

CENTRUM ASTRONOMICZNE
IM. MIKOŁAJA KOPERNIKA
POLSKIEJ AKADEMII NAUK



Cefeidy klasyczne i II typu jako kosmiczne wskaźniki odległości

Piotr Wielgórski

Rozprawa doktorska przygotowana pod kierunkiem
prof. dr. hab. Grzegorza PIETRZYŃSKIEGO

oraz

dr. Bogumiła PILECKIEGO

Warszawa, lipiec 2022

Streszczenie

Wyznaczanie odległości należy do najważniejszych, lecz jednocześnie najtrudniejszych pomiarów w astronomii. Różne metody pomiarów odległości podlegają różnym błędom systematycznym, których wykrycie jest możliwe jedynie poprzez wyznaczenie odległości do danego obiektu kilkoma niezależnymi, precyzyjnymi metodami. W rozprawie przedstawione są trzy projekty, których celem było zwiększenie dokładności metod pomiarów odległości za pomocą dwóch klas gwiazd pulsujących – cefeid klasycznych oraz cefeid II typu. Metody te pozwalają na wyznaczenie odległości do pobliskich galaktyk, które ze względu na różnice środowiskowe, stanowią doskonałe laboratorium do badania wpływu cech populacyjnych na wskaźniki odległości.

W pierwszej z metod pomiarów odległości za pomocą gwiazd pulsujących, wykorzystywana jest zależność pomiędzy okresem pulsacji gwiazdy i jej jasnością absolutną (zależność okres–jasność, PL). Zależność PL cefeid klasycznych jest podstawową metodą stosowaną do pomiarów odległości do galaktyk w promieniu około 30 Mpc i pierwszym szczeblem drabiny odległości prowadzącej do wyznaczenia stałej Hubble’a (H_0). W pierwszym projekcie opisanym w rozprawie, badany jest wpływ składu chemicznego (metaliczności) cefeid klasycznych na ich jasności absolutne, co jest jednym z najważniejszych źródeł niepewności pomiarów odległości za pomocą zależności PL cefeid klasycznych. Dostępne w literaturze wyznaczenia nie są zgodne co do znaku i wielkości tego efektu. W rozprawie wykorzystane zostały archiwalne pomiary fotometryczne oraz dokładne geometryczne pomiary odległości cefeid klasycznych z Drogi Mlecznej i Obłoków Magellana, do wyznaczenia precyzyjnych zależności PL dla cefeid w każdej z galaktyk. Korelacja pomiędzy punktem zerowym zależności PL a średnią metalicznością danej próbki cefeid, pozwoliła na wyznaczenie efektu metaliczności z dużą precyzją. Otrzymane wyniki wskazują, że w pasmach optycznych oraz bliskiej podczerwieni cefeidy klasyczne o większej metaliczności są jaśniejsze od mniej metalicznych cefeid o zbliżonych okresach pulsacji. W paśmie K_s różnica jasności absolutnej cefeid różniących się metalicznością o 1 dex oszacowana została na $0,221 \pm 0,053$ mag. Otrzymane w rozprawie zależności okres–jasność–metaliczność mogą zostać wykorzystane do pomiarów odległości do galaktyk z dokładnością sięgającą 1%.

Cefeidy II typu należą do starej populacji gwiazd i mogą pozwolić na niezależne pomiary odległości do galaktyk w obrębie Grupy Lokalnej w celu sprawdzenia błędów systematycznych obciążających inne metody, w tym zależność PL cefeid klasycznych. Dzięki nowym pomiarom fotometrycznym w bliskiej podczerwieni oraz dokładnym paralaksom z misji *Gaia* dla 21 pobliskich cefeid II typu, wyznaczone zostały po raz pierwszy zależności PL dla tego typu gwiazd w okolicy Słońca. Niewielki rozrzut otrzymanych zależności oraz dobra zgodność ich nachylenia z literaturowymi wyznaczeniami w gromadach kulistych i Obłokach Magellana, potwierdza, że gwiazdy te są precyzyjnymi wskaźnikami odległości. Dokładność punktu zerowego oszacowana została na 4% i głównym źródłem niepewności jest punkt zerowy paralaks z misji *Gaia*. Wyznaczone zależności oraz archiwalne dane podczerwone cefeid II typu w Wielkim Obłoku Magellana wykorzystane zostały do pomiaru odległości do tej galaktyki. Moduł odległości otrzymany na podstawie fotometrii w paśmie K_s wynosi $18,511 \pm 0,027$ (błąd statystyczny) $\pm 0,036$ (błąd systematyczny) mag, co jest w dobrej zgodności z najdokładniejszym pomiarem na podstawie układów podwójnych zaćmieniowych (Pietrzyński i in., 2019).

Drugą z opisywanych w rozprawie metod pomiarów odległości jest metoda Baadego–Wesselinka. W metodzie tej odległość gwiazdy wyznaczana jest z porównania wynikających z pulsacji zmian jej widomych rozmiarów kątowych i rozmiarów liniowych. W zastosowanym w rozprawie podejściu, rozmiar kątowy gwiazdy wyznaczany jest z zależności

jasność powierzchniowa—wskaźnik barwy. Zmiany rozmiarów liniowych gwiazdy wyznaczone są z krzywej prędkości radialnej, jednak konieczna jest znajomość wartości tzw. współczynnika projekcji dla danej klasy gwiazd. Parametr ten pozwala przeliczyć mierzoną z widma prędkość radialną, na prędkość pulsującej powierzchni gwiazdy. W rozprawie przedstawione zostało pierwsze wyznaczenie współczynnika projekcji dla dwóch krótkookresowych cefeid II typu. Wykorzystane zostały do tego nowe obserwacje fotometryczne i spektroskopowe oraz paralaksy z misji kosmicznej *Gaia*. Otrzymane wartości współczynnika projekcji wynoszą $1,408 \pm 0,067 \pm 0,059$ i $1,434 \pm 0,061 \pm 0,059$, co daje zgodność na poziomie 2%. Głównymi źródłami błędów systematycznych są niepewność paralaksy oraz jasności powierzchniowej. Dodatkowym wynikiem otrzymanym z analizy metodą Baadego—Wesselinka, są średnie promienie badanych gwiazd. Wyznaczone wartości promieni porównane zostały w rozprawie z literaturowymi zależnościami okres—promień dla cefeid II typu.

Abstract

Distance measurements are among the most important and challenging tasks in astronomy. Different methods of distance determination are subject to different systematic errors and the only way to detect and minimize such errors is to measure the distance of a given object using several independent methods. In the dissertation the results of three projects are presented. Their objective was to improve three methods of distance determination with two classes of pulsating stars: Classical Cepheids and Type II Cepheids. These methods are used for distance determination to nearby galaxies, which are perfect laboratory to test the influence of environmental conditions on different distance indicators.

The first method relies on the relation between the period of pulsating stars and their absolute brightness (Period–Luminosity relation, PL). PL relation of Classical Cepheids is a fundamental tool of measuring distances of galaxies up to 30 Mpc and the first rung of the distance ladder used to calibrate the Hubble constant (H_0). In the first project described in the dissertation, the influence of metallicity on the absolute magnitudes of Classical Cepheids is studied. This effect is one of the main sources of uncertainty on distance measurements with PL relations of Cepheids and its sign and value have been widely debated. In the presented study, archival photometry in the optical and near–infrared passbands, and precision geometrical distances of Classical Cepheids in the Milky Way and in the Magellanic Clouds were used to determine the PL relations for each population of Cepheids. The correlation between the zero points of the resulting relations and the mean metallicity of a given population of Cepheids led to the conclusion, that metal rich Cepheids are intrinsically brighter than metal poor ones. The difference in K_s photometric passband is $0,221 \pm 0,053$ mag when stars differ by 1 dex in metallicity. Accurate period–luminosity–metallicity relations calibrated in the dissertation, can be used to determine distances to nearby galaxies with the precision of 1%.

Type II Cepheids are old population radially pulsating stars and they can serve as independent distance indicators to check systematic errors existing in other methods. In the dissertation two methods of measuring distances with these stars are discussed. The first method is the PL relation. New photometry of 21 nearby Type II Cepheids in the near–infrared J , H and K_s passbands, and accurate parallaxes of these stars from *Gaia* space mission, allowed for the first precise calibration of PL relations for this class of stars in the solar neighbourhood. The accuracy of the zero point of PL is at the level of 4% and is limited by the uncertainty of the zero point of *Gaia* parallaxes. The archival photometry of Type II Cepheids in the LMC was used to determine the distance to this galaxy. The resulting distance modulus amounts to $18,511 \pm 0,027$ (statistical) $\pm 0,036$ (systematic) mag and is in a good agreement with the most accurate value obtained from eclipsing binaries (Pietrzyński *et al.*, 2019).

The second method of measuring distances with pulsating stars is the Baade–Wesselink technique. Using this method the distance is measured by comparing variations of the apparent angular diameter and physical diameter of the star. In the approach used in the dissertation, the angular size of the stars is inferred from the surface brightness–color relation. Variations of the physical diameter can be calculated from the radial velocity curve if the value of the so called projection factor is known. This parameter transforms the observed radial velocity into the velocity of the moving surface of the star. In the third project described in the dissertation, projection factors of two short period Type II Cepheids are determined based on new photometric and spectroscopic data and *Gaia* parallaxes. The obtained values are $1,408 \pm 0,067 \pm 0,059$ i $1,434 \pm 0,061 \pm 0,059$, so they agree within 2%. An important byproduct of the Baade–Wesselink analysis are mean radii of stars. The obtained radii are compared to the values predicted by the period–radius relations of Type II Cepheids available in the literature.

Spis treści

1	Wstęp	9
2	Kosmiczna drabina odległości	15
2.1	Geometryczne pomiary odległości	15
2.1.1	Paralaksa	16
2.1.2	Układy podwójne zaćmieniowe	20
2.1.3	Gwiazdy pulsujące radialnie. Metoda Baadego-Wesselinka	21
2.2	Świece standardowe	28
2.2.1	Gwiazdy wierzchołka gałęzi czerwonych olbrzymów	29
2.2.2	Gwiazdy węglowe	30
2.2.3	Zależność okres–jasność gwiazd pulsujących	30
2.2.4	Supernowe typu Ia	33
2.2.5	Relacje Tully-Fisher i Faber-Jackson	33
2.3	Błędy systematyczne	33
2.3.1	Ekstynkcja	34
3	Wpływ metaliczności na jasności absolutne cefeid klasycznych	39
3.1	Różnicowa analiza cefeid w Obłokach Magellana	41
3.1.1	Dane	41
3.1.2	Analiza i wyniki	44
3.2	Analiza cefeid w Drodze Mlecznej i Obłokach Magellana	54
3.2.1	Dane	54
3.2.2	Zależności okres–jasność	61
3.2.3	Wyznaczenie efektu metaliczności	63
3.3	Omówienie wyników i wnioski	66
4	Zależność okres–jasność dla cefeid II typu	69
4.1	Dane	70
4.1.1	Droga Mleczna	70
4.1.2	Wielki Obłok Magellana	89
4.2	Analiza i wyniki	91
4.2.1	Zależności okres–jasność w Galaktyce	91
4.2.2	Zależności okres–jasność w Wielkim Obłoku Magellana	96
4.2.3	Porównanie nachylenia zależności okres–jasność z wyznaczeniami literaturowymi	98
4.2.4	Odległość do Wielkiego Obłoku Magellana	101
4.2.5	Wpływ metaliczności na jasności absolutne cefeid II typu	101
4.3	Podsumowanie i wnioski	104
5	Współczynnik projekcji dla cefeid II typu	107
5.1	Obserwacje i przygotowanie danych	108
5.1.1	Fotometria	108
5.1.2	Obserwacje spektroskopowe i pomiary prędkości radialnej	109
5.2	Implementacja metody Baadego-Wesselinka	109
5.2.1	Zależność jasność powierzchniowa–wskaźnik barwy	112
5.3	Analiza i wyniki	113
5.4	Omówienie wyników	119
6	Wnioski końcowe	125

1 Wstęp

Znajomość odległości do obserwowanych ciał niebieskich jest kluczem do poznania ich natury, a jednocześnie wyznaczanie odległości należy do najtrudniejszych zagadnień w astronomii. Pierwsze pomiary odległości do gwiazd stały się możliwe dopiero w połowie XIX wieku, gdy postęp naukowy i technologiczny umożliwił tworzenie precyzyjnych instrumentów pomiarowych. Pomiary kosmicznych odległości miały silny wpływ nie tylko na astronomię, ale również na ogólny światopogląd. Pierwsze wyznaczenia odległości do gwiazd ostatecznie obaliły przekonanie o wyjątkowości Słońca i jego układu planetarnego we Wszechświecie. Okazało się, że Słońce jest przeciętną gwiazdą, jedną z setek miliardów w Drodze Mlecznej. Odkrycie na początku XX wieku zależności okres–jasność (ang. *Period – Luminosity Relation*, PL) dla cefeid klasycznych (Leavitt & Pickering, 1912), obecnie coraz powszechniej nazywanej od nazwiska odkrywczyni prawem Leavitt, otworzyło drogę do pomiarów odległości do najdalszych zakątków obserwowalnego Kosmosu. Mgławice spiralne, jak wcześniej nazywano galaktyki spiralne, okazały się być odrębnymi od Drogi Mlecznej „wyspami”, w których znajdują się setki miliardów gwiazd, a Wszechświat tak olbrzymi, że potrzeba wiele miliardów lat, aby światło od najodleglejszych obiektów mogło dotrzeć do Ziemi.

