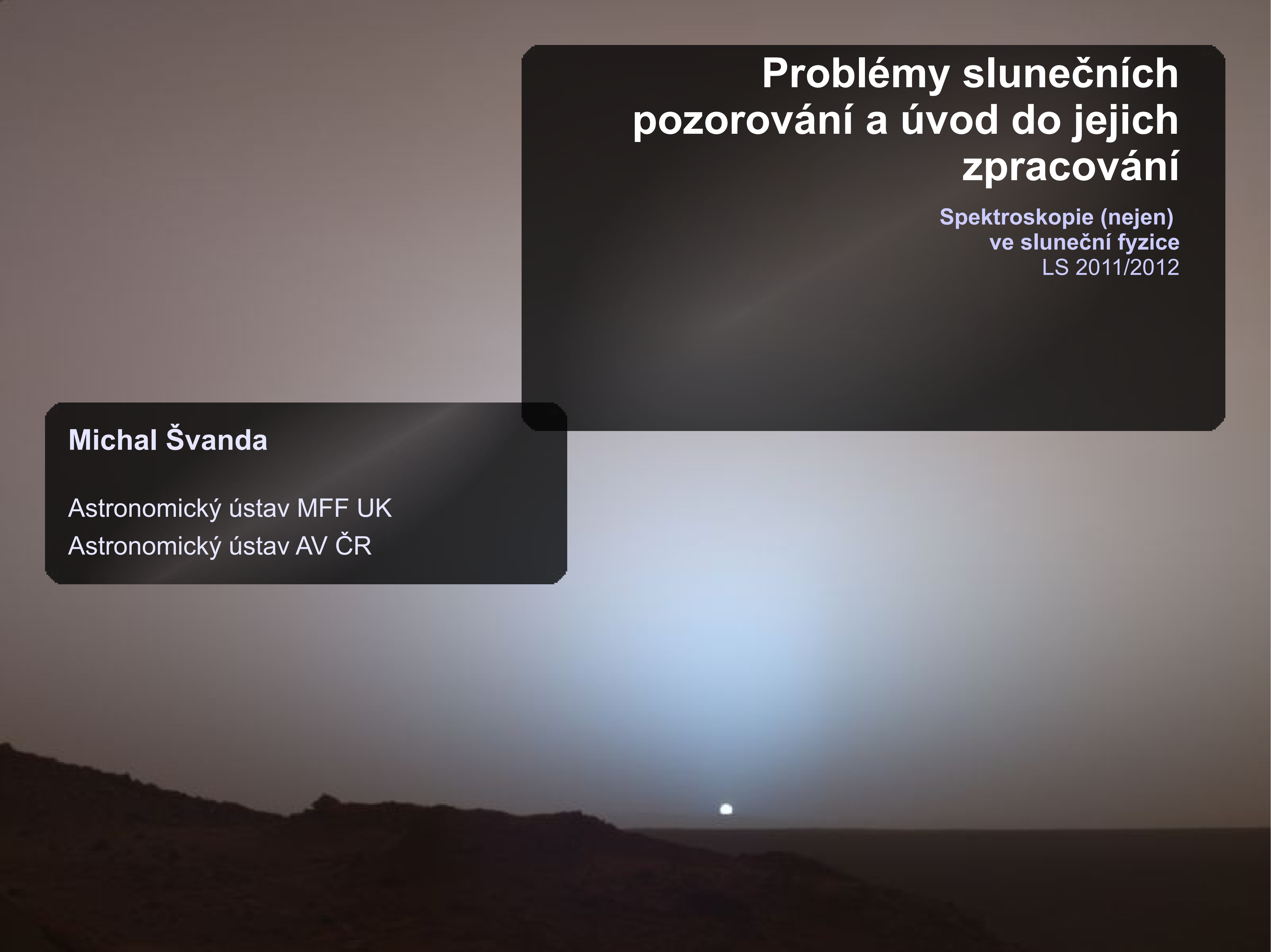


Problémy slunečních pozorování a úvod do jejich zpracování

Spektroskopie (nejen) ve sluneční fyzice
LS 2011/2012

Michal Švanda

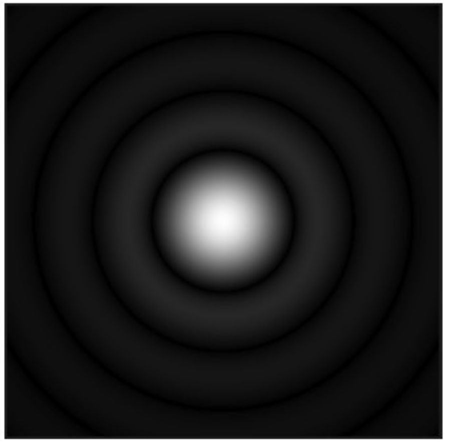
Astronomický ústav MFF UK
Astronomický ústav AV ČR

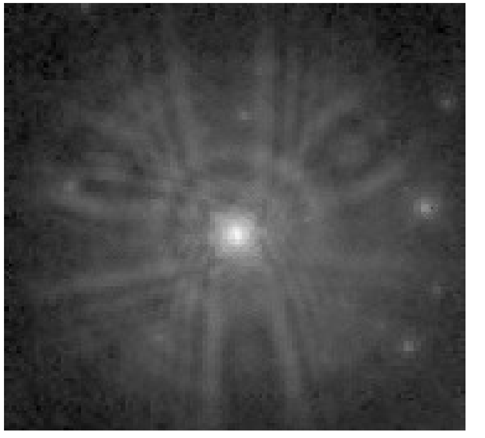
Problémy (nejen) spektroskopických pozorování

- Pozorujeme-li dalekohledem: difrakční jevy, rozptýlené světlo, aberace
- Pozorujeme-li ze Země: seeing
- Ideální volba expoziční doby, šum
- Plánování pozorování: skenování (velikost oblasti vs. prostorové a časové rozlišení, limity na čip detektoru)
- Problémy CCD kamer:
  - Temný proud
  - Kosmiky
  - Nerovnoměrná citlivost: rovný snímek
- Redukce spekter

Difrakce

- Ohybové jevy na apertuře objektivu a jiných aperturách (clonkách) v optickém svazku
- Point Spread Function
- Modulation Transfer Function
- Difrakce
  - Velikost PSF
    - Airyho disk
    - MTF
    - *k* cut-off





