

Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej
Uniwersytetu Jagiellońskiego

Badanie gwiazd wizualnie podwójnych
oraz obiektów rozciągłych techniką interferometrii
plankowej.

Artur Rutkowski

Praca magisterska napisana pod kierunkiem dr Wacława Waniaka.
Obserwatorium Astronomiczne UJ, Kraków 2003.

Pragnę w szczególny sposób podziękować Panu doktorowi Wacławowi Waniakowi, opiekunowi mojej pracy za poświęcony mi czas i wszystkie wskazówki metodyczne i rzeczowe, którym praca moja zawdzięcza to co w niej najlepsze.

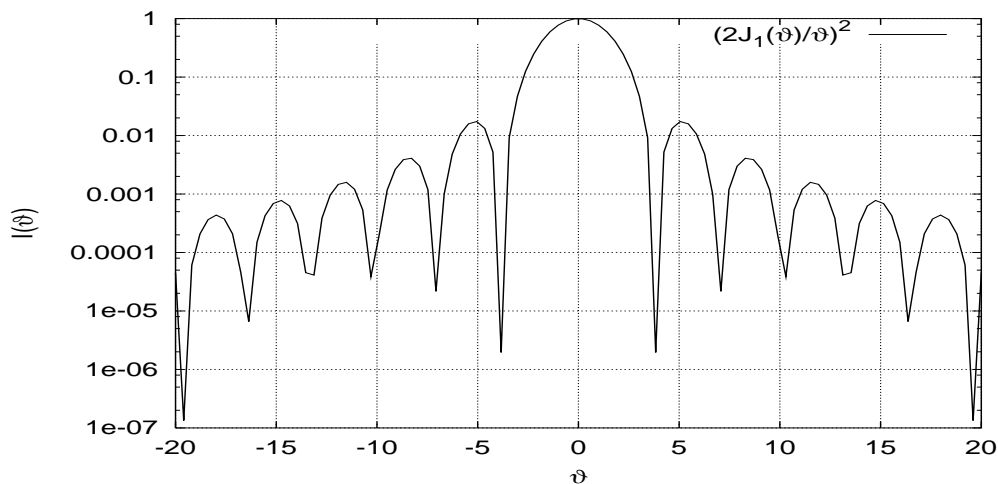
Spis treści

1	Wstęp	1
1.1	Atmosfera ziemiska	2
1.1.1	Budowa i skład atmosfery	2
1.1.2	Wpływ atmosfery na obserwacje astronomiczne - główne zjawiska	2
1.2	Turbulencje atmosferyczne	5
1.2.1	Pojęcia występujące w opisie turbulencji atmosferycznych	7
1.2.2	Degradacja obrazu przez atmosferę	9
1.2.3	Funkcje opisujące układ optyczny PSF, OTF, MTF.	10
1.3	Optyczna funkcja przenoszenia atmosfery	12
1.3.1	Długoekspozycyjna OTF	12
1.3.2	Krótkoekspozycyjna OTF	15
1.4	Główne metody zmniejszania wpływu turbulencji	17
1.4.1	Obserwacje pozaatmosferyczne	17
1.4.2	Optyka adaptacyjna	18
1.4.3	Gwiazdowa interferometria fazowa	19
1.4.4	Gwiazdowa interferometria natężeniowa	20
2	Podstawy interferometrii plamkowej	20
2.1	Zbieranie i obróbka danych w interferometrii plamkowej	21
2.2	Ograniczenia szumowe w interferometrii plamkowej.	23
2.3	Interferometria plamkowa w praktyce	25
2.3.1	Warunki wpływające na poprawność wykonania obserwacji	25
3	Metody analizy interferogramów	32
3.1	Dopasowanie funkcji	33
3.2	Odzyskiwanie informacji fazowej	33
3.2.1	Znaczenie informacji fazowej	34
3.2.2	Schemat procedury „odzyskiwania fazy”	34
4	Rezultaty	35
4.1	Obserwacje	35
4.2	Opracowanie danych	37
4.3	Opracowanie danych dla obiektów rozciągniętych - Io, Ganymedesa i Saturna.	43
4.4	Wnioski	47
	Spis literatury	50

1 Wstęp

Od czasów starożytnej astronomii poszukiwano jak najlepszych warunków i miejsc do obserwacji nieba. Początkowo były to po prostu wzniesienia zazwyczaj nie wiele oddalone od skupisk ludzkich. Z czasem obserwatoria budowano coraz wyżej nad poziomem morza, lokalizując je często ponad warstwą niskich chmur. To parcie w górę było często intuicyjne, chociaż czasami wynikało też z chęci uniezależnienia się od niekorzystnych warunków atmosferycznych. Oprócz tego jednak osiągnęto coś jeszcze, nie zdając sobie z tego początkowo sprawy. Wraz ze skonstruowaniem przez Galileusza w 1609 roku pierwszej lunety astronomicznej, obserwatorom chcącym maksymalnie wykorzystać teoretyczne możliwości nowego instrumentu nieustannie przeszkadzały występujące w atmosferze turbulencje (seeing). Turbulencje te zamazywały szczegóły na powierzchni planet, uniemożliwiały też obserwacje wizualnie ciasnych układów gwiazd. Dawni astronomowie sądzili, że - jak pisał sir Isaac Newton w 1704r w *Optyce* - „Jedynym lekarstwem, jest idealnie spokojne, bezchmurne powietrze, jakie zapewne można znaleźć na szczytach najwyższych gór, ponad warstwą chmur”. Wraz z budową coraz większych teleskopów to dość proste rozwiązanie już nie wystarczało.

Zdolność rozdzielacza teleskopu uwarunkowana jest, poza wadami optycznymi, rozmiarem obrazu dyfrakcyjnego składającego się z centralnego krążka Airy (w którym znajduje się 84% światła) i kolejnych pierścieni. Rozkład natężenia w obrazie dyfrakcyjnym (patrz Rysunek 1) jest w przybliżeniu dany przez: $I(\theta) \propto \left(\frac{2J_1(\theta)}{\theta}\right)^2$ gdzie $J_1(r)$ jest funkcją Bessla pierwszego rodzaju, a θ jest kątem.



Rysunek 1: Rozkład natężenia w obrazie dyfrakcyjnym

Jak pokazuje rys.1 obraz obiektu punktowego po przejściu przez kołową aperturę teleskopu ma strukturę rozmytą, nazywany jest więc funkcją rozmycia punktu (z ang. point spread function - PSF).

Dwie gwiazdy są widoczne jako rozdzielone, gdy ich odległość kątowna jest co najmniej równa sumie promieni krążków centralnych (krążków Airy):

$$\alpha = 1,22 \frac{\lambda}{D}, \quad (1)$$

gdzie λ jest długością fali na jakiej obserwujemy, a D jest średnicą apertury. Przykładowo dla teleskopu o średnicy 0.5m dla fali 440nm, 550nm, 700nm, 900nm α jest w przybliżeniu równa odpowiednio 0,22"; 0,28"; 0,35"; 0,45". Dla teleskopu o średnicy 5m: 0,022", 0,028", 0,035" i 0,045". Ocenia się, że najlepszy seeing na świecie charakteryzuje obserwatoria w Las Campanas w Chile (2400 mnpm) i Mauna Kea na Hawajach (4200 mnpm), jednak nawet tam widoczność nigdy nie jest lepsza niż 0.5"-0.6". Widać zatem, że aby przekroczyć ograniczenia nakładane przez atmosferę potrzebne były nowe rozwiązania.

Głównym celem niniejszej pracy jest ukazanie możliwości małych teleskopów przy wykorzystaniu jednego z nich - interferometrii plamkowej (Labyrie 1970). Za cel stawiam sobie również przybliżenie czytelnikowi zagadnień związanych z tą metodą.

1.1 Atmosfera ziemska

1.1.1 Budowa i skład atmosfery

Można przyjąć, że skład atmosfery do wysokości około 100 kilometrów nie ulega zmianie (za wyjątkiem pary wodnej i tzw. gazów śladowych) - ta warstwa to homosfera, powyżej znajduje się heterosfera - warstwa o zmiennym składzie chemicznym. Oprócz tego można wyróżnić jeszcze inne warstwy opierając się na różnicach temperatur i ciśnień. Głównymi składnikami atmosfery ziemskiej jest azot (78,08%) i tlen (20,95%) Dla obserwacji astronomicznych bardzo istotna jest zawartość gazów śladowych: dwutlenku węgla (CO_2) i ozonu (O_3) oraz zawartość pary wodnej. Gazy te pochłaniając promieniowanie elektromagnetyczne o pewnych długościach fali, wyznaczają tzw. okna spektralne.

1.1.2 Wpływ atmosfery na obserwacje astronomiczne - główne zjawiska

Ekstynkcja i refrakcja. Przyjrzyjmy się bliżej wpływowi atmosfery ziemskiej na rozchodzenie się fal elektromagnetycznych (EM). Ponieważ falę EM

możemy rozłożyć na sumę fal płaskich możemy napisać, że fala elektromagnetyczna docierająca w pobliże Ziemi wyraża się zależnością

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}. \quad (2)$$

Moduł wektora falowego zapiszmy jako $|\vec{k}| = \frac{\omega m}{c}$, a uogólniony współczynnik załamania następująco $m = c\sqrt{\epsilon\mu} = m_1 + im_2$. Wtedy $|\vec{k}|$ przyjmuje postać: $|\vec{k}| = \vec{w} \left(\frac{2\pi m_1}{\lambda} + i \frac{2\pi m_2}{\lambda} \right)$, gdzie \vec{w} - wektor jednostkowy. Zatem falę EM przechodzącą przez atmosferę możemy zapisać jako:

$$|\vec{E}| = \vec{E}_0 \exp\left(-\vec{w} \cdot \vec{r} \frac{2\pi m_2}{\lambda}\right) \exp\left[i\left(\vec{w} \cdot \vec{r} \frac{2\pi m_1}{\lambda} - \omega t\right)\right] \quad (3)$$

Pierwszy człon w powyższym wyrażeniu odpowiada za ekstynkcję (pochłanianie i rozpraszanie), a drugi za refrakcję. Stopień osłabienia blasku ciał niebieskich przez atmosferę zależy od jej grubości i długości fali światła. Można go opisać następującym wzorem

$$m_\nu(z) = m_\nu^0 + k_\nu X(z) \quad (4)$$

gdzie: z - odległość zenitalna, $m_\nu^0(z)$ - magnituda monochromatyczna poza atmosferą, k_ν - współczynnik ekstynkcji, $X(z)$ - masa atmosferyczna.

Wpływ refrakcji można opisać w sposób następujący:

$$z_t = R + z_{app} \quad (5)$$

gdzie z_{app} - kierunek po zadziałaniu refrakcji (apparent), a $R = (n-1) \operatorname{tg}(z_{app})$, wielkość R można wyliczyć również posługując się formułami Eisele'a - Shannon'a [1] (z - odległość zenitalna):

$$R_0(") = 59,5775984 \cdot \operatorname{tg}(z) \cdot [1 - 1,008835086 \cdot 10^{-3} \operatorname{tg}^2(z)] \quad (6)$$

gdy $0 \leq z \leq 85,0^\circ$, oraz

$$R_0(") = 901,473336 \cdot [\exp(-0,53520501 \cdot y) + \exp(-0,107041 \cdot y)] \quad (7)$$

gdy $85,0 \leq z \leq 90,6^\circ$, gdzie $y = (90 - z)$ - w stopniach.

Zauważymy, że współczynnik załamania zależy od długości fali. Rysunek 2) przedstawia tę zależność dla warunków normalnych ¹. Wtedy wzór na R przybierze postać

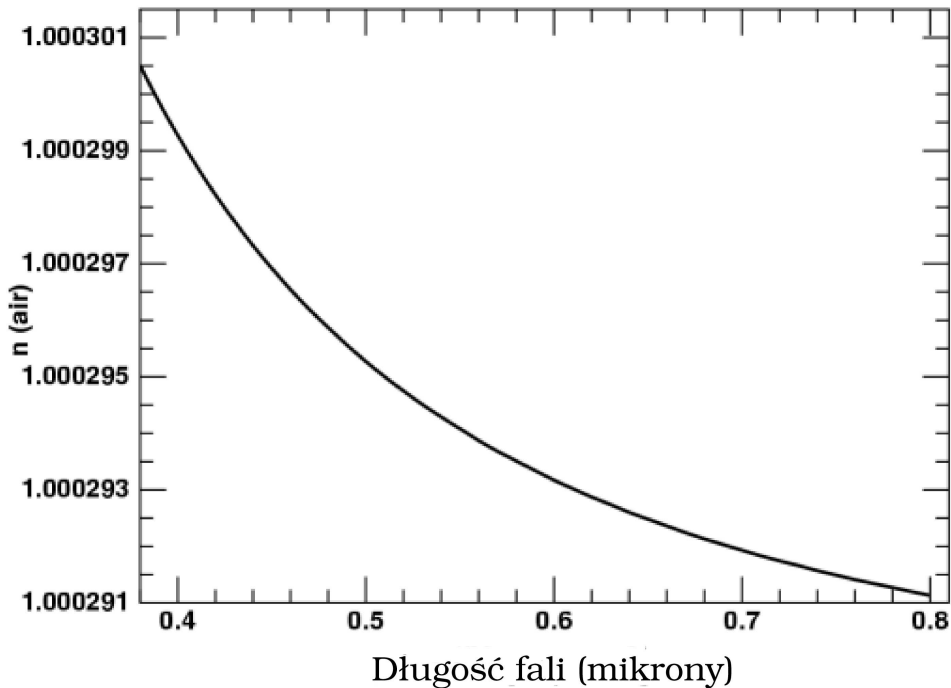
$$R_\lambda = [n(\lambda) - 1] \operatorname{tg}(z_{app}). \quad (8)$$

¹Rysunek na podstawie [2]

Przybliżoną wartość współczynnika załamania dla optycznych długości fali otrzymamy z zależności

$$n(\lambda) = 1 + 77,6(1 + 7,52 \cdot 10^{-3}\lambda^{-2})\frac{P}{T} \cdot 10^{-6}, \quad (9)$$

w której P jest ciśnieniem w milibarach, a T temperaturą w kelwinach. Zatem jeśli chcemy obserwować na dużych odległościach zenitalnych musimy liczyć się z tym, że światło obiektu będzie silnie rozszczerzone przez atmosferę (dyspersja atmosferyczna). Jest to przeszkoda którą obchodzi się stosując wąskopasmowe filtry lub pryzmaty Risleya tworzące na powrót wiązkę światła nierozszczerzonego.



Rysunek 2: Wsp. załamania dla powietrza w funkcji długości fali światła dla warunków normalnych (0°C , 1atm).

Rozpraszanie i pochłanianie w atmosferze To z jaką intensywnością zachodzi rozpraszanie zależy od stosunku: rozmiar obiektu „a” do długości

fali promieniowania „ λ ”. Oznaczmy przez N liczbę cząsteczek na jednostkę objętości, a przez n - współczynnik załamania, przekrój czynny na rozpraszanie oznaczmy przez σ .

$$\begin{aligned}\sigma_R(\lambda) &= \frac{32\pi^3}{3N^2} \frac{(n-1)^2}{\lambda^4} & \text{gdy } a \ll \lambda \\ \sigma_A &\sim \lambda^{-\alpha} & \text{gdy } a \lesssim \lambda\end{aligned}\tag{10}$$

Pierwszy z powyższych wzorów opisuje tzw. rozpraszanie Rayleigha odpowiedzialne np. za niebieski kolor nieba. Drugi opisuje rozpraszanie na aerozolach. Pomijając pochłaniające właściwości tlenu i azotu, główne gazy absorbujące w ziemskiej atmosferze to: para wodna, dwutlenek węgla i ozon. Gazy te są przyczyną wycinania pewnych pasm z widma dostępnego obserwacjom z powierzchni Ziemi. Koncentracja tych gazów zależy od wysokości ².

1.2 Turbulencje atmosferyczne

Atmosfera jest układem dynamicznym, którego źródłem energii jest promieniowanie słoneczne. Składa się z szeregu warstw o różnej temperaturze. Ze względu na niejednorodną absorpcję promieniowania słonecznego przez różne obszary powierzchni Ziemi oraz dzienny obrót wokół osi, w atmosferze tworzą się prądy konwektywne i różnego rodzaju wiry. Te prądy konwektywne, wiatry, są samoistnym źródłem turbulencji. W opisie ich powstawania pomaga tzw. liczba Reynoldsa dana przez:

$$Re = \frac{vl}{\gamma}\tag{11}$$

gdzie v jest prędkością, l rozmiarem przeszkody, a γ - kinematyczną lepkością płynu (dla powietrza wynosi ona $\gamma = 1,5 \times 10^{-5} m^2 s^{-1}$). Jeżeli Re przekroczy wartość krytyczną 2000, to w ośrodku będą tworzyć się wiry. Topografia terenu (budynki, góry) jest także źródłem turbulencji. Powoduje ona, że początkowo laminarny przepływ powietrza przechodzi w turbulentny. Rozpatrzmy przykład powstawania turbulencji na kopule teleskopu. Załóżmy, że średnica kopuły $l = 10m$, prędkość wiatru $v = 0,5 \frac{m}{s}$ wtedy $Re \approx 3 \cdot 10^5 \gg 2000$ - zatem już dla takich przeciętnych warunków mamy do czynienia z powstawaniem turbulencji. Zaburzenia biegu promienia świetlnego powstają na skutek

²Na przykład najmniejsza koncentracja H_2O w atmosferze występuje na około 16km n.p.m., ale już na wysokości około 3000m n.p.m. atmosfera zawiera znacznie mniej pary wodnej niż normalne suche powietrze. Dlatego budowa obserwatoriów w wysokich górach pozwala poszerzyć okno optyczne o podczerwień.

fluktuacji współczynnika załamania, które zależą przede wszystkim od fluktuacji temperatury i koncentracji pary wodnej w powietrzu $n = n(T, k_{H_2O})$. Wspólny wpływ tych dwóch czynników na wsp. załamania wyraża się przez:

$$\Delta n = \frac{\partial n}{\partial T} \Delta T + \frac{\partial n}{\partial k_{H_2O}} \Delta k_{H_2O}. \quad (12)$$

Turbulencje atmosferyczne można utożsamiać z komórkami/obszarami powietrza, z których każdą charakteryzuje inny współczynnik załamania. Przyjmijmy dla uproszczenia, że turbulencje są izotropowe wtedy wielkość wiru będziemy mogli opisać przez $L = 2\pi/k$, (k -liczba falowa) Widmowa gęstość mocy turbulencji $\Phi_n(k)$ może być uważana za miarę względnej liczby wirów mających liczbę falową w zakresie od k do $k + dk$. W widmie Φ_n można wyróżnić trzy obszary. W obszarze bardzo małych k (bardzo dużych niejednorodności) nie da się teoretycznie wyznaczyć postaci Φ_n gdyż zależy ona od wielkoskalowych warunków geofizycznych i meteorologicznych. Dla k większych od pewnej krytycznej wielkości k_0 kształt widma Φ_n można wyprowadzić z praw fizycznych. Wielkość $L_0 = 2\pi/k_0$ nazywana jest zewnętrzną skalą turbulencji. Typowe wielkości L_0 zawierają się w granicach od 1 do 100 m.