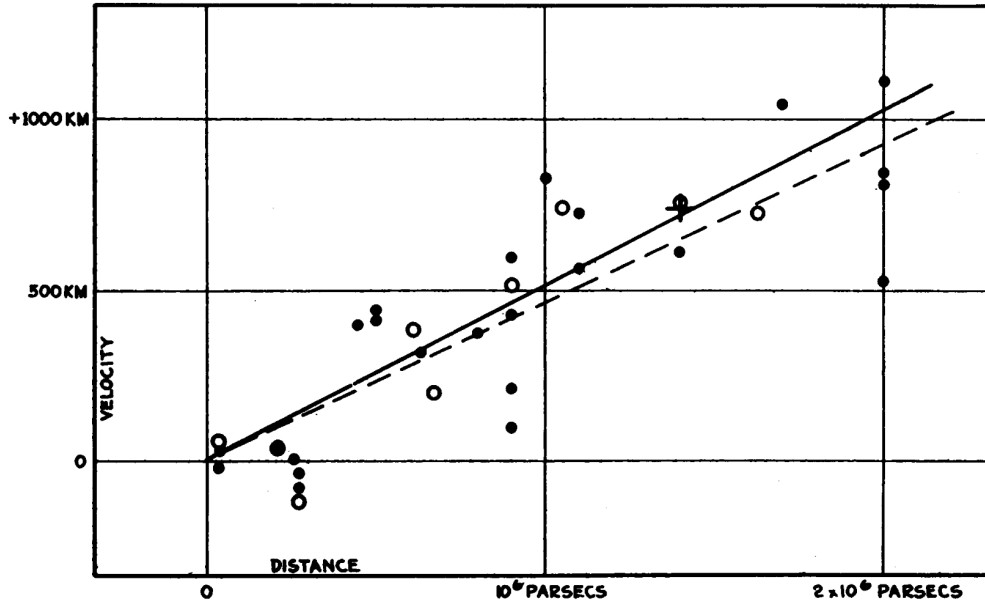
Jednym z najważniejszych dokonań w astronomii w XX wieku, ściśle związanym z pomiarami odległości, było odkrycie przez Edwina Hubble’a (Hubble, 1929) rozszerzania się Wszechświata. Rysunek 1.1 przedstawia oryginalny diagram z pracy Hubble (1929) z zależnością pomiędzy odległościami i prędkościami radialnymi 22 galaktyk. Rozszerzanie się Wszechświata powoduje zwiększenie długości fal elektromagnetycznych docierających od galaktyk, co nazywane jest „przesunięciem ku czerwieni”. Światło od odleglejszych galaktyk potrzebuje więcej czasu na dotarcie do obserwatora, zatem ulega większemu przesunięciu ku czerwieni i mierzona prędkość radialna (tzw. prędkość ucieczki) galaktyki w związku z tym jest większa niż galaktyk położonych bliżej. Efekt ten został przewidziany wcześniej przez Georges’a Lemaitre’a (Lemaître, 1927) i obserwowana zależność pomiędzy prędkością ucieczki V_r oraz odległością d :

$$V_r = H_0 \times d \quad (1.1)$$

nosi nazwę prawa Hubble’a–Lemaitre’a. Stałą proporcjonalności w tej zależności jest stała Hubble’a (H_0) i określa ona obecne tempo ekspansji Wszechświata, jego rozmiar oraz wiek. Pierwsze wyznaczenia wartości stałej Hubble’a były rzędu 500km/s/Mpc, jednak współczesne oszacowanie wynosi około 70km/s/Mpc (Di Valentino i in., 2021). Na podstawie obserwacji odległych supernowych, Riess i in. (1998) stwierdzili dodatkowo, że tempo ekspansji Wszechświata rośnie, co tłumaczone jest obecnością tzw. ciemnej energii, stanowiącej ponad 70% energii we Wszechświecie (Bahcall i in., 1999).

Klasyczna, bezpośrednia metoda wyznaczenia H_0 opiera się o tzw. drabinę odległości. Stała Hubble’a jest w tym podejściu wyznaczana na podstawie pomiarów odległości do galaktyk o znacznej prędkości ucieczki (przesunięciu ku czerwieni) za pomocą supernowych typu Ia obserwowanych w tych galaktykach. Do wyznaczenia odległości za pomocą supernowych, konieczna jest znajomość ich jasności absolutnej ¹. Jasność ta może być wyznaczona z obserwacji supernowych w pobliskich galaktykach, do których odległości zmierzone zostały za pomocą innych metod. Podstawową metodą wyznaczania odległości

¹jasność absolutna jest to jasność jaką miałaby gwiazda (lub inne ciało niebieskie) obserwowane z odległości 10 parseków



Rysunek 1.1: Zależność pomiędzy odległością galaktyki a jej obserwowaną prędkością radialną (Hubble, 1929).

do takich galaktyk jest zależność PL cefeid klasycznych, która musi być z kolei wykalibrowana poprzez geometryczne pomiary odległości pobliskich cefeid. Najdokładniejsze obecnie wyznaczenie H_0 na podstawie tak zbudowanej drabiny odległości wynosi $73,04 \pm 1,04$ km/s/Mpc (Riess i in., 2021a) i większość wyznaczeń z zastosowaniem różnych metod w budowaniu szczebli drabiny jest zgodna z tą wartością (Di Valentino i in., 2021). Alternatywne, niezależne metody bezpośredniego wyznaczenia stałej Hubble’a, takie jak opóźnienia czasowe zmienności poszczególnych obrazów soczewkowanych grawitacyjnie kwazarów (Wong i in., 2020), bądź pomiary odległości do galaktyk poprzez obserwacje fal grawitacyjnych powstających podczas koalescencji gwiazd neutronowych lub czarnych dziur (Mukherjee i in., 2021), dają również wyniki zgodne z otrzymanym z drabiny odległości, jednak ich niepewności są obecnie znacznie większe.

Stała Hubble’a może zostać również wyznaczona z obserwacji najstarszych obserwowanych sygnałów, będących pozostałością po wczesnych etapach ewolucji Wszechświata, czyli mikrofalowego promieniowania tła (ang. *cosmic microwave background*, CMB). Do oszacowania stałej Hubble’a z obserwacji CMB konieczne jest założenie modelu kosmologicznego, którego przewidywania mogą być porównane z obserwowanymi fluktuacjami CMB. Wyznaczenie stałej Hubble’a bezpośrednio z obserwacji skal kątowych fluktuacji mikrofalowego promieniowania tła z misji *Planck*, przy założeniu powszechnie przyjętego modelu Wszechświata ze stałą kosmologiczną oraz chłodną ciemną materią (model Λ CDM), daje wartość stałej Hubble’a $67,2 \pm 1,2$ km/s/Mpc (Planck Collaboration i in., 2020). Podobny wynik otrzymany został z rozmiarów tzw. barionowych oscylacji akustycznych (ang. *baryon acoustic oscillations*, BAO), czyli fal tworzących się wokół obszarów o większej gęstości przed epoką rekombinacji, których pozostałości widoczne są w obecnym rozkładzie galaktyk (Alam i in., 2017; Abbott i in., 2018), przy czym w podejściu tym również zakładany jest model kosmologiczny Λ CDM. Różne kombinacje metod opartych o CMB i BAO dają wyniki zgodne z wynikami misji *Planck* (Di Valentino i in., 2021).

Różnica pomiędzy najdokładniejszymi wyznaczeniami parametru H_0 z wykorzysta-

niem drabiny odległości oraz na podstawie obserwacji wczesnego Wszechświata wynosi około 6 km/s/Mpc, co znacznie przekracza formalne niepewności każdej z metod. Niezgodność ta jest obecnie jednym z głównych problemów w astrofizyce. Przyczyną rozbieżności wyników mogą być błędy systematyczne popełnione przy pomiarach odległości za pomocą cefeid bądź supernowych oraz w pomiarach CMB i nieuwzględnione w oszacowanej niepewności wyznaczenia H_0 . Jeżeli jednak pomiary odległości i CMB są poprawne, konieczna będzie rewizja powszechnie przyjętego modelu Λ CDM (Di Valentino i in., 2021). Jednym z kroków do rozwiązania tego problemu jest zatem wykrycie i wyeliminowanie ewentualnych błędów systematycznych, które obciążają pomiary odległości za pomocą cefeid klasycznych i supernowych Ia.

Istotnym źródłem niepewności przy pomiarach odległości z wykorzystaniem cefeid klasycznych jest wpływ zawartości pierwiastków cięższych od helu (tzw. metali) na ich jasności absolutne. Niepewność ta stanowi nawet około 20% całkowitej niepewności pomiaru stałej Hubble’a (Riess i in., 2021b). Badania tego efektu prowadzone były zarówno od strony teoretycznej, jak też empirycznej. Większość wyników uzyskanych z modeli teoretycznych wskazuje, że cefeidy o większej metaliczności mają mniejszą jasność absolutną niż cefeidy uboższe w metale z takim samym okresem pulsacji (Bono i in., 1999; Marconi i in., 2005). Większość wyznaczeń empirycznych daje natomiast efekt przeciwny, zwłaszcza w pasmach podczerwonych (Kennicutt i in., 1998; Storm i in., 2011; Gieren i in., 2018), choć część wyznaczeń daje również efekt zerowy (Groenewegen, 2013), bądź zbliżony do wyników otrzymanych na drodze teoretycznej (Romaniello i in., 2008). Wyznaczenie tego efektu na drodze empirycznej może być przeprowadzone, gdy znane są precyzyjne odległości do cefeid o różnej zawartości metali. Pomiary geometrycznych odległości do pobliskich gwiazd, wykonywane obecnie z dużą dokładnością w ramach misji kosmicznej *Gaia* (Gaia Collaboration i in., 2016), jak również wyznaczenia odległości do Wielkiego i Małego Obłoku Magellana (LMC i SMC) za pomocą układów podwójnych z precyzją sięgającą 1% (Pietrzyński i in., 2019; Graczyk i in., 2020), umożliwiają dokładne badania wskaźników odległości w trzech galaktykach, w których panują różne warunki środowiskowe, w tym również metaliczność. Dokładne wyznaczenie wpływu metaliczności na jasności absolutne cefeid klasycznych poprzez analizę tego typu gwiazd w Drodze Mlecznej i w Obłokach Magellana było celem badań opisanych w rozdziale 3 niniejszej rozprawy.

Obecność błędów systematycznych obciążających pomiary odległości może być stwierdzona jedynie wtedy, gdy dysponujemy kilkoma niezależnymi i precyzyjnymi metodami wyznaczania odległości do tych samych obiektów. Jeżeli wyniki otrzymane niezależnymi metodami są ze sobą zgodne, a precyzja każdej z zastosowanych metod jest duża, można mieć pewność, iż otrzymana odległość jest bliska rzeczywistej. Jeżeli jednak wyniki są rozbieżne, konieczna jest weryfikacja zastosowanych metod i usunięcie możliwych błędów systematycznych. Wymagane jest zatem poszukiwanie i kalibrowanie alternatywnych metod wyznaczania odległości, co było motywacją do prowadzenia badań opisanych w rozdziałach 4 i 5. Wykorzystano w nich wyznaczenia paralaks z misji kosmicznej *Gaia* dla pobliskich cefeid II typu, czyli gwiazd pulsujących należących do starej populacji (tzw. populacji II), do wykalibrowania dwóch metod wyznaczania odległości za pomocą tego typu gwiazd: zależności PL oraz metody Baadego-Wesselinka (BW). W rozdziale 4 przedstawione jest wyznaczenie zależności PL dla cefeid II typu z okolicy Słońca na podstawie paralaks z misji *Gaia* oraz nowych danych fotometrycznych w bliskiej podczerwieni. W rozdziale 5 zaprezentowane są natomiast wyznaczenia tzw. współczynnika projekcji, kluczowego parametru w pomiarach odległości za pomocą geometrycznej metody BW, dla 2 pobliskich cefeid II typu.



Rysunek 1.2: Widok ogólny obserwatorium Cerro Armazones (OCA). Autor: M. Kałuszyński

Przedstawione w niniejszej rozprawie badania prowadzone były w ramach projektu *Araucaria* (Pietrzyński i in., 2002; Gieren i in., 2005a), którego głównym celem jest kalibracja kosmicznej skali odległości, a co z tym idzie, również stałej Hubble’a, z dokładnością sięgającą 1%. Pierwszym krokiem do tego celu jest minimalizacja błędów systematycznych obciążających pierwotne wskaźniki odległości, dlatego badania projektu skupione są na pobliskich galaktykach Grupy Lokalnej. Do tej pory w ramach projektu *Araucaria* opublikowane zostało blisko 60 wyznaczeń odległości do około 20 pobliskich galaktyk, w tym wyznaczenia odległości do LMC i SMC, galaktyk kluczowych w kosmicznej skali odległości, z dokładnością odpowiednio 1% i 2% (Pietrzyński i in., 2019; Graczyk i in., 2020). W badaniach wykorzystywane są obserwacje fotometryczne, spektroskopowe i interferometryczne, wykonywane za pomocą najwyższej klasy instrumentów naziemnych, a także teleskopów kosmicznych, w zakresie fal optycznych oraz podczerwonych. Kluczowe w badaniach zaprezentowanych w rozdziałach 4 oraz 5 są obserwacje wykonane za pomocą dwóch instrumentów znajdujących się w Obserwatorium *Cerro Armazones* (OCA) w Chile (Ramolla i in., 2016), które od 2018 roku jest dedykowane dla projektu *Araucaria*. Pierwszym z instrumentów jest kamera podczerwona IRIS (Hodapp i in., 2010), zamontowana na teleskopie o aperturze wynoszącej 0,8 m. Teleskop ten jest obecnie unikatowym w skali światowej instrumentem pozwalającym na obserwacje jasnych gwiazd w zakresie bliskiej podczerwieni. Drugim instrumentem jest kamera optyczna VYSOS16 (Ramolla i in., 2013), zamontowana na teleskopie o średnicy zwierciadła głównego 0,4m. Dostęp do czasu obserwacyjnego na tych dwóch teleskopach pozwala na wykonanie szeregów czasowych obserwacji fotometrycznych, które w połączeniu z paralaksami wyznaczonymi w ramach misji *Gaia*, pozwolą na kalibracje wielu metod pomiarów odległości z wysoką dokładnością. Rysunek 1.2 przedstawia widok ogólny OCA, natomiast rysunki 1.3 i 1.4 fotografie teleskopów IRIS i VYSOS16.