$$PSF(r)=\frac{J_1(br)}{br},\quad b=\frac{\pi D}{\lambda f}$$

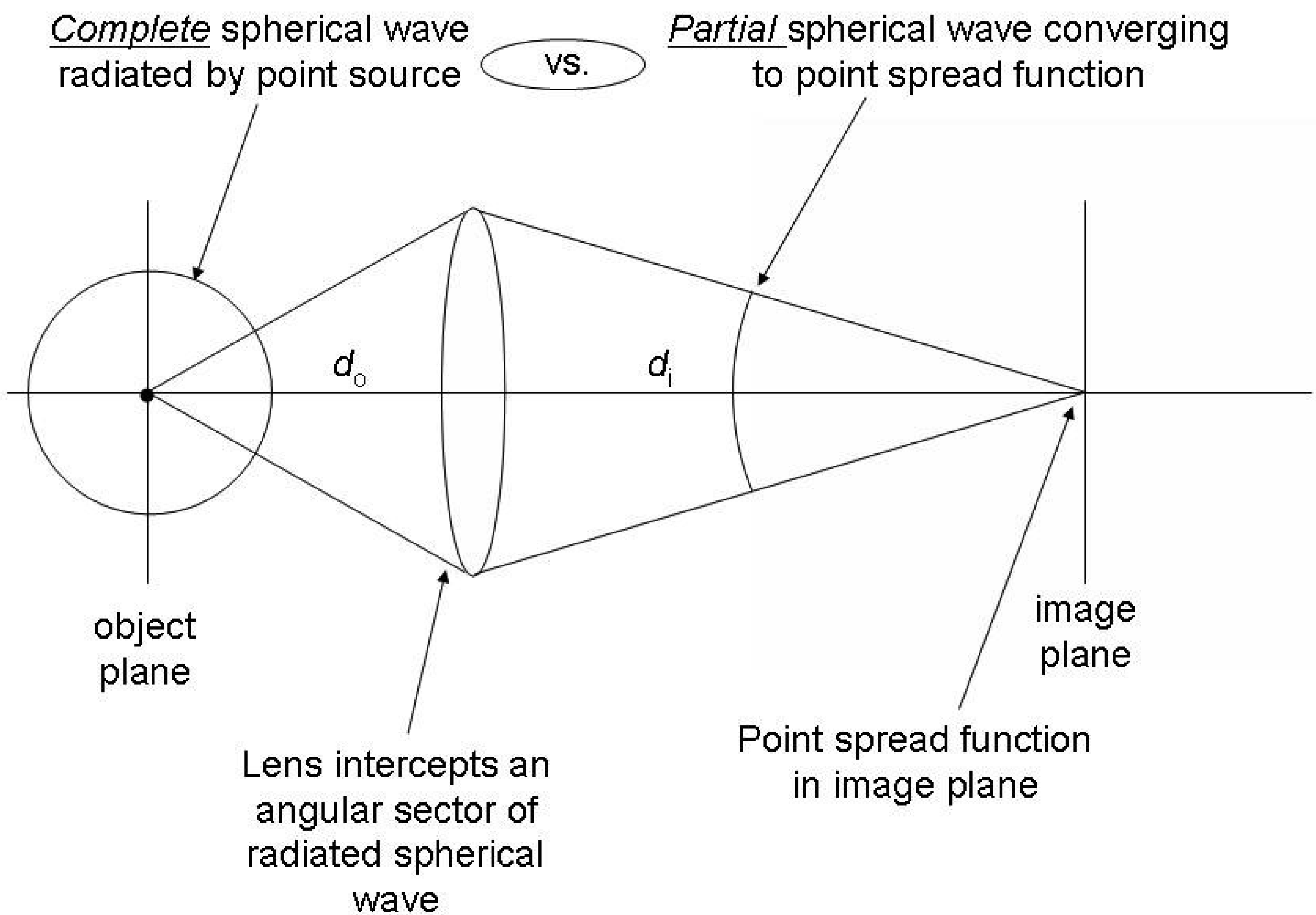
$$\alpha=\frac{3{,}823}{\pi}\frac{\lambda}{D}$$

$$MTF_D(k)=\frac{2}{\pi}\left[\arccos\left(\frac{k}{k_m}\right)-\frac{k}{k_m}\sqrt{1-\left(\frac{k}{k_m}\right)^2}\right]$$

$$k_m=b/\pi,\quad MTF_D=0\quad \text{pro}\quad k\geq k_m$$

Vznik PSF

Pouze určitá část sférické vlny projde optickou soustavou – cut-off v *k* prostoru (ořezání sférické vlny). Zmenšení Airyho disku: větší objektiv nebo menší zvětšení (tedy ohnisková vzdálenost)



PSF

- Obecně závisí na poloze – **anizoplanatismus**
- Oblast, kde lze PSF považovat za konstantní – **izoplanatická plocha**
  - Typicky velmi malá, kolem 5”
- Optical Transfer Function, *OTF*=FT(*PSF*)
- Modulation Transfer Function, *MTF*=|FT(*PSF*)|
- **Rayleighovo rozlišení**
  - Dva stejně jasné body na obloze mohou být rozlišeny v případě, že maximum Airyho disku prvního bodu a minimum Airyho funkce druhého bodu jsou stejné

$$\pi = 1{,}22\,\frac{\lambda}{D}$$

Aberace

Rovinná monochromatická vlna

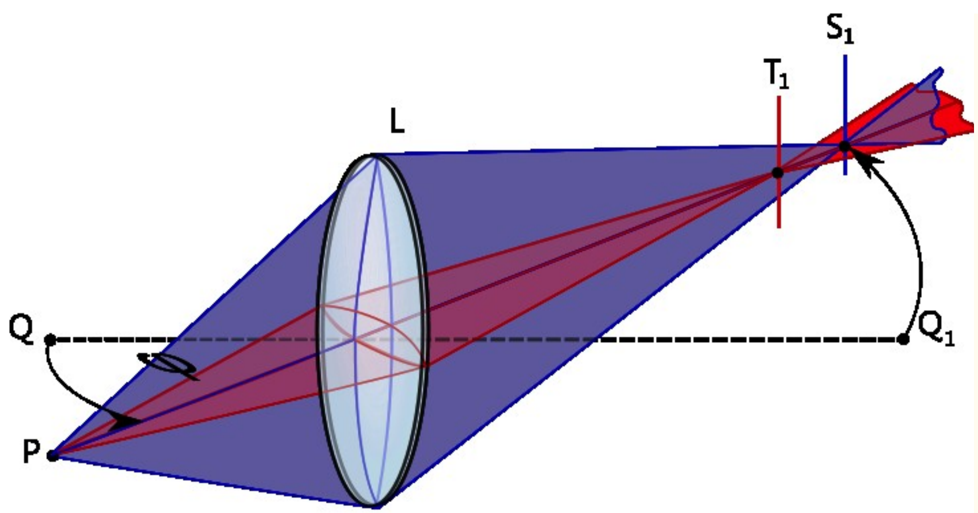
$$E(\boldsymbol{r},t)=E_0\exp[i(\omega t-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})]$$

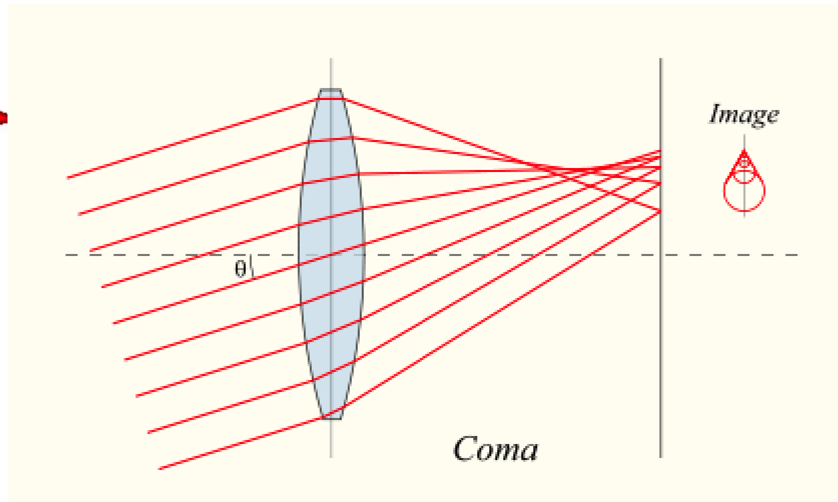
prochází dalekohledem, fyzika i nedokonalosti ustavují fázový posuv v šíření signálu

Na detektoru pozorujeme porušenou vlnu

$$E'(\boldsymbol{r},t)=E_0\exp[i(\omega t-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}-\phi(\boldsymbol{r},t))]$$

φ (**r**,t) je vliv dalekohledu na vlnoplochu – *aberace*





Typy aberací

- Aberace=odchylka chování dalekohledu od přiblížení paraxiální optikou
  - Monochromatické
    - Ofset
    - Sklon
    - Sférická aberace
    - Koma
    - Astigmatismus
    - Zklenutí pole
    - Zkřivení pole
      - Např. polšťářová deformace, sudová deformace
  - Chromatické

