990 \text{ m}, \quad (3)$$

což při srovnání s výškou standardní (střední) atmosféry  $H = 7996$  m mezi nimi nečiní velký rozdíl.

Barometrická formule platí jen pro homogenní atmosféru, ve které je střední molekulová hmotnost částic s výškou konstantní  $\bar{\mu} = \text{konst}$ , což je splněno jen v nižších vrstvách atmosféry. Vlivem konvekce a turbulence dochází k promíchávání jednotlivých složek atmosféry, což vede k jejímu sjednocenému chemickému složení a škála výšek je pro všechny složky atmosféry stejná. Opačný trend však způsobuje chemická difúze, která se snaží pro každý plyn realizovat vlastní škálu výšek. Difúze převládne nad konvekcí ve výškách mezi  $h \geq 100 \div 120$  km, kde je koncentrace částic atmosféry rovna  $n \sim 10^{18} - 10^{19}$  na jeden metr kubický. Této hranici se říká homeopauza, pod ní je atmosféra chemicky homogenní, hovoříme o homosféře, nad ní se nachází heterosféra s atmosférou chemicky různorodou. Hlavními složkami heterosféry jsou He a H, které kolem Země vytvářejí rozsáhlou

---

vodíkovou geokoronu (v řádek tisíců kilometrů od Země), která postupně disipuje vlivem slunečního větru a s časem tak v ní klesá zastoupení vodíku a hélia. U velkých planet se vlivem velkého gravitačního zrychlení a nízkých teplot výrazná disipace této atmosféry neprojevila.



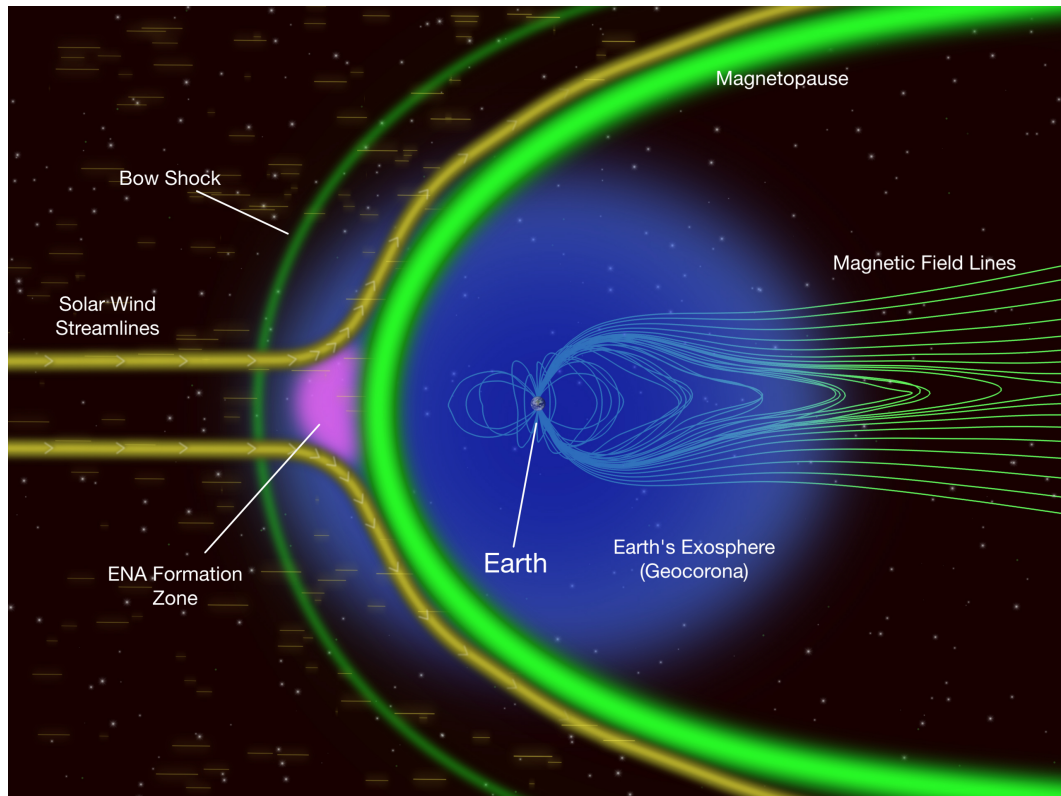
**Obrázek 3:** Perleťové mraky [E2].

Teplota atmosféry je primárně určena její tepelnou rovnáhou (viz obr. 1). Atmosféra je primárně ohřívána přicházejícím slunečním zářením. Ve spodních vrstvách je atmosféra schopna téměř zcela infračervené záření pohltit, což se děje zejména díky přítomnosti tříatomových molekul ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  aj.). Sluneční záření procházející atmosférou ohřívá jak atmosféru tak i samotný zemský povrch, který část energie zpětně vyzařuje hlavně v infračervené oblasti spektra a část tohoto záření atmosféra opětovně absorbuje, což dále zvyšuje její teplotu. Tomuto efektu se říká skleníkový jev. Oblast atmosféry, ve které s výškou klesá její teplota říkáme troposféra. V této části atmosféry ( $h = 0 \div 12$  km) se tvoří počasí, je to nejhustší část, která také nejvíce ovlivňuje astronomická pozorování. Horní hranici troposféry tvoří tropopauza, ve které klesá teplota k  $-55^\circ\text{C}$ , od této hranice je hustota již natolik nízká, že je pro infračervené záření zcela průhledná. Od výšky 12 kilometrů dochází k inverznímu chodu teploty až do cca 50 kilometrů, kde teplota dosahuje  $0^\circ\text{C}$ . Této části atmosféry se říká stratosféra. Stratosféra je opětovně oddělena stratopauzou od další, vyšší vrstvy, mezoféry, ve které je opětovně normální chod teploty až do výšky 80 km, ve které je teplota  $-90^\circ\text{C}$ . Ve výšce 85 km se nalézá tzv. mezopauza, kde mohou na částech mezoplanetárního prachu kon-



denzovat krystalky ledu, což dává za vznik svítícím nočním oblakům (perleťové mraky na obr. 3).

Nad mezopauzou začíná termosféra, ve které roste teplota s výškou. Tato teplota je udržována pohlcováním ultrafialové části spektra s vlnovými délkami menšími než  $\lambda < 120 \text{ nm}$ . Absorpce pak vede k fotodisociaci molekul a ionizaci atomů, vznikají nabitě částice, ionty. Od výšky 70 km tak hovoříme o vrstvě zvané ionosféra, která zapříčiňuje odraz rádiových vln dlouhých vlnových délek. Atmosféra pak volně přechází do meziplanetárního prostoru, od výšek pětset až tisíc kilometrů, v závislosti na sluneční aktivitě, hovoříme o exosféře (viz obr. 4).



**Obrázek 4:** Umělecké ztvárnění magnetosféry Země a její exosféry (modrá rozmazaná oblast) [E3].

Atmosféra je chráněna před nabitými částicemi slunečního větru magnetickým polem Země, které díky interakci se slunečním větrem způsobuje její deformaci. Exosféra se ve směru ke Slunci rozléhá až na 10,5 násobek  $R_{\oplus}$ , ve směru od Slunce pak na 13,5 násobek  $R_{\oplus}$ , která je navíc protažena do chvostu rozléhajícího se až na 18 násobek zemského poloměru.

Atmosférický tlak klesá s výškou, na hladině moře je tlak  $p(0) = 1013 \text{ hPa}$ . Ve výšce 16 km je tlak roven 1/10 tlaku při hladině moře, ve výšce 160 km pak  $10^{-9} p(0)$ , od těchto výšek již mohou létat umělé družice Země, v nižších vrstvách ještě dochází k velkému brždění a družice se tak dlouho na svých drahách neudrží.

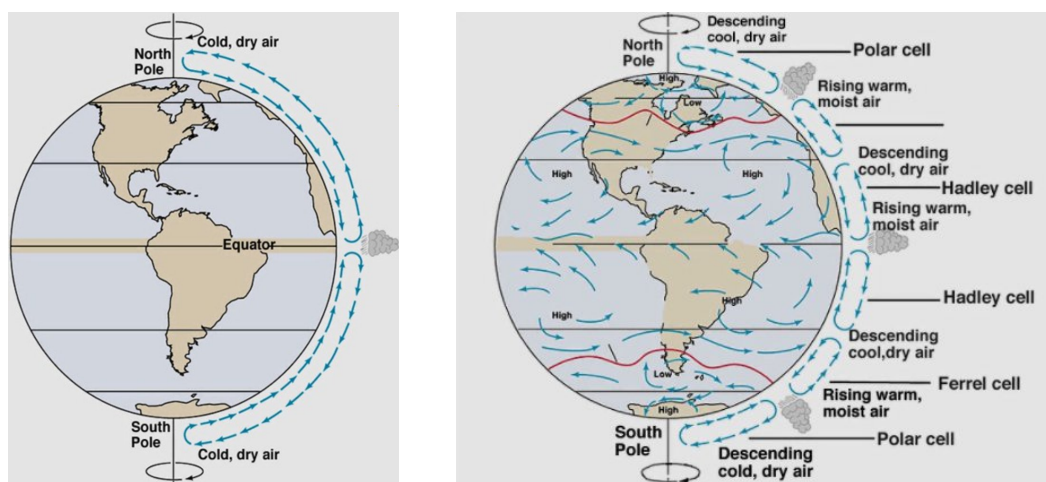
Průběh změny tlaku, hustoty i teploty není konstantní, vykazuje periodické a aperiodické změny, které souvisejí se střídáním ročních období, slapovým působením Slunce a Měsíce i samotným slunečním cyklem. Rovněž lze pozorovat

variace v závislosti na geografické šířce společně s vlivem rotace Země. Díky tomu může vznikat počasí, které se omezuje převážně na nejnižší vrstvu atmosféry - troposféru.

## 2.1 Obecná cirkulace v atmosféře

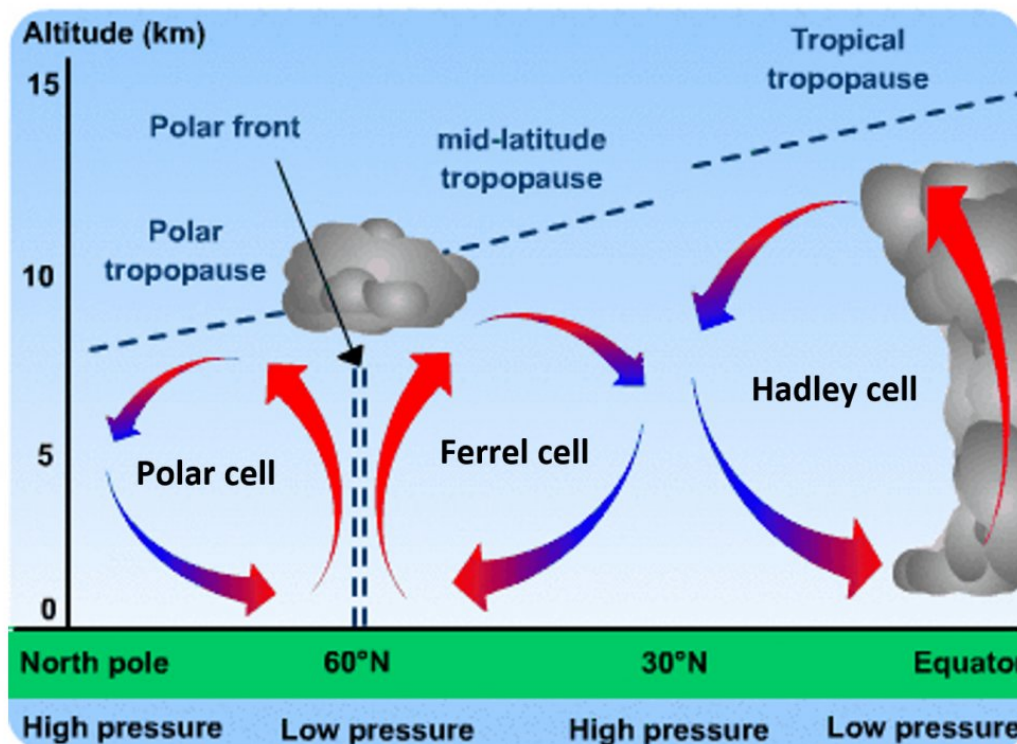
Úhel zemské rotační osy a roviny oběhu Země se mění v rozmezí od  $66,5^\circ$  do  $90^\circ$ , což má za následek, že polární oblasti dostávají méně záření než oblasti rovníkové. To následně vede ke vzniku cirkulace, která se snaží vyrovnat teplotní rozdíly mezi polárními a rovníkovými oblastmi. Vzduch na rovníku se zahřívá a putuje vzhůru směrem k pólům, od pólů se pak vrací k rovníku chladný vzduch. Tento režim cirkulace (meridiální), však narušují Coriolisovy síly, které odchyľují ustálený tok v meridiálním směru (viz obr. 5).

Obecně tak můžeme hovořit o dvou režimech vzdušné cirkulace a to *symetrickém*, který po spirále odvádí teplý vzduch od rovníku k pólům a *vlnovém*, který je schopen přenosu většího množství tepla a který se uplatňuje u naší Země.



**Obrázek 5:** Meridionální proudění vzduchu bez a se započtením Coriolisovy síly [E4].

Můžeme popsat globální cirkulaci atmosféry pomocí tří buněk (viz obr. 6). Od rovníku až po  $30^\circ$  stupňů severní i jižní zeměpisné šířky převládají větry vanoucí k rovníku a díky Coriolisově síle se stáčí k západu. Cirkulace v tzv. *Hadleyho buňce* probíhá tak, že teplý a vlhký vzduch stoupá u rovníku k horní hranici troposféry a pohybuje se směrem k pólům (*antipasát*). Zhruba kolem  $30^\circ$  severní a jižní šířky klesá k zemi v oblasti vysokého tlaku. Cestou vzduch poztrácel vlhkost, a proto v těchto oblastech nacházíme na zemském povrchu pouště (např. Sahara). Vzduch se pak vrací směrem k rovníku jako tzv. *pasát*. Pasáty hrály dříve velkou roli v námořní plavbě (*trade winds*). Mezi  $30^\circ$  a  $60^\circ$  je situace ve Ferrelově buňce složitější. Vzdušné hmoty nejsou hnány rozdíly teplot, ale prouděním v buňkách okolních. Na severní polokouli je ve středních zeměpisných šířkách převládající směr proudění od západu na východ, tlakové výše bývají obvykle v nižších zeměpisných šířkách než tlakové níže. Proudění vzduchu kolem středu tlakových výší je



Obrázek 6: Atmosférické cirkulační buňky: Hadleyho, Ferrelova a polární [E5].

v matematicky záporném směru, kolem tlakových níží ve směru matematicky kladném. Členitost povrchu (moře, kontinenty, pohoří) má vliv na proudění vzduchu, způsobuje jeho poruchy, což zapříčiňuje, že se povětrnostní situace daného místa diametrálně liší od míst blízkých. Poslední buňkou je buňka *polární*. Přestože je vzduch na 60° severní i jižní šířky chladnější a sušší než u rovníku, může stále vytvořit konvenční pohyb. Vystupuje na hranici stratosféry (kolem 8 km) a pohybuje se směrem k pólu. Tam ochlazený klesá a vytváří oblast vysokého tlaku vzduchu a vrací se zpět k rovníku s odchylkou na západ.

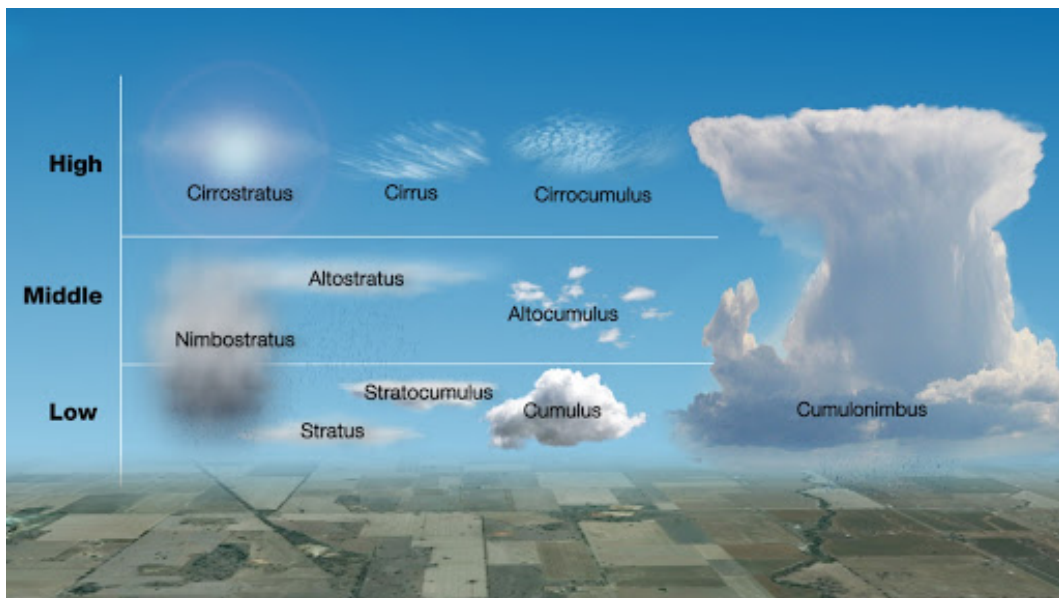
## 2.2 Prachové částice, aerosoli

V atmosféře jsou kromě vzduchu přítomny i drobné částice prachu, mořské soli a průmyslového odpadu s poloměrem obvykle kolem  $r = 10^{-8}$  m (méně pak kolem  $r = 10^{-5}$  m). Prachové částice jsou velice důležité a slouží jako kondenzační jádra, na kterých se může vodní pára srážet a vytvářet drobné kapičky. To má za následek vznik oblačnosti. Vodní kapičky jsou ve vzduchu přítomny i za velmi nízkých teplot (kolem  $-40$  °C). Postupným srážením vodních kapiček dochází k tvorbě oblačnosti a vzniku mraků. Rozlišujeme základní čtyři typy: *cirrus*, *stratus*, *cumulus* a *nimbus* (viz obr. 7), jejichž názvy můžeme mezi sebou vzájemně kombinovat. Vznikne tak 10 základních názvů mraků (viz obr. 8) podle jejich tvaru a výšek, ve kterých se nacházejí.

Typické mraky obsahují  $10^6$  kapiček v  $1 \text{ m}^3$ , což odpovídá přibližně hmotnosti jednoho gramu tekuté vody. Rozměry kapiček jsou v rozmezí od  $1\text{--}100 \mu\text{m}$ . Kapka deště má v průměru  $1 \text{ mm}$  a vzniká přibližně z jednoho miliónu kapiček mraku.



**Obrázek 7:** Typy mraků: stratus (vlevo nahoře), bouřkový mrak - cumulonimbus (vpravo nahoře), cirrus (vlevo dole) a cumulus (vpravo dole).



**Obrázek 8:** Základní typy mraků a jejich umístění v atmosféře [E6].

## 2.3 Vliv atmosféry na pozorování

S rostoucí výškou nad povrchem Země dle barometrické formule (1) klesá hustota vzduchu a zároveň také jeho index lomu. Protože je vzduch optické prostředí, ve kterém dochází i k lomu světla, má změna indexu lomu vliv na směr jeho šíření. Této změně se říká *atmosférická refrakce* a značí se  $R$ . Důsledkem refrakce je posun směrů všech pozorovaných objektů blíže zenitu (viz obr. 9). Refrakční úhel lze získat jako rozdíl

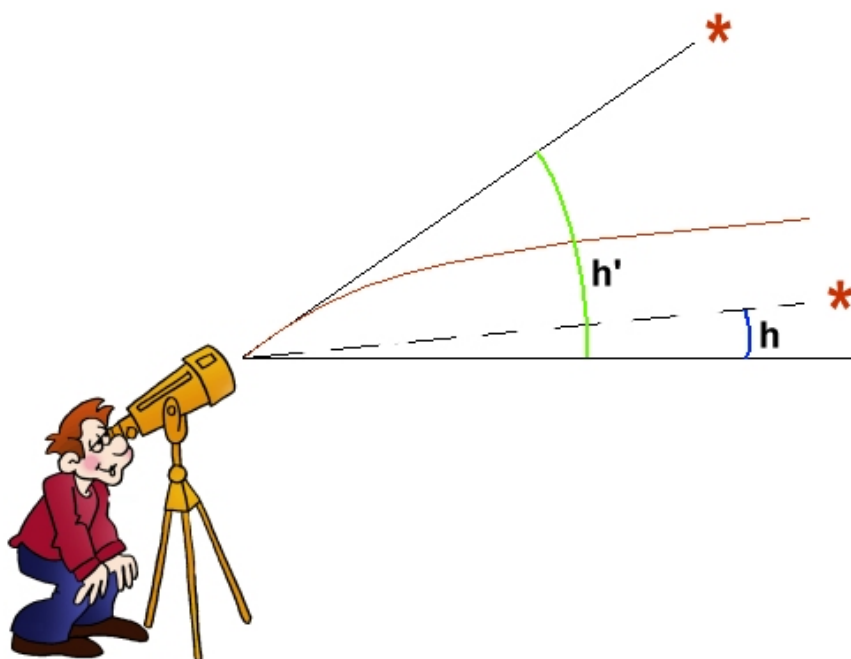
$$R = h' - h = z - z', \quad (4)$$

kde  $h$  je výška objektu nad obzorem a  $z$  jeho zenitovou vzdáleností ( $z = 90^\circ - h$ ) v případě bez atmosféry (skutečná výška). Čárkované hodnoty pak odpovídají hodnotám naměřeným, které jsou ovlivněny refrakcí. K výpočtu refrakce můžeme využít nejjednoduššího aproximativního vztahu (Narrien 1845)

$$R = 58'' \tan z. \quad (5)$$

Pro pozorované objekty, jejichž zenitové vzdálenosti jsou v rozmezí  $0^\circ < z < 80^\circ$ , můžeme využít přesnější vyjádření refrakce (Acker a Jaschek 1986), která je daná vztahem

$$R = 58,3'' \tan z - 0,067'' \tan^3 z. \quad (6)$$



**Obrázek 9:** Vznik refrakce v atmosféře:  $h$  je skutečná (refrakcí neovlivněná) výška hvězdy nad obzorem,  $h'$  je pozorovaná výška hvězdy.

Pro přesné najíždění dalekohledů na pozice objektů, které chceme pozorovat, je nutné při výpočtech refrakce rovněž zahrnout aktuální stav atmosféry. Musíme uvažovat aktuální teplotu i tlak v místě pozorování, protože jejich hodnoty rovněž

ovlivňují velikost refrakce. Zatímco s rostoucí teplotou se výsledná refrakce zmenšuje, s rostoucím tlakem hodnota refrakce naopak roste. [Bennett \(1982\)](#) odvodil empirický vztah pro výpočet refrakce  $R$  v úhlových minutách z naměřených výšek nad obzorem ( $h_a$ ), který je dán jako

$$R = \cot \left( h_a + \frac{7,31}{h_a + 4,4} \right). \quad (7)$$

Obdobný (inverzní) vztah pro určení refrakce ze skutečné hodnoty výšky nad obzorem ( $h$ ) definoval [Sæmudsson \(1986\)](#) jako

$$R = 1,02 \cot \left( h + \frac{10,3}{h + 5,11} \right), \quad (8)$$

který je konzistentní s Bennettovým s přesností na  $0,1'$ . Vztahy 7 a 8 předpokládají hodnotu atmosférického tlaku  $p = 101$  kPa a teplotu  $T = 10^\circ\text{C}$ . Pro přepočet refrakce na aktuální teplotu a tlak je potřeba vztahy 7 a 8 vynásobit členem ([Meeus 1991](#))

$$\frac{P}{101} \cdot \frac{283}{273 + T}. \quad (9)$$

S růstem tlaku o 0,9 kPa roste refrakce o 1 %, zatímco s růstem teploty o  $3^\circ\text{C}$  refrakce klesá o 1 %.



**Obrázek 10:** Refrakcí deformovaný obraz zapadajícího Slunce.

Nesmíme také zapomenout, že s rostoucí vlnovou délkou, na které pozorování provádíme, hodnota refrakce klesá (krátkovlnné - modré světlo se ohýbá více). Jestliže je objekt ve skutečné zenitové vzdálenosti  $z = 90^\circ$ , jeho pozorovaná zenitová vzdálenost je  $z' = 89,54^\circ$ , což odpovídá refrakci o velikosti  $R = 1760''$ . Pozorujeme-li objekt přesně na horizontu, je jeho skutečná zenitová vzdálenost rovna  $z = 90^\circ 35'$  a refrakce je  $R = 2123''$ .

Můžeme si položit otázku: „Jak daleko je od zenitu Slunce, když právě zapadá?“ Sluneční kotouč má poloměr  $16'$ , horní okraj Slunce má pozorovanou zenitovou vzdálenost  $z' = 90^\circ$ , skutečná zenitová vzdálenost je tedy  $z = 90^\circ 35'$ . Střed Slunce je pak vzdálen od zenitu  $z + 16' = 90^\circ 51'$ . To nám umožňuje velice lehce vysvětlit, proč je Slunce (i Měsíc) v blízkosti horizontu zploštělé. Refrakce zkresluje (deformuje) ve vertikálním směru, v horizontálním zůstávají tělesa refrakcí nezměněna. Extrémní případ nastává tehdy, když je spodní okraj Slunce na obzoru, ve skutečnosti je již téměř  $35'$  pod ním, horní okraj Slunce je pak pozorován ve výšce  $27'$ , přestože ve skutečnosti je jen  $3'$  nad horizontem. Kruhový obraz Slunce je pak refrakcí deformován na ovál o rozměrech  $32' \times 27'$  (viz obr. 10).

U objektů blízkých, kterými jsou družice či Měsíc, není refrakce tak výrazná, je zkrácena o tzv. *paralaktickou refrakci* (Kabeláč 1967)

$$R_H = \frac{483,95''}{\Delta} (1 + \tan^2 z) \sin^2 z \csc \Psi \quad (10)$$

kde  $\Delta$  je vzdálenost pozorovaného objektu v kilometrech a  $\Psi$  je úhel mezi pozorovaným objektem, zenitem a středem Země. Výsledná refrakce je pak dána rozdílem  $R$  a  $R_H$ . Refrakce má vliv na pozorované rovníkové souřadnice, musíme pak vypočítat korekce jak v rektascenzi tak i v deklinaci.

$$\alpha' - \alpha = -R \sin q \sec \delta \quad \text{a} \quad \delta' - \delta = R \cos q, \quad (11)$$

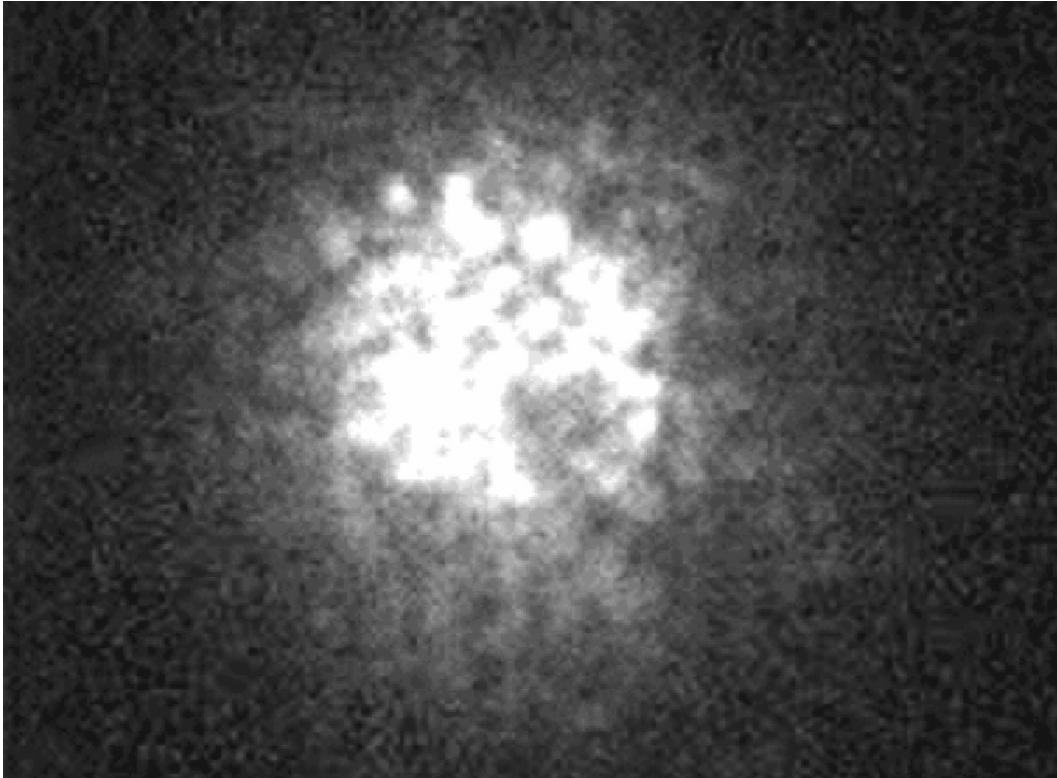
kde  $q$  je paralaktický úhel (úhel mezi pólem, objektem a zenitem) a je dán vztahem

$$\sin q = \cos \varphi \sin t \csc z. \quad (12)$$

## 2.4 Scintilace světla hvězd a planet

Pro reálnou oblohu je typické „blikání“ bodových zdrojů. Vzdálené světelné zdroje vlivem změn indexu lomu vzduchu v měnící se atmosféře nejsou konstantní. Důvodem změn indexu lomu jsou teplotní a hustotní nehomogenity či různá koncentrace vodních par. Základní nehomogenity jsou vytvářeny vzdušnými víry, které mají v průměru kolem desítek centimetrů.

Scintilace se pak projevuje variací jasností objektů, do levého a pravého oka směřuje světelný tunel s různou propustností. Rovněž dochází ke změně směru, okem však nepostřehnutelnému, která může být až  $20''$ . Změně směru se také říká *seeing* (obr. 11), který je hlavním nepřítelem spektroskopie. Hvězdy jsou roztaheny do větší plochy, do spektroskopu přichází méně světla a my musíme pro získání většího poměru signál/šum prodlužovat zbytečně délku expozic. Typický seeing na observatoři v Ondřejově se během roku pohybuje kolem  $5''$ , zatímco na observatoři La Silla, kde Ústav teoretické fyziky a astrofyziky PŘF MU využívá ke vzdálenému



**Obrázek 11:** Seeingem ovlivněný obraz hvězdy Betelgeuze, která je na snímku zřetelně vidět jako celá řada jejích obrazů. Snímek byl zachycen 4,2m William Herschel Telescope (WHT) na Kanárských ostrovech [E7].

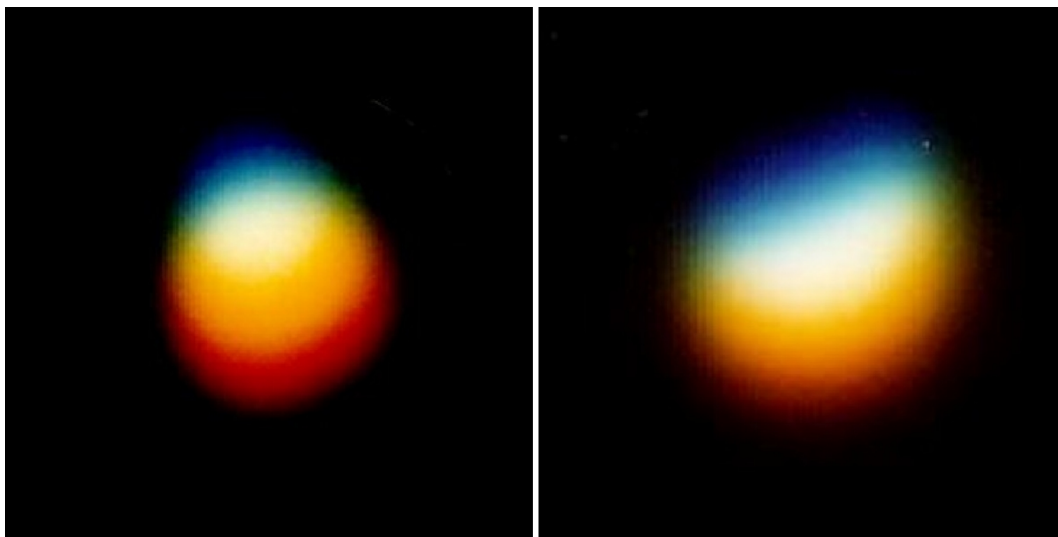
pozorování dánský dalekohled DK154, je hodnota průměrného seeingu cca  $0,8''$  během celého roku.

K scintilaci rovněž přispívá index lomu vzduchu, můžeme tak pozorovat výrazné barevné odstíny. Paprsky od jednoho objektu vstupují do oka po různých drahách podle jejich vlnové délky. Hvězdy pak vidíme jako malinké úsečky, které vznikají rozkladem světla v atmosféře, tento jev je nejvýraznější u obzoru a souvisí s refrakcí. Většinou je tento jev dobře pozorovatelný s pomocí dalekohledu, u obzoru je rozdíl mezi modrým a červeným paprskem kolem  $1'$ . Barevné změny obrazu Venuše jsou viditelné na obrázku 12 vlevo, vpravo pak pro planetu Merkur. Scintilace je výraznější u bodových objektů, u plošných již tolik výrazná není. Díky tomu můžeme velice rychle odlišit hvězdy od planet, které se nám bez použití dalekohledu jeví sice jako bodové zdroje, ale oproti hvězdám mají nezanedbatelné úhlové průměry a jsou scintilací postiženy méně.

## 2.5 Nebeská sféra

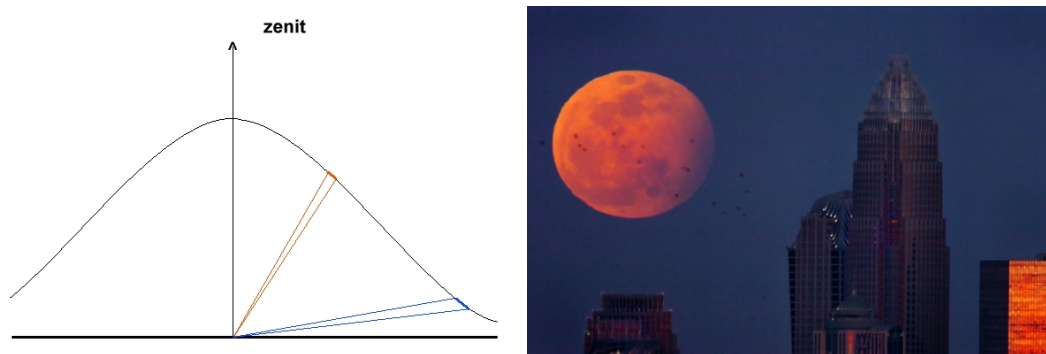
Vnímání oblohy a nebeských těles je velmi individuální, závisí na zkušenosti pozorovatele. Vnímání okolí, které máme vštěpené od malička, se nám podvědomě přenáší i při posuzování oblohy. Podvědomě chápeme oblohu nikoliv jako polokouli, ale jako zploštělou klenbu, tudíž i objekty blízko horizontu se nám zdají





**Obrázek 12:** Změna barev zapadajících planet vlivem indexu lomu vzduchu (refrakce) u Venuše (vlevo) a Merkura (vpravo).

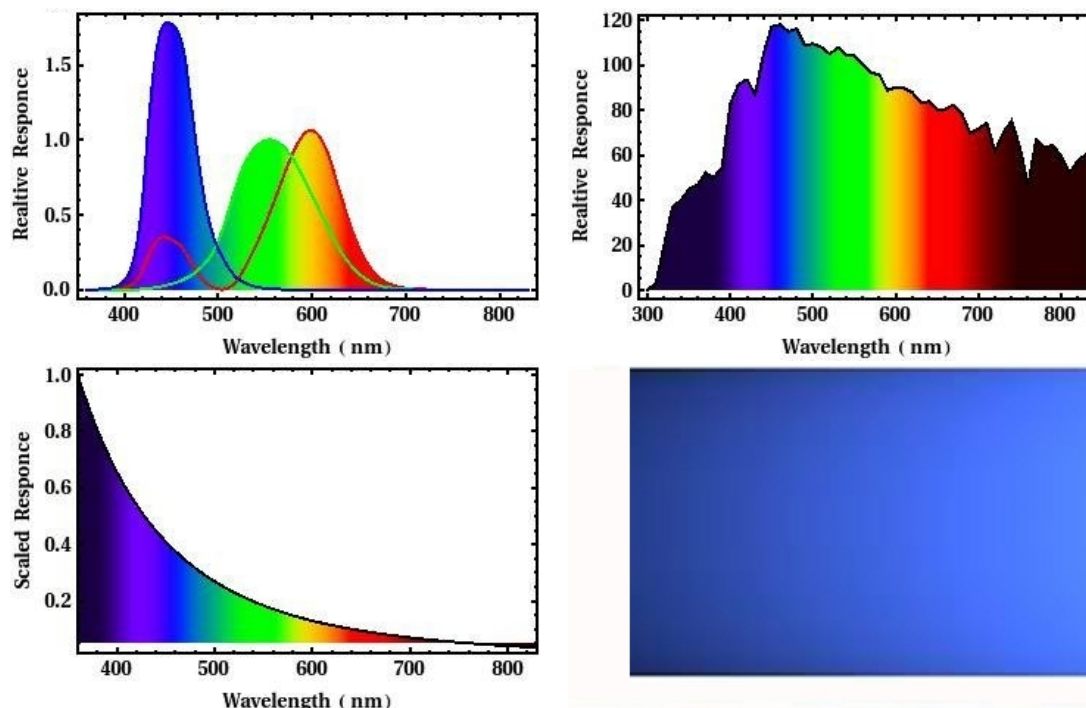
větší. Dochází tak ke zkreslení, díky kterému se nám jeví nebeské objekty až třikrát větší. Rovněž odhad výšky nad obzorem, poloha zenitu i velikosti těles jsou zvětšeny. Toto subjektivní „zvětšení“ průměru Měsíce a Slunce je hlavně při jejich východech a západech, tělesa se nám zdají být impozantními. Tento subjektivní jev souvisí se srovnáním vzdálených objektů s těmito nebeskými tělesy, což má za následek „zvětšení“ jejich průměru (viz obr. 13). Vezmeme-li si do ruky obyčejnou trubku a podíváme-li se přes ní na vycházející či zapadající Měsíc (Slunce), dojem „zvětšení“ ihned zmizí. Poblíž obzoru se často nachází mnoho objektů, se kterými můžeme velikost Slunce nebo Měsíce srovnávat, zatímco vysoko na obloze není poblíž nic známého a objekty tak v prázdném prostoru nemůžeme s ničím porovnat.



**Obrázek 13:** Vysvětlení subjektivního „zvětšení“ vycházejícího (zapadajícího) Slunce a Měsíce (vlevo), vpravo vycházející Měsíc mezi mrakodrapy.

## 2.6 Světlo oblohy

Obloha během dne má specifické zabarvení, které vzniká rozptylem slunečního záření na shlucích molekul vzduchu. Hlavním jevem, který je za tento rozptyl, a zároveň i za barvu denní oblohy, zodpovědným, je tzv. *Rayleighův rozptyl*. Rayleighův rozptyl je nepřímo úměrný čtvrté mocnině vlnové délky ( $R \sim \lambda^{-4}$ ). Světlo denní oblohy není čistě modré, ve skutečnosti je to směs všech spektrálních barev. Maximum vyzařování denní oblohy je na vlnové délce 430 nm (viz obr. 14), což odpovídá spíše blankytně modré než čistě modré barvě.



**Obrázek 14:** Barva oblohy vzniká na základě konvolucí několika funkcí. První z nich odpovídá barevnému vnímání lidského oka (vlevo nahoře), druhou je následně spektrum Slunce, které je propuštěno atmosférou k zemskému povrchu (vpravo nahoře) a výslednou podobu barvy oblohy pak obstará Rayleighův rozptyl (vlevo dole). Obloha je tak blankytně modrá s maximem vyzařování na vlnové délce 430 nm (vpravo dole).

Protože denní obloha intenzivně září, nejsme schopni pozorovat hvězdy na jasném pozadí přímo očima. Známe-li však směr, pak můžeme za dobrých podmínek i během dne pozorovat i bez dalekohledu např. jasnou Venuši. Budeme-li se nacházet ve vyšších nadmořských výškách, jas denní oblohy bude postupně klesat, ve vysokohorských výškách je její barva již tmavě modrá (viz obr. 15). Po západu Slunce obloha zůstává i po 15 minutách stále natolik jasná (občanský soumrak), že se k astronomickým pozorování stále nehodí. Nezbývá tedy nic jiného než si počkat, až bude Slunce alespoň 12 stupňů pod obzorem, kdy začíná nautický soumrak a my můžeme začít s pozorováním. Při 18 stupních Slunce pod obzorem pak hovoříme o astronomickém soumraku, začíná astronomická noc. Na obrázku 16 je zobrazena situace z noci z 15. na 16. listopadu 2012, ve které byla pozorováno



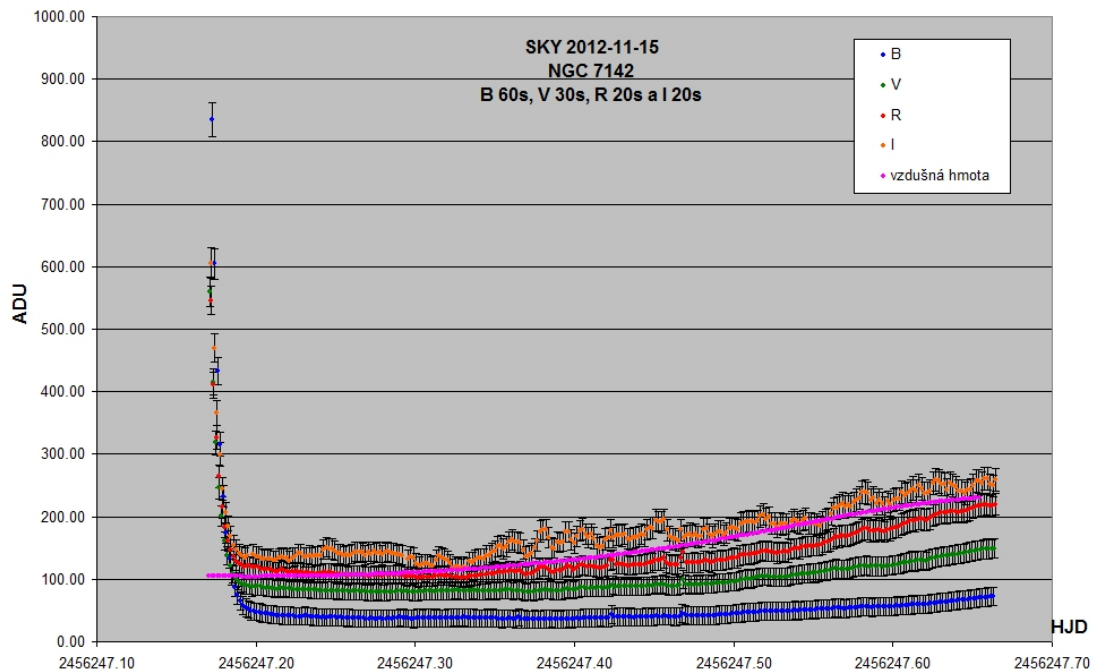
**Obrázek 15:** Tmavě modrá obloha z vrcholku nejvyšší hory světa Mont Everestu (Roddy Mackenzie [E8]).

vána otevřená hvězdokupa NGC 7142 v souhvězdí Cephea na observatoři Suhora, která se nachází v polských horách Gorce 40 km severně od Tater. Pozorování bylo prováděno ve čtyřech fotometrických filtrech *BVRI* s expozičními časy 60, 40, 30 a 20 sekund. Jak je z grafu patrné, hodnota pozadí se po západu Slunce postupně snižovala, pozvolný nárůst během noci je způsoben změnou výšky pozorované hvězdokupy nad obzorem. Za zmínku rovněž stojí viditelná fluktuace jasnosti pozadí ve filtru *I*, které jsou způsobeny změnami vodních par v atmosféře během pozorování. Velký vliv na jasnost pozadí má aktuální stav atmosféry (např. již zmíněné množství vodních par), ale rovněž pozorovaná fáze Měsíce, jež světlo se velice dobře v atmosféře na vodních parách rozptyluje, jak je zřetelně vidět na obr. 17. Jak Měsíc postupně zapadá, klesá hodnota jasu oblohy (pozadí) ve všech fotometrických barvách.

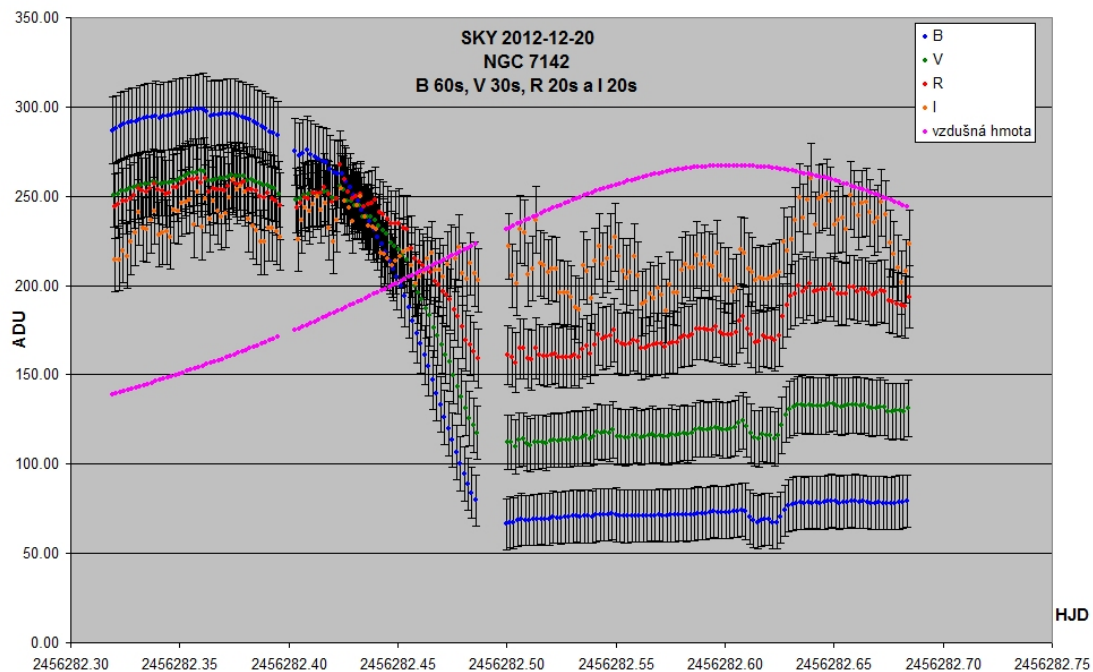
Kromě Měsíce přispívají k celkovému přirozenému světlu noční oblohy také

- a) Mléčná dráha,
- b) protisvit,
- c) zvířetníkové světlo,
- d) čarové spektrum oblohy a
- e) polární záře.

Mléčná dráha je složena z tisíců hvězd, které lze dobře rozlišit při pozorování již velmi malým dalekohledem. Zatímco poblíž pólů Galaxie je jas Mléčné dráhy roven jasu přibližně 16 hvězd o střední hvězdné velikosti 10 mag, které by se nacházely na 1 čtverečním stupni nebe, v rovině Mléčné dráhy je jas již roven 140 takovýmto hvězdám. Protisvit je pozorovatelný během místní půlnoci, kdy se Slunce nachází na protější straně Země a osvětluje meziplanetární prach, který je zachycen v blízkosti Lagrangeova libračního bodu L2. Celková jasnost protisvitu může být až kolem 50 hvězd 10 mag na 1 stupni čtverečním nebe. Po západu a před východem Slunce nám od horizontu vystupuje výrazný jasný pás, který vzniká rozptylem



**Obrázek 16:** Změna jasnosti nebe ve fotometrických barvách *BVRI* během pozorovací noci z 15. na 16. listopadu 2012 na observatoři Suhora v polských Gorcích.



**Obrázek 17:** Změna jasnosti nebe při zapadajícím Měsíci ve fotometrických barvách *BVRI* během pozorovací noci z 20. na 21. prosince 2012 na observatoři Suhora v polských Gorcích.