W rozdziale 2 rozprawy przedstawione zostały podstawy wyznaczania odległości we Wszechświecie, wprowadzenie do metod będących przedmiotem niniejszej rozprawy oraz opis kilku innych metod, używanych do budowania drabiny odległości. Rozdział 3 przedstawia badania nad wpływem metaliczności na jasności absolutne cefeid klasycznych. Rozdziały 4 oraz 5 dotyczą kalibracji zależności PL oraz metody BW dla cefeid II typu. Podsumowanie i wnioski z badań zamieszczone zostały w rozdziale 6.



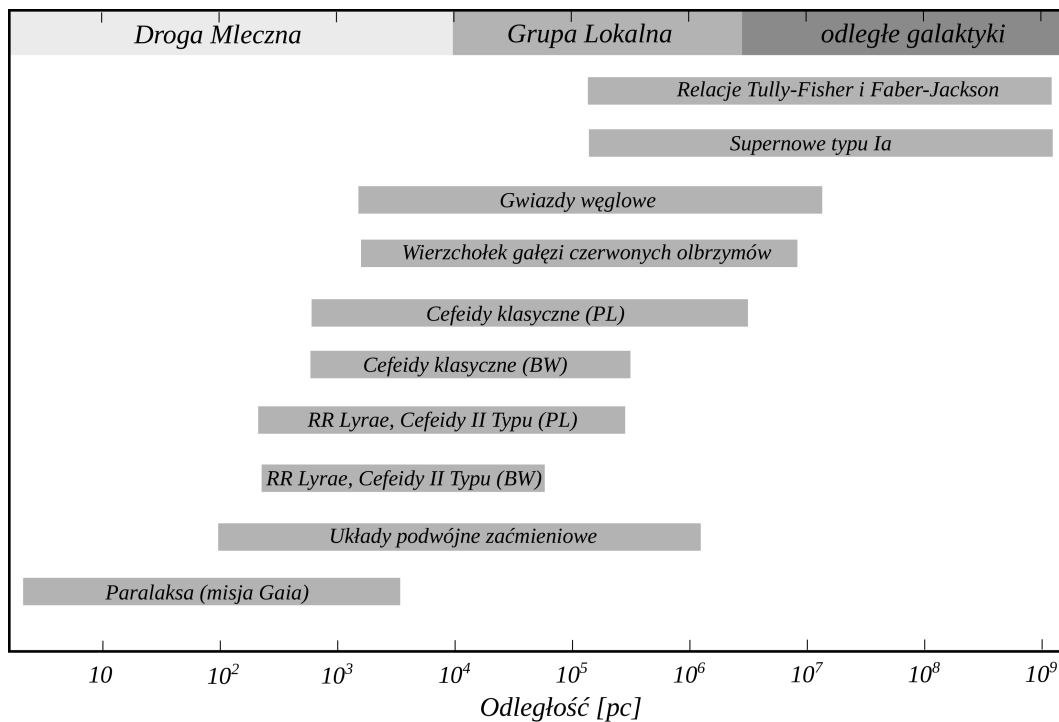
Rysunek 1.3: Teleskop 0,8m z kamerą podczerwoną IRIS. Autor: M. Ramolla



Rysunek 1.4: Teleskop VYSOS16. Autor: M. Ramolla

2 Kosmiczna drabina odległości

Odległości gwiazd i galaktyk wyrażane są w latach świetlnych (ly, 1ly=9,46×10¹²km) lub w parsekach (pc, 1pc=3,26ly). Najbliższe gwiazdy (układ wielokrotny α Cen) odległe są o około 4,4 ly. Dystans do LMC, jednej z najbliższych galaktyk, wynosi około 1,6×10⁵ly, natomiast najodleglejsze obserwowane galaktyki znajdują się w odległości około 1,3×10¹⁰ ly. Duża rozpiętość skali odległości sprawia, że w praktyce niemożliwe jest zastosowanie jednej metody wyznaczania odległości do wszystkich obserwowanych gwiazd czy galaktyk, dlatego budowana jest tzw. drabina odległości. Drabina ta jest sekwencją metod, pozwalających wykonywać pomiary do coraz odleglejszych obiektów, lecz posiadających wspólny zakres, co pozwala na kalibrację kolejnej metody na podstawie wyznaczeń odległości na poprzednim szczeblu drabiny. Wybrane metody, wykorzystywane przy budowaniu drabiny odległości, przedstawione zostały na rysunku 2.1.



Rysunek 2.1: Wybrane metody stosowane do budowania drabiny odległości wraz z zakresem ich stosowalności.

2.1 Geometryczne pomiary odległości

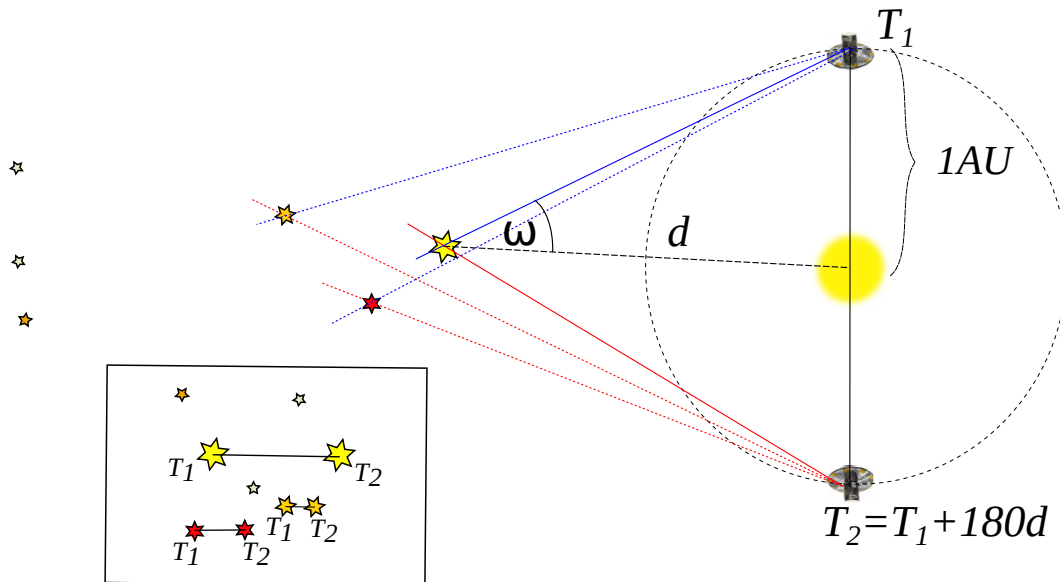
Najniższym szczeblem drabiny odległości są metody geometryczne, czyli wykorzystujące zależność pomiędzy rozmiarem liniowym gwiazdy (lub, jak w przypadku paralaksy, przemieszczenia) R , jej widomym rozmiarem kątowym θ , oraz odległością d :

$$\operatorname{tg}\theta \approx \theta = \frac{R}{d} \quad (2.1)$$

Przybliżenie $\operatorname{tg}\theta \approx \theta$ może być zastosowane dla małych kątów. Metodami umożliwiającymi geometryczny pomiar odległości są np. paralaksa roczna pobliskich gwiazd, układy podwójne zaćmieniowe i metoda Baadego-Wesselinka dla gwiazd pulsujących.

2.1.1 Paralaksa

Pierwsze wyznaczenia odległości do gwiazd wykonane zostały z wykorzystaniem zjawiska paralaksy. Pobliska gwiazda obserwowana z dwóch różnych kierunków zmienia nieco swoje położenie na tle odleglejszych gwiazd. Schemat powstawania tego zjawiska przedstawiony został na rysunku 2.2. Kątowa zmiana położenia gwiazdy na niebie (ω) nosi nazwę paralaksy i z prostej geometrii (wzór 2.1) pozwala wyznaczyć odległość do gwiazdy, jeżeli znana jest odległość pomiędzy położeniami obserwatorów. Dla hipotetycznej gwiazdy oddalonej o 1 pc, kąt paralaksy wynosi $1''$ jeżeli odległość pomiędzy obserwatorami równa jest 1AU ². W praktyce, aby możliwe było mierzenie odległości do gwiazd za pomocą paralaksy, dystans pomiędzy położeniami obserwatorów powinien być porównywalny z rozmiarem orbity Ziemi. Obserwacje gwiazdy nie muszą być wykonane w tej samej chwili czasu, dlatego wykorzystywany jest ruch Ziemi wokół Słońca, a pozycja gwiazdy mierzona jest w różnych położeniach Ziemi na orbicie. Paralaksa taka nosi nazwę paralaksy heliocentrycznej lub paralaksy rocznej. Pierwsze wyznaczenia paralaks najbliższych gwiazd zostały wykonane w pierwszej połowie XIX wieku przez Otto Wilhelma von Struve (1819–1905), Friedricha Wilhelma Bessela (1784–1846, jako pierwszy zastosował do tego celu heliometr) oraz Thomasa Hendersona (1798–1844). Na początku XX wieku, dzięki zastosowaniu fotografii w obserwacjach astronomicznych, znane były paralaksy około 350 gwiazd (Kapteyn & Weersma, 1910). Pod koniec XX wieku, największy katalog paralaks (*Yale Trigonometric Parallaxes* van Altena i in., 1995) zawierał pomiary dla około 8000 gwiazd z przeciętną dokładnością 10 mas (milisekund kątowych). Ruchy mas powietrza atmosfery ziemskiej sprawiają, że otrzymywane obrazy gwiazd stają się rozmyte co utrudnia precyzyjne pomiary astrometryczne, konieczne do wyznaczania paralaks. Szybko zatem zostały wyczerpane możliwości wyznaczania paralaks poprzez naziemne obserwacje.



Rysunek 2.2: Schemat wyjaśniający zjawisko paralaksy. Zmiana położenia obserwatora (punkty T_1 i T_2) poruszającego się po orbicie orbicie wokół Słońca, powoduje zmianę pozycji pobliskich gwiazd na tle gwiazd odległych. Kąt paralaksy ω zależy od odległości gwiazdy d . W prostokątnej ramce przedstawiona jest zmiana położenia gwiazd na niebie.

Najskuteczniejszym sposobem na pozbycie się negatywnego wpływu atmosfery na obserwacje, jest wyniesienie teleskopu w przestrzeń kosmiczną. Pierwszą misją kosmiczną,

²jednostka astronomiczna, $1\text{AU} \approx 1,5 \times 10^8$ km

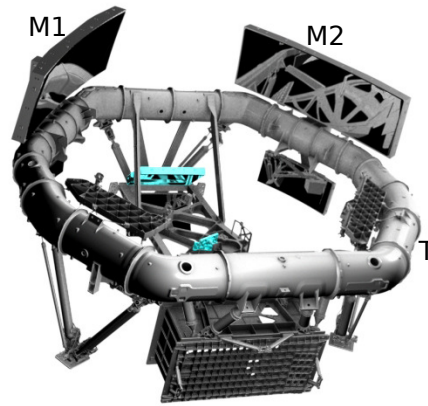
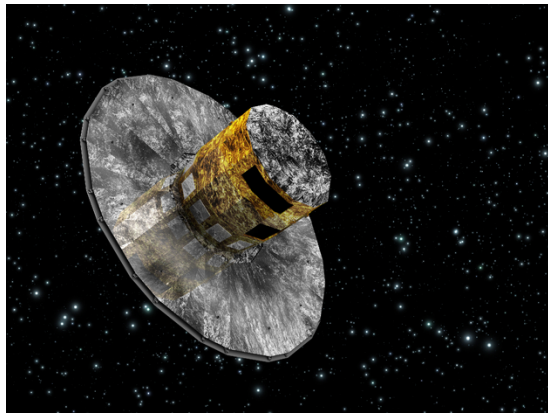
której głównym celem były pomiary paralaks gwiazd, była misja Europejskiej Agencji Kosmicznej (ESA) *Hipparcos* (Perryman, 1989). Wyniesiony na orbitę w 1989 roku, teleskop *Hipparcos* przez 3 lata wykonywał pomiary pozycji gwiazd. Dodatkowym utrudnieniem w precyzyjnym wyznaczeniu paralaks jest wybór gwiazd referencyjnych, gdyż w danym polu wszystkie gwiazdy przesuwają się w takim samym kierunku, a kąt przesunięcia zależy tylko od odległości gwiazdy. *Hipparcos* wyposażony został w główne zwierciadło o aperturze 0,29m, oraz specjalny zestaw dwóch zwierciadeł, pozwalających na jednoczesną obserwację dwóch pól odległych od siebie o 58° , z których obraz kierowany był na jeden detektor. Gwiazdy w takich dwóch polach wykonują ruch paralaktyczny w różnych kierunkach, co ułatwia wyznaczenie referencyjnych pozycji gwiazd. Precyzja wyznaczeń paralaks *Hipparcosa* wynosiła 1 mas, co przekłada się na względny błąd wyznaczonych paralaks rzędu 10% dla około 20000 gwiazd, oraz 20% dla kolejnych 50000 gwiazd. Ze względu na niewielki rozmiar zwierciadła głównego, zasięg teleskopu ograniczony był do jasności wizualnej 13 mag.

Pomiary paralaks wykonywane były również za pomocą kosmicznego teleskopu Hubble'a. Jednym z instrumentów użytych do pomiarów astrometrycznych był interferometr *Fine Guidance Sensor*, a dokładność wyznaczenia paralaks pobliskich cefeid była na poziomie 8% (Benedict i in., 2007). Paralaksy wyznaczane były również za pomocą *Wide Field Camera 3* w trybie obserwacji zwanym skanowaniem, polegającym na przesuwaniu teleskopu w trakcie obserwacji (Riess i in., 2018). Taki sposób prowadzenia obserwacji pozwalał na precyzyjne pomiary względnych położenia gwiazd na podstawie powstających na obrazach śladów, oraz umożliwiał obserwacje jasnych gwiazd. Dokładność pomiarów paralaks tym sposobem wynosiła około 10%.