Zernikeho polynomy

Pro průchodu signálu atmosférou a dalekohledem na výstupní pupile (poloměr *R*) pozorujeme poškozenou vlnoplochu, jejíž aberace φ (*r*,θ), *r* a θ jsou polární souřadnice může být rozložena do série **Zernikeho polynomů**

$$\phi(r,\theta)=\sum_i a_i Z_i(\rho,\theta), \rho=r/R$$

Z_1: offset

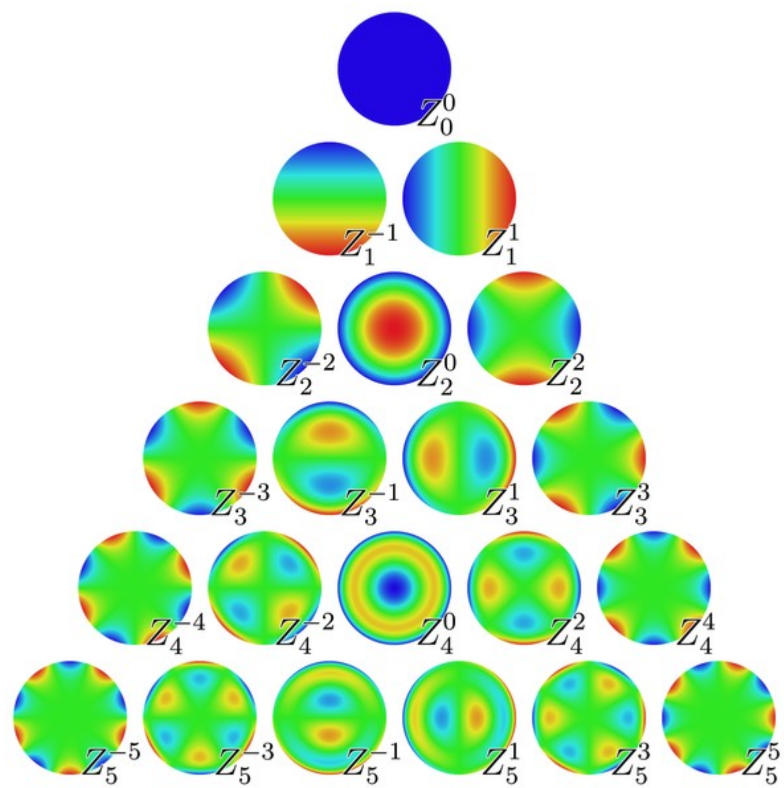
$Z_{2,3}$: sklon

Z_4: rozostření (defocus)

$Z_{5,6}$: astigmatismus

$Z_{7\text{-}10}$: koma

Z_{11}: sférická aberace



Seeing

- Turbulence atmosféry
  - 100 Hz
- Point Spread Function
- Modulation Transfer Function

$$I(x,y)=I_0(\xi,\eta)*PSF(x,y;\xi,\eta)$$

$$MTF(k_x,k_y)=\left|\mathrm{FT}(PSF(x,y))\right|$$

$$MTF_{\mathrm{total}}=MTF_{\mathrm{dalekohled}}\cdot MTF_{\mathrm{seeing}}$$

- Friedův parametr
  - Průměr dalekohled bez seeingu se stejným rozlišením jako rozlišení dalekohledu se seeingem
  - Zlepšuje se s rostoucí vlnovou délkou

$$F=\frac{3{,}823}{\pi}\frac{\lambda}{\varphi}$$

Seeing 1", F = 13 cm pro pozorování na 550 nm

Pro $D<F$: rozlišení limitováno dalekohledem

Pro $D>F$: rozlišení limitováno atmosférou

Vysoké rozlišení

- Vysokého rozlišení (limitované difrakcí, ne seeingem) lze dosáhnout s pomocí adaptivní optiky.
- V reálném čase je měřena vlnoplocha atmosféry a deformováno zrcátko tak, aby výsledná vlnoplocha byla opět rovná.

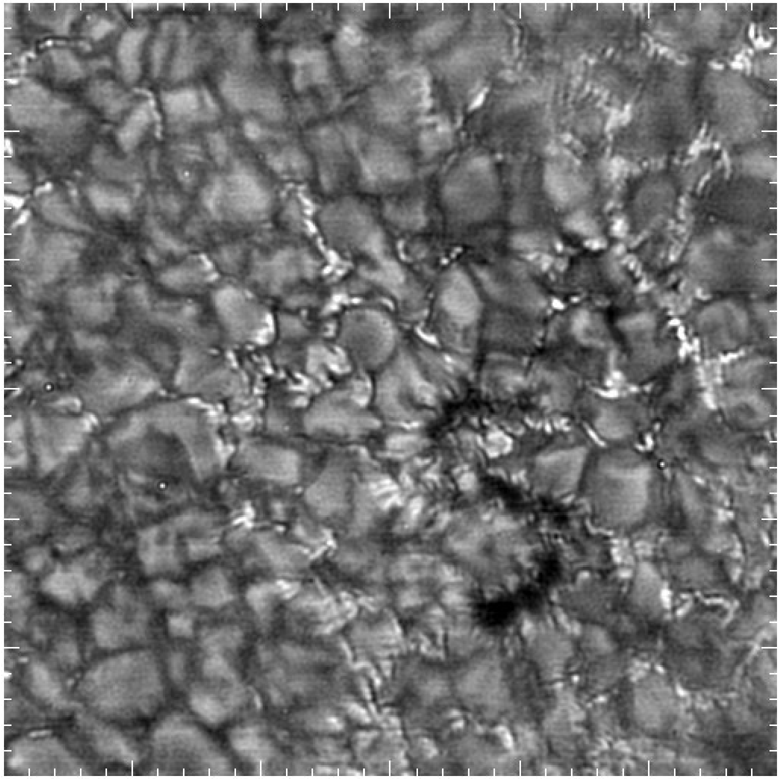
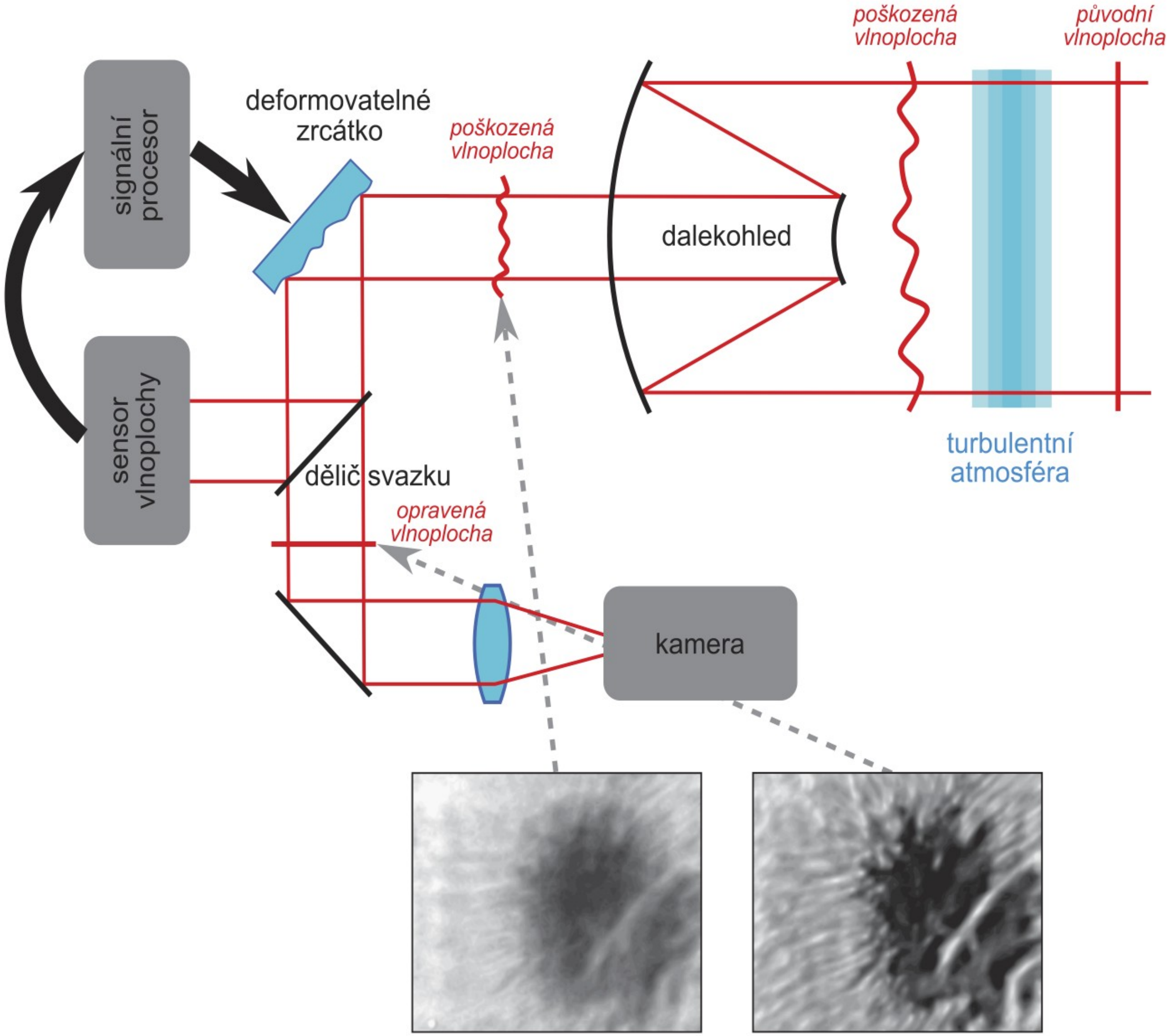
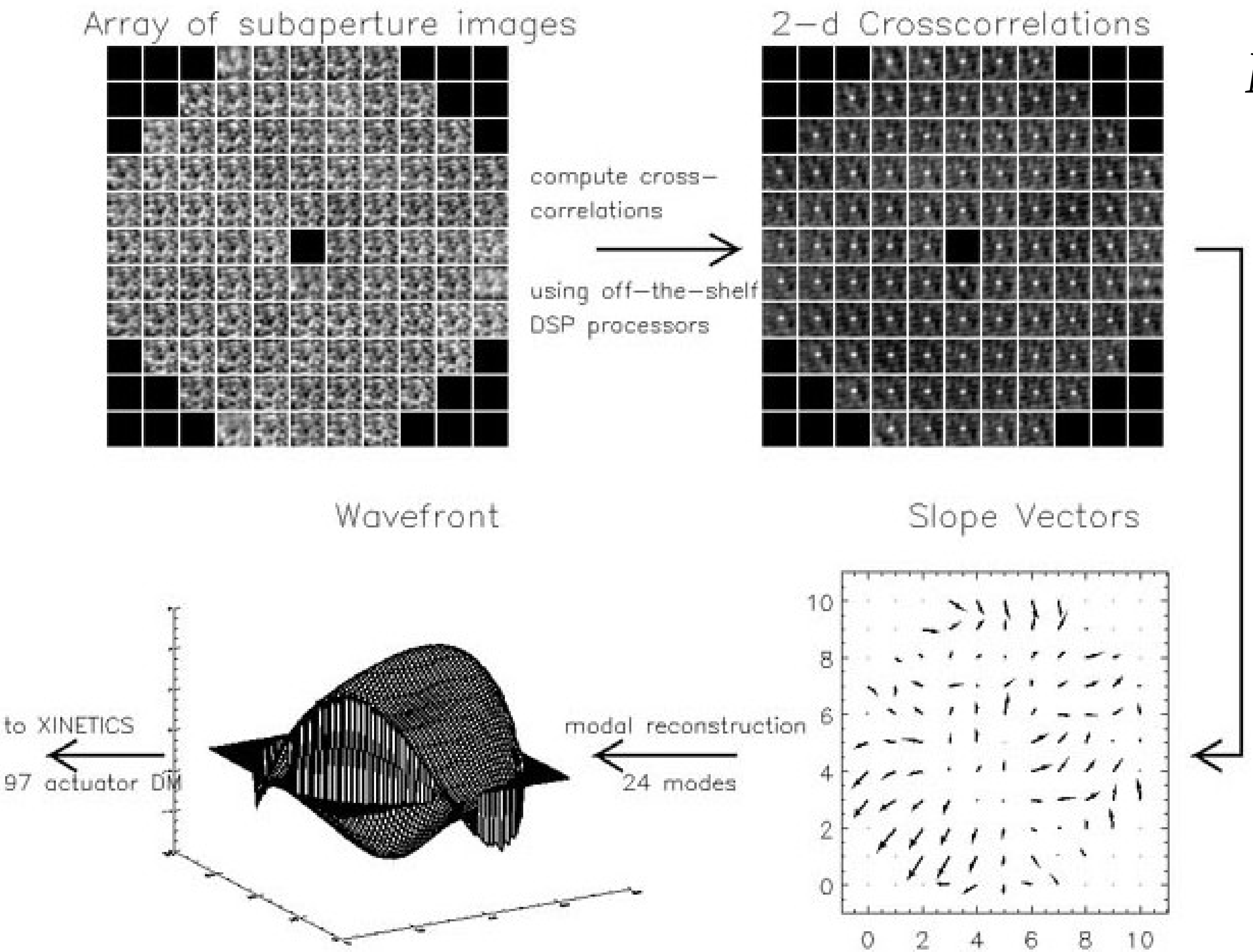