Obszar dla którego $k > k_0$ nazywamy inercyjnym przedziałem widma. Za kształt widma w tym obszarze odpowiadają prawa fizyczne rządzące przepływem turbulentnym. Widmo to jest w tym obszarze dane zależnością podaną przez Kolmogorowa

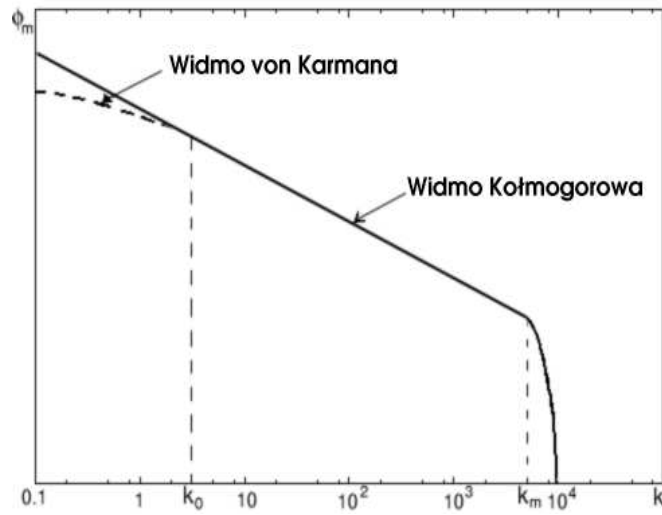
$$\Phi_n(k) = 0,033C_n^2 k^{-11/3}, \quad (13)$$

gdzie $C_n(k)$ jest stałą strukturalną fluktuacji współczynnika załamania. Stała ta jest miarą intensywności fluktuacji.

Gdy k osiąga wartość krytyczną k_m kształt widma zmienia się ponownie. Ponieważ turbulencje mniejsze od wielkości $L_m = 2\pi/k_m$, nazywanej wewnętrzną skalą turbulencji ulegają rozproszeniu w wyniku działania sił lepkości widmo Φ_n powyżej k_m jest silnie malejące. W pobliżu powierzchni Ziemi typowe wartości L_m są rzędu milimetrów. Uwzględniając powyższe zmodyfikujemy widmo Φ_n następująco

$$\Phi_n(x) = 0,033C_n^2 k^{-11/3} \exp\left(\frac{-k^2}{k_m^2}\right). \quad (14)$$

Zauważmy, że dla $k \rightarrow 0$ zarówno w pierwszej jak i w drugiej formule opisującej Φ_n pojawia się osobliwość. Jest to niedoskonałość modelu. Ponieważ atmosfera ziemską zawiera skończoną ilość powietrza widmo nie może rosnać nieograniczenie wraz z malejącym k . W celu obejścia tego problemu wprowadza się sztucznie funkcję pozwalającą uniknąć pojawienia się osobliwości



Rysunek 3: Widmo mocy turbulencji.

dla $k=0$ zwaną widmem von Kármána. Jej postać jest następująca

$$\Phi_n(k) = \frac{0,033C_n^2}{(k^2 + k_0^2)^{11/6}} \exp\left(\frac{-k^2}{k_m^2}\right). \quad (15)$$

Rysunek 3 przedstawia wykres funkcji widmowych dla przedstawionych modeli wraz zaznaczonymi, dyskutowanymi obszarami. Godnymi polecenia pracami na temat badania turbulencji w atmosferze ziemskiej wydają się być prace (Weiß i in. 2002 [3] i Weiß i in. 2000 [4]).

1.2.1 Pojęcia występujące w opisie turbulencji atmosferycznych

Promień Frieda. Ważną wielkością opisującą chwilowy stan atmosfery jest tzw. parametr (promień) Frieda. Jest to z definicji: promień równoważnej apertury, która dawałaby podobną zdolność rozdzielczą jak atmosfera.

$$r_0 = 0,185\lambda^{\frac{6}{5}} \left[\int_0^{\infty} C_n^2(z) dz \right]^{-\frac{3}{5}} \quad (16)$$

gdzie $C_n(z)$ -stała strukturalna dla współczynnika załamania którą w przybliżeniu można wyrazić przez

$$C_n = \frac{80 \cdot 10^{-6} p[mb]}{T^2[K]} C_T,$$

gdzie p jest ciśnieniem w milibarach. Bardziej ściśle wielkość ta opisana jest w [5] i [6] (dla nas najważniejsza jest informacja o proporcjonalności r_0 do $\lambda^{6/5}$). Dla długości fali około 500nm, wielkość promienia Frieda wynosi od kilku do kilkadziesiąt cm, przeciętnie wynosi około 10cm. Dzięki temu parametrowi możemy wyznaczyć kątową zdolność rozdzielczą atmosfery - promień krążka seeingu.

$$\vartheta_s \sim \frac{\lambda}{r_0} \quad (17)$$

Koherencja funkcji instrumentalnej atmosfery. Ze względu na to, że zachowanie atmosfery jest stochastyczne, jej zniekształcające działanie jest różne w różnych punktach na sferze niebieskiej. Okazuje się jednak, że występujące w atmosferze turbulencje potrafią tworzyć obszary, w których PSF seeingu jest podobna. Mówi się wtedy, że funkcja instrumentalna atmosfery jest tam koherentna. Zapiszmy wzór na koherencję kątową, czyli rozmiar krążka izoplazmatyzmu:

$$\vartheta_R \sim \frac{r_0}{\overline{D}} \quad (18)$$

Jeżeli \overline{D} - średnia odległość obserwatora od warstwy turbulencji $\sim 11,5$ km wtedy $\vartheta_R \approx 1,8''$. Gdy pod uwagę weźmiemy warstwę na wysokości około 3 kilometrów promień krążka izoplazmatyzmu jest $\vartheta_R \approx 5''$

Hipoteza zamrożonych turbulencji. Wiadomo jest, że cała grubość atmosfery (głównie troposfery i niższej stratosfery) jest przyczyną seeingu³. Jednak z obserwacji wiadomo, że największy wkład do tych zaburzeń ma warstwa na poziomie 10 \sim 11km oraz (już w mniejszym stopniu) warstwa na poziomie $\sim 4,8$ km i warstwa przy powierzchni < 2 km. Wykorzystując ten fakt, Taylor sformułował hipotezę zakładającą, że turbulencje są "wmrożone" w warstwę powietrza. Warstwa ta porusza się z prędkością wiatru - V . Zgodnie tym, charakterystyczna częstotliwość czasowej zmienności turbulencji dana jest przez

$$\nu_c \sim \frac{V}{r_0}, \quad (19)$$

przeciętnie wartość ν_c to $10^2 \sim 10^3$ Hz. Przyjmuje się, że odwrotność tej wielkości to średni czas życia turbulencji.

³Jednym ze sztandarowych eksperymentów dotyczących pomiarów turbulencji atmosferycznych jest eksperyment SCIDAR (Scintillation Detection and Ranging) [3] [4].

1.2.2 Degradacja obrazu przez atmosferę

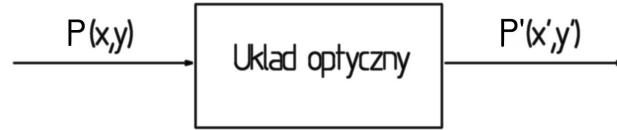
Wyprzedzając nieco naszą późniejszą analizę, dokonamy podziału zjawisk, z którymi ma do czynienia obserwator znajdujący się na powierzchni Ziemi. Oznaczmy - R_0 - promień apertury teleskopu, jakim posługuje się obserwator. Mamy do czynienia z trzema przypadkami:

1. ($R_0 < r_0$). Zdolność rozdzielcza jest ograniczona przez teleskop. Pojedyncza turbulencja zakrywa całe pole widzenia. Turbulencje przesuwają się przed teleskopem - jak w modelu Taylora - losowo odchylając wiązkę światła biegnącego od obiektu punktowego (gwiazdy). Zmienia się zatem strumień przechodzący przez aperturę. Powoduje to, że w ognisku gwiazda chaotycznie (w sposób statystyczny) zmienia swoją jasność. To zjawisko nazywane jest *migotaniem* (lub *scyntylacją*).
2. ($R_0 \sim r_0$) Na zdolność rozdzielczą w jednakowy sposób wpływa atmosfera i teleskop. Obserwujemy chaotyczne ruchy obiektu w ognisku teleskopu. Potocznie mówi się, że gwiazda „skacze”, „trzęsie się” (w języku angielskim jest to określane jako *agitation*).
3. ($R_0 > r_0$). Koherencja przestrzenna czoła fali docierającej do teleskopu jest obniżona. Światło dochodzące do apertury jest zniekształcone przez więcej niż jedną turbulencję. W ognisku teleskopu przy czasach ekspozycji $\gg 1/\nu_c$ obserwujemy rozmytą plamkę. Ten efekt działania atmosfery to *rozmycie* (*smearing*).

Wymienione wyżej zjawiska to efekt tego samego procesu w atmosferze. Dlatego charakteryzując zniekształcający jej wpływ, często posługujemy się ogólniejszym pojęciem *seeing'u* (inaczej widzialności). Można jeszcze zauważyć, że w przypadku „dużej apertury” obserwowany wpływ atmosfery jest zależny od czasu ekspozycji.

1.2.3 Funkcje opisujące układ optyczny PSF, OTF, MTF.

Patrząc ogólnie na proces obrazowania, atmosferę i teleskop można traktować łącznie jako element toru przekazu informacji. Element ten można przedstawić schematycznie jako „czarną skrzynkę” z sygnałem wejściowym $P(x,y)$ i sygnałem wyjściowym $P'(x',y')$ (rysunek 4). W obserwacjach astronomicz-



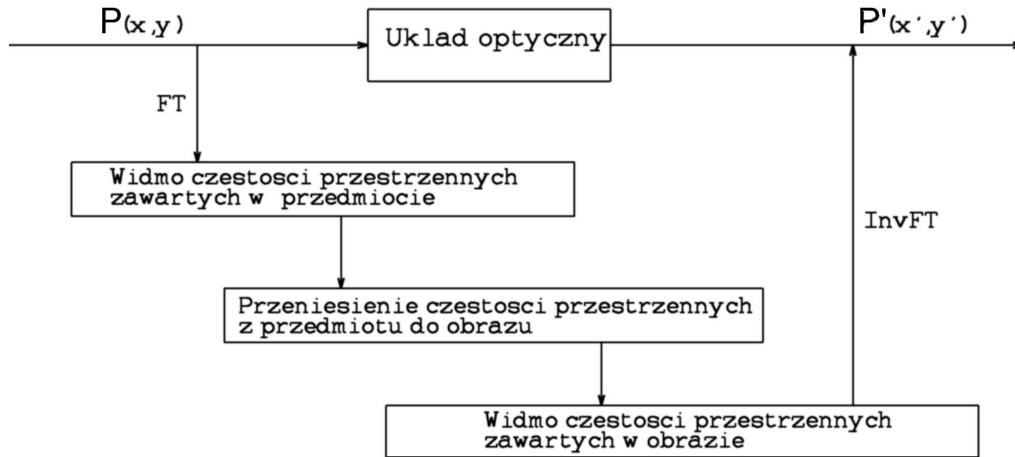
Rysunek 4: Schemat tworzenia obrazu w układzie optycznym.

nych dla układu optycznego sygnałem wejściowym i wyjściowym może być odpowiednio rozkład strumienia na sferze nieba (w kątach x,y) i rozkład jasności na odbiorniku 2D. Podczas dalszej analizy procesu obrazowania posłużmy się modelem matematycznym przedstawionym poniżej. Zgodnie z nim przekształcenie sygnału wejściowego w wyjściowy jest procesem dwustopniowym opisanym transformatą Fouriera (patrz rys 5). Pierwszy etap polega na rozłożeniu sygnału wejściowego $P(x,y)$ w widmo częstości przestrzennych $p(\nu_x, \nu_y)$. Etap ten opisany jest za pomocą prostej transformaty Fouriera. To, jak jest przenoszona informacja o przedmiocie z przestrzeni przedmiotowej do obrazowej określa optyczna funkcja przenoszenia - OTF (od ang. *optical transfer function*). Algebraicznie, ten proces przeniesienia częstotliwości wyraża się następująco: $p'(\nu_x, \nu_y) = p(\nu_x, \nu_y) \cdot \text{OTF}$. Zatem optyczna funkcja przenoszenia opisuje odpowiedź impulsową układu w dziedzinie częstotliwości. W praktyce, funkcja OTF nie przenosi wszystkich częstości jednakowo dobrze. Przy ograniczonych rozmiarach apartury teleskopu pewne częstości są wręcz „obcinane”. Skutkiem tego jest przejście punktu w rozmytą plamkę w obrazie dyfrakcyjnym (rys. 1). Ogólnie optyczną funkcję przenoszenia można przedstawić jako

$$H_0(\nu_U, \nu_V) = \iint_{-\infty}^{\infty} P(x, y) P^*(x - \bar{\lambda}f\nu_U, y - \bar{\lambda}f\nu_V) dx dy \quad (20)$$

gdzie $\bar{\lambda}$ - średnia dł. fali obserwacji, f - ogniskowa, ν - częstości przestrzenne, $P = p(\vec{r})e^{i\varphi(\vec{r})}$ - zespolona funkcja źrenicy. Jeżeli otwór teleskopu jest nieskończenie duży to $P(\nu) = 1$ wszędzie. Po znormalizowaniu funkcji (20) i wzięciu z

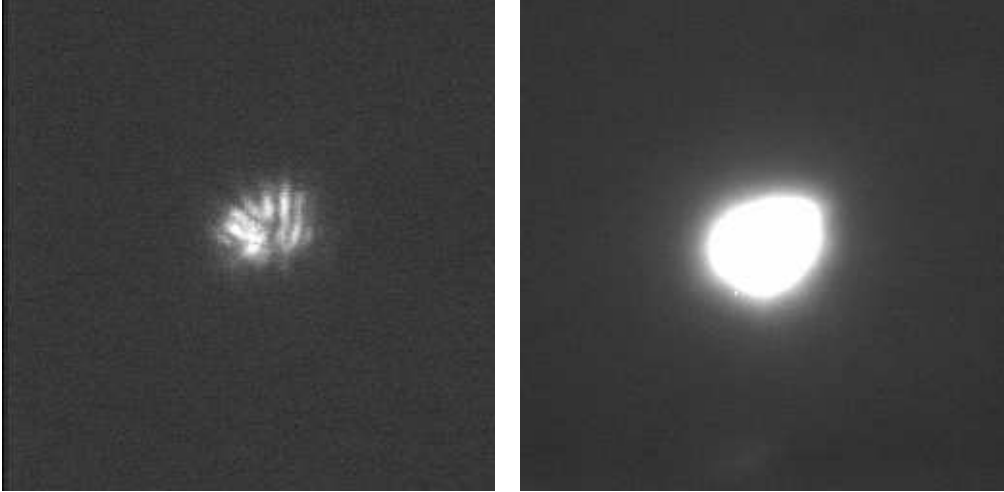
niej modułu otrzymamy amplitudową MTF. Odwrotna transformata fouriera z OTF daje funkcję instrumentalną, lub inaczej, funkcję rozmycia punktu (PSF).



Rysunek 5: Model tworzenia obrazu w układzie.

1.3 Optyczna funkcja przenoszenia atmosfery

Turbulencje atmosferyczne pozostają w nieustannym ruchu, i zmieniają się (zgodnie z tym co powiedziane było wcześniej) bardzo gwałtownie. Aby zarejestrować te fluktuacje, czas ekspozycji musi być porównywalny z czasem życia turbulencji ($\sim 10^{-2}$ s). Przyjrzyjmy się dwóm wykonanym przeze mnie fotografiom tej samej gwiazdy. W pierwszym przypadku czas ekspozycji wynosił 0.05s, a w drugim 3s.



Rysunek 6: Porównanie długo i krótkoekspozycyjnej fotografii gwiazdy. Na pierwszej wykonanej z czasem 0.05s widoczna jest struktura plamkowa, druga wykonana z czasem 3s nie zawiera widocznych struktur ponieważ zostały one uśrednione w czasie.

Porównując oba obrazy zauważyć można, że wpływ atmosfery był różny dla długiej i krótkiej ekspozycji. Na tej podstawie uzasadnione jest przypuszczenie, że długoekspozycyjna i krótkoekspozycyjna OTF atmosfery znacząco się od siebie różnią. W następnych paragrafach przedstawię analityczną postać OTF atmosfery dla obu przypadków. Będzie to tylko heurystyczna analiza bez szczegółowego wyprowadzenia które można znaleźć w [5].