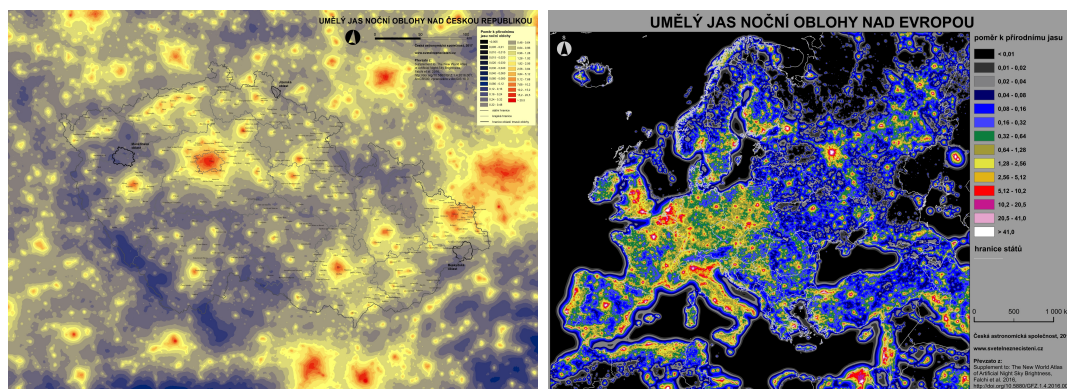
slunečního záření na částicích meziplanetární hmoty podél roviny ekliptiky. Tento pás pak pozorujeme jako zvířetníkové světlo (60 až 100 hvězd 10 mag na 1 stupni čtverečním nebe). Čárové spektrum atmosféry je nutné uvažovat při spektroskopických pozorování (čáry kyslíku, dusíku, vodních par). Se sluneční aktivitou jsou spojeny polární záře, které mohou výrazně znepříjemnit astronomická pozorování a jejichž výskyt je korelován s výrony solární hmoty do meziplanetárního prostoru. Obecně si můžeme říci že intenzita záření noční oblohy je funkcí sluneční činnosti.



**Obrázek 18:** Na horním obrázku od Yurie Beletského je vidět Mléčná dráha, polární záře a napravo od středu snímku pak protisvit (gegenshein) [E9], na dolním obrázku je pak známý snímek zodiakálního panoramatu od prof. Miloslava Druckmüllera [E10].

Jas oblohy nočního nebe závisí na koncentracích rozptylových center (shluky molekul, aerosolů), ale také na úrovni světelného toku, který vystupuje od povrchu Země vzhůru. Kromě přírodního jasu nočního nebe tak bohužel v poslední době velmi výrazně přispívá k jeho zvyšování i lidská činnost. Světelné znečištění atmosféry je již natolik výrazné, že kvalitní astronomická pozorování jsou možná pouze ve vybraných lokalitách daleko od civilizace ve vysokých nadmořských výškách (menší sloupec atmosféry, méně vodních par). Světelné znečištění je hlavním nepřítelem astronomických pozorování, omezuje mezní hvězdnou velikost, z pře-světlených měst můžeme pozorovat pouze nejjasnější hvězdy a Mléčnou dráhu či

zodiakální světlo můžeme pozorovat pouze v knížkách či na internetu. Úroveň jasů pozadí je důležitější než propustnost atmosféry. V České republice se světelnému znečištění věnuje patřičná pozornost, vznikly již tři parky tmavé oblohy (Jizerská, Beskydská a Manětická oblast tmavé oblohy). Jizerský park byl založen 4. listopadu 2009 v rámci Mezinárodního roku astronomie jako první mezinárodní park tmavé oblohy na světě (společně s polskou částí). Beskydská oblast tmavé oblohy pak byla ustavena 4. března 2013 (částečně zasahuje i na území Slovenska). Poslední park tmavé oblohy na rozhraní Plzeňského a Karlovarského kraje v okolí obce Manětín byl založen podpisem memoranda zúčastněných obcí 15. září 2014.



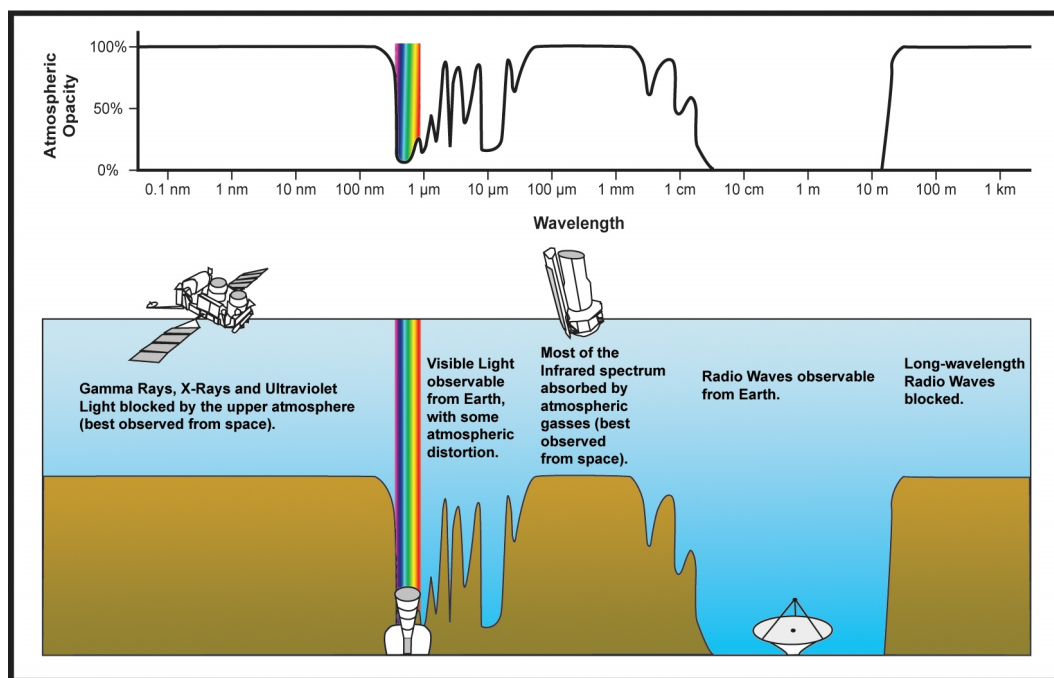
**Obrázek 19:** Světelné znečištění v České republice vlevo [E11] ve srovnání s celou Evropou [E12].

## 2.7 Propustnost zemské atmosféry

Atmosféra Země je opticky aktivní prostředí, které s přicházejícím zářením interaguje. Záření může být jak absorbováno (pohlcení ozónem, transformace na tepelný pohyb a zpětné vyzáření v IR oboru spektra) ale také rozptýleno (odchýlení z původního směru šíření - Rayleighův a Mieův rozptyl). Absorpce a rozptyl přicházejícího záření pak dává za vznik *extinkci* - zeslabení světla.

Na dně zemské atmosféry můžeme pozorovat kosmické objekty jen v omezeném intervalu vlnových délek (viz obr. 20). Ostatní jsou atmosférou zcela pohlceny a rozptýleny. To se týká hlavně nejenergetičtějších fotonů s nejkratšími vlnovými délkami od 0 do 300 nm. Jejich absorpce je dána přítomností ozónu ( $O_3$ ) a výraznému Rayleighovu rozptylu, který je nepřímo úměrný čtvrté mocnině vlnové délky záření. Od 400 nm pak následuje *optické okno*, ve kterém je atmosféra průhledná a k absorpci světla již tolik nedochází. Optické okno končí u vlnových délek větších než 700 nm. V infračervené oblasti je propustnost atmosféry ovlivňována přítomností vodních par (absorpční pásy vody), proto se staví observatoře pro pozorování v IR oboru v místech s nízkou vlhkostí vzduchu a vysokou nadmořskou výškou.

Ze zemského povrchu můžeme ještě pozorovat v několika oknech *JHKLMN*, která jsou rozmístěna na vlnových délkách od 1,1 až do 40 mikrometrů. V nich je propustnost atmosféry vysoká, s rostoucí vlnovou délkou však postupně klesá. V submilimetrové oblasti mezi 330 až 370 mikrometry je atmosféra pro záření již



**Obrázek 20:** Propustnost zemské atmosféry v závislosti na vlnové délce světla [E13].

téměř neprostupná (stavba milimetrové/submilimetrové observatoře *ALMA* v 5 tisících metrech nad mořem v chilské poušti Atacama).

Jak je z obrázku 20 patrné, velké rádiové okno se otevírá od vlnových délek několika centimetrů až k metrovým vlnám. Zde je atmosféra bez absorpce a velkou výhodou radioteleskopů je možnost pozorování i během dne (s výjimkou blízkého okolí Slunce).

Ostatní, ze zemského povrchu nepozorovatelné části spektra, lze pozorovat pouze za použití stratosférických balónů či letadel, družic Země a kosmických sond. Rozvoj gama, rentgenové, ultrafialové a infračervené astronomie byl dán s rozvojem kosmonautiky. Ideálem je samozřejmě sledování vesmíru na všech vlnových délkách elektromagnetického spektra, což je však nemožné (jednak tomu brání zemská atmosféra a navíc nemáme detektory s tak velkým dynamickým rozsahem přes pozorované vlnové délky (frekvence)). V optickém oboru se naštěstí produkuje největší část záření kosmických objektů, k základní diagnostice je tento obor ideálním. Pro exotické objekty (supernovy, pulzary, bouřlivé jevy na hvězdách apod.) je nutné provádět pozorování i na jiných vlnových délkách.

## 2.8 Extinkce, vzdušná hmota

K extinkci nebo-li zeslabení světla dochází, jak jsme si již dříve řekli, z důvodu absorpce a rozptylu v atmosféře. Představme si nyní jednotkový objem vzduchu, přes který prochází elektromagnetické záření, jak je tomu na obr. 21. Přicházející intenzita světla je rovna  $I_0$ , světlo pak projde vzdálenost  $\Delta l$  opticky aktivním prostředím, při které dojde ke ztrátě intenzity světla o velikosti  $\Delta I$ . Vystupující

záření má pak výslednou intenzitu  $I$ , která se rovná  $I = I_0 - \Delta I$ . Při malých hodnotách procházejícího záření, můžeme aproximovat ztrátu světla při průchodu pomocí

$$\Delta I \sim I_0 \Delta l k_\lambda \implies dI \sim I k_\lambda dl, \quad (13)$$

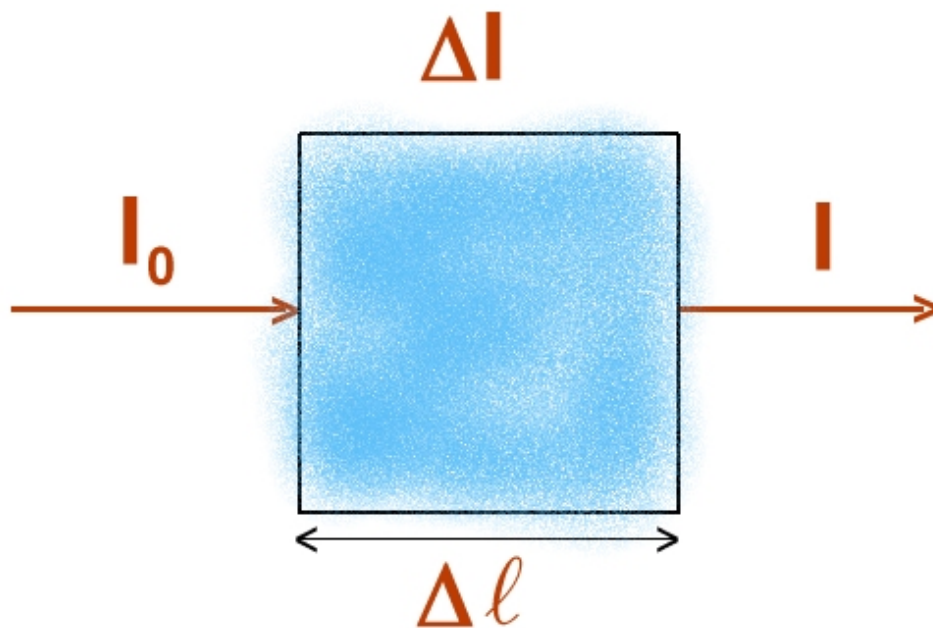
kde  $k_\lambda$  je extinkční koeficient na vlnové délce  $\lambda$ , pak můžeme říci, kolik světla ubude po průchodu 1 metrem (jednotkou délky). Extinkční koeficient má fyzikální rozměr  $[k_\lambda] = \text{m}^{-1} = \text{m}^2/\text{m}^3$ , což odpovídá poměru účinného průřezu a objemu. Řešením je pak diferenciální rovnice

$$I = I_0 e^{-k_\lambda l} \quad (14)$$

za předpokladu, že  $k_\lambda$  je konstantní. Rovnici (14) se říká exponenciální zákon extinkce nebo také Lambertův zákon. Rovnici můžeme následně matematicky upravit a to tak, že ji zlogaritmujeme a tím získáme

$$-2,5 \log I = -2,5 \log I_0 + 1,086 k_\lambda l \implies \Delta m = 1,086 k_\lambda l, \quad (15)$$

kde součin  $k_\lambda l$  je nazýván exponenciální extinkcí (absorpcí). Při absorpci světla je extinkční koeficient kladný, v případě záporné hodnoty extinkčního koeficientu je světlo zesilováno.



**Obrázek 21:** Extinkce - zeslabení procházejícího světla.

Pozorujeme-li objekty poblíž zenitu, světlo prochází nejkratší drahou v atmosféře. Tuto nejkratší vzdálenost nazýváme *jednou vzdušnou hmotou* a značíme ji  $X$ . Za předpokladu planparalelní vrstvy by bylo možné vyjádřit vzdušnou hmotu jako

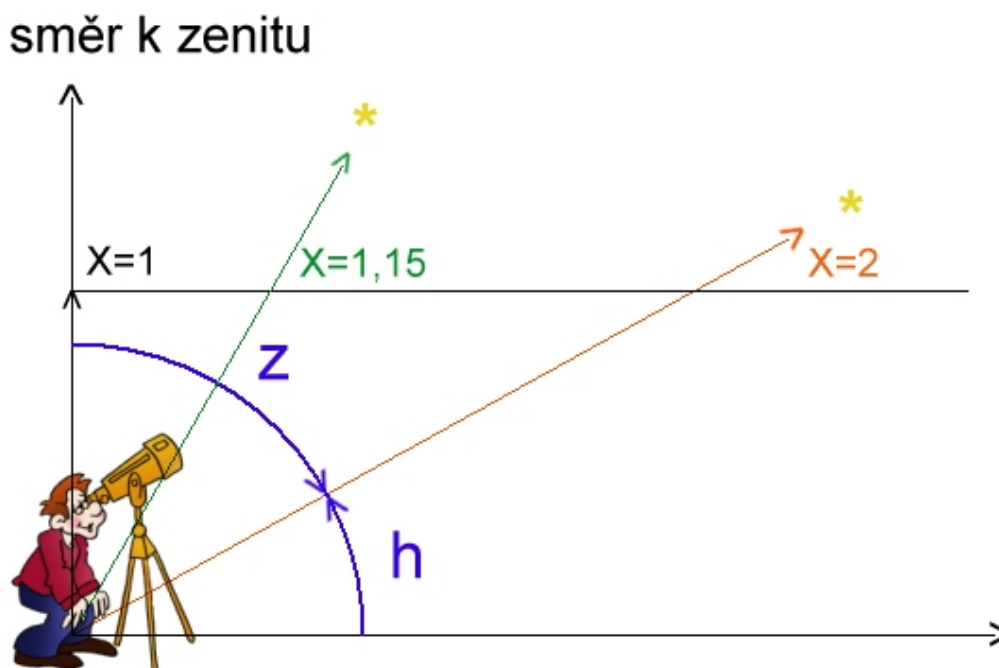
$$X = \sec z = \frac{1}{\sin h}. \quad (16)$$



Pro zakřivenou atmosféru můžeme použít přibližný vztah (Pickering 2002)

$$X = \sin^{-1} \left( h + \frac{244}{165 + 47h^{1,1}} \right). \quad (17)$$

Na obrázku 22 je znázorněna velikost vzdušné hmoty pro objekty pozorované v zenitu, kdy  $X = 1$ , dále ve výšce  $30^\circ$  od zenitu ( $X = 1,15$ ) a  $60^\circ$  zenitové vzdálenosti ( $30^\circ$  nad obzorem,  $X = 2$ ), kdy se dají ještě smysluplně astronomické objekty např. pro účely přesné fotometrie pozorovat. Při větších zenitových vzdálenostech velikost vzdušné hmoty rychle narůstá, roste rovněž extinkce a pozorování slabších objektů je výrazně ztíženo (nutno prodlužovat expoziční časy). Výslednou extinkci rovněž nepříznivě ovlivňuje ten fakt, že ta je funkcí vlnové délky, modré světlo je ovlivněno extinkcí více než světlo červené.



**Obrázek 22:** Velikost vzdušné hmoty  $X$  v závislosti na výšce pozorovaného objektu nad horizontem  $h$  (zenitové vzdálenosti  $z$ ) pro zenit ( $X = 1$ ),  $30^\circ$  od zenitu ( $X = 1,15$ ) a  $60^\circ$  od zenitu ( $X = 2$ ).

Atmosférická extinkce je vytvářena jak konstantními tak proměnnými složkami. Mezi složky konstantní patří Rayleighův rozptyl, který je také závislý přímo úměrně na tlaku vzduchu v dotyčném místě. Dalším konstantním příspěvkem je pak extinkce, kterou způsobuje vrstva přízemního ozónu, která se projevuje hlavně ve viditelné oblasti, což odpovídá fotometrické barvě  $V$ . Vyjádříme-li si Rayleighův rozptyl v poměru k pozorování na vlnové délce  $550 \text{ nm}$ , což odpovídá fotometrickému filtru  $V$  a tlak vzduchu budeme poměřovat s tlakem vzduchu u hladiny moře, můžeme si jej poté zapsat jako

$$R_\lambda = 0,107 \left( \frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_V} \right)^{-4} \frac{P(h)}{P(0)} [\text{mag}] = 0,107 e^{-\frac{h}{7996}} \left( \frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_V} \right)^{-4} [\text{mag}]. \quad (18)$$

V tabulce 2 je srovnání extinkce způsobené Rayleighovým rozptylem ve fotometrických barvách *BVRI* pro tyto dvě observatoře. Jak je z tabulky patrné, výhodou vysokohorské observatoře je menší vzduchový sloupec nad ní, což znamená i menší rozptyl světla.

Extinkce na prachových částicích, aerosolech a extinkce neznámého původu (hlavně v okolí měst) je proměnnou veličinou, která je dána okamžitým stavem ovzduší (jeho zaprášení). V publikacích Mikuláška a kol. (2000, 2001 a 2003) jsou názorně porovnány dlouhodobé a sezónní trendy změn extinkčních koeficientů pro observatoř Masarykovy univerzity (MUO) na Kraví hoře v Brně a observatoř Astronomického ústavu SAV na Skalnatém plese. Brněnská observatoř má nadmořskou výšku 310 m n. m., slovenská pak 1783 m n. m. V tabulce 3 jsou uvedeny mediány extinkčních koeficientů, které byly získány na základě astronomických pozorování na těchto observatořích.

Jak je vidět z tabulek 2 a 3, v městských podmínkách je rozhodující extinkce na nečistotách v ovzduší, což je zapříčiněno větším znečištěním atmosféry než na horách. Proto je nutné pozorovat v blízkosti zenitu a pozorování omezit na vzdálenost do 50 stupňů od něj (pozorovaný objekt ve výšce minimálně 40 stupňů nad obzorem) a zároveň se zaměřit na pozorování v dlouhovlnné oblasti (od filtru *B* dále, filtr *U* se v současnosti pro pozorování v Brně již nedá téměř použít).

barva	$R_\lambda$ (Brno)	ozón (Brno)	Brno	Skalnaté Pleso
<i>R</i> 700 nm	0,04 mag		0,04 mag	0,03 mag
<i>V</i> 550 nm	0,10 mag	0,03 mag	0,13 mag	0,11 mag
<i>B</i> 440 nm	0,25 mag		0,25 mag	0,21 mag
<i>U</i> 365 nm	0,53 mag		0,53 mag	0,44 mag

**Tabulka 2:** Hodnoty Rayleighova rozptylu pro observatoř Masarykovy univerzity a observatoř na Skalnatém Plese.

extinkční koeficient	Brno	Skalnaté Pleso
$K_V$	0,416 mag	0,190 mag
$K_B$	0,676 mag	0,315 mag
$K_U$	1,078 mag	0,634 mag

**Tabulka 3:** Dlouhodobé hodnoty (medián) extinkčních koeficientů v barvách *UBV* pro observatoř Masarykovy univerzity a observatoř na Skalnatém Plese (Mikulášek a kol. 2000, 2001 a 2003).

## 2.9 Zjišťování - měření extinkce

K měření extinkce je možné použít tzv. *extinkčních hvězd*. Tyto hvězdy jsou hvězdami standardními s dobře známými (proměřenými) hvězdnými velikostmi. Mezi standardními hvězdami jsou jak hvězdy extrémně chladné tak i hvězdy horké. Měříme-li přicházející záření (signál  $S$ ) v určité fotometrické barvě, pak můžeme vůči maximálnímu měřenému signálu ( $S_{\max}$ ), který by měl být tím maximálním

pro případ, když je hvězda nejbližší zenitu, porovnávat změny jasnosti hvězdy jako

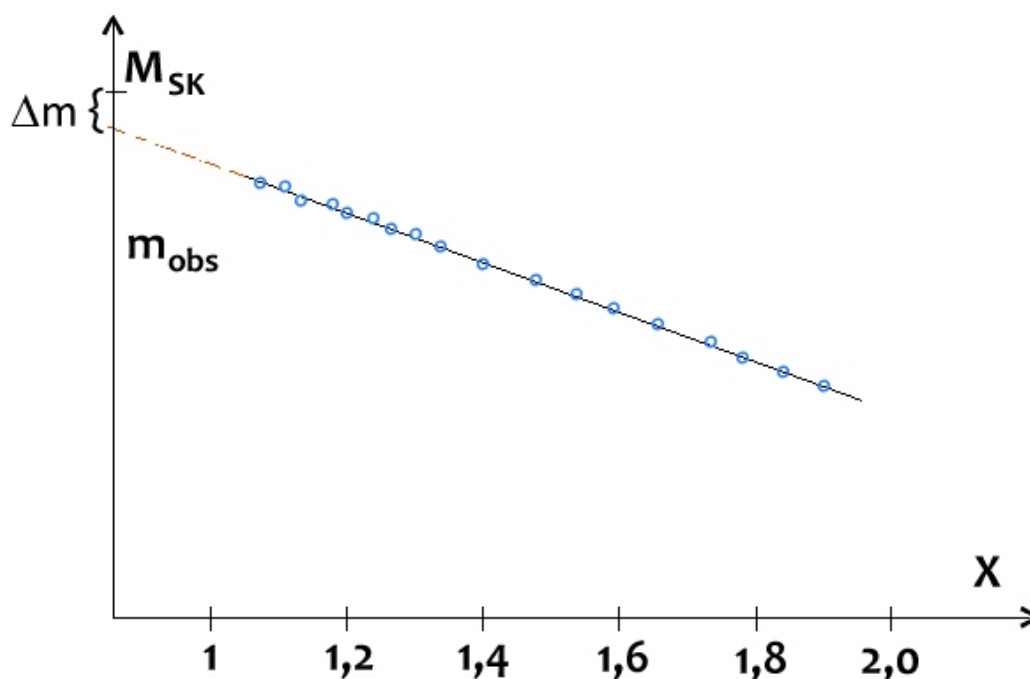
$$m_{\text{obs}} = -2,5 \log \frac{S}{S_{\text{max}}}, \quad (19)$$

kde  $m_{\text{obs}}$  je pozorovaná hvězdná velikost. Pozorování pak můžeme navázat na skutečnou hvězdnou velikost  $M_{\text{SK}}$  podle rovnice

$$m_{\text{obs}} = M_{\text{SK}} + \Delta m + KX, \quad (20)$$

kde  $\Delta m$  určuje nulový bod měření,  $X$  jsou hodnoty vzdušné hmoty pro různé časy a výšky pozorované hvězdy nad obzorem. Jak je vidět z tohoto jednoduchého vztahu, je hodnota extinkčního koeficientu  $K$  brána jako konstantní, což v obecnosti samozřejmě není. Výpočet nulového bodu  $\Delta m$  a extinkčního koeficientu  $K$  je pak otázkou vyřešení rovnice přímky metodou nejmenších čtverců. Ve skutečnosti jde o vztah komplikovanější, protože extinkce závisí na barevném indexu pozorovaného objektu a pro přesná měření s chybami kolem 0,01 mag je nutné brát do úvahy nejen druhé, ale i třetí mocniny barevného indexu ( $B - V$ ).

Na základě jednoduchého vztahu 20 můžeme sestavit tzv. *Boguerovu přímku* (obr. 23), pro jejíž konstrukci stačí během noci pozorovat pouze jednu hvězdu. Aby nám vyšla lineární závislost, musí být dobře splněno, že hvězda není proměnná a že se extinkce během noci nemění.



**Obrázek 23:** Boguerova extinkční přímka pro pozorování hvězdy mezi vzdušnými hmotami 1 a 2. Při extrapolaci Boguerovy přímky do hodnoty  $X = 0$  získáme jasnost hvězdy bez atmosféry. Hodnota  $\Delta m$  pak udává posun nulového bodu mezi standardním (např.  $UBV$ ) a našim fotometrickým filtrem.

# DETEKTORY ZÁŘENÍ

Jak již bylo dříve zmíněno, většina astronomických informací k nám přichází ve formě elektromagnetického záření. K jeho detekci astronomům po staletí sloužily jejich oči, které jsou také tím nejdůležitějším detektorem světla. Bez nich bychom ani dnes nemohli vidět a zpracovávat data těmi nejmodernějšími způsoby.

V této kapitole se tedy budeme věnovat detektorům elektromagnetického záření, začneme u lidského oka, poté si přiblížíme fotografickou emulzi, fotonásobič a jako posledním v řadě bude CCD detektor.

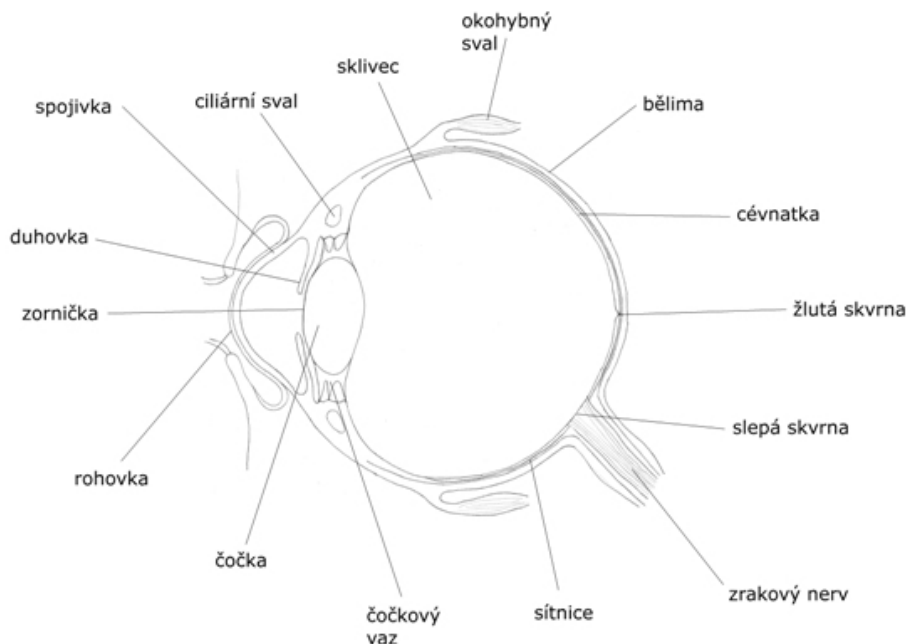
## 3.1 Lidské oko

Lidské oko, jako jeden z našich smyslových orgánů, nebylo primárně během jeho vývoje uzpůsobené astronomickým pozorováním. Hlavním cílem bylo dobré a ostré vidění během dne, kdy je člověk aktivní, během noci již zrak není tak ostrým, rovněž vnímání barev se se snižujícím osvětlením zmenšuje až do té míry, že barvocit úplně vymizí a jsme schopni vnímat pouze odstíny šedi.

Tyto rozdíly mezi denním a nočním viděním jsou způsobeny stavbou lidského oka. Oko je složeno z více částí, viz obr. 24. Světlo prochází nejdříve rohovkou, která má optickou mohutnost 42 dioptrií. Odtud se dostává na zorničku, která v oku funguje jako clona. Během jasného dne je zornice stažená, v průměru má od 2 do 4 mm. Do oka se tak dostává menší množství světla, díky tomu je ale denní vidění ostřejší. Se snižujícím se osvětlením se zornička rozšiřuje a během noci je schopna se roztáhnout až na 1 cm v průměru.

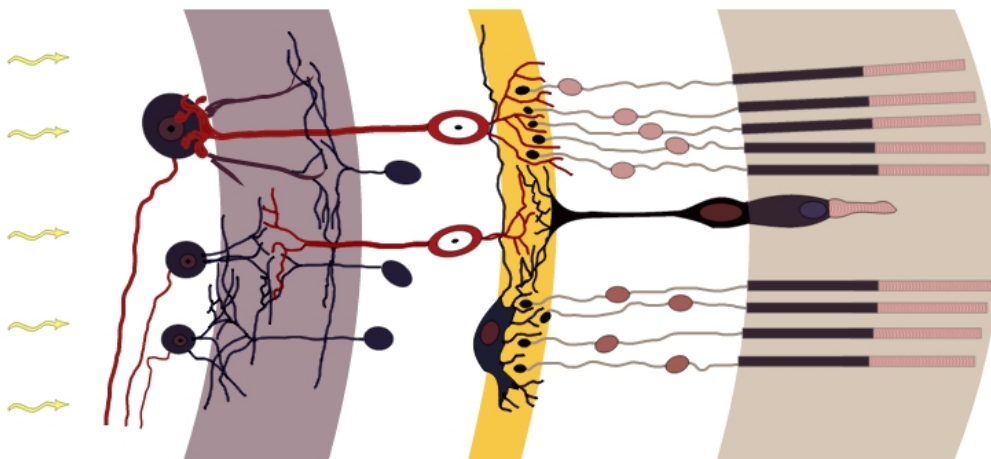
Za zorničkou se nachází čočka, která je zavěšena na řasnatém tělísku pomocí zonulárních vláken. U dospělého člověka je přibližně 4 mm široká a v průměru má 1 cm. Čočka je pružná a její vyklenutí kontrolují ciliární svaly. Ze 2/3 je složena z průhledných proteinů zvaných krystaliny, které jsou uspořádány do 20 tisíc soustředných vrstev s indexem lomu ve viditelném světle od 1,406 v centrální vrstvě po 1,386 v řidších okolních částech. Díky tomuto složení je optická mohutnost

čočky 20 dioptrií, což je přibližně čtvrtina celkové optické mohutnosti oka. Hlavní funkcí čočky je akomodace světla na světločivnou část oka zvanou sítnice.



**Obrázek 24:** Řez lidským okem [E14].

Po průchodu čočkou se dostává světlo do největší části oka, kterou je sklivec. Jde o průhledné, čiré a bezbarvé rosolovité těleso s řídkou vláknitou strukturou, které vyplňuje 2/3 vnitřního prostoru oční koule (lat. *bulbus oculi*). Sklivec se skládá z 98 % vody, chloridu sodného, příměsí bílkovin a kyselině hyaluronové, díky níž má gelovitou konzistenci.

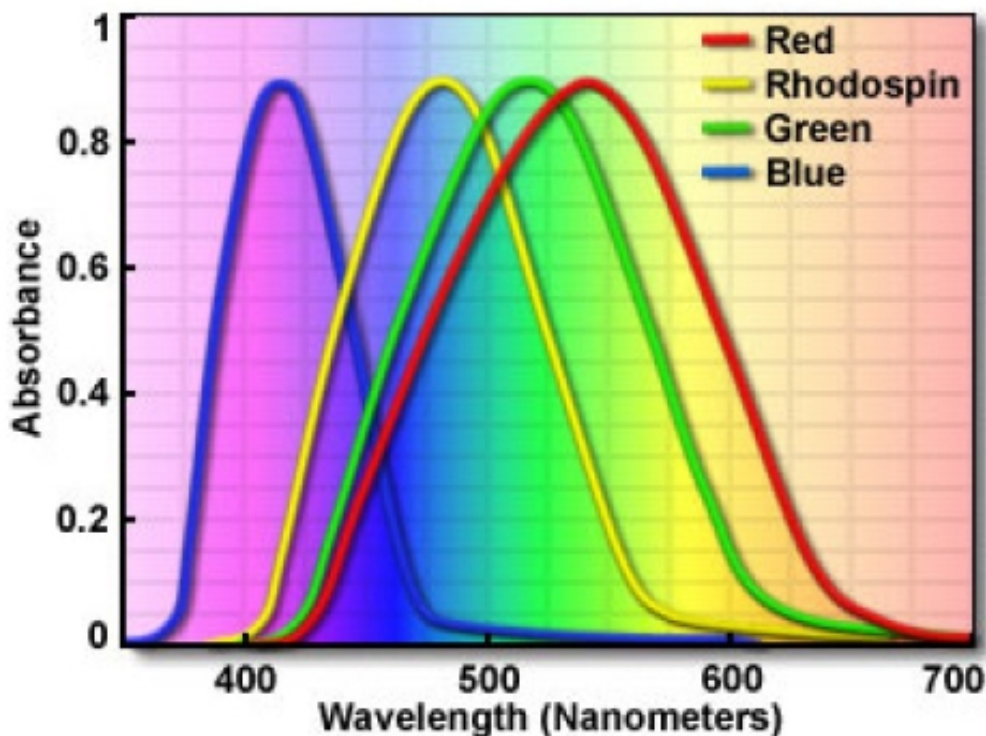


**Obrázek 25:** Řez sítnicí s vykresleným jedním čípkem a 9 tyčinkami [E15].

Světlo se na své cestě dostává až na zadní část oka, která se jmenuje sítnice (lat. *retina*, viz obr. 25). Jedná se o tenkou vrstvu, na která jsou umístěny buňky

schopné zachytit dopadající světelná kvanta. Sítnice je složena z deseti vrstev, nás však budou zajímat hlavně vnitřní jádrová vrstva obsahující tyčinky a čípky. Jde o modifikované neurony, které jsou schopny reagovat na dopadající světlo. Tyčinky jsou podlouhlé buňky, které mají na délku až  $50\ \mu\text{m}$ , široké jsou jen  $3\ \mu\text{m}$ . Ve vnější části se nachází 600–1000 disků obsahující oční purpur - rodopsin. Jde o látku, která se po dopadu fotonu rozpadá na řadu jednotlivých složek, což je doprovázeno vznikem receptorového potenciálu, který následně dává za vznik potenciálu akčního v očním nervu a předání informace o dopadu světla do mozku.

U většiny savců se v sítnici nacházejí pouze dva typy čípků, takže jim umožňují dichromatické vidění (oranžová a fialová oblast spektra). Během vývoje došlo u lidopů ke vzniku třetího typu čípku v zelené oblasti. Proto máme schopnost vnímat světlo v modrofialové (425 nm), zelené (530 nm) a oranžové oblasti (560 nm), viz obr. 26. Čípky jsou protáhlé buňky o rozměrech  $60 \times 15\ \mu\text{m}$ . V čípkovité části (odtud samotný název) se nacházejí disky s velkým množstvím látky jodopsin, který je v každé ze tří buněk specializován na konkrétní barvu (zelenou, modrou a červenou). Ke své aktivaci potřebuje jodopsin daleko více světla rodopsin v tyčinkách. Proto nám tyčinky umožňují vidění v noci, čípky pak barevné vidění během dne. V lidské sítnici se nachází asi 120 miliónů tyčinek, čípků je pak kolem 6 miliónů, tedy dvacetkrát méně.



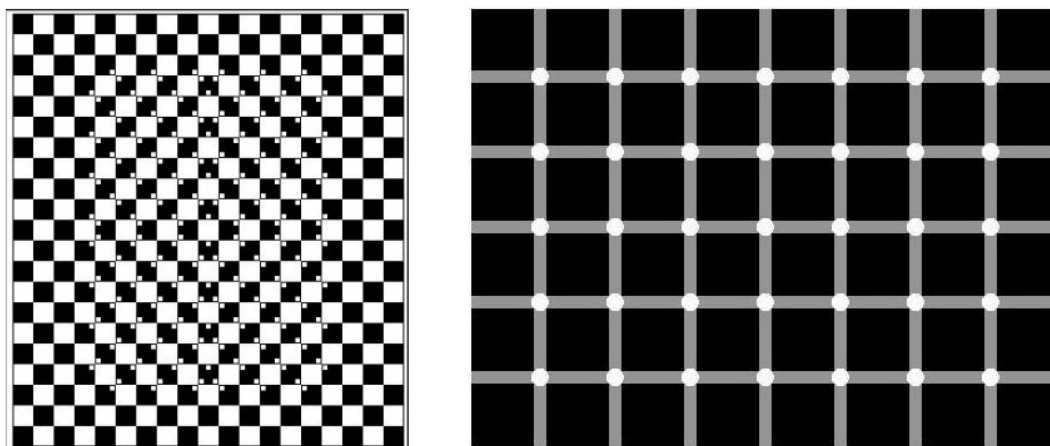
Obrázek 26: Spektrální citlivost fotocitlivých buněk v lidském oku [E16].

K objasnění barevného vidění existuje celá řada teorií. Mezi nejnázornější a v praxi často používané patří klasická Youngova – Helmholtzova teorie. Je postavena na existenci tří typů světločivných buněk a následném složení tří odpo-

vídajících neurofyziologických procesů ve zrakovém centru mozkové kůry člověka. Popsané trojbarevné vidění spočívá čistě na fyziologickém základě a použitelné výsledky dává jen při pozorování jednotlivých barev. U vnímání skupin barev bývá zrakový vjem ovlivňován i psychicky, zde už při popisu s jednoduchým fyziologickým základem nevystačíme. Zrakový vjem je v současnosti posuzován jako složitý fyzikální, neurofyziologický a psychický proces zprostředkovaný zrakovým orgánem.

Z makroskopického hlediska jsou na sítnici viditelné dva útvary - žlutá (lat. *macula lutea*) a slepá skvrna, kterou objevil v roce 1668 fyzik Edme Mariotte. Žlutá skvrna je centrální oblast na oční sítnici, kde je největší koncentrace čípků a nenalézáme zde téměř žádné tyčinky. Jde o místo s průměrem kolem 5 mm, na které dopadá světlo při dívání se zpřímá, z fyzikálního hlediska můžeme hovořit o místě na sítnici v optické ose oční čočky. Přestože se hovoří o žluté skvrně, tuto barvu ve skutečnosti nemá. Je o něco červenější než okolí, žlutou se pak jeví u mrtvol, odtud pochází i její název. Slepou skvrnou nazýváme místo na sítnici, kde zrakový nerv ústí do oční bulvy a není ještě rozvětven na jemná nervová vlákna. Zde se nenacházejí žádné světločivé buňky, dopadá-li světlo právě zde, neregistrujeme jej, což může být velice nebezpečné (např. tzv. slepý úhel při řízení motorových vozidel).

Lidský zrak se během života mění. Postupně dochází k jeho zhoršování, což je zapříčiněno fyziologickými změnami ve sklivci, čočce i na sítnici. Hlavní nevýhodou lidského zraku je však fakt, že nervové vzruchy, které přicházejí z oka, jsou zpracovávány mozkem, který je možné celkem dobře obelstít a my pak vnímáme celou řadu tzv. očních klamů (viz obr. 27). Jedním z nich je tzv. *iradiace*, která je způsobena přebuzením odezvy i neaktivních receptorů, které jsou spojeny jedním nervovým vláknem. Proto se nám jeví světlé plochy větší, než ve skutečnosti jsou.



**Obrázek 27:** Oční klamy: vlevo zdánlivě nerovnoběžné přímky, vpravo pak zkus spočítat všechny černé tečky [E17].

Difrakční limit oka je ve tmě kolem  $20''$ . Tehdy je zornička roztažena na maximální míru. Ve skutečnosti této hodnoty ale nedosáhneme, rozlišovací schopnost je menší. Musíme si totiž uvědomit, že pro rozlišení dvou blízkých bodů, které jsou reprezentovány aktivovanými fotoreceptory, je zapotřebí splnit podmínku, aby mezi

nimi zůstal aspoň jeden receptor neaktivovaný. Rozlišovací schopnost oka je tedy kolem jedné úhlové minuty. Toto rozlišení platí pro oblast s největší koncentrací světločivných buněk, žlutou skvrnu, od ní se rozlišovací schopnost zmenšuje.

Oko jako astronomický detektor není tedy moc vhodné, vstupují zde do hry subjektivní vjemy, za které může zpracování mozkiem každého z nás. Co se týče dynamického rozsahu vnímání světla, je však nesrovnatelně lepší než jiné detektory. Oko může detekovat záření o toku  $10^{-6}$  cd/m<sup>2</sup> až do  $10^8$  cd/m<sup>2</sup> (Kaschke a kol. 2013), tedy změny jasu v rozsahu 14 řádů! Můžeme tak okem pozorovat jak Měsíc v úplňku, tak i slabé hvězdy bez použití dalekohledu. Přímé pozorování Slunce je již mimo schopnosti lidského oka, je nutné využít vhodných filtrů k zeslabení světla. Sluneční kotouč lze přímo pozorovat bez problémů pouze při východech či západech Slunce, případně přes dostatečnou vrstvu mraků a mlhy. Díváme-li se dlouho na jedno místo (světelný zdroj), zdá se nám, že slábne. To je způsobeno vyčerpáním všech receptorů v dotyčném směru. Při zavření očí pak vidíme tento zdroj stále, je potřeba relaxace světločivných buněk. Tomu se oko samo brání, vykonává chvějivé pohyby s frekvencí několika herců, čímž světlo dopadá na různá místa na sítnici. Díky tomu se neosvětlují stále ty samé receptory, ale zároveň se též eliminuje zrnitost vidění. Snímkovací frekvence oka odpovídá zhruba 10–12 obrázkům za sekundu (Read a kol. 2000). Co se týče jednotlivých vjemů, jsou dokumentovány případy zaznamenávaných změn i v řádech desítek milisekund (Efron 1973).

Fyziologická odezva na světelné podněty je logaritmická. Platí-li pro intenzitu vjemu tří světelných zdrojů

$$\frac{1}{2}(L_A + L_B) = L_C, \quad (21)$$

pak pro osvětlení platí

$$\frac{E_A}{E_C} = \frac{E_C}{E_B}, \quad (22)$$

což je známo jako Weberův–Fechnerův psychofyzický zákon. Z něj pak přirozeně vychází, že stupnice hvězdných velikostí je logaritmická, tak jak ji zavedl v roce 1856 Norman Robert Pogson.

## 3.2 Fotografická emulze

Pořízení fotografie je proces získávání a uchovávání obrazu za pomoci specifických reakcí na světlo. Slovo fotografie pochází z řeckých slov  $\rho\omega\varsigma$  (fós - světlo) a  $\gamma\rho\alpha\varphi\varsigma$  (grafis - štětec, psací hrot) nebo  $\gamma\rho\alpha\varphi\eta$  (graphê), což znamená kreslení světlem, zprostředkování pomocí obrysu nebo jen zjednodušeně kreslení. Tento termín byl pravděpodobně poprvé použit Johnem Herschelem 14. března 1839, kdy Královskou společností seznámil se svým článkem *Note on the art of Photography, or The Application of the Chemical Rays of Light to the Purpose of Pictorial Representation*.

V roce 1725, více než sto let před prvním použitím slova fotografie, Johann Heinrich Schulze objevil, že soli stříbra jsou citlivé na světlo, přestože chemici již v 16. a 17. století věděli, že některé látky, které se nechají na otevřeném prostranství, mění svou barvu. Tuto změnu ale přičítali spíše působení vzduchu či tepla

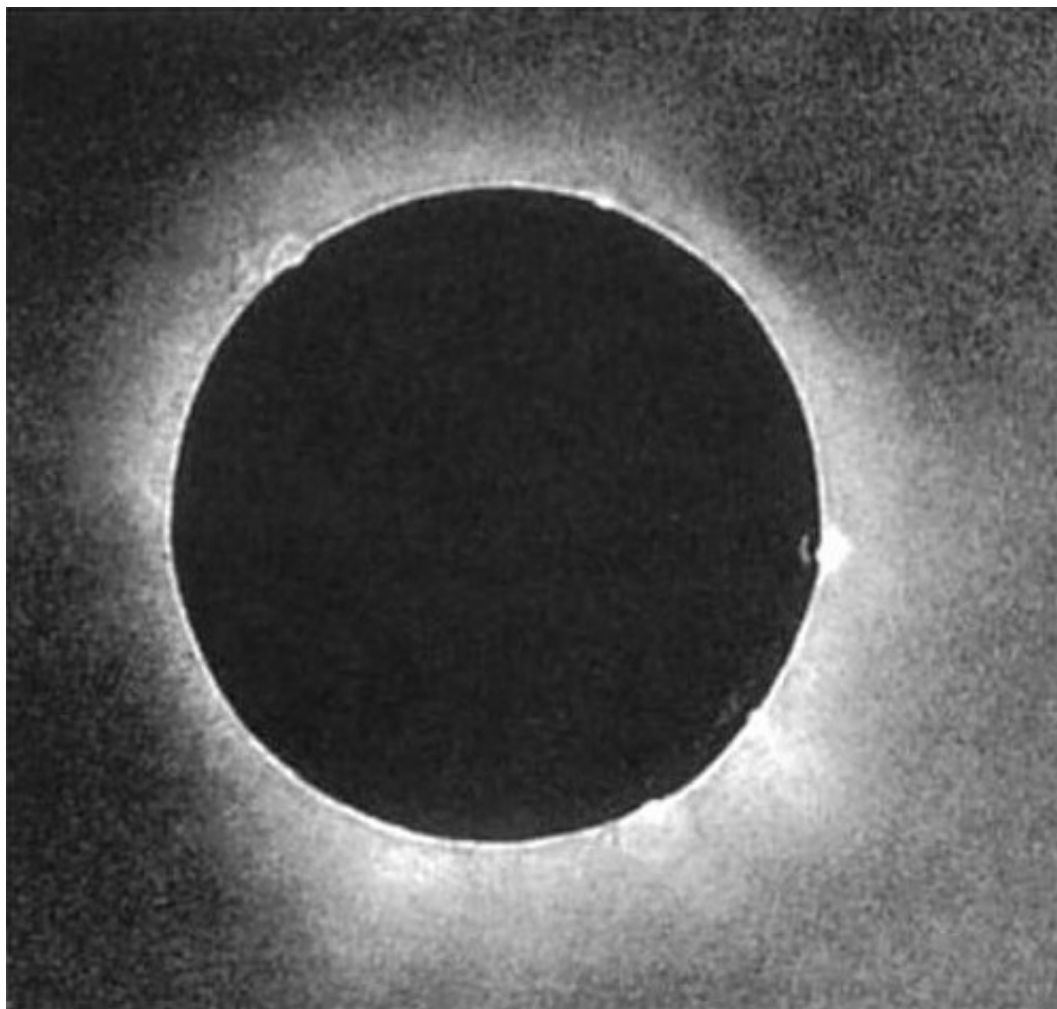


než světla. V roce 1813 Joseph Nicéphore Niépce ponořil papír do roztoku chloridu sodného a pak ho propláchl v roztoku dusičnanu stříbrného, který se následně na papír vysrážel. Po expozici se na papíru objevil negativní obraz, který však brzy zmizel. Bylo to dáno tím, že ustálení v té době ještě nebylo známo a expozice tak pokračovala dále, až celý papír zčernal. Po neúspěšných začátcích začal Niépce dělat pokusy se zinkovými deskami potřenými rozpuštěným asfaltem. Roku 1816 se mu podařilo obrazy zachytit, ustálit a vyleptat. Zhotovil tak nejstarší heliografuru. Tento proces vyžadoval velmi dlouho expozici na slunečním světlem, která trvala 8 hodin!. Prvními fotografickými objekty se tak mohly stát pouze budovy, které byly během expozice stále v klidu. Tento zdoluhavý proces se ukázal být slepou uličkou a Niépce začal experimentovat znovu se sloučeninami stříbra. Společně s Jacquesem Daguerrem zdokonalili existující proces na této bázi. Daguerre po smrti Niépceho učinil dva klíčové objevy. V roce 1835 zjistil, že pokud stříbro nejprve vystaví jódovým parám, následně snímek exponuje a nakonec na něj nechá působit rtuťové výpary, získá viditelný ale nestálý obraz. Ten lze ustálit ponořením desky do solné lázně. Tak byla vynalezena daguerrotypie, základ techniky fotografování. Na osvit stačilo pár minut. Podobný proces dodnes využívají fotoaparáty Polaroid.