Misja kosmiczna Gaia Następcą teleskopu *Hipparcos* jest teleskop kosmiczny *Gaia* (lewy panel rysunku 2.3, Gaia Collaboration i in., 2016). Umieszczony on został w punkcie libracyjnym L2 układu Ziemia–Słońce–Księżyc w roku 2013 i od tego czasu wykonuje pomiary pozycji gwiazd o jasności wizualnej większej niż 20 mag z dokładnością sięgającą 0,024 mas, co z kolei umożliwia dokładne pomiary ich paralaks i ruchów własnych. Dodatkowo wykonywana jest fotometria w pasmach optycznych G , G_{BP} oraz G_{RP} , oraz widma średniej rozdzielczości ($R \approx 11000$), co pozwoli na stworzenie dokładnej mapy około dwóch miliardów gwiazd w Drodze Mlecznej. Misja planowana była początkowo na 5 lat, jednak została przedłużona o co najmniej kolejne 3 lata ³.

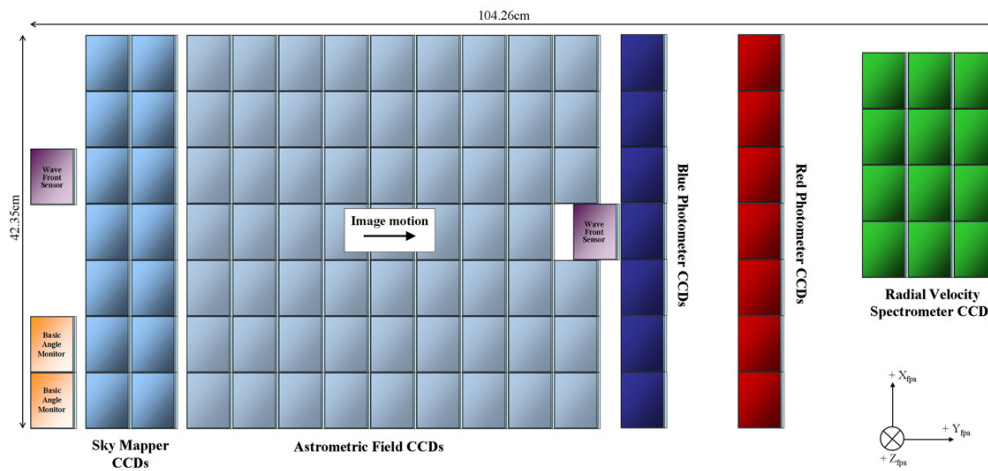
Prawy panel rysunku 2.3 przedstawia system optyczny teleskopu. *Gaia* posiada dwa zwierciadła główne (M1, M2) o wymiarach $1,45\text{m} \times 0,5\text{m}$. Pozwalają one na jednoczesne obserwacje pól odległych od siebie o $106,5^\circ$. Obraz ze zwierciadeł kierowany jest do wspólnego ogniska, w którym znajduje się 106 matryc CCD. Schemat zestawu detektorów umieszczonych w ognisku teleskopu zaprezentowany jest na rysunku 2.4. Teleskop wykonuje ciągły ruch obrotowy wokół osi prostopadłej do płaszczyzny wyznaczonej przez torus (T), przez co obrazy gwiazd bezustannie przesuwają się w płaszczyźnie ogniskowej. Taki sposób obserwacji wymaga czytywania danych z detektorów zsynchronizowanego z prędkością przemieszczania się gwiazd. Obrazy gwiazd przechodzą najpierw przez detektory kąta bazowego (kolor pomarańczowy) oraz czoła fali (kolor fioletowy), co pozwala na precyzyjne pomiary kąta pomiędzy zwierciadłami oraz zniekształcenia obrazu wynikającego z nieprawidłowego ustawienia i ogniskowania zwierciadeł, a następnie wprowadzenie ewentualnych poprawek. Kolejny zestaw stanowią dwa rzędy matryc, których zadaniem jest detekcja pojawiających się w polu widzenia gwiazd (sekcja *Sky Mapper*). Główną część

³Plan misji *Gaia* dostępny jest pod adresem <https://sci.esa.int/web/gaia/>



Rysunek 2.3: Lewy panel: teleskop kosmiczny *Gaia* (wizja artystyczna). Prawy panel: układ optyczny teleskopu *Gaia*. Widoczne są dwa główne zwierciadła M1 i M2 o wymiarach $1,45\text{m} \times 0,5\text{m}$, obserwujące jednocześnie dwa obszary nieba o separacji $106,5^\circ$. Źródło: <https://sci.esa.int/web/gaia>

detektora stanowi zestaw 62 matryc służących do wykonywania astrometrii (*Astrometric Field CCDs*). Dalej znajdują się dwa zestawy matryc odpowiedzialnych za fotometrię (*Blue Photometric CCDs* i *Red Photometric CCDs*) oraz na końcu matryce spektrografu.

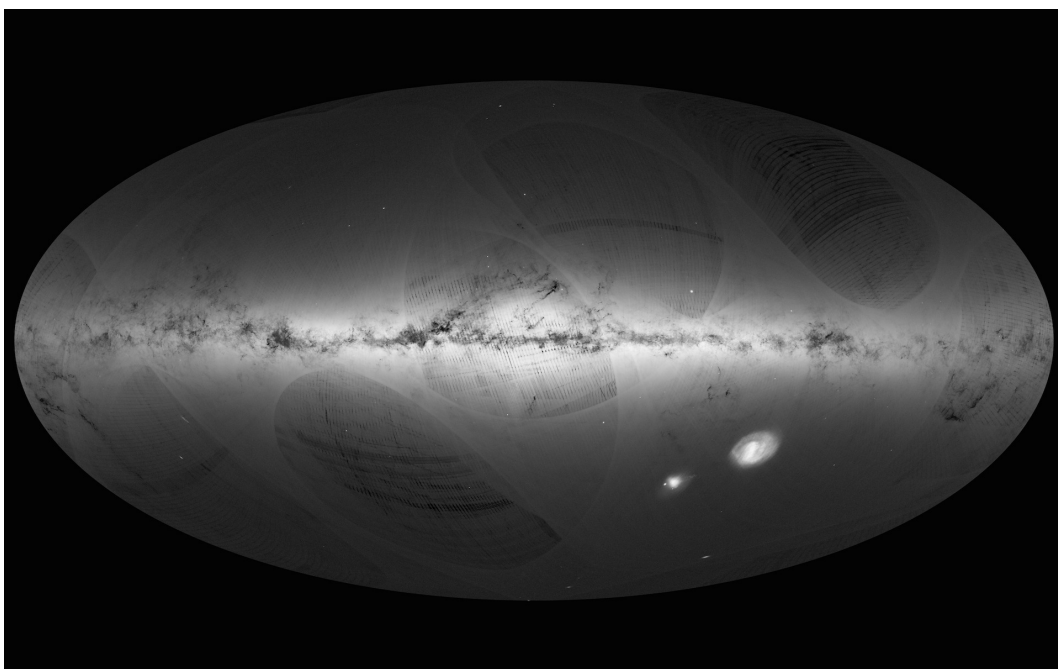


Rysunek 2.4: Zestaw detektorów teleskopu *Gaia*, składający się ze 106 matryc CCD. Strzałka na środku wskazuje kierunek przesuwania się gwiazd w trakcie obserwacji (szczegół w tekście). Źródło: <https://sci.esa.int/web/gaia>

Oś obrotu teleskopu zachowuje stały kąt względem osi wyznaczonej przez kierunek ku Słońcu (45°) i wykonuje wokół tejże osi ruch precesyjny z okresem 63 dni. Częstość obserwacji różnych obszarów nieba zależy od szerokości ekliptycznej, co widoczne jest na rysunku 2.5 przedstawiającym mapę fotometryczną Drogi Mlecznej stworzoną na podstawie pierwszej wersji katalogu misji *Gaia*. Widoczne są na niej struktury, będące artefaktami wynikającymi z różnic w częstości obserwacji różnych obszarów nieba. Liczba obserwacji przekłada się również na dokładność wyznaczonych paralaks, zatem podobne artefakty będą obserwowane na mapie rozkładu precyzji wyznaczenia paralaks. Różnice te będą malały wraz ze zwiększaniem liczby obserwacji w ciągu kolejnych lat misji. Dla każdego

obszaru nieba w ciągu całej misji zostanie wykonanych średnio około 80 pomiarów.

Duże zwierciadła teleskopu *Gaia* pozwalają na detekcję odległych kwazarów, które posłużą do stworzenia referencyjnego układu współrzędnych. Docelowa dokładność wyznaczenia paralaks przez teleskop *Gaia* ma wynosić poniżej 1% dla gwiazd w odległościach mniejszych niż 1pc, poniżej 5% dla gwiazd bliższych niż 5kpc, oraz około 10% dla odległości 10kpc. Wyniki misji publikowane są sukcesywnie w kolejnych katalogach. Najnowszy, trzeci katalog opublikowany w 2020 roku (*Early Data Release 3* Lindegren i in., 2021a) zawiera paralaksy blisko 1,5 mld gwiazd. Dla gwiazd w odległościach do 1kpc osiągnięta została dokładność 1%, dla gwiazd oddalonych o 5kpc dokładność wynosi obecnie około 10%.



Rysunek 2.5: Mapa fotometryczna stworzona na podstawie pierwszej wersji katalogu misji *Gaia*. Widoczne są artefakty wynikające z różnic w częstotliwości obserwacji poszczególnych fragmentów nieba. Źródło: <https://sci.esa.int/web/gaia>

Choć zależność pomiędzy paralaksą a odległością jest prosta (równanie 2.1), ze względu na błąd pomiaru paralaks wyznaczone odległości oraz jasności absolutne mogą być obciążone błędem systematycznym. Trumpler & Weaver (1953) zauważyli, że błąd systematyczny pojawia się, gdy jako kryterium wyboru gwiazd z wyznaczonymi paralaksami przyjęta zostanie pewna minimalna wartość paralaksy (ω_{min}). Dla części gwiazd zmierzona paralaksa ω_{min} jest większa od rzeczywistej paralaksy (tj. są położone dalej niż wynikałoby to ze zmierzonej paralaksy). Z drugiej strony, część gwiazd, które mają rzeczywiste paralaksy większe niż przyjęta graniczna wartość ω_{min} , zostanie odrzucona, gdyż ich zmierzone paralaksy będą poza tym limitem. Jeśli założymy, że gęstość gwiazd w przestrzeni jest stała, liczba gwiazd przypadająca na przedział paralaksy ($\omega, \omega + d\omega$) jest odwrotnie proporcjonalna do ω^4 . Wynika z tego, że więcej jest gwiazd o rzeczywistej paralaksie mniejszej od ω_{min} niż większej od tego limitu. Skutkuje to niedoszacowaniem średniej jasności absolutnej badanej próbki. Efekt ten jest tym większy, im większa jest niepewność wyznaczenia paralaksy.

Lutz & Kelker (1973) stwierdzili jednak, że problem ten nie dotyczy tylko pewnej granicznej paralaksy ω_{min} , lecz istnieje on dla dowolnej obserwowanej paralaksy, tj. więcej gwiazd o obserwowanej paralaksie ω_0 ma rzeczywistą paralaksę mniejszą od tej wartości. Analizując rozkład prawdopodobieństwa paralaksy rzeczywistej przy paralaksie obserwowanej ω_0 , wywnioskowali oni, że błąd systematyczny zależy wyłącznie od błędu względnego wyznaczenia paralaksy (σ_ω/ω) i wyznaczyli poprawki jasności absolutnej, które powinny zostać przyjęte dla danej wartości σ_ω/ω . Przy niepewności paralaks wynoszącej 2% błąd jest na poziomie 0,01mag, dla 5% jest to 0,02mag, natomiast przy 10%, błąd może sięgać 0,1mag. Praca ta zapoczątkowała dyskusję na temat możliwych błędów związanych z wyznaczaniem odległości i jasności absolutnych z paralaks, zwłaszcza w dobie obserwacji teleskopu *Hipparcos*. Dodatkowym problemem przy znacznych błędach pomiaru paralaks jest pojawianie się ujemnych wartości paralaks, co uniemożliwia wyznaczenie odległości. Odrzucenie takich paralaks skutkuje jednak dodatkowym efektem systematycznym (Lanoix i in., 1999). Błąd odległości bądź jasności absolutnej wyznaczonej z paralaksy, w przeciwieństwie do błędu wyznaczenia samej paralaksy, nie jest dany rozkładem normalnym, co dodatkowo komplikuje sprawę. Możliwe błędy systematyczne, związane z niepewnością wyznaczenia paralaks, nazywane są efektem *Lutza-Kelkera* (LK).

W przypadku paralaks z teleskopu *Hipparcos*, ze względu na znaczne niepewności pomiarów, istnienie tego efektu mogło mieć dosyć duże znaczenie. Według wielu autorów wielkość efektu LK w oryginalnej pracy Lutz & Kelker (1973) jest najprawdopodobniej przeszacowana (Lanoix i in., 1999; Koen & Laney, 1998), choć rzeczywisty jego wpływ jest trudny do zweryfikowania ze względu na brak niezależnej informacji o odległościach gwiazd. Założenie stałej gęstości gwiazd w przestrzeni nie jest oczywiście spełnione we wszystkich kierunkach, zatem efekt ten nie powinien być szacowany globalnie lecz osobno dla różnych próbek gwiazd. Pewne jest natomiast, że wielkość efektu jest silnie zależna od względnej niepewności pomiarów paralaks, zatem jego wpływ na odległości i jasności absolutne wyznaczone z precyzyjnych pomiarów z teleskopu *Gaia* powinien być w większości przypadków zanedbywalny. Minimalizacja efektu jest dodatkowo możliwa poprzez oszacowanie jasności absolutnej z tzw. funkcji jasności astrometrycznej (ang. *Astrometric Based Luminosity*, *ABL*; Feast & Catchpole, 1997; Arenou & Luri, 1999), zdefiniowanej jako:

$$ABL = \omega 10^{0.2m-2} = 10^{M/5} \quad (2.2)$$

gdzie m jest jasnością widomą gwiazdy, natomiast M jej jasnością absolutną. Zastosowanie *ABL* pozwala na wykonywanie obliczeń w przestrzeni paralaks, dzięki czemu zachowany jest rozkład normalny błędów i nie ma konieczności odrzucania ujemnych paralaks.