1.3.1 Długoekspozycyjna OTF

Kiedy pomiary przeprowadzane są w czasie większym niż czas życia turbulencji τ_c , wtedy natężenie w obrazie $I(\theta)$ da się wyznaczyć uśredniając chwilowe natężenie rejestrowanych niejednorodności.

$$I(\theta) = \langle I_0(\theta) \otimes H_L(\theta) \rangle \quad (21)$$

OTF obejmuje w tym przypadku łączny wpływ atmosfery i instrumentu pomiarowego, a (\otimes) oznacza splot. Rozkład pola w fali padającej na detektor możemy zapisać jako

$$U(x, y) = \sqrt{I_0} \exp\{\chi(x, y) + jS(x, y)\}, \quad (22)$$

gdzie I_0 jest natężeniem padającej fali płaskiej, a χ i S są zmiennymi losowymi o rozkładzie Gaussa, które z kolei związane są z fluktuacjami współczynnika załamania generowanymi przez turbulencje. Zapiszmy uśrednioną, unormowaną OTF dla długich ekspozycji:

$$H_L(\nu_U, \nu_V) =$$

$$\frac{\iint_{-\infty}^{\infty} P(x, y) P^*(x - \bar{\lambda}f\nu_U, y - \bar{\lambda}f\nu_V) \overline{\exp\{(\chi_1 + \chi_2) + j(S_1 - S_2)\}} dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} P(x, y) P^*(x, y) \overline{\exp\{2\chi\}} dx dy}, \quad (23)$$

gdzie

$$\chi_1 = \chi(x, y), \quad \chi_2 = \chi(x - \bar{\lambda}f\nu_U, y - \bar{\lambda}f\nu_V),$$

$$S_1 = S(x, y), \quad S_2 = S(x - \bar{\lambda}f\nu_U, y - \bar{\lambda}f\nu_V),$$

a P jest zespoloną funkcją źrenicy. Jeżeli skorzystamy z wielkości opisującej fluktuacje turbulencji atmosferycznych

$$B_h(x) = \langle \phi_h(x + \xi) \phi_h^*(\xi) \rangle = \exp\left[-\frac{1}{2} \langle |\phi_h(x + \xi) - \phi_h(\xi)|^2 \rangle\right], \quad (24)$$

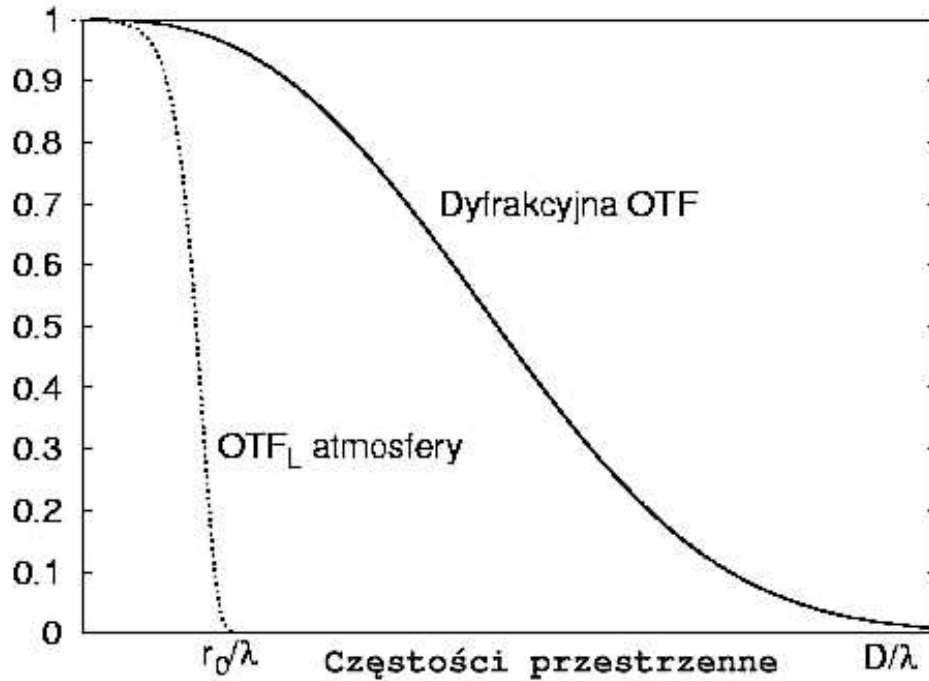
gdzie ϕ_h oznacza front falowy na wysokości h , x - położenie pojedynczej turbulencji w warstwie turbulentnej, ξ - zmianę położenia turbulencji (globuli). Wyrażając powyższe przez parametr struktury współczynnika załamania, oraz ograniczając nasze rozważania do apertury kołowej (znacznie większej niż aktualny promień Frieda) zauważymy że

$$H_L(\nu) \simeq B_0(\nu) = \exp(-1.45k^2 C_n^2 \Delta h \nu^{5/3}). \quad (25)$$

Skorzystajmy teraz z wzoru (16) na promień r_0 . Wyliczając powyższe wyrażenie dostaniemy ostatecznie formułę opisującą długoekspozycyjną MTF (unormowany moduł OTF_L):

$$H_L = \exp\left\{-3,44 \left(\frac{\bar{\lambda}f\nu}{r_0}\right)^{\frac{5}{3}}\right\}, \quad (26)$$

gdzie $\bar{\lambda}$ - średnia długość fali obserwacji, f - odległość płaszczyzny obrazowej od apertury, ν - częstość przestrzenna w widmie, r_0 - promień Frieda. Zauważmy, że kątowna częstość przestrzenna przy której OTF_L maleje e-krotnie jest $\sim \bar{\lambda}^{-1/5}$. Widzimy zatem, że zdefiniowana szerokość pasma OTF_L bardzo słabo zależy od długości fali. Rysunek (7) przedstawia jak się ma moduł



Rysunek 7: Zestawienie dyfrakcyjnie ograniczonej $|OTF|$ teleskopu z długoekspozycyjną $|OTF_L|$ atmosfery.

uśrednionej długoekspozycyjnej OTF, do dyfrakcyjnie ograniczonej OTF dla apertury kołowej. Widać że, OTF_L bardzo silnie tłumi informację o analizowanym obiekcie zawartą w wysokich częstościach nie przenosząc niczego powyżej $\frac{r_0}{\lambda}$. Okazuje się więc, że w przypadku długich ekspozycji, zwiększanie rozmiarów apertury nie powoduje polepszenia zdolności rozdzielczej, która jest uwarunkowana aktualnym poziomem seeingu (promieniem Frieda r_0). Z tego samego powodu trudno jest jednoznacznie określić jaki przedział czasu wystarczy aby ekspozycję uznać za wykonaną w reżimie uśredniania. Dla różnych częstości przestrzennych czas ten jest trochę inny - dla wysokich ν_U, ν_V jest on krótszy niż dla niskich.

1.3.2 Krótkoekspozycyjna OTF

W paragrafie tym zajmiemy się OTF atmosfery dla czasów integracji porównywalnych z czasem życia turbulencji ($1/\nu_c$). Jedną z najważniejszych cech zobrazowania krótkoekspozycyjnego jest to, że jego jakość nie zależy od nachylenia frontu falowego. Jedynym tego skutkiem jest zmiana położenia środka obrazu. Jeżeli naszym celem nie jest wyznaczenie bezwzględnego położenia badanego obiektu, to te nachylenie staje się nieistotne. Zapiszmy OTF pojedynczego krótko naświetlanego obrazu:

$$H_L(\nu_U, \nu_V) =$$

$$\frac{\iint_{-\infty}^{\infty} P(x, y) P^*(x - \bar{\lambda} f \nu_U, y - \bar{\lambda} f \nu_V) \exp\{(\chi_1 + \chi_2) + j(S_1 - S_2)\} dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} P(x, y) P^*(x, y) \exp\{2\chi\} dx dy}, \quad (27)$$

Wielkości opisujące fazę w równaniu 27 to S_1 i S_2 . Pozbądźmy się składnika nachyleniowego z tego wyrażenia. Następnie statystycznie uśrednijmy cały wzór 27. W ten sposób dostaniemy postać uśrednionej krótkoekspozycyjnej OTF [9].

$$\bar{H}_S = \exp \left\{ -3.44 \left(\frac{\bar{\lambda} f \nu}{r_0} \right)^{5/3} \left[1 - \alpha \left(\frac{\bar{\lambda} f \nu}{D_0} \right)^{1/3} \right] \right\} \quad (28)$$

gdzie D_0 jest średnicą apertury. Parametr α jest równy jedności, gdy układ obrazujący leży w bezpośrednim sąsiedztwie najbardziej znaczących turbulencji (tak iż prawdziwe jest przybliżenie, że każdy promień padający na ośrodek doznaje jedynie przypadkowego opóźnienia, natomiast jego ugięcie jest zanedbywalnie małe), $1/2$ dla sytuacji przeciwnej. Zauważmy że dla $\alpha = 0$ dostaniemy wyrażenie opisujące długoekspozycyjną OTF patrz wzór (26).

Widać zatem, że krótkoekspozycyjna OTF zależy od parametrów teleskopu - inaczej niż to było w przypadku OTF dla krótkich ekspozycji. Wpływ OTF atmosfery na niezaburzony, pozaatmosferyczny rozkład natężenia w obrazie jest procesem stochastycznym. Można go opisać jako

$$I(u, v) = I_0(u, v) \otimes H_S(u, v), \quad (29)$$

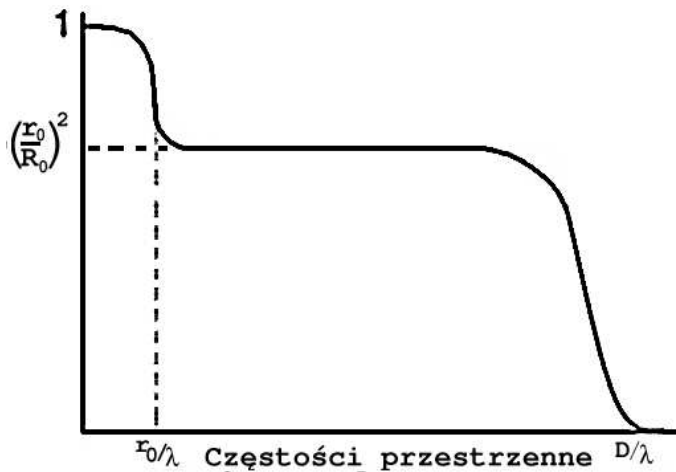
gdzie $I(u, v)$ oznacza rozkład natężenia w otrzymanym obrazie, I_0 rozkład natężenia w obiekcie, a H_S (pisane kursywą) funkcję rozmazywania obrazu przez atmosferę i wpływ teleskopu. Pojedyncza krótkoekspozycyjna fotografia

gwiazdy przedstawia pewną realizację tego procesu (patrz rysunek 6). Widoczne na fotografii plamki - *speckles* to efekt świadczący o przenoszeniu wysokich częstotliwości przestrzennych. Średnice kątowe pojedynczych plamek są proporcjonalne do λ/D , a więc do teoretycznej zdolności rozdzielczej teleskopu przy braku atmosfery. Jeżeli oznaczymy przez R_0 promień apertury, wtedy liczbę plamek którą zawiera cała struktura będziemy mogli wyrazić przez $(R_0/r_0)^2$. Jej rozmiary kątowe w płaszczyźnie ogniskowej są $\sim \lambda/r_0$. Uśrednianie krótkoekspozycyjnej OTF jakiego tutaj dokonaliśmy jest operacją która tłumi wyskocznościową informację zawartą w pojedynczych krótkoekspozycyjnych zobrazowaniach. Zauważmy, że jeżeli nałożylibyśmy na siebie wiele takich krótkich ekspozycji (*specklegramów*), to jakość otrzymanego w ten sposób obrazu była by opisana uśrednioną krótkoekspozycyjną optyczną funkcją przenoszenia dyskutowaną w tym rozdziale. Technika która właśnie w ten sposób wykorzystuje informacje ze specklegramów nazywana jest obrazowo *shift and add*.

Z punktu widzenia interferometrii plamkowej najbardziej istotne jest zachowanie się drugiego momentu funkcji MTF (średniego kwadratu modułu OTF). Z rozważań teoretycznych wynika, że dla częstotliwości przestrzennych pomiędzy r_0/λ i R_0/λ jest on równy:

$$|\mathbf{H}(\vec{\nu})|^2 = \left(\frac{r_0}{R_0}\right)^2 \mathbf{H}_0(\vec{\nu}). \quad (30)$$

Zwróćmy uwagę, że kwadrat MTF układu teleskop + turbulenta atmosfera jest proporcjonalny do dyfrakcyjnej OTF teleskopu. Czynnikiem proporcjonalności jest $(r_0/R_0)^2$. Ponieważ dyfrakcyjna OTF przybiera znaczące wartości dla wysokich częstotliwości przestrzennych, zatem MTF również będzie dobrze przenosić te częstotliwości, o ile tylko stosunek r_0/R_0 nie okaże się zbyt mały. Rysunek 8 przedstawia kształt analizowanej przez nas funkcji. Wkład do częstotliwości przestrzennej $\vec{\nu}$ składającej się na widmo fourierowskie obiektu dają te pary promieni świetlnych które przecinają aperturę obrazującą w punktach odległych o $s=\bar{\lambda}f\vec{\nu}$. Turbulencje atmosferyczne wywołują zmiany amplitudy i fazy fali świetlnej padającej na różne fragmenty powierzchni źrenicy. Tym samym prowadzą do zmian zarówno kontrastu jak i fazy elementarnych interferogramów tworzących wybraną składową częstotliwościową rozkładu natężenia w widmie. Dla niskich częstotliwości przestrzennych odległość pomiędzy punktami tworzącymi wspomniane pary jest bardzo mała. Jeżeli jest ona mniejsza niż promień koherencji r_0 , to pomimo niejednorodności w atmosferze składowe o tych częstotliwościach nie ulegają zniekształceniu. Dlatego dla niskich częstotliwości drugi moment MTF zachowuje się w istocie tak samo jak uśredniona krótkoekspozycyjna OTF. Jednak jak widać na rysunku 8 nie maleje on do zera a tylko do wartości równej w przybliżeniu $(r_0/R_0)^2$. Jest to

Rysunek 8: Krótkoekspozycyjna $\langle |OTF|^2 \rangle$

spowodowane tym, że kontrast i faza elementarnych interferogramów odpowiadających częstościom przestrzennym dla których odległość s jest większa od r_0 i jednocześnie zdecydowanie mniejsza niż średnica apertury są losowo zaburzane i nie dodają się w sposób konstruktywny. Po przekroczeniu wartości $(r_0/R_0)^2$ średni kwadrat MTF upodabnia się do MTF dyfrakcyjnie ograniczonego układu optycznego. Właśnie w tym obszarze częstości uwiadcza się użyteczność interferometrii plamkowej i jej przewaga nad technikami nieinterferometrycznymi.

1.4 Główne metody zmniejszania wpływu turbulencji

Prowadząc obserwacje Wielkiej Mgławicy w Orionie (odległej o około 400pc od Słońca) 0,5m teleskopem w filtrze V, teoretycznie możemy rozróżnić dwa obiekty (np. gwiazdę i planetę, gwiazdę i dysk protoplanetarny) odległe o 55 AU. Teleskop 5m osiąga dla tego przypadku teoretyczną rozdzielczość 5,5 AU. Bardzo porządane byłoby zatem wykorzystanie w pełni możliwości teleskopu tak jakby pracował poza atmosferą. Pojawiło się kilka rozwiązań tego problemu.

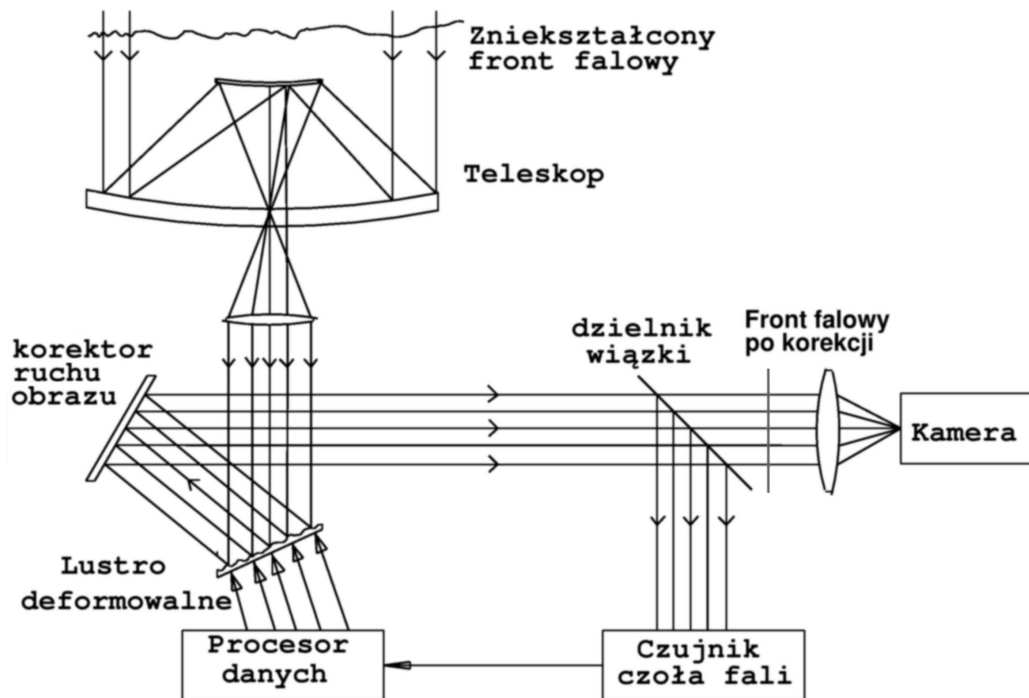
1.4.1 Obserwacje pozaatmosferyczne

Najprostszym rozwiązaniem jest powadzenie obserwacji z przestrzeni kosmicznej. Oprócz eliminacji efektu seeingu, podejście to pozwala na obserwacje na tych długościach fali które dotychczas były blokowane przez atmos-

ferę. Oddala też problem świecenia nieba i absorpcji w liniach telurycznych. Słabym punktem tego podejścia są wysokie koszty wynoszenia satelitów w przestrzeń kosmiczną oraz koszty eksploatacji.

1.4.2 Optyka adaptacyjna

Metoda ta polega na kompensacji zaburzeń frontu falowego światła gwiazdy. Kompensacja ta odbywa się poprzez odkształcenie powierzchni odbijającej zwierciadła pomocniczego (za pomocą siłowników piezoelektrycznych) tak, by wynikowy front falowy pozbawiony był zaburzeń. Rysunek (9)⁴ przedstawia schemat urządzenia skonstruowanego w oparciu o tę technologię. Światło



Rysunek 9: Analiza obrazu w optyce adaptacyjnej

wpadające do teleskopu tworzy wąską wiązkę równoległą odbijaną najpierw przez zwierciadło deformowalne, a następnie lustro płaskie kompensujące przemieszczenia całości obrazu dzięki zmianom kąta nachylenia. Wiązka zostaje podzielona w ten sposób, że jej część pada na analizator, który określa deformacje czoła fali w poszczególnych jej obszarach. Informacja ta jest wykorzystywana do poprawiania jakości obrazu. Ostatecznie poprawiony obraz

⁴Rysunek na podstawie [15]

gwiazdy jest rejestrowany przez kamerę. Należy zaznaczyć że liczba siłowników podpierających deformowalne lustro nie jest całkowicie dowolna lecz zależy od długości fali obserwacji i rozmiarów głównego zwierciadła. Nie powinna być mniejsza niż $\sim (R_0/r_0)^2$. Częstotliwość analizowania frontu powinna odpowiadać aktualnej częstości charakterystycznej turbulencji $\sim \nu_c$. W pierwotnej wersji tej metody do analizowania frontu falowego używana była ta sama gwiazda którą obserwowano. Był to słaby punkt tej metody, ponieważ analizator potrzebuje dużych ilości światła, a analizę turbulencji przeprowadza się kilkadziesiąt razy na sekundę. W związku z tym, metodę tę można było stosować tylko do jasnych gwiazd. Drugim problemem było to, że kompensację można przeprowadzać tylko w bardzo małym obszarze kątowym na niebie - obszarze izoplanatycznym (patrz strona 8). Przy większych odległościach kształt zaburzeń zbyt się różni od rejestrowanego przez czujnik czoła fali. Nie zawsze jest tak, że w pobliżu interesującego obiektu znajduje się jasna gwiazda porównania. Obejściem tej przeszkody jest prowadzenie obserwacji na większych długościach fali, np w podczerwieni turbulencje atmosferyczne są 5-10 razy mniej dokuczliwe (średnio $r_0 \approx 50\text{cm}$). Strefy korekcji mogą być większe. Drugim pomysłem było zastosowanie sztucznej gwiazdy wytworzonej laserem. Sztuczna gwiazda powstaje w górnych warstwach atmosfery, albo w procesie rozpraszania Rayleigha na cząsteczkach powietrza na wysokości 10-40 km, lub w procesie stymulowanej fluorescencji występującej na wysokości około 90 km w warstwie par sodu. Współcześnie często wytwarza się cały zespół takich sztucznych gwiazd dzięki czemu dokładniej określa się kształt zaburzonego frontu falowego. Mimo użycia tej techniki w praktyce potrzebna jest jednak mimo wszystko naturalna gwiazda prowadzenia. Z tego powodu technikę optyki adaptatywnej można stosować w zakresie widzialnym na obszarze około 30 procent nieba. W podczerwieni natomiast pokrycie sięga prawie 100 procent.