Avšak i daguerrotypie měla své problémy. Každý obrázek byl originálem a nebylo možno z něho zhotovit další kopie. Také povrch byl velmi citlivý na dotek a obrázky musely být uchovávány za sklem jako umělecké dílo. Obraz byl zrcadlově převrácený, což se později podařilo odstranit zrcadlem, ostatní problémy ale přetrvávaly. Velkým problémem také byla vysoká toxicita použitých chemických látek.

Anglický fyzik William Henry Fox Talbot se pustil jinou cestou. Kus papíru natřel slabým roztokem soli a usušil. Pak ho natřel ještě slabším roztokem dusičnanu stříbrného a opět usušil. Tím na papíru vznikla vrstvička chloridu stříbrného. Takto připravený papír byl asi půl hodiny exponován. Následovalo ustálení v jodidu draselném. Později ještě Talbot objevil, že když přidá kyselinu dubenkovou, papír se stane na světlo mnohem citlivější a expozice se tak výrazně zkrátí. Pozitiv se pak zhotovil tak, že se negativ položil na další, stejným způsobem připravený papír a osvětlil se na slunci. Pak se stejným způsobem vyvolal a ustálil. Tak vznikla roku 1839 kalotypie (nebo také talbotypie), která měla oproti daguerrotypii řadu výhod. Především to byla možnost zhotovení neomezeného množství kopií. Retuš se mohla dělat jak na negativu tak na otisku. Lépe se prohlížela, měla teplejší tóny a nebyla tak citlivá na poškrábání. Přesto byla daguerrotypie úspěšnější (jenom v Americe bylo v roce 1853 na 10 000 daguerrotypistů, kteří zhotovili kolem 3 miliónů obrázků). Většímu rozšíření kalotypie bránilo mnoho Talbotových patentů. Brzy ale byly obě výše uvedené techniky nahrazeny novějšími.

Šlo o tzv. *mokrý* kolodiový proces, který v roce 1851 vynalezl Frederick Scott Archer (samotné kolodium objevil roku 1846 německý profesor chemie v Basileji Christian Friedrich Schönbein). V tomto procesu byla čistá skleněná deska potažena kolodiem obsahujícím jodid draselný a bromid draselný. Zcitlivění emulze se dosáhlo jejím ponořením do roztoku dusičnanu stříbrného. Expozice se prováděla ve speciálním držáku. Dalším krokem bylo vyvolání v roztoku síranu železnatého a ustálení v kyanidu draselném. Proces se ukončil vypráním a usušením. Výsled-

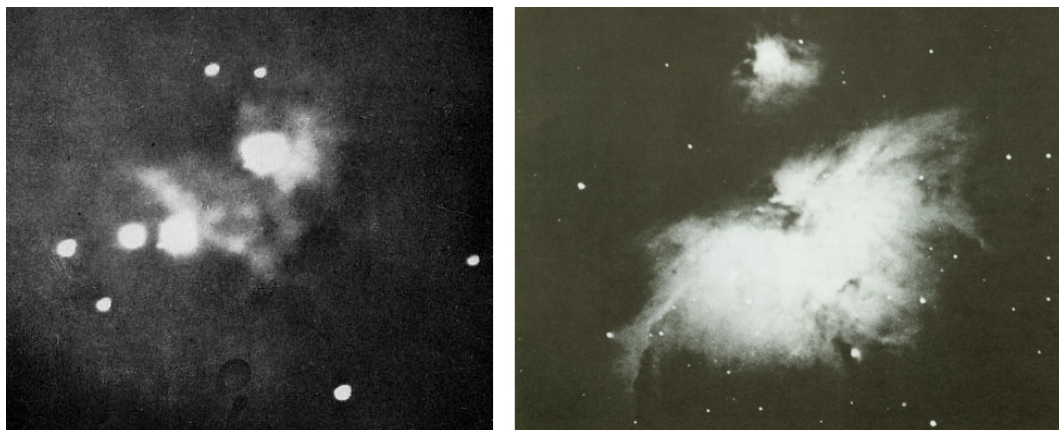


**Obrázek 28:** První daguerrotypie slunečního zatmění 28. července 1851 (Berkowski) [E18].

kem byl extrémně kontrastní, jemnozrný negativ, z kterého se mohly zhotovit pozitivní otisky jako u calotypie.

Nový proces měl celou řadu výhod. Zejména to byla jeho vysoká citlivost, osvit trval jen několik sekund, což dávalo větší možnost fotografovat i osoby. Cena byla pouhou jednou desetinou ceny daguerrotypie. Velkému rozšíření napomohlo i to, že koloidový proces nebyl patentován. Stále však zůstávala jedna nevýhoda. Fotografické desky musely být připravovány přímo na místě pořizování fotografie, proto se v té době objevilo množství fotografických stanů a karavanů.

Konečný krok ve vývoji fotografie se uskutečnil v roce 1871. V tomto roce vytvořil Richard Leach Maddox bromostříbrné desky s želatinovou emulzí. I když byly desky v počátku méně citlivé než jejich předchůdkyně, měly rozhodující výhodu v tom, že byly suché. To si uvědomil i George Eastman a po určitém zlepšení těchto desek zavádí roku 1880 jejich výrobu. Ve fotografických ateliérech se udržely až do 2. poloviny 20. století. Při fotografování mimo atelier však měly jednu nevýhodu, po každém snímku bylo nutné vyměnit desku. Tento poslední nedo-



**Obrázek 29:** Srovnání dvou snímků mlhoviny M42. Vlevo první snímek Henryho Drapera z roku 1880 ukazuje přexponované hvězdy, které jsou mnohem jasnější než samotná mlhovina. Na snímku vpravo, který pořídil Andrew Ainslie Common v roce 1883, je vidět struktura mlhoviny, která vynikla díky použití suchých desek a složení více snímků s celkovou expoziční dobou větší než 60 minut [E18].

statek pomohl odstranit American Hannibal Goodwin, který roku 1887 vynalézá film, nový podkladový materiál pro fotografickou emulzi. Jeho vynález roku 1889 uplatnil Eastman při výrobě svitkových filmů do svých přístrojů zn. Kodak, které začal ihned vyrábět. Masovému rozvoji černobílé fotografie už nic nestálo v cestě.

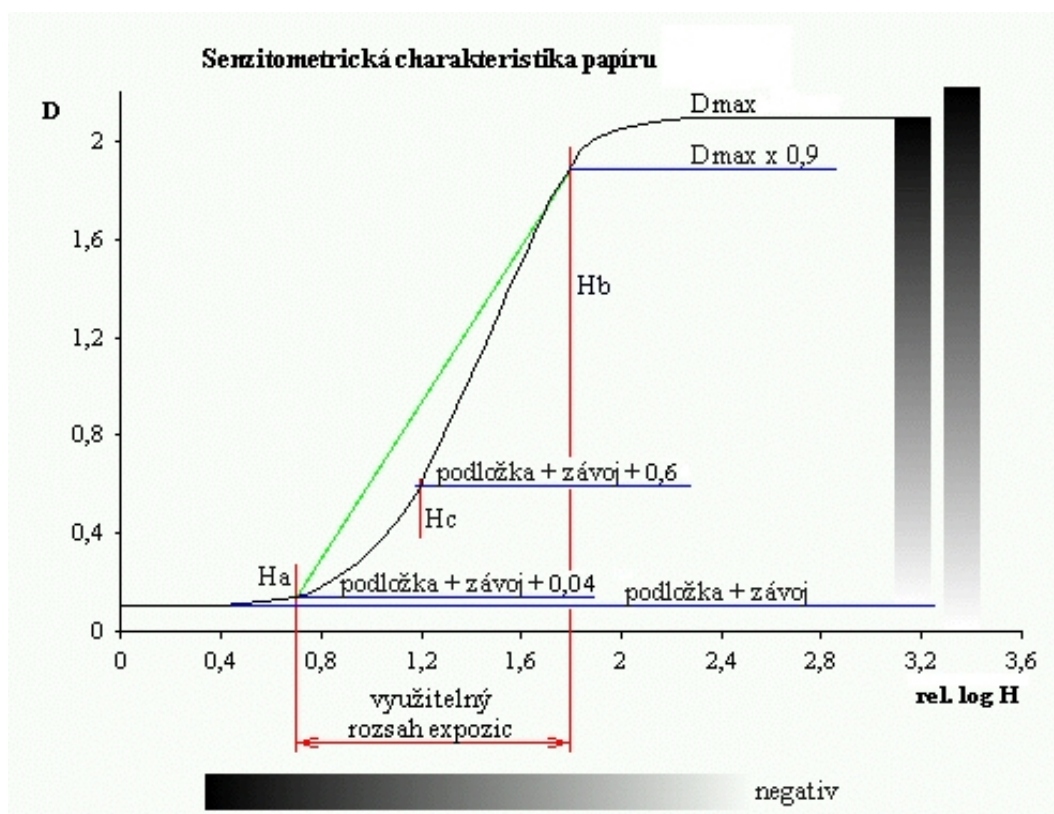
V astronomii se fotografie uchytila hned od svého začátku. První astrofotografie je připisována Johnovi W. Draperovi, který vyfotografoval Měsíc již v roce 1840. V roce 1845 se Leonu Foucaltovi a Armandu Fizeauovi podařilo pořádit první fotografii (daguerrotypii) Slunce, na které byly zachyceny zcela jasně viditelné sluneční skvrny. Se zlepšením fotografické techniky se v roce 1857 podařilo nasnímat na koloidovou desku dvojhvězdu Alkor a Mizar, zatímco první hvězda (Vega) byla zachycena daguerrotypií v roce 1850 Williamem Cranchem Bondem a Johnem Adamsem Whipplem. Syn Johna Drapera Henry patřil k průkopníkům astrofotografie. V letech 1862–63 vytvořil několik fotografií hvězdné oblohy, v létě roku 1863 pořídil kolem 1500 fotografií Měsíce a koncem září 1872 zaznamenal jako první člověk hvězdné spektrum (hvězda Vega) na fotografickou desku.

Fotografie se začala uplatňovat při hledání planetek (např. George Henry Peters objevil tři planetky v letech 1905–1921) či komet (např. Ludmila Pajdušáková, Antonín Bečvář, Antonín Mrkos a Ľubor Kresák objevili v letech 1946–1959 na observatoři na Skalnatém Plese 18 komet). Dlouhé expozice umožnily studovat strukturu galaxií a získávat hvězdná spektra (Henry Draper katalog), což mělo za následek rychlý rozvoj astrofyziky.

Hlavním problémem fotografie je nelinearita zčernání v závislosti na čase expozice, kterou charakterizuje tzv. gradační křivka (viz obr. 30). Na ose  $y$  je hustota zčernání  $D$ , na ose  $x$  pak logaritmus osvitů  $H$ , který je dán jako

$$H = It, \quad (23)$$

kde  $I$  je intenzita dopadajícího světla a  $t$  je čas expozice. První část gradační křivky zvaná *podexpozice* se nachází od hodnoty  $\log H = 0$  až do hodnoty  $\log H = H_A$ .

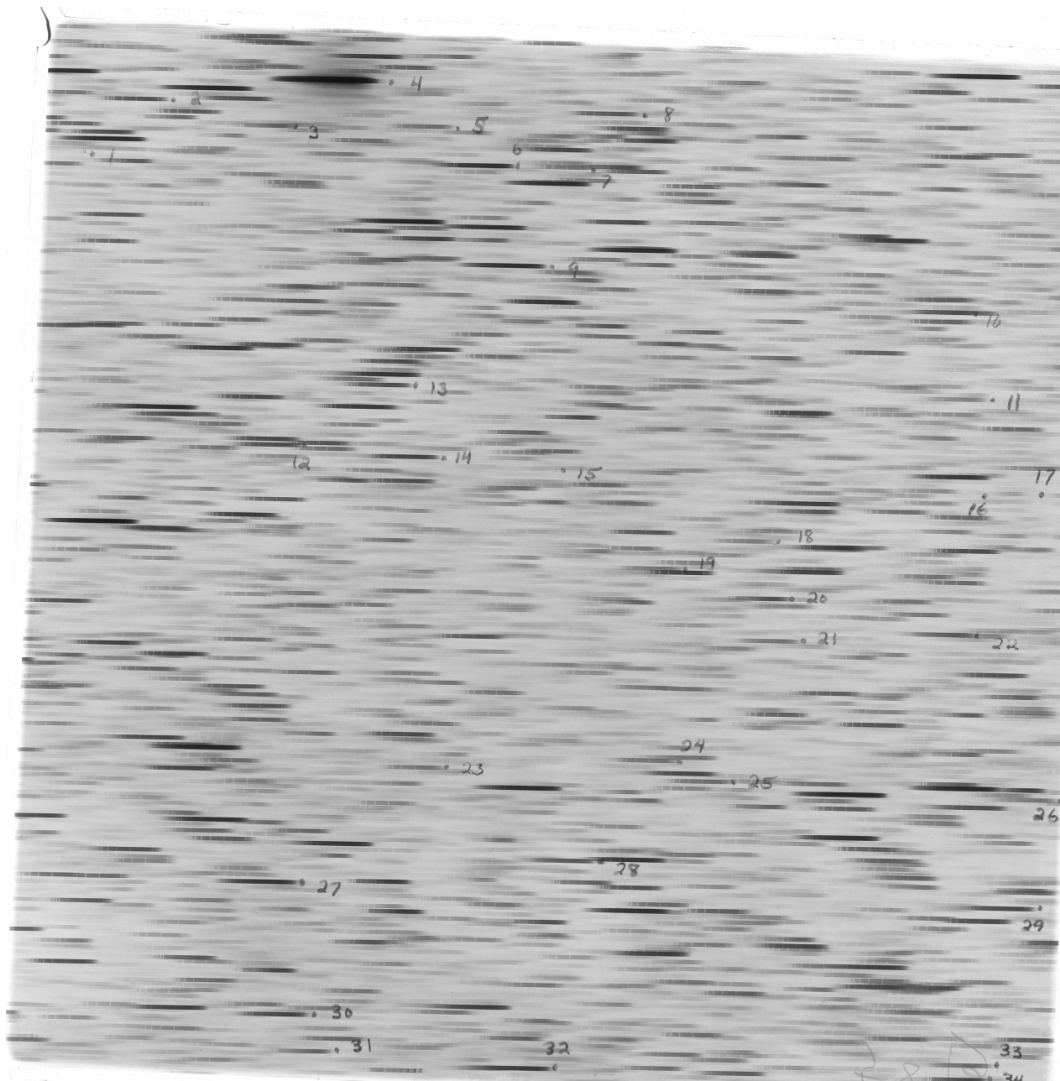


**Obrázek 30:** Grafační křivka fotografického papíru. Na ose  $y$  je vynesena hustota zčernání fotopapíru  $D$  (optická hustota), na ose  $x$  pak logaritmus expozice  $H$  [E19].

Od ní až do hodnoty  $\log H = H_B$  následuje přibližně *lineární část*, ve které by se měly pohybovat využitelné rozsahy expozic. Od hodnoty  $\log H > H_A$  nastává *oblast saturace* a my již nejsme schopni určit přesnou hodnotu zčernání. Sklon lineární části grafační křivky rozděluje fotoemulze na tvrdě a měkce pracující. Budeme-li mít křivku v této části pozvolně rostoucí, můžeme využívat i větších rozsahů expozic. Bude-li naopak tato funkce strmá, musíme expozice volit jen ve velmi malém rozsahu časů. Této vlastnosti se říká *expoziční pružnost*, která odpovídá délce lineární části grafační křivky.

Fotoemulze mohou být zhotoveny z různých chemických látek, které reagují na světlo různých vlnových délek různě. Hovoříme pak o modré či červené emulzi. Zde můžeme zmínit fotografické desky firmy Kodak typů 103aO a 103aF s maximum citlivosti právě v modré a červené oblasti spektra, které byly používány při získávání fotografií schmidtovou komorou na observatoři Mount Palomar (1,2m Samuel Oschin Telescope).

Důležitým parametrem je u fotoemulzí jejich rozlišovací schopnost, která je dána velikostí jednotlivých zrn (tzv. zrnitostí). Jsou-li zrna emulze malá, můžeme docílit většího rozlišení než u zrn větších, která mají zase výhodu kratších expozic, které souvisejí s jejich účinnou plochou. Proto je potřebné volit vhodný kompromis mezi oběma hodnotami. Rozlišovací schopnost je důležitá hlavně ve spektroskopii či astrometrii.

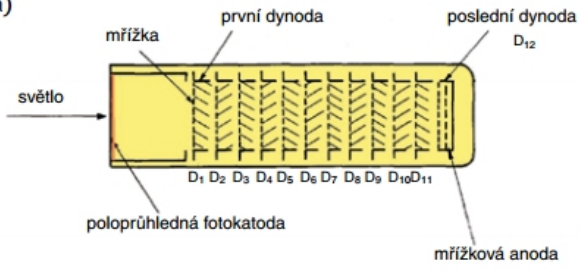
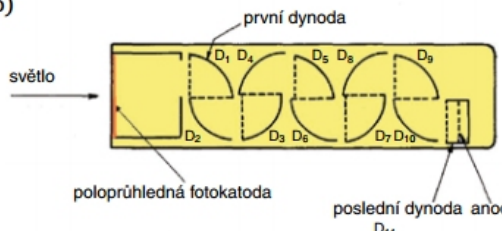
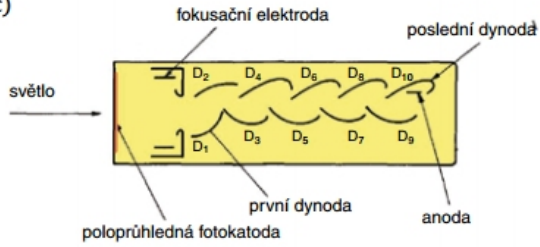
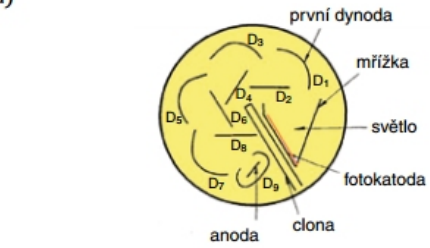


**Obrázek 31:** Typická fotografie mnoha set hvězd pořízená hranolovým spektrografem (prizmatem) umístěným na 0,9m Schmidově dalekohledu observatoře Cerro Tololo v Chile (deska č. CTIO-5873 - program *Michigan Objective Prism Blue Survey*) [E20].

Fotografie i v dnešní době hraje důležitou roli, protože pouze na nich bývají zachyceny objekty v minulém a předminulém století. Velké skleněné desky Palomarské přehlídky oblohy posloužily k vytvoření naváděcího katalogu GSC (Guide Star Catalogue) pro Hubbleův kosmický dalekohled.

### 3.3 Fotonásobič

Při zkoumání vzájemného působení záření a látky byl v 19. století objeven fotoelektrický jev (fotoefekt), který poprvé popsal v roce 1887 Heinrich Hertz. Experimentálně bylo zjištěno, že dopadající záření uvolňuje z povrchu některých látek elektrony, které pak mohou v uzavřeném obvodu přenášet elektrický proud. Místu dopadu, ve kterém se vyrážejí (emitují) elektrony, se říká fotokatoda.

Popis soustavy	Obrázek
<p>Žaluziový systém pozůstává z dynod tvořených souborem malých destiček uspořádaných v úhlu 45° vzhledem k ose elektronky. Sklon těchto destiček je v následujícím stupni opačný. Před každou dynodou je jemná mřížka, jejímž účelem je zachycování nízkoenergetických sekundárních elektronů.</p>	<p>a)</p> 
<p>Komůrkový systém s mřížkami používaný u fotonásobičů s menším průměrem baňky. Při větších anodových proudech u něho nastávají problémy s prostorovým nábojem.</p>	<p>b)</p> 
<p>Lineárně fokusovaný systém, navržený k účelné fokusaci elektronových drah, která zajišťuje rychlou odezvu a malý rozptyl doby průletu elektronů mezi stupni. Pro optimalizaci dopadu fotoelektronů na první dynodu je v systému speciální fokusační elektroda i tvar první dynody.</p>	<p>c)</p> 
<p>Kruhově fokusací systém, který umožňuje konstrukci kompaktních malých fotonásobičů, u nichž není fotokatoda na čelní desce elektronky, ale na kovové (např. niklové) destičce.</p> <p><small>jednotlivé dynody jsou v obrázcích označeny D1 D2...D12</small></p>	<p>d)</p> 

Obrázek 32: Možné typy uspořádání fotonásobičů (Jedlička 2009).

Dle klasické fyziky by elektronům měla být předána kinetická energie dopadajícího záření. Energie elektromagnetického záření souvisí s intenzitou záření, tzn. že energie emitovaných elektronů by měla záviset na intenzitě dopadajícího záření. To se však nepozorovalo. Experimenty naopak odhalily zajímavou věc, že kinetická energie emitovaných elektronů je závislá na frekvenci a nikoliv na intenzitě dopadajícího záření. Tato mezní, prahová, frekvence je charakteristickou vlastností každé látky. Pokud je frekvence  $\nu$  dopadajícího záření vyšší než mezní frekvence  $\nu_0$ , mají fotoelektrony energii v rozmezí od nuly po určitou maximální hodnotu  $E_{\max}$ . Maximální hodnota energie je lineární funkcí frekvence a platí pro ni vztah

$$E_{\max} = h(\nu - \nu_0) = h\nu - h\nu_0, \quad (24)$$

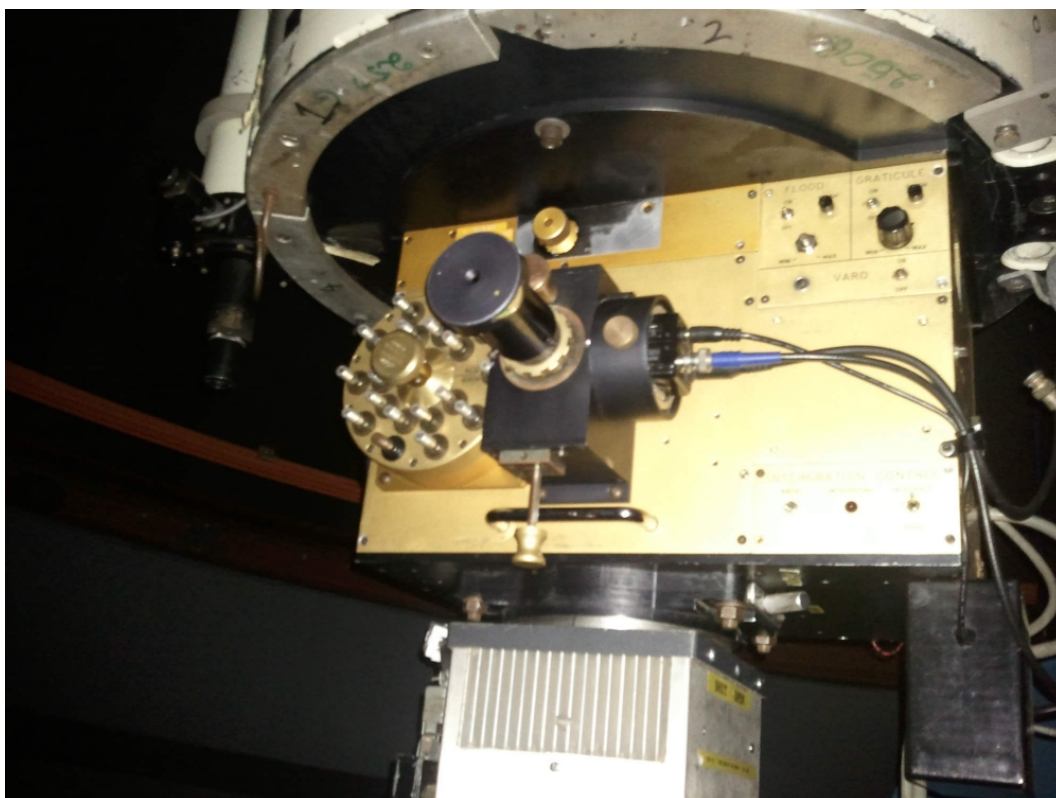
kde  $h$  je Planckova konstanta. Toto podivné chování světla při interakci s pevnou látkou vysvětlil až v roce 1905 Albert Einstein s využitím rodící se kvantové teorie. Dopadající záření předává při interakci s jinými částicemi energii nespojitě (po kvantech), jejichž velikost závisí na frekvenci (vlnové délce), přičemž platí

$$E = h\nu = \hbar\omega, \quad (25)$$

kde  $h$  je Planckova konstanta,  $\nu$  je frekvence elektromagnetického záření,  $\omega = 2\pi\nu$  je jeho kruhová frekvence a  $\hbar = h/2\pi$  je redukovaná Planckova konstanta. Pro toto kvantum světla se vžil název foton. Při nízkých frekvencích (velkých vlnových délkách) je dopadající energie fotonu nedostatečná, nedochází proto k fotojevu. Pokud zkrátíme vlnové délky dopadajícího záření na hodnoty pod mezní hranici, začínáme pozorovat fotoefekt, vyražené elektrony mají kinetické energie větší než je hodnota výstupní práce. Z těchto úvah Einstein získal rovnici pro fotoelektrický jev

$$h\nu = h\nu_0 + E_{\max}, \quad (26)$$

kde  $h\nu$  je energie dopadajícího fotonu,  $h\nu_0$  je minimální energie potřebná k vyražení elektronu (výstupní práce) a  $E_{\max}$  je maximální možná energie vyraženého elektronu. Fotoelektrický jev umožňuje využití solární energie a vytvoření fotočlánků, např. fotodiody nebo fototranzistoru.



**Obrázek 33:** Fotometr na 20" dalekohledu South African Astronomical Observatory v Sutherlandu, v současné době již přemístěn na jinou observatoř (foto autor).

V astronomii se fotoelektrický jev využívá ve fotonásobiči. Jde o zařízení, ve kterém jsou vyražené fotoelektrony urychlovány vysokým napětím na další elektrodu

(tzv. dynodu). Dynody jsou umístěny ve vakuované skleněné baňce, mezi fotokatodou a anodou bývá napětí mezi jedním až třemi tisíci volty. Díky takto velkému rozdílu potenciálů získávají elektrony vyšší energii, než kterou měly při vyražení, a po dopadu na dynodu emitují větší množství elektronů, než jich bylo před dopadem na ni. Tato nová elektronová emise je následně urychlována na další dynodu a tím postupně vzniká zesílený proud elektronů (lavina). Celkové zesílení může být až 10 miliónů, což umožňuje pomocí fotonásobiče detekovat i jednotlivé fotony. Průměrná hodnota koeficientu sekundární emise  $\delta$  na dynodách ve fotoelektrickém násobiči se pohybuje od 3 do 5. K výrobě dynod se používají různé slitiny AgMg, CuBe a NiAl, ale až po opatření jejich povrchů oxidy, kterými mohou být MgO, BeO či Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, začnou vykazovat dostatečnou sekundární emisi. Zesílení fotonásobiče udává veličina  $M$ , pro niž platí zjednodušující předpoklad, že všechny elektrony vystupující z předcházející dynody dopadnou na další dynodu a koeficient sekundární emise je u všech dynod stejný. Pak můžeme  $M$  zapsat jako

$$M = \delta^n, \quad (27)$$

kde  $n$  je celkový počet dynod a  $\delta$  je koeficient sekundární emise. Uvážíme-li jako příklad devítidynodový fotonásobič s běžnou velikostí  $\delta = 4,5$ , pak nám celkové zesílení vyjde přibližně  $10^6$ .

Mezi přednosti fotonásobičů patří velká sběrná plocha pro příjem světla a elektromagnetického záření z jeho blízkého okolí, dále velmi rychlá odezva a krátká doba průchodu signálu k výstupu a velký zisk signálu s malým šumem a také lineární závislost dopadajícího světla na výsledném proudu. Díky velkému dynamickému rozsahu jsme schopni během fotometrických nocí měřit změny jasností objektů s přesností na tisíce magnitudy.

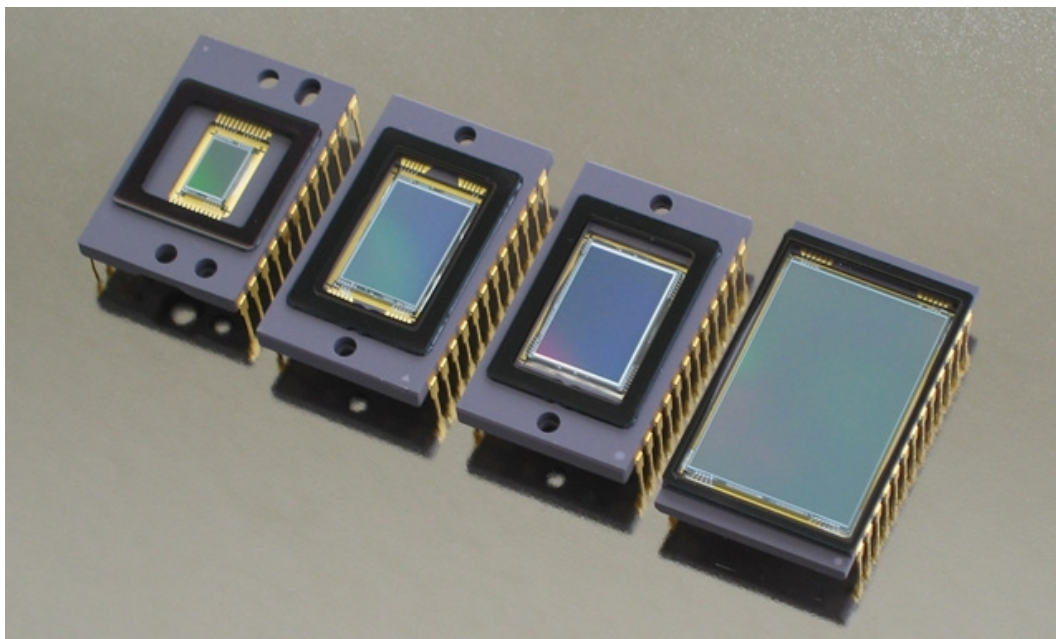
### 3.4 Zařízení s vázanými náboji - CCD

Zařízení s vázanými náboji (z angl. charge-coupled devices) byly vynalezeny v Bellových laboratořích v roce 1969 Willardem Boylem a Geore E. Smithem. CCD je polovodičový obrazový senzor, který umožňuje kumulovat náboje vyražené dopadajícími fotony. Těm je zabráněno systémem vodorovných elektrod s negativním nábojem volně se pohybovat po povrchu čipu a jsou drženy v potenciálové jámě (tzv. pixelu - obrazovém elementu). Pixely mohou být v CCD čipu uspořádány několika způsoby a to buď do jediné řady (lineární CCD) či matice (plošné CCD). Velikost pixelu bývá zpravidla několik mikrometrů.

CCD kamera je tzv. zobrazovací detektor, který zaznamenává obraz vytvořený v ohniskové rovině objektivem dalekohledu. Ten je na různých místech světlejší nebo tmavší a to úměrně počtu dopadajících fotonů. CCD detektor je schopen zachycené fotony po určité době strádat (integrovat) a převést na elektrický signál (zdigitalizovat). Kapacita typického detektoru je několik desítek až stovek tisíc elektronů.

CCD nahrazuje fotografickou desku, je však menší, ale citlivější a mnohem účinnější v registraci fotonů než klasická fotografie. Zatímco CCD je schopno zaregistrovat i více než 75 % dopadajících fotonů, fotografická emulze pouze kolem





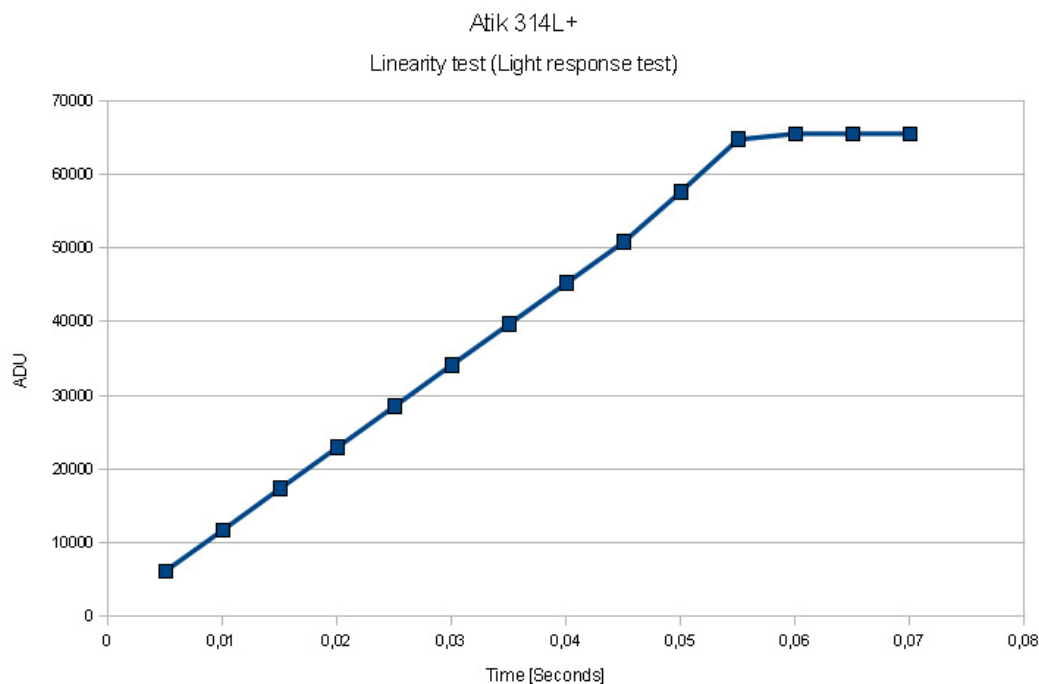
**Obrázek 34:** Kodak Full Frame (FF) CCD: KAF-0402ME, KAF-1603ME, KAF-3200ME a KAF-6303E [E21].

1 %. Používáním CCD se tak docílilo výrazného zkrácení expozic, ale také se zvětšil maximální dosah dalekohledů, než tomu bylo u klasické fotografie.

Jak CCD funguje? Na tenké polovodičové destičce (např. křemíkové) jsou seřazeny velmi jemné zobrazovací elementy (pixely) citlivé na fotony. Velikost jednoho pixelu je různá, obvykle se pohybuje mezi 7–24  $\mu\text{m}$ . Pixely jsou řazeny do několika tisíců řad a několika tisíců sloupců. Dopadem fotonu se uvolní elektron, takže počet uvolněných elektronů v pixelu odpovídá množství záření, které na pixel dopadlo. Jednotlivý pixel může mít kapacitu až půl miliónu elektronů. Velkou předností je lineární charakteristika ve velkém rozsahu expozičních časů (viz obr. 35). V dnešní době se CCD staly nejpoužívanějšími detektory v astronomii a téměř vytěsnily klasickou fotografickou emulzi. Ta si udržela postavení pouze při snímání velkých částí hvězdné oblohy, protože je stále velice nákladné vyrobit velký CCD čip, který by byl rozměrově srovnatelný s fotografickou deskou, která se používá např. ve Schmidtových komorách.

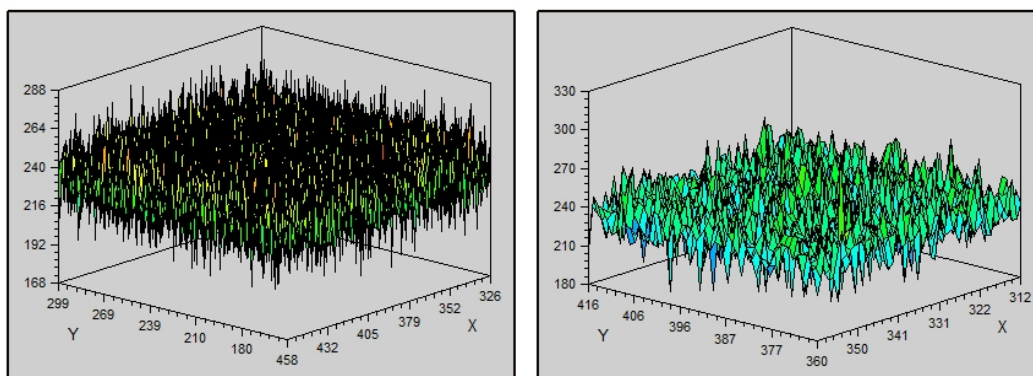
CCD čipy je nutné chladit, protože s rostoucí teplotou narůstá termický šum, který má za následek vznik tzv. *temného proudu*. Efekt tohoto temného proudu v praxi znamená, že se CCD čipem nemůže být provedena libovolně dlouhá expozice. V extrémním případě by byl pixel už jenom díky tepelně uvolněným elektronům nasycen a žádný další elektron uvolněný případným světelným zářením by neměl místo. Čím menší je tedy temný proud, tím delší může být maximální doba expozice. Pro snížení tepelného šumu je proto CCD čip chlazen (Peltiérův článek, kapalným dusíkem, suchým ledem apod.).

Existuje více zdrojů nežádoucích elektronů, jedním z nich je *výstupní šum* (read out noise), který je způsoben procesem vyčítání elektronů z CCD chipu a přenosem dat do počítače. Výstupní šum vstupuje do hry samozřejmě pouze jednou



Obrázek 35: Linearita CCD chipu v kameře ATIK 314L+ [E22].

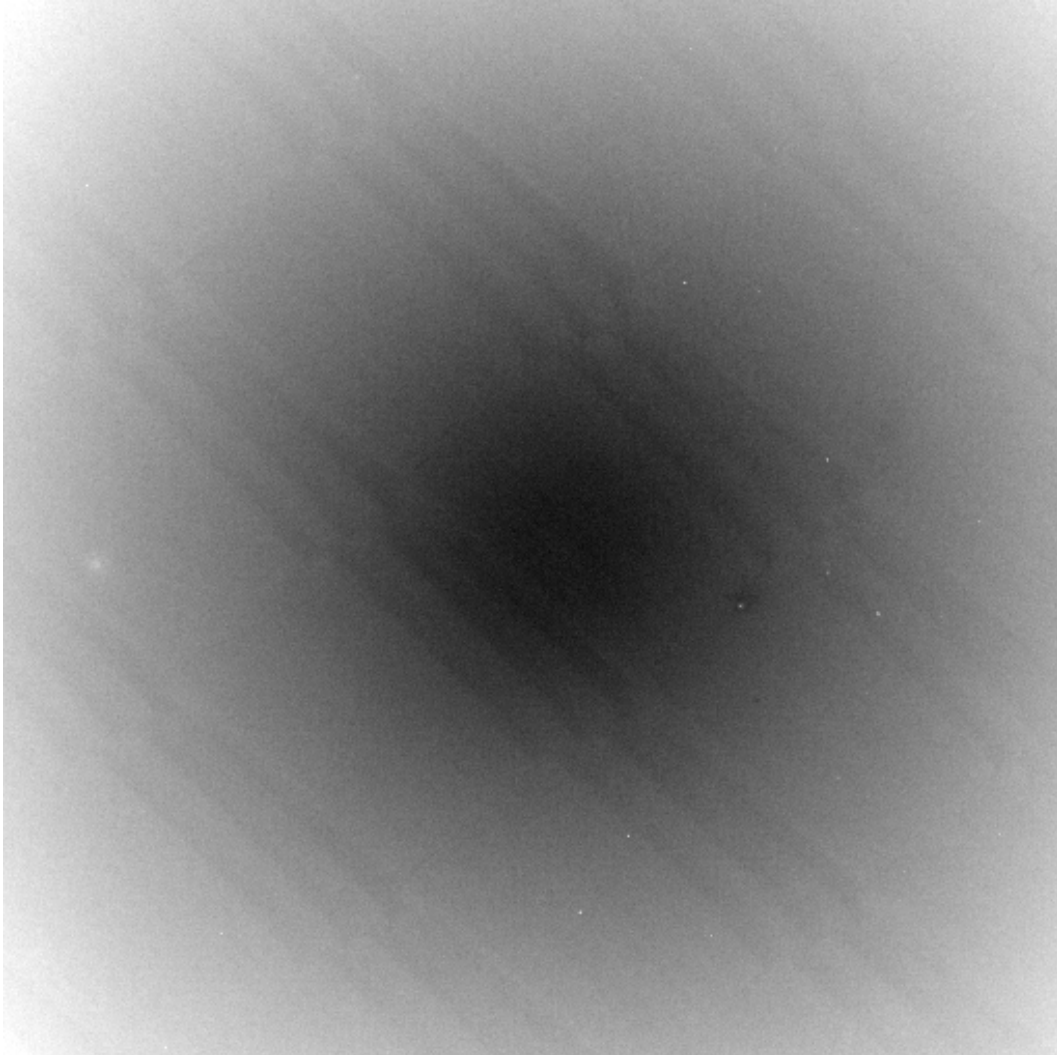
a to při vyčítání snímku na konci expozice a je vždy konstantní (nezávislý na době expozice). Každý typ CCD čipu má různou hodnotu výstupního šumu. Většina ostatních šumů je přímo úměrná druhé odmocnině doby expozice, elektrony uvolněné dopadem světla jsou úměrné době expozice přímo. Z toho vyplývá, že čím déle trvá expozice, tím menší význam budou mít ostatní šумы v poměru ke skutečnému signálu (snímku). Říkáme, že poměr signál/šum (S/N) roste s rostoucí dobou expozice. Snímky s delší expozicí mají tedy kromě skutečnosti, že získáme více světla, další výhodu v tom, že šum pozadí ztrácí na významu.



Obrázek 36: Srovnání bias snímku (vlevo) a dark snímku s expozicí 360 sekund (vpravo).

S větší délkou expozice se začíná objevovat problém s temným proudem, který je dán termálním šumem elektronů. Pro eliminaci temného proudu pořizujeme tzv. *temný snímek* (dark), který má stejnou dobu expozice jako samotný snímek

objektu, ale na CCD chip nedopadá žádné světlo. Temný proud lze velmi dobře změřit pro konkrétní teplotu chipu a expoziční dobu. Kromě temného proudu však s rostoucí expoziční roste i pravděpodobnost zasažení povrchu chipu kosmickým zářením (tzv. *kosmiky*). Pro eliminaci tohoto jevu se zpravidla pořizuje více temných snímků, které se následně složí a tím se docílí odstranění kosmiků ze snímku.



**Obrázek 37:** Flat snímek v  $R$  filtru z kamery APOGEE AltaU-47 (Mt. Suhora Observatoriy), na kterém je zřetelně vidět vinětace dalekohledu (radiální gradient jasnosti od středu k okrajům snímku), ale rovněž jsou dobře patrná i prašná zrnka na samotném chipu (ostré bílé tečky).

Jednotlivé pixely nemají úplně stejnou citlivost na dopadající fotony. Tato skutečnost je způsobena samotnou výrobou, kdy byt i malé rozdíly v tloušťce znamenají rozdílnou citlivost mezi dvěma libovolnými pixely o 5 i 10 %. U některých optických systémů může navíc dojít k tomu, že světlo nedopadá na celou plochu čipu rovnoměrně, hovoříme zde o tzv. *vinětaci*, jak je vidět na obrázku 37. Pokud pořídíme snímek rovnoměrně osvětlené plochy, získáme tzv. *flat field*, neboli snímek teoreticky stejných hodnot jasnosti, kterým pak odstraníme jak různou citlivost

pixelů tak i nerovnoměrné osvětlení chipu. Flaty se pořizují před východem či po západu Slunce, kdy ještě nejsou očima vidět hvězdy. V případě, že se na obloze nacházejí mraky, je možné flat snímky udělat na plátně, které se nachází pod kopulí. Plátno je nutné nasvítit co nejvíce rovnoměrně s různými lampami, aby bylo možné získat korekční flat snímky pro různé spektrální oblasti, které odpovídají různým fotometrickým filtrům.

Extrémně jasné objekty, např. hvězdy první velikosti, způsobují efekt, kterému se říká přetečení (blooming). Přetečení je rozeznatelné jako jistý druh světlých čar, které vycházejí z jasného objektu (podobně jako ohybový efekt na držáku sekundárního zrcadla u optického systému Newton). Blooming vzniká tak, že jeden pixel je zcela nasycen a jednoduše přeteče, přičemž elektrony přebíhají do následujícího pixelu ve stejné řadě.



**Obrázek 38:** Blooming na CCD snímku otevřené hvězdokupy M42, který se projevuje jako svislé čáry od jasných hvězd, ve srovnání s difrakčními kříži vznikajícími na držáku sekundárního zrcadla [E23].

V současné době se používají matice velikostí od  $1k \times 1k$  až do  $8k \times 8k$ , které je možné spojovat, čímž můžeme získat chipy o lineárních rozměrech desítek centimetrů. Jako příklad může sloužit mozaika na družici GAIA, která je složena z jednoho gigapixelu a plochou zabírá půl čtverečního metru!

# ASTRONOMICKÉ DALEKOHLEDY

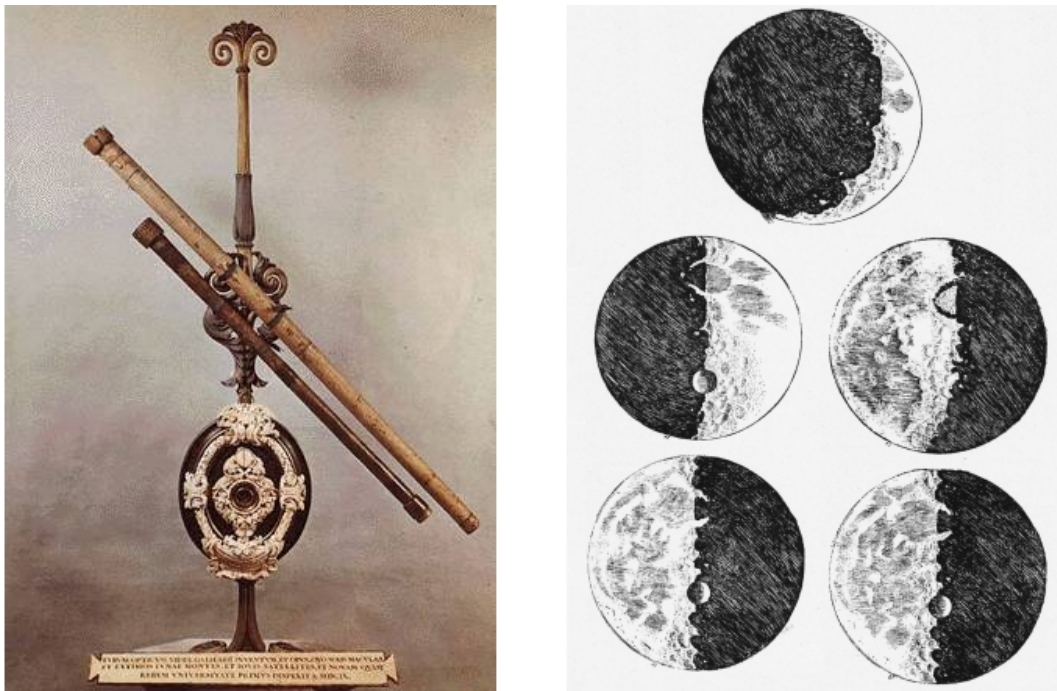
Je tomu již více než 400 let, kdy poprvé člověk zamířil dalekohled na hvězdnou oblohu. Stalo se tomu na přelomu let 1609–10, kdy Galileo Galilei svým primitivním přístrojem odhalil povahu Mléčné dráhy, objevil měsíce planety Jupiter, spatřil na měsíčním povrchu moře, hory a krátery, fáze Venuše i skvrny na Slunci. Přestože jeho dalekohled měl průměr pouhých pár centimetrů, posunul hranici lidského poznání o velký kus dopředu. Od této doby patří dalekohled k neocenitelným pomocníkům astronomů.

## 4.1 Historie

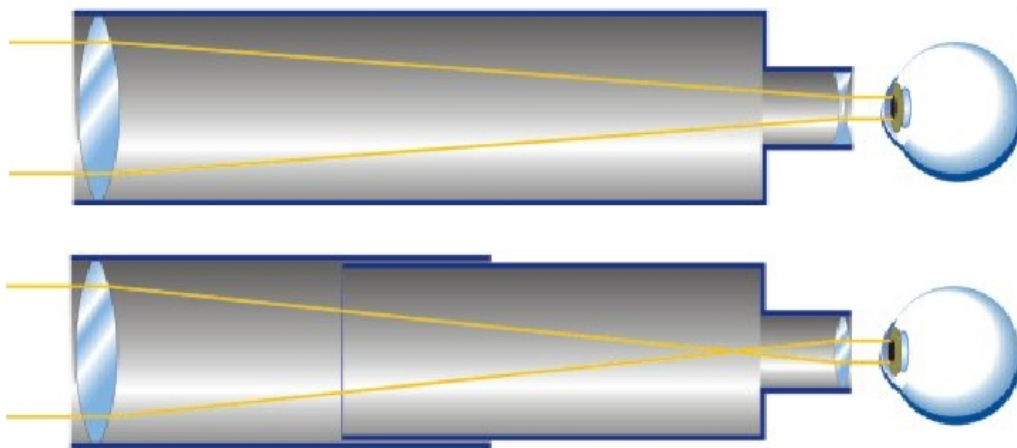
Jedním z nejdůležitějších astronomických přístrojů se stal dalekohled. Přestože se první relativně kvalitní a levné čočky objevily už koncem třináctého století a kolem roku 1450 se běžně vyráběly spojky i rozptylky pro korekci zrakových vad, dalekohled nebyl dlouhou dobu znám. Dnes ani netušíme, proč byl sestaven až o dvě století později, přestože již v dřívější době byly potřebné součástky k dispozici. Jeho vynález se tak přičítá G. Galileimu, který si dalekohled sám sestavil a použil jej k pozorování noční oblohy. Historicky si však vynález dalekohledu můžeme umístit do Holandska na počátek 17. století, kdy v roce 1608 Hans Lippershey zkonstruoval vůbec první přístroj tohoto druhu.