2.1.2 Układy podwójne zaćmieniowe

Układy podwójne również pozwalają na geometryczne pomiary odległości (Paczynski & Sasselov, 1997). Pobliskie układy podwójne, których składniki mogą być rozdzielone (układy astrometryczne) pozwalają na precyzyjne pomiary odległości z wyznaczonych rozmiarów orbit.

W kalibracji kosmicznej skali odległości ważną rolę odgrywają rozdzielone układy podwójne zaćmieniowe (Guinan i in., 1996; Paczynski & Sasselov, 1997). Rozmiary fizyczne gwiazd mogą zostać wyznaczone poprzez modelowanie układu na podstawie krzywej zmian blasku oraz krzywych prędkości radialnych składników układu. Modelowanie układu pozwala również na oszacowanie indywidualnych wskaźników barwy każdej z gwiazd. Wskaźnik barwy jest ściśle związany z temperaturą efektywną, która z kolei determinuje

jasność powierzchniową gwiazdy, zdefiniowaną jako:

$$F_V = 4,2207 - 0.1V - 0,5 \log \theta \quad (2.3)$$

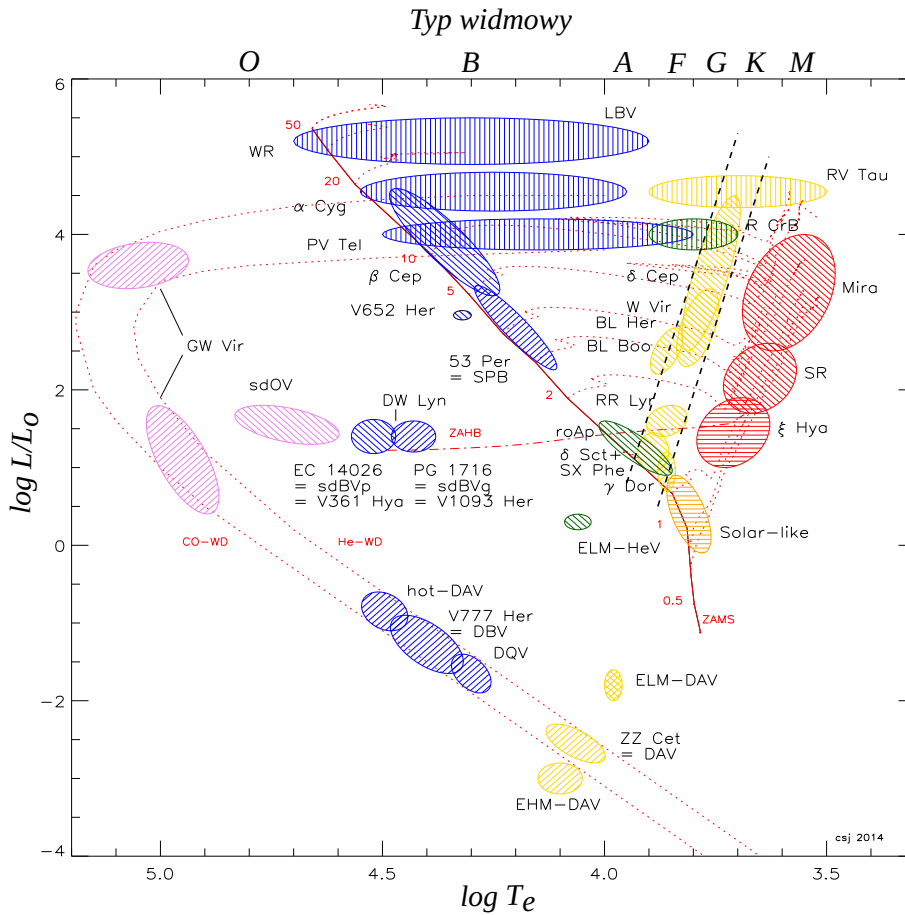
gdzie V jest jasnością w paśmie V , θ rozmiarem kątowym gwiazdy (Barnes i in., 1975). Szersze omówienie tej wielkości znajduje się w rozdziale 2.1.3. Obserwowana liniowa zależność pomiędzy tak zdefiniowaną jasnością powierzchniową i wskaźnikiem barwy (np. $V - K$), pozwala w prosty sposób wyznaczyć rozmiar kątowy gwiazdy. Znając liniowe oraz kątowe rozmiary gwiazd, z równania 2.1 można wyznaczyć odległości każdej z nich. Metoda ta pozwala na osiągnięcie wysokiej dokładności, zwłaszcza dla gwiazd późnych typów widmowych, dla których zależność jasność powierzchniowa–wskaźnik barwy jest precyzyjnie wykalibrowana (np. Di Benedetto, 2005; Pietrzyński i in., 2019). Zasięg tej metody pozwala na wyznaczanie odległości w obrębie Drogi Mlecznej oraz pobliskich galaktyk Grupy Lokalnej. Pietrzyński i in. (2019) oraz Graczyk i in. (2020) wykorzystali układy podwójne do wyznaczenia odległości do LMC i SMC z dokładnością odpowiednio 1% i 2%.

2.1.3 Gwiazdy pulsujące radialnie. Metoda Baadego-Wesselinka

Gwiazdy pulsujące zmieniają cyklicznie swoje rozmiary oraz temperaturę efektywną, a co za tym idzie również jasność. Pulsacje mogą zachodzić z zachowaniem symetrii sferycznej gwiazdy, zwane są wtedy radialnymi, bądź bez zachowania symetrii (pulsacje nieradialne). Gwiazdy pulsujące dzielą się na wiele typów, jednak do pomiarów odległości stosowane są tylko niektóre z nich. Poniższy opis dotyczy gwiazd pulsujących radialnie, które używane są jako wskaźniki odległości, czyli przede wszystkim cefeid klasycznych (δ Cep), cefeid anomalnych, cefeid II typu, gwiazd typu RR Lyr, δ Sct, oraz o Cet (miry).

Pulsacje w wymienionych powyżej typach gwiazd wzbudzone są w wyniku działania mechanizmów κ i γ , gdzie pierwszy związany jest ze wzrostem współczynnika nieprzezroczystości (κ) warstwy częściowej jonizacji helu lub wodoru w trakcie kontrakcji gwiazdy i spadku w trakcie ekspansji, zaś drugi wynika z mniejszej wartości wykładnika adiabaty (γ) tej warstwy w stosunku do warstw sąsiadujących (Cox, 1960; Zhevakin, 1963). Na diagramie Hertzsprunga–Russella (HR) gwiazdy, w których odpowiednie strefy jonizacji mogą doprowadzić do pulsacji, grupują się w obszarach zwanych pasami niestabilności. Rysunek 2.6 przedstawia diagram HR z zaznaczonym położeniem różnych typów gwiazd pulsujących. Obszar pomiędzy czarnymi, przerywanymi liniami nazywany jest głównym pasem niestabilności i związany on jest pulsacjami wywołanymi przez warstwę częściowej jonizacji helu He II. W obszarze tego pasa znajdują się cefeidy klasyczne, cefeidy II typu oraz cefeidy anomalne, a także gwiazdy typu RR Lyr, δ Sct i γ Dor. Istnienie granic pasa niestabilności od strony wyższych temperatur wynika ze zbyt płytkiego położenia strefy jonizacji, aby mogła wzbudzić pulsacje, natomiast od strony niskich temperatur mechanizm nieprzezroczystości jest nieefektywny ze względu na zdominowanie transportu energii przez konwekcję (Catelan & Smith, 2015).

Pulsacje gwiazd mogą zachodzić w różnych modach. W modzie fundamentalnym cała otoczka biorąca udział w pulsacjach ekspanduje bądź kurczy się jednocześnie. W pierwszym modzie wzbudzonym otoczka podzielona jest na dwie warstwy pulsujące w przeciwfazie. Wyższe mody mają odpowiednio więcej warstw, gdzie sąsiednie warstwy wykonują pulsacje w przeciwfazie. Obserwowane są również gwiazdy, w których pulsacje zachodzą w kilku modach jednocześnie. Pulsacje w wyższych modach zachodzą z krótszymi okresami pulsacji, zatem dla gwiazd w różnych modach pulsacji istnieją różne zależności PL (Catelan & Smith, 2015).

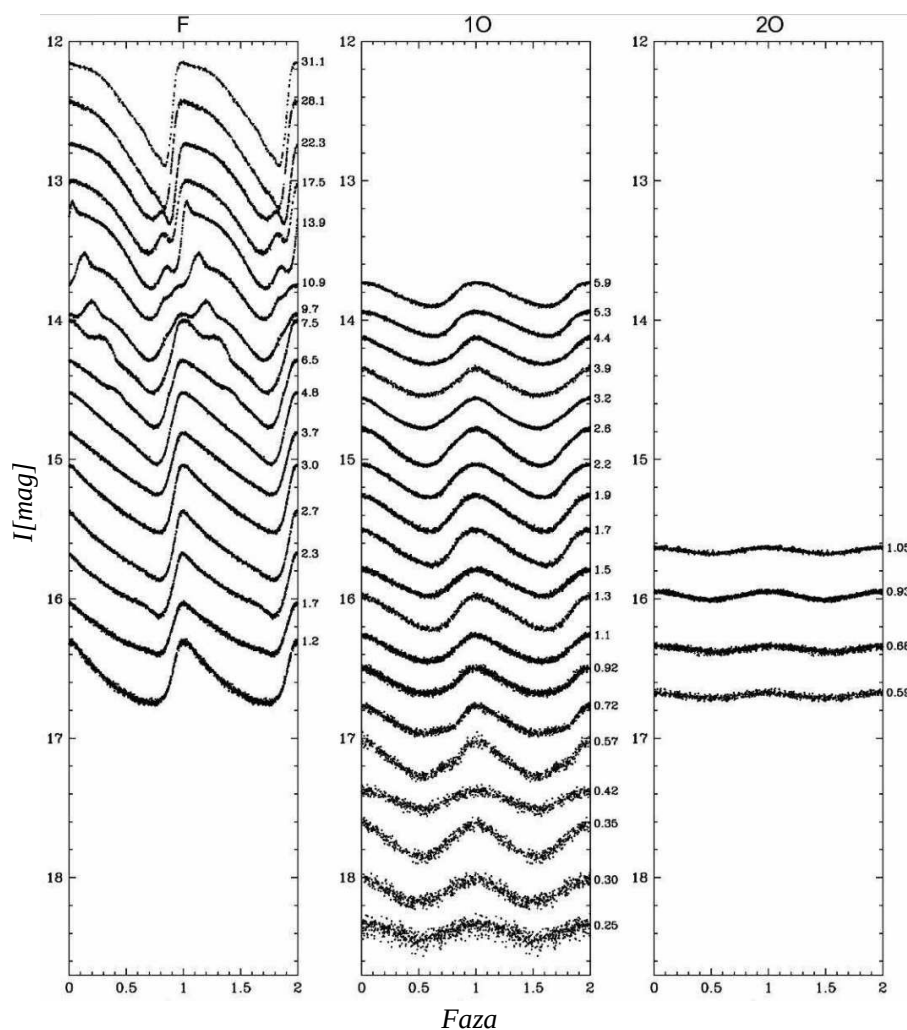


Rysunek 2.6: Diagram Hertzsprunga-Russella z zaznaczonymi położeniami gwiazd pulsujących poszczególnych typów. Obszar pomiędzy czarnymi przerywanymi liniami zwany jest głównym pasem niestabilności. Źródło: [Jeffery & Saio \(2016\)](#)

Cefeidy klasyczne Gwiazdy typu δ Cep, czyli cefeidy klasyczne, są gwiazdami I populacji, zatem obserwowane są w galaktykach zawierających młodą populację gwiazd, a więc przede wszystkim w dyskach galaktyk spiralnych. Ze względu na znaczne jasności absolutne (do -6 mag w paśmie V), obecnie istniejące instrumenty pozwalają na ich obserwacje w galaktykach odległych nawet o 30 Mpc, co czyni je ważnymi wskaźnikami odległości do galaktyk, w których obserwowane były wybuchy supernowych Ia. Liczna populacja cefeid w Drodze Mlecznej oraz w Obłokach Magellana pozwala na dokładne badanie tych gwiazd oraz precyzyjną kalibrację zależności okres–jasność ([Bhardwaj, 2020](#)).

Masy cefeid klasycznych zawierają się w przedziale od $2M_{\odot}$ do około $10M_{\odot}$, a ich wiek szacowany jest na od $\sim 10^7$ do $\sim 10^8$ lat ([Catelan & Smith, 2015](#)). Cefeidy wchodzą w pas niestabilności pierwszy raz w trakcie przechodzenia w stadium czerwonego olbrzyma (gdzie zachodzi synteza wodoru w otoczce gwiazdy), lecz ze względu na szybki przebieg tylko nieliczne gwiazdy są obserwowane na tym etapie ewolucji (tzw. przerwa Hertzsprunga na diagramie HR). Kolejne przejście przez pas niestabilności następuje w trakcie tzw. niebieskiej pętli w trakcie syntezy helu w jądrze gwiazdy. Jako gwiazdy młodej populacji, cefeidy klasyczne są stosunkowo bogate w metale ($-1 < [Fe/H] < 0,5$ dex). Obserwowane okresy pulsacji cefeid klasycznych w modzie fundamentalnym wynoszą od około 1 dnia do 130 dni. Dość znaczna część cefeid klasycznych może należeć do układów podwójnych ([Szabados, 2003](#); [Karczmarek i in., 2020](#); [Kervella i in., 2019](#); [Pilecki i in., 2021](#)) oraz posiadać pyłowe otoczki ([Kervella i in., 2009](#)), co może być źródłem błędów systematycznych przy pomiarach odległości za pomocą tego typu gwiazd.