1.4.3 Gwiazdowa interferometria fazowa

W pewnym uproszczeniu możemy powiedzieć, że jeżeli aperturę teleskopu zakryjemy przesłoną w której znajduje się para otworów to w ognisku dostaniemy rozkład prążków interferencyjnych (analogicznie jak w doświadczeniu Younga). W astronomii zjawisko to zostało wykorzystane do pomiaru średnic gwiazd i odległości składników w układach podwójnych. W interferometrze gwiazdowym Fizeau przesłona umieszczona jest w ognisku układu optycznego, dzięki temu w płaszczyźnie obrazowej mogą interferować ze sobą jedynie dwa małe pęki promieni. Kontrast lub widzialność prążków zależy od modułu koherencji światła. Dla źródła kołowego o rozmiarze kątowym θ_s zespolony

współczynnik koherencji światła ma postać

$$\mu_p(\Delta X, \Delta y) = 2 \left[\frac{J_1 \left(\frac{\pi \theta_s}{\lambda} \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2} \right)}{\frac{\pi \theta_s}{\lambda} \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2}} \right]. \quad (31)$$

Prążki znikają całkowicie ($|\mu_p| = 0$) gdy odstęp otworów $s = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2}$ jest tak dobrany by funkcja Besla J_1 osiągała zero, a to zachodzi gdy $s_0 = 1,22 \frac{\lambda}{\theta_s}$. Odległość na jaką można rozsunąć otworki jest ograniczony przez aperturę, ogranicza to możliwość pomiaru średnic tylko do stosunkowo dużych rozmiarów kątowych. Znaczne zwiększenie możliwości tej techniki daje interferometr gwiazdowy Michelsona (Michelson 1921 [16]).

1.4.4 Gwiazdowa interferometria natężeniowa

Poprzednio analizowaliśmy w płaszczyźnie obrazowej rozkład natężenia promieniowania po interferencji. Wyobraźmy sobie teraz, że analizujemy promieniowanie już w otworkach (przez umieszczenie w tych miejscach np. fotopowielaczy), następnie rejestrowane fotoprądy będą oddziaływały wzajemnie w pewnym urządzeniu elektronicznym, a wynik tego oddziaływania będzie uśredniany w czasie. Jest to zasada działania interferometru natężeniowego. Główną zaletą interferometrii natężeniowej jest duża tolerancja względem: niedoskonałych elementów optycznych, niedokładności wyrównywania dróg optycznych i wpływu efektów wynikających z patrzenia przez atmosferę. Więcej na temat tej techniki można znaleźć w [7] i [8].

2 Podstawy interferometrii plamkowej

Jak już wcześniej wykazano krótkoekspozycyjne fotografie gwiazd zawierają wysokoczęstotliwościową informację, która w procesie wykonywania długich ekspozycji jest tłumiona przez funkcję przenoszenia atmosfery. Poniżej zostanie przedstawiona technika zbierania i obróbki danych astronomicznych, pozwalająca na wyekstrahowanie informacji z krótkoekspozycyjnych zobrażeń. Po raz pierwszy metodę tą opisał Labeyrie [10], użyteczność tej metody pierwsi wykazali Gezari, Labeyrie i Stachnik [13]. Przeglądem tego typu technik są prace [11] i [12]. Kluczowe znaczenie dla metody interferometrii plamkowej ma kształt funkcji kwadratu modułu uśrednionej krótkoekspozycyjnej OTF (rysunek 8). Mimo, że tłumia ona wyraźnie sygnał dla częstotliwości przestrzennych większych niż r_0/λ (efekt seeingu) to jednak sygnał ten pozostaje na tyle duży, że można odzyskać informacje dla wysokich częstotliwości ograniczonych jedynie dyfrakcją.

2.1 Zbieranie i obróbka danych w interferometrii plamkowej

Technika zbierania informacji w tej metodzie polega na wykonaniu dużej liczby krótko naświetlanych ($\sim 1/\nu_c$) fotografii interesującego nas obiektu, oraz obiektu porównania - np. pojedynczej, niezbyt odległej na niebie, gwiazdy. Dodajmy, że z naszego punktu widzenia ważne jest, aby otrzymać ostry obraz struktury plamkowej służący dalszej analizie. Mając na uwadze to, że promień Frieda jest $\sim \lambda^{6/5}$, aby nie dopuścić do rozmycia tej struktury w układzie optycznym powinien znajdować się wąskopasmowy filtr. W praktyce decydujące znaczenie ma tu stosunek sygnału do szumu. Dlatego szerokość filtra uwarunkowana jest również wielkością teleskopu, oraz tym jak słabe obiekty planujemy obserwować. Oprócz tego, przy danym rozmiarze piksla skala obrazu musi być taka, by struktura pojedynczej plamki o rozmiarze rzędu λ/D (apertury) była odpowiednio próbkowana. Z tego wynika potrzeba dodatkowego powiększania obrazu dla teleskopów mających umiarkowaną ogniskową - co realizuje się najczęściej poprzez umieszczenie w ognisku obiektywu mikroskopowego. Przypuśćmy, że wykonaliśmy w ten sposób K ekspozycji. Obliczmy transformatę Fouriera każdej z nich. Oznaczmy przez $I^{(k)}(u, v)$ rozkład natężenia w k -tym obrazie. Dwuwymiarowa transformata Fouriera danego zobrazowania przedstawia się następująco

$$\mathbf{I}^{(k)}(\nu_U, \nu_V) = \iint_{-\infty}^{\infty} I^{(k)}(u, v) e^{2\pi i(u\nu_U + v\nu_V)} dudv. \quad (32)$$

I tak - jak to pierwszy zauważył Labeyrie - widmo to jest związane z widmem obiektu (niezmiennym w czasie) oraz z widmem pojedynczej realizacji krótkoekspozycyjnej OTF (różnej od ekspozycji do ekspozycji)⁵:

$$\mathbf{I}^{(k)}(\nu_U, \nu_V) = \mathbf{H}^{(k)}(\nu_U, \nu_V) \mathbf{I}_0(\nu_U, \nu_V), \quad (33)$$

gdzie \mathbf{I}_0 jest transformatą Fouriera pozaatmosferycznego obrazu obiektu, a $\mathbf{H}^{(k)}$ to OTF związana z k -tym obrazem. Podnosząc do kwadratu moduł każdego z widm otrzymamy ciąg wielkości zwanych widmami energii.

$$\mathcal{E}^{(k)}(\nu_U, \nu_V) = |\mathbf{I}^{(k)}(\nu_U, \nu_V)|^2 \quad (34)$$

Otrzymane widma energii uśrednimy, dodając wszystkie do siebie i dzieląc przez liczbę K wykonanych ekspozycji. To średnie widmo energii jest iloczynem widma energii pozaatmosferycznego obrazu i średniego widma energii OTF dla krótkiej ekspozycji.

$$\overline{|\mathbf{I}^{(k)}(\nu_U, \nu_V)|^2} = \overline{|\mathbf{H}^{(k)}(\nu_U, \nu_V)|^2} |\mathbf{I}_0(\nu_U, \nu_V)|^2 \quad (35)$$

⁵Porównaj z wzorem 29

Wyeksponujmy jeszcze jedno spostrzeżenie na którym opiera się interferometria plamkowa. Pomimo iż poszczególne struktury plamkowe zmieniają się wraz z kolejnymi ekspozycjami (bo chwilowa OTF zmienia się bardzo szybko z powodu występujących w atmosferze turbulencji), a co za tym idzie, uzyskane dla pojedynczych zobrazowań widma energii również zmieniają się w sposób losowy, to dokonując uśredniania tych widm możemy otrzymać pewien ich estymator. Zatem w pewnym określonym czasie, zależnym od aktualnego stanu atmosfery, zaburzenia atmosferyczne podlegają tej samej statystyce. Przyjmuje się, że okres w którym seeing jest statystycznie spójny wynosi 20-40 minut.

Przeprowadzając powyższą procedurę dla gwiazdy - standardu, otrzymamy jej średnie widmo fourierowskie (widmo mocy). W związku z tym, że pozaatmosferyczny obraz gwiazdy jest punktowy, widmo to jest równoważne średniemu widmu mocy krótkoekspozycyjnej optycznej funkcji przenoszenia. Wykonując serie krótkich ekspozycji dla obiektu i standardu bezpośrednio po sobie, sprawimy, że ich widma energii będą zniekształcone w ten sam sposób, a OTF dla obu przypadków, statystycznie będzie taka sama. Wydzielmy przez siebie oba otrzymane średnie widma energii

$$\frac{\overline{\mathcal{E}_0^k(\nu_U, \nu_V)}}{\overline{\mathcal{E}_{\text{psf}}^k(\nu_U, \nu_V)}} = \frac{\overline{\mathbf{H}^{(k)}(\nu_U, \nu_V)}^2 |\mathbf{I}_0(\nu_U, \nu_V)|^2}{\overline{\mathbf{H}^{(k)}(\nu_U, \nu_V)}^2 \underbrace{|\mathbf{I}_{\text{psf}}(\nu_U, \nu_V)|^2}_{1^2}} = \mathbf{I}_0(\nu_U, \nu_V). \quad (36)$$

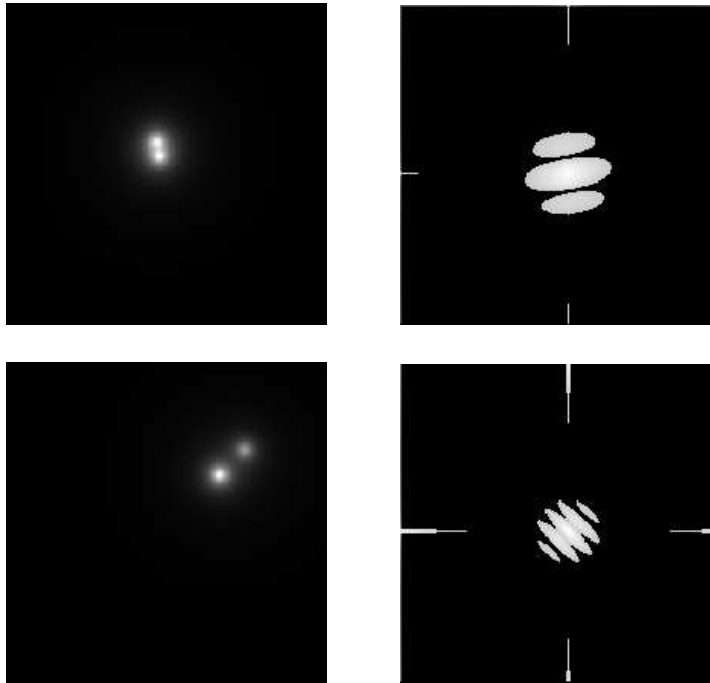
Jak widać w efekcie dostaliśmy uwolnione od wpływu turbulencji widmo obiektu. Zauważmy że informacja którą w ten sposób zrekonstruowaliśmy nie jest kompletna. Ponieważ obróbce poddawaliśmy tylko kwadrat modułu widma a nie całe widmo zespolone, straciliśmy informacje o fazie. Istnieją procedury pozwalające na „odzyskanie fazy” czym zajmiemy się bliżej w rozdziale 3.2. Bardzo często jednak ta niepełna informacja jest bardzo użyteczna. Tak jak w niniejszym przykładzie. Jeżeli potraktujemy gwiazdę jako źródło punktowe to w płaszczyźnie obrazu będzie można przedstawić ją jako dwuwymiarową deltę Diraca. Zatem rozkład natężenia w obrazie dwóch gwiazd można wyrazić poniższym wzorem

$$I_0(x, y) = I_1 \delta\left(x - \frac{\Delta x}{2}, y\right) + I_2 \delta\left(x + \frac{\Delta x}{2}, y\right), \quad (37)$$

gdzie x i y oznaczają współrzędne kątowe, a Δx jest odległością kątową pomiędzy składnikami układu. Zapiszmy kwadrat modułu transformaty Fouriera

$$|\mathbf{I}_0(\nu_U, \nu_V)|^2 = (I_1^2 + I_2^2) \left[1 + \frac{2I_1 I_2}{I_1^2 + I_2^2} \cos(2\pi \Delta x \nu_x) \right]. \quad (38)$$

Występująca tu składowa sinusoidalna znacznie ułatwia nam analizę otrzymanego widma i manifestuje się poprzez prążki interferencyjne. Ich częstość przestrzenna jednoznacznie określa odległość składników, a nachylenie - kąt pozycyjny. Z modulacji prążków można otrzymać wartość stosunku jasności badanych gwiazd (obiektów) podwójnych. W przedstawionym przykładzie pojedyncza, symulowana gwiazda nie jest punktem, ale ma gaussowski rozkład jasności. Jak widać, położenie obiektu na obrazie nie wpływa na jego widmo.



Rysunek 10: Przykład widm dwóch obiektów podwójnych.

Są to podstawy metody wynalezionej przez Labeyrie. W następnym paragrafie skupimy się na niektórych praktycznych aspektach występujących podczas prowadzenia obserwacji z wykorzystaniem interferometrii plamkowej.

2.2 Ograniczenia szumowe w interferometrii plamkowej.

Stosunkiem sygnału do szumu w interferometrii plamkowej zajmowano się wielokrotnie. Jedną z tego typu prac jest [17]. Zdefiniujmy średnią liczbę

fotozdarzeń na jedną plamkę \bar{k} przez

$$\bar{k} = \left(\frac{r_0}{R_0}\right)^2 \bar{K}, \quad (39)$$

gdzie \bar{K} średnia liczba fotozdarzeń na kadr. Zapiszmy wzór na stosunek sygnału do szumu dla pojedynczego kadru

$$\left(\frac{S}{N}\right)_1 = \frac{\bar{k}\mathbf{H}_0(\nu_X, \nu_Y)\hat{\mathcal{E}}_0(\nu_X, \nu_Y)}{\left\{ \left[1 + \bar{k}\mathbf{H}_0(\nu_X, \nu_Y)\hat{\mathcal{E}}_0(\nu_X, \nu_Y)\right]^2 + \frac{1}{\bar{K}} \left[1 + 4\bar{k}\mathbf{H}_0(\nu_X, \nu_Y)\hat{\mathcal{E}}_0(\nu_X, \nu_Y) + \bar{k}\mathbf{H}_0(2\nu_X, 2\nu_Y)\hat{\mathcal{E}}_0(2\nu_X, 2\nu_Y)\right] \right\}^{1/2}}, \quad (40)$$

gdzie \mathbf{H}_0 - dyfrakcyjna OTF teleskopu przy braku atmosfery, $\hat{\mathcal{E}}_0$ - unormowana energetyczna gęstość widmowa natężenia padającego na detektor. W praktyce mamy jednak do czynienia nie z jednym a z wieloma kadrami. Jeżeli realizacje stanu atmosfery w chwilach rejestracji są niezależne to stosunek sygnału do szumu dla N kadrów jest dany jest przez

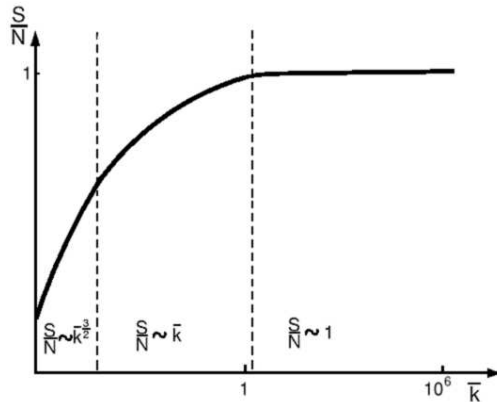
$$\left(\frac{S}{N}\right)_N = \sqrt{N} \left(\frac{S}{N}\right)_1. \quad (41)$$

Z wyrażenia (40) wynika, że jeżeli liczba fotozdarzeń rośnie to stosunek sygnału do szumu jest zawsze < 1 . Jedynym sposobem polepszenia tego stosunku jest uśrednienie wielu niezależnych zobrazowań. Wtedy S/N będzie rósł jak pierwiastek z liczby ekspozycji. Jeżeli rozważania nasze ograniczymy do częstości pomiędzy częstością równą połowie częstości odcięcia (wynikającego z ograniczenia dyfrakcyjnego) a częstością odcięcia teleskopu wtedy stosunek sygnału do szumu będzie można zapisać następująco

$$\left(\frac{S}{N}\right)_1 = \frac{\bar{k}\mathbf{H}_0\hat{\mathcal{E}}_0}{\sqrt{(1 + \bar{k}\mathbf{H}_0\hat{\mathcal{E}}_0)^2 + \frac{1}{\bar{K}}(1 + 4\bar{k}\mathbf{H}_0\hat{\mathcal{E}}_0)}}. \quad (42)$$

Ze względu na charakter zależności stosunku sygnału do szumu od \bar{k} możemy wyróżnić trzy rozłączne regiony:

1. $\bar{k}\mathbf{H}_0\hat{\mathcal{E}}_0 > 1$, $(S/N)_1 \approx 1$ (niezależnie od \bar{k})
2. $\bar{k}\mathbf{H}_0\hat{\mathcal{E}}_0 < 1$ i $K > 1$, $(S/N)_1 \approx \bar{k}\mathbf{H}_0\hat{\mathcal{E}}_0$
3. $\bar{k}\mathbf{H}_0\hat{\mathcal{E}}_0 < 1$ i $K < 1$, $(S/N)_1 \approx \bar{k}^{3/2}(R_0/r_0)\mathbf{H}_0\hat{\mathcal{E}}_0$.



Rysunek 11: Charakterystyka stosunku sygnału do szumu w interferometrii plamkowej uzyskana dla jednego kadru.

Rysunek 11 pokazuje jak kształtuje się zależność stosunku sygnału do szumu od średniej liczby fotonów na jedną plamkę \bar{k} która jest proporcjonalna do promienia apertury R_0 . Ważnym wnioskiem nasuwającym się po analizie rysunku 11 jest to, że dla dużego zakresu \bar{k} , $(S/N)_1$ nie jest proporcjonalny do \bar{k} a to oznacza, że $(S/N)_1$ nie zależy w tym obszarze od średnicy teleskopu. Dopiero dla skrajnie małych \bar{k} (takich, że średnia liczba fotonów na kadr jest $\ll 1$) $(S/N)_1$ zaczyna rosnąć z rozmiarem apertury. Ze względu jednak na bardzo małą wartość tego stosunku przedział ten nie odgrywa w praktyce większej roli.