Objektivy Galileiových dalekohledů (viz obr. 39 vlevo) tvořily spojky s ohniskovou vzdáleností 75 až 100 centimetrů, okulárem byly rozptylky s ohniskovou vzdáleností asi pět centimetrů. Průměr objektivu se pohyboval kolem jednoho až tří centimetrů, zvětšovaly 15 až 20× a poskytovaly jenom malé zorné pole kolem patnácti minut. Pozorovatel tedy sledovat nanejvýš čtvrtinu úplňkového Měsíce. Přesto i tento jednoduchý dalekohled přinesl obrovský pokrok. Byly objeveny krátery na Měsíci, sluneční skvrny, čtyři největší měsíce Jupitera, dnes po objeviteli nazvané Galileiho měsíce, Saturnův prstenec, ač Galileo s nedokonalou optikou

nebyl schopen rozpoznat jeho povahu. Galileo rovněž sledoval fáze planety Venuše, odhalil podstatu Mléčné dráhy a některých otevřených hvězdokup.



**Obrázek 39:** Vlevo dva Galileiho dalekohledy [E24] a vpravo jeho kresba povrchu Měsíce (Galilei 1610).

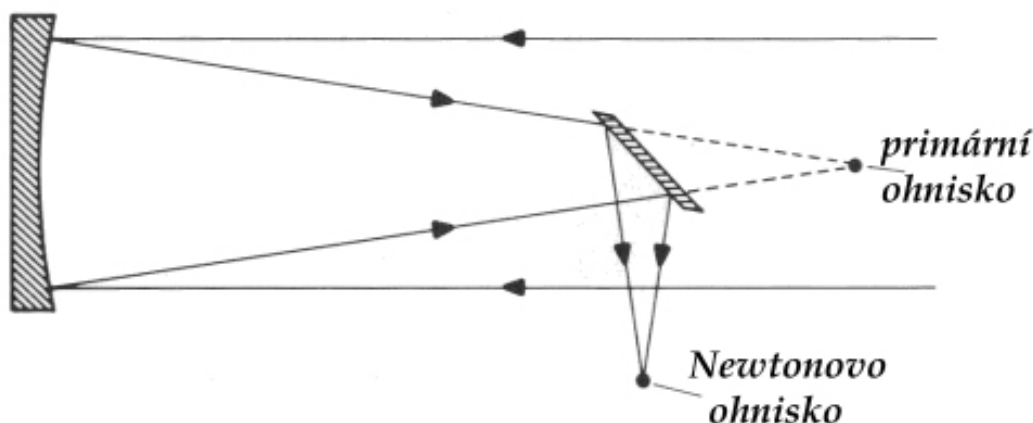


**Obrázek 40:** Srovnání konstrukce Galileova (nahore) a Keplerova dalekohledu (dole).

Obraz u Galileova dalekohledu nebyl příliš kvalitní a další zvětšování obrazu nemělo velkého významu. A tak Johannes Kepler navrhl dalekohled s dvěma konvexními čočkami (Kepler 1611) a Christopher Scheiner ho mezi roky 1613–17 podle jeho nákresu zkonstruoval. Tato konstrukce dalekohledu poskytovala obraz sice převrácený ale ostřejší (viz obr. 40 dole). Dalekohledy této konstrukce se postupně

zlepšovaly a nabývaly neobvyklých rozměrů: tak zatímco dalekohled Galileovy konstrukce byl dlouhý 1,5–2 m, Johannes Hevelius postavil koncem 70. let 17. století dalekohled dlouhý 45 m!

U dalekohledů, které používaly jako objektiv čočku, docházelo k celé řadě optických vad. Jednou z hlavních byla vada barevná, kterou se však podařilo eliminovat za použití achromatického objektivu. Projevovaly se však také vady astigmatické, kulové a koma.



**Obrázek 41:** Newtonova konstrukce dalekohledu (reflektor).

Další zlom nastal v roce 1672, kdy Angličan Isaac Newton experimentoval s prizmatem, tj. skleněným trojbokým hranolem a objevil, že dokáže rozložit světlo na jednotlivé barvy spektra, z nichž se dá opět poskládat bílé světlo. Newton tak došel k poznání, že vady dalekohledů způsobuje sklo, které špatně rozkládá barvy. Proto nahradil jednu z čoček zrcadlem, a položil tak základy ke konstrukci všech pozdějších zrcadlových dalekohledů užívaných pro astronomické bádání (obr. 41). První zrcadlové dalekohledy (reflektory) měly zrcadla vyrobená z kovu, protože v té době nebyla známá technologie chemického či vakuového nanášení hliníku na sklo, jak se používá v současné době.

Až do konce 19. století byly reflektory a refraktory co do velikosti sběrné plochy srovnatelné. Roku 1897 byl postaven největší refraktor (obr. 42) s průměrem objektivu 1,02 m a ohniskovou délkou 19,36 m, který se nachází na Yerkesově observatoři ve státě Wisconsin (USA). Tento refraktor dosáhl maximálních možností v konstrukci dalekohledů tohoto typu. S narůstajícím průměrem čoček dochází k nezanedbatelné ztrátě světla již během samotného průchodu světla čočkou, rovněž se zvětšuje deformace tvaru čočky od okraje k jejímu středu vlivem rostoucí hmotnosti (musíme uvážit, že čočka je držena v tubusu pouze na okraji v objímce). Od této chvíle proto začínají hrát hlavní roli v pozorovací technice reflektory. Kromě klasického Newtonova systému se objevují u reflektorů systémy další: Cassegrainův, Ritchey-Chrétien a Coudé systém, pro fotografie s velkým zorným polem pak Schmidtova a Maksutova komora.



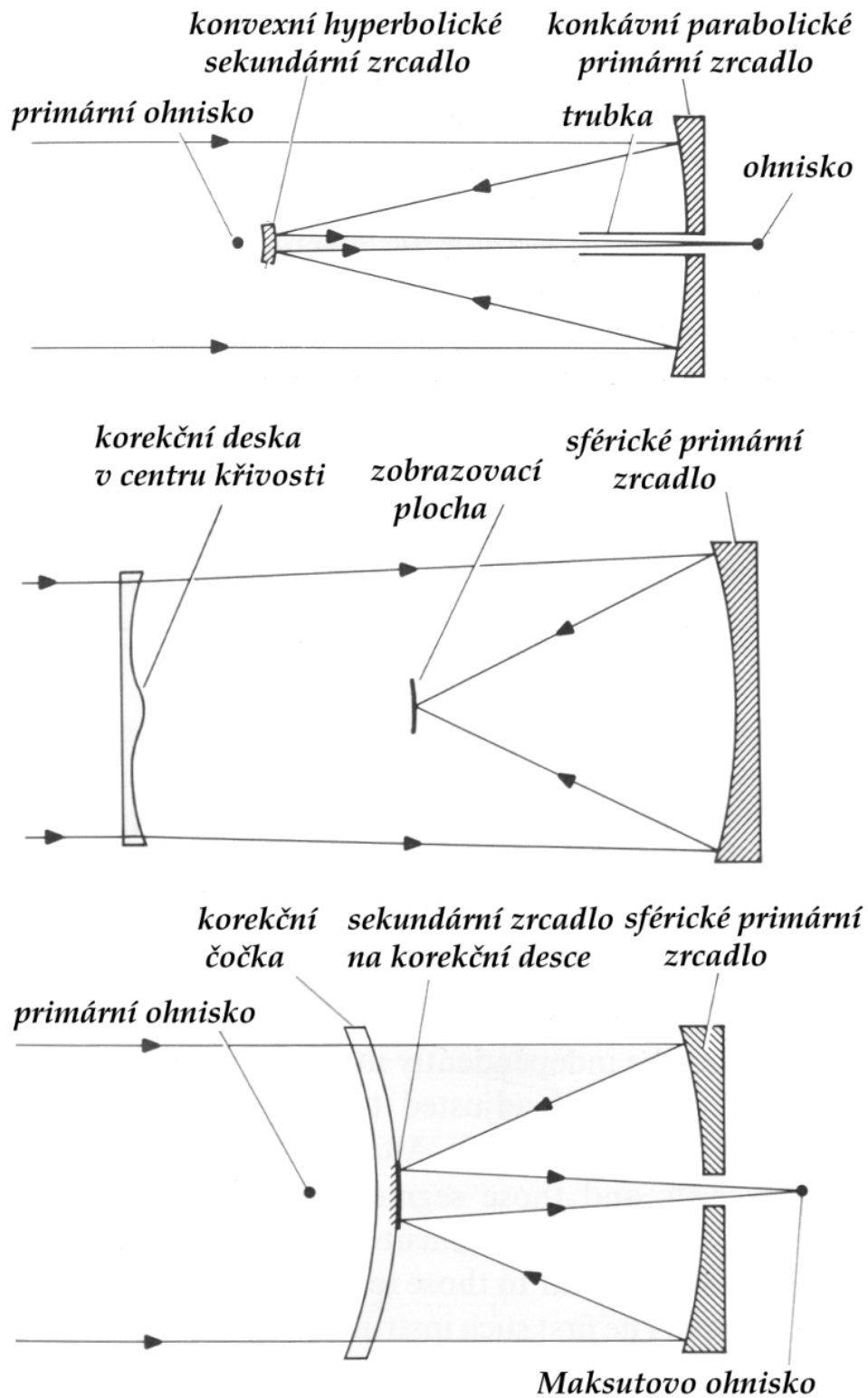
**Obrázek 42:** Známa fotografie A. Einsteina u největšího refraktoru na světě (Yerkes Telescope) z 6. května 1921 [E25].

## 4.2 Optické systémy

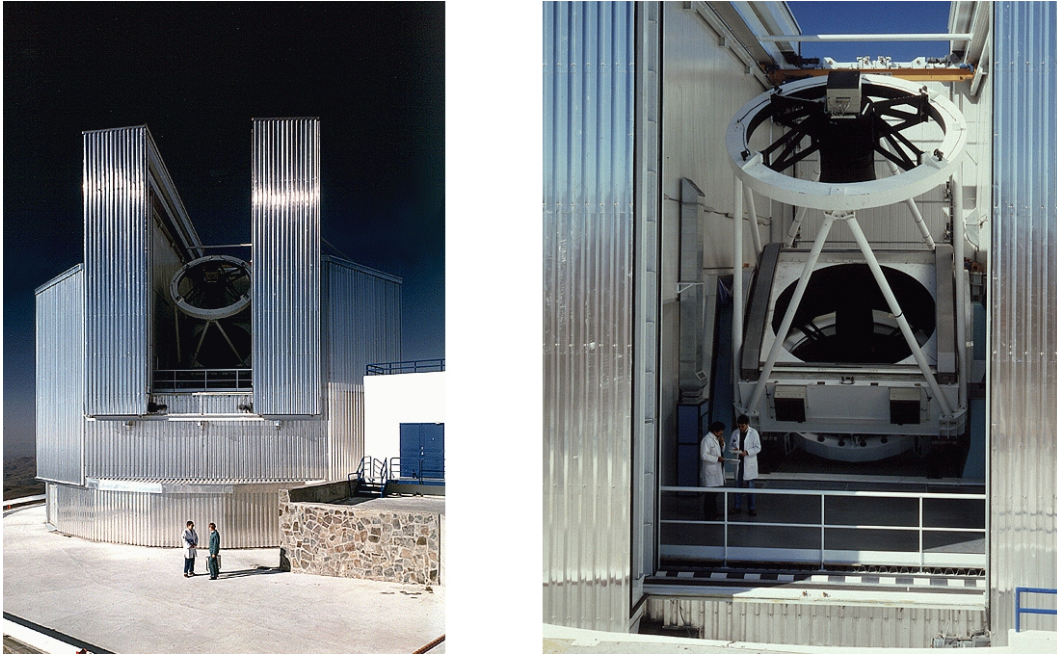
*Cassegrainův dalekohled* byl popsán francouzským výrobcem nástrojů Laurentem Cassegrainem v roce 1672 (Baranne & Launay 1997). Od primárního parabolického zrcadla se svazek paprsků soustřeďuje k malému sekundárnímu zrcadlu ve tvaru vypuklého hyperboloidu. Svazek se po odrazu vrací zpět k primárnímu zrcadlu, jehož otvorem ve středu prochází do Cassegrainova ohniska. Při odrazu na sekundárním zrcadle se sbíhavost paprsku zmenší, čímž se prodlouží ohnisková vzdálenost. To dovoluje prodloužit ohnisko primárního zrcadla 2–5×. Ohnisko je daleko přístupnější než v samotném tubusu.

*Nasmythův dalekohled* byl zkonstruován kolem roku 1850 skotským vynálezcem Jamesem Nasmythem. Jde o modifikovanou formu Cassegrainova dalekohledu, ve kterém je světlo po odrazu od sekundárního zrcadla následně odraženo dalším zrcadlem do deklinační osy. Zrcadlo po překlopení posílá světlo do dvou Nasmythových ohnisek, které jsou v montáži dalekohledu. Přes tato ohniska se může dále světlo dostávat i do větších vzdáleností mimo samotný dalekohled, hovoříme pak o tzv. *systému Coudé*. Coudé už není přímo typ dalekohledu, ale jde o systém nastavení dráhy světelného paprsku, který většinou vystupuje ve směru kolmém na polární osu a zůstává v ní, zatímco se pozorovaný objekt vlivem otáčení Země pohybuje po obloze. Toto uspořádání je velmi často používané při studiu světla spektrografy, které jsou umístěny stabilně právě v Coudé ohnisku.





**Obrázek 43:** Konstrukce Cassegrainova dalekohledu (nahore), Schmidtovy (uprostřed) a systému Maksutov-Cassegrain (dole).



**Obrázek 44:** Dalekohled systému Ritchey-Chrétien New Technology Telescope (NTT) na observatoři La Silla [E26].

*Systém Ritchey-Chrétien* je dalekohled zkonstruovaný v Paříži Američanem George Ritcheyem a Francouzem Henri Chrétienem. Na výpočtech se však podílel i český astronom Vincenc Nechvíle. Systém Ritchey-Chrétien je v současné době nejpoužívanějším u většiny velkých dalekohledů (viz obr. 44). Je obdobou Cassegrainova systému s tím rozdílem, že primární zrcadlo není parabolické, ale je naopak mírně hyperbolické. Sekundární zrcadlo je pak hyperbolické silně. Tento systém odstraňuje hlavní vadu zrcadlových dalekohledů - *komu*, proto je výhodný pro světelnosti (viz rovnice 32) větší než 1:10. Primární ohnisko však nelze použít přímo, je ještě nutné přidat korekční člen. Nejznámějším příkladem použití Ritchey-Chrétienova dalekohledu je Hubbleův vesmírný dalekohled (HST, viz obr. 53).

Pro snímání větších částí oblohy slouží *Schmidtova komora*. Jde o katadioptrický (kombinace zrcadel a čoček) dalekohled, který zkonstruoval roku 1930 estonský astronom a optik Bernhard Schmidt. Objektívem je kulové zrcadlo, které má však kulovou vadu. Většinou se tato vada odstraní tím, že se kulová plocha přebrousí na parabolickou. To je však možné jen pro malá zorná pole. Větší pole jsou na krajích zatížena komou. U Schmidtovy komory je ponecháno kulové primární zrcadlo, které nemá komatickou vadu, a kulová vada je odstraněna skleněnou korekční deskou. Obraz vzniká mezi korekční deskou a primárním zrcadlem, není však rovinný, ale prostírá se na kulové ploše. Do ohniska se proto dobře umísťují kulově zprohýbané fotografické desky. Zorné pole Schmidtovy komory může být až 10 stupňů čtverečných.

Obdobou Schmidtovy komory je *komora Maksutova*. Tento katadioptrický dalekohled navrhl a zkonstruoval v roce 1944 D. D. Maksutov. Jako korekční deska je

použit hluboký Maksutův meniskus, jehož poloměry křivosti (vnější i vnitřní) se od sebe liší jen velmi málo. Tento typ dalekohledu má odstraněn jak kulovou vadu tak i vadu astigmatickou. Primární zrcadlo i obě plochy menisku jsou kulové, proto lze Maksutovu komoru mnohem snadněji zkonstruovat než komoru Schmidtovu. Do ohniskové roviny, která je na vnějším poloměru křivosti menisku, je výhodné umístit fotografii, kterou můžeme této ploše přizpůsobit. Pokud část této plochy pokryjeme odraznou vrstvou, dostaneme dalekohled systému *Maksutov-Cassegrain*, jak je znázorněno na obr. 43 dole.

### 4.3 Vlastnosti dalekohledu

Hodně lidí se mylně domnívá, že hlavním parametrem každého dalekohledu je jeho zvětšení, které je dáno poměrem ohniskové vzdálenosti objektivu  $f_{ob}$  a okuláru  $f_{ok}$

$$Z = f_{ob}/f_{ok}. \quad (28)$$

S touto otázkou se zcela jistě setkává většina profesionálních astronomů, když k jejich přístroji zavítá neodborná návštěva. Hlavní význam dalekohledu však spočívá ve schopnosti sbírat světlo z velké plochy a v rozlišení detailů, které jsme schopni dalekohledem rozlišit. Teoretická rozlišovací schopnost dalekohledu s kruhovou aperturou je dána Rayleighovým kritériem

$$\Theta_{\min} = 1,22 \lambda/D, \quad (29)$$

kde  $D$  je průměr objektivu v metrech, vlnová délka  $\lambda$  dopadajícího světla v nanometrech a výsledný úhel  $\Theta_{\min}$  v radiánech. Empirický vztah pro rozlišovací schopnost v úhlových vteřinách

$$R = 11,6/D \quad (30)$$

odvodil na základě pozorování [W. R. Dawes \(1867\)](#), kde  $D$  odpovídá průměru použitého dalekohledu centimetrech. Pro oko a efektivní vlnovou délku 550 nm pak vychází z rovnice 29 rozlišovací schopnost

$$R = 0,138/d, \quad (31)$$

kde  $d$  je průměr objektivu v metrech a  $R$  je v úhlových vteřinách. S rostoucím průměrem dalekohledu tak roste jeho rozlišovací schopnost a zároveň se zvětšuje i jeho sběrná plocha. Bohužel se nacházíme na Zemi, pod vrstvou atmosféry, která nám tuto teoretickou rozlišovací možnost zmenšuje (velký nepřítel astronomů je znám pod pojmem *seeing*, který lze eliminovat spojením *adaptivní a aktivní optiky*).

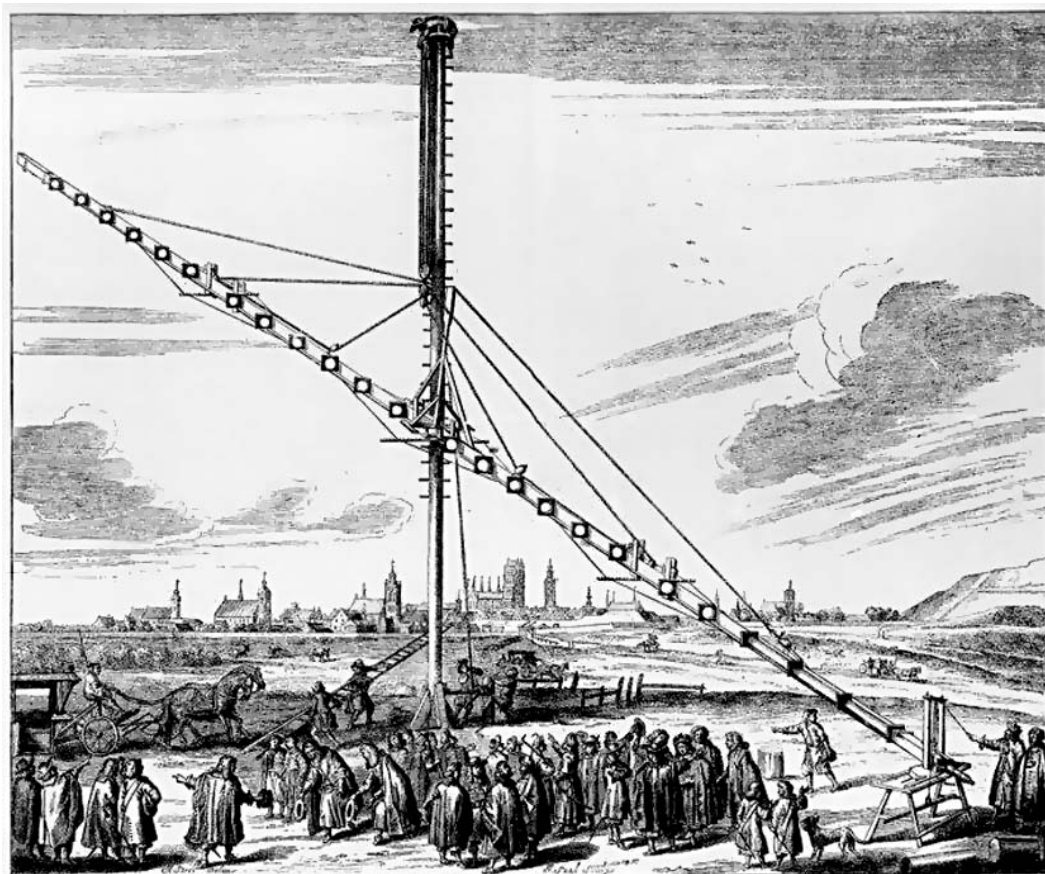
Dalším důležitým parametrem, který popisuje dalekohled, je jeho světelnost. Světelnost je poměr ohniskové vzdálenosti  $f$  zrcadla (čočky) k jeho průměru  $D$  a je rovna

$$F = f/D. \quad (32)$$

Světelnost souvisí s množstvím světla, které se dostane po průchodu dalekohledem výstupní pupilou ven. U refraktorů je běžně světelnost menší než 1:15, což je dáno celou řadou optických vad, které se tímto eliminují. To má pak ale za následek, že refraktory musejí být konstruovány jako velice dlouhé trubky, jak bylo

již dříve zmíněno u Yerkesova dalekohledu (viz obr. 42). S rostoucí délkou tubusu jsou tak kladeny i větší nároky na samotné montáže, které s refraktory pohybují. Při malých světelnostech refraktorů bylo nutné exponovat daleko větší dobu, než je tomu u světelnějších reflektorů. Klasická kulová zrcadla je možné používat pro světelnosti od 1:10 a méně, při dalším nárůstu světelnosti je nutné přejít od kulové plochy zrcadla k paraboloidu (*parabolizace kulové plochy*). Díky tomu se můžeme dostat až ke světelnostem 1:4. Požadujeme-li většího zisku světla, musíme využít katadoptrické přístroje, ve kterých se kombinují vlastnosti čoček a zrcadel.

Ať je dalekohled zhotoven sebelépe, co se týče optiky, bez kvalitní montáže bychom nebyli schopni naplno využít jeho možností.

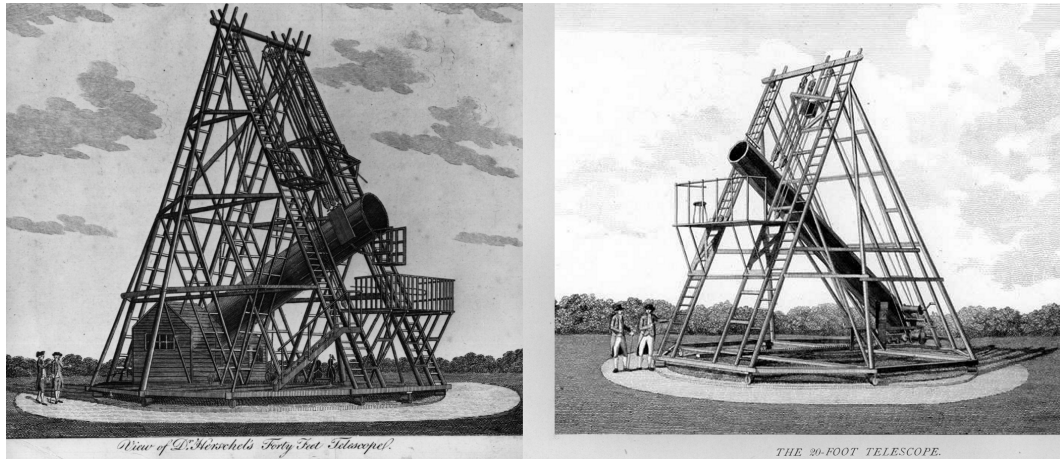


**Obrázek 45:** Dalekohled Johannese Hevelia (1611–1687) o ohniskové délce 46 metrů, který postavil mimo město Gdaňsk ([Hevelius 1673](#)).

#### 4.4 Montáž dalekohledu

Nedílnou součástí každého astronomického dalekohledu je montáž. Montáž slouží k jeho pohybu a navádění na požadované místo (souřadnice) na hvězdné obloze. První montáže byly zhotoveny ze dřeva a přesnost navádění dalekohledu byla dána manuální zručností pozorovatele a hlavně jeho pomocníků (viz obr. 45). Podobné typy azimutálních montáží (tzv. *dobsonovy*) konstruoval také jeho následov-

ník William Herschel (1738–1822), který však již používal Newtonův dalekohledu s uzavřeným tubusem (viz obr. 46). Dalekohled byl umístěn na konstrukci, která umožňovala otáčet s celým přístrojem kolem zenitové osy, druhý pobyt souvisel s nastavením správného úhlu tubusu dalekohledu vůči horizontu. Toto uspořádání kladlo nároky na dobrou synchronizaci během pozorování, co se otáčení a pohybu dalekohledu týkalo.

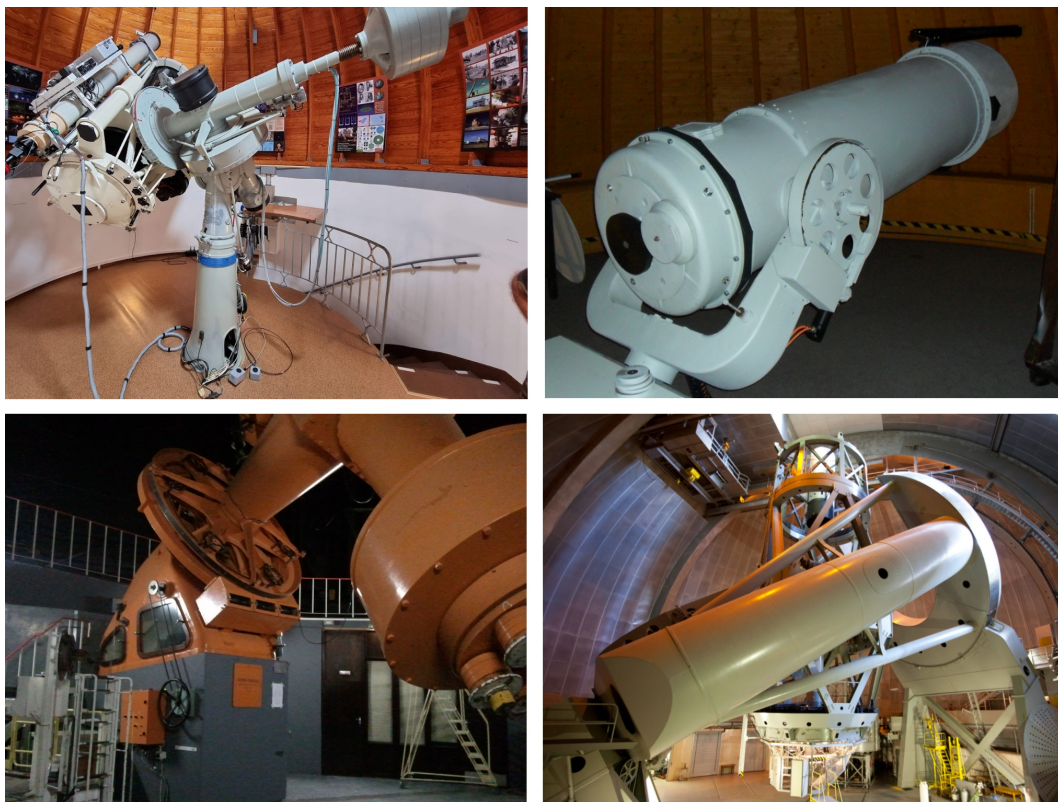


**Obrázek 46:** Dalekohledy a dřevěné montáže W. Herschela o průměru 48" (vlevo) a 18" (vpravo) [E27].



**Obrázek 47:** Leviathan of Parsonstown - 72 palcový pasážník [E28].

Otáčení celou konstrukcí bylo problematické, její odstranění umožnilo lordu Rossovi (William Parsons (1800–1867)) zkonstruovat v roce 1845 dalekohled *Leviathan of Parsonstown* o průměru primárního zrcadla 1,52 m (72"). Dalekohled byl umístěn mezi dvěma zdmi, šlo o tzv. *pasážník*, u kterého se mění pouze výška dalekohledu v rovině místního poledníku od roviny horizontu. Pozorování tak bylo omezeno na několik málo minut, kdy objekt během noci kulminoval. Po smrti lorda Rosse napozoroval J. L. E. Dreyer (1852–1926) celou řadu nových galaxií a hvězdných soustav, které následně daly za vznik Novému generálnímu katalogu mlhovin a hvězdných soustav (NGC - New General Catalogue of Nebulae and Clusters of Stars) a dvěma doplňkovým katalogům (IC - Index Catalogue). Pasážníkové typy dalekohledů sloužily hlavně pro měření času v závislosti na rotaci Země až do zavedení atomového času v roce 1958.

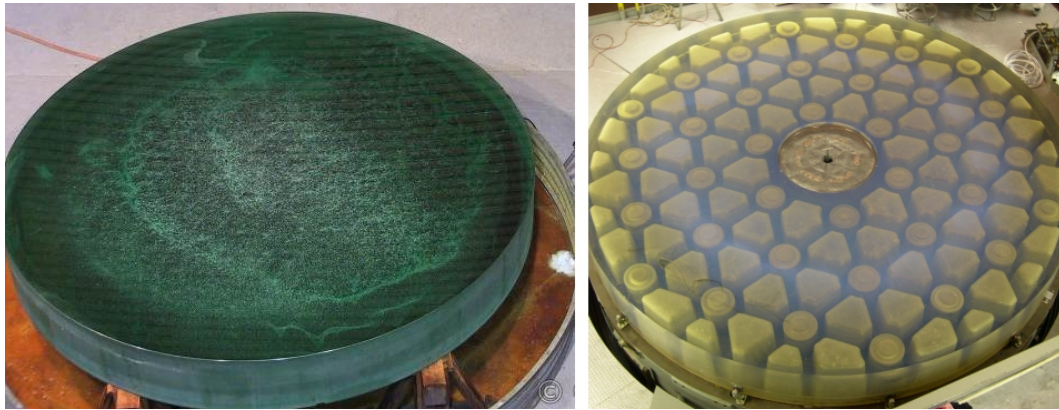


**Obrázek 48:** Různé varianty paralaktických montáží (foto autora s výjimkou Mt. Palomaru [E29]): německá (Mt. Suhora observatory - vlevo nahoře), vidlicová (bývalá observatoř MU na Kraví hoře - vpravo nahoře), anglická (South Africa Astronomical Observatory - vlevo dole) a podkovovitá (Mt. Palomar Hale Telescope - vpravo dole).

S rostoucími nároky na přesný pohyb dalekohledu, který by eliminoval rotaci Země, se objevuje paralaktická (ekvatoriální) montáž. Rotační osa je rovnoběžná s rotační osou Země, stačí tedy pouze při pozorování *hodinovým strojem* postupně otáčet dalekohledem právě kolem této osy. Díky tomu se mohly dělat dlouhé expozice na fotografické desky a my mohli nahlédnout do vzdálených hlubin vesmíru. První ekvatoriální montáž poháněnou hodinovým strojem zkonstruoval Joseph von Franhoufer (1787–1826) v roce 1824 pro *Velký dorpatský refraktor*, který byl umís-

těn na observatoři v Tartu. Paralaktické montáže mohou být německé, anglické, vidlicové či podkovovité (viz obr. 48).

S rozvojem výpočetní techniky se začínají objevovat i *alt-azimutální montáže*. První tohoto druhu byla uvedena do provozu v roce 1975 na 6m dalekohledu BTA (Bolshoi Teleskop Alt-azimutalnyi) v tehdejší Sovětském svazu (2070 m n. m. v pohoří Kavkaz). Její výhodou je menší mechanické namáhání konstrukce montáže než tomu je u montáži paralaktických. Narůstající namáhání souviselo s potřebou větších sběrných ploch zrcadel, což mělo za následek neúměrný nárůst jejich hmotností (hovoříme-li o klasických zrcadlech). V současné době jsou konstruovány největší dalekohledy právě na tomto typu montáže.



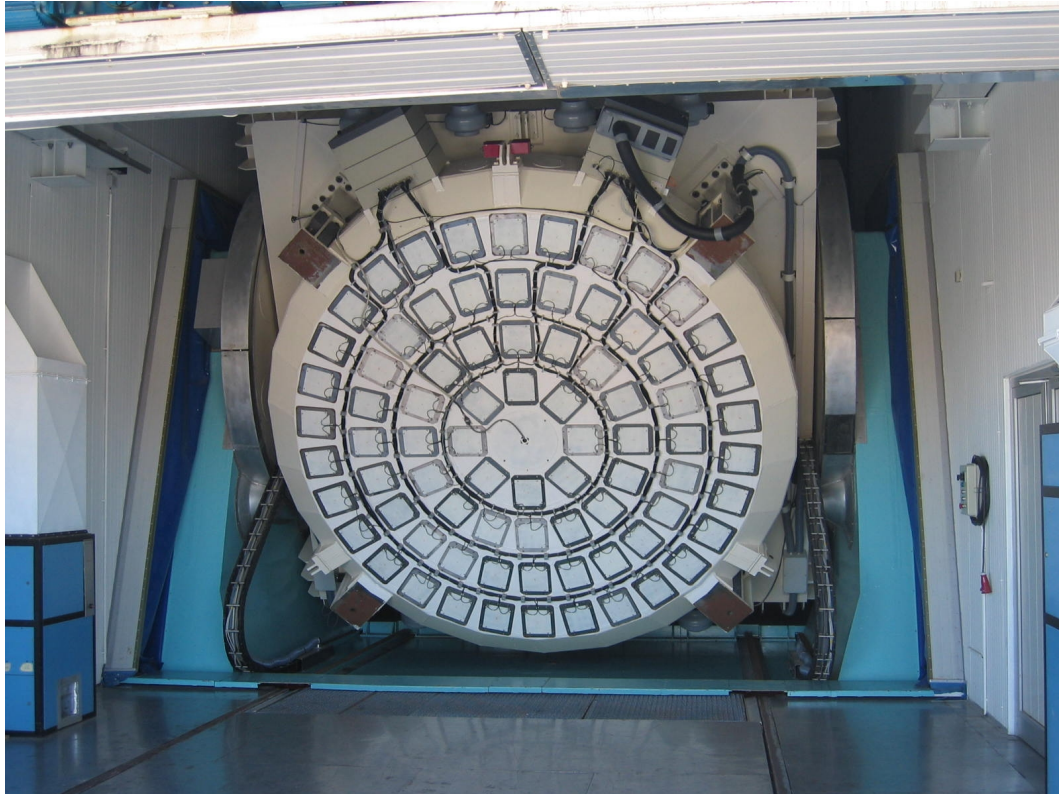
**Obrázek 49:** Srovnání zrcadel Hookrova (vlevo [E30]) a Haleova dalekohledu (vpravo [E30]). Zrcadlo Hoorkova je zhotoveno ze zeleného lahvového skla a má 4,5 tuny, zrcadlo Haleova dalekohledu pak z pyrexu a díky žebrování má jen 14,5 tuny.

## 4.5 Aktivní optika

Se snahou získat co nejvíce světla, bylo nutné stále zvětšovat průměry astronomických zrcadel. To však kladlo velké nároky na mechanické součásti dalekohledu. První zrcadla byla vyráběna nejdříve z kovu, který šel lehce vybrousit. Odráživá plocha bohužel velice rychle korodovala a bylo nutné jejich povrch často čistit. S objevem chemického pokovení skla přišli až v letech 1856–57 Karl August von Steinheil (1801–1870) a Léon Foucault (1819–1868), kteří na skleněný podklad nanесли ultra tenkou vrstvičku stříbra. Vakuová depozice se objevila mnohem později až v roce 1930 na Caltechu, kde John Strong použil hliník k pokovení zrcadla.

Po zrcadlech z kovu se začala brousit zrcadla z lahvového skla, později se přešlo na teplotně stálejší materiál *pyrex*. Ten má navíc i menší hustotu, což snižuje výslednou hmotnost zhotoveného zrcadla, než kdyby bylo vyrobeno z lahvového skla. Na obr. 49 jsou zrcadla Hookrova (Mt. Wilson Observatoř, 100" – 2,5 m) a Haleova (Mt. Palomar Observatoř, 200" – 5,1 m) dalekohledu. Přestože jsou jejich plochy v poměru 1/4, hmotnostní poměr je pouze 1/3, což je dáno různými materiály, které byly použity a také žebrováním zrcadla u Haleova dalekohledu, které rovněž výrazně snižuje jeho hmotnost, ale na stranu druhou zvyšuje tvarovou

stálost zrcadla. Kromě pyrexu se k výrobě zrcadel v poslední době hojně využívá *zerodur*, což je lithium-aluminosilikátová sklokeramika vyráběná společností Schott AG od roku 1968. Ze zeroduru byly vyrobeny např. zrcadla pro Grant Telescope Canaria, Keckovy dalekohledy či dalekohledy VLT na Paranal. Zajímavým řešením se ukazuje rotující zrcadlo ze rtuti, které nabývá správné odrazné plochy díky odstředivé síle. U největšího dalekohledu tohoto typu (Large Zenith Telescope) rotuje zrcadlo o průměru 6 metrů  $8,5\times$  za minutu.



**Obrázek 50:** Spodní strana zrcadla dalekohledu NTT na La Silla, na které je patrná elektronika aktivní optiky [E32].

Pro správné zobrazení je nutné, aby se optická plocha zrcadel během pozorování pokud možno vůbec neměnila. Potřebujeme dostat co nejvíce světla do ohniska, ve kterém jsou umístěny astronomické přístroje, a deformace optické plochy by nám v tom bránila. Může se jednat o deformaci vlivem změn teplot či mechanickou, která souvisí s pohybem dalekohledu a různými pozicemi zrcadla během pozorování. Teplotní deformace se eliminují vhodně použitými, málo teplotně roztažnými, materiály, mechanické deformace pak větším průměrem zrcadel, který napomáhá udržet jejich stálý tvar. Jak již bylo dříve zmíněno, s rostoucím průměrem zrcadel výrazně narůstá i hmotnost a to je omezující faktor pro konstrukci montáží dalekohledů. Jako příklad si můžeme uvést zrcadlo 6m dalekohledu BTA, které váží 42 tun, je zhotoveno z pyrexu a vlivem deformací se dostává pouze 61 % světla do oblasti o velikosti  $0,5''$  (množství světla bude výrazně klesat při rostoucí zenitové vzdálenosti pozorovaného objektu). Teplotní rozdíl mezi vnější a vnitřní



částí může dosahovat pouze kolem 2 stupňů, kdy je výsledný obraz ještě použitelný. Při rozdílu větším než 10 stupňů jsou pozorování neuskutečnitelná.

Konstrukce moderních zrcadel se výrazně liší. Místo velkých a hmotných bloků skla se přešlo na zrcadla tenká, podobná Wichterleho kontaktním čočkám, či na zrcadla skládaná (segmentová). Koncepce tenkého zrcadla byla poprvé vyzkoušena na dalekohledu NTT, jehož zrcadlo o průměru 3,5 metru je zhotoveno z materiálu Schott Zerodur a jeho tloušťka je pouhých 24 cm (zrcadlo BTA má pro srovnání 60 cm, u Halova dalekohledu je tloušťka od 49,8 ve středu do 59,7 cm na krajích zrcadla). Zrcadlo je usazeno na 3 pevných, 24 laterálních (bočních) a 75 axiálních (kolmých) hydraulických pístech (viz obr. 50), které jsou schopny ve velice krátkém čase deformovat pozitivním způsobem zrcadlo tak, že je tím zajištěna optimální optická plocha zrcadla. Zrcadlo je několikrát za sekundu proměřováno a následně korigováno. Díky tomu je soustředěno z plochy zrcadla do oblasti 0,15" celých 80 % dopadajícího světla ve všech dostupných pozicích dalekohledu pro pozorování (od 0 do 80 stupňů zenitové vzdálenosti). Této metodě se říká *aktivní optika*.

Aktivní optika je nedílnou součástí segmentových zrcadel, bez které by jejich použití pro konstrukci velkého skládaného zrcadla nebylo možné. Jejich zavedení souvisí s výslednou nižší cenou, která je dána jejich sériovou výrobou. Jednotlivá zrcadla mají průměry od 1 do 2 metrů a hexagonální tvary (viz obr. 51). Jdou usazeny do mozaiky připomínající oko mouchy. Každý segment je na třech bodech, kterými je možné hydraulickými písty pohybovat a tím docílit co nejideálnější odrazové plochy výsledného zrcadla. Segmentové zrcadlo má rovněž výhodu, že je možné s ním pozorovat, i když jsou některé části vyjmuty (během pokovení) a nedochází tak ke ztrátě pozorovacího času.



**Obrázek 51:** Segmentové zrcadlo dalekohledu SALT (South African Large Telescope, Sutherland - vlevo), na kterém je vidět různá kvalita odrazové plochy, vpravo je pak držák jednotlivého segmentu (foto autor).

## 4.6 Adaptivní optika

Adaptivní optika (AO) je systém složený ze tří částí: čidla, které měří deformaci vlnoplochy přicházející vlny, korekčního zařízení upravujícího odrazovou plochu

zrcadla a velmi rychlého počítače. Jako první ji navrhl v roce 1953 Horace W. Babcock (1912–2003), ale prvně mohla být realizována až na přelomu osmdesátých a devadesátých let 20. století.

Rovinná vlnoplocha z hvězdy či jiného vesmírného objektu je deformovaná především v troposféře. Pro její rekonstrukci do původního stavu před vstupem do atmosféry můžeme využít tři metod: *fixace vlnoplochy*, *umělé hvězdy* a *systémy měření zakřivení vlnoplochy*. První z metod je použitelná jen pro jasné hvězdy. Dělič světla odvede část na detektor vlnoplochy. Tím je matice tenkých čoček, každá z nich je vybavená vlastním detektorem. Zatímco ideální vlnoplocha se zobrazí v každém detektoru přesně ve středu, u deformované tomu tak není. Odchylna od středu se tedy stává mírou deformace a lze z ní vypočítat údaje pro korekční člen. Pro slabší objekty je metoda použitelná jen pro případy, když je v okolí několika úhlových vteřin dostatečně jasná hvězda, která poslouží ke stanovení deformace vlnoplochy a stejně je pak opraven i obraz slabého objektu.



**Obrázek 52:** Dalekohled Yepun (VLT) na observatoři Paranal vytváří pomocí čtyř laserových svazků referenční hvězdu (laser guide star) [E33].

Pokud není v okolí objektu žádná jasná hvězda, je nutné použít tzv. *umělou hvězdu*. Ta se vytváří silným laserovým svazkem (o vlnové délce 589 nm) tak, že je nabuzen sodík v atmosféře ve výšce asi 90 kilometrů (viz obr. 52), tj. v oblasti mezi mezoférou a termosférou. Tím je vytvořena umělá hvězda žluto-oranžové barvy. Protože se adaptivní optiky užívá hlavně v blízké infračervené oblasti, nedochází k rušení laserovým svazkem, který je v oblasti viditelné. Stavba laseru o výkonu kolem 20 W je však nákladná, laserový paprsek navíc může ohrožovat piloty letadel. Umělá hvězda sice umožní získat informace o deformaci vlnoplochy, ale nikoliv o změně polohy objektu (přeskakování ze strany na stranu). K tomu je nutné

použít skutečnou hvězdu, která už nemusí být tak jasná, jak je tomu u metody fixace vlnoplochy.

Třetí metoda, systém měřící zakřivení vlnoplochy, je vlastně variantou první metody. Hodnocení tvaru vlnoplochy je provedeno pouze jedním senzorem křivosti vlnoplochy. Je snímán neostrý obraz hvězdy ve stejné vzdálenosti před a za ohniskem. V případě ideální vlnoplochy jsou oba obrazy shodné. V praxi jsou však oba obrazy rozdílné, jejich porovnáním lze rekonstruovat skutečný tvar vlnoplochy. Protože nedochází k dělení svazku, může být referenční hvězda slabší než v případě metody fixace vlnoplochy.

## 4.7 Dalekohledy ve vesmíru

Atmosféra funguje jako velice dobrý filtr (viz kapitola 2), který zabráňuje šíření nejen krátkovlnného ale i záření v milimetrové oblasti. Jedinou možností, jak pozorovat i na těchto vlnových délkách je umístit přístroje mimo zemskou atmosféru. Dalekohledů na palubách družic byla vynesena mimo Zemi celá řada (RTG — Uhuru, Rosat, XMM-Newton a Chandra, UV — IUE, FUSE, GALEX, Rosat, submilimetrová oblast — COBE, Planck, WMAP, milimetrová oblast — HSO). V krátkosti se zmíníme jen o některých z nich.

Největší optický dalekohled obíhající kolem Země, Hubbleův kosmický dalekohled (HST), byl vypuštěn v roce 1990. Vznikl spoluprací americké NASA a Evropské kosmické agentury ESA. Byl koncipován jako trvalá družicová observatoř s minimální trvanlivostí 15 let, který však i po 30 letech provozu stále v omezené míře funguje. První návrh dalekohledu podala už v roce 1962 skupina astronomů z Princetonu. Konečný návrh předložila v roce 1977 skupina vědců z 38 ústavů. Dalekohled byl dokončen v roce 1985. Vypuštění bylo ale zpožděno havárií rakety plánu Challenger (26. ledna 1986).

HST má hmotnost 12 t a obíhá Zemi jednou za 95 minut ve výšce 600 km. Primární zrcadlo má průměr 2,4 m, hmotnost 820 kg a je vyrobeno z křemene s velmi malou teplotní roztažností. Nerovnosti zrcadla nepřesahují 10 nm. Ve výšce 5 m nad primárním zrcadlem je umístěno sekundární zrcadlo o průměru 30 cm. V ohnisku optického systému Ritchey-Chrétien se vytváří obraz téměř úhlové velikosti Měsíce (29'). Dalekohledem se pozoruje ve viditelném světle, infračervené a blízké ultrafialové oblasti spektra.

Mezi přístroje, které jsou na HST nainstalovány, patří širokoúhlá planetární kamera (WF/PC2), která v roce 1993 nahradila starší WF/PC1. V roce 1997 astronauti provedli výměnu kamery pro slabé objekty FOC, kterou vybudovala agenturou ESA, za zobrazovací spektrograf STIS. Dále se na HST nachází spektrograf pro slabé objekty FOS. Goddardův spektrograf s vysokým rozlišením GHRS byl nahrazen v roce 1997 infračervenou kamerou se spektrografem NICMOS. Tyto přístroje používají vnitřní část zorného pole dalekohledu. Vnější část je využívána jemnými čidly pro navádění dalekohledu (Guide Star Catalog), ale pro jejich citlivost jsou také používána pro astrometrická pozorování. Dalekohled od začátku trpěl optickou vadou, na kterou se však přišlo příliš pozdě, až na oběžné dráze kolem Země. HST je znám také jako nejdokonaleji vyrobený zmetek. Proto první mise, která byla k dalekohledu vyslána, nainstalovala korekční optický člen COSTAR

(Corrective Optics Space Telescope Axial Replacement), který eliminoval chyby vzniklé špatným vybroušením primárního zrcadla.

Vysoká rozlišovací schopnost (setiny úhlové vteřiny) umožnila pozorovat detaily na povrchu planet, disky hvězd Betelgeuze a Míry, překotný vznik hvězd atd. Hubbleův kosmický dalekohled podstatně rozšířil náš vesmírný obzor.