Rysunek 2.7 przedstawia typowe krzywe blasku cefeid klasycznych pulsujących w modzie fundamentalnym oraz w pierwszym i drugim modzie wzbudzonym, dla różnych okresów pulsacji. Krzywe blasku cefeid o zbliżonym okresie pulsacji tylko nieznacznie różnią się kształtem. Obserwowane zmiany okresów pulsacji cefeid mogą być wyjaśnione przemieszczaniem się gwiazd przez pas niestabilności w wyniku ewolucji (Pietrukowicz, 2002; Fadeyev, 2013). Charakterystyczną cechą krzywych blasku cefeid pulsujących w modzie fundamentalnym jest tzw. progresja Hertzsprunga (ang. *Hertzsprung progression*), będąca dodatkowym wzrostem i spadkiem jasności gwiazd, obecnym w krzywych blasku cefeid o okresach pomiędzy 7–17 dni. Faza występowania progresji skorelowana jest z okresem pulsacji cefeid, a jej obecność tłumaczona jest odbiciem fali akustycznej, powstającej w trakcie kontrakcji gwiazdy, od jej wewnętrznych warstw.



Rysunek 2.7: Przykładowe krzywe zmian blasku cefeid klasycznych w paśmie I z Wielkiego Obłoku Magellana. Wartości z prawej strony są okresami pulsacji (w dniach) odpowiadającymi poszczególnym krzywym. Źródło: Soszyński i in. (2008a).

Cefeidy II typu Cefeidy II typu, ze względu na przynależność do starej populacji gwiazd, obserwowane są w starym dysku i zgrubieniu centralnym Drogi Mlecznej, halo oraz gromadach kulistych (Bhardwaj, 2020). Poza Drogą Mleczną dość duża liczba tego typu gwiazd została odkryta w Obłokach Magellana (Soszyński i in., 2017a, , około 300 gwiazd) oraz w kilku galaktykach Grupy Lokalnej (Majaess i in., 2009). Przed odkryciem

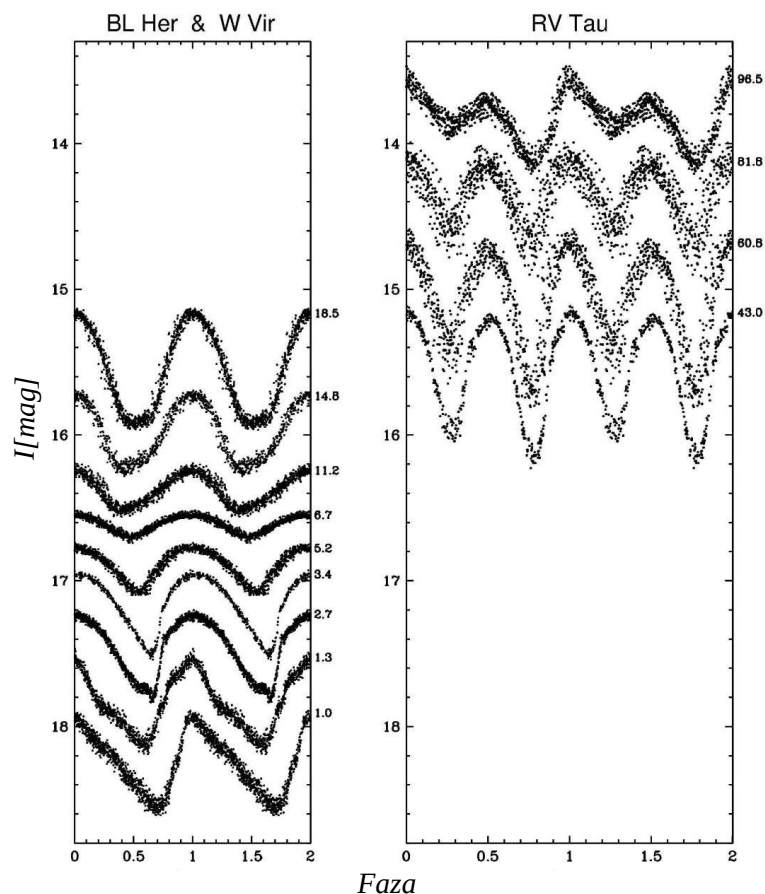
istnienia populacji I i populacji II gwiazd (Baade, 1944, 1958), w pomiarach odległości nie dokonywano rozróżnienia na cefeidy klasyczne i II typu, co skutkowało niedoszacowaniem odległości do galaktyk, gdyż cefeidy II typu są o około 2 wielkości gwiazdowe ciemniejsze od cefeid klasycznych o podobnych okresach pulsacji.

Cefeidy II typu podzielone zostały na 3 główne podtypy, a kryterium przyjętym w tym podziale jest okres pulsacji (Gingold, 1985). Wynika to z faktu, że na diagramie okres–jasność dla cefeid II typu obserwowane są trzy dość dobrze rozdzielone grupy gwiazd. Gwiazdy o okresach pulsacji poniżej około 4 dni nazywane są gwiazdami typu BL Her. Gwiazdy o okresach pulsacji w przedziale od około 4 do 20 dni przynależą do typu W Vir, natomiast te o okresach dłuższych niż 20 dni zwane są gwiazdami typu RV Tau. Podział ten nie jest jednak wyraźny i w różnych środowiskach może się nieco różnić. Soszyński i in. (2008b) wyodrębnili spośród gwiazd typu W Vir podgrupę zwaną osobliwymi gwiazdami W Vir (ang. *peculiar* W Vir, pW Vir). Gwiazdy pW Vir są zwykle bardziej niebieskie oraz jaśniejsze niż zwykłe gwiazdy W Vir.

Ewolucja cefeid II typu nie została do tej pory szczegółowo wyjaśniona. Modele pulsacyjne dają oszacowanie masy tych gwiazd rzędu $0,5\text{--}0,6M_{\odot}$ (Bono i in., 1997). Analizując dwie cefeidy II typu w układach podwójnych z LMC, Pilecki i in. (2017, 2018) wyznaczyli masy dynamiczne tych gwiazd, otrzymując $0,64\pm 0,02$ oraz $1,51\pm 0,09 M_{\odot}$. Obie gwiazdy sklasyfikowane zostały jako pW Vir i najprawdopodobniej wszystkie gwiazdy tego typu są w układach podwójnych (Soszyński i in., 2017a). Krótkookresowe gwiazdy typu BL Her przechodzą przez główny pas niestabilności najprawdopodobniej migrując z niebieskiej części gałęzi horyzontalnej w stronę gałęzi asymptotycznej. Gwiazdy W Vir wchodzą w pas niestabilności w wyniku błysków w helowej otoczce jądra podczas pobytu na gałęzi asymptotycznej przed przejściem w stadium mgławicy planetarnej. Długookresowe gwiazdy RV Tau przechodzą przez pas niestabilności po opuszczeniu gałęzi asymptotycznej. Metaliczności cefeid II typu powinny być zbliżone do pozostałych gwiazd starej populacji, jednak bezpośrednie wyznaczenia metaliczności dla tych gwiazd w literaturze są nieliczne. Metaliczności kilku pobliskich cefeid II typu zostały zmierzone na podstawie widm wysokiej rozdzielczości w pracy Maas i in. (2007) i poza kilkoma wyjątkami mieszczą się w przedziale $-2,5 < [Fe/H] < 0$ dex.

Krzywe blasku cefeid II typu nie są tak regularne jak w przypadku cefeid klasycznych. Przykładowe krzywe w paśmie I dla cefeid II typu w LMC, pochodzące z przeglądu OGLE, zaprezentowane są na rysunku 2.8. Znaczna część krzywych blasku wykazuje zmiany okresu oraz amplitudy (Rabidoux i in., 2010; Neilson i in., 2016), zwłaszcza w przypadku gwiazd W Vir oraz RV Tau. Spowodowane jest to kilkoma efektami, jak przemieszczanie się wzdłuż pasa niestabilności w wyniku ewolucji (Neilson i in., 2016), podwójność oraz podwojenie okresu (Moskalik & Buchler, 1990; Smolec, 2016; Plachy i in., 2017). Znakomita większość znanych cefeid II typu pulsuje w modzie podstawowym (Soszyński i in., 2019).

Metoda Baadego–Wesselinka Pierwszym sposobem wyznaczania odległości do gwiazd pulsujących radialnie jest geometryczna metoda Baadego–Wesselinka (BW, czasem zwana również metodą Baadego–Beckera–Wesselinka). Na podstawie wcześniejszych prac Baade (1926) oraz Becker & Strohmeier (1940), Adriaan Wesselink (Wesselink, 1947) zaproponował metodę wyznaczenia promienia gwiazdy pulsującej radialnie (która była również potwierdzeniem hipotezy o pulsacjach jako przyczynie zmienności cefeid) poprzez obserwacje fotometryczne w dwóch pasmach oraz pomiar zmian prędkości radialnej. Gwiazda



Rysunek 2.8: Przykładowe krzywe blasku cefeid II typu w paśmie I z Wielkiego Obłoku Magellana. Wartości z prawej strony są okresami pulsacji (w dniach) odpowiadającymi poszczególnym krzywym. Źródło: [Soszyński i in. \(2008b\)](#).

pulsująca, w wyniku zmiany rozmiarów i temperatury efektywnej, okresowo zmienia jasność oraz wskaźnik barwy. Ruch atmosfery gwiazdy jest również widoczny w jej widmie: atmosfera cyklicznie przybliża się do obserwatora i oddala, co skutkuje cyklicznym ruchem linii absorpcyjnych w widmie gwiazdy w wyniku efektu Dopplera. Przykładowe krzywe blasku oraz prędkości radialnej gwiazdy pulsującej (cefeidy klasycznej) przedstawione zostały na rysunku 2.9.

Pomiar prędkości radialnej V_r w czasie pulsacji, daje informację o fizycznej zmianie promienia gwiazdy:

$$\Delta R(t) = \int_{t_0}^t -p(V_r(t) - V_\gamma)dt \quad (2.4)$$

gdzie p jest tzw. współczynnikiem projekcji (ang. *projection factor*), V_r prędkością radialną gwiazdy, natomiast V_γ jest średnią prędkością radialną. Obecność współczynnika p w tym równaniu wynika z faktu, że obserwowana prędkość radialna nie jest rzeczywistą prędkością pulsującej powierzchni gwiazdy, lecz superpozycją rzutów prędkości każdego widocznego dla obserwatora elementu powierzchni gwiazdy na kierunek widzenia, co zostało schematycznie zaprezentowane na rysunku 2.10. Zielone wektory odpowiadają rzeczywistej prędkości poruszającej się powierzchni, natomiast wektory czerwone odpowiadają mierzonym prędkościom z danego elementu powierzchni. Ten efekt geometryczny nie jest jednak jedynym czynnikiem determinującym wartość współczynnika projekcji, gdyż promieniowanie docierające z obszarów położonych bliżej środka tarczy gwiazdy, pochodzi z warstw położonych na większych głębokościach (o wyższej temperaturze) niż z obsza-

rów położonych blisko krawędzi, co nazywane jest pociemnieniem brzegowym (ang. *limb darkening*). Wartości współczynnika p otrzymane na drodze teoretycznej, w zależności od założonej postaci pociemnienia brzegowego, wynoszą około 1,25–1,45 (Nardetto i in., 2013). Pociemnienie brzegowe może jednak zależeć od wielu czynników, jak grawitacja czy metaliczność. Do empirycznego wyznaczenia współczynnika projekcji konieczna jest znajomość odległości próbki gwiazd pulsujących danego typu. Kalibracje współczynnika p dla cefeid klasycznych w LMC na podstawie zależności jasność powierzchniowa-wskaźnik barwy, pokazują niewielką zależność od okresu pulsacji (Gieren i in., 2005b). Podobna zależność współczynnika p dla cefeid klasycznych w Drodze Mlecznej na podstawie paralaks z misji *Gaia* oraz interferometrycznych pomiarów rozmiarów kątowych, wyznaczona została w pracy Trahin i in. (2021), jednak otrzymany w tej pracy rozrzut wartości tego współczynnika jest dosyć znaczny, co może być dużym ograniczeniem dokładności tej metody pomiarów odległości. W przypadku cefeid II typu, w literaturze dostępne są wyznaczenia współczynnika p dla zaledwie trzech gwiazd typu pW Vir (Breitfelder i in., 2015; Pilecki i in., 2018, 2017).

Różne linie widmowe powstają na różnych głębokościach optycznych, zatem mierzona prędkość radialna na podstawie różnych linii może mieć nieco inną wartość, co jest dodatkowym źródłem niepewności. Różnice te zależą od prędkości warstw na różnych głębokościach optycznych pulsującej otoczki. Modelowanie tego gradientu prędkości jest złożonym problemem hydrodynamicznym. Sprowadzanie zjawiska zależnego od tak wielu czynników do jednego współczynnika p , będzie na pewnym poziomie dokładności zbyt dużym uproszczeniem. Dodatkowym problemem są również obserwowane dla niektórych cefeid zmiany amplitudy krzywej prędkości radialnej (Anderson, 2014), które zachodzą mogą nawet w skali rzędu kilku cykli pulsacyjnych. Aby zminimalizować wpływ tego efektu, wszystkie obserwacje konieczne do przeprowadzenia analizy BW powinny być wykonywane w możliwie najkrótszych odstępach czasowych.