2.3 Interferometria plamkowa w praktyce

Aby otrzymać „zamrożony” seeing należy wykonywać ekspozycje z czasem porównywalnym z czasem życia turbulencji. Z tą dość lakonicznie wypowiedzianą „receptą” na zebranie użytecznej informacji dla opisywanej metody, wiąże się szereg problemów technicznych. Przyjrzyjmy się kilku najważniejszym utrudnieniom występujących podczas prowadzenia obserwacji z wykorzystaniem interferometrii plamkowej [14].

2.3.1 Warunki wpływające na poprawność wykonania obserwacji

Rozmiar piksla. Prowadząc obserwacje na fali o długości 550nm, najmniejsze struktury jakie możemy zaobserwować teleskopem o aperturze 0,5m w OAUI (tel50), mają rozmiar odpowiadający właściwej dla tego teleskopu plamce dyfrakcyjnej tj. około 0,28". Biorąc pod uwagę rozmiar piksla matrycy CCD używanej podczas prowadzenia obserwacji oraz ogniskową teleskopu otrzymamy, że na jeden piksel przypada 0,8". Ponieważ rozkład strumienia padającego na jeden piksel jest uśredniany po jego polu, to najmniejsze obserwowane struktury będą miały rozmiary 0,8". W tym przypadku spo-

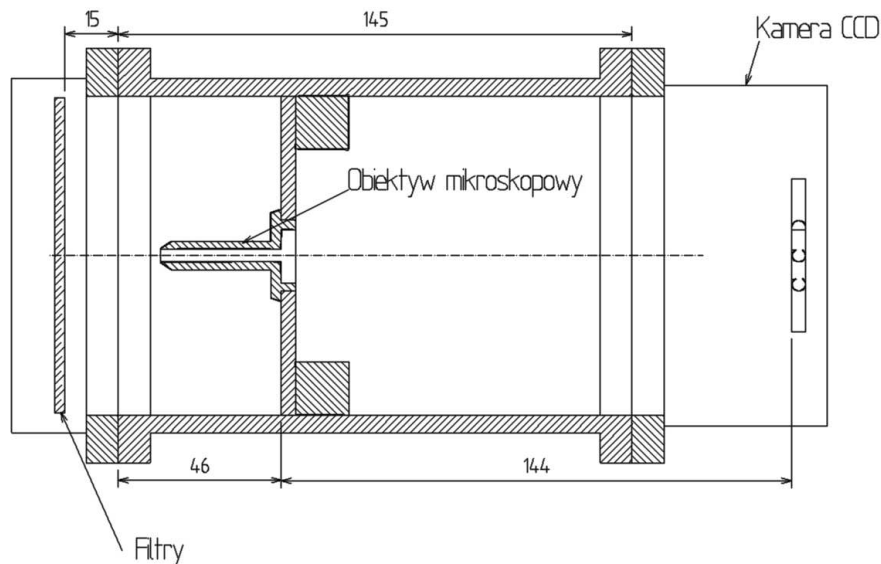
tykamy się z efektem niedostatecznego próbkowania sygnału powodującego spadek rozdzielczości obrazu. Zdefiniujmy próg odcięcia częstotliwości przestrzennych jako $\nu_{max} = a^{-1} \frac{D}{\lambda}$, gdzie $a = 2.063 \times 10^5$. Wtedy (dla tel50) na jedną sekundę łuku przypadać będzie 3,7 cykła. Warunek dostatecznego próbkowania wyrazić można przez kryterium Nyquista

$$\nu_{max} < \frac{1}{2\Delta},$$

gdzie Δ oznacza odpowiadający jednemu pikselowi fragment nieba w sekundach łuku. Biorąc pod uwagę powyższe parametry widzimy, że warunek ten nie jest spełniony bo

$$3,7 = \nu_{max} \not< \frac{1}{2\Delta} = 0,625.$$

Aby zatem w pełni wykorzystać możliwości teleskopu obraz był powiększany. Obserwacje wykonywane na potrzeby niniejszej pracy prowadzone były z wykorzystaniem dwóch obiektywów mikroskopowych (10x, 20x). Widać, że już zastosowanie obiektywu 10x pozwoliło na spełnienie kryterium Nyquista (bo $1/2\Delta = 6,25$). Wymiana obiektywów odbywała się jedynie na początku nocy, przed rozpoczęciem obserwacji, co wynikało z czasochłonności justowania systemu. Rysunek 12 przedstawia sposób umieszczenia obiektywu w układzie teleskopu.



Rysunek 12: Umieszczenie pierścienia mocującego wraz z obiektywem mikroskopowym w układzie teleskopu 0.5m w OAUJ

Uzyskane powiększenie istotnie zależy od dokładności umieszczenia obiektywu. Jednocześnie nie można było mieć 100% pewności, że sam obiektyw ma dokładnie znamionowe powiększenie. W celu wyznaczenia rzeczywistej skali zdjęcia należało przeprowadzić pomiary. Wykonane testy miały również pomóc w sprawdzeniu jak duży wpływ mają luzy obrotowe (powstające na wyciągu na którym umieszczony jest zmieniacz filtrów i kamera CCD) na błędy wyznaczania kąta pozycyjnego. Testy wykonywane były z zamontowanym obiektywem 10x. Do pomiarów użyto układu podwójnego Mizar A-B. Kasując luz obrotowy raz w jednym, raz w drugim kierunku wykonywano serie po 20 fotografii w filtrach B,V,R,I. Po standardowej redukcji danych, mierzono położenia gwiazd na kolejnych zdjęciach. W ten sposób otrzymano odległość składników na matrycy CCD w pikslach, oraz kąt pozycyjny względem osi Y na zdjęciu. Teoretyczna odległość dzieląca oba składniki oraz kąt

Tabela 1: Rozmiary kątowe piksla dla obiektywu 10x.

	A ["]	błąd A ["]	B ["]	błąd B ["]
B	0,082277	$1,062 \cdot 10^{-5}$	0,0822846	$8,46 \cdot 10^{-6}$
V	0,0822766	$1,104 \cdot 10^{-5}$	0,0822563	$1,384 \cdot 10^{-5}$
R	0,0823519	$9,984 \cdot 10^{-6}$	0,0823657	$1,119 \cdot 10^{-5}$
I	0,0826094	$1,169 \cdot 10^{-5}$	0,0826123	$9,862 \cdot 10^{-6}$
Średni rozmiar piksla wynosi $0,0823792 \pm 9,232 \cdot 10^{-5}$				

Tabela 2: Kąt pomiędzy osią Y zdjęcia a południkiem niebieskim.

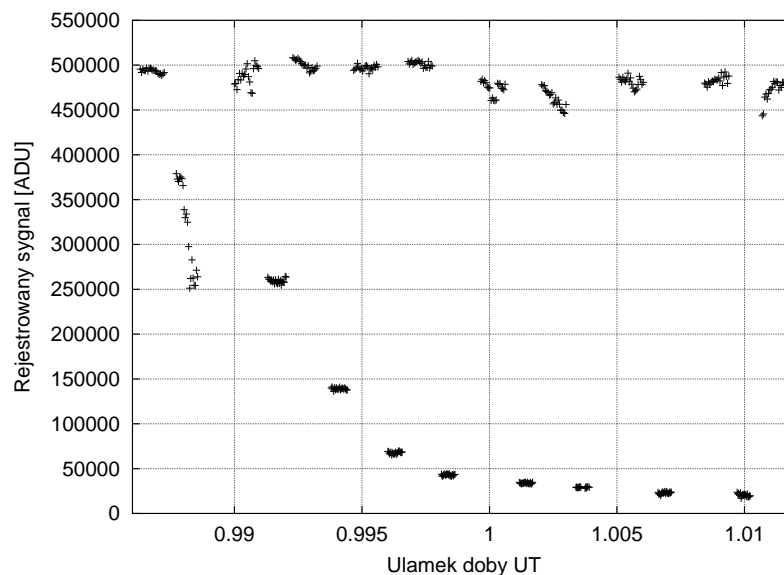
	A [']	błąd A [']	B [']	błąd [']
B	4,71354	0,445	-7,561	0,231
V	3,58454	0,435	-7,53964	0,459
R	3,24925	0,427	-7,82656	0,392
I	2,44749	0,384	-8,52858	0,328
średnio	3,498	0,470	-7,863	0,239
Różnica $\langle B \rangle - \langle A \rangle = -11,363'$				

pozycyjny na epokę obserwacji, zostały wyznaczone ze współrzędnych katalogowych (katalog Hiparkosa). Uzyskane w ten sposób dane (z obserwacji i z wyliczeń) użyto do wyznaczenia: rozmiaru kąтового piksla i kąta pozycyjnego osi Y matrycy CCD. Otrzymane wyniki przedstawiono w tabelach 1 i 2. Gdzie przez A został oznaczony obrót kasujący luz zgodny z ruchem wskazówek zegara, a przez B obrót przeciwny.

Czas ekspozycji. Czas życia poszczególnych turbulencji jest $\sim \lambda^{6/5}$. Podstawowym ograniczeniem na czas ekspozycji jest tu długość fali światła na jakiej obserwujemy, jasność obiektu, prędkość odczytu matrycy, oraz czas reakcji migawki. Korzystając z hipotezy Taylora otrzymujemy ograniczenia czasowe dla różnych długości fali i przeciętnych warunków pogodowych: $0.44\mu\text{m} \sim 0.0086\text{s}$, $0.55\mu\text{m} \sim 0.01\text{s}$, $0.9\mu\text{m} \sim 0.02\text{s}$. Ustalając czasy ekspozycji posilkowano się tymi wynikami oraz analizą stanu pogody. Przeważnie stosowano jednak dłuższe czasy z powodu zbyt małych zliczeń (zasięg teleskopu znacznie spada z powodu tak krótkich czasów integracji). Jednocześnie zakładano, że takie podejście nie będzie powodem znaczącego rozmycia struktury plamkowej.

Podawany przez producenta minimalny czas otwierania/zamykania migawki to 50ms. Zatem zadany czas ekspozycji $\geq 50\text{ms}$ powinien być zgodny z realizowanym. Należy jednak zauważyć, że obserwacje prowadzone były z (zadanymi) czasami ekspozycji nawet pięciokrotnie krótszymi. Oprócz tego, migawka pracowała długimi seriami (często kilka tysięcy zamknięć w czasie jednej sesji obserwacyjnej), oraz z częstotliwością dochodzącą do 40 uderzeń na minutę. Sporadycznie ta intensywne eksploatacja powodowała nawet zobjętnienie migawki na wysyłane sygnały do zamknięcia. Z uwagi na powyższe można było sądzić, że zadany czas reakcji migawki nie odpowiada rzeczywistemu czasowi ekspozycji.

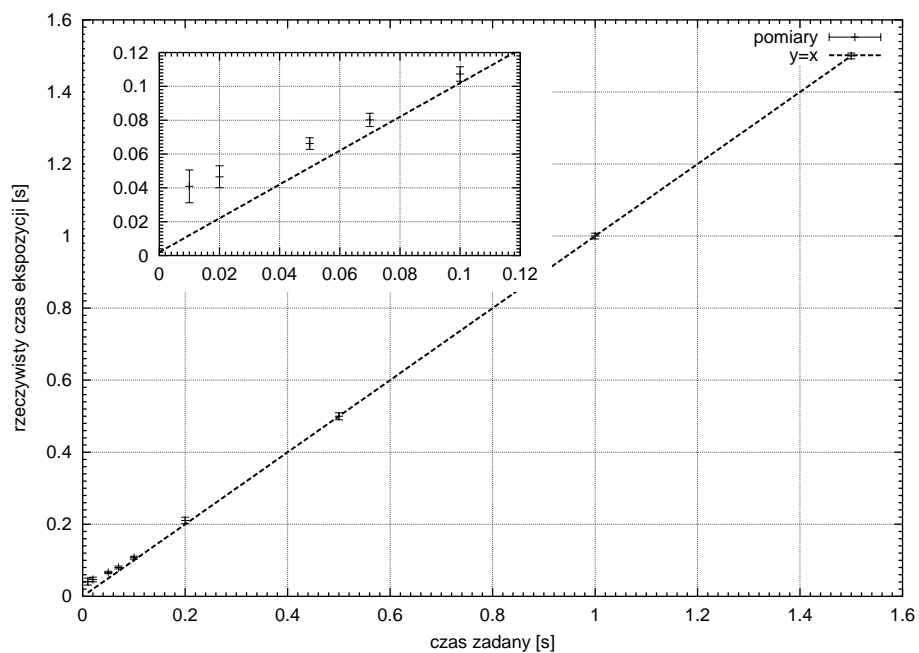
Aby sprawdzić jak jest w rzeczywistości 1 kwietnia 2003 roku zostały przeprowadzone testy faktycznie realizowanego czasu ekspozycji.



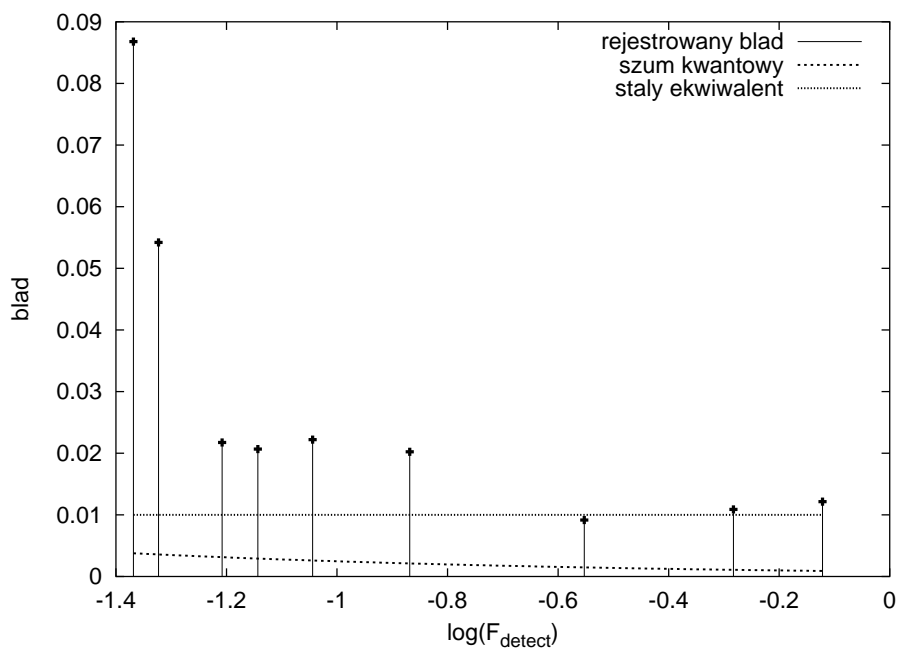
Rysunek 13: Wyniki testów migawki. Sygnał pochodzący od gwiazdy.

Do testów wykorzystano gwiazdę SAO 27758. W celu uniezależnienia się od zmian ekstynkcji robiono serie dwusekundowych ekspozycji przed i po każdej serii pomiarowej według schematu 2.0s-1.5s-2.0s-1.0s-2.0s-0.5s-2.0s-0.2s-2.0s . . . (Rysunek 13). W układzie teleskopu podczas testów nie znajdował się obiektów ponieważ dodatkowe uwydatnianie efektów seeingu w tym przypadku było bezcelowe i utrudniałoby późniejszą analizę. Dane były zredukowane standardowo poza tym, że każda seria danych otrzymana dla danego czasu zredukowana była flat-fielem sporządzonym na ten sam czas co ekspozycje. Spowodowane było to tym, że przy tak krótkich czasach ekspozycji uwydatnia się efekt zamykania/otwierania irysów migawki. Powoduje on nierównomierne naświetlanie matrycy CCD (najwięcej zliczeń rejestruje się w środku obrazka - najmniej na jego brzegach). Ekspozycje dwusekundowe wykorzystano jako kalibrator w ten sposób, że ekstrapolowano przebieg między dwusekundowymi seriami otaczającymi daną serię. Następnie rejestrowane wielkości z tej serii dzielono przez przewidywaną wielkość strumienia dla czasu dwóch sekund. Można również zauważyć (rysunek 13), że podczas serii 1.5s chwilowo bardzo silnie wzrosła ekstynkcja. Dlatego do analizy wzięto tylko osiem pierwszych (o w miarę stałym poziomie) punktów pomiarowych dla tego czasu. Na rysunku 14 przedstawiam jak kształtuje się zależność rzeczywistego czasu ekspozycji od czasu zadawanego. Wykres 15 pokazuje, że migawka sama w sobie jest źródłem powstawiania błędów fotometrii. Na rysunku zaznaczony jest teoretyczny błąd fotometrii - jeżeli pod uwagę będziemy brali tylko szum kwantowy, oraz zaznaczony poziom który prawdopodobnie wynika z niestabilności pogody.

Z przedstawionej analizy wynika, że zachowanie się migawki odpowiada w granicach błędu specyfikacji podanej przez producenta. Zatem można przyjąć, że zadany czas $\geq 0.05s$ odpowiada z grubsza rzeczywistemu czasowi ekspozycji. Na wykresie zauważyć można, że dla czasów krótszych następuje odejście od teoretycznie liniowej zależności (z powodu bezwładności migawki) i dążenie do pewnej stałej. Widać, że w nieznacznym tylko stopniu udało się przekroczyć granicę 0.05s i przesunąć ją ostatecznie do $(0.04 \pm 0.01)s$. Próba obserwacji z czasem poniżej 0.02s - jak wynika z testów - jest bezcelowa. Przyczynia się tylko do zwiększenia błędów.



Rysunek 14: Rzeczywisty czas ekspozycji w zależności od czasu zadawanego.



Rysunek 15: Poziom błęd fotometrii w zależności od czasu ekspozycji.

Liczba ekspozycji. Aby mieć wystarczająco dobrą statystykę materiału obserwacyjnego należy zebrać dosyć wiele krótkoekspozycyjnych fotografii obiektu i gwiazdy porównania. Czas zbierania danych w serii obejmującej obiekt i standard nie powinien przekraczać 20-40min (niestabilność seeingu). Należy zauważyć, że zwiększając liczbę analizowanych ekspozycji można podnieść stosunek sygnału do szumu - co jest bardzo istotne szczególnie w przypadku obserwacji słabych obiektów. Widać że pojawia się tutaj sprzeczność, ponieważ zwiększając liczbę ekspozycji wydłużamy jednocześnie czas obserwacji obiektu i uwydatnia się niestabilność seeingu. Podstawowym ograniczeniem na liczbę zdjęć jest czas odczytu (dla małego pola 256x256 wynosi on około 2s), oraz przestawianie teleskopu z obiektu na standard które często jest dosyć czasochłonne. W praktyce łączna liczba ekspozycji w serii nie przekraczała 600 - 900.