**Obrázek 53:** Hubbleův kosmický dalekohled [E34].

V roce 2009 (14. května) byla vypuštěna Herschelova vesmírná observatoř (Herschel Space Observatory - HSO), která byla až do svého zániku 17. června 2013 největším infračerveným dalekohledem a současně i největším dalekohledem ve vesmíru. Herschelův kosmický dalekohled byl asi 7,5 metru dlouhý a 4 m široký. Vážil 3400 kg a byl rozdělen na dvě části. Servisní část obsahovala polohovací zařízení, zdroj energie, místo pro ukládání dat a centrum pro komunikaci. Ve druhé části bylo umístěno primární zrcadlo o průměru 3,5 m (viz obr. 54) a sekundární s průměrem 0,3 m. Světlo bylo možné směřovat do tří přístrojů *HIFI* (Heterodyne Instrument for the Far Infrared - spektrometr s vysokým rozlišením pracující ve dvou vlnových délkách 157–212  $\mu\text{m}$  a 240–625  $\mu\text{m}$ ), *PACS* (Photodetector Array Camera and Spectrometer - fotometr a spektrometr středního rozlišení pracující na vlnových délkách 55–210  $\mu\text{m}$ ) a *SPIRE* (Spectral and Photometric Imaging Receiver - fotometr a spektrometr pracující ve vlnových délkách 194–672  $\mu\text{m}$ ). Celá aparatura byla chlazená tekutým heliem, každý ze tří detektorů k tomu měl ještě zvláštní chlazení, které dokázalo snížit teplotu až k hodnotě 0,3 K. Chladicí kapaliny měl teleskop k dispozici 2000 litrů, jeho zásoba došla v dubnu 2013, proto v červnu téhož roku byla stanice navedena na dráhu ke Slunci.

Mezi nejvýznamnější objevy HSO patří potvrzení molekulárního kyslíku v souhvězdí Orion (Goldsmith a kol. 2011), změření poměru deuteria k vodíku (D/H)



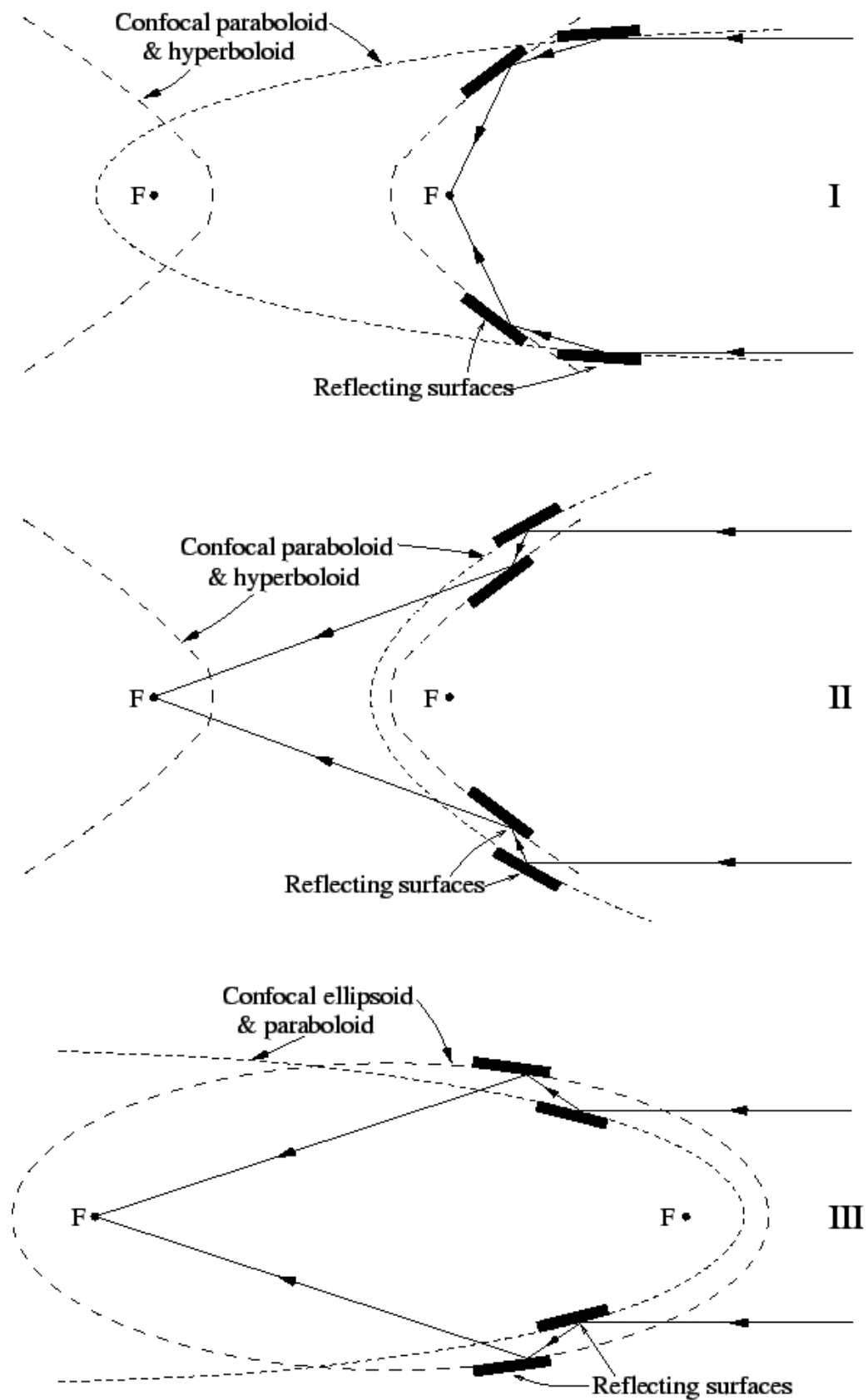
**Obrázek 54:** Aluminizace primárního zrcadla Herschlovy vesmírné observatoře [E35].

na kometě Hartley 2 (Hartog 2011), což podporuje hypotézu, že voda na Zemi byla dopravena kometami při jejich srážkách se Zemí. Těsně po ukončení mise bylo oznámeno nalezení vodních par na největší trpasličí planetě Ceres (Küppers a kol. 2014), což přineslo další rozmytí dělící linie mezi asteroidy a kometami.

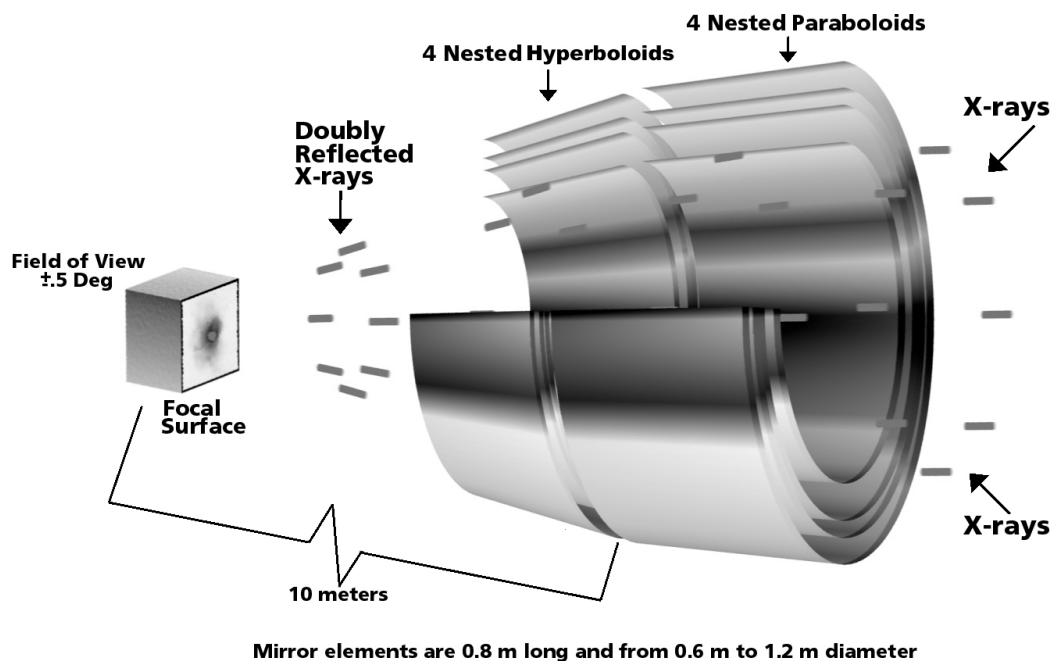
Rentgenové záření je již natolik energetické, že je nutné při konstrukci dalekohledu přistoupit ke zcela jiné ploše zrcadel, než je tomu v UV, optické či infračervené části obvyklé. Přesuneme-li se do ještě energetičtější části spektra, zde již o dalekohledech hovořit nemůžeme, jde spíše o detektory záření.

První konstrukci RTG dalekohledu navrhl v roce 1952 Hans Wolter, který prezentoval tři různé tzv. *Wolterovy typy* (viz obr. 55). Nejčastější provedení Wolterova objektivu typu I je podobné struktuře cibule. K ideálu se velmi přiblížil zatím poslední výkřik techniky v RTG oboru, teleskop NuStar se svými 132 soustřednými zrcadly. Jednou z výhod objektivu Wolterova typu I je relativně snadné zvyšování světelnosti prostým přidáním vnořeného segmentu zrcadel zvětšujícím sběrnou plochu. Uvážíme-li další výhody, jako proti ostatním typům vycházející kratší ohnisková vzdálenost zjednodušující mechanickou konstrukci a kvalitu zobrazení objektů ležících v ose dalekohledu není se co divit dominantnímu postavení tohoto typu. Využívá jej např. observatoř Chandra (viz obr. 56), kterou si blíže představíme.

Rentgenový dalekohled Chandra o průměru 1,2 m s ohniskovou vzdáleností 10,05 m je tvořený 4 soubory parabolických zrcadel a 4 soubory hyperbolických zrcadel s délkou 0,85 m, zorným polem o průměru jednoho stupně a úhlovým rozlišením 0,5". Zrcadla jsou sestavená okolo společné optické osy. Jejich povrch je pokrytý iridiem s vysokým stupněm odrazu. Dopadající rentgenové záření se nejprve odrazí od vnitřních ploch parabol, poté od vnitřních ploch hyperbol a pak dopadá na kameru s vysokým rozlišením. Na palubě jsou umístěny čtyři přístroje: *ACIS* (Advanced CCD Imaging Spectrometer — zobrazující spektrometr pro rozsah energií 0,2–10 keV), *HRC* (High Resolution Camera — kamera s vysokým rozlišením pro zorné pole 31' × 31' s úhlovým rozlišením 0,5" a časovým 16 ms), *HETG* (High Energy Transmission Grating — transparentní mřížka pro vysoké



Obrázek 55: Tři typy Wolterových rentgenových dalekohledů [E34].



Obrázek 56: Chod paprsků v rentgenovém dalekohledu Chandra [E36].

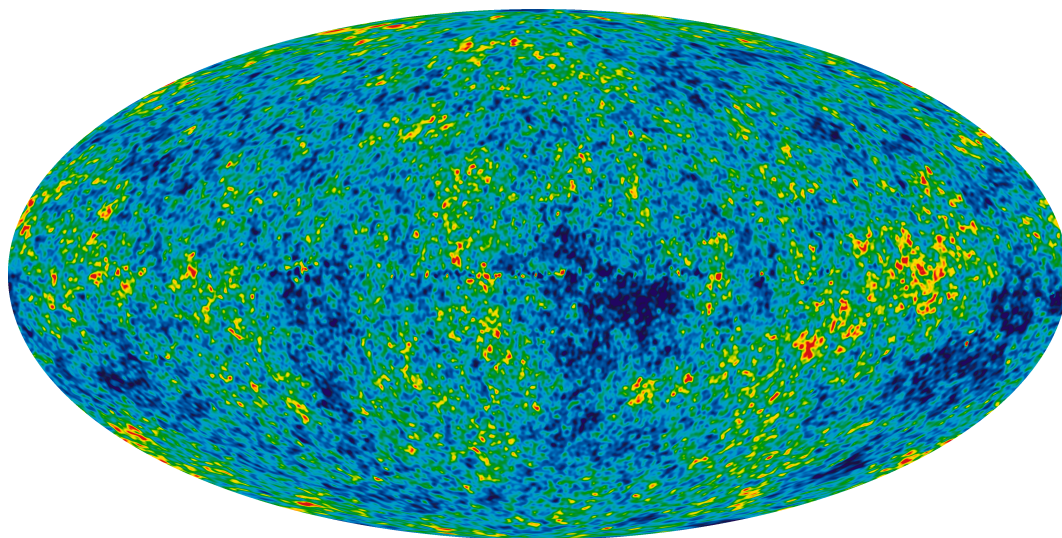
energie se spektrálním rozlišením 60–1 000 a rozsahem energií od 0,4 do 10 keV) a *LETG* (Low Energy Transmission Grating — transparentní mřížka pro nízké energie se spektrálním rozlišením 40–2 000 a rozsahem energií mezi 0,09–3 keV). Mřížky slouží pro odklon chodu rentgenových paprsků v závislosti na jejich energiích. Jsou součástí mřížkového spektrografu. Na rozdíl od hranolového spektrografu je u mřížkového spektrografu disperze stejná ve všech částech spektra. Mřížky se zasouvají do dráhy paprsku mezi objektiv a ohniskovou rovinu, když jsou mřížky zařazené za zrcadla, dalekohled pracuje jako rentgenový spektrograf.

Wolterův typ II využívá odrazu na vnější ploše hyperbolického zrcadla. Díky tomu se obraz vytváří ve vzdálenějším ohnisku hyperboly, což prodlužuje konstrukci dalekohledu. Tento typ má z principu vyšší světelnost, protože přicházejícím paprskům nastavuje větší plochu. Na druhou stranu vnořování segmentů, jako je tomu u typu I, které by zvýšilo světelnost, u tohoto typu možné není.

Předposledním z dalekohledů, o kterých zde bude zmínka, je dalekohled na sondě WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe). Konstrukce dalekohledu je Gregoryho typu, dvě primární zrcadla o průměru 1,4×1,6 m, které fokusují světlo ze dvou protilehlých směrů na pár sekundárních zrcadel o rozměrech 0,9×1,0 m. Zrcadla jsou zhotoveny z korexového jádra obaleného karbonovými vlákny, pokoveny hliníkem a oxidem křemíku. Ze sekundárních zrcadel je signál směřován vlnitými rohy (feedhorns) do čtyř párů detektorů, které jsou umístěny pod primárními zrcadly v krabici v ohniskové rovině, což umožnilo pozorování na pěti různých frekvencích od 23 do 94 GHz.

Pro přesné měření anisotropie reliktního záření byla sonda 14. září 2001 navedena do blízkosti libračního bodu  $L_2$ , který se nachází ve vzdálenosti 1,5 milionů kilometrů od Země. Původní délka mise byla plánována na 27 měsíců, nakonec se

protáhla až na 9 let. Výsledkem byla velice kvalitní mapa fluktuací reliktního záření (viz obr. 57), které je velice homogenní s relativními variacemi  $5 \times 10^{-5}$  od střední hodnoty 2,7 K, což umožnilo změřit stáří vesmíru na  $13,74 \pm 0,11$  miliard let.



**Obrázek 57:** Anizotropie reliktního záření na základě 9 let měření WMAP [E37].

Posledním vesmírným dalekohledem, který musíme zmínit, je astrometrická mise GAIA, která byla vypuštěna dne 19. prosince 2013 a následně umístěna do Lagrangeova bodu  $L2$ . Životnost, která byla původně plánována na 5 let, byla následně prodloužena do konce roku 2022 s dalším možným prodloužením až do konce roku 2025.

Hlavním cílem mise je získat pro hvězdy jasnější 10 magnitudy pozice s přesností do  $7 \mu\text{s}$ , pro hvězdy do 15 magnitudy mezi 12 –  $25 \mu\text{s}$  a do 20 magnitudy pak pozice s chybou 100 –  $300 \mu\text{s}$ . S touto přesností může družice určovat paralaxy (vzdálenosti) 20 miliónů hvězd s přesností do 1 % a okolo 200 miliónů hvězd pak do 10 %.

Na palubě se nacházejí tři hlavní přístroje. Prvním je astrometrický přístroj *Astro* (pozice, paralaxa a vlastní pohyb), druhým fotometrický přístroj *BP/RP* pokrývající spektrální pásmo 320–1000 nm pro hvězdy jasnější než 20 magnituda. BP měří v oblasti 330–680 nm, RP pak v oblasti 640–1050 nm. Během základní mise (pěti let) GAIA každý objekt proměřila minimálně  $70\times$ . Spektrometr *RVS* umožňuje z vysokodisperzního spektra v oblasti 847–874 nm měřit pro hvězdy do 17 magnitudy jejich radiální rychlosti s přesností od 1 km/s ( $V=11,5$  mag) a 30 km/s ( $V=17,5$  mag).

Hlavními dalekohledy observatoře jsou dvě zrcadla o rozměru  $1,45 \times 0,5$  m pro každý ze tří přístrojů. Světlo pak dopadá do ohniskové roviny, ve které se nachází 106 CCD detektorů o  $4500 \times 1966$  pixelů, dohromady má tento detektor téměř 1 gigapixel a lineární rozměr  $1 \times 0,5$  m.



# METODY POZOROVÁNÍ

V této kapitole se budeme věnovat různým metodám astronomických pozorování. Dozvíme se, jak se měří astrometrií přesné pozice nebeských objektů, fotometrií jejich jasnosti, spektroskopii teploty, chemické složení a radiální rychlosti a polarimetrie nám dává informace o polarizaci přicházející světla. Interferometrie je velice mocný nástroj, kterým jsme mohli změřit průměry hvězd, struktury disků kolem hvězd či změřili přesné pozice vzdálených kvasarů a galaxií. Výše uvedené metody patří k těm základním, se kterými se každý profesionální astrofyzik během své práce setká.

## 5.1 Astrometrie

Astrometrie je odvětvím astronomie, které se zabývá přesnými měřeními a vysvětlováním pozice a pohybů hvězd a ostatních nebeských těles. První astrometrická pozorování spadají již do starověku. První určování souřadnic hvězd, o kterém máme zprávy, prováděl Eudoxos z Knidu (asi 408–355 př. n. l.), zřejmě mezi lety 368–352 př. n. l. Jeho katalog obsahuje 25 nejjasnějších hvězd. Největším starověkým pozorovatelem a jedním z průkopníků přesných měření byl Hipparchos (asi 190–125 př. n. l.). Právě Hipparchos vymyslel nové přístroje pro měření výšky hvězd nad obzorem, díky tomu se mu podařilo stanovit sklon zemské osy k ekliptice. Rovněž určil délku slunečního roku s chybou jen 6 minut a také objevil každoroční nepatrné posouvání jarního bodu po ekliptice (precese zemské osy). Jeho největším dílem je katalog hvězd, který obsahuje přesné polohy více než 850 nejjasnějších z nich. K vytvoření tohoto katalogu jej přimělo vzplanutí nové hvězdy v souhvězdí Štíra roku 134 př. n. l. Přesnost Hipparchovým měření byla kolem 60' (Høg 2017). Jako základní rovinu využíval rovinu ekliptiky, kterou obklopovaly referenční hvězdy ve zvířetníkových souhvězdích. Vůči nim pak měřil pozice dalších nebeských objektů. Hipparchova měření využil pro konstrukci katalogu 1022 hvězd další významný astronom Ptolemaios (asi 85–165), ve kterém uvedl jejich

ekliptikální délky a šířky. Později se polohy hvězd z Ptolemaiova katalogu znovu určovaly a sestavovaly se nové katalogy.

Tycho Brahe (1546–1601) je dosud považován za jednoho z nejlepších a nejpresnějších astronomů před vynálezem dalekohledu. Jeho poziční měření se dostala až na samou hranici přesnosti určování poloh jen za pomoci oka (presnost mezi jednou a dvěma úhlovými minutami). Mezi Tychonova nejslavnější pozorování patří výbuch supernovy v roce 1572 a poloh obrovského množství hvězd i planety Mars. Výsledky jeho práce později využil Kepler pro formulaci svých zákonů nebeské mechaniky a velmi napomohly i rozvoji námořní dopravy.

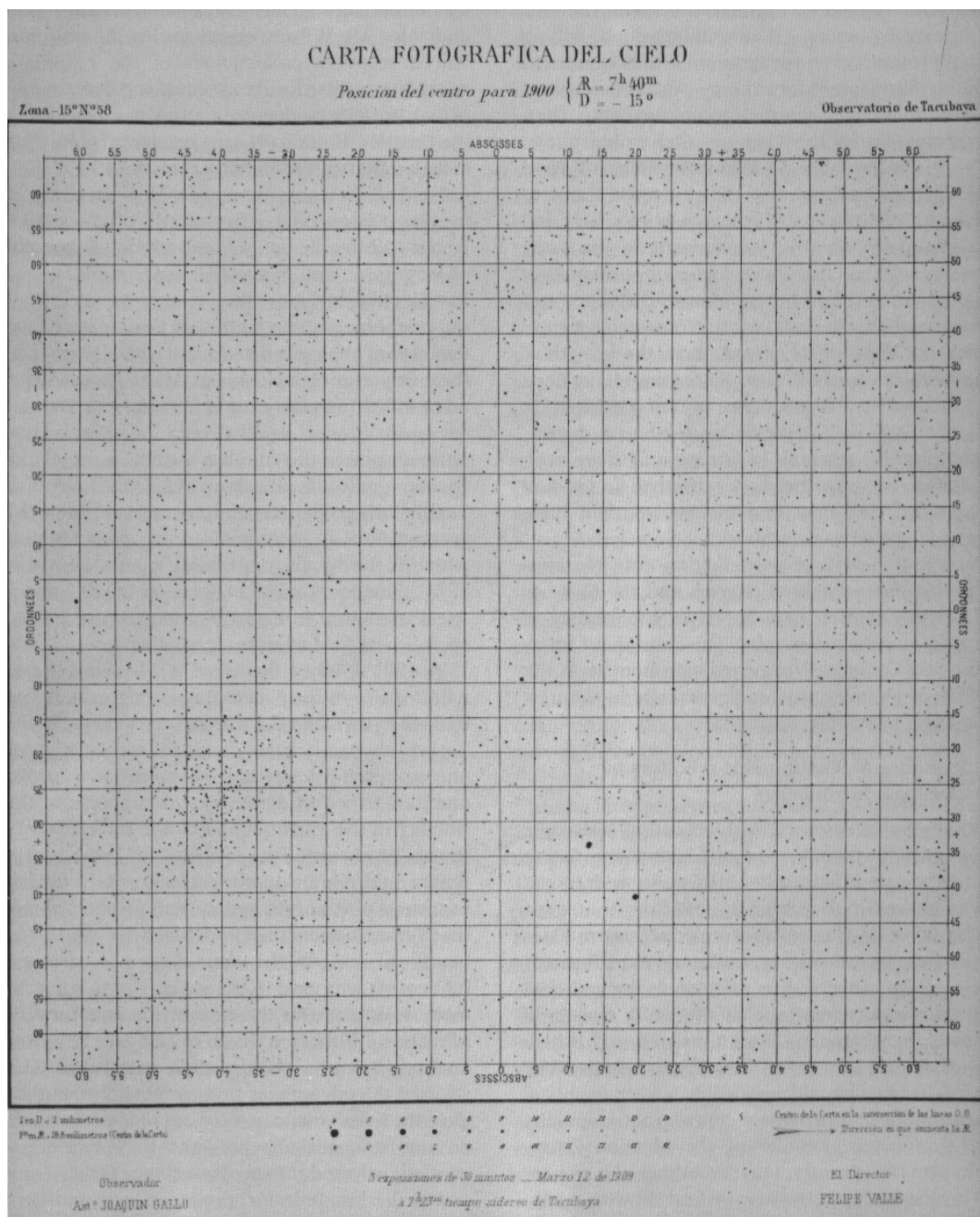
K tvorbě přesnějších hvězdných katalogů a map přispěl vynález dalekohledu. Zvláštní postavení mezi nimi zaujímají katalogy pulkovské observatoře, jejichž výjimečná přesnost přinesla této observatoři světové uznání. Pro soudobou astronomii mají nemalý význam katalogy greenwichské, washingtonské, kapské (pro jižní polokouli) a další.

První čistě teleskopický katalog *Historia Coelestis Britannica*, který obsahuje kolem 3 000 hvězd, představil John Flamsteed (1646–1719). První poziční měření 341 hvězd jižní oblohy provedl Edmond Halley (1656–1742). Přesnost Flamsteedových pozorování byla kolem roku 1690 jen několik obloukových vteřin. Je dobré si uvědomit, že zvyšování přesnosti v určování rektascenzí a deklinací je už úzce spjato s přesnějším měřením času. V roce 1725 tak byla odhalena aberace hvězd, což potvrdilo Koperníkův heliocentrický model sluneční soustavy.

Za zakladatele moderní astrometrie je považován Friedrich Bessel (1784–1846) díky jeho dílu *Fundamenta astronomiae*. To obsahuje polohy 3 222 hvězd pozorovaných v období mezi lety 1750 až 1762 Jamesem Bradleyem (1693–1762). Bessel stanovil roku 1838 paralaxu hvězdy 61 Cygni a objevil vlastní pohyb Síría.

Za zrod fotografické astrometrie považujeme rok 1850, kdy William Cranch Bond (1789–1859) na harvardské observatoři pořídil první fotografie Vegy a Měsíce. Tyto fotografie však nebyly určeny k proměřování. První proměřené fotografie jsou opět spjaty s Bondem o sedm let později, kdy pořídil fotografie Slunce a hvězdy Mizar. Pro potřeby odvození heliografických souřadnic slunečních skvrn a prvků rotace se od roku 1874 Slunce soustavně fotografuje na observatoři v Greenwichi (Willis a kol. 2016). S rostoucí citlivostí fotografických desek dochází k masivnímu nárůstu fotografování oblohy. První moderní etapa fotografické astrometrie je úzce spjata s Frankem Schlesingerem (1871–1943), který úspěšně završil doktorské studium na základě experimentálního měření hvězdných pozic v oboru astronomie na Columbia University v New Yorku v roce 1889. Poté pracuje na Yerkes Observatory (University of Chicago), kde se snaží využít právě fotografií k určení hvězdných paralax, což vedlo ke vzniku dvou rozsáhlých katalogů paralax známých jako *General Catalogue of Trigonometric Parallaxes*, ve kterých jsou data pro 4 260 hvězd. Schlesinger je považován za zakladatele metody dependencí, která slouží pro přepočítání pravoúhlých souřadnic z fotografických snímků na rovníkové souřadnice druhého druhu (rektascenze a deklinace). Stejně praktickou je i metoda Herberta Hall Turnera (1861–1930) z roku 1893, kterou si dále přiblížíme.

Astrometrie z fotografií či CCD snímků je založena na velice jednoduchém principu. Objekty z nebeské sféry se promítají z kulové plochy do roviny (většinou). Toto zobrazení je jednoznačné a my tedy můžeme každému objektu na snímku při-



**Obrázek 58:** Astrometrická fotografie okolí hvězdokupy M46 o rozměrech  $2 \times 2$  stupně pořízená roku 1909 na observatoře Tacubaya v Mexiku (Gingerich 1984).

řadit právě jednu dvojici souřadnic  $(\alpha, \delta)$ . Situaci si znázorníme na obr. 59, kde je zobrazen chod paprsků z objektů na nebeské sféře přes optický systém až do projekční roviny. Bod  $O$  je středem nebeské sféry, v bodě  $A$  je vedena tečná rovina k této sféře, která je rovnoběžná s rovinou projekce. Objekty na sféře (hvězdy) jsou reprezentovány body  $A, B, C$ , jejich projekce do tečné roviny jsou reprezentovány body  $A'', B'', C''$  a do roviny projekce pak body  $A', B', C'$ . Úsečka  $OO'$  udává směr optické osy. Označíme-li v obr. 59  $\Phi$  jako úhel mezi body  $O'OC'$ , což je také

rovno úhlu mezi body  $AOC$ . Z toho hned plyne, že pro tangentu  $\Phi$  platí

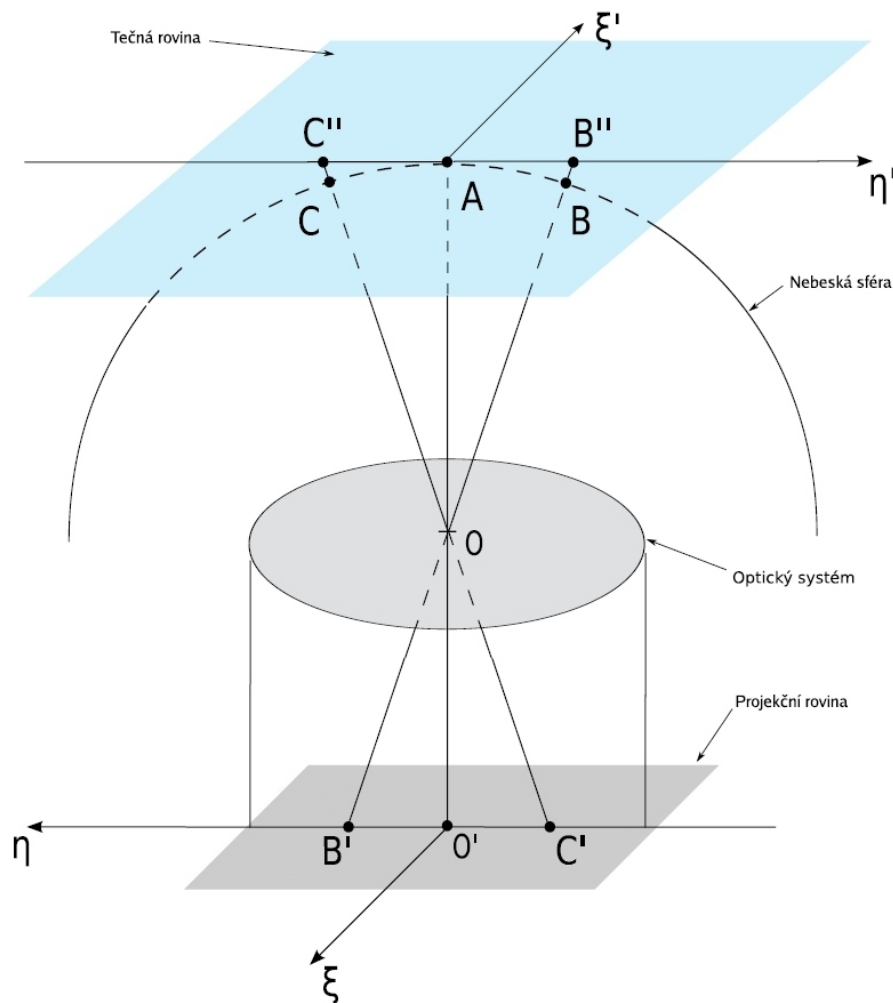
$$\tan \Phi = \frac{O'C'}{O'O} = \frac{AC''}{AO}. \quad (33)$$

Bod  $C''$  na tečné rovině má souřadnice  $[\xi', 0]$  a jemu odpovídající obraz v projekční rovině pak souřadnice  $[\xi, 0]$ . Z toho vyplývá, že

$$\xi' = OA \tan \Phi \quad \text{a} \quad \xi = OO' \tan \Phi. \quad (34)$$

Obdobnou úvahou bychom došli i k bodům, které leží na ose  $\eta'$ . Odtud pak dostáváme transformační rovnice

$$\xi = \frac{OO'}{OA} \xi' \quad \text{a} \quad \eta = \frac{OO'}{OA} \eta'. \quad (35)$$



**Obrázek 59:** Projekce hvězd z nebeské sféry na tečnou rovinu a snímek (projekční rovina) (Žížka 2007).

Nyní se můžeme podívat na reálnou situaci, jak je tomu na obr. 60. Dalekohled míří ve směru bodu  $A$ , poblíž kterého se nachází hvězda  $S$ . Projekce hvězdy  $S$

do tečné roviny odpovídá bodu  $T$ . Kružnice, která vede body  $A$  a  $S$  se promítne do této roviny jak přímka mezi body  $A$  a  $T$ . Bod  $P$  na nebeské sféře reprezentuje polohu severního světového pólu. Kružnice určená body  $P$  a  $A$  utváří poledník, který se promítá do tečné roviny jako přímka mezi body  $Q$  (projekce pólu) a  $A$ . Tato přímka je první osou tečné roviny, kolmá druhá je dána body  $A$  a  $U$ . Z obrázku je také patrné, že trojúhelník v tečné rovině  $QAT$  definuje sférický úhel  $PAS$ , čili úhly jsou shodné a jejich velikost je  $\theta$ . Rovněž je rovnou vidět, že úhel mezi dvěma hlavními kružnicemi, jejichž oblouky se promítnou na tečnou rovinu, jak je na znázorněno na obr. 60, je roven úhlu mezi promítnutými přímkami na tečné rovině. To však platí pouze na kružnice, které procházejí tangenciálním bodem  $A$ . Označme nyní úhel mezi  $A$  a  $S$  jako  $\phi$ . Následující rovnice vycházejí opět z obr. 60

$$VT = \xi' = AT \sin \theta, \quad (36)$$

$$UT = \eta' = AT \cos \theta \quad (37)$$

a

$$AT = AO \tan \phi. \quad (38)$$

Kombinací těchto rovnic získáme

$$\xi' = OA \tan \phi \sin \theta \quad \text{a} \quad \eta' = OA \tan \phi \cos \theta. \quad (39)$$

S využitím rovnic 35 máme

$$\xi = OO' \tan \phi \sin \theta \quad \text{a} \quad \eta = OO' \tan \phi \cos \theta. \quad (40)$$

Budeme-li mít jednotkovou ohniskovou vzdálenost, dostaneme

$$\xi = \tan \phi \sin \theta \quad \text{a} \quad \eta = \tan \phi \cos \theta, \quad (41)$$

kde  $\xi$  a  $\eta$  jsou zmíněné standardní souřadnice, které poprvé definoval [Turner \(1893\)](#).

Nyní si již můžeme vypočítat souřadnice hvězdy  $S$  ( $\alpha, \delta$ ), máme-li rovníkové souřadnice druhého druhu bodu  $A$  dané jako  $A$  pro rektascenzi a  $D$  pro jeho deklinaci. Budeme vycházet ze sférického trojúhelníku určeného body  $ASP$ , jak je patrné z obr. 60. Protože známe souřadnice bodu  $A$  a víme také, že bod  $P$  odpovídá severnímu světovému pólu, okamžitě známe úhlovou vzdálenost mezi body  $P$  a  $A$ , která je rovna  $90^\circ - D$ , obdobně platí pro hvězdu  $S$  a pól  $90^\circ - \delta$ . Podobný princip platí i pro rektascenzi, úhel daný body  $APS = \alpha - A$ . Ještě využijeme dvou úhlů mezi body  $AS = \phi$  a  $SAP = \theta$ .

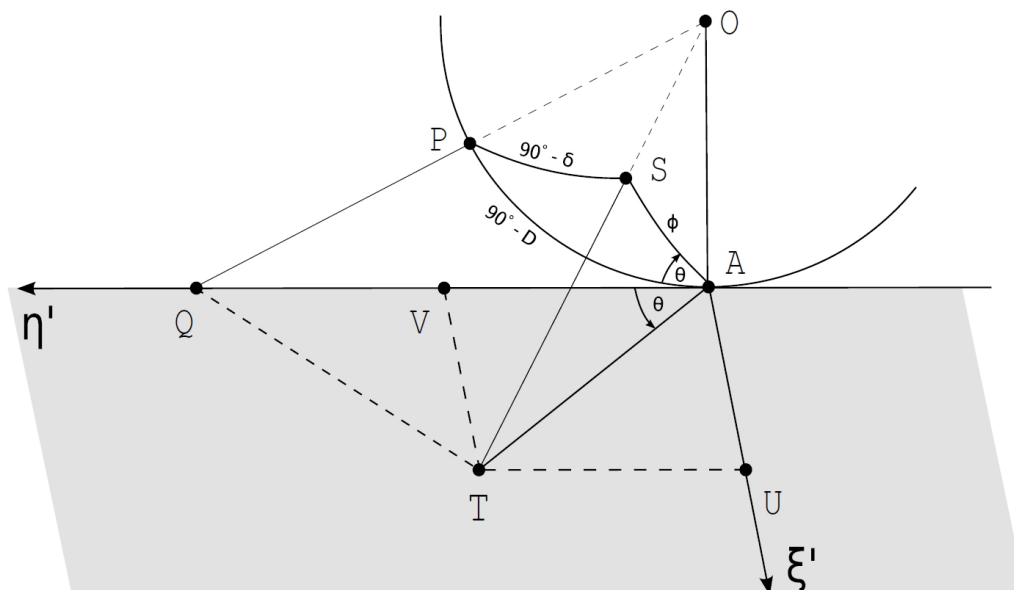
S využitím sférické trigonometrie (věty kosinovy, věty sinovy a věty sinuskosinovy) dostaneme tyto 3 rovnice

$$\cos \phi = \sin \delta \sin D + \cos \delta \cos D \cos (\alpha - A), \quad (42)$$

$$\sin \theta \sin \phi = \cos \delta \sin (\alpha - A) \quad (43)$$

a

$$\sin \phi \cos \theta = \sin \delta \cos D - \cos \delta \sin D \cos (\alpha - A). \quad (44)$$



**Obrázek 60:** Pohled na nebeskou sféru z boku tečné roviny (Žížka 2007).

Podělíme-li nyní rovnici 44 levou stranou rovnice 42 s uvažováním rovnice 41 pro  $\eta$ , získáme první transformační rovnici pro  $\eta$

$$\eta = \frac{\cos D - \cot \delta \sin D \cos(\alpha - A)}{\sin D + \cot \delta \cos D \cos(\alpha - A)}. \quad (45)$$

Stejně tak podělíme-li rovnici 43 levou stranou rovnice 42 s uvažováním rovnice 41 pro  $\xi$ , získáme druhou transformační rovnici pro  $\xi$

$$\xi = \frac{\cot \delta \sin(\alpha - A)}{\sin D + \cot \delta \cos D \cos(\alpha - A)}. \quad (46)$$

V praxi se ale spíše využívá inverzních transformací, protože chceme ideálním souřadnicím přiřadit souřadnice rovníkové soustavy druhého druhu. Inverzní vztahy jsou pak

$$\tan(\alpha - A) = \frac{\xi}{(1 - \eta \tan D) \cos D} \quad (47)$$

a

$$\cot \delta \sin(\alpha - A) = \frac{\xi}{(\eta + \tan D) \cos D}. \quad (48)$$

Nejdříve by se vypočítal rozdíl  $(\alpha - A)$  a následně po dosazení do rovnice 48 i deklinace  $\delta$ .

Ideální souřadnice jsou pouze modelovým případem projekce určitého bodu z nebeské sféry do roviny snímku. Skutečné (*astrografické*) souřadnice se od souřadnic ideálních výrazně liší. Rozdíly mezi naměřenými souřadnicemi  $x$ ,  $y$  a standardními souřadnicemi  $\xi$ ,  $\eta$  se mohou rozdělit do dvou skupin.

První odpovídá různým počátkům souřadnicových soustav, protože v obecnosti lze těžko umístit počátek soustavy  $(x, y)$  do optického středu snímku. Navíc je nutné umístit osu  $y$  rovnoběžně s deklinačním kruhem. Souřadnice  $\xi, \eta$  jsou na sebe kolmé,  $x$  a  $y$  v obecnosti být kolmé nemusí.

Druhá skupina rozdílů je dána ovlivněním hodnot  $x$  a  $y$  zkreslením vlivem diferenciální refrakce, aberace, distorze objektivu atp. v okamžiku pořízení snímku.

## 5.2 Fotometrie

Fotometrie patří s astrometrií k nejstarším pozorovacím metodám v astronomii. První fotometrická měření hvězd prováděl Hipparchos již ve druhém století před naším letopočtem. Nejjasnější hvězdy si označil jako hvězdy první magnitudy, nejslabším, které ještě viděl okem, pak přiřadil šestou magnitudu. Jak již bylo zmíněno v části o lidském oku (viz kapitola 3.1), lidský zrak se řídí Weber-Fechnerovým zákonem, což znamená, že odezva na světelný podnět je logaritmickou funkcí. Díky tomu můžeme vidět velký rozsah jasností (dynamický rozsah cca 14 řádů). Vztah mezi magnitudou a hustotou zářivého toku nám dává Pogsonova rovnice z roku 1856 (Pogson 1856)

$$m_1 - m_2 = -2,5 \log_{10} \left( \frac{F_1}{F_2} \right), \quad (49)$$

ve které jsou  $m_1, m_2$  magnitudy objektů a  $F_1, F_2$  jejich zářivé toky. Rozdíl jasností 5 magnitud mezi dvěma hvězdami odpovídá poměru jejich zářivých toků 1:100.

Při měření přístroji však neměříme přímo hvězdnou velikost objektu, ale zaznamenáváme množství zářivé energie jako aditivní veličinu. Hvězdy a ostatní objekty vydávají do svého okolí energii v podobě elektromagnetického záření. Množství zářivé energie  $E$  vydané za jednotku času se nazývá zářivý výkon  $L$ . Výkon  $L$  se vyjadřuje buď ve wattech nebo ve výkonech nominálního Slunce. Hodnota výkonu nominálního Slunce byla definována rezolucí B3 Mezinárodní astronomické unie (IAU) v roce 2015 (Mamajek a kol. 2015b) a je rovna  $L_{\odot} = 3,828 \cdot 10^{26}$  W. Nyní si můžeme definovat následující tři veličiny: tok  $F$ , intenzitu  $I$  a zářivost  $J$ . Tok odpovídá zářivému výkonu, který prochází jednotkovou plochou a má jednotku  $\text{W m}^{-2}$ . Intenzita (zář) je tok  $F$  vyzářený do prostorového úhlu 1 steradiánu [ $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$ ]. Zářivost je pak dána výkonem  $L$ , který je vyzářen do prostorového úhlu 1 steradiánu [ $\text{W sr}^{-1}$ ]. Na základě těchto veličin můžeme popsat bolometrickou jasnost (hustotu zářivého toku) jako tok záření všech vlnových délek, který za 1 sekundu projde  $1 \text{ m}^2$  plochy kolmé ke směru přicházejícího záření. Pokládáme-li hvězdy za izotropní zářiče (což není vždy splněno), můžeme pro pozorovatele ve vzdálenosti  $r$  od hvězdy psát

$$L = 4\pi I = 4\pi r^2 F. \quad (50)$$

Pro hvězdu s bolometrickou hvězdnou velikostí  $m_{\text{bol}} = 0$  dle rezoluce B2 IAU z roku 2015 (Mamajek a kol. 2015a) platí

$$F_0 = 2,518\,021\,002 \dots \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2}. \quad (51)$$

SPT	$T_{\text{eff}}$ (K)	$(B - V)_0$ (mag)	$BC$ (mag)	$M_V$ (mag)	$M$ ( $M_{\odot}$ )	$R$ ( $R_{\odot}$ )	$\log g$ (cgs)	SPT	$T_{\text{eff}}$ (K)	$(B - V)_0$ (mag)	$BC$ (mag)	$M_V$ (mag)	$M$ ( $M_{\odot}$ )	$R$ ( $R_{\odot}$ )	$\log g$ (cgs)
O2	52483	-0.33*	-4.050	-6.913	63.980	16.734	3.797	F1	6966	0.340	0.081	2.457	1.588	1.893	4.085
O3	46990	-0.33*	-3.821	-5.996	44.260	12.312	3.904	F2	6792	0.373	0.080	2.602	1.540	1.863	4.085
O4	43251	-0.33*	-3.645	-5.424	34.809	10.301	3.954	F3	6637	0.403	0.077	2.735	1.498	1.838	4.085
O5	40738	-0.33*	-3.516	-5.057	29.669	9.236	3.980	F5	6397	0.453	0.064	3.225	1.354	1.588	4.168
O6	38282	-0.33*	-3.379	-4.708	25.380	8.362	3.998	F6	6310	0.472	0.058	3.404	1.305	1.508	4.197
O7	35810	-0.326	-3.229	-4.365	21.660	7.616	4.011	F7	6223	0.491	0.050	3.581	1.259	1.434	4.225
O8	33963	-0.314	-3.108	-4.113	19.215	7.131	4.016	F8	6152	0.507	0.042	3.727	1.222	1.377	4.248
O9	32211	-0.303	-2.984	-3.878	17.123	6.721	4.017	G0	6026	0.536	0.026	3.986	1.161	1.283	4.286
B0	29512	-0.284	-2.777	-3.520	14.277	6.171	4.012	G1	5957	0.552	0.016	4.129	1.128	1.236	4.307
B1	25119	-0.250	-2.382	-2.947	10.459	5.454	3.984	G2	5888	0.569	0.005	4.270	1.098	1.191	4.327
B2	21135	-0.213	-1.946	-2.430	7.699	4.967	3.933	G3	5848	0.579	-0.002	4.354	1.080	1.165	4.339
B3	18408	-0.184	-1.595	-1.705	6.123	3.989	4.024	G5	5741	0.606	-0.022	4.585	1.031	1.097	4.371
B5	15136	-0.142	-1.108	-0.872	4.516	3.214	4.079	G6	5689	0.619	-0.033	4.669	1.019	1.081	4.379
B6	13964	-0.125	-0.918	-0.545	4.007	2.974	4.094	G7	5649	0.630	-0.042	4.732	1.011	1.069	4.385
B7	13032	-0.110	-0.761	-0.268	3.625	2.797	4.104	G8	5559	0.654	-0.064	4.881	0.990	1.041	4.399
B8	12023	-0.093	-0.588	0.053	3.234	2.617	4.113	K0	5248	0.742	-0.158	5.421	0.922	0.951	4.447
B9	10666	-0.067	-0.356	0.535	2.743	2.394	4.119	K1	5070	0.797	-0.227	5.753	0.884	0.903	4.474
A0	9886	-0.051	-0.228	0.848	2.478	2.274	4.119	K2	4898	0.855	-0.306	6.092	0.848	0.858	4.500
A1	9419	-0.020	-0.156	0.904	2.325	2.362	4.058	K3	4732	0.914	-0.395	6.439	0.813	0.817	4.525
A2	9078	0.021	-0.107	1.080	2.216	2.292	4.064	K5	4345	1.069	-0.661	7.327	0.736	0.727	4.582
A3	8750	0.063	-0.062	1.259	2.113	2.226	4.068	M0	3802	1.353	-1.225	9.113	0.558	0.541	4.719
A5	8222	0.136	0.000	1.569	1.952	2.123	4.075	M1	3648	1.455	-1.438	9.643	0.524	0.508	4.745
A6	7980	0.171	0.025	1.723	1.879	2.077	4.078	M2	3499	1.569	-1.674	10.185	0.492	0.479	4.769
A7	7745	0.207	0.045	1.879	1.810	2.033	4.080	M3	3350	1.704	-1.943	10.773	0.462	0.452	4.793
A8	7534	0.241	0.060	2.026	1.749	1.994	4.082	M4	3148	1.946	-2.368	12.101	0.323	0.338	4.890
F0	7161	0.305	0.077	2.302	1.643	1.928	4.084	M5	2999	2.243	-2.736	13.055	0.249	0.284	4.928

**Tabulka 4:** Fundamentální astrofyzikální parametry pro hvězdy hlavní posloupnosti s metalicitou  $0,008 \leq Z \leq 0,040$  vzhledem k bolometrické korekci (Eker a kol. 2020).



Bolometrickou hvězdnou velikost získáme z měření celkového toku záření hvězdy na všech vlnových délkách. Tento způsob určení je však problematický, proto se pomocí jiných metod určí bolometrická korekce  $BC$ . Pro bolometrickou hvězdnou velikost můžeme napsat vztah

$$M_{\text{bol}} = M_{\text{obs}} + BC, \quad (52)$$

ve kterém má bolometrická korekce  $BC$  hodnotu menší než 0,1 mag (viz tab. 4). Pro absolutní hvězdnou velikost  $M_{\text{bol}} = 0$  platí, že svítivost je rovna  $L_0 = 3,0128 \cdot 10^{28} \text{ W} = 78,704 L_{\odot}$ . Pro kalibrovanou hvězdnou velikost  $m$  tedy platí Pogsonova rovnice ve tvaru

$$m = -2,5 \log_{10} \left( \frac{F}{F_0} \right). \quad (53)$$

### 5.2.1 Fotometrické systémy

Jak je již na první pohled z rovnice 49 zřejmé, tato nedefinuje nulový bod škály hvězdných velikostí. Současně je nutné si uvědomit, že záření hvězd je rozloženo do celé šíře elektromagnetického spektra, proto při měření je nutné uvádět, pro jakou vlnovou délku hvězdnou velikost uvádíme. Žádný z detektorů neumožňuje sledovat objekty v celé šíři vlnových délek. Proto se obvykle hvězdné velikosti v různých mezinárodně uznávaných fotometrických systémech volí tak, aby nulový bod škály odpovídal historicky vzniklé škále hvězdných velikostí.