Schéma slunečního teleskopu s AO

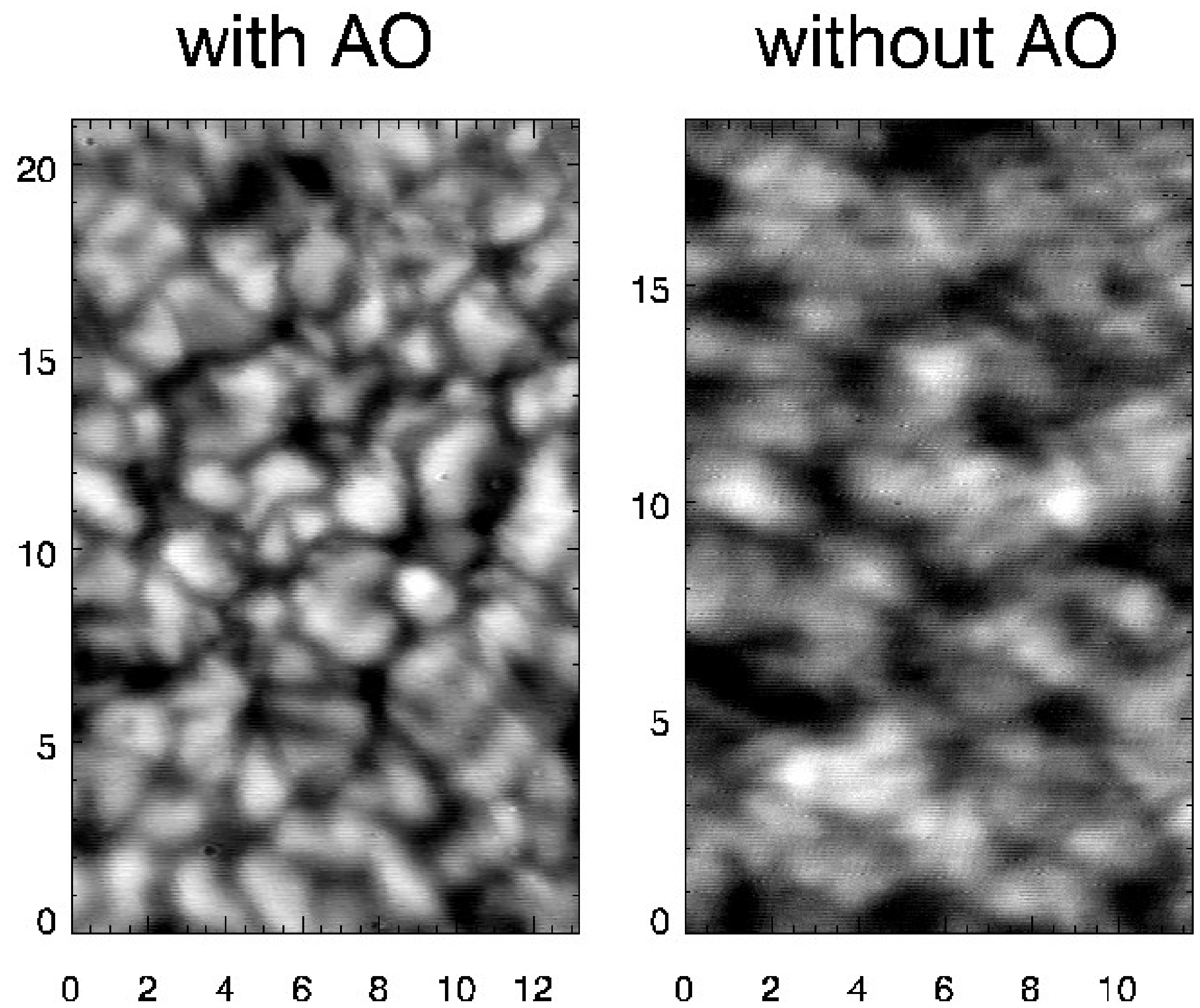


Hartmann-Shackův sensor

$$N \geq \left(D/F\right)^2$$



S AO vs. bez AO



Obrazové rekonstrukce: Skvrnková interferometrie

Pořizujeme sadu snímků s krátkou expozicí (<10 ms), čímž "zmrazíme" seeing.
PSF snímku s krátkou expozicí má nepravidelný tvar, mění se v čase a mění se s pozicí.
Normální průměrování v čase