Pole widzenia kamery CCD w OAUJ wynosi około 14'. Jeżeli w układzie umieścimy obiektyw 20x (i wybierzemy fragment chipu 256x256 pikseli) to pole widzenia spada do około 10". Pole to nie powinno być zbyt małe, ponieważ mały obszar może nie objąć całej struktury plamkowej. Z drugiej strony pojawia się problem z prowadzeniem przez autoguider. Drobne niedokładności w prowadzeniu są zanedbywalne jeżeli nie stosuje się powiększenia, jednak kiedy obraz jest powiększany stają się one znaczące. Największe trudności pojawiają się podczas złego seeingu - zdaża się, że autoguider chcąc nadażyć za zmianą położenia obiektu powoduje dodatkowe drgania (teleskop wpada w rezonans). Ten efekt częściowo omija się przez zadawanie większej stałej czasowej reakcji autoguidera.

Niestabilność seeingu. Rekonstrukcja amplitudy fourierowskiej obiektu przez zestawienie z widmem gwiazdy porównania, bazuje na założeniu, że średnia OTF atmosfery nie zmienia się podczas obserwacji. Niestety to założenie nie zawsze jest prawdziwe. Jest to powodem błędów podczas odzyskiwania informacji o obrazie. By ograniczyć wpływ niestabilności seeingu trzeba prowadzić obserwacje obiektu i standardu na przemian i w bezpośredniej bliskości czasowej oraz nie robić zbyt długich serii. Dobrze jest też powtórzyć pomiary tego obiektu np. podczas następnej nocy.

Szerokość filtra a dyspersja atmosferyczna. Największy wpływ dyspersji atmosferycznej daje się odczuć przy prowadzeniu obserwacji na dużych odległościach zenitalnych $> 60^\circ$. Ponieważ efekt ten może istotnie zniekształcić widmo obiektu, z tego powodu unikano prowadzenia obserwacji nisko nad horyzontem. Dobrym rozwiązaniem jest też stosowanie wąskopasmowych fil-

trów powodujących, że analizowane promieniowanie jest wysoce monochromatyczne. Minusem tego typu podejścia jest znaczny spadek docierającej do detektora energii. Korzystając z pracy Wittmanna [1], oszacowałem szerokości filtrów które należy zastosować aby rozciągnięcie wzdłuż wertykału krążka dyfrakcyjnego z powodu dyspersji nie było większe niż $1.5 \times 1.22\lambda/D$.

Odległość zenitalna [°]	440nm	550nm	700nm	900nm
5	6939	1.322×10^4	2.798×10^4	5.47×10^4
10	1708	3254	6888	1.34×10^4
15	739	1409	2983	5840
20	401	764	1617	3166
25	244	465	984	1929
30	159	303	645	1258
35	108	206	437	855
40	75	144	304	596
45	53	101	214	419
50	37	71	151	259
55	26	49	105	205
60	18	34	71	140
65	12	22	47	91
70	7	13	28	56
75	4	7	15	30
80	2	3	7	13

Tabela 3: Wymagane szerokości filtrów w interferometrii plamkowej

Przyjmijmy w uproszczeniu, że szerokość stosowanych filtrów wynosi 100nm. Wtedy z tabeli powyższej wynika, że filtr I pozwala na prowadzenie obserwacji najbliższej horyzontu (około 65-70 stopni odległości zenitalnej), podczas gdy obserwacje w filtrze B powinny być wykonywane przy odległości zenitalnej mniejszej niż 45 stopni.

3 Metody analizy interferogramów

Stosując procedurę zaproponowaną przez Labeyrie uzyskamy pewien estymator kwadratu modułu widma obiektu. Istnieją dwa zasadnicze podejścia do wyciągania interesujących nas informacji z widma fourierowskiego. Pierwszy sposób analizy widma polega na dopasowaniu funkcji znanej z teorii, poprzez odpowiedni dobór parametrów i minimalizację błędu. Tego rodzaju podejście

jest opisane np. w pracy [18]. Drugi polega na odtworzeniu pierwotnego niezaburzonego obrazu z zarejestrowanego widma. Taką uwolnioną od turbulencji „fotografię” podaje się później analizie astro i fotometrycznej.

3.1 Dopasowanie funkcji

Do kwadratu modułu widma obrazu gwiazdy podwójnej można dopasować funkcje postaci:

$$f(\mathbf{u}) = A^2 + B^2 + 2AB \cos[2\pi(x_A - x_B) \cdot \mathbf{u}] \quad (43)$$

gdzie A i B reprezentują natężenie pierwszego i drugiego składnika układu, $x_A - x_B$ oznacza wektor separacji składników w płaszczyźnie obrazowej, a \mathbf{u} jest dwuwymiarowym wektorem częstości przestrzennych. Wartości parametrów układu podwójnego otrzymuje się przez minimalizację wielkości χ^2 . Przez $\Phi(\mathbf{u})$ oznaczymy teoretyczne widmo mocy obrazu, i założmy, że jest ono równe 1 dla $\mathbf{u} = 0$. Widmo które otrzymaliśmy z obserwacji dane będzie przez

$$Q_2 = |\mathbf{I}(\mathbf{u})|^2 - N, \quad (44)$$

gdzie N jest pełną liczbą zarejestrowanych fotonów. Q_2 jest związane z $\Phi(\mathbf{u})$ przez

$$\langle Q_2 \rangle = \bar{N}^2 \Phi(\mathbf{u}), \quad (45)$$

gdzie \bar{N} jest średnią liczbą rejestrowanych fotonów. Można pokazać (patrz np. [19]), że wariancja Q_2 jest równa

$$\text{var}(Q_2) = \bar{N}^2 + \bar{N}^2 \Phi(2\mathbf{u}) + 2\bar{N}^3 \Phi(\mathbf{u}) + \bar{N}^4 \Phi^2(\mathbf{u}) + \text{var}(|r(\mathbf{u})|^2). \quad (46)$$

gdzie $r(\mathbf{u})$ - widmo mocy szumu odczytu. Użyjmy równania 46, widma mocy obiektu punktowego i średniej liczby fotonów w obrazie do wyliczenia wariancji w funkcji \mathbf{u} , a następnie dokonajmy podobnych wyliczeń dla obiektu. Te dwie funkcje są następnie wykorzystywane do wyznaczenia wariancji widma otrzymanego po dekonwolucji. Ostateczna postać otrzymanej w ten sposób funkcji wariancji jest używana do ważenia dopasowania funkcji 43 (dopasowanie przez metodę najmniejszych kwadratów).

3.2 Odzyskiwanie informacji fazowej

W paragrafie tym zajmiemy się inną metodą wykorzystania średniego kwadratu modułu widma obrazu. To podejście pozwoli nam uzyskać zrekonstruowany, niezaburzony obraz badanego obiektu. Zanim jednak dokładnie zajmiemy się metodą, spójrzmy jak ważna jest informacja fazowa w procesie konstruowania obrazu.

3.2.1 Znaczenie informacji fazowej

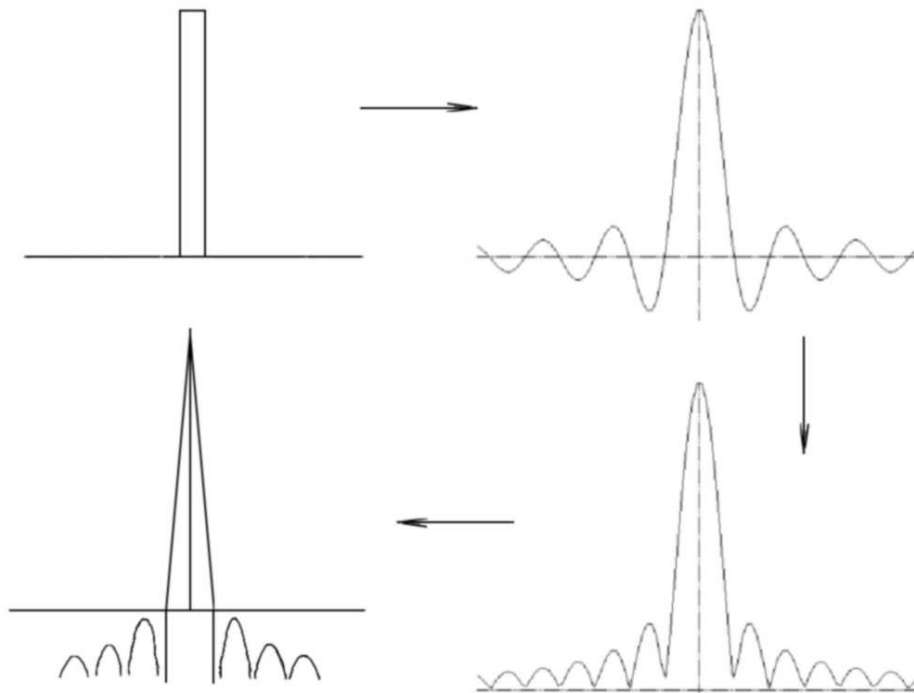
Zgodnie z tym co zostało napisane w paragrafie 1.2.3, za pomocą odwrotnej transformaty Fouriera z widma fourierowskiego moglibyśmy teoretycznie uzyskać poszukiwany niezaburzony obraz. W praktyce jednak mierzymy tylko moduł widma. Tracimy przez to informacje o fazie. To, jak ważna jest informacja fazowa ukazuje nam rysunek 16. Rozważmy jednowymiarowy obiekt o prostokątnym rozkładzie natężenia. Odpowiadające mu widmo częstości przestrzennych przedstawia funkcja sincus. Ujemne płaty funkcji sincus można zinterpretować jako odwrócenie o 180° fazy rejestrowanych prążków. Jeżeli taką informację potraktujemy tak jakby odpowiadała ona prawdziwemu rozkładowi częstości przestrzennych to po wykonaniu odwrotnej transformaty Fouriera dostaniemy obraz, który w niewielkim stopniu przypomina oryginał. Aby zatem odzyskać całą interesującą nas informację o obiekcie stosuje się różne procedury. Problem ten jest szeroko dyskutowany w literaturze, (np Aristidi 1997 [20], Bogdanov 1990 [21]). Pod koniec lat siedemdziesiątych J. R. Fienup [22] zaproponował technikę iteracyjną i stwierdził, iż zapewnia ona zbieżność do dokładnych wyników dla większości, nawet dość skąplikowanych rozkładów natężenia w module widma. Poniżej pokażę obrazowo na czym polega zaproponowana przez niego technika.

3.2.2 Schemat procedury „odzyskiwania fazy”

Wyobraźmy sobie, że uzyskaliśmy estymator widma fourierowskiego interesującego nas obiektu. Korzystając z tej informacji chcielibyśmy zrekonstruować jego rzeczywisty obraz. Założenia iteracyjnej procedury numerycznej zaproponowanej przez Fienupa (która wykorzystywana była podczas analizy danych obserwacyjnych w niniejszej pracy) przedstawiają się następująco:

1. Moduł widma obiektu $|\mathbf{I}(\nu_U, \nu_V)|$ znany jest na podstawie przeprowadzonych pomiarów.
2. Rozkład natężenia światła przedmiotu $I_0(x, y)$ jest równy zero poza pewnym znanym obszarem płaszczyzny (x, y) zajmowanym przez obiekt.
3. Natężenie $I_0(x, y)$ jest funkcją nieujemną $I_0(x, y) \geq 0$

Na początku przyjmuje się losowy rozkład fazy $\mathbf{I}_0(x, y)$. Odwrotna transformata fouriera tego wstępnego estymatora oznaczona przez $I^{(1)}(x, y)$ daje widmo $\mathbf{I}_0^{(1)}(\nu_U, \nu_V)$, które w ogólności będzie niezerowe poza znanym obszarem zawierającym prawdziwe $I_0(x, y)$ i będzie miało również pewne wartości ujemne. Po przyrównaniu do zera wartości $I_0^{(1)}$ poza znanym obszarem oraz



Rysunek 16:

wartości ujemnych, obliczamy transformatę Fouriera tego zmodyfikowanego rozkładu, w ten sposób dostajemy pewne widmo $\mathbf{I}^{(1)}(\nu_U, \nu_V)$. Ma ono nowy rozkład fazy jak i modułu. Jeżeli zastąpimy teraz rozkład modułu $\mathbf{I}^{(1)}$ modułem widma z obserwacji zachowując jednocześnie rozkład fazy w $\mathbf{I}^{(1)}$, to dostaniemy nowy estymator widma $\mathbf{I}^{(2)}(\nu_U, \nu_V)$. Spodziewamy się, że powtarzając ten schemat wielokrotnie w granicy dostaniemy pełne widmo obiektu $\lim_{n \rightarrow \infty} \mathbf{I}_0^n(\nu_U, \nu_V) = \mathbf{I}_0(\nu_U, \nu_V)$ i w ten sposób będziemy mogli uzyskać rzeczywisty rozkład natężenia w obrazie. Wykazano (Fienup 1982 [23]), że w większości przypadków procedura ta daje pozytywne efekty.

4 Rezultaty

4.1 Obserwacje

Wszystkie obserwacje do niniejszej pracy prowadzone były od stycznia do czerwca 2003 roku w Obserwatorium Astronomicznym Uniwersytetu Jagiel-

łońskiego przy użyciu teleskopu z lustrem głównym o średnicy 0,5m. W dużym stopniu opierano się na gotowych rozwiązaniach zawartych w literaturze. Pewną jednak innowacją było pokuszenie się o wykazanie użyteczności dla interferometrii plamkowej skromnego instrumentarium jakim dysponowano (mały teleskop, szerokie filtry, kamera częściowo nie przystosowana do tego typu obserwacji). W celach testowych wykonano kilka obserwacji początkowo nie przystosowanym specjalnie układem teleskopu. Następnie zaprojektowano układ obrazujący z obiektywem mikroskopowym oraz wstępnie założono powiększenia jakie miały być wykorzystywane. Wszystkie programy sterujące kamerą CCD, oraz te służące do redukcji i analizy zebranych danych napisane były przez dr W. Waniaka. Głównym kryterium doboru obiektów do obserwacji były teoretyczne możliwości teleskopu półmetrowego z uwzględnieniem czasów integracji charakterystycznych dla interferometrii plamkowej. Przyjęto, że granicą będzie tu separacja $\sim 0,2''$ oraz jasność $\sim 8^m$ w filtrach R-I. Źródłem danych dla tej analizy był katalog projektu CHARA⁶ znajdujący się w internecie. W trakcie jednej serii obserwacyjnej ekspozycje: prądu ciemnego, obiektu i gwiazdy porównania wykonywane były z tym samym czasem ekspozycji. Przed (lub po) nocą obserwacyjną wykonywane było po ~ 50 ekspozycji flat-fieldu dla planowanych czasów integracji. Podczas wykonywania flat-fieldu w układzie znajdował się obiektyw mikroskopowy używany później do obserwacji, aby osiągnąć zatem odpowiedni poziom zliczeń flat-field wykonywano na dość jasnym niebie. W trakcie dokonywanych obserwacji wyciągnięto wniosek, że najbardziej optymalną (ze względu na liczbę ekspozycji) metodą zbierania danych będzie postępowanie według schematu:

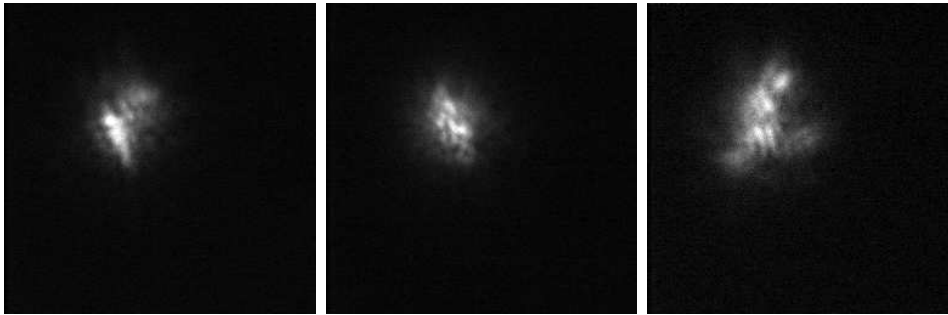
- a) 30-50 ekspozycji prądu ciemnego (darki)
- b) ~ 150 ekspozycji gwiazdy porównania (PSF)
- c) ~ 300 ekspozycji badanego obiektu
- d) ~ 150 ekspozycji gwiazdy porównania
- e) 30-50 ekspozycji prądu ciemnego.

Taki schemat pozwolił również na kontrolę zmian PSF atmosfery w trakcie pomiarów interesującej nas gwiazdy/planety. Obserwacje - ze względu na zmniejszone przez obiektyw pole widzenia teleskopu oraz to, że wykorzystywana była tylko część matrycy CCD - wykonywane były z zastosowaniem autoguidera. Łącznie wykonano ponad 25000 ekspozycji, przeprowadzając w różnych filtrach obserwacje osiemnastu gwiazd oraz Io, Ganimedesa i Saturna.