Aby wyznaczyć geometryczną odległość do gwiazdy (wzór 2.1), konieczna jest również informacja o zmianach jej widomego rozmiaru kąowego. Bezpośrednio informacji takiej mogą dostarczyć pomiary interferometryczne, jednak obecnie wykonanie takich pomiarów może być przeprowadzone wyłącznie dla pobliskich gwiazd (Kervella i in., 2004b; Trahin i in., 2021)

Zależność jasność powierzchniowa-wskaźnik barwy Innym sposobem na otrzymanie rozmiarów kąowych gwiazdy jest wykorzystanie zależności pomiędzy obserwowaną jasnością powierzchniową gwiazdy a jej wskaźnikiem barwy (ang. *surface brightness–color relation*, SBCR), przy czym jasność powierzchniowa jest zdefiniowana jako:

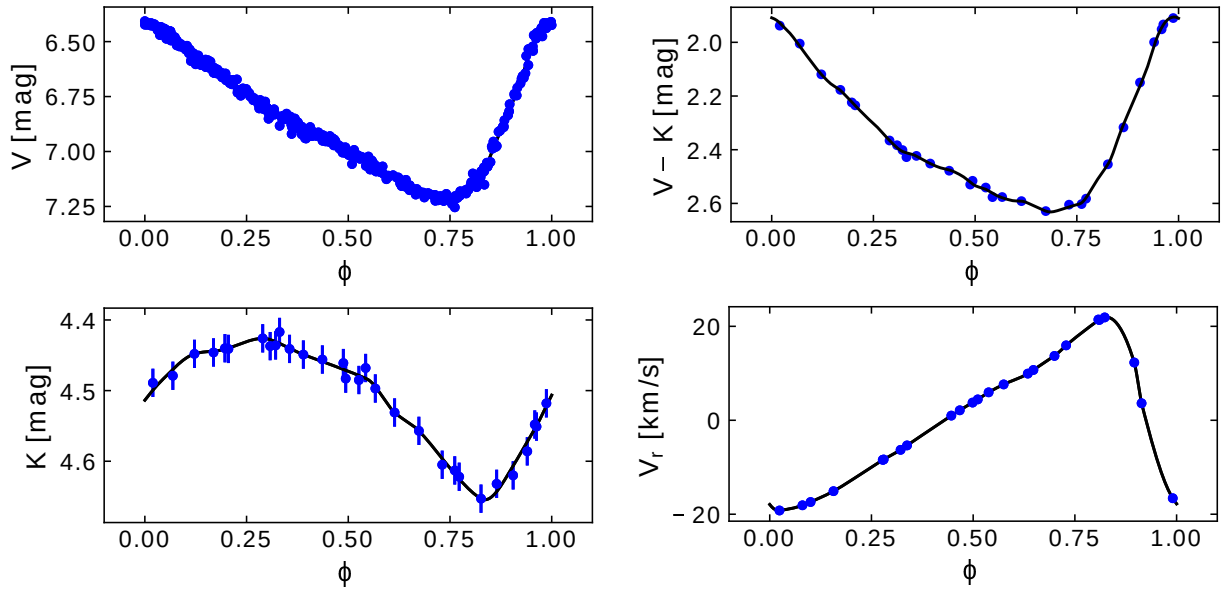
$$F_V(\phi) = 4,2207 - 0.1V_0(\phi) - 0.5 \log \theta(\phi) \quad (2.5)$$

gdzie ϕ jest fazą pulsacyjną gwiazdy. Łatwo można wykazać, iż jasność ta nie zależy od odległości gwiazdy (Barnes & Evans, 1976). Wartość 4,2207 wynika z przyjęcia jako punkt zerowy wartości słonecznych. Na podstawie prawa Stefana-Boltzmann (wzór 2.9) oraz z definicji poprawki bolometrycznej:

$$BC = m_{bol} - m_V \quad (2.6)$$

gdzie m_{bol} jest jasnością bolometryczną gwiazdy a m_V jasnością w paśmie V , można wykazać, że:

$$F_V = \log T_{eff} + 0,1BC \quad (2.7)$$



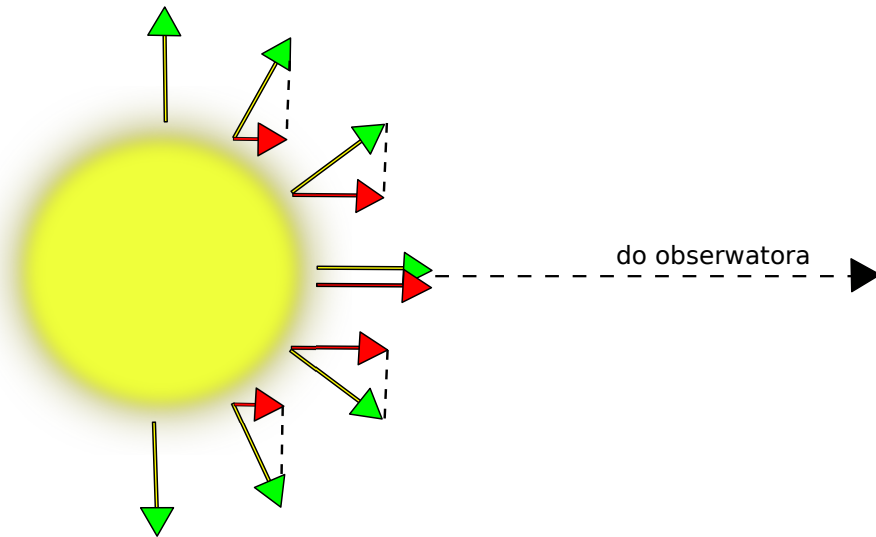
Rysunek 2.9: Krzywe blasku w pasmach V i K (źródło fotometrii [Berdnikov, 2008](#); [Laney & Stobie, 1992](#)), wyznaczona na ich podstawie krzywa wskaźnika barwy ($V - K$) oraz krzywa prędkości radialnej V_r (na podstawie obserwacji projektu *Araucaria*) cefeidy klasycznej V Cen.

Temperatura efektywna oraz poprawka bolometryczna gwiazdy ściśle związane są z jej typem widmowym i klasą jasności, które to wielkości determinują wartość wskaźników barwy np. ($V - K$). Istnieje zatem prosta relacja pomiędzy jasnością powierzchniową gwiazdy a jej wskaźnikiem barwy. Zależność ta pozwala na wyznaczenie rozmiarów kątowych gwiazd wyłącznie poprzez pomiary wskaźnika barwy oraz jasności w paśmie V . Zależności SBCR kalibrowane były wielokrotnie poprzez pomiary interferometryczne rozmiarów pobliskich gwiazd ([Welch, 1994](#); [Fouque & Gieren, 1997](#); [Kervella i in., 2004a,c](#); [Di Benedetto, 2005](#); [Pietrzyński i in., 2019](#); [Salsi i in., 2020](#); [Graczyk i in., 2021](#)) i okazuje się, że najlepiej zdefiniowana jest zależność dla jasności powierzchniowej w paśmie V oraz dla wskaźnika barwy ($V - K$).

Gwiazdy o identycznej temperaturze powierzchniowej lecz należące do różnych klas jasności mają nieco inne wartości wskaźnika barwy, zatem zależności jasność powierzchniowa-wskaźnik barwy powinny być kalibrowane osobno dla różnych klas jasności. Na rysunku 2.11 przedstawione są zależności otrzymane w pracach [Kervella i in. \(2004c\)](#) i [Kervella i in. \(2004c\)](#) na podstawie pomiarów interferometrycznych cefeid (punkty, linia przerywana) oraz podolbrzymów i karłów (kwadraty, linia ciągła). W ramach niepewności te klasy gwiazd spełniają jednakową zależność, zatem świadczy to o zaniedbywalnym wpływie gravitacji na zależność $F_V(V - K)$.

Wpływ metaliczności na zależność SBCR badany był m.in. w pracach [Storm i in. \(2004\)](#), [Thompson i in. \(2001\)](#) i [Pietrzyński i in. \(2019\)](#). Metaliczności gwiazd wykorzystanych do wyznaczenia dokładnej zależności w pracy [Pietrzyński i in. \(2019\)](#) mieszczą się w zakresie od $-0,7$ do $0,4$ dex, natomiast dyspersja zależności wynosi zaledwie $0,018$ mag. Rysunek 2 w części dodatkowej tej pracy pokazuje brak korelacji odchyłek gwiazd od dopasowanej zależności z metalicznością, zatem można uznać, że wpływ metaliczności na zależność $F_V(V - K)$ również jest niewielki.

Porównanie rozmiarów kątowych gwiazd, wyznaczonych z zależności SBCR, z otrzy-



Rysunek 2.10: Schemat wyjaśniający geometryczny efekt, stojący za współczynnikiem projekcji w metodzie Baadego-Wesselinka. Wyznaczenie rzeczywistej prędkości powierzchni gwiazdy (zielone wektory) na podstawie pomiarów prędkości radialnej (średnia z czerwonych wektorów) wymaga zastosowania współczynnika projekcji p .

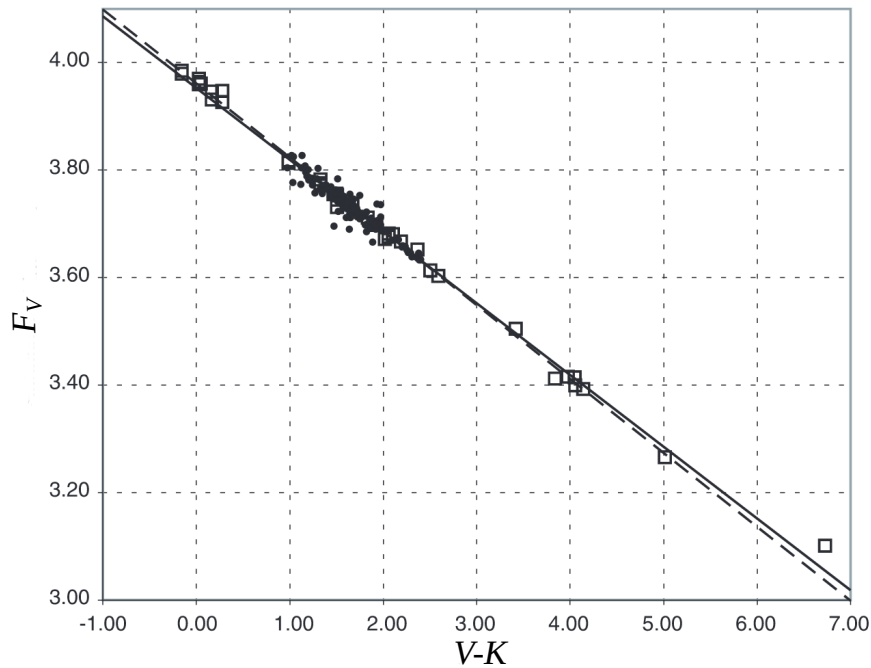
manymi z całkowania prędkości radialnej zmianami rozmiarów liniowych, pozwala na wyznaczenie odległości badanej gwiazdy (Gieren i in., 1994; Storm i in., 2011; Groenewegen, 2013).

2.2 Świece standardowe

Znajomość odległości do gwiazd pozwala wyznaczać ich jasności absolutne, tj. jasności, jakie miałyby, gdyby były obserwowane z odległości 10 pc. Różnica pomiędzy jasnością widomą i jasnością absolutną nosi nazwę modułu odległości μ_0 i jest związana z odległością, wyrażoną w parsekach, następującą zależnością:

$$\mu_0 = (m - M)_0 = 5 \log d - 5 \quad (2.8)$$

Indeks „0” oznacza wartości wolne od wpływu ekstynkcji. Istnieją pewne klasy gwiazd, których jasności absolutne mieszczą się w wąskim zakresie. Wyznaczenie tego zakresu pozwala na wykorzystanie takich gwiazd do pomiarów odległości i noszą one nazwę świec standardowych. Należą do nich m.in. gwiazdy pulsujące spełniające zależność okres–jasność, ciąg główny wieku zerowego w gromadach otwartych, gwiazdy węglowe, gwiazdy gałęzi horyzontalnej i wierzchołka gałęzi czerwonych olbrzymów. Geometryczne wyznaczenia odległości do pobliskich gwiazd, będących świecami standardowymi (bądź do galaktyk, w których obserwowane są tego typu gwiazdy, jak na przykład Obłoki Magellana), pozwalają na wyznaczenie jasności absolutnych świec. Świece te mogą być następnie użyte do pomiarów odległości do dalszych galaktyk, w których obserwowane są świece standardowe wyższego szczebla drabiny odległości, jak na przykład supernowe typu Ia. Kalibracja wtórnych świec standardowych umożliwia pomiary odległości do jeszcze dalszych galaktyk, w których pierwotne świece przestają być widoczne.



Rysunek 2.11: Zależność jasność powierzchniowa–wskaźnik barwy wyznaczona przez [Kervella i in. \(2004a\)](#).

2.2.1 Gwiazdy wierzchołka gałęzi czerwonych olbrzymów

Po wypaleniu wodoru w jądrze gwiazdy, opuszcza ona tzw. ciąg główny ewolucji i przechodzi w stadium czerwonego olbrzyma, podczas którego jądro kurczy się a promień gwiazdy rośnie nawet kilkusetkrotnie. Dla gwiazd o masach mniejszych niż około $2M_{\odot}$ jądro zapada się do momentu aż elektrony utworzą gaz zdegenerowany (tj. obsadzone będą wszystkie możliwe stany kwantowe). Jądro takie jest izotermiczne a ciśnienie zdegenerowanych elektronów powstrzymuje jądro przed dalszym zapadaniem. W otoczce jądra nadal przebiegają reakcje syntezy wodoru, a powstający w tym procesie hel opada na jądro zwiększając jego masę. Charakterystyczną własnością jądra złożonego z materii zdegenerowanej jest to, że wzrost masy powoduje kurczenie się jądra, przez co rośnie jego temperatura. Gdy jądro osiągnie masę około $0,45M_{\odot}$ temperatura jest na tyle wysoka, że rozpoczyna się synteza helu i proces ten, zwany błyskiem helowym, zaczyna się gwałtownie w całej objętości izotermicznego jądra. Energia wyzwolana w błysku jest przede wszystkim zużywana na zniesienie degeneracji jądra i przebudowę struktury, zatem nie powoduje znacznego wzrostu jasności gwiazdy. Po zniesieniu degeneracji zaczyna obowiązywać równanie stanu gazu doskonałego, zatem w wysokiej temperaturze panującej w jądrze dochodzi do nagłego wzrostu ciśnienia, przez co jądro zwiększa swój rozmiar. W rozrzedzonej materii spada tempo syntezy helu i wodoru i jasność gwiazdy spada. Jako że masa i promień jądra gwiazd przed błyskiem helowym są bardzo podobne, gwiazdy te mają niemalże identyczną jasność. Na diagramie jasność-wskaźnik barwy istnienie błysku helowego objawia się jako nagłe obcięcie gałęzi czerwonych olbrzymów. Obszar ten nazywany jest wierzchołkiem gałęzi czerwonych olbrzymów (ang. *Tip of the Red Giant Branch*, TRGB) i może być użyty jako świeca standardowa. Dość duża jasność absolutna TRGB pozwala na pomiary odległości do galaktyk, w których zaobserwowane zostały supernowe, zatem jest to alternatywna, niezależna od cefeid metoda wyznaczenia stałej Hubble’a ([Beaton i in., 2016](#); [Yuan i in., 2019](#)).