Kromě toho, že žádný detektor není schopen se stejnou účinností registrovat tok záření na různých vlnových délkách, tak má pro určitou vlnovou délku maximum citlivosti, od které na obě strany citlivost klesá. Výsledná funkce relativní citlivosti detekční soustavy v závislosti na vlnové délce se označuje jako spektrální propustnost  $R_{\lambda}$ . Jsme ji schopni zásadním způsobem ovlivňovat a to tak, že před detektor zařadíme vhodně zvolený barevný filtr, který propouští záření pouze v určitém známém intervalu vlnových délek. Obecně tak můžeme (použijeme-li filtr či nikoliv) psát pro tok zářivé energie zaznamenaný detektorem

$$F = \int_0^{\infty} F(\lambda) R(\lambda) d\lambda. \quad (54)$$

Lidské oko je nejcitlivější ke žluté barvě, proto je z historického hlediska škálování hvězdných velikostí vázáno na jasnosti hvězd v této části spektra. Vizualní odhady jasností  $m_{\text{vis}}$  jsou obsaženy v řadě velkých katalogů předminulého století. Přesnost vizualních odhadů je ve většině případů kolem několika desetín magnitudy, zkušenosti pozorovatelé jsou schopni přesnosti až do pěti setin magnitudy. To je dáno jednak osobními dispozicemi pro konkrétní pozorovatele ale také tím, že měření vztahují důsledně na fotoelektricky zjištěné vizualní jasnosti všech použitých srovnávacích hvězd.

S vynálezem fotografických emulzí se začaly proměřovat fotografie hvězd a z nich určovat jejich jasnosti (fotografická hvězdná velikost  $m_{\text{pg}}$ ). Tím se sice zvýšila přesnost určení jasnosti až na desetinu magnitudy, ale maximum citlivosti je pro běžné fotografie posunuté do modré části spektra. Proto se liší takto získané jasnosti hvězd od vizualních odhadů v závislosti na efektivní povrchové teplotě hvězdy,

což velice dobře definuje vztah mezi spektrálním typem a mezi barevným indexem ( $m_{\text{pg}} - m_{\text{vis}}$ ).

Výrazné zpřesnění fotometrických měření přichází se zavedením fotonásobiče, které jako první používali na Lickově observatoři v USA (Stebbins 1916) a v Postupimi v Německu Potsdam) Guthnick s Pragerem (1918). Přesnost jednotlivých měření vzrostla na jednu až dvě setiny magnitudy. Maximum citlivosti fotodiody, kterou používal Stebbins, byla v zelené barvě kolem 500 nm, zatímco v Postupimi bylo maximum citlivosti v okolí modré barvy. To vedlo k nutnosti zavést barevné filtry, kterými se měření standardizovala a mohla se tak porovnávat data získána různými detektory na různých dalekohledech.

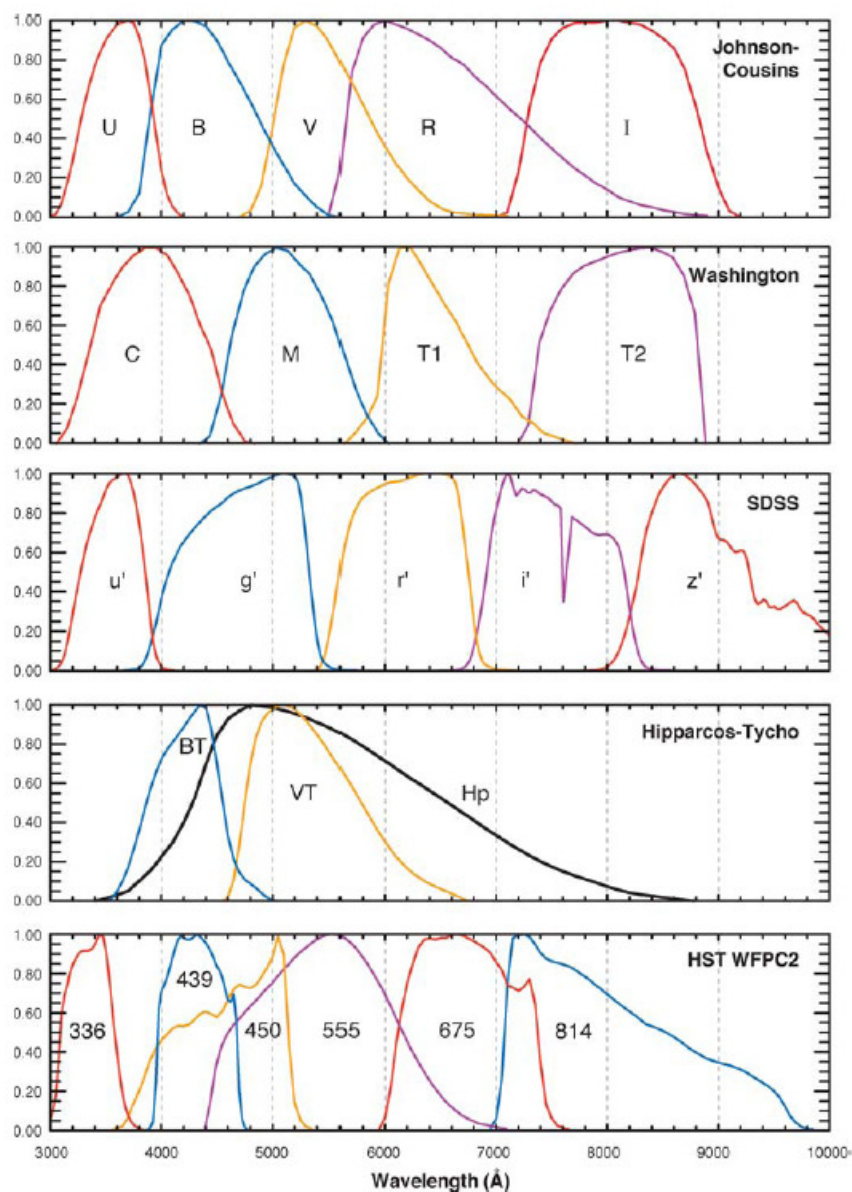
Fotometrické filtry můžeme rozdělit obecně do tří skupin podle šířky propustnosti. Širokopásmové filtry mají propustnost  $\Delta\lambda_{\text{eff}}$  větší než 30 nm. Nejčastěji jsou vyráběny kombinací dvou nebo tří skel a absorpce je dána přímo vlastnostmi použitého materiálu. Nejznámějším zástupcem jsou filtry *UBV* Johnsonova fotometrického systému. Středněpásmové filtry mají propustnost mezi 10 až 30 nm. Obvykle bývají vyráběny jako interferenční, jsou složené ze čtvrtvlnných destiček, které jsou odděleny fólií z kovu. Reprezentantem středněpásmových filtrů je systém Strömgrenův. Úzkopásmové filtry mají propustnost pod 10 nm a využívají se pro pozorování v okolí vybraných spektrálních čar. Mezi nejznámější úzkopásmové filtry patří filtry pro pozorování Slunce v čáře vápníku 395 nm či vodíkové čáry  $\text{H}\alpha$ .

Průkopníkem v zavedení standardních fotometrických systémů byl Johnson a jeho kolegové (Johnson a Morgan 1953, Johnson a kol. 1966). Jejich systém *UBV* je založen na širokopásmových filtrech, které mají propustnosti 300–420 nm s maximem na 360 nm pro *U*, 360–560 nm s maximem na 420 nm pro *B* a 460–740 nm s maximem na 535 nm pro filtr *V*. Johnson a spolupracovníci proměřili s fotonásobičem 1P21 mnoho tisíc hvězd a publikovali jejich *UBV* magnitudy. Díky tomu lze počítat barevné indexy ( $U - B$ ) a ( $B - V$ ), které charakterizují efektivní teploty hvězd. Johnsonův systém je jedním z nejpoužívanějších. Nulový bod barevných indexů ( $U - B$ ) a ( $B - V$ ) byl definován pro hvězdy spektrálního typu A0V, jejichž záření není ovlivněno mezihvězdným zčervenáním.

Menší nevýhodou Johnsonova systému je fakt, že filtr *U* v sobě zahrnuje oblast vlnových délek, ve kterých se nachází Balmerův skok. Aby bylo možné z fotometrie stanovit jeho výšku, navrhl Strömgren (1956) středně pásmový systém *uvby*. Díky užším pásmům propustnosti umožňuje tento systém lépe definovat základní fyzikální vlastnosti hvězd, než je tomu u Johnsonova systému. Kalibrovaná hodnota magnitudy *y* je přímo navázána na Johnsonovu magnitudu *V*, což je umožněno díky hladkému průběhu spojitého záření ve žluté oblasti spektra. Kromě samotných filtrů zavedl Strömgren rovněž několik barevných indexů. Kromě indexů ( $b - y$ ) a ( $u - b$ ), které jsou obdobou indexů v Johnsonově systému, ještě zavedl další dva, které definoval jako

$$\begin{aligned} c_1 &= (u - v) - (v - b) = u + b - 2v \\ m_1 &= (v - b) - (b - y) = v + y - 2b. \end{aligned} \quad (55)$$

S příchodem CCD detektorů bylo nutné rozšířit Johnsonův systém do červené a blízké infračervené oblasti spektra, ve kterých jsou tyto detektory nejcitlivější.



**Obrázek 61:** Některé fotometrické systémy a jejich filtry (Bessell 2005).

System tak byl rozšířen o další širokopásmové filtry  $R$  (700 nm) a  $I$  (900 nm) Kronem a Smithem (1951) a Cousinem (1976) a pak i dále do infračervené oblasti  $J$  (1,25  $\mu\text{m}$ ),  $H$  (1,65  $\mu\text{m}$ ) a  $K$  (2,2  $\mu\text{m}$ ) (např. přehlídka 2MASS).

Známý je také sedmibarevný systém středně a širokopásmové fotometrie, který se od roku 1960 používá na ženevské observatoři (viz tab. 5).

Velice užitečným se stal širokopásmový fotometrický systém  $H_p$  z astrometrické družice Hipparcos, ve kterém byly proměřeny všechny jasné hvězdy, jejichž jasnosti byly dobře standardizovány. Harmanec (1998) publikoval následující převodní vztah mezi Johnsonovou  $V$  a širokopásmovou  $H_p$  magnitudou jako

$$V = H_p - 0,2964(B - V) + 0,0050(U - B) + 0,1110(B - V)^2 + 0,0157(B - V)^3 + 0,0072. \quad (56)$$

Strömgrenův systém							
filtr	$u$	$v$	$b$	$y$	$\beta_w$	$\beta_n$	
$\lambda_{\text{eff}}$ [nm]	352,0	410,0	468,8	548,0	489,0	486,0	
pološířka [nm]	31,4	17,0	18,5	22,6	15,0	30	
Ženevský systém							
filtr	$U$	$B$	$V$	$B_1$	$B_2$	$V_1$	$G$
$\lambda_{\text{eff}}$ [nm]	343,8	424,8	550,8	402,2	448,0	540,8	581,4
pološířka [nm]	17,0	28,3	29,8	17,1	16,4	20,2	20,6
SDSS							
filtr	$u'$	$g'$	$r'$	$i'$	$z'$		
$\lambda_{\text{eff}}$ [nm]	359,6	463,9	612,2	743,9	889,6		
pološířka [nm]	57,0	128,0	115,0	123,0	107,0		

**Tabulka 5:** Příklady několika fotometrických systémů středně pásmových (Strömgrenův a Ženevský systémy) a širokopásmového systému Sloan.

Díky celooblohové přehlídce Sloan Digital Sky Survey (SDSS) je v poslední době velmi populární fotometrický systém  $u'g'r'i'z'$ , který se zdá být novým nástupcem fotometrických standardů.

### 5.2.2 Absolutní fotometrie

Již Hipparchova pozorování byla prováděna jako absolutní fotometrie. Hvězdám přiřazoval hvězdné velikosti podle jejich jasností. K pořízení absolutní fotometrie slouží *standardní hvězdy*, jejichž jasnosti byly změřeny v různých fotometrických filtrech s vysokou přesností. Zároveň je jejich dlouhodobým sledováním vyloučena jejich proměnnost. Standardní hvězdy by měly být pozorovány vždy jako první objekty, na konci pozorovací noci pak jako poslední. Díky tomu se mohou zafixovat krajní body, ze kterých se vypočítávají extinkční koeficienty pro danou noc. Standardní hvězdy se pak pozorují v jedno až dvouhodinových intervalech (záleží na aktuálních pozorovacích podmínkách). Vzhledem k extinkci, která je funkcí vlnové délky, je nutné měřit jak modré (horké) tak i červené (chladné) standardní hvězdy. Modré hvězdy mají záporné barevné indexy ( $U - B$ ) a ( $B - V$ ), u červených standardů jsou ve většině případů hodnoty barevných indexů ( $U - B$ ) a ( $B - V$ ) větší než jedna. Získávání absolutní fotometrie je časově náročnější než fotometrie diferenciální. Chceme-li získat absolutní jasnosti s malou chybou (obvykle na tisícinu magnitudy), musíme hvězdy pozorovat delší dobu než je jedna noc.

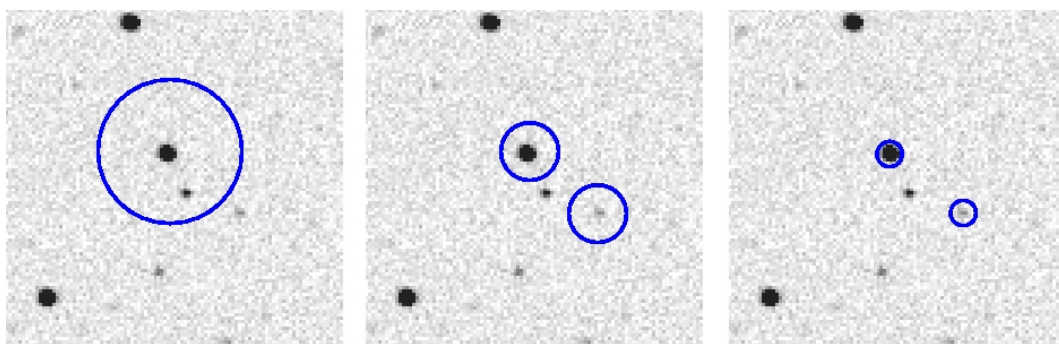
### 5.2.3 Diferenciální fotometrie

Diferenciální fotometrie využívá porovnávací hvězdy, u které předpokládáme stejné rozložení záření ve spektru jako u námi sledovaného objektu. Zároveň by se měly vyskytovat co nejbliže u sebe, aby rozdíl ve vzdušné hmotě byl zanedbatelný. Je-li tomu tak, můžeme velice rychle a efektivně získávat data proměnných objektů s vysokou přesností (tisícinu magnitudy). Diferenciální fotometrie se hojně využívá

pro svou časovou nenáročnost, s větší vzdáleností od zenitu musíme počítat s větší chybou, totéž platí pro méně podobné spektrální typy objektů.

#### 5.2.4 Aperturní fotometrie

Nejpoužívanější fotometrickou metodou je aperturní fotometrie, která se začala používat s příchodem fotonásobičů. Objekt, který je sledován, se umístí do clonky o určitém průměru (apertuře), zbytek zorného pole je zastíněn. Aperturou tedy prochází pouze světlo z objektu, o který se zajímáme. Takto získáme informaci o záření objektu, které je ale kontaminováno zářením pozadí. Proto je nutné ještě provést druhé měření v blízkosti objektu tak, že clonkou uvidíme pouze pozadí. Poté můžeme od prvního měření odečíst hodnotu pozadí a získáme zářivý tok. Výše popsaný mechanismus odpovídá fotometrii, která se dělá s použitím jednonáložového fotonásobiče, stejný postup ale lze uplatnit i při zpracovávání fotografických či CCD snímků s tím rozdílem, že si clonky kolem hvězd volíme až po samotném pozorování. Výhodou fotografií a CCD snímků je získání fotometrie velkého množství hvězd najednou, u fotometru lze s využitím tří kanálů maximálně získat jasnost studovaného objektu, pozadí a srovnávací hvězdy. Je nutné volit clonku v okolí objektu co nejmenší tak, aby nedocházelo ke ztrátě signálu od objektu, ale zároveň ne moc velkou, aby se nesnižoval poměr signálu k šumu (viz obr. 62).



**Obrázek 62:** Ukázka správné volby clonky okolo měřeného objektu. Vlevo clonka zbytečně velká, vpravo zase moc malá. Uprostřed ideální řešení.

Jasnost objektu je pak dána jako

$$m = C - 2,5 \log \frac{\sum_{i,j} w_{ij} A_{ij} - \text{SKY}}{t_{\text{exp}}}, \quad (57)$$

kde  $w_{ij}$  je váha pixelů a SKY odpovídá jasnosti pozadí pro vybranou clonku. Konstanta  $C$  odpovídá srovnávací hvězdě pro případ diferenciální fotometrie, ale většinou se navazuje na standardní fotometrický systém.

Základním problémem je nalezení a odlišení hvězdy od pozadí. Většinou se využívá algoritmu, který byl poprvé použit v programu DAOPHOT (Stetson 1987). Detekují se kladná zjasnění a odlišují tím reálné hvězdy od náhodných fluktuací. Je potřeba zadat základní parametry, který mi jsou vyčítací šum, účinnost

převodníku, maximum ADU pro linearitu a minimum pro náhodné zjasnění a nakonec také pološířku obrazu hvězdy (FWHM). Proveďte se nultá aproximace hvězdy Gaussovým profilem jako

$$G(\Delta i, \Delta j, \sigma) = e^{-(\Delta i^2 + \Delta j^2)/2\sigma^2}, \quad (58)$$

kde  $\sigma$  je dána jako FWHM/2,355. Aproximován je každý pixel, kromě okraje

$$A'_{ij} \cong H_{i_0j_0} G(i - i_0, j - j_0, \sigma) + b. \quad (59)$$

Amplituda  $H_{i_0j_0}$  je vypočítána metodou nejmenších čtverců ze vztahu

$$H_{i_0j_0} = \frac{\sum_{i,j} GA - \frac{1}{n}(\sum_{i,j} G \sum_{i,j} A)}{\sum_{i,j} G^2 - \frac{1}{n}(\sum_{i,j} G)^2}. \quad (60)$$

Aperturní fotometrie se hodí na většinu případů s výjimkou hustých hvězdných polí (kulové hvězdokupy), kde je potřeba použít fotometrii profilovou. Existuje celá řada programů: DAOPHOT (Stetson 1987), SExtractor (Bertin & Arnouts 1996), MUNIPACK (Hroch 1998) či APT (Laher a kol. 2012).

Rozdíl v určení jasností ve srovnání s profilovou fotometrií není velký a pro většinu případů aperturní fotometrie poskytuje stejné výsledky.

### 5.2.5 Profilová fotometrie

Profilová fotometrie, jejíž postup je zevrubně popsán v Massey & Davis (1992), využívá ke zjišťování instrumentální magnitudy  $m$  tzv. profilové funkce (PSF - Point Spread Function). Tvar této funkce  $F(n)$  v ideálním případě kopíruje profil rozptylu fotonů na pixely sousedící s maximem toku. Instrumentální magnituda se získá integrací zpod křivky (fitované na danou hvězdu), která má tvar právě funkce  $F(n)$ , tedy

$$m = -2,5 \log \int_{x,y} F(n) dx dy + C. \quad (61)$$

V nultém přiblížení je tvar této křivky Gaussovská funkce

$$F_0(n) = \frac{1}{\sigma\sqrt{\pi/2}} e^{-(n-n_0)^2/\sigma^2}, \quad (62)$$

kde  $n$  je proměnná,  $n_0$  její nulový bod a  $\sigma$  pološířka rozptylu této funkce.

Pro každý snímek je nutné fitovat jinou PSF, protože snímky vznikaly za jiných podmínek (teplota, filtr, zaostření kamery), takže i funkce nabývá jiného tvaru. Rozdíly mezi aperturní a profilovou fotometrií jsou minimální, proto se ve většině případů volí aperturní fotometrie. Profilová fotometrie je

- vhodná k rozlišení jasností dvou blízkých, slévajících se hvězd (husté hvězdokupy),
- robustnější a komplikovanější než aperturní fotometrie,
- necitlivá na šum,

- přesnější pro absolutní kalibraci než aperturní fotometrie a
- umožňuje najít fitováním profilové funkce na hvězdném pozadí snímku i slabé hvězdy, který by jinak byly schované standardními metodami v šumu.

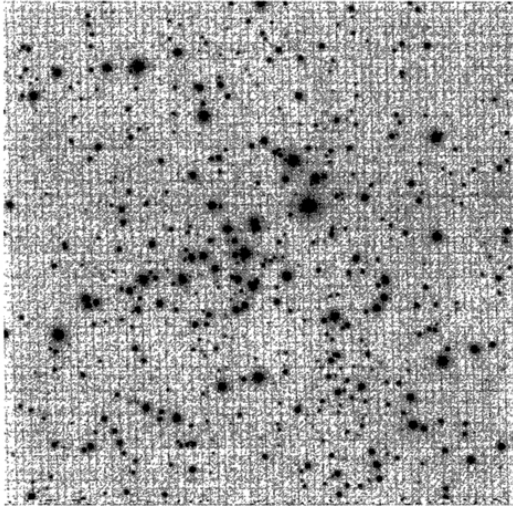


Figure 1. CCD image of NGC 103 taken at the KPNO 0.9 m telescope.

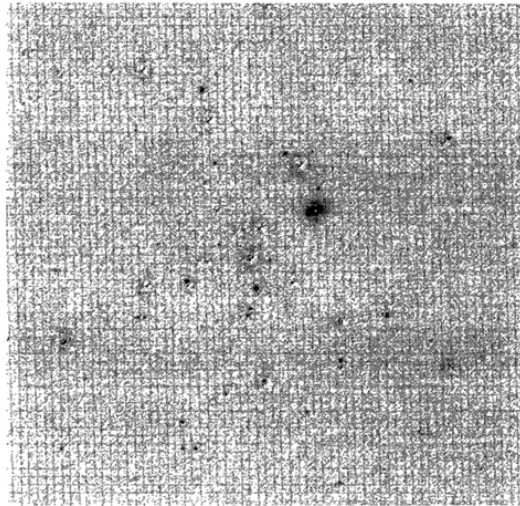


Figure 2. Same as Figure 1 after one pass of star-finding and fitting with SPS.

**Obrázek 63:** Profilová fotometrie hvězdokupy NGC 103 před prvním průchodem (vlevo) a po nafitování a odečtení hvězd po prvním průchodu (vpravo) ([Heasley 1999](#)).

### 5.2.6 Rozdílová fotometrie

Zjištění fotometrické informace z obrazu, na kterém je husté hvězdné pole je důležitý, ale zároveň velice obtížný úkol. Nejzávažnější komplikace jsou spojeny s překrývajícími se obrazy hvězd. Za těchto podmínek je prakticky nemožné získat spolehlivý odhad pozadí, PSF funkce jsou špatně definované, existují degenerace ve vícenásobných parametrických fitech a težiště centroidu světla u proměnných hvězd je ovlivněno okolními hvězdami. Jakýkoli pokus identifikovat slabší zdroje vede ve většině případů k špatným výsledkům. Dlouhou dobu řešili tento problém pozorovatelé pomocí balíku DOPHOT (Schechter, Mateo a Saha [1993](#)), obvykle přizpůsobeného pro konkrétního případ.

Tento balíček využívá tradiční přístup, kterým je modelování silně kontaminovaného okolí pro každou hvězdu, který stojí za většinou důležitých vědeckých výsledků z oblasti mikročoček. Různí autoři se pokoušeli v minulých desetiletích dojít odečtením obrazů hvězdných polí k odstranění problému s vícenásobným PSF fitováním, bohužel úspěšné aplikace byly ve většině případů omezeny pouze na nejkvalitnější datové sady a zaměřovaly se na jen na konkrétní typ projektů. Požadavky, které přicházely ze studia mikročočkování, spustily v této oblasti nové snahy o řešení. V současné době se využívá pro odčítání obrazů algoritmů založených na bázi konvolučního jádra odvozeného z PSF funkce, pro kterou je velký

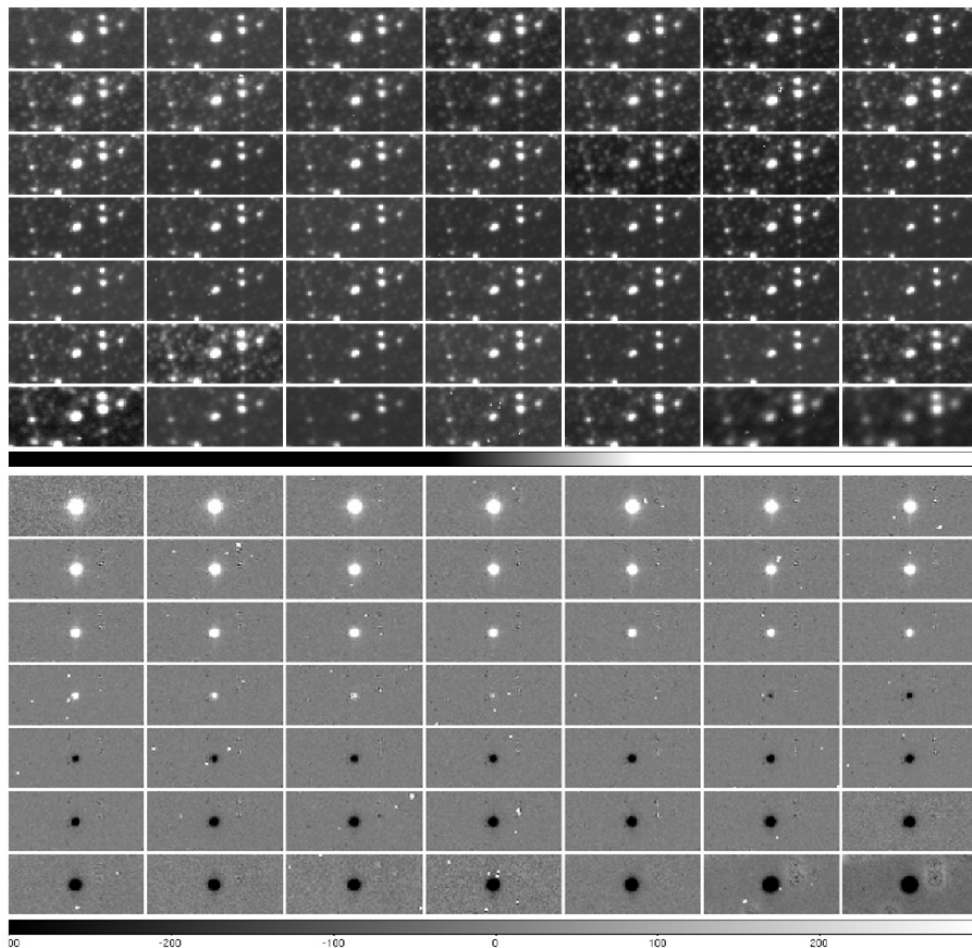
poměr signálu vůči šumu. Základní rovnici pro tuto metodu lze vyjádřit jako

$$Ker = FFT^{-1} \left( \frac{FFT(PSF_1)}{FFT(PSF_2)} \right). \quad (63)$$

V poslední době byl navržen algoritmus, ve kterém výsledný rozdíl dvou obrazů ze stejného hvězdného pole je téměř ideálním řešením. Tuto metodu *optimálního odčítání obrázků* poprvé popsali Alard a Lupton (1998) a Alard (2000). Základní myšlenkou je, že se pracuje s celým obrazem CCD čipu obou snímků a provádí se výpočet v reálném prostoru jako

$$Im(x, y) = Ker(x, y, u, v) \otimes Ref(u, v) + Bkg(x, y), \quad (64)$$

kde  $Ref(u, v)$  je referenční obraz,  $Ker(x, y, u, v)$  je konvoluční jádro,  $Bkg(x, y)$  je rozdílové pozadí a  $Im(x, y)$  je programový obrázek. Protože předpokládáme, že se většina hvězd na snímku nemění, proto je hodnota většiny pixelů stejná a liší se jen nepatrně vlivem variací způsobených seeingem.



**Obrázek 64:** Obraz před odečtením (nahore) a po odečtení vzorového obrazu (dole) [E38].



## 5.3 Spektroskopie

O existenci spektra již věděli starověcí Římané, kteří díky skleněným tyčinkám byli schopni rozložit bílé světlo na barvy (Sparavigna 2012). S hranoly a rozloženým slunečním spektrem se ještě před Newtonem zabývala celá řada vědců jako např. Athanasius Kircher, Jan Marek Marci, Robert Boyle či Francesco Maria Grimaldi. Newton ve svém díle *Optics* (1704) popisuje experimenty, které se světlem prováděl, a vysvětluje disperzi (rozklad) monochromatického bílého světla do různých barev pomocí korpuskulární teorie. Experimenty dokázal, že rozložené světlo je možné opětovně složit do světla bílého.

William Herschel testoval 11. února 1800 sluneční filtry a zjistil, že červené mají při dotyku vyšší teplotu. To ho zaujalo a provedl následně pokus s teploměry (Herschel 1800), které umístil do různých částí spektra. K jeho překvapení, v místě za červenou barvou, byla vyšší teplota (než okolního vzduchu). Tak byla objevena neviditelná složka, *infračervené záření*.

Podrobným studiem slunečního spektra se zabýval Josef von Fraunhofer. Vyvrátil tvrzení Wollastona (1802), který tvrdil, že tmavé čáry jsou přirozenou hranicí mezi jednotlivými barvami. V roce 1814 Fraunhofer vynalezl moderní spektroskopii, když během svým pokusů objevil jasnou čáru v oranžové barvě spektra ohně. Díky ní byl schopen určovat index lomu pro různé látky. Fraunhofer se snažil podobnou čáru najít i ve slunečním spektru, což následně vedlo k identifikaci 574 absorpčních čar (v současné době jich známe milióny). Významné sluneční čáry mají dodnes značení, které zavedl Fraunhofer, a tak můžeme čáru C přiřadit čáře  $H\alpha$ ,  $D_1$  a  $D_2$  sodíkovému dubletu či čáry H a K dubletu vápníku. Fraunhofer použil v roce 1821 k vytvoření spektra difrakční mřížku, což mu přineslo větší rozlišení a rovněž možnost měřit i vlnové délky.

V roce 1861 se dvěma německým chemikům (Bunsen & Kirchhoff 1861) podařilo nalézt korespondenci absorpčních Fraunhoferových čar s emisními čarami, které měřili v laboratoři. Na základě jejich experimentů byly postulovány tři Kirchhoffovy zákony tepelného vyzařování:

1. Žárovka, kapalina nebo plyn pod vysokým tlakem vyzařuje spojité spektrum.
2. Horký plyn pod nízkým tlakem vyzařuje spektrum „jasné čáry“ (emisní čáry).
3. Spojitý zdroj světla při pohledu přes chladný plyn s nízkou hustotou vytváří ve spektru absorpční čáry.

Henry Draper pořídil od roku 1872 až do své smrti v roce 1882 několik set fotografických spekter hvězd. V roce 1886 se jeho žena Mary Anne Palmer Draper rozhodla věnovat část pozůstalosti na financování spektroskopického katalogu (Henry Draper Catalogue - HD katalog) na Harvard College Observatory, kde od roku 1885 započal se spektroskopickou přehlídkou Edward Pickering. Pickeringova měření proměřovaly jeho pomocnice (viz obr. 65) a postupně klasifikovaly více než 200 tisíc hvězd. První verze katalogu byla publikována Pickeringem v roce 1890, přestože spektroskopickou klasifikaci 10 351 hvězd provedla hlavně Williamina Flemingová. Pro získání spekter z jižní oblohy byla vybudována v roce 1890 observatoř

Arequipa v Peru. Na základě těchto spekter byla publikována práce Cannonovou a Pickeringem, ve které je obsaženo 1 022 hvězd (Cannon & Pickering 1901). Právě díky mravenčí práci a vzniku HD katalogu se mohla začít rozvíjet astrofyzika.



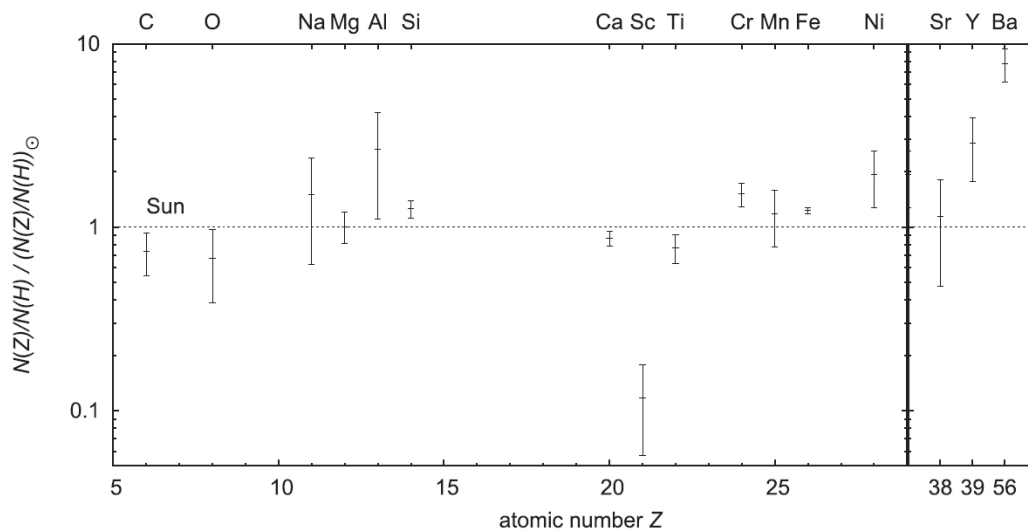
**Obrázek 65:** Známa fotografie „Pickeringova harému“ před budovou C (1911) [E39].

Ze spekter jsme schopni zjistit celou řadu zajímavých údajů:

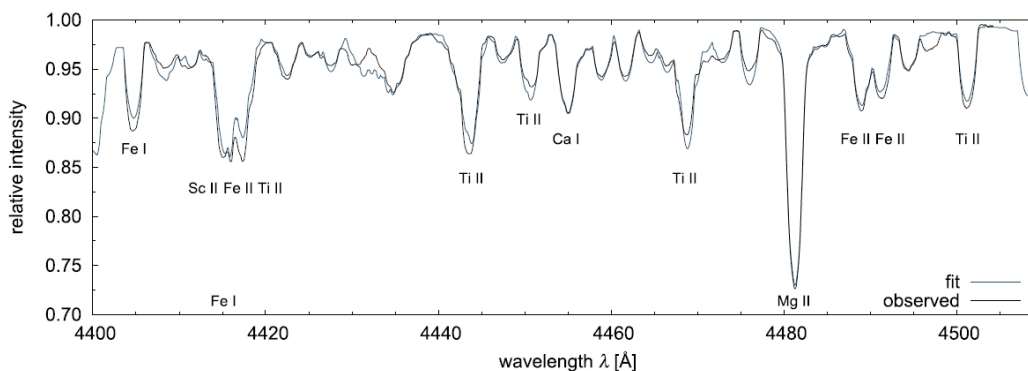
- chemické složení (metalicitu),
- efektivní teplotu,
- povrchové zrychlení,
- periodu rotace,
- rychlost rotace,
- radiální rychlost,
- magnetické pole,
- rozložení prvků na povrchu (skvrny).

Chemické složení lze zjistit z přítomných absorpčních či emisních čar ve spektru. Aby byly čáry pozorovatelné, musí být vhodné fyzikální podmínky pro jejich vznik, což je hlavně odvislé od efektivní teploty. U horkých hvězd jsou atomy již zcela ionizovány, proto je ve spektrech velmi málo čar, které jsou navíc velmi rozšířené právě vysokou teplotou (Dopplerovské rozšíření čar). Naopak u chladných hvězd můžeme pozorovat tisíce a tisíce velmi úzkých čar (hlavně kovů - všechny prvky

mimo H a He). Proto se hledání exoplanet a jejich následné potvrzování zaměřuje právě na chladné hvězdy, u kterých lze díky úzkým čárám přesně měřit změny radiální rychlosti. Na formování spektrálních čar má kromě teploty  $T_{\text{eff}}$  (viz obr. 67) vliv rovněž množství prvku, které čáru vytváří, tzv. abundance  $N(Z)/N(\text{H})$  (viz obr. 66), povrchové zrychlení  $\log g$  či rychlost rotace  $v_r$ .



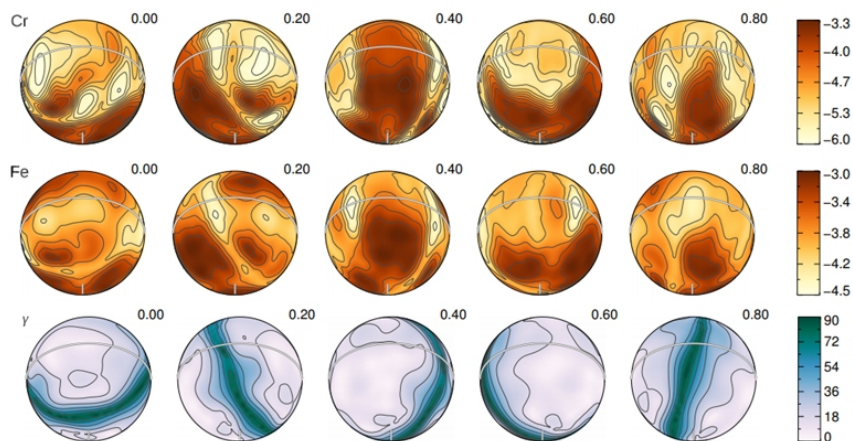
**Obrázek 66:** Normované zastoupení prvků (abundance) vůči Slunci pro hvězdu  $\sigma$  Scl (Janík et al. 2018).



**Obrázek 67:** Naměřené a syntetické ( $T_{\text{eff}} = 8700 \pm 125$  K,  $\log g = 4,11 \pm 0,05$ ) spektrum pro hvězdu  $\sigma$  Scl (Janík et al. 2018).

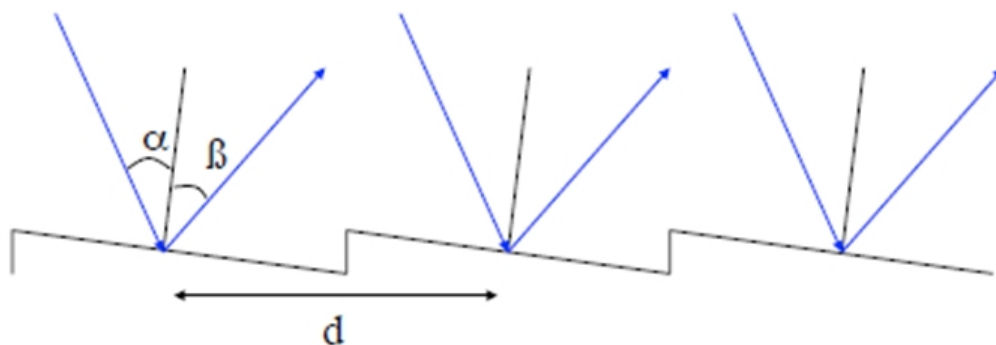
V roce 1896 objevil nizozemský fyzik Pieter Zeeman štěpení spektrálních čar, které pozoroval při působení magnetického pole. Magnetické pole polarizuje a štěpí původně jednu čáru na lichý počet komponent v případě normálního (přechody mezi singletovými stavy) a na sudý počet komponent pro případ anomálního Zeemanova jevu. Tento objev následně potvrdil George Ellery Hale (1908), který předpokládal, že právě silné magnetické pole stojí za příčinou rozštěpení čar ve slunečních skvrnách.

U objektů, u kterých se mění profily jejich spektrálních čar, můžeme provést tzv. *Dopplerovské mapování* (Vogt a kol. 1987). Zmíněná metoda se využívá hlavně u zobrazení rotujících hvězd (viz obr. 68), které mají nehomogenně rozložené prvky na svém povrchu tzv. *chemicky pekuliární hvězdy* (CP hvězdy), což vede ke změnám profilu spektrálních čar. Kromě CP hvězd se metoda využívá i při rekonstrukci obrazu hvězd s chladnými skvrnami RS CVn či FK Com.



**Fig. 11.** Chromium and iron surface abundance distributions (*top and middle rows*) of  $\theta$  Aur compared to the local magnetic field inclination (*bottom row*). The star is shown at five rotational phases, as indicated next to each plot. The contours are plotted with a 0.2 dex step for the abundance maps and with a  $15^\circ$  step for the field inclination map. The side colour bars give element abundances in the  $\log N_{\text{el}}/N_{\text{tot}}$  units and field inclination in degrees.

**Obrázek 68:** Příklad dopplerovského mapování hvězdy  $\Theta$  Aur (Kochukhov a kol. 2019).

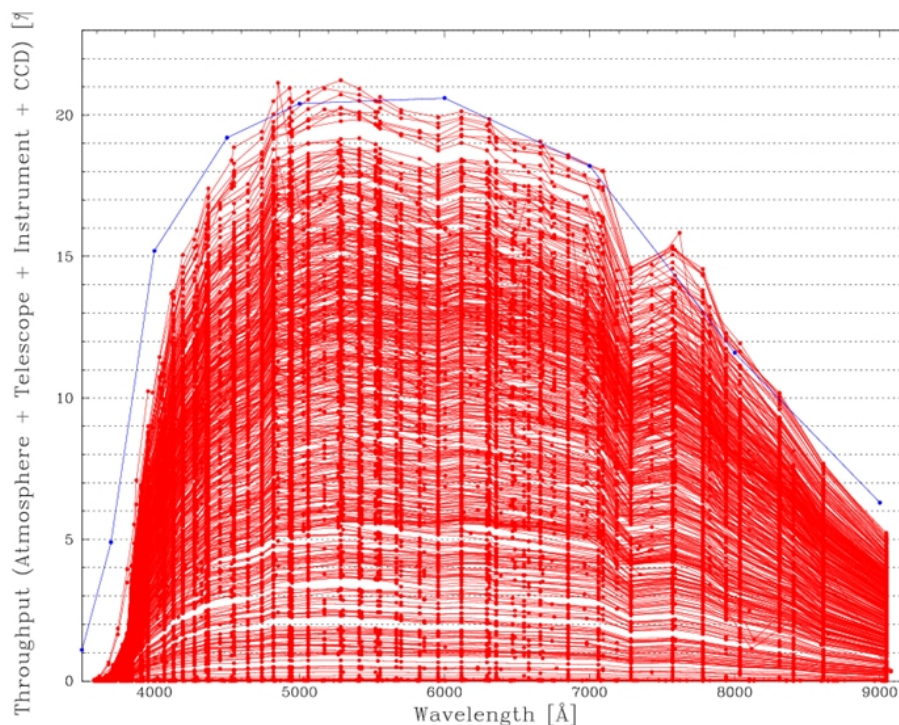


**Obrázek 69:** Difrakční mřížka se vzdáleností vrypů  $d$ , úhlem dopadu  $\alpha$  a odrazu  $\beta$ .

### 5.3.1 Typy spektrografů

Základní dělení spektrografů můžeme provést podle použitého disperzního členu. Nejčastěji se využívá mřížka (grating), dále hranol (prism) či jejich kombinace propustná mřížka (grism). Lze rovněž použít úzkopásmový filtr, který nám vymezení

pouze okolí určité spektrální čáry (narrow-band imaging NBI), případně interferometrický typ spektrografu. Pokud budeme dělit spektrografy podle geometrie, pak hovoříme o štěrbinovém (více štěrbinovém), aperturním multivláknovém, integrální jednotce pole (integral field unit IFU) nebo laditelném snímači (turntable images).



**Obrázek 70:** Účinnost vysoko disperzního spektrografu FEROS na observatoři La Silla v Chile.

## Mřížkový spektrograf

Mřížkový spektrogram je založen na odrazové difrakční mřížce (viz obr. 69), která má pravidelně uspořádané vrypy, které mají mezi sebou ekvidistantní vzdálenost  $d$ . Taková mřížka pak splňuje mřížkovou rovnici danou jako

$$m\lambda = d[\sin \alpha + \sin \beta], \quad (65)$$

kde úhel  $\alpha$  je úhlem dopadu,  $\beta$  úhlem odrazu a  $m$  odpovídá řádu pozorovaného spektra. Derivací rovnice 65, dostaneme

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \beta}. \quad (66)$$

Lineární disperze je dána jako

$$\frac{d\lambda}{dx} = \frac{d\lambda}{d\beta} \frac{d\beta}{dx} = \frac{d \cos \beta}{m f_{\text{cam}}} \quad [\text{Å/mm}], \quad (67)$$

kde  $f_{\text{cam}}$  je ohnisko kamery, které lze vyjádřit vztahem

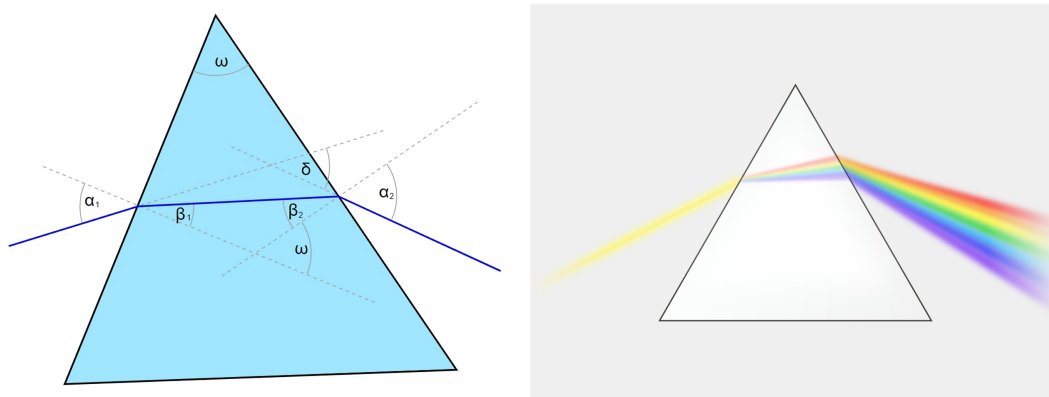
$$f_{\text{cam}} = \frac{dx}{d\beta} \implies \frac{d\lambda}{dx} = \frac{1}{f_{\text{cam}}} \frac{d\lambda}{d\beta}. \quad (68)$$

Rozlišení spektrografu  $R$  můžeme vyjádřit jako poměr spektrálního rozlišení  $\Delta\lambda$  ku vlnové délce  $\lambda$ , na které pozorujeme. Případně můžeme použít i další vztah

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = Nm, \quad (69)$$

kde je  $N$  je celkový počet vrypů a  $m$  je řád spektra. Podle disperze (rozlišení) spektrografu je dělíme na nízko disperzní, které mají rozlišení menší než 10 000, středně disperzní s rozlišením mezi 10 – 40 000, vysoko disperzní s  $R$  mezi 40 – 100 000 až po ultra disperzní s  $R > 100 000$ . Čím je disperze větší, tím je výsledné spektrum slabší (má menší intenzitu). Proto je nutné mít na vstupu co největší množství světla, které se do spektrografu dostává, ale také co nejvyšší jeho účinnost (např. u FEROSU je to max. 20 %, viz obr. 70).

Pokud se před mřížku vloží disperzní člen, vytvoříme tzv. propustnou mřížku (grism). Výhodou tohoto uspořádání je to, že i pro nultý řád spektra dostaneme disperzi, kterou bychom v případě normální mřížky takto nezískali (viz rovnice 65).



Obrázek 71: Lom světla hranolem [E40].