$$\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} I_i(\boldsymbol{k}) = I_0(\boldsymbol{k})\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} \mathrm{OTF}_i(\boldsymbol{k})$$

však ničí informaci na vysokých $\boldsymbol{k}$ (časté změny znaménka).
Průměrujeme-li amplitudy

$$\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} \left|I_i(\boldsymbol{k})\right|^2 = \left|I_0(\boldsymbol{k})\right|^2\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} \left|\mathrm{OTF}_i(\boldsymbol{k})\right|^2$$

rekonstruuje přesně *amplitudové spektrum*, ale ne *fázové spektrum*. lokální intenzity jsou tedy rekonstruovány správně, ale ne nutně ve správných pozicích. Naštěstí existují metody pro rekonstrukci i fázového spektra *(Knox&Thompson, 1974, ApJ 193, L45-L48)*.

Obrazové rekonstrukce: Fázová diverzita

Pořizujeme současně dva snímky:
i_1 v ohniskové rovině
i_2 mimo ohniskovou rovinu, o l od ohniska. Rozostření je tedy známo, známe tedy fázovou změnu (phase diversity) $\Delta\phi \approx Z_4(l)$. Potom

$$i_1(\boldsymbol{r}) = i_0(\boldsymbol{r}) * \mathrm{PSF}_1(\boldsymbol{r})$$

$$i_2(\boldsymbol{r}) = i_0(\boldsymbol{r}) * \mathrm{PSF}_2(\boldsymbol{r})$$

hledáme kombinaci původního obrazu i_0 a obou PSF, které minimalizují funkcionál

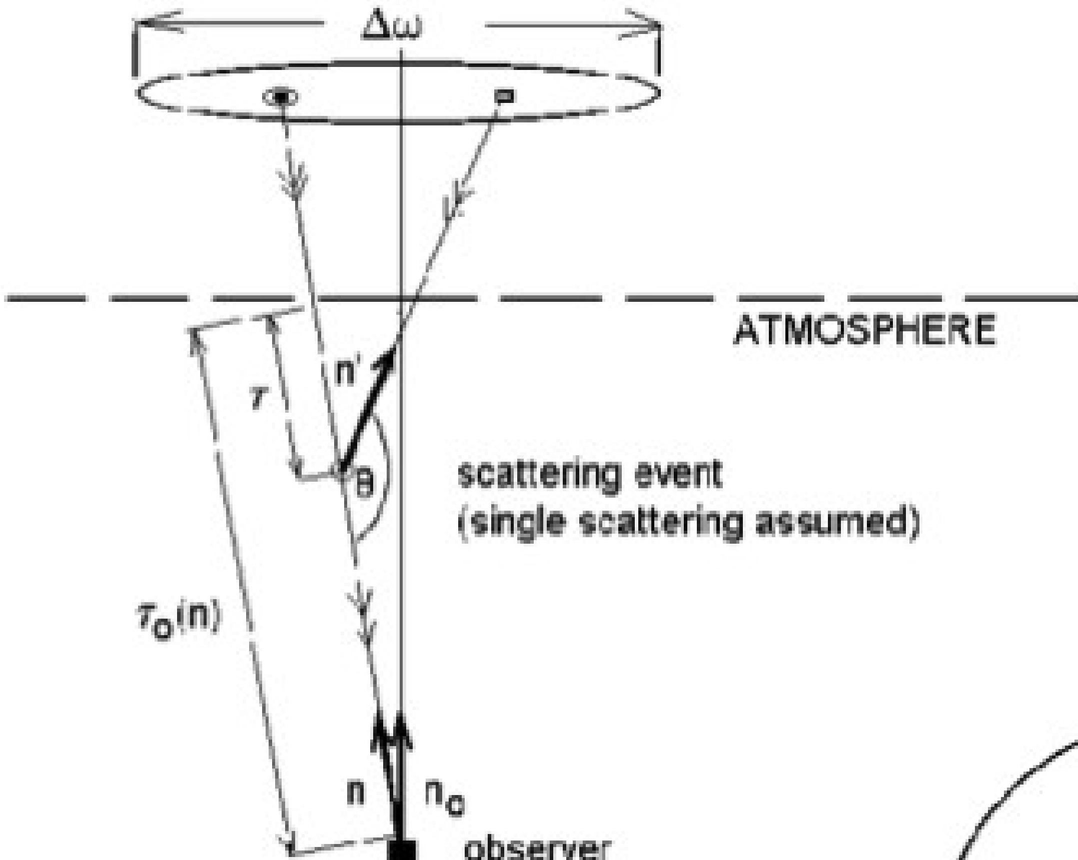
$$\int \mathrm{d}\boldsymbol{r} \left[i_1(\boldsymbol{r}) - i_0(\boldsymbol{r}) * \mathrm{PSF}_1(\boldsymbol{r}) + i_2(\boldsymbol{r}) - i_0(\boldsymbol{r}) * \mathrm{PSF}_2(\boldsymbol{r}) \right]^2$$

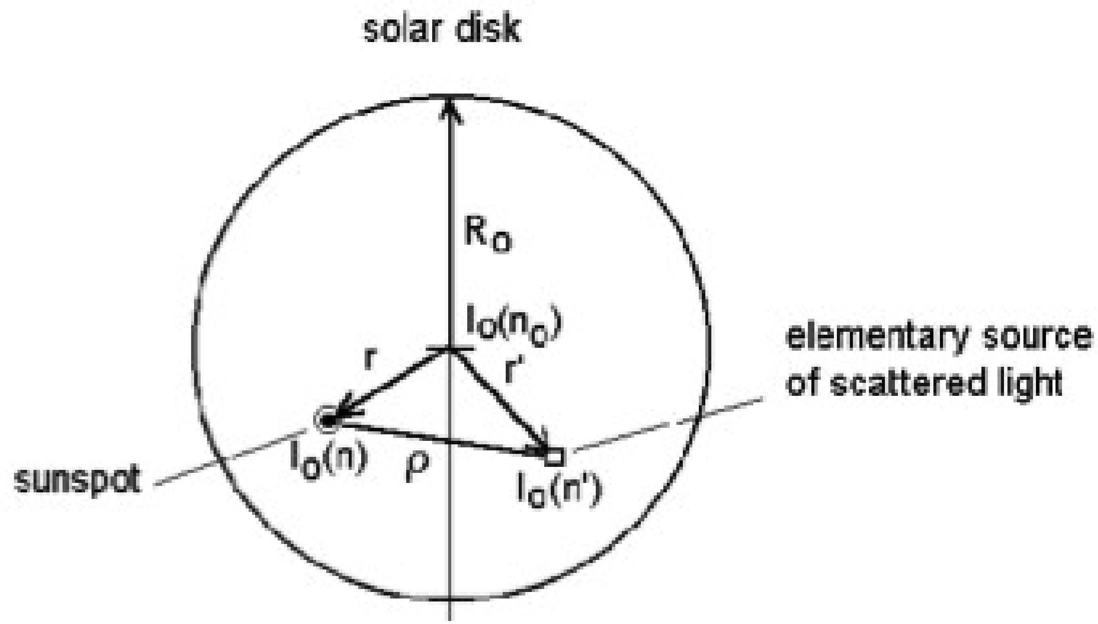
Rozdíl mezi PSF_1 a PSF_2 je znám, obrazy i_1 a i_2 jsou pozorování.
Při minimalizaci využíváme expanze obou PSF do Zernikeho polynomů. Výsledkem je původní obraz i_0.