2.2.2 Gwiazdy węglowe

Dla gwiazd o masach w przedziale $\sim 1,5M_{\odot} - \sim 5M_{\odot}$, w trakcie ewolucji wzdłuż gałęzi asymptotycznej zachodzi transport produktu syntezy helu– węgla– z jądra do atmosfery. W gwiazdach o masach mniejszych od tego limitu nie zachodzi synteza helu, natomiast powyżej limitu cały węgiel zostaje przeprosesowany w kolejnych reakcjach syntezy zanim dotrze na powierzchnię. Wąski zakres mas sprawia, że średnia jasność absolutna takich gwiazd węglowych w paśmie J jest dobrze określona i może zostać wykorzystana jako świeca standardowa. Metoda ta została zaproponowana przez [Weinberg & Nikolaev \(2001\)](#), a współczesne jej kalibracje wskazują na dużą precyzję pomiarów odległości wykonywanych za jej pomocą ([Ripoche i in., 2020](#); [Freedman & Madore, 2020](#); [Zgirski i in., 2021](#)). Zasięg metody jest zbliżony do wierzchołka gałęzi czerwonych olbrzymów i cefeid.

2.2.3 Zależność okres-jasność gwiazd pulsujących

Zależności pomiędzy okresami pulsacji i jasnościami absolutnymi gwiazd z głównego pasa niestabilności stały się podstawą pomiarów odległości we Wszechświecie. Zależność ta odkryta została na początku XX wieku przez Henriettę Swan Leavitt ([Leavitt & Pickering, 1912](#)) na podstawie obserwacji cefeid w SMC wykonanych z obserwatorium Arequipa w Peru w ramach fotograficznego przeglądu nieba, zapoczątkowanego przez Edwarda C. Pickeringa. Choć pełne wyjaśnienie mechanizmu odpowiedzialnego za zmienność tego typu gwiazd nastąpiło dopiero w latach 50-tych XX wieku, już w 1918 roku Harlow Shapley ([Shapley, 1918](#)) użył zależności PL do oszacowania odległości do gromad kulistych oraz cefeid klasycznych w Drodze Mlecznej, wykorzystując zaproponowane niezależnie przez Ejnara Hertzsprunga ([Hertzsprung, 1913](#)) i Henry’ego Norrisa Russela ([Russell, 1913](#)) oszacowanie jasności absolutnych cefeid, a zatem również punktu zerowego zależności PL, z obserwacji ruchów własnych pobliskich tego typu gwiazd. W latach 20-tych XX wieku, Edwin Hubble ([Hubble, 1925](#)) zmierzył odległość do galaktyki spiralnej NGC 6822, wykazując po raz pierwszy, że leży ona poza Drogą Mleczną. W tych wczesnych pracach zakładano, że cefeidy o okresach powyżej 1 dnia, które były obserwowane głównie w dysku galaktyki, oraz krótkookresowe zmienne z gromad kulistych i większych szerokości galaktycznych, spełniają jednakową zależność PL. Po odkryciu istnienia starej i młodej populacji gwiazd, rozdzielone zostały również zależności PL cefeid klasycznych i II typu. Doprowadziło to do rewizji kosmicznej skali odległości, zwiększając wyznaczone odległości galaktyk niemal dwukrotnie.

Wyprowadzenie teoretyczne Teoretyczną zależność PL można przy pewnych założeniach wyprowadzić z prawa Stefana-Boltzmannia:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4 \quad (2.9)$$

gdzie L jest mocą promieniowania, R promieniem, T temperaturą efektywną gwiazdy natomiast $\sigma \approx 5,67 \times 10^{-8} \text{Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$. Korzystając z wzoru Pogsona:

$$M = -2,5 \log L + \text{const} \quad (2.10)$$

można jasność bolometryczną gwiazdy wyrazić jako:

$$M_{bol} = -5 \log R - 10 \log T + \text{const} \quad (2.11)$$

R w powyższej równości można zastąpić przez średnią gęstość ρ i masę gwiazdy m :

$$R = \sqrt[3]{3m/4\pi\langle\rho\rangle} \quad (2.12)$$

Korzystając z zależności pomiędzy średnią gęstością pulsującej adiabatycznie gazowej kuli $\langle \rho \rangle$ oraz okresem pulsacji P , zwanej równaniem pulsacyjnym (Ritter, 1879):

$$P\sqrt{\langle \rho \rangle} = Q \quad (2.13)$$

gdzie Q jest tzw. stałą pulsacji, można wyrazić średnią gęstość za pomocą okresu pulsacji i wstawiając to wyrażenie do równania na jasność bolometryczną otrzymujemy:

$$\log P + 0,5 \log m + 0,3M_{bol} + 3 \log T + const = \log Q \quad (2.14)$$

Zakładając, że dla danego typu gwiazd, podobnie jak dla gwiazd ciągu głównego istnieje dobrze określona zależność pomiędzy jasnością i masą $M_{bol} \sim \log(m)$, otrzymujemy liniową zależność pomiędzy jasnością M_{bol} i logarytmem okresu pulsacji postaci:

$$M_{bol} = \alpha \log P - 3 \log T + \log Q + \beta \quad (2.15)$$

Logarytm temperatury w tej zależności może zostać zastąpiony wskaźnikiem barwy ($B - V$). Jeżeli stała pulsacji Q nie zmienia się znacząco z innymi parametrami (co znajduje potwierdzenie w modelach; Catelan & Smith, 2015), czynnik $\log Q$ może zostać uznany za stały i otrzymana zależność:

$$M_{bol} = \alpha \log P + \delta(B - V) + \beta \quad (2.16)$$

nazywana jest zależnością okres–jasność–wskaźnik barwy. Dokładne wartości współczynników α , β i δ zależności zależą od stałej pulsacyjnej oraz zależności pomiędzy masą i jasnością gwiazd danego typu.

Obserwowane zależności PL Rysunek 2.12 przedstawia obserwowane zależności w paśmie K_s dla cefeid klasycznych, II typu i anomalnych oraz gwiazd typu RR Lyr w LMC. Znając odległość do tej galaktyki, z definicji modułu odległości można wyznaczyć jasności absolutne gwiazd, a następnie poprzez dopasowanie prostej danej równaniem

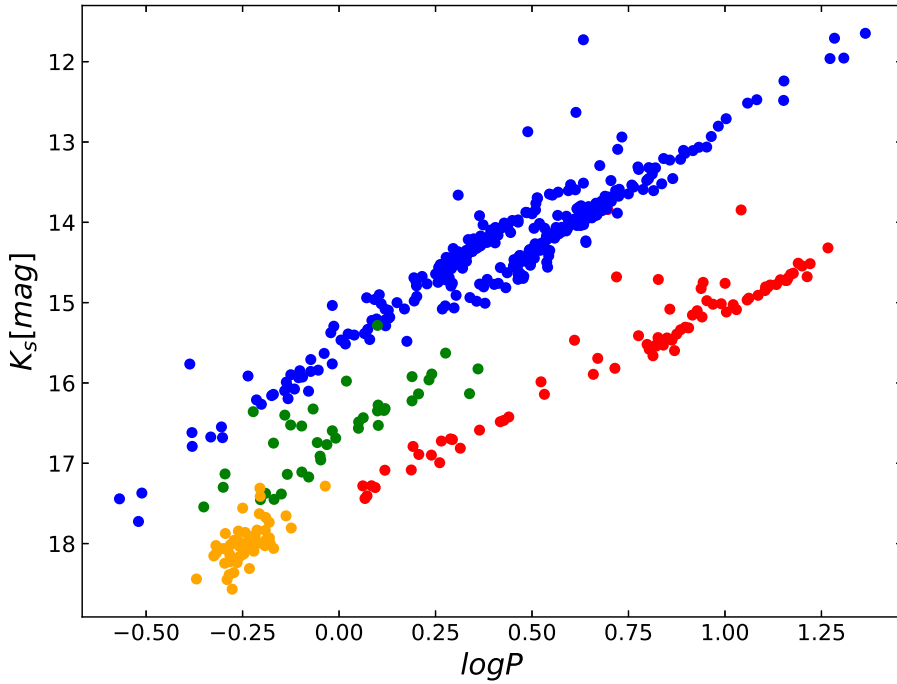
$$M = \alpha(\log P - \log P_0) + \beta \quad (2.17)$$

otrzymać wzorcowe zależności PL. Przesunięcie o wartość $\log P_0$, gdzie P_0 jest średnim okresem dla próbki, ma na celu minimalizację korelacji pomiędzy dopasowanymi współczynnikami α oraz β .

Na obserwowany rozrzut zależności PL wpływ ma kilka czynników. Pierwszym z nich jest naturalna szerokość pasa niestabilności, która wynika z faktu, że położenie strefy częściowej jonizacji umożliwiające zachodzenie obserwowanych pulsacji występuje dla pewnego zakresu temperatury efektywnej (wskaźnika barwy), co w równaniu 2.16 odzwierciedla człon zależny od wskaźnika ($B - V$). Kolejnym czynnikiem jest losowość faz, w których obserwowane są gwiazdy pulsujące. Amplitudy zmian blasku cefeid klasycznych w pasmach optycznych sięgają 1 mag, zatem obserwacje dużej liczby cefeid w losowych fazach dają znaczny rozrzut zależności. Minimalizacja tego efektu możliwa jest poprzez wyznaczenie jasności średnich gwiazd na podstawie kompletnych krzywych blasku.

Innym czynnikiem, również związanym bezpośrednio z gwiazdami pulsującymi, są wspomniane wcześniej różnice ich składu chemicznego, czyli metaliczność. Jeżeli metaliczność ma niezaniebnywalny wpływ na jasność absolutną gwiazd pulsujących, do zależności PL powinien być dodany kolejny człon zależny od metaliczności:

$$M = \alpha(\log P - \log P_0) + \beta + \gamma[Fe/H] \quad (2.18)$$



Rysunek 2.12: Diagram PL dla wybranych typów gwiazd pulsujących w LMC. Kolorem niebieskim oznaczone są cefeidy klasyczne (w modzie fundamentalnym i pierwszym modzie wzbudzonym), zielonym- cefeidy anomalne, żółtym- gwiazdy typu RR Lyrae, czerwonym- cefeidy II typu. Dane użyte do wykresu pochodzą z przeglądu VMC (Ripepi i in., 2012).

gdzie $[Fe/H]$ jest metalicznością. Zawartość metali w atmosferze gwiazdy wpływa w szczególności na jej widmo. Pochłanianie fotonów przez atomy powoduje ich wzbudzenie, czyli przejście elektronów z niższych na wyższe poziomy energetyczne. W efekcie powoduje to powstawanie licznych linii widmowych w zakresie m.in. ultrafioletowym, optycznym i bliskiej podczerwieni. Podstawową metodą wyznaczania metaliczności gwiazd jest zatem analiza głębokości linii widmowych. Do wyznaczenia metaliczności gwiazdy w ogólności powinna być zmierzona zawartość wszystkich pierwiastków, aczkolwiek ze względów praktycznych często wykonywane są tylko pomiary względnej zawartości żelaza lub tlenu, które są dobrym wyznacznikiem całkowitej zawartości metali. Metaliczność wyrażana jest jako logarytm względnej liczby atomów żelaza (lub tlenu) do atomów wodoru w odniesieniu do wartości słonecznych:

$$\left[\frac{Fe}{H} \right] = \log \frac{N_{Fe}/N_H}{N_{Fe\odot}/N_{H\odot}}. \quad (2.19)$$

Czynnikiem zwiększającym rozrzut obserwowanej zależności PL, lecz niezwiązanym bezpośrednio z gwiazdami, jest różna wartość ekstynkcji w kierunku poszczególnych gwiazd. Wpływ ekstynkcji opisany jest szerzej w rozdziale 2.3.1. Ostatnim czynnikiem, który ma duże znaczenie dla cefeid w Drodze Mlecznej i pobliskich galaktykach, są względne odległości gwiazd. Dla odległych galaktyk znaczenie tego efektu geometrycznego jest zaniebdywalnie małe. Wprowadzenie odpowiednich poprawek na te efekty pozwala zwiększyć precyzję wyznaczania odległości za pomocą zależności PL. Obserwowany rozrzut zależności PL w pasmach podczerwonych jest znacznie mniejszy niż w pasmach optycznych (Bhardwaj, 2020), co wynika przede wszystkim ze znacznie słabszego wpływu ekstynkcji

oraz mniejszej amplitudy zmian blasku w dziedzinie podczerwonej.

Wyznaczenie odległości do pojedynczej gwiazdy pulsującej polega na porównaniu jej jasności obserwowanej z jasnością absolutną otrzymaną z wzorcowej zależności PL. Jeżeli w galaktyce obserwowanych jest więcej gwiazd pulsujących danego typu, do obserwowanej zależności PL można dopasować prostą daną równaniem 2.17, lecz ze współczynnikiem kierunkowym przyjętym z zależności wzorcowej