## Hranolový spektrograf

U hranolových (prismatických) spektrografů se využívá indexu lomu světla, který díky funkční závislosti na vlnové délce, umožňuje rozklad světla na jednotlivé vlnové délky. Pro index lomu platí vztah

$$n = \frac{c}{v}, \quad (70)$$

kde  $v$  je rychlost světla v disperzním hranolu. Ze Schnellova zákona z obrázku 71 dostaneme

$$\sin \alpha_1 = n \sin \beta_1 \quad \text{a} \quad \sin \alpha_2 = n \sin \beta_2. \quad (71)$$

Pro odchylku  $\delta$  platí

$$\delta = (\alpha_1 - \beta_1) + (\alpha_2 - \beta_2) = \alpha_1 + \alpha_2 - \omega, \quad (72)$$

protože  $\omega = \beta_1 + \beta_2$ . Pokud je lámavý úhel  $\omega$  malý, pak jsou také malé úhly  $\alpha_1$  a  $\alpha_2$ . Takovému hranolu se říká optický klín a můžeme pro něj rovnice 71 přepsat jako  $\alpha_1 = n\beta_1$  a  $\alpha_2 = n\beta_2$ , což pak pro odchylku (disperzi) hranolu vede na vztah

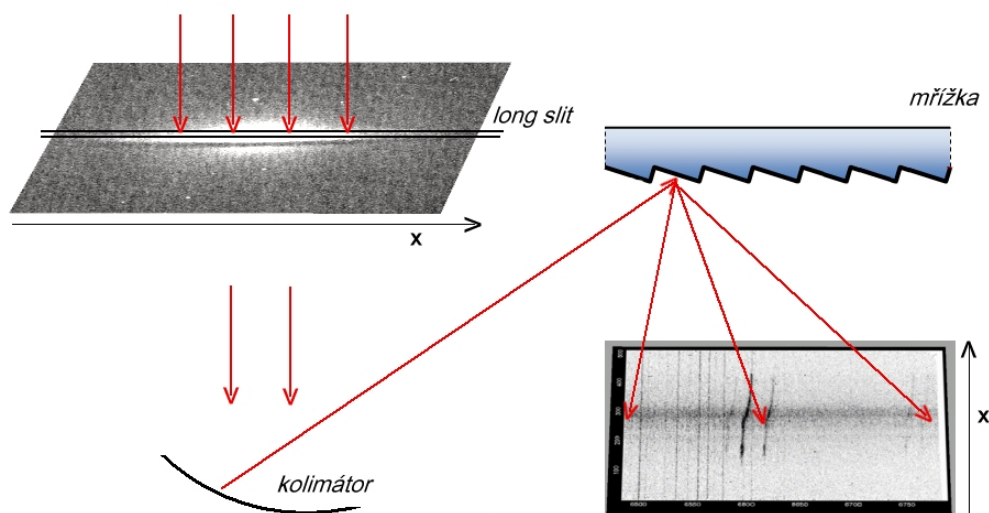
$$\delta(\lambda) = (n(\lambda) - 1)\omega. \quad (73)$$

Z tohoto vztahu vyplývá, že odchylka  $\delta$  pro malý lámavý úhel  $\omega$  nezávisí na úhlu dopadu. Pro větší  $\omega$  pak pro odchylku platí

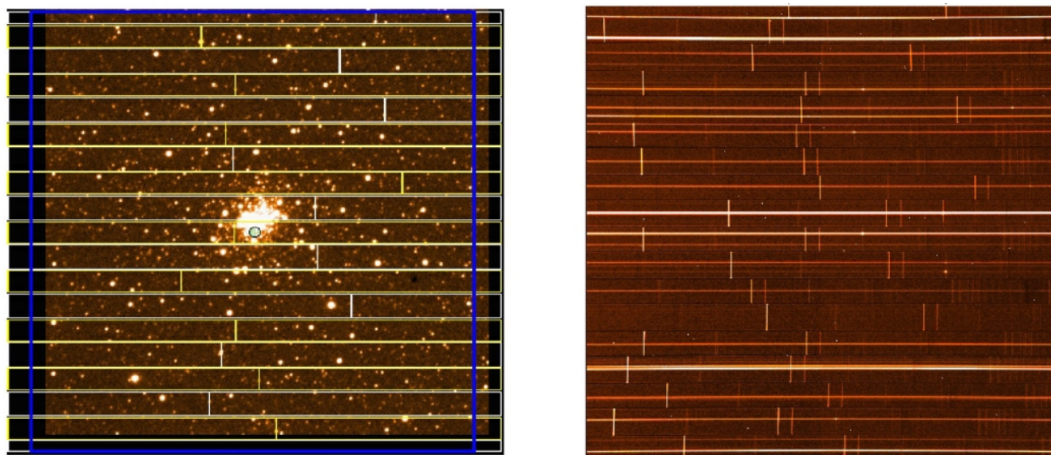
$$\delta = \arcsin(n \sin \beta_1) - \arcsin[n \sin(\beta_1 - \omega)] - \omega. \quad (74)$$

### Long slit spektrograf

Schématické uspořádání spektrografu s dlouhou štěrbinou je zobrazeno na obrázku 72. Tento typ spektrografu se využívá např. na zkoumání rotačních profilů galaxií, kdy se štěrbinou umístí podél roviny galaxie a my pak můžeme ve spektru vidět radiální rychlosti pro různé spektrální čáry v závislosti od středu pozorované galaxie. Spektrograf nemá bohužel moc velkou rozlišovací schopnost, jde o hodnoty do 5000. Výhodou je naopak větší účinnost a možnost pozorovat i velmi slabé objekty v intervalu vlnových délek větším než 100 nm. Často je konfigurace i ve vícenásobném módu, tzn. že je použito současně více štěrbin. Pak hovoříme o tzv. *více štěrbinovém (multislit) spektrografu*. Jak vypadá maska tvořená několika štěrbinami a výsledná spektra, je možné vidět na obrázku 73.



Obrázek 72: Schématický řez long slit spektrografem.



**Obrázek 73:** Ukázka více štěrbinové masky pro spektrograf EFOSC (vlevo) a výsledná spektra (vpravo). Spektrograf je na dalekohledu NTT na observatoři ESO umístěné na La Silla.

Rozlišení štěrbinového spektrografu závisí také na velikosti použité štěrbině a ohniskových vzdálenostech kolimátoru a kamery. Štěrba  $s$  se zobrazí v obrazové rovině o velikosti  $s'$ , která je daná vztahem

$$s' = \frac{f_{\text{cam}}}{f_{\text{coll}}} s. \quad (75)$$

Spektrální rozlišení  $\Delta\lambda$  je vyjádřeno jako součin lineární disperze a velikostí obrazu štěrbině v ohniskové rovině.

$$\Delta\lambda = \frac{d\lambda}{dx} s' \implies \frac{d\lambda}{dx} = \frac{\Delta\lambda}{s'}. \quad (76)$$

Dosazením z rovnic 75 a 76 do rovnice 67 a využitím vztahu  $R = \lambda/\Delta\lambda$  dostaneme

$$\frac{\Delta\lambda}{s'} = \frac{d \cos \beta}{m f_{\text{coll}}} \frac{s}{s'} \implies R = \frac{m\lambda}{d \cos \beta} \frac{f_{\text{coll}}}{s}. \quad (77)$$

## Echelletový spektrograf

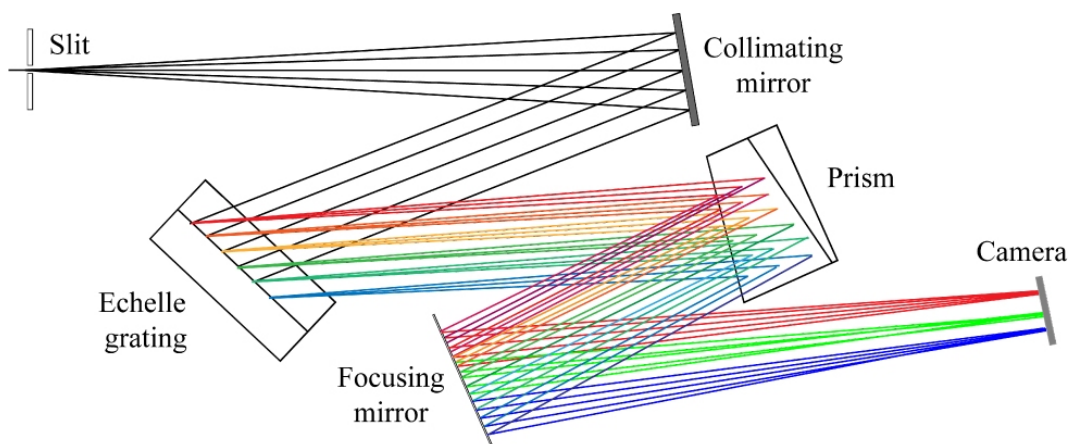
Pro získávání spekter s vysokou a ultra vysokou disperzí se používají echelletovy spektrografy (obr. 74). Jsou konstruovány na měření vysokých řádů spektra za využití tzv. *blazeované mřížky* ( $m$  je od desítek do stovek). Jde o speciální typ difrakční mřížky, která je optimalizována pro dosažení maximální účinnosti v daném difrakčním řádu (viz obr. 76). Za tímto účelem je maximální intenzita světla soustředěna do požadovaného řádu, zatímco v ostatních řádech je intenzita světla minimální. Této podmínky lze přesně dosáhnout pouze pro jednu vlnovou délku, proto se uvádí, pro kterou vlnovou délku je mřížka optimalizována (blazeována). Směr, ve kterém je dosaženo maximální účinnosti, odpovídá blaze úhlu  $\Theta_B = \alpha = \beta$ , hovoříme o Littrow konfiguraci. Kromě počtu vrypů na 1 mm mřížky a řádu spektra



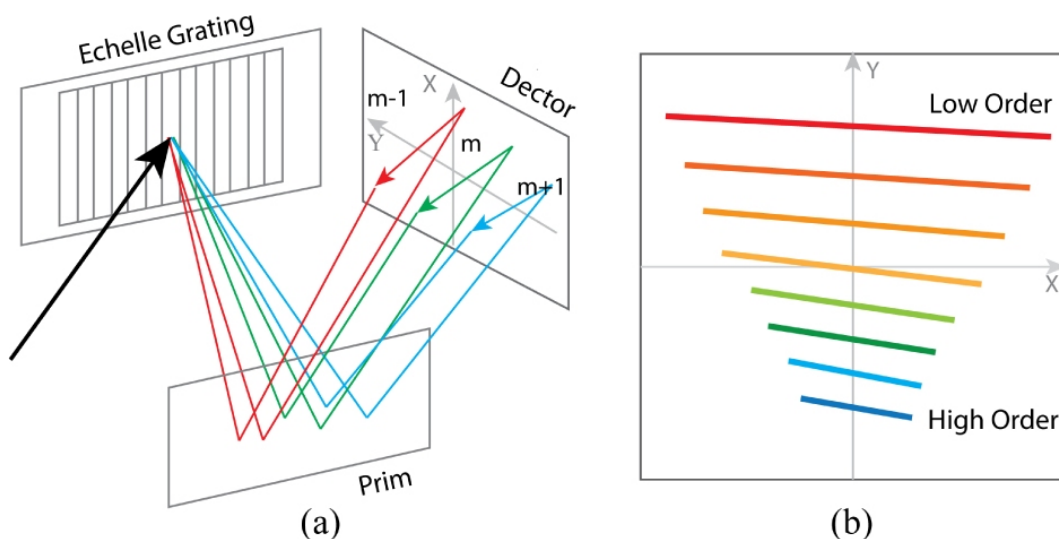
$m$  je třetím důležitým parametrem blazeované mřížky právě úhel  $\Theta_B$ . Difrakční rovnice pro blazeovanou mřížku pak nabývá tvaru z klasické mřížkové rovnice

$$d [\sin(\alpha) + \sin(\beta)] = m\lambda \quad \implies \quad \Theta_B = \arcsin \frac{m\lambda}{2d}. \quad (78)$$

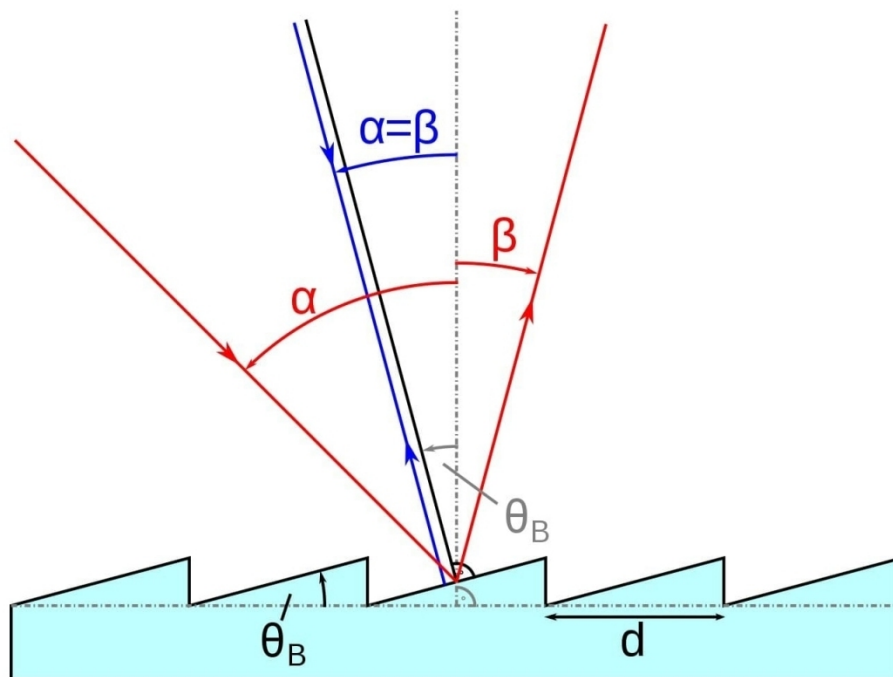
S využitím vysokých řádů ale přichází velký problém s překryvem spektra mezi jednotlivými řády. To se řeší vložením dalšího optického členu zvaného *cross-disperser*. Jako cross-disperseru se využívá hranolu či druhé mřížky. V obrazové rovině se vytváří obraz mnoha řádů spektra, která jsou zobrazena nad sebou. Hovoříme o tzv. *aperturách*, jak je vidět na obrázcích 75 a 77. Jednotlivé apertury se na svých koncích překrývají s předešlou i následující aperturou, proto můžeme získat bez větších problémů celé spektrum v délce několika set nanometrů.



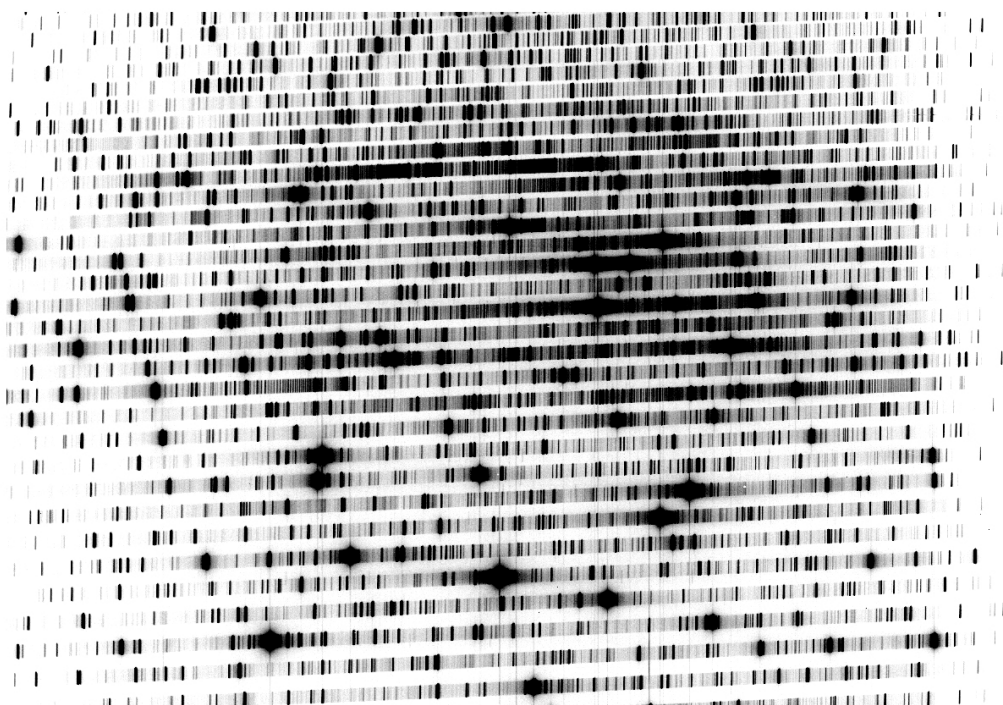
**Obrázek 74:** Schéma echelletového spektrografu, kde je použit hranol jako cross-disperser (Shen a kol. 2018).



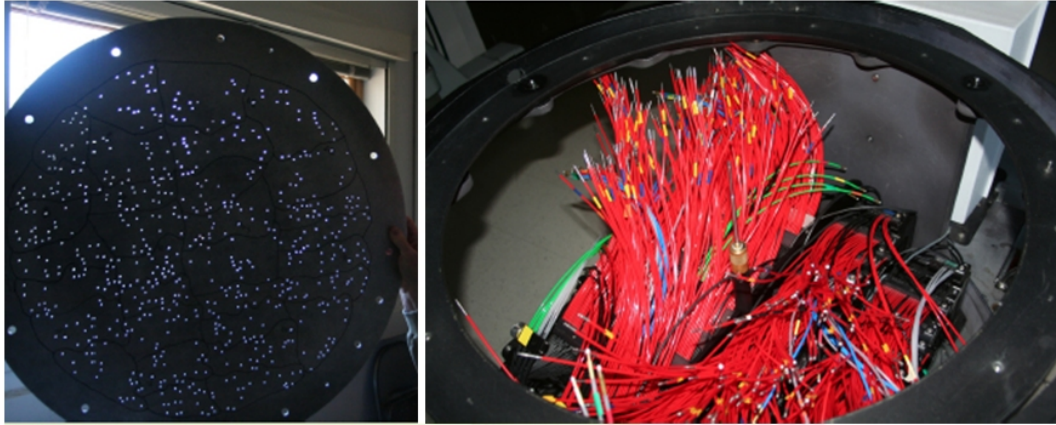
**Obrázek 75:** Vznik vysoko disperzního echelletového spektra (Shen a kol. 2018).



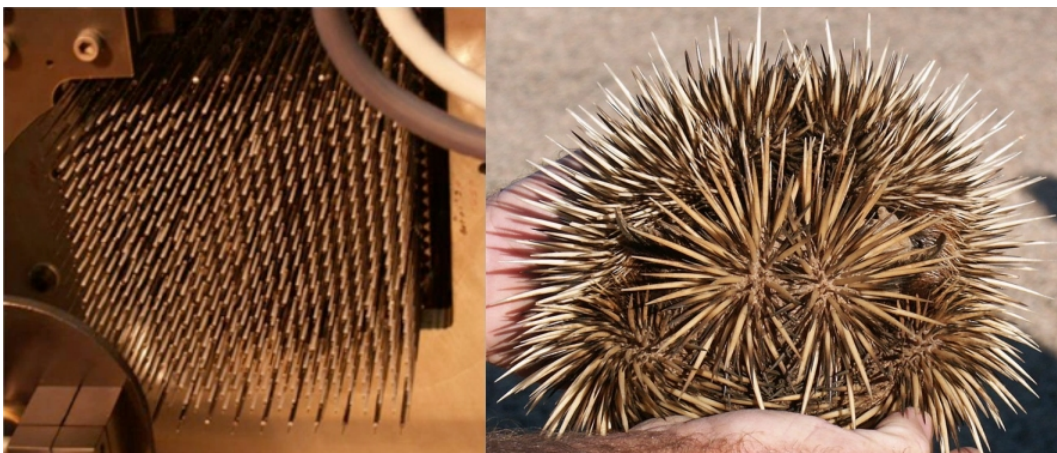
Obrázek 76: Blazeovaná mřížka s blaze úhlem  $\theta_B$ .



Obrázek 77: Tisíce kalibračních čar (Th-Ar) na echelletovém spektru z vysokodisperzního spektrografu UVES ( $R = 80\,000$  pro vlnové délky 300–500 nm) na observatoři Paranal.



**Obrázek 78:** Připravená maska pro optická vlákna (Sloan Digital Sky Survey).



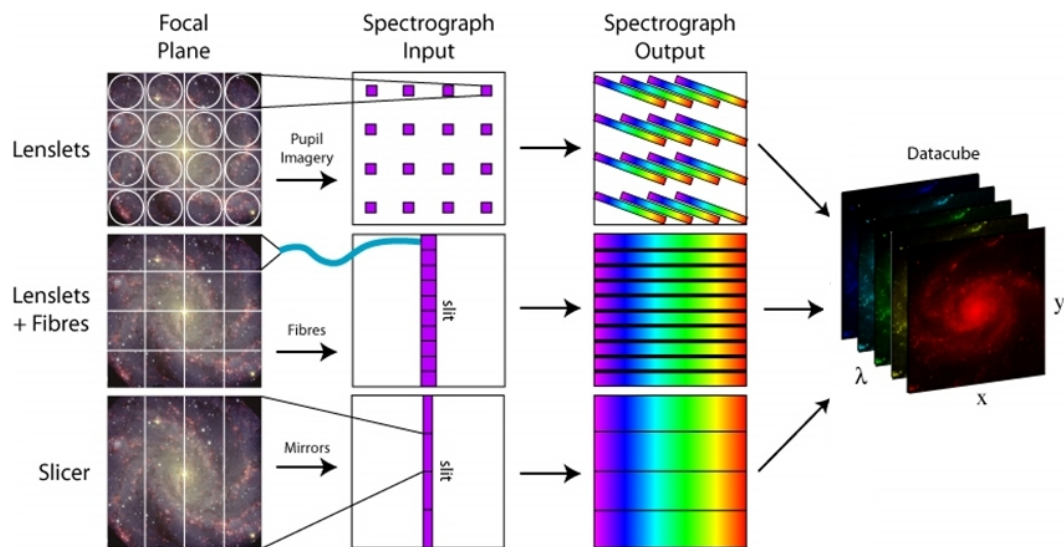
**Obrázek 79:** Mnoha vláknový robotický systém echidna na japonském dalekohledu Subaru (vlevo). Název echidna je podle podoby s ježurou australskou (echidna australia), která je v lidských dlaních schoulená do klubička (vpravo).

### Aperturní více vláknový spektrograf

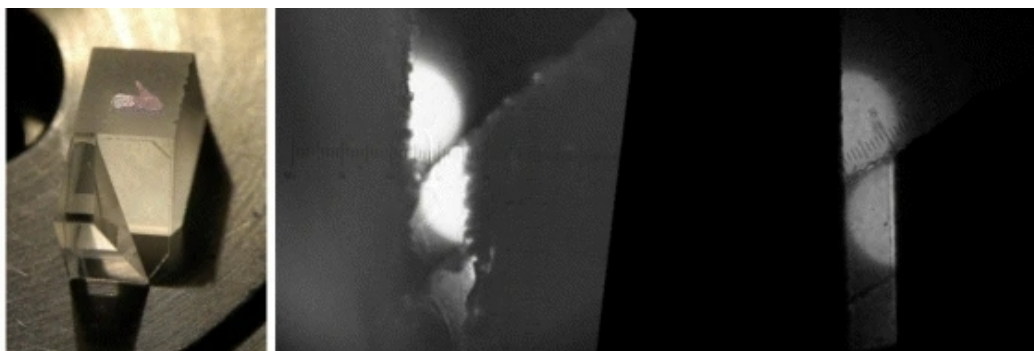
V ohniskové rovině je možné nastavit pozice mnoha optických vláken, která pak vedou světlo do spektrografu, který není přímo umístěný pod kopulí vedle dalekohledu, ale nachází se v teplotně stabilizované místnosti. Optická vlákna se umísťují do předem připravené masky ručně (např. přehlídka Sloan Digital Sky Survey, viz obr. 78) nebo se nastaví roboticky, jako je tomu v případě 400 optických vláken systému echidna (Gillingham a kol. 2000) na dalekohledu Subaru, který je na obr. 79. Výhodou této konfigurace je možnost spektroskopicky zkoumat větší zorné pole na stejném rozsahu vlnových délek pro všechny objekty současně. Optická vlákna, která přivádějí signál na šterbinu, jsou uspořádána nad sebou podél její délky a díky tomu můžeme efektivně využít celou plochu CCD čipu pro detekci spekter. Nevýhodou je, že jednotlivá optická vlákna nemohou být vedle sebe bez omezení, většinou je minimální rozpětí mezi nimi od několika až do 10". Optická vlákna mají také ztráty a časem degradují, což snižuje účinnost spektrografu. Další nevýhodou je časově náročná příprava (konfigurace) poloh optických vláken pro jednotlivá pozorování.

## Integrální jednotka pole

Integrální jednotka pole je schopna pokrýt pole o rozměru až 1 úhlové minuty. Spektra můžeme získat třemi přístupy. První spočívá v tom, že jsou v ohniskové rovině fokusovány jednotlivé části obrazu na mnoho štěrbin, druhý přístup takto fokusované světlo vede optickými vlákny na štěrbinu. Poslední využívá tzv. *image sliceru* (kráječe obrazu, viz obr. 81), který obraz rozřeže na několik pásů, ze kterých je světlo opět přivedeno zrcátky na štěrbinu (viz obr. 80). Takto získáme pro každou oblast zorného pole spektrum. Výsledek se pak ukládá do tzv. *datové kostky* (data cube), ve které si můžeme zobrazovat intenzitu obrazu na jednotlivých vlnových délkách. Z datové kostky tak můžeme vyhodnotit např. radiální rychlosti v galaxiích či v mezihvězdných bublinách (interstellar bubbles).



**Obrázek 80:** Tři uspořádání integrální jednotky pole (Integral Field Unit - IFU). Nahoře je fokusace světla čočkami na mnoho štěrbin, uprostřed fokusace světla do optických vláken a jeho přivedení na štěrbinu, v dolní části je pak zobrazena funkce kráječe obrazu a následné nasměrování světla zrcátky na štěrbinu [E41].



**Obrázek 81:** Hranolový kráječ obrazu. Vlevo: kompletně sestavený kráječ o rozměrech  $5 \times 5 \times 10$  mm. Vpravo: Výsledné snímky dvou verzí hranolového kráječe. Zlepšení na okraji obrazu od prvního pokusu (vlevo) ke konečnému výsledku (vpravo) je jasně patrné (Tala a kol. 2017).

## 5.4 Polarimetrie

Elektromagnetické záření je při interakci s hmotou polarizováno (odrazem, lomem či dvojlomem), stejně tak dochází k jeho polarizaci i v místech se silným magnetickým polem (viz 5.3). V roce 1852 definoval sir George Gabriel Stokes čtyři základní parametry, kterými je možné popsat polarizované světlo (Stokes 1851).

$$\begin{aligned} I &= E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ Q &= E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ U &= 2E_{0x}E_{0y} \cos(\delta_1 - \delta_2) \\ V &= 2E_{0x}E_{0y} \sin(\delta_1 - \delta_2) \end{aligned} \implies \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ 2E_{0x}E_{0y} \cos(\delta_1 - \delta_2) \\ 2E_{0x}E_{0y} \sin(\delta_1 - \delta_2) \end{pmatrix} \quad (79)$$

Obvykle světlo nebývá úplně polarizované, hovoříme o intenzitě polarizovaných složek záření, která je dána výrazem

$$I_p = \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}. \quad (80)$$

Z intenzity polarizace  $I_p$  pak můžeme vypočítat stupeň polarizace, který je roven

$$\Pi = \frac{Q^2 + U^2 + V^2}{I} = \frac{I_p}{I}. \quad (81)$$

Rovněž můžeme definovat stupeň lineární polarizace

$$\Pi_l = \frac{Q^2 + U^2}{I}, \quad (82)$$

případně stupeň kruhové polarizace

$$\Pi_c = \frac{V}{I}. \quad (83)$$

Pro lineárně polarizované světlo platí, že  $Q \neq 0$ ,  $U \neq 0$  a  $V = 0$ . U kruhově polarizovaného světla platí  $Q = 0$ ,  $U = 0$  a  $V \neq 0$ . Zcela polarizované světlo má roven čtverec Stokesova indexu  $I$  součtu ostatních složek  $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$ . Pro částečně polarizované platí nerovnice  $I^2 > Q^2 + U^2 + V^2$ . Nepolarizované světlo má pak hodnoty  $Q = U = V = 0$ . Stokesovy vektory pro totálně polarizované světlo můžeme zapsat jako součin  $I_0$  s maticemi

$$\begin{array}{cccccc} \text{LHP:} & \text{LVP:} & +45^\circ: & -45^\circ: & \text{PKP:} & \text{LKP:} \\ \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}, \end{array} \quad (84)$$

kde LHP je lineárně horizontální a LVP lineárně vertikální polarizace,  $\pm 45^\circ$  lineární polarizace s tímto úhlem a PKP pravotočivě a LKP levotočivě kruhová polarizace.

Přijmeme-li, že světlo je popsáno Stokesovými parametry ( $IQUV$ ), pak detekované světlo ( $I'Q'U'V'$ ) je navíc ovlivněno optickými komponenty, geometrií

i fyzikálními jevy, které jsou popsány Müllerovou maticí

$$\begin{pmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix}. \quad (85)$$

Müllerova matice pro lineární (+Q) polarizátor na  $0^\circ$  a  $-Q$  na  $90^\circ$  má tvar

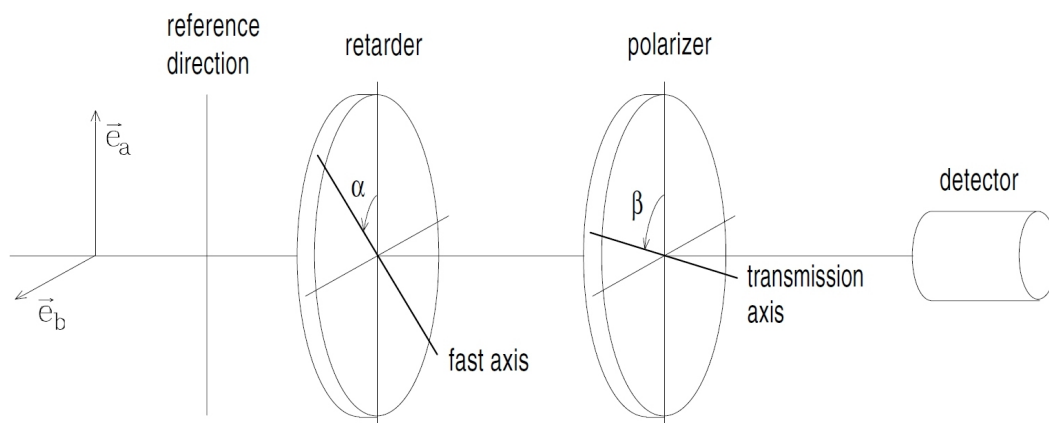
$$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \pm 1 & 0 & 0 \\ \pm 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (86)$$

pro lineární ( $\pm U$ ) polarizátor na  $\pm 45^\circ$  má tvar

$$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & \pm 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \pm 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (87)$$

a pro kruhový ( $\pm V$ ) polarizátor pak tvar

$$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & \pm 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \pm 1 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (88)$$



**Obrázek 82:** Schéma ideálního polarimetru (Landi Degl'Innocenti a Landolfi 2004).

Jak vypadá měření ideálním polarimetrem, je zobrazeno na obr. 82. Na vstupu máme světlo, které je dáno Stokesovými parametry ( $IQUV$ ) a má složky  $\varepsilon_1$  a  $\varepsilon_2$ . Předpokládáme, že referenční směr je totožný s vektorem  $\vec{e}_a$ . Světlo prochází retardérem, jehož rychlá optická osa je stočena o úhel  $\alpha$  vůči referenčnímu směru. Po průchodu retardérem získáváme rychlou a pomalou vlnu, které jsou dány maticovým zápisem

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_f \\ \varepsilon_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \end{pmatrix}. \quad (89)$$

Získáme tak

$$\begin{aligned}\varepsilon_f &= \varepsilon_1 \cos \alpha + \varepsilon_2 \sin \alpha \\ \varepsilon_s &= e^{i\delta}(-\sin \alpha + \varepsilon_2 \cos \alpha) \end{aligned} \quad (90)$$

Po průchodu polarizátorem pak výsledná komponenta v rovině polarizace odpovídá

$$\varepsilon_p = \cos(\beta - \alpha)\varepsilon_f + \sin(\beta - \alpha)\varepsilon_s. \quad (91)$$

Odtud již můžeme určit signál, který měříme detektorem

$$\begin{aligned}S(\alpha, \beta, \delta) &= \frac{1}{2}[I + (Q \cos 2\alpha + U \sin 2\alpha) \cos 2(\beta - \alpha) - \\ &- (Q \sin 2\alpha - U \cos 2\alpha) \sin 2(\beta - \alpha) \cos \delta + V \sin 2(\beta - \alpha) \sin \delta]. \end{aligned} \quad (92)$$

Pokud budeme mít  $\delta = \pi$  (půlvlnná destička) a  $\beta = 0^\circ$  dostaneme

$$S(\alpha) = \frac{1}{2}(I + Q \cos 4\alpha + U \sin 4\alpha). \quad (93)$$

Odtud už získáme  $I$ ,  $Q$  a  $U$  jako

$$\begin{aligned}I &= S(0^\circ) + S(45^\circ) \\ Q &= S(0^\circ) - S(45^\circ) \\ U &= S(22,5^\circ) - S(67,5^\circ)\end{aligned} \quad (94)$$

a pro čtvrtvlnnou destičku ( $\delta = \pi/2$ ) a  $\beta = 0^\circ$  dostaneme

$$S(\alpha) = \frac{1}{2}(I + Q \cos^2 2\alpha + U \sin 2\alpha \cos 2\alpha - V \sin 2\alpha). \quad (95)$$

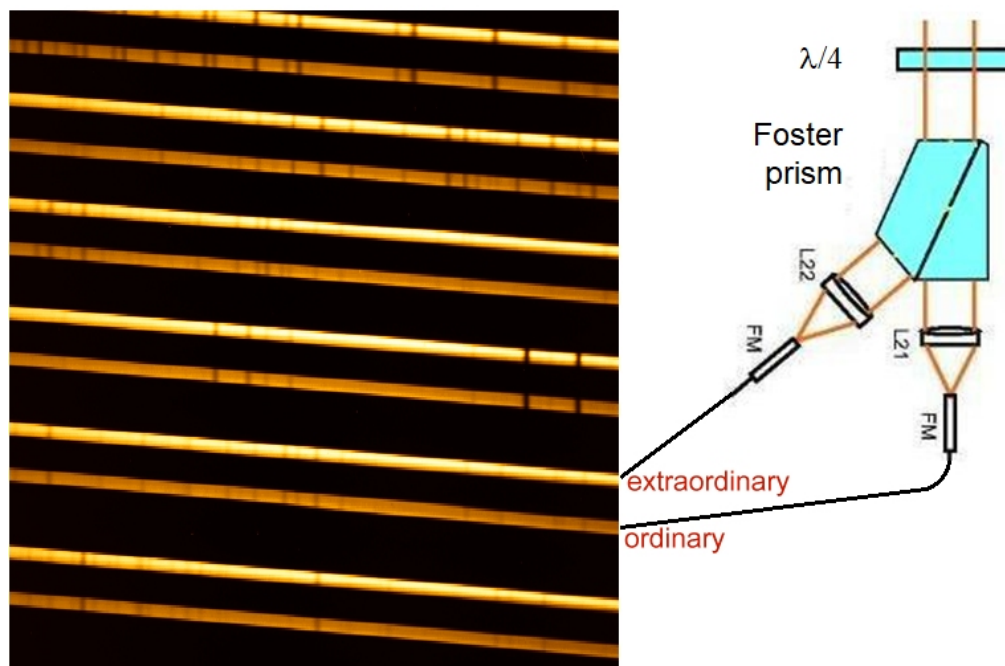
Po dosazení získáme  $I$ ,  $V$  jako

$$I = S(45^\circ) + S(135^\circ) \quad \text{a} \quad V = S(45^\circ) - S(135^\circ). \quad (96)$$

Při měření polarizace je nutné uvažovat i polarizaci, která vzniká v samotných přístrojích. Může nastat asymetrií dalekohledu, která souvisí s pokovením zrcadla, pozorováním mimo optickou osu či segmentovým dalekohledem. Bohužel je většinou potřeba použít více optických prvků, abychom světlo dovedli do polarimetru. V principu jsme schopni přístrojovou polarizaci vypočítat a pak ji následně odečíst. K jejímu určení využíváme tzv. *polarizační standardní hvězdy*, u kterých známe míru polarizace i polarizační úhel. Rovněž máme i nepolarizované standardní hvězdy, které při polarizačních měřeních využíváme.

Popsán byl ideální polarimetr. Ve skutečnosti ale musíme uvažovat propustnost atmosféry, seeing i účinnost na vlnové délce. Abychom eliminovali tyto efekty, využívá se tzv. dvoupaprsková technika (Tinbergen a Rutten 1992). Předpokládá se, že existuje časově nezávislá přístrojová citlivost  $G(\lambda)$  (např. účinnost jednotlivých pixelů v CCD čipu) společně s časově závislou citlivostí  $F(\lambda)$  spekter (např. propustnost atmosféry). Takže Stokesův parametr  $P$ , ve kterém dominuje fotonový šum, můžeme získat z pořízených spekter pro úhly  $\alpha = \alpha_1$  a  $\alpha_2$

$$\begin{aligned}S_{\alpha_1,o}(\lambda) &= 0,5[I(\lambda) + P(\lambda)]G_o(\lambda)F_{\alpha_1}(\lambda) \\ S_{\alpha_1,e}(\lambda) &= 0,5[I(\lambda) - P(\lambda)]G_e(\lambda)F_{\alpha_1}(\lambda) \\ S_{\alpha_2,o}(\lambda) &= 0,5[I(\lambda) - P(\lambda)]G_o(\lambda)F_{\alpha_2}(\lambda) \\ S_{\alpha_2,e}(\lambda) &= 0,5[I(\lambda) + P(\lambda)]G_e(\lambda)F_{\alpha_2}(\lambda)\end{aligned} \quad (97)$$



Obrázek 83: Schéma spektropolarimetru s chodem řádného a mimořádného svazku.

Odtud můžeme vypočítat poměr pro signál

$$\frac{P(\lambda)}{I(\lambda)} = \frac{R_P(\lambda) - 1}{R_P(\lambda) + 1} \quad , \quad R_P^2(\lambda) = \frac{S_{\alpha 1,o}(\lambda)/S_{\alpha 1,e}(\lambda)}{S_{\alpha 2,o}(\lambda)/S_{\alpha 2,e}(\lambda)} \quad (98)$$

a rovněž i pro šum

$$\frac{N(\lambda)}{I(\lambda)} = \frac{R_N(\lambda) - 1}{R_N(\lambda) + 1} \quad , \quad R_N^2(\lambda) = \frac{S_{\alpha 1,o}(\lambda)/S_{\alpha 1,e}(\lambda)}{S_{\alpha 2,o}(\lambda)/S_{\alpha 2,e}(\lambda)}. \quad (99)$$

Přicházející světlo je po průchodu půlvlnnou destičkou ( $\lambda/2$  retardérem) rozloženo na řádný (ordinary) a mimořádný (extraordinary) svazek (viz obr. 83), který je poslán optickým vláknem do spektrografu. Získáme tak spektra pro oba svazky. Měříme pro úhly  $0^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $22,5^\circ$  a  $67,5^\circ$ . Dostaneme tak pro poměr  $Q/I$

$$\frac{Q}{I} = \frac{R - 1}{R + 1} \quad , \quad R^2 = \frac{S_{O,o}/S_{O,e}}{S_{45,o}/S_{45,e}} \quad (100)$$

a pro  $U/I$  pak

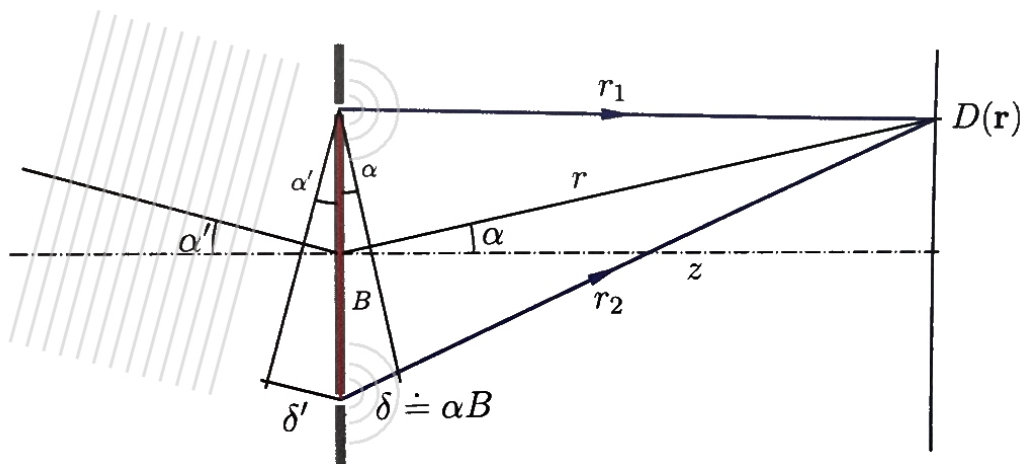
$$\frac{U}{I} = \frac{R - 1}{R + 1} \quad , \quad R^2 = \frac{S_{22,5,o}/S_{22,5,e}}{S_{67,5,o}/S_{67,5,e}}. \quad (101)$$

V roce 2016 bylo doporučeno IAU, aby se astronomové drželi dlouholeté konvence měření polarizačního úhlu v tom smyslu, že při pohledu na zdroj se úhel zvětšuje proti směru hodinových ručiček. Tato reakce přišla na praxi některých astronomů, kteří zkoumali polarizaci mikrovlnného záření a měřili ji ve směru hodinových ručiček. Tím by došlo ke zmatkům, dochází ke změně znaménka u Stokesova parametru  $U$ .



## 5.5 Interferometrie

Pro získání většího úhlového rozlišení, než by nám umožňoval např. jeden dalekohled, se využívá metoda zvaná *interferometrie*. Interferometrická měření vycházejí z Youngova experimentu (viz obr. 84), ve kterém byl bodový zdroj a dvě štěrby ve vzdálenosti  $B$ . Na stínítku se pak pozorovaly interferenční proužky. Interference světla ze dvou dalekohledů byla poprvé pozorována [Labeyriem \(1975\)](#). Pro syntézu signálů z dvou (více) dalekohledů je nutné využít tzv. *zpožďovací dráhu*, která kompenzuje vzájemné pohyby dalekohledů při otáčení Země, což by vedlo k neustálé změně interferenčního jevu. V bodě na stínítku ve vzdálenosti  $r$



Obrázek 84: Uspořádání Youngova experimentu.

od středu štěrbin dostaneme vzruch  $D$ , který je daný součtem

$$D(r) = \frac{D_0}{r_1} e^{ikr_1} + \frac{D_0}{r_2} e^{ikr_2}. \quad (102)$$

Protože vzdálenost štěrbin je malá, můžeme uvažovat, že platí  $z \doteq r_1$  a  $z \doteq r_2$ . Dosazením do rovnice 102 a menších úpravách dostaneme

$$D(r) = \frac{D_0}{z} (e^{ikr_1} + e^{ikr_2}) = \frac{D_0}{z} e^{i\frac{1}{2}k(r_1+r_2)} 2 \cos \left[ \frac{1}{2}k(r_1 - r_2) \right]. \quad (103)$$

Detektor ale zaznamenává intenzitu, kterou dostaneme jako komplexně sdružený součin

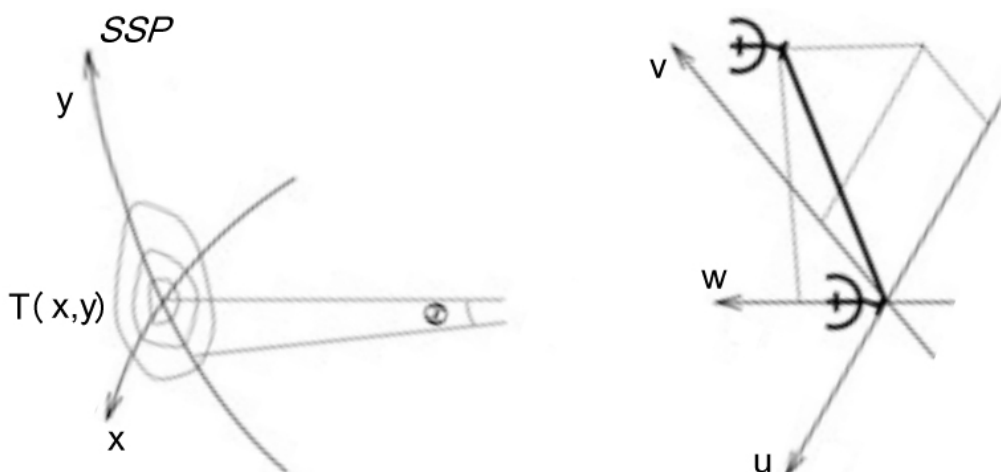
$$I(r) = D(r)D^*(r) = \left( \frac{D_0}{z} \right)^2 4 \cos^2 \left[ \frac{1}{2}k(r_1 - r_2) \right] = I_0 \{1 + \cos [k(r_1 - r_2)]\} = I_0 \{1 + \cos (k\alpha B)\}, \quad (104)$$

kde  $I_0 = 2(D_0/z)^2$  a rozdíl  $(r_1 - r_2) = \alpha B = \delta$ . Pokud přicházející vlna nedopadá kolmo na štěrby, pak je rozdíl  $(r_1 - r_2) = \delta + \delta' = (\alpha + \alpha')B$ . Odtud pak

$$I(\alpha, \alpha') = I_0 \{1 + \cos [k(\alpha + \alpha')B]\}. \quad (105)$$

Rovnice 105 odpovídá tzv. interferenčním proužkům. Jak je na první pohled patrné, interferenční proužky jsou dány pouze součinem vlnového čísla  $k$  a vzdálenosti štěrbin, které se v interferometrii říká základna (base)  $B$ . Vlnové číslo je nepřímo úměrné vlnové délce, takže poměr  $B/\lambda$  odpovídá počtu cyklů na určitou základnu. Z jednoduchého vztahu můžeme určit tzv. *viditelnost* interferenčních proužků

$$\nu = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (106)$$



**Obrázek 85:** Přechod z obrazové roviny  $xy$  do roviny  $uv$ , ve které jsou dvě antény pozorující objekt, jehož rozložení jasností je dáno  $T(x, y)$ .