Rozptýlené světlo

- Světlo se rozptyluje na prachových zrnech a vodních kapkách v atmosféře a na prachových částicích na optických plochách
  - Okolo Slunce pozorujeme jasný prstenec – *aureolu*
- Rozptýlené světlo ovlivňuje především vzdálená křídla PSF
- Světlo je rozptylováno na relativně dlouhé vzdálenosti (srovnatelné s rozměrem Slunce), v první aproximaci se tedy projeví jako aditivní konstanta – např. podivná zjasnění ve skvrnách
- Lze řešit jako problém přenosu záření

Rozptýlené světlo jako přenos záření 0





Rozptýlené světlo jako přenos záření I

Formální řešení:

$$I(\tau_{0,}\boldsymbol{n}) = J_0(\boldsymbol{n})\exp(-\tau_0(\boldsymbol{n})) + \int_0^{\tau(\boldsymbol{n})} S(\tau,\boldsymbol{n})\exp(-(\tau_0-\tau))\,d\tau$$

$J_0(\boldsymbol{n}) = I_0(\boldsymbol{n})$ střední intenzita v rámci úhlu $\Delta\omega$

$J_0(\boldsymbol{n}) = 0$ vně

Zdrojová funkce rozptylu

$$S(\tau,\boldsymbol{n}) = \frac{1}{4\pi}\int_{\Delta\omega} \gamma\,\psi(\theta)\,I(\tau,\boldsymbol{n}')\,d\omega$$

$\psi(\theta)$ rozptylová funkce (fázová funkce)

$I(\tau,\boldsymbol{n}')$ lokální intenzita

γ je albedo, tedy část světla ztracená z dopadajícího paprsku

Rozptýlené světlo jako přenos záření II

Vyjádříme lokální intenzitu s pomocí té původní $I_0(\mathbf{n}')$

$$I(\tau,\boldsymbol{n})=I_0(\boldsymbol{n}')\exp(-\tau(\boldsymbol{n}')),$$

pak

$$S(\tau,\boldsymbol{n})=\frac{1}{4\pi}\exp(-\tau(\boldsymbol{n}_0))\int_{\Delta\omega}\gamma\,\phi(\theta)\,I_0(\boldsymbol{n}')\exp(-(\tau(\boldsymbol{n}')-\tau(\boldsymbol{n}_\mathbf{0})))\,\mathrm{d}\omega$$

rozdíl optických hloubek $\tau(\mathbf{n}')$ a $\tau(\mathbf{n}_0)$ je malý a zanedbáme ho.

Normalizujeme-li zdrojovou funkci intenzitou na středu disku $I_0(\mathbf{n}_0)$

$$S(\tau,\boldsymbol{n})=I_0(\boldsymbol{n}_0)\exp(-\tau(\boldsymbol{n}_0))\,\phi(\boldsymbol{n},\boldsymbol{n}_0)$$

$$\phi(\boldsymbol{n},\boldsymbol{n}_0)=\frac{1}{4\pi}\int_{\Delta\omega}\gamma\,\psi(\theta)\frac{I_0(\boldsymbol{n}')}{I_0(\boldsymbol{n}_0)}\,\mathrm{d}\omega$$

Pokud dále předpokládáme, že $\tau_0(\mathbf{n}) \sim \tau_0(\mathbf{n}_0)$, pak

$$\int_0^{\tau_0(\boldsymbol{n})} S(\tau,\boldsymbol{n})\exp(-(\tau_0-\tau))\,\mathrm{d}\tau=$$

$$I_0(\boldsymbol{n}_0)\,\phi(\boldsymbol{n},\boldsymbol{n}_0)\int_0^{\tau_0(\boldsymbol{n})}\exp(-\tau(\boldsymbol{n}_0)-(\tau_0-\tau(\boldsymbol{n}_0)))\,\mathrm{d}\tau=$$

$$I_0(\boldsymbol{n}_0)\,\phi(\boldsymbol{n},\boldsymbol{n}_0)\exp(-\tau_0)\,\tau_0$$

Rozptýlené světlo jako přenos záření III

Formální řešení pak můžeme vyjádřit jako

$$I(\tau_{0,}\boldsymbol{n}) = J_0(\boldsymbol{n})\exp(-\tau_0(\boldsymbol{n}_0)) + I_0(\boldsymbol{n}_0)\exp(-\tau_0(\boldsymbol{n}_0))\phi(\boldsymbol{n},\boldsymbol{n}_0)$$

Tutéž rovnici napíšeme pro střed disku, tedy přejeme k $I_0(\mathbf{n}_0)$ a rovnice podělíme

$$\frac{I(\tau_{0,}\boldsymbol{n})}{I(\tau_{0,}\boldsymbol{n}_0)} = \frac{1}{1+\tau_0(\boldsymbol{n}_0)\phi(\boldsymbol{n},\boldsymbol{n}_0)}\left(\frac{J_0(\boldsymbol{n})}{I_0(\boldsymbol{n}_0)} + \tau_0(\boldsymbol{n}_0)\phi(\boldsymbol{n},\boldsymbol{n}_0)\right)$$

To je základní rovnice pro korekci na rozptýlené světlo

$\tau_0(\boldsymbol{n}_0)\phi(\boldsymbol{n},\boldsymbol{n}_0)$ je příspěvek rozptýleného světla

K vyřešení je však třeba znát integrál $\phi(\boldsymbol{n},\boldsymbol{n}_0)$

Rozptylovou funkci lze aproximovat, např. řadou dvou až tří gaussiánů a jedním lorenziánem (obojí funkce heliocentrického úhlu) – konstanty řady se získají fitováním spočtených fotometrických profilů na pozorovanou aureolu v rozsahu střed disku až asi 2' vně slunečního okraje

Šum

- Šum: Poissonovo rozdělení
  $$P(N)=\exp(-r\tau)\frac{(r\tau)^N}{N!},\quad \langle N\rangle = r\tau$$
- Rozptyl:
  $$\sigma=\sqrt{\langle N\rangle}$$
- Signál-k-šumu
  $$\mathrm{SNR}=N/\sqrt{N}=\sqrt{N}$$
- Počet zachycených fotonů dalekohledem
  $$N_T=\eta\cdot N\cdot S\cdot\Delta t\cdot\Delta\nu\cdot A$$
  - Zvýšit účinnost
  - Zvětšit zorné pole
  - Zvětšit čas
  - Zvětšit šířku filtru
  - Zvětšit aperturu
- Obrazové rekonstrukce šum zvyšují!
  - Prefiltering

Jaké frekvence lze měřit?