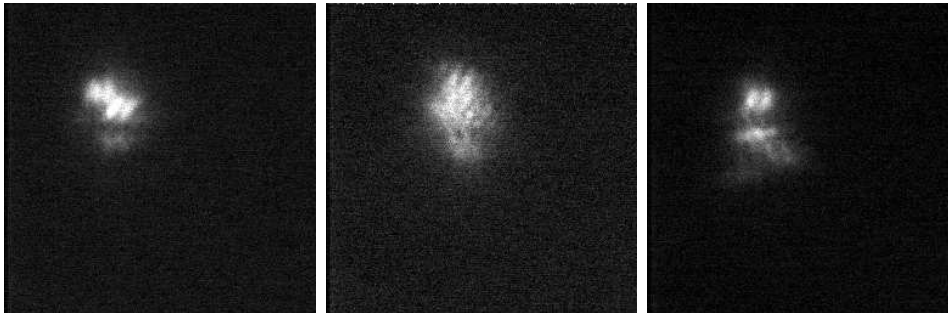
⁶The Center for High Angular Resolution Astronomy

4.2 Opracowanie danych

Zasadniczo wstępna redukcja danych nie różniła się od normalnie przeprowadzanej dla danych z kamery CCD (poza tym, że od widma mocy obrazka odejmowano widmo mocy prądu ciemnego). Postępowanie z danymi obserwacyjnymi pokażę na przykładzie opracowywania obiektu BSC 5727 (układ podwójny o wyznaczonym w tej pracy rozdzielaniu $0''.4748 \pm 0''.0014$). Dane te zbierane były 11 czerwca 2003r podczas nocy o dość dużym seeingu (około $3.5''$) i normalnej przejrzystości powietrza z czasem integracji 0.05s. Rysunki 17 i 18 przedstawiają przykład kilku wykonanych wtedy krótkoekspozycyjnych fotografii gwiazdy BSC 5727 oraz gwiazdy porównania BSC 5747 (filtr R, 256x256 pikseli). Podczas obserwacji w układzie znajdował się obiekt mikroskopowy 20x. Dalsza obróbka danych przebiegała według schema-



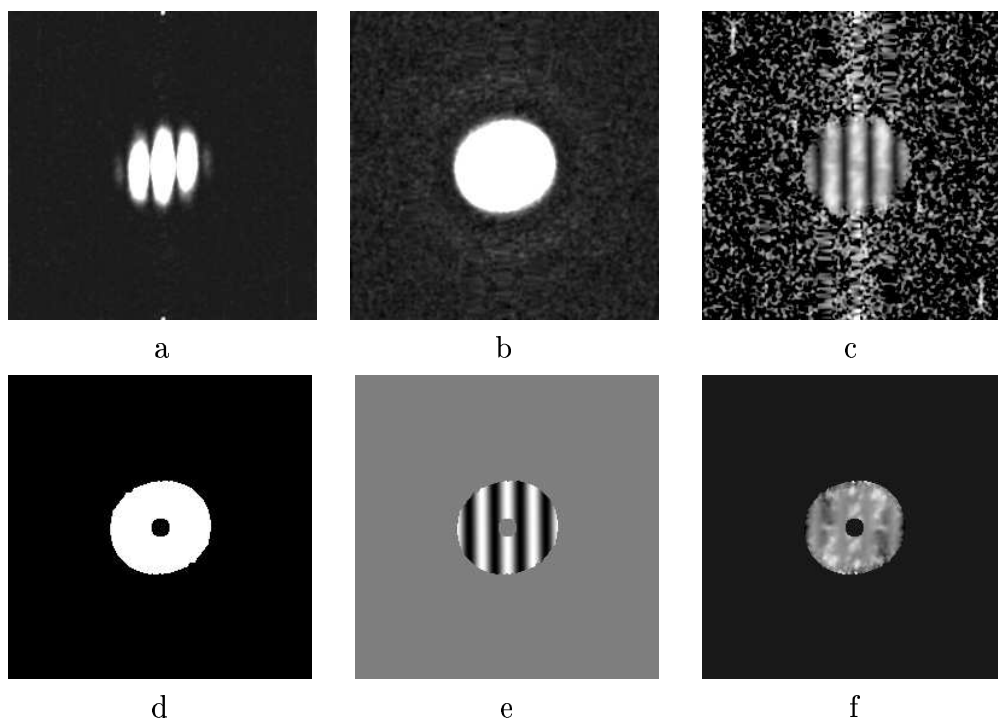
Rysunek 17: Przykładowe zdjęcia gwiazdy BSC 5747



Rysunek 18: Przykładowe zdjęcia gwiazdy BSC 5727

tu: Od każdego z obrazków odejmuję średni poziom prądu ciemnego oraz normuję przez flatfield. Ponieważ struktura plamkowa zajmuje tylko część obrazka, resztę przysłaniam, dzięki czemu pozbywam się zbędnego szumu. Z tak apodyzowanych obrazków wyliczam ich widma mocy, a po uśrednieniu

odejmuję średnie widmo darku, stąd otrzymuję fourierowskie widmo obiektu i PSF (a) i (b). Następnie wydzielam widmo obiektu przez widmo gwiazdy porównania dostając uwolnione od wpływu atmosfery widmo mocy obiektu (c). W celu odcięcia szumów używam odpowiednio ukształtowanej maski (d), przysłaniając równocześnie centralny obszar w którym nie znajduje się użyteczna informacja, a jedynie informacja o seeingu i wadach optycznych.

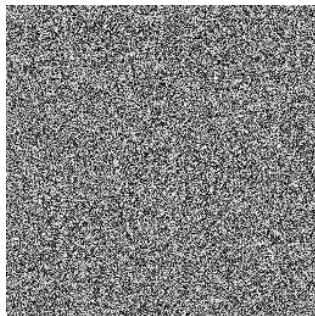


Rysunek 19: Analiza widma mocy w interferometrii plamkowej.

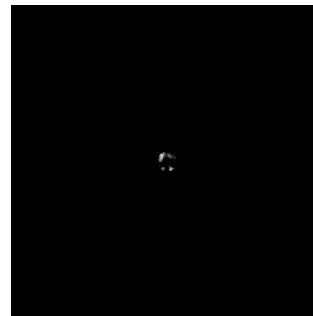


Po dopasowaniu funkcji (metodą najmniejszych kwadratów) otrzymuję syntetyczne widmo (e). Nie korzystano tu ze statystyki χ^2 podanej w paragrafie

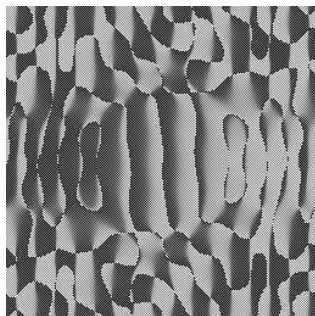
3.1 tylko z sumy kwadratów odchylek, bo nie stwierdzono występowania zależności 46. W celach kontrolnych program przedstawia różnicę widma zmierzzonego i syntetycznego (f). Nieco inaczej wygląda procedura stosowana w celu odzyskania obrazu obiektu. Po wydzieleniu (w sensie filtru Wienera) widma obiektu przez widmo gwiazdy porównania, tworzona jest linia w celu zadania parametrów startowych (kąta pozycyjnego) (g) oraz określany jest obszar występowania obiektu (h). Aby zminimalizować wpływ szumów dzielnie to wykonuje się z zastosowaniem gładkiej apodyzacji widma mocy. Rysunek 20 przedstawia początkowy i końcowy rozkład fazy oraz uzyskany obraz układu podwójnego. Zauważmy, że to jak słabe, i o jakiej separacji obiekt-



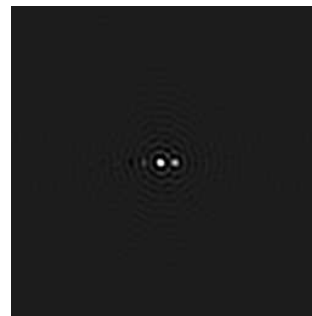
losowa faza



obraz



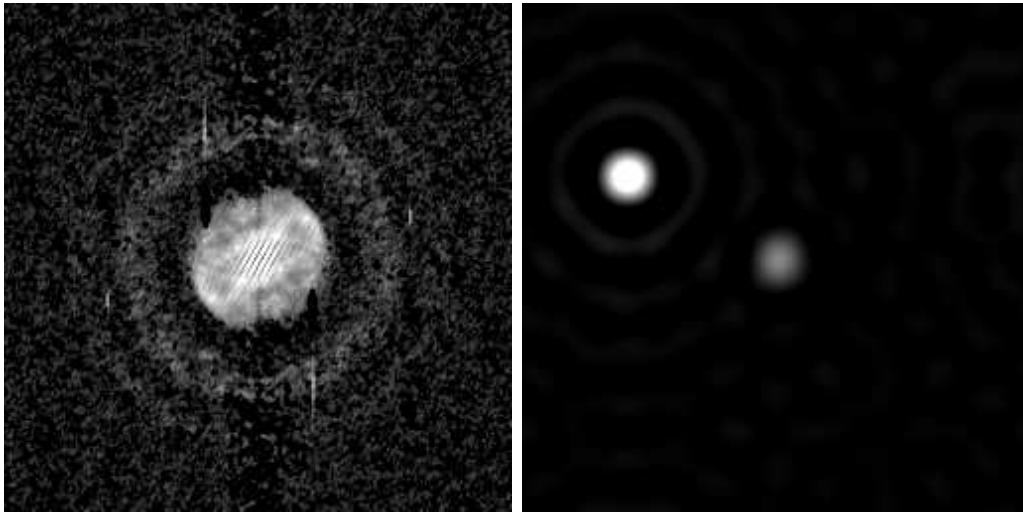
odzyskana faza



zrekonstruowany obraz

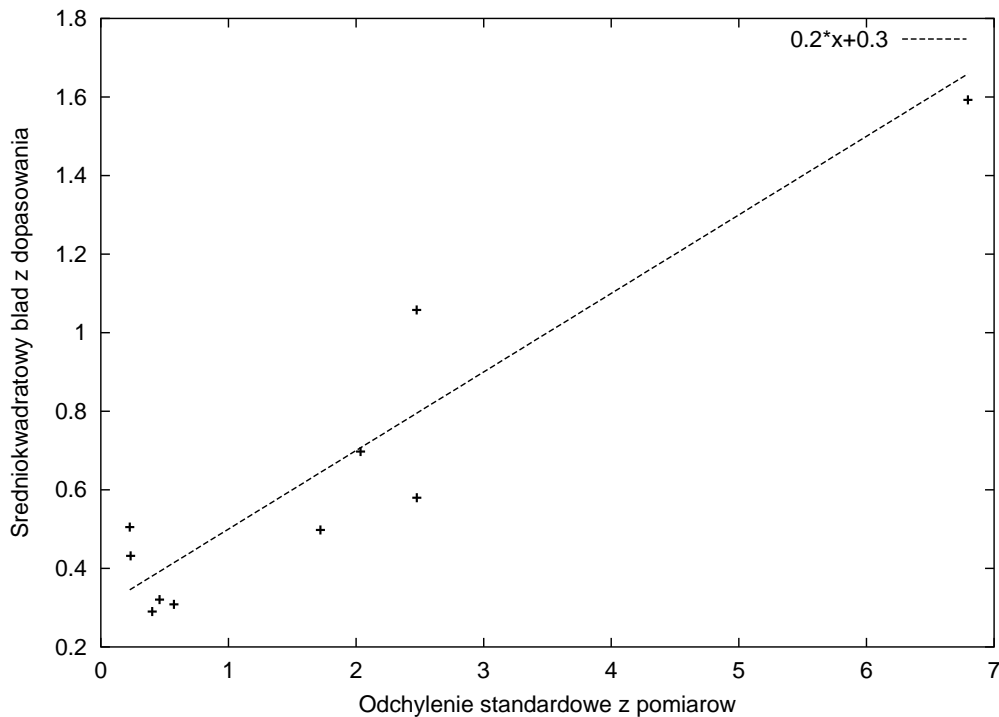
Rysunek 20: Początkowy i końcowy rozkład fazy oraz odpowiadające im zrekonstruowane obrazy.

ty można rozdzielić zależy przede wszystkim od wyrazistości na tle szumów widma uwolnionego od wpływu atmosfery. Podstawowym ograniczeniem interferometrii plamkowej jest zatem stosunek sygnału do szumu. Innym nie zawsze łatwym do rozwiązania problemem jest dobór odpowiedniej maski (rys. 19 d). Powinna ona przysłać tą część obrazka która wprowadza jedynie wkład pochodzący od szumów, z drugiej strony nie może być ona zbyt mała aby nie odcinać częstotliwości przestrzennych które zawierają użyteczną in-



Rysunek 21: Widmo i zrekonstruowany obraz układu podwójnego o dużej separacji.

formację o obiekcie. Od właściwego doboru maski zależy przede wszystkim dokładność wyznaczenia stosunku jasności gwiazd badanego układu. Metoda wyznaczenia parametrów z dopasowania funkcji daje najlepsze rezultaty dla gwiazd o małej separacji ponieważ widmo jest wtedy dobrze próbkowane. Dla gwiazd o stosunkowo większych wzajemnych odległościach, wiele cykli w widmie przypada na mały obszar płaszczyzny fourierowskiej. Dlatego w takich przypadkach lepsze rezultaty można uzyskać z procedury „odzyskiwania fazy” otrzymując zrekonstruowany obraz służący dalszej analizie (rysunek 21). Postępowanie zgodne z przedstawionym wyżej schematem pozwoliło mi na opracowanie danych obserwacyjnych. Wyznaczone parametry badanych gwiazd przedstawiają tabele 5 i 6. Oznaczeniom filtrów B,V,R,I w tabeli, odpowiadają kolejno długości efektywne fali 440, 550, 700, 900 nm. Podany w tabeli czas jest czasem zakładanym (paragraf „Czas ekspozycji” strona 28). Błędy wyznaczonych parametrów wynikają z procedury dopasowania funkcji do widma i mogą być zaniżone ze względu na skorelowanie parametrów w procesie minimalizacji. Najbardziej widocznymi czynnikami zwiększającymi błędy wyznaczenia kąta pozycyjnego są: luz obrotowy kamery CCD, dyspersja atmosferyczna oraz nie do końca skorygowana abaracja chromatyczna obiektywu mikroskopowego (dająca wkład przy stosowaniu różnych filtrów). Dwa ostatnie czynniki są również powodem błędów wyznaczenia separacji. Dla gwiazd, dla których dysponowano większą liczbą obserwacji możliwe było zbadanie związku między błędami wyznaczonymi z wielu pomiarów z tymi



Rysunek 22: Wykres przedstawiający jak się mają średnie błędy wyznaczenia kąta pozycyjnego dla danej gwiazdy do błędów otrzymanych z dopasowania widma teoretycznego. Współczynnik korelacji w tym przypadku jest bliski 0.9.

uzyskanymi na drodze formalnej (rysunek 22). Należy jednak podkreślić, że postępowanie takie może sztucznie zawyżyć ich wartość, jeżeli korelować będzie się ze sobą wartości parametrów dla różnych filtrów i epok obserwacji. Na przykład stosunkowo duża różnica w kącie pozycyjnym może być prawidłowa jeżeli tylko wzajemny okres obiegu składników jest wystarczająco krótki. Różnice w stosunkach jasności również nie zawsze wynikają z błędów pomiarowych a mogą być odzwierciedleniem procesów zachodzących w układzie. W związku z tym w tabelach nie podawano błędów po korelacji, a jedynie błąd dopasowania. Dla kąta pozycyjnego do błędu dopasowania dodano połowę wartości luzu obrotowego. Błąd skali jako znikomo mały pominięto. Zawarte w tabelach parametry badanych obiektów podawane są na epokę obserwacji. Otrzymane parametry porównywano ze znanymi z literatury. Tabela 4 pokazuje przykładowe zestawienie rezultatów naszych pomiarów (kąta i separacji) z danymi z katalogu projektu CHARA dla czterech wybranych gwiazd. Jak widać, pomimo dysponowania małym teleskopem

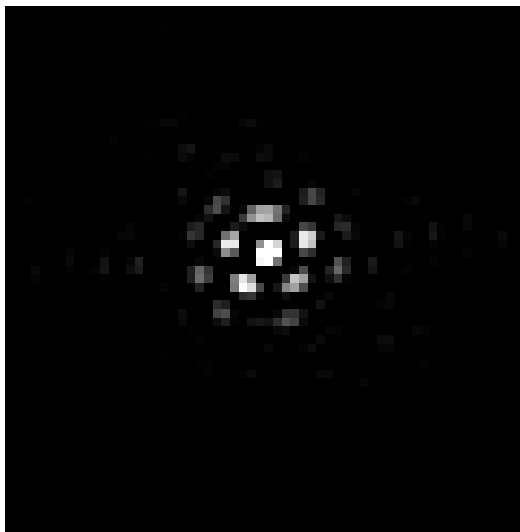
Gwiazda	Epoka	Kąt	Separacja	Teleskop [m]
BSC 6983	1996.693	111.1	0.253	2.5
	1998.679	113.4	0.258	2.0
	1999.728	116.4	0.261	1.5
	2003.238*	116.9*	0.250*	0.5
BSC 3021	1992.202	37.5	0.260	0.7
	1995.202	36.6	0.270	0.7
	1995.922	41.4	0.278	2.5
	2003.231*	36.7*	0.370*	0.5
BSC 6920	1986.405	277.4	0.357	3.8
	1989.709	275.1	0.374	3.8
	1998.679	271.4	0.429	2.0
	2003.235*	268.1*	0.466*	0.5
SAO 81725	1992.313	323.4	0.506	3.8
	1995.313	322.4	0.532	2.5
	1997.074	321.4	0.533	2.0
	1998.241	317.6	0.500	0.7
	2003.313*	318.9*	0.600*	0.5

Tabela 4: Przykładowe porównanie wyznaczonych w niniejszej pracy parametrów kilku gwiazd z ich parametrami katalogowymi. Gwiazdka (*) oznacza uśrednione wartości z kilku pomiarów wykonanych przez autora.

wyznaczone parametry bardzo dobrze przystają do wcześniej wykonywanych obserwacji.

4.3 Opracowanie danych dla obiektów rozciągniętych - Io, Ganimedesa i Saturna.

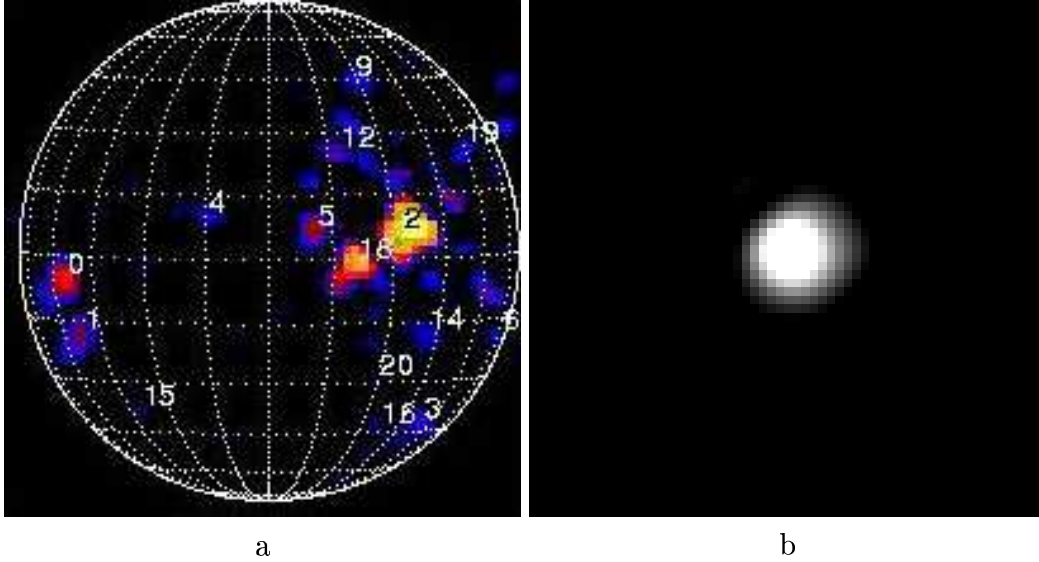
Bardzo interesującym zagadnieniem jest obrazowanie obiektów, które znajdują się na tyle blisko obserwatora i są wystarczająco duże, że nie można traktować ich już jak punktów - jak to robiliśmy dla gwiazd⁷. Dlatego też zdecydowano się na przeprowadzenie obserwacji kilku obiektów o odpowiednich rozmiarach kątowych i jasnościach. W praktyce wybór ograniczał się do planet i ich księżyców. Głównym celem jakim sobie tu postawiono było sprawdzenie, jakie rezultaty dla tego typu obiektów można osiągnąć w naszych warunkach instrumentalnych i obserwacyjnych. Wstępna redukcja danych nie różniła się zasadniczo od opisywanej wcześniej. Podczas rekonstrukcji obrazu Io i Ganimedesa wykorzystywano technikę odzyskiwania fazy podaną wcześniej (paragraf 3.2.2). W trakcie obróbki danych okazało się jednak, że procedura ta nie daje dla obiektów rozciągniętych tak dobrych rezultatów jak w przypadku układów podwójnych (rys. 23), gdzie bardzo silnie więzy pozwalały dostać jednoznaczne rozwiązanie. W dyskutowanym przypadku



Rysunek 23: Przykład niewłaściwego rezultatu działania procedury odzyskiwania fazy.

początkowo otrzymywano jedynie mozaikę plam. W tej sytuacji zdecydowano się na zastosowanie innej metody odzyskiwania fazy. Metoda opisana w

⁷Okazuje się, że nie zawsze dokonuje się takiego przybliżenia. Dzisiejsza astronomia jest bowiem w stanie uzyskiwać obrazy powieszchni, szczególnie dużych i bliskich gwiazd (traktuje o tym np. praca [29]).