V interferometrii je velice důležitý **teorém van Cittera a Zernikeho**. Pokud budeme integrovat rovnici 105 přes všechny úhly  $\alpha'$ , ze kterých přichází signál do interferometru, dostaneme reálnou část Fourierovy transformace rozložení intenzity zdroje  $I(\alpha')$ , které je pouze násobené faktorem

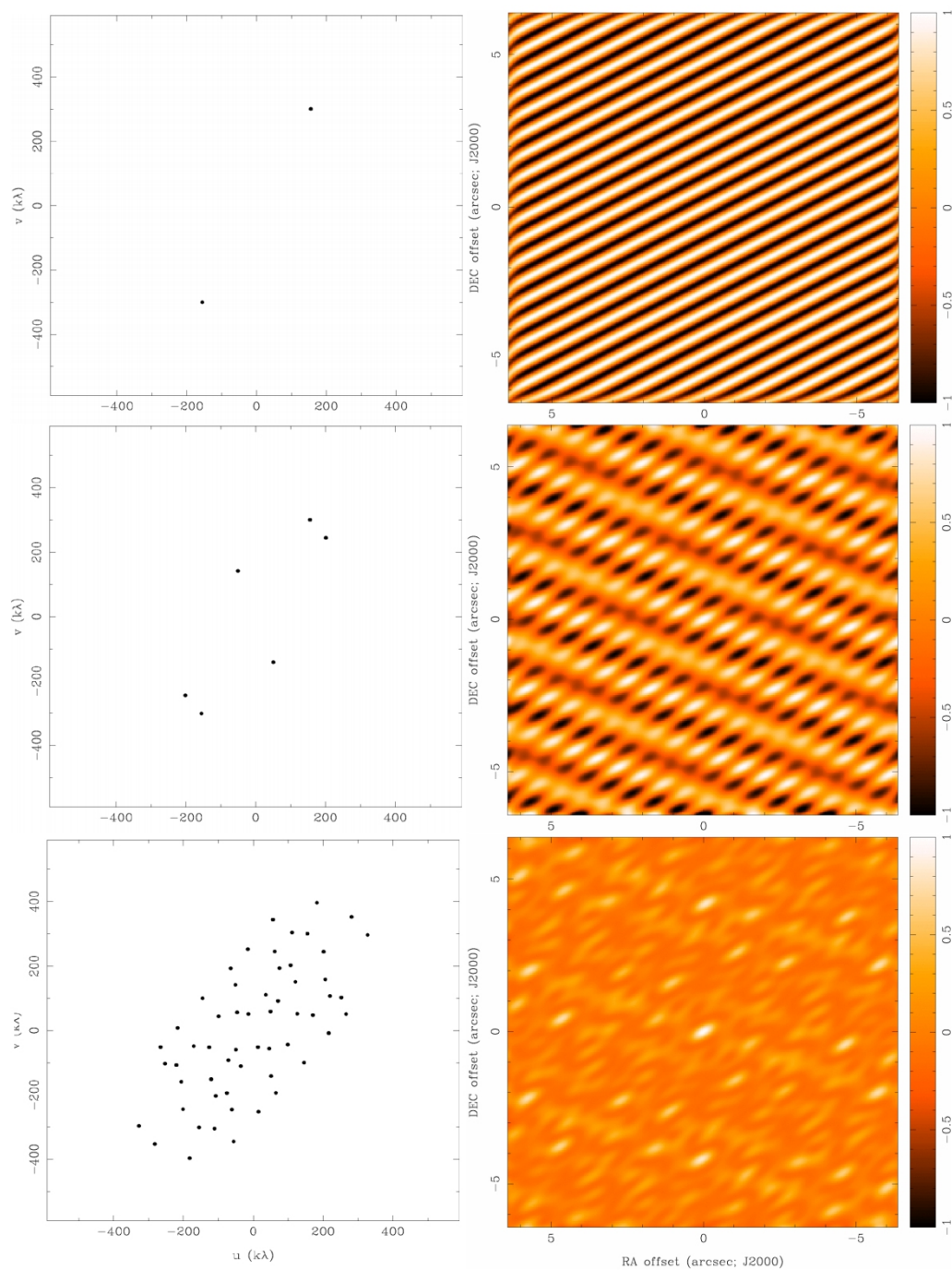
$$I(\vec{\alpha}) = I_0 \left\{ 1 + \Re \left[ \mu(B) e^{-ik\vec{\alpha}\vec{B}} \right] \right\}, \quad (107)$$

kde  $\mu(\vec{B})$  je *komplexní funkce viditelnosti* daná jako

$$\mu(\vec{B}) = \frac{\int I(\vec{\alpha}') e^{-ik\vec{\alpha}'\vec{B}} d\alpha'}{I_0}. \quad (108)$$

Absolutní hodnota  $|\mu(\vec{B})|$  určuje viditelnost proužků ( $\nu$ ) a polohu nultého proužku pak fáze  $\phi(\vec{B})$ . Z jednoho měření bychom moc informací nezískali, proto se měří tak, že se mění základna  $B$ , měří se na různých frekvencích  $\lambda$  a nebo se využívá tzv. *aperturní syntézy*. Pro dvojici dalekohledů máme dané  $B/\lambda = (u, v)$ , ale samotné rozložení  $V(u, v)$  lze měřit pouze v diskrétním počtu bodů. Abychom byli schopni dostat kvalitní obraz, musíme měřit tak, abychom pokryli právě co nejvíce rovinu  $uv$ . Toho lze docílit s využitím rotace Země. Z teorému van Cittera a Zernikeho můžeme pro Fourierův obraz  $T(x, y)$  v obrazové rovině psát

$$T(x, y) = \int \int V(u, v) e^{2\pi i(ux+vy)} dudv, \quad (109)$$



**Obrázek 86:** Ukázka vzorků v rovině  $uv$  (vlevo) a špinavého obrazu (vpravo) pro 2 antény (nahore), 3 antény (uprostřed) a 8 antén (dole) (Isella 2012).

zatímco ve Fourierově prostoru  $uv$  platí

$$V(u, v) = \iint T(x, y) e^{-2\pi i(ux+vy)} dx dy. \quad (110)$$

Protože máme ale konečný počet měření, získáme pouze tzv. špinavý (dirty) svazek, který je inverzní Fourierovou transformací

$$S(x, y) = \mathcal{F}^{-1}\{S(u, v)\}, \quad (111)$$

kde  $S(u, v)$  je konečný vzorek z roviny  $uv$  vyjádřený jako

$$S(u, v) = \sum_{k=1}^M \delta(u - u_k, v - v_k). \quad (112)$$

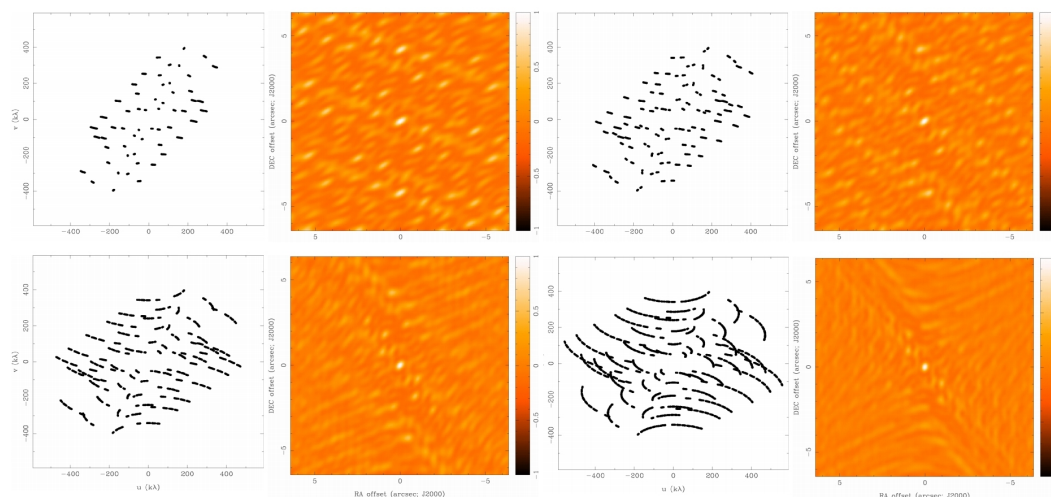
Špinavý obraz  $T_D(x, y)$  je inverzní Fourierovou transformací  $S(u, v) \times V(u, v)$

$$\begin{aligned} T_D(x, y) &= \iint S(u, v) V(u, v) e^{2\pi i(ux+vy)} dx dy \equiv \\ &\equiv \mathcal{F}^{-1}\{S(u, v) \times V(u, v)\} = S(x, y) \otimes T(x, y), \end{aligned} \quad (113)$$

což odpovídá konvoluci špinavého svazku s čistým obrazem.

Jak vypadá obraz v rovině  $uv$  a jeho syntetizovaný svazek (špinavý obraz) je zobrazeno na obr. 86. Pro dvě antény vidíme interferenční proužky, pro osm antén začínají být viditelné určité struktury, ale stále je to daleko od použitelného špinavého obrazu.

Jak pomůže právě rotace Země je zobrazeno na obr. 88). S větším počtem měření na 8 anténách se postupně zobrazuje ve středu špinavého snímku měřený objekt.



**Obrázek 87:** Zlepšení pokrytí v rovině  $uv$  pro 8 antén díky rotaci Země pro 30 (vlevo nahoře), 60 (vpravo nahoře), 120 (vlevo dole) a 240 vzorků (vpravo dole) (Isella 2012).

U interference způsobuje seeing jistá omezení. Díky němu se proužky posouvají, což při expozicích delších než 10 ms způsobuje jejich rozmazání. Posuny lze monitorovat a pomocí polopropustných zrcadel kompenzovat. Při tom ale ztrácíme informaci o fázi. Existuje však technika (*uzavírací fáze* nebo též *samokalibrace*, Jennison 1958), která při využití tří dalekohledů umožňuje seeing zcela eliminovat. Tři dalekohledy mají tři základny a součet fází s náhodnými fluktuacemi odpovídá součtu původních neporušených fází

$$\tilde{\phi}_{12} + \tilde{\phi}_{23} + \tilde{\phi}_{31} = \phi_{12} + \Phi_1 - \Phi_2 + \phi_{23} + \Phi_2 - \Phi_3 + \phi_{31} + \Phi_3 - \Phi_1 = \phi_{12} + \phi_{23} + \phi_{31}. \quad (114)$$

Dle Haniffa (2006) je vzruch na každém z dalekohledů pozměněn

$$\tilde{D} = GD = |G|e^{i\Phi}D, \quad (115)$$

kde  $|G|$  je zisk dalekohledu a  $\Phi$  je fázový posun ovlivněný např. seeingem. Funkce viditelnosti je dána

$$\tilde{\mu} = G_1G_2^*\mu = |G_1||G_2|e^{i(\Phi_1-\Phi_2)}. \quad (116)$$

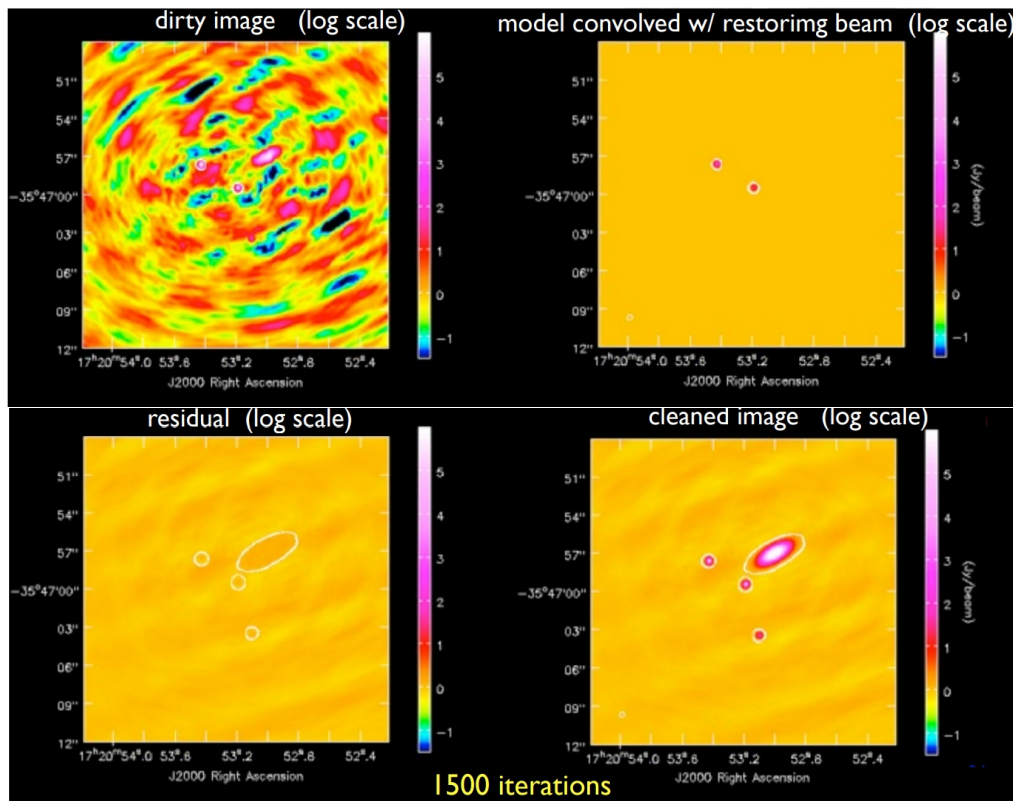
Budeme-li definovat *trojný součin* (bispektrum)

$$T_3 \equiv \mu_{12}\mu_{23}\mu_{31}, \quad (117)$$

můžeme po dosazení dostat

$$\begin{aligned} \tilde{T}_3 &= \tilde{\mu}_{12} + \tilde{\mu}_{23} + \tilde{\mu}_{31} = \\ &= |G_1||G_2|e^{i(\Phi_1-\Phi_2)}\mu_{12}|G_2||G_3|e^{i(\Phi_2-\Phi_3)}\mu_{23}|G_3||G_1|e^{i(\Phi_3-\Phi_1)}\mu_{31} = \\ &= |G_1|^2|G_2|^2|G_3|^2\mu_{12}\mu_{23}\mu_{31} = |G_1|^2|G_2|^2|G_3|^2T_3, \end{aligned} \quad (118)$$

což nám dává sice zmenšenou amplitudu, ale fáze není nikam posunuta. Uzavírací fáze pak odpovídá argumentu  $T_3$ .



**Obrázek 88:** Ukázka původního špinavého snímku (vlevo nahoře) a jeho model (vpravo nahoře). Dole vlevo je pak residuum ze špinavého snímku po 1500 iteracích a výsledný čistý obraz (vpravo dole) (Carpenter 2012).

## 5.6 Neutrinová astronomie

Při beta rozpadu dochází k rozpadu neutronu



na proton, pozitron a elektronové antineutrino. Wolfgang Pauli na konci roku 1930 předpověděl existenci nedetekované částice o energii a momentu hybnosti, který odpovídá pozorovanému úbytku vůči původnímu neutronu. K pojmenování této částice využil v roce 1933 Wolfgang Pauli zdvojnásobinu *neutrino* (malý a neutrální), které vychází z italského názvu neutronu (neutrone). (Anti)neutrino bylo poprvé detekováno Cowanem a kol. (1956) v Cowanově-Reinesově experimentu. Experiment spočíval na předpokladu, že podle Fermiho teorie existuje k beta rozpadu rovněž inverzní reakce, která je vyjádřena jako



Vzniklý pozitron  $e^+$  by měl po reakci ihned anihilovat s elektronem při produkci 2 gama fotonů o energii 510 keV, zatímco neutron by měl být zachycen protonem při uvolnění energie v podobě jednoho gama fotonu o energii 2,2 MeV. Tyto dva procesy by měly být bez problému detekovatelné a časový rozdíl mezi nimi odpovídá 15  $\mu s$ . V Cowanově-Reinesově experimentu byly neutrony zachytávány kadmiovou solí, která byla přidána do kapalného scintilátoru. Při zachycení neutronu byla vyzářena energie 9 MeV. Původní nápad, aby byla jako zdroj neutrin použita atomová bomba, byl relativně brzy zamítnut. Místo atomové bomby byl použit jaderný reaktor v Savannah River v Jižní Karolině, který sice produkoval méně neutrin, ale bylo možné provádět měření kontinuálně navíc s větším množstvím různých experimentů.

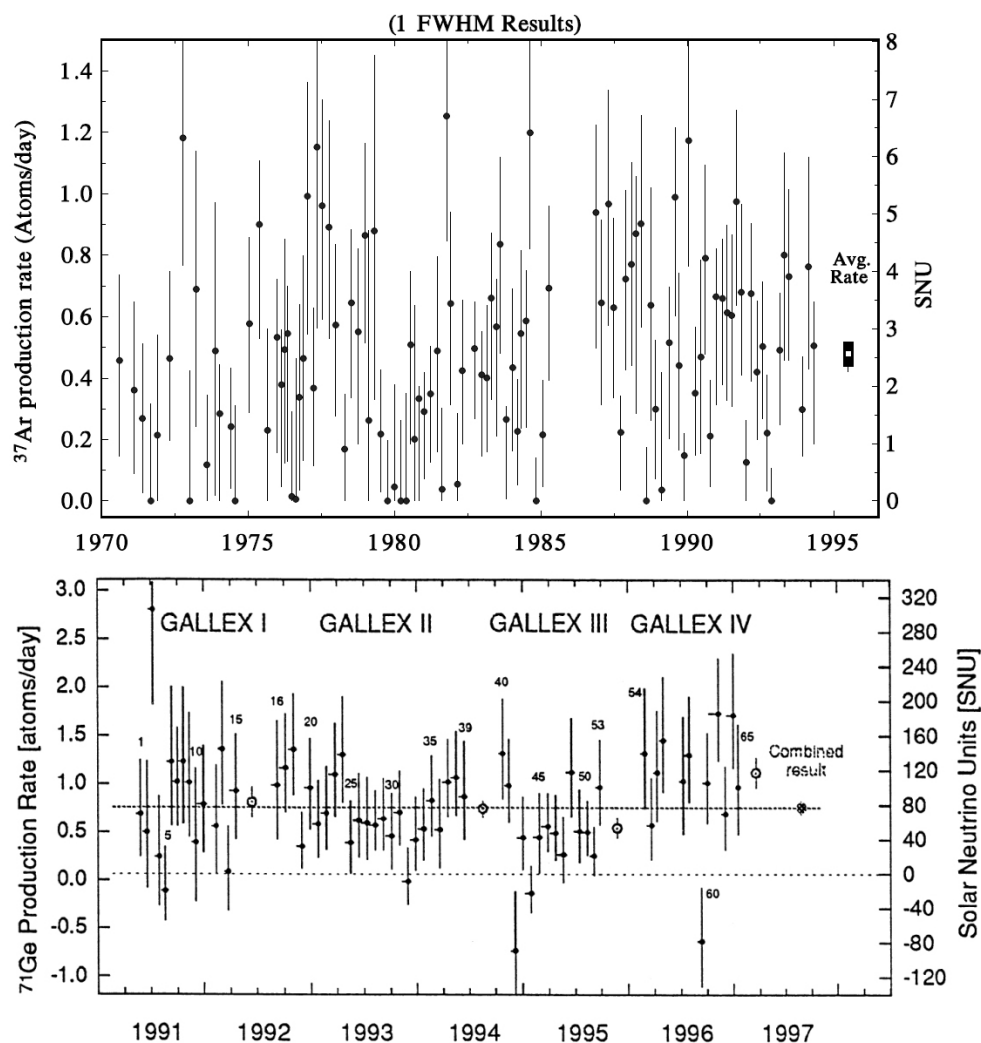
V roce 1962 dokázali Lederman, Schwarz, Steinberger a další, že existuje více typů neutrin (Danby a kol. 1962). Při experimentu na synchrotronu v Brookhavenské národní laboratoři (Brookhaven National Laboratory) objevili mionové neutrino  $\nu_\mu$ . Poslední taonové neutrino  $\nu_\tau$  bylo objeveno až v roce 1999 v americkém Fermilabu (experiment DONUT - Direct Observation of the NU Tau). Na objevu spolupracovala velká skupina vědců, proto i objevitelský článek má 52 autorů (DONUT Collaboration 2001).

### 5.6.1 Sluneční neutrina

Protože neutrina ve velkém množství vznikají při jaderných reakcích v nitrech hvězd, pokusil se o jejich detekci a stanovení jejich toku Raymond Davis. V roce 1965 v opuštěném zlatém dole Homestake v Jižní Dakotě v hloubce 1478 m pod zemí umístil nádobu s 380 m<sup>3</sup> perchlorethylenu (C<sub>2</sub>Cl<sub>4</sub>). Odhad, kolik by měl zachytit neutrin, mu vypočítal jeho kolega John N. Bahcall. Při interakci neutrina s energií vyšší než 0,814 MeV s atomy chloru vzniká radioaktivní izotop argonu, jak je zapsáno v reakci



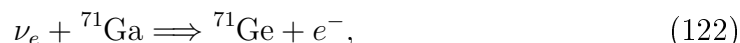
Poločas rozpadu argonu  ${}^{37}\text{Ar}$  je 35 dní. Davis proto vždy po několika týdnech nádobu probublal heliem a takto shromáždil stabilní argon společně se vzniklým



**Obrázek 89:** Tok slunečních neutrin: Davisonův experiment nahoře (Cleveland a kol. 1998), dole pak experiment GALLEX (GALLEX Collaboration 1999).

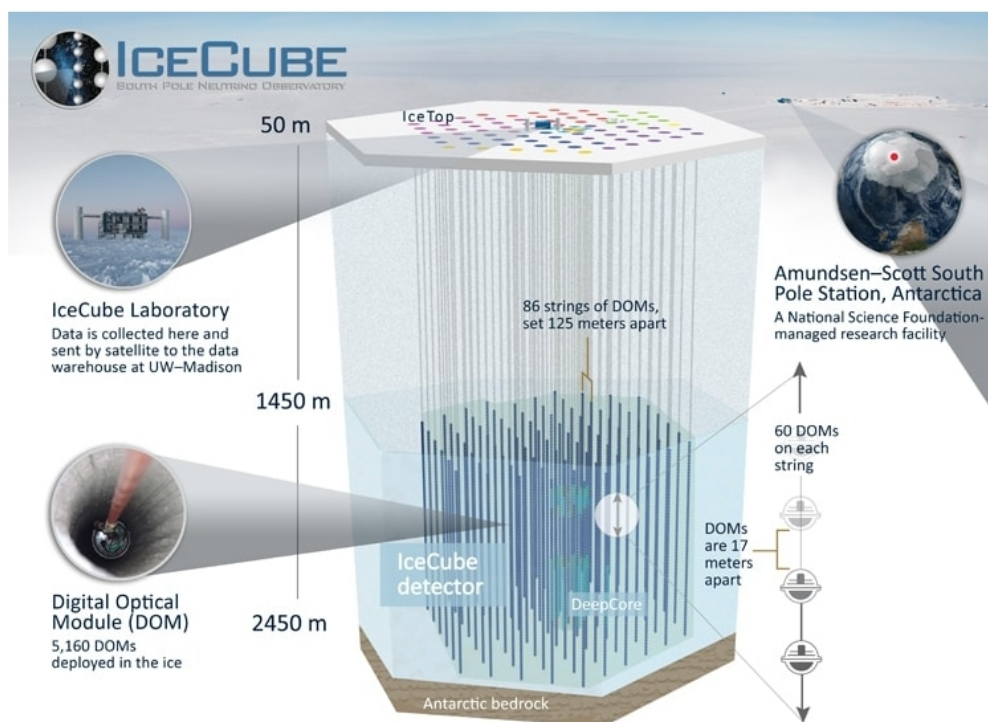
radioaktivním izotopem. Vzorek o objemu několika  $\text{cm}^3$  následně měřil a zjišťoval, ke kolika rozpadům dojde. Z toho mohl určit, po odečtení hodnoty pozadí, kolik neutrin bylo v detektoru zachyceno. Z výsledků mu ale vycházela pouze třetinová hodnota, než kterou vypočítal na základě modelu slunečního nitra Bahcall. Začalo se hovořit o tzv. *problému slunečních neutrin*. Vysvětlení, proč byla naměřena pouze jedna třetina očekávané hodnoty spočívá v předpokladu, že neutrina oscilují. Až do 70. let 20. století se předpokládalo, že neutrina nemají hmotnost. Již ale (Gribov a Pontecorvo v roce 1968) předpokládali, že neutrina hmotnost mají a pak se mohou měnit z jednoho typu na jiný. Oscilace mezi mionovými a elektronovými neutrinami byla prokázána na detektoru Super-Kamiokande v roce 1998. Davisův experiment byl navíc citlivý pouze na elektronová neutrina z pep reakce, která mají vyšší energii (1,44 MeV) než z častější p-p reakce ( $< 0,42$  MeV). V letech 1991–1997 probíhal pod horou Gran Sasso v Itálii galliový experiment GALLEX. V detektoru bylo  $54 \text{ m}^3$  chloridu gallitého ( $\text{GaCl}_3$ ), což vedlo při jeho zachycení

k reakci



při které vznikalo radioaktivní germanium s poločasem rozpadu 11,43 dne. Experiment GALLEX byl schopen zachytávat i neutrina z p-p reakce, proto byla naměřená hodnota toku neutrin  $73,1 \pm 7,2$  SNU, kdežto u Davisova experimentu pouze  $2,56 \pm 0,16$  SNU (viz obr. 89).

V současné době pracují i další neutrinové detektory. Můžeme zmínit IceCube, která od roku 2006 měří Čerenkovovo záření, které vzniká v ledu při brždění vzniklých částic, které se objevují po interakcích s neutrinami. IceCube je umístěna na jižním pólu, pro eliminaci pozadí se na povrchu měří v přístroji IceTop. Samotný experiment IceCube je umístěn v mnoha vrtech v ledu v hloubkách od 1450 do 2450 m. Dalším významným je projekt Super-Kamiokande pod japonskou horou Kamioka, který běží od roku 1996 a je následovníkem Kamiokande, který v roce 1985 detekoval spršku 11 neutrin po výbuchu supernovy ve Velkém Magellanově mračnu. Díky tomu bylo možné určit horní mez hmotnosti elektronového neutrina na 20 eV. Poslední měření na německém experimentu KATRIN u Karlsruhe ukazují, že hmotnost neutrin je menší než 0,8 eV, jak bylo prezentováno na online konferenci American Physical Society (Parno 2021).



**Obrázek 90:** Schéma neutrinové observatoře IceCube, která se nachází na jižním pólu [E42].



## 5.7 Gravitační vlny

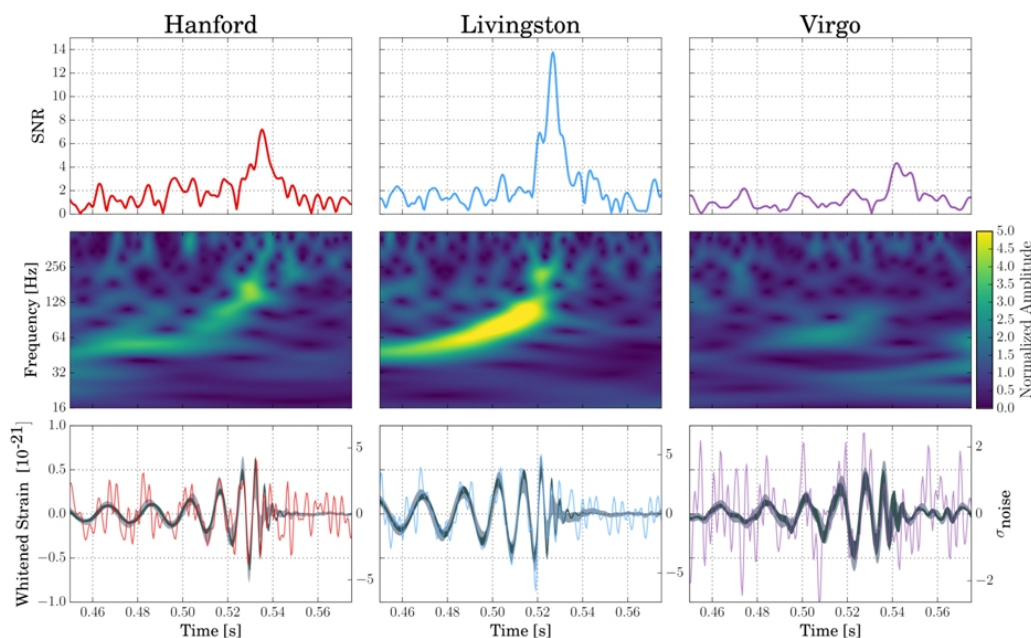
Existence gravitačních vln vychází z obecné teorie relativity, kterou ve svém článku představil [Albert Einstein \(1916\)](#). Z jeho teorie vyplývá, že zrychlení hmotných těles by mělo generovat gravitační vlny, jako se tomu děje podobně, když zrychlení nabitých částic generuje elektromagnetické vlnění. Po první konferenci o obecné teorii relativity v Chapel Hillu v roce 1957 se začal zabývat detekcí gravitačních vln Joseph Weber. Zkonstruoval 2 m dlouhé a 1 m široké hliníkové válce (viz obr. 91, které měly vibrace na rezonanční frekvenci 1660 Hz. Tímto přístrojem byl schopen měřit s přesností na  $10^{-16}$  m ([Weber 1969](#)). Přestože Weber tvrdil, že se mu podařilo gravitační vlny detekovat, ostatní fyzikové jeho názor nesdíleli a byli skeptičtí k jeho výsledkům. Byly učiněny pokusy vyrobit podobné přístroje (např. Heinz Billing v roce 1972 na Ústavu Maxe Plancka pro fyziku), které používal Weber, ale ani s nimi se detekce gravitačních vln nepodařila.



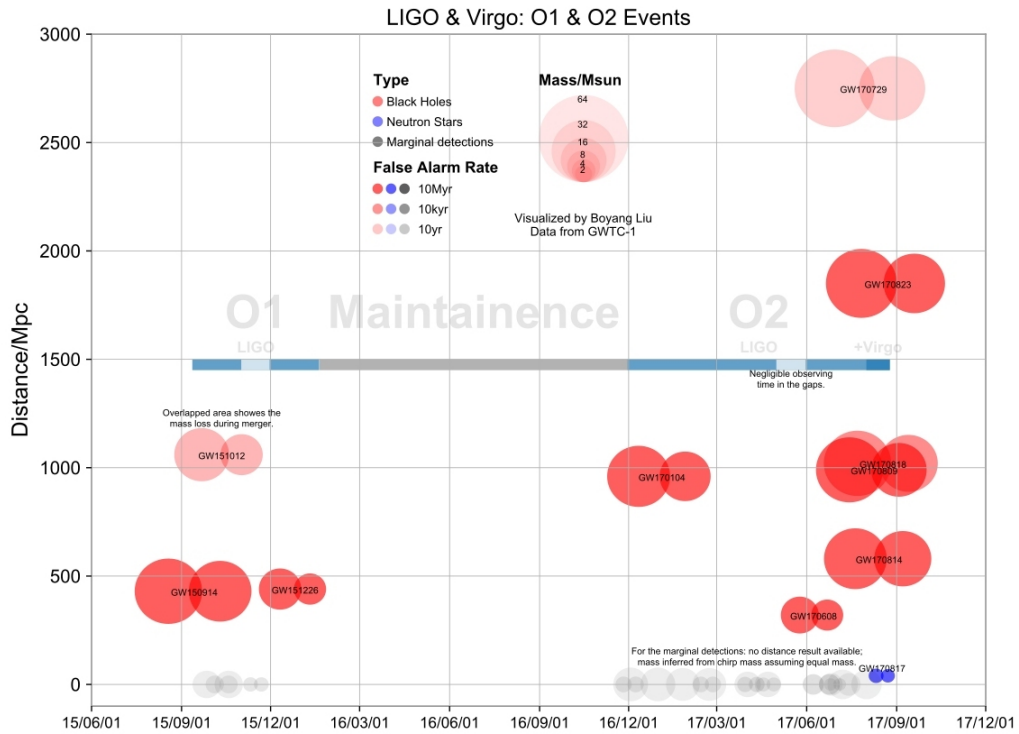
**Obrázek 91:** Joseph Weber a jeho rezonanční detektor gravitačních vln ([Weber 1969](#)).

Nepřímé měření gravitačních vln přinesla práce [Hulseho a Taylora v roce 1974](#). Hulse a Taylor objevili binárního pulsar PSR B1913+16 s periodou objehu 7,75 hodiny. Díky tomu, že pulsar funguje jako přesné hodiny (perioda pulsaru 59 ms), se jim podařilo změřit zkracování periody, která je ve shodě s obecnou teorií relativity na  $0,9983 \pm 0,0016$  ([Weisberg a Huang 2016](#)). Zkracování periody o zhruba  $76,5 \mu\text{s}$  je způsobeno ztrátou energie, která je vyzářena v podobě gravitačních vln o výkonu  $7,35 \times 10^{24} \text{ W}$ . Celá naše Sluneční soustava vyzářuje pouhých 5 000 W v gravitačních vlnách!

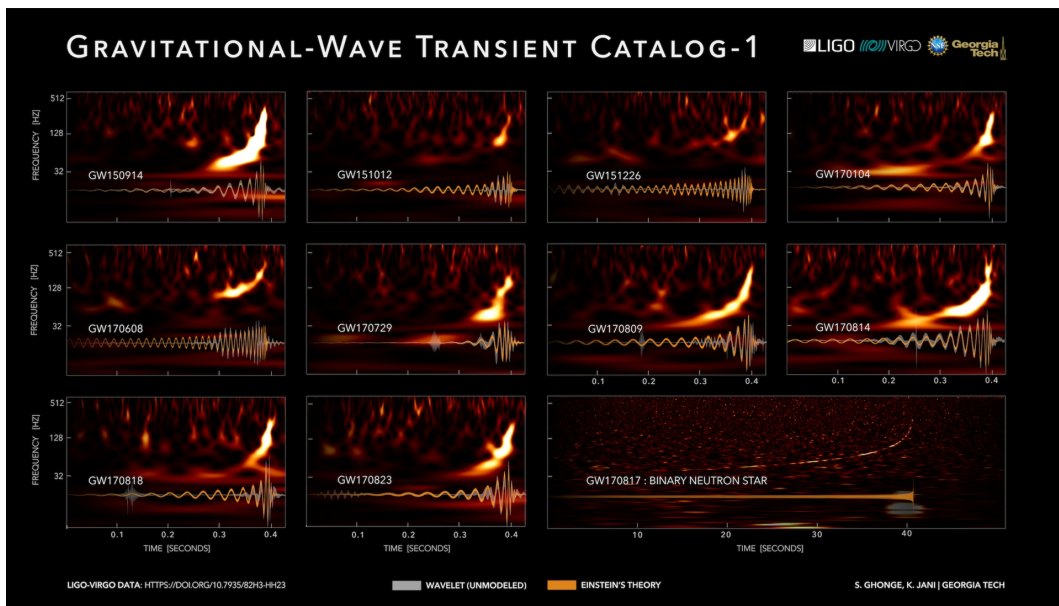
Kromě válcových rezonančních detektorů se začaly stavět i detektory na bázi laserové interferometrie. První prototypy byly zhotoveny v 70. letech 20. století. Od roku 1995 funguje detektor GEO600 u Sarstedtu v Německu, od roku 2002 LIGO u Harfordu a Livingstonu v USA a VIRGO začalo pracovat v roce 2003 u Santa Stefany a Maceraty v Itálii. První měření na detektoru LIGO mezi lety 2002–2010 nepřineslo žádné výsledky. Proto bylo rozhodnuto o zlepšení detektoru a v roce 2015 zahájil provoz Advanced LIGO. První úspěšná detekce gravitačních vln se podařila 14. září 2015 v 9:51 světového času. Oznámení o objevu bylo učiněno až 11. února 2016. První detekovaná gravitační vlna dostala označení GW150914. Detektor VIRGO úzce spolupracuje s LIGO a první zachycení gravitační vlny proběhlo 14. srpna 2017. Tuto událost zachytily rovněž oba detektory LIGO (viz obr. 92). O tři dny později byla detekováno splnutí dvou neutronových hvězd tzv. *kilonova*. Z tvaru signálu a jeho frekvenční závislosti na čase můžeme určit, o jakých hmotnostech byly objekty, které splnuly. Pozorování běží v tzv. *runech*, první O1 byl od 12. září 2015 do 19. ledna 2016, druhý O2 od 30. listopadu 2016 do 25. srpna 2017. Běh O3 začal 1. dubna 2019 a byl rozdělen na O3a (1.4.–30.9.2019) a O3b (1.11.2019–27.3.2020). Výsledky z běhů O1 a O2 jsou na obrázcích 93 a 94.



**Obrázek 92:** Zachycení gravitační vlny detektory LIGO (Hanford a Livingston) a VIRGO [\[E43\]](#).



**Obrázek 93:** Výsledky běhů O1 a O2: vzdálenost zdrojů gravitačních vln, typy sloučených objektů a jejich hmotnosti. [E44].



**Obrázek 94:** Několik ukávek z katalogu gravitačních vln. Za zmínku stojí délka trvání sloučení dvou neutronových hvězd a jiných rozsah frekvencí, než je tomu v případě splynutí dvou černých děr. [E45].

## Literatura

Acker, A.; Jaschek, C. *Astronomical Methods and Calculations*, Chichester, New York: Willey, 1986

Alard, Ch.; Lupton, R. H. 1998, AJ, **503**, 325

Alard, Ch. 2000, A&AS, **144**, 363

Baranne, A.; Launay, F. 1997 Journal of Optics, **28**, 4

Bennett, G. G. 1982, JNav, **35**, 255

Bertin, E.; Arnouts, S. 1996, A&AS, **117**, 393

Bessell, M. S. 2005, ARA&A, **43**, 293

Budde, G.; Burkhardt, Ch.; Klein, T. 2019, NatAs, **3**, 736

Bundsen, R.; Kirchhoff, G. 1861, Annalen der Physik und Chemie, **110**, 161

Cannon, A. J.; Pickering, E. C. 1901, Annals of Harvard College Observatory, **28**, 129

Carpenter, J. *Radio Imaging and Clean*, Caltech CASA Workshop, 2012

Cleveland, B. T.; Daily, T.; Davis Jr., R. et al. 1998, ApJ, **496**, 505

Cousins, A. W. J. 1976, Mem. R. Astron. Soc., **81**, 25

Cowan Jr., C. L.; Reines, F.; Harrison, F. B. et al. 1956, Science, **124**, 103

Dawes, W. R. 1867, Mem. R. Astron. Soc., **35**, 137

Danby, G.; Gaillard, J-M.; Goulianos, K. et al. 1962, Phys. Rev. Lett., **9**, 36

DONUT Collaboration 2001, Physics Letters B, **504**, 3

Einstein, A. 1916, Annalen der Physik, **354**, 7

Efron, R. 1973, *Perception & Psychophysics*, **14**, 3, 518

Eker, Z.; Soydugan, F.; Bilir, S. et al. 2020, MNRAS, **496**, 3887

Galilei, G. *Sidereus Nuncius*, Thomas Baglioni, Republic of Venice, 1610

GALLEX Collaboration 1999, Physics Letters B, **447**, 1-2

Gillingham, P. R.; Miziarski, S.; Akiyama, M.; Klocke, V. 2000, SPIE, **4008**, 1395

- Gingerich, O. *The General History of Astronomy*, **Volume 4**, Cambridge University Press, 1984
- Goldsmith, P. F.; Liseau, R.; Bell, T. A. et al 2011, ApJ, **737**, 96
- Guthnick, P.; Prager, R. 1918, Veröff. Berlin Babelsberg 2, **No. 3**, 113
- Hale, G. E. 1908, PASP, **28**, 315
- Haniff, C. A. *An introduction to closure phases*, Michelson Summer Workshop, Pasadena, USA, 2006
- Hartog, P.; Lis, D. C.; Bockelée-Morvan, D. et al. 2011, Nature, **478**, 218
- Harmanec, P. 1998, A&A, **335**, 173
- Heasley, J. N. 1999, ASPC, **186**, 56
- Herschel, W. 1800, Philosophical Transactions of the Royal Society of London, **90**, 284
- Hévelius, J. *Machina coelestis* (first part), Gedani, Simon Reiniger, 1673
- Høg E., 2017, *Contribution to the history of astrometry No. 7*, arXiv:1707.01020v1
- Holland, H. D. 2006, Phil. Trans. R. Soc. B, **361**, 1470, p. 903
- Hroch, F. *Proceedings of the 29th Conference on Variable Star Research*. 7th - 9th November 1997. Brno, Czech Republic. Editor J. Dusek and M. Zejda. Brno, 1998, p.30
- Hulse, R. A.; Taylor, J. H. 1974, BAAS, **6**, 453
- Isella, A. *Radion Interferometry Basic*, Caltech CASA Workshop, 2012
- Janík, J.; Krtička, J.; Mikulášek, Z. et al. 2018, PASP, **130**, 4203
- Jedlička, M. 2009, Světlo, **12**, 6, 51
- Jennison, R. C. 1958, MNRAS, **118**, 276
- Johnson, H. L.; Morgan, W. W. 1953, ApJ, **117**, 313
- Johnson, H. L.; Mitchell, R. I.; Iriarte, B.; Wiśniewski, W. Z. 1966, *Com. Lunar Planet*, **Lab. 4**, 99
- Kabeláč J. 1967, Studia Geophysica et Geodaetica, **Vol. 11**, 1
- Kaschke, M.; Donnerhacke, K.-H.; Rill, M. S. *Optical Devices in Ophthalmology and Optometry: Technology, Design Principles and Clinical Applications*, Wiley, 2013
- Kepler, Johannes *Dioptrice*, XXX, Davidis Franci, 1611

- Kochukhov, O.; Shultz, M.; Neiner, C. 2019, *A&A*, **621**, 47
- Kron, G. E.; Smith, J. L. 1951, *ApJ*, **113**, 324
- Küppers, M.; O'Rourke, L.; Bockelée-Morvan, D. et al 2014, *Nature*, **505**, 525
- Labeyrie, A. 1975, *ApJ*, **196**, 71
- Laher, R. R.; Gorjian, V.; Rebull, L. M. et al. 2012, *PASP*, **124**, 737
- Landi Degl'Innocenti, E. ; Landolfi, M. *Polarization in Spectral Lines*, Astrophysics and space library, **307**, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2004
- Mamajek, E. E., Torres, G., Prsa, A., et al. 2015, *IAU 2015 Resolution B2 on Recommended Zero Points for the Absolute and Apparent Bolometric Magnitude Scales*, arXiv:1510.06262
- Mamajek, E. E., Prsa, A., Torres, G., et al. 2015, *IAU 2015 Resolution B3 on Recommended Nominal Conversion Constants for Selected Solar and Planetary Properties*, arXiv:1510.07674
- Massey, P.; Davis, L. E. *A User's Guide to Stellar CCD Photometry with IRAF*, NOAO, 04, 1992
- Meeus, J. *Astronomical Algorithms*, Richmond, Virginia, Willmann-Bell, 1991
- Mikulášek, Z.; Papoušek, J.; Tremko, J.; Vetešník, M.; Žižňovský, J. 2000, *Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso*, **30**, 89
- Mikulášek, Z.; Papoušek, J.; Tremko, J.; Žižňovský, J. 2001, *Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso*, **31**, 90
- Mikulášek, Z.; Svoreň, J.; Žižňovský, J. 2003, *Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso*, **33**, 21
- Morbidelli, A.; Chambers, J.; Lunine, J. I. et al. 2000, *M&PS*, **35**, 1309
- Narrien, J. *Practical Astronomy and Geodesy: including the projections of the Sphere and Spherical Trigonometry*, London, Printed for Longman, Brown and Longmans, 1845
- Newton, I. *Opticks: or, A treatise of the reflexions, refractions, inflexions and colours of light. Also two treatises of the species and magnitude of curvilinear figures*, London, Printed for S. Smith, and B. Walford, 1704
- Parno, D. *The KATRIN search for neutrino mass*, American Physical Society April Meeting
- Pickering, E. C. 1890, *Annals of Harvard College Observatory*, **27**, 1
- Pickering, K. A. 2002, *DIO*, **12**, 3
- Pogson, N. 1856, *MNRAS*, **17**, 12

- Gribov, V.; Pontecorvo, B. 1969, Physics Letters B, **28**, 7
- Read, P.; Meyer, M.-P. & Gamma Group *Restoration of motion picture film*. Butterworth-Heinemann Series in Conservation and Museology, Oxford, Butterworth-Heinemann, 2000.
- Schechter, P. L.; Mateo, M. L.; Saha, A. 1993, PASP, **105**, 1342
- Sæmundsson, T. 1986, Sky and Telescope, **72**, 70
- Shen, M.; Hao, Z.; Li, X. et al. 2018, Opt Express, **26**, 26
- Sparavigna, A. C. 2012, *The play of colours of prisms*, arXiv:1207.3504v1
- Stebbins, J. 1916, Lick Obs. Bull. 8, No. **277**, 186 a 192
- Stetson, P. B. 1987, PASP, **99**, 191
- Stokes, G. G. 1852, Transactions of the Cambridge Philosophical Society, **9**, 399
- Strömgren, B. 1956, Vistas in Astronomy, **2**, 1
- Tala, M.; Vanzi, L.; Avila, G. et al. 2017, Exp. Ast., **43**, 167
- Tinbergen, J.; Rutten, R. 1992, *A User's Guide to WHT Spectropolarimetry*, ING, La Palma User Manual No. **21**
- Turner, H. H. 1893, MNRAS, **54**, 11
- Vogt, S. S.; Penrod, G. D.; Hatzes, A. P. 1987, ApJ, **321**, 496
- Weber, J. 1969, Phys. Rev. Lett., **22**, 1320
- Weisberg, J. M.; Huang, Y. 2016, ApJ, **829**, 55
- Willis, D. M.; Wild, M. N., Appleby, G. M. & Macdonald, L. T. 2016, Solar Physics, **291**, 9–10, 2553
- Wollaston, W. H. 1802, Philosophical Transactions of the Royal Society of London, **92**, 365
- Žižka, J. *CCD astrometrie planetek*, Bakalářská práce, Masarykova univerzita, 2007

**Elektronické zdroje :**

- [E1] <https://tallbloke.files.wordpress.com/2014/07/atm-temp-profile.jpg>
- [E2] [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Arctic\\_stratospheric\\_cloud.jpg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Arctic_stratospheric_cloud.jpg)
- [E3] [https://www.nasa.gov/sites/default/files/images/623217main\\_IBEX-ENA-Feature\\_full.jpg](https://www.nasa.gov/sites/default/files/images/623217main_IBEX-ENA-Feature_full.jpg)
- [E4] <https://player.slideplayer.com/32/9973583/>

- [E5] <https://content.meteoblue.com/en/meteoscool/large-scale-weather/atmospheric-circulation>
- [E6] <http://media.bom.gov.au/social/blog/895/whats-that-cloud/>
- [E7] <https://apod.nasa.gov/apod/ap000725.html>
- [E8] <http://apod.nasa.gov/apod/ap050306.html>
- [E9] [http://apod.nasa.gov/apod/image/1304/air\\_campxBeletsky.jpg](http://apod.nasa.gov/apod/image/1304/air_campxBeletsky.jpg)
- [E10] [http://apod.nasa.gov/apod/image/1204/2011\\_04\\_02-03\\_360degDruckmuller.jpg](http://apod.nasa.gov/apod/image/1204/2011_04_02-03_360degDruckmuller.jpg)
- [E11] [http://svetelnezecisteneni.cz/wp-content/uploads/2017/05/CR\\_LP\\_OTO.jpg](http://svetelnezecisteneni.cz/wp-content/uploads/2017/05/CR_LP_OTO.jpg)
- [E12] [http://svetelnezecisteneni.cz/wp-content/uploads/2019/01/Europe\\_atlas\\_light\\_pollution\\_big.png](http://svetelnezecisteneni.cz/wp-content/uploads/2019/01/Europe_atlas_light_pollution_big.png)
- [E13] [http://gsp.humboldt.edu/OLM/Courses/GSP\\_216\\_Online/lesson2-1/atmosphere.html](http://gsp.humboldt.edu/OLM/Courses/GSP_216_Online/lesson2-1/atmosphere.html)
- [E14] <http://www.biomach.cz/biologie-cloveka/smyslove-organy>
- [E15] [https://en.wikipedia.org/wiki/Rod\\_cell](https://en.wikipedia.org/wiki/Rod_cell)
- [E16] <https://micro.magnet.fsu.edu/primer/lightandcolor/humanvisionintro.html>
- [E17] <http://knihovna.obecmokre.cz/ocni-klamy-a-dalsi-zvlastnosti>
- [E18] <http://en.wikipedia.org/wiki/Astrophotography>
- [E19] <http://www.paladix.cz/clanky/gradace-kontrast-a-citlivost-cernobileho-fotografickeho-papiru.html>
- [E20] <http://scope.pari.edu/science.php>
- [E21] <http://automatizace.hw.cz/clanek/2006041001>
- [E22] <http://blog.astrofotky.cz/pavelpech/files/2012/02/LinearityTest.jpg>
- [E23] <http://www5f.biglobe.ne.jp/~kztanaka/antibloominge.html>
- [E24] [http://www.scitechantiques.com/Galileo\\_telescope/AAAAGalileo\\_telescope.jpg](http://www.scitechantiques.com/Galileo_telescope/AAAAGalileo_telescope.jpg)
- [E25] [https://it.m.wikipedia.org/wiki/File:Yerkes\\_Observatory\\_Astro4p7.jpg](https://it.m.wikipedia.org/wiki/File:Yerkes_Observatory_Astro4p7.jpg)
- [E26] <http://www.eso.org/sci/facilities/lasilla/telescopes/ntt/overview.html>
- [E27] <https://www.lindahall.org/william-herschel-2/>
- [E28] <https://www.flickr.com/photos/nlireland/8392017304/>
- [E29] <https://sites.astro.caltech.edu/palomar/about/telescopes/hale.html>
- [E30] <http://wikimapia.org/1582322/100-inch-Hooker-Telescope#/photo/464384>
- [E31] <https://sites.astro.caltech.edu/palomar/images/blog/disc.jpg>
- [E32] <https://www.eso.org/sci/facilities/lasilla/telescopes/ntt/images/las-set-01-07.gif>
- [E33] [https://cdn.eso.org/images/publicationjpg/pao\\_4456-pano-cc.jpg](https://cdn.eso.org/images/publicationjpg/pao_4456-pano-cc.jpg)
- [E34] <https://twitter.com/NASA/status/582689133535064064/photo/1>
- [E35] [http://sci.esa.int/science-e-media/img/6a/hires\\_37994.JPG](http://sci.esa.int/science-e-media/img/6a/hires_37994.JPG)
- [E36] <http://chandra.harvard.edu/graphics/resources/illustrations/cxcmirrors.jpg>
- [E37] [https://map.gsfc.nasa.gov/media/121238/ilc\\_9yr\\_moll4096.png](https://map.gsfc.nasa.gov/media/121238/ilc_9yr_moll4096.png)
- [E38] [http://www.astronomy.ohio-state.edu/~microfun/MF1/Talks/Kozlowski\\_DIA.pdf](http://www.astronomy.ohio-state.edu/~microfun/MF1/Talks/Kozlowski_DIA.pdf)
- [E39] <https://hea-www.harvard.edu/fine/Observatory/women.html>
- [E40] [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Lom\\_hranol.svg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Lom_hranol.svg)
- [E41] <https://www.eso.org/sci/meetings/2020/LaSillaSchool2020/LSS2020>



- [\\_Sbordone-1.pdf](#)  
[E42] <https://icecube.wisc.edu/science/icecube/>  
[E43] <https://www.ligo.org/science/Publication-GW170814/images/figure2.png>  
[E44] [https://en.wikipedia.org/wiki/List\\_of\\_gravitational\\_wave\\_observations](https://en.wikipedia.org/wiki/List_of_gravitational_wave_observations)