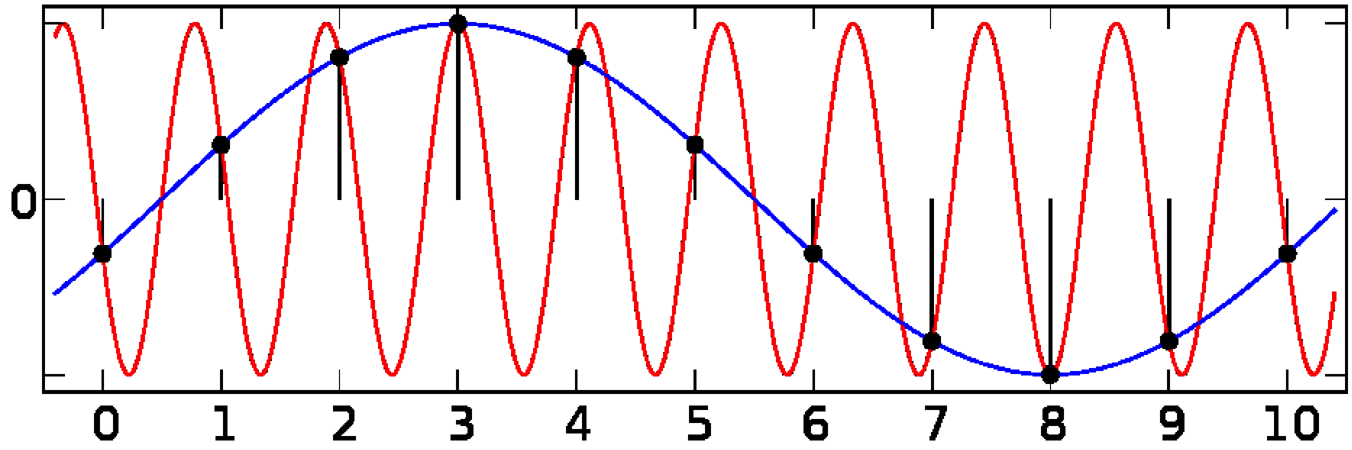
Z Fourierovy analýzy platí: $\Delta\omega = \omega_{\mathrm{min}} = \frac{2\pi}{T} \leq \omega \leq \frac{\pi}{\Delta t} = \omega_{\mathrm{Ny}} = \omega_{\mathrm{max}}$

$$\Delta k_x = \frac{2\pi}{L_x} \leq k_x \leq \pi / \Delta x$$

$\Delta t\,(\Delta x)$ je hustota vzorkování v čase (prostoru),

T je doba měření a L_x rozměr zorného pole.

Vyšší frekvence než Nyquistovy se aliasují do nižších, tomu lze zabránit jejich odstraněním **před** periodovou analýzou low-pass filtrem ("rozmazáním"). Ovlivňuje volbu detektoru.



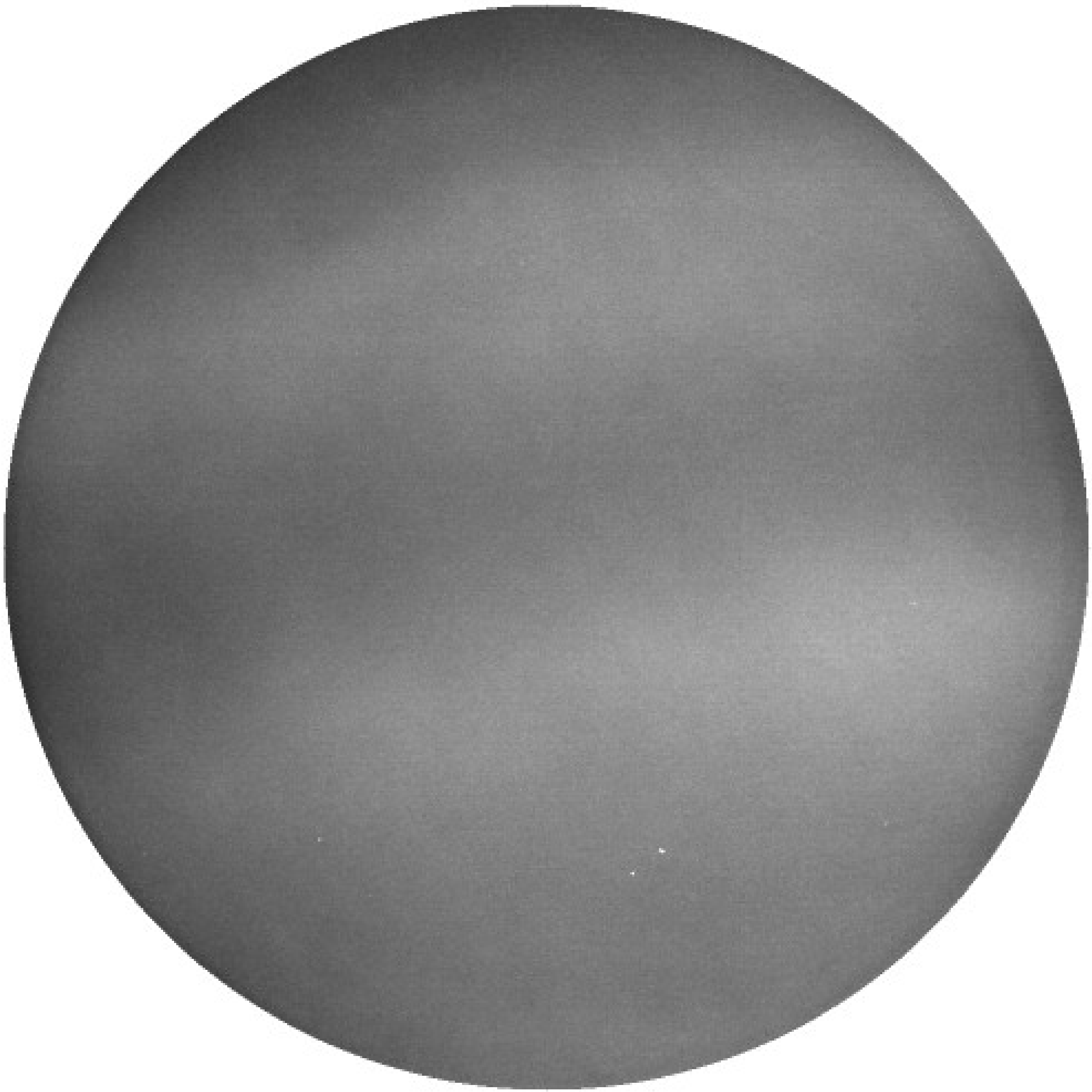
Redukce CCD snímků

- „Astronomický standard“
  - Vyhození vadných snímků, korekce na nelinearitu
  - Změření a odečtení temného snímku *dc*
  - Změření a odstranění rovného snímku *ff* (flat-fielding)

$$i(\boldsymbol{r}) = \frac{i_{\mathrm{raw}} - dc}{ff - dc}$$

- Flat field
  - Při stejné (nebo srovnatelné) expoziční době, v případě slunečních pozorování tedy nelze změřit např. na obloze, obvykle série k průměrování
  - Pořizuje se v oblasti klidného Slunce poblíž středu slunečního disku
  - Teleskop se náhodně pohybuje – musí se rozmazat struktury, vypíná se AO i tracker

Flat field



Ukázkový
flat-field

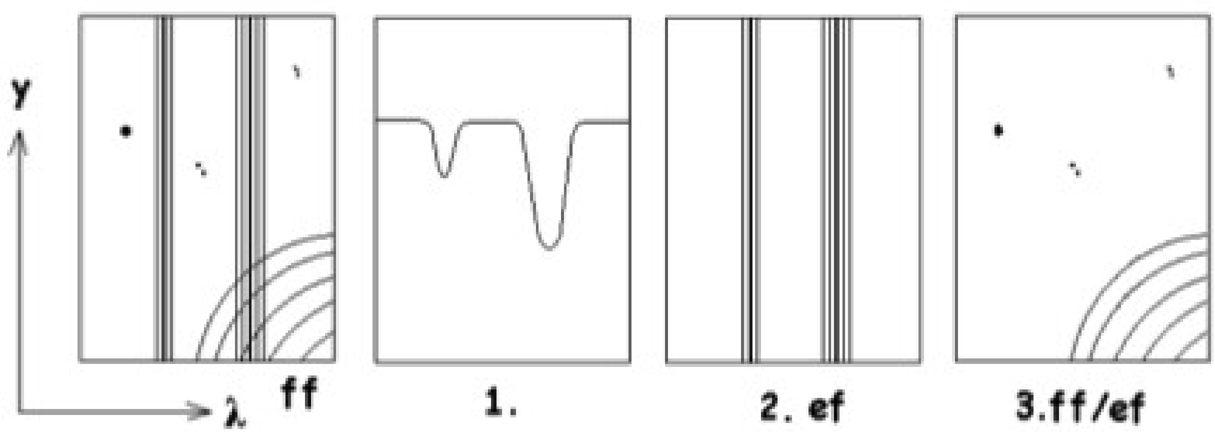
IBIS

Redukce spekter (y,λ)