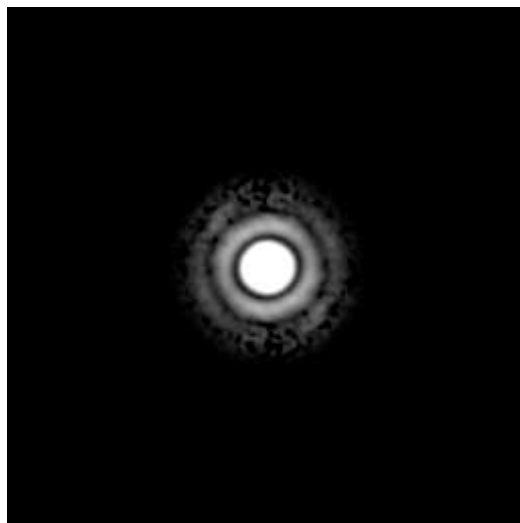
Rysunek 24: Obraz Io z interferometrii plamkowej: uzyskany 10-metrowym teleskopem Keck w podczerwieni $2.2\mu\text{m}$ (a), oraz teleskopem 0.5-metrowym w OAUJ w filtrze I (b).

pracy [30] polega na analizowaniu nie tylko kwadratu modułu widma obrazu obiektu, lecz także cross-spectrum zawierającego informację o różnicach fazy w pobliskich punktach widma. Informacja ta, podobnie jak widmo mocy obrazu ulega jedynie częściowej degradacji w wyniku działania turbulencji atmosferycznych. Konkretna realizacja metody została opracowana przez dr W. Waniaka, a przebiegała następująco:

Dla każdego otrzymanego obrazu obiektu (i standardu) liczone osiem map cross-spectrum dla ośmiu kierunków do sąsiednich pixli danego punktu w płaszczyźnie widma, zgodnie ze wzorem:

$$\mathbf{K}(\nu_x, \nu_y) = \sum_{i=1}^N \mathbf{I}(\nu_x, \nu_y)_i \mathbf{I}^*(\nu_x + \Delta\nu_x, \nu_y + \Delta\nu_y)_i, \quad (47)$$

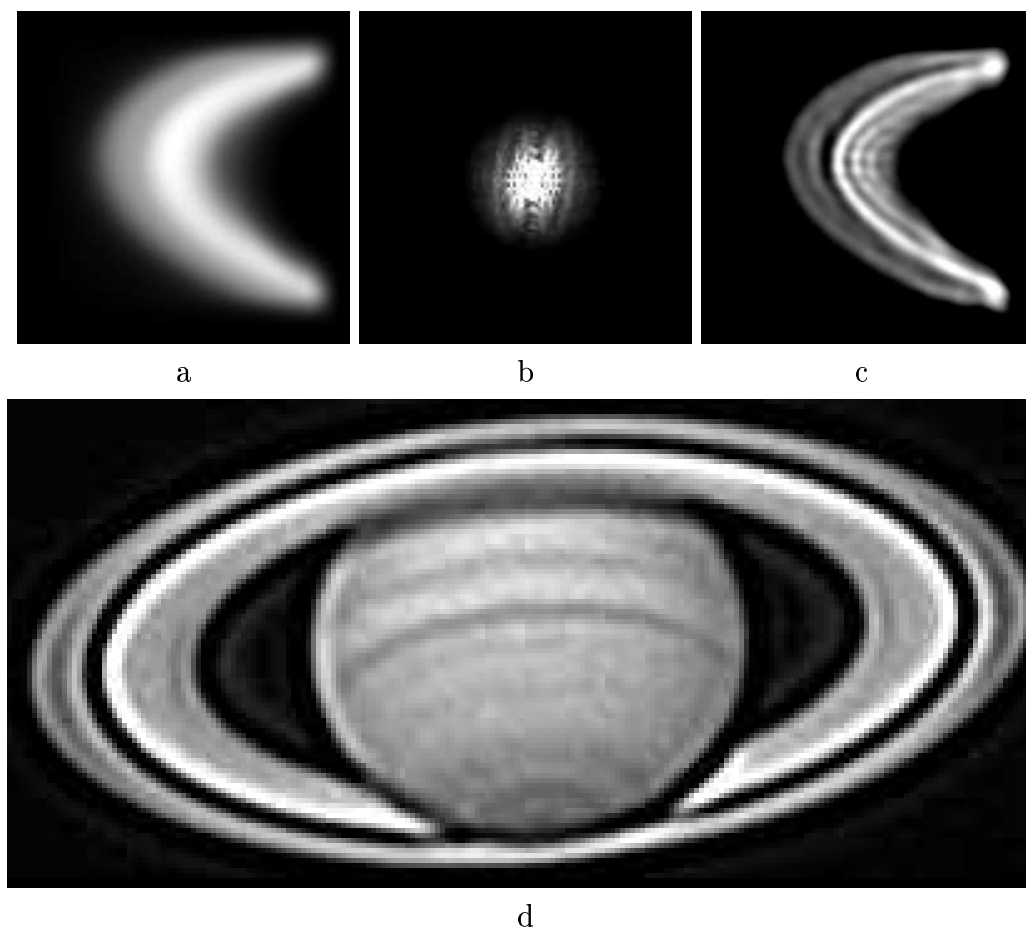
gdzie $\Delta\nu_x, \Delta\nu_y$ przesunięcia w płaszczyźnie widma o -1,0,1 pixel. \mathbf{K} to funkcja zespolona niosąca informację o różnicy faz. Od tych map odejmowano cross-spectrum prądu ciemnego i dzielono przez cross-spectrum standardu. Fazę odzyskiwano iteracyjną metodą najmniejszych kwadratów. Obserwacje z użyciem optyki adaptatywnej, oraz te, opartę o metodę interferometrii plamkowej prowadzone dużymi teleskopami pokazują, że Io posiada wyraźne struktury na powierzchni związane z silną działalnością wulkaniczną (rys. 24 a). W związku z tym miano nadzieję na zaobserwowanie takiego rozkładu jasności na tarczy Io, który by świadczył o istnieniu aktywności wulkanicznej



Rysunek 25: Widmo Ganimedesa. Wyraźne widoczny krążek z otaczającymi pierścieniami - wniosek - obiektem jest ostro zarysowana tarcza.

na jego powieszchni. Niestety nie udało się uzyskać jednoznacznych dowodów na istnienie struktur na powierzchni tego księżyca. Metoda oparta o cross-spectrum pozwoliła jednak uzyskać - jednolitą pozbawioną szczegółów tarczę Io (rys. 24 b). Powodem nie zaobserwowania szczegółów na powierzchni Io mogło być po pierwsze to, że ponieważ obserwacje prowadzone były w filtrach R i I, a krążek dyfrakcyjny dla tych długości fali jest niecałe 3 razy mniejszy niż tarcza Io wynosząca około 1 arcsec, to możliwa do zaobserwowania pojedyncza struktura musiałyby pokrywać ponad 1/3 tarczy tego księżyca. Dodatkowo, obserwacje mogły być prowadzone na długościach fali na których szczegóły te rzeczywiście są słabo widoczne, czy też na wysokie częstotliwości przestrzenne przypadająca zbyt mała energia w widmie.

Dla Ganimedesa widać z widma mocy, że jest to tarcza bez wyraźnych asymetrii rozkładu jasności. Odtworzenie fazy zawiodło. Pokazuje to jasno, że informacja fazowa (jej małe zniekształcenie) jest częstokroć bardziej ważna podczas rekonstrukcji obrazu niż informacja amplitudowa. I pomimo wyraźnego widma mocy - jak w przypadku Ganimedesa (rys. 25) - staje się niemożliwe zrekonstruowanie obrazu. Lepsze rezultaty osiągnięto w obrazowaniu części pierścienia Saturna. Zastosowanie interferometrii plamkowej dla obiektów o tak dużych rozmiarach kątowych jest w praktyce znacznie trudniejsze. Głównym problemem jest tu przekroczenie obszaru izoplanatyzmu funkcji instrumentalnej atmosfery, dlatego też skupiono się tylko na części pierścienia Saturna. Usunięto również fragment tarczy Saturna. Jak widać przedsta-



Rysunek 26: Obróbka danych pochodzących z obserwacji Saturna: a - średnia fotografia Saturna z krótkich ekspozycji, b - widmo mocy, c - odzyskany obraz, d - obraz Saturna z Pic du Midi Observatory.

wiona procedura pozwoliła na znaczne zwiększenie rozdzielczości w stosunku do zdjęcia, będącego średnią z krótkich ekspozycji (rys 26 a i c). Dodatkowo porównując otrzymany obraz pierścienia Saturna (rys. 26 c) z obrazem uzyskanym przez Peach'a z obserwatorium Pic du Midi (rys. 26 d) widzimy, że podejście to pozwoliło na uzyskanie dość wiernie zrekonstruowanego obrazu pierścieni oznaczanych A,B,C,D.

4.4 Wnioski

Głównym źródłem danych o badanych układach był katalog powstały z inicjatywy projektu CHARA o nazwie Fourth Catalog of Interferometric Measurements of Binary Star. Porównując rezultaty uzyskane w niniejszej pracy z danymi pochodzącymi z tego katalogu można stwierdzić, że wyniki w niej przedstawione nie ustępują jakościowo danym z teleskopów o podobnych parametrach. Aby jednak dokonać obiektywnej oceny i konfrontacji wyników (szczególnie dla gwiazd słabiej zbadanych) należy rozpocząć systematyczne obserwacje oparte o metodę interferometrii plamkowej w ramach wieloletniego, dobrze zaplanowanego projektu w OAUI. Wyniki obserwacji obiektów rozciągniętych nie są już tak spektakularne, ale na obecnym etapie badań nie wydaje się właściwa całkowita rezygnacja z obserwacji tego typu. Podsumowując należy stwierdzić, że mały teleskop jest użytecznym narzędziem również dla interferometrii plamkowej. Nawet w polskich warunkach obserwacyjnych można uzyskać wartościowe rezultaty, a zmierzona odległość składników nierzadko jest poniżej rozmiarów krążka dyfrakcyjnego. Praca niniejsza wykazała zatem, że poszukiwanie i wyznaczanie parametrów wizualnych układów wielokrotnych jest jeszcze jedną, godną uwagi możliwością wykorzystania krakowskiego teleskopu, dzięki której możemy wzbogacać naszą wiedzę o Wszechświecie.

Nr BSC lub inny	Gwiazda porównania	Epoka obserw.	Filtr	Czas ekspozycji [ms]	Separacja ["]	Kąt pozycyjny [°]	Stosunek jasności
4465	δ Leo	2003.178	R	50	0.750 ± 0.003	148.79 ± 0.59	0.334 ± 0.007
4465	δ Leo	2003.178	I	50	0.751 ± 0.003	145.14 ± 0.35	0.430 ± 0.010
4465	4365	2003.181	R	70	0.739 ± 0.002	145.30 ± 0.40	0.630 ± 0.020
4465	4365	2003.181	I	70	0.736 ± 0.006	145.70 ± 0.60	0.558 ± 0.048
Castor*	Pollux	2003.181	I	70	3.450 ± 0.600	61.40 ± 0.50	0.238 ± 0.012
2520	2477	2003.205	I	50	0.234 ± 0.005	312.70 ± 1.30	0.224 ± 0.007
2214	2220	2003.222	I	50	0.370 ± 0.002	138.19 ± 0.44	0.671 ± 0.034
2257	2201	2003.222	I	50	0.698 ± 0.005	137.79 ± 0.61	0.267 ± 0.007
SAO 83235	5263	2003.222	I	70	0.560 ± 0.002	91.30 ± 0.30	0.671 ± 0.028
3021	2983	2003.227	V	70	0.545 ± 0.023	37.03 ± 0.69	0.192 ± 0.011
3021	2983	2003.227	R	70	0.400 ± 0.030	38.20 ± 0.60	0.324 ± 0.620
1230	1317	2003.233	I	20	0.786 ± 0.005	133.49 ± 0.47	0.256 ± 0.007
1230	1317	2003.233	I	70	0.777 ± 0.004	133.16 ± 0.39	0.340 ± 0.010
1976	1802	2003.233	I	70	0.863 ± 0.003	340.45 ± 0.28	0.410 ± 0.100
5435	5602	2003.233	B	20	0.165 ± 0.005	227.30 ± 1.20	0.128 ± 0.005
6920	7180	2003.233	I	20	0.463 ± 0.004	267.91 ± 0.52	0.293 ± 0.006
927	905	2003.233	V	50	0.343 ± 0.004	251.98 ± 0.41	0.730 ± 0.061
927	905	2003.233	I	50	0.355 ± 0.003	247.03 ± 0.41	0.793 ± 0.066
SAO 76954	1620	2003.233	I	100	0.363 ± 0.004	151.18 ± 0.71	0.292 ± 0.005
3021	2951	2003.236	V	50	0.321 ± 0.050	37.62 ± 0.36	0.760 ± 0.100
3021	2951	2003.236	I	50	0.280 ± 0.050	33.66 ± 0.99	0.157 ± 0.004
6920	7180	2003.236	I	70	0.469 ± 0.003	268.23 ± 0.49	0.289 ± 0.006

Tabela 5: Rezultaty obserwacji - parametry badanych układów (część 1). Gwiazdka (*) oznacza obserwacje z obiektywem 20x.

Nr BSC lub inny	Gwiazda porównania	Epoka obserw.	Filtr	Czas ekspozycji [ms]	Separacja ["]	Kąt pozycyjny [°]	Stosunek jasności
SAO 83235	5374	2003.236	I	50	0.556 ± 0.002	91.87 ± 0.28	0.684 ± 0.290
927	905	2003.236	R	70	0.348 ± 0.008	249.39 ± 0.58	0.603 ± 0.069
6983	7123	2003.247	R	50	0.245 ± 0.001	117.25 ± 0.34	0.762 ± 0.028
2520	2477	2003.282	R	20	0.208 ± 0.003	316.20 ± 0.74	0.528 ± 0.021
3269	SAO 116528	2003.288	R	100	0.269 ± 0.016	61.20 ± 0.64	0.490 ± 0.148
6689	6710	2003.288	R	70	0.600 ± 0.020	98.52 ± 0.28	0.710 ± 0.030
6983	7028	2003.288	V	70	0.254 ± 0.001	116.60 ± 0.30	0.641 ± 0.013
SAO 81725	4357	2003.288	R	70	0.603 ± 0.001	318.48 ± 0.26	0.670 ± 0.020
6795	6800	2003.337	R	70	0.569 ± 0.003	293.90 ± 0.38	0.274 ± 0.005
SAO 81725	4300	2003.337	I	70	0.604 ± 0.003	319.29 ± 0.35	0.410 ± 0.010
8595*	8557	2003.419	V	100	0.132 ± 0.009	152.10 ± 1.86	0.214 ± 0.025
5727*	5747	2003.444	R	70	0.475 ± 0.002	90.36 ± 0.28	0.696 ± 0.037
8595*	8557	2003.444	R	100	0.112 ± 0.001	142.49 ± 1.27	0.712 ± 0.100

Tabela 6: Rezultaty obserwacji - parametry badanych układów (część 2). Gwiazdka (*) oznacza obserwacje z obiektywem 20x.

Bibliografia

- [1] WITTMANN A.D., 1997, *Astronomical refraction: formulas for all zenith distances*, *Astron. Nachr.* 318 **5**,305-312.
- [2] PECK E.R. AND REEDER K., 1972, *Dispersion of air*, *JOSA* **62**,958-962.
- [3] WEIß A.R., 2002 SPIE 4538 *Simultaneous SCIDAR and Adaptive Optics Measurements: Results and Application*.
- [4] WEIß A.R. ET. AL. 2002 aser.conf...86W *Simultaneous Measurements of the Fried Parametr r_0 and Isoplanatic Angle Using SCIDAR and Adaptive Optics - First Results*.
- [5] GOODMAN J. W., 1993, *Optyka statystyczna*, PWN, Warszawa.
- [6] LENA P., 1988, *Observatorial Astrophysics*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- [7] BROWN R. H. *Intensity Interferometr*, Taylor & Francis, London 1974.
- [8] BROWN H. A., TWISS R. Q. 1958 *Proc. R. Soc. A*, **248**, 222.
- [9] FRIED D.L., 1966, *J. Opt. Soc Am.*, **56**, 1372.
- [10] LABEYRIE A., 1970, *Astron. & Astrophys.* **6**,85.
- [11] LABEYRIE A., 1978, *Stellar interferometry methods*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **16**, 77-122.
- [12] FOY RENAUD, 1988 igbo.conf..345F, *Speckle Imaging Review*.
- [13] GEZARI D.Y; LABEYRIE A; STACHNIK R.V; 1972, *Astrophys. J.*, **173** L1.
- [14] PRIEUR J-L, ET. AL., 1998, *The 'PISCO' speckle camera at Pic du Midi observatory*, *Experimental Astronomy* **8**: 297-315.
- [15] HARDY JOHN W., *Optyka adaptacyjna*, Świat nauki, Sierpień 1994.
- [16] Michelson A. A., Pease F. G. 1921 *Astrophys. J.*, **53**, 249.
- [17] DAINTY J. C., 1974, *Mon. Not. R. astr. Soc.* **169**, 631-641.
- [18] ELLIOTT P. HORCH ET AL., 1997AJ....114.2117H.

-
- [19] DAINTY, J.C., *Laser Speckle and Related Phenomena* (Springer, New York 1984), s. 255.
- [20] ARISTIDI E., CARBILLET M., J.-F. LION, AND C. AIME, 1997, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **125**, 139-148.
- [21] BOGDANOV M.B. 1990SvAL...16..438B.
- [22] FIENUP J. R., 1978, *Optics Lett.*, **3**, 27.
- [23] FIENUP J. R., 1982, *Appl. Opt.*, **21**, 2758.
- [24] GOFFERY G ET. AL. 1997ApJ Suppl. Series, **111**, 289-323.
- [25] DOCOBO J.A. ET. AL. 2001, A&A **366**,868-872.
- [26] SAHA S.K. ET. AL. 1999 *Experimental Astronomy*, **9**: 39-49.
- [27] ARISTIDI E. ET. AL. 1999 A&A Suppl. Ser. **134**, 545-552.
- [28] MCALISTER H. A. 1977 ApJ **215**:159-165.
- [29] YOUNG J. S. ET AL. 2000 MNRAS.**315**..635Y
- [30] CHRISTOU J.C. 1991 *Experimental Astronomy* **2**: 27-56