- Ve flat fieldu jsou přítomny spektrální čáry, standardní flat-fielding tedy selže
- Při pořízení flat-fieldu se nastavení spektrografu nesmí měnit

Surový f at-f eld se zpr m ruje v y sm ru. Pokud nejsou áry svislé, je situace složit jší – pr m r se musí d lat podél spektrálních ar (nebo áry narovnat). Pak se pr m rný obraz spektrální áry replikuje v y sm ru, vznikne obraz spektrálních ar *ef*. Výsledný f at f eld pro redukci spektrálních obraz je pak

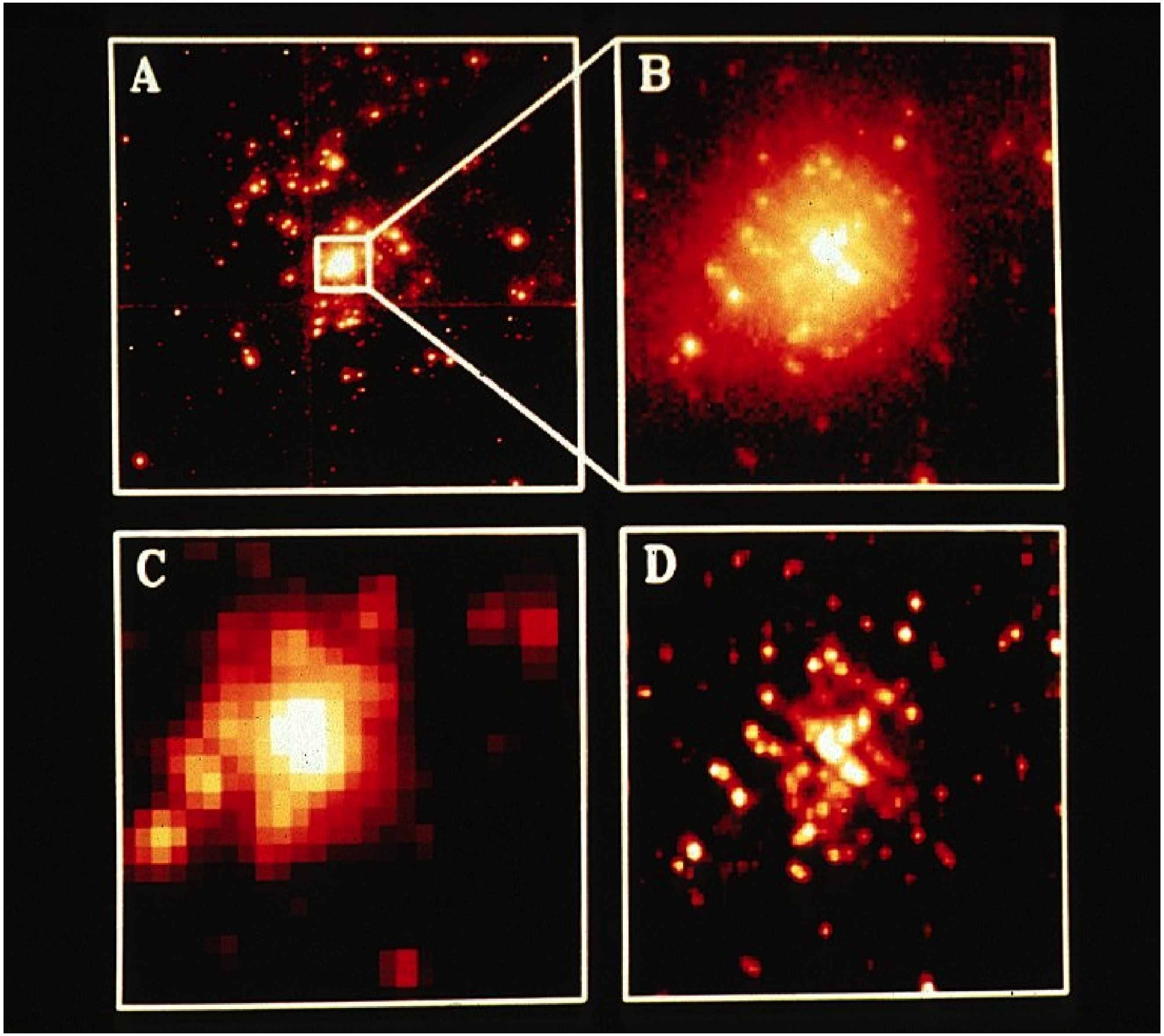
$$ff_{\mathrm{res}} = \frac{ff}{ef}$$



Další obrazové korekce

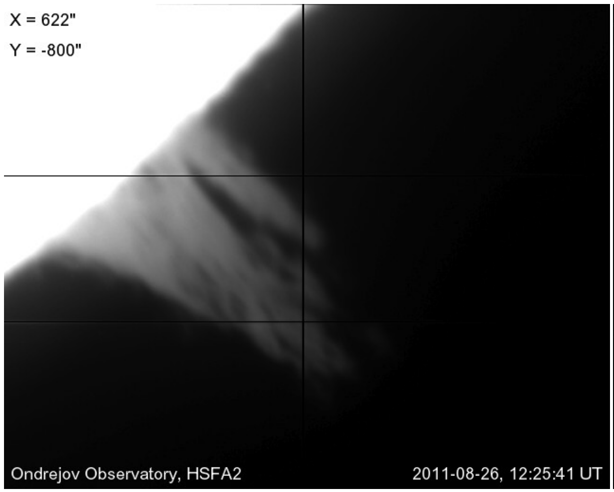
- Dekonvoluce obrazů
- Jejich zarovnání v čase (odstranění nepřesností navádění dalekohledu) – kroskorelace
- Narovnání snímku spektra v souřadnici (kamera je skloněná nebo otočená) – na štěrbině vlasy, které slouží k určení pozice
- Kalibrace spekter (ve vlnové délce)
- Rektifikace spekter – kontinuum=1
- Určení souřadnic – u spektrografu pomáhá slit-jaw snímek – odraz od čelistí štěrbiny

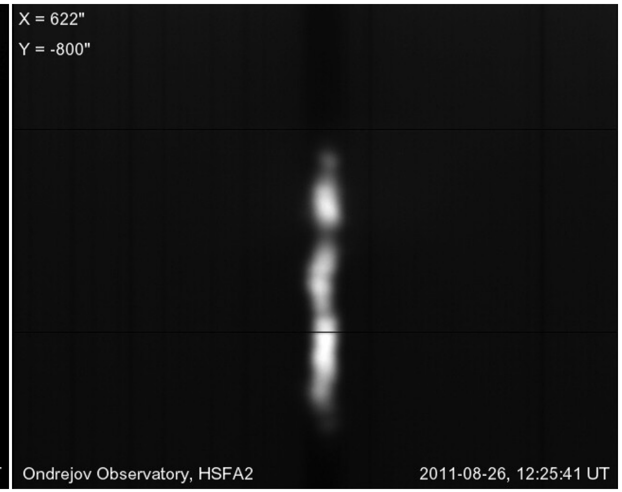
Dekonvoluce obrazu

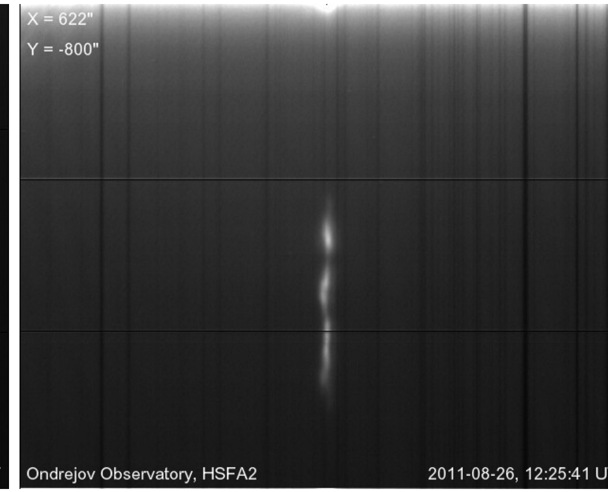


Příklad: HST

Spektra protuberance







Hα D3
Hβ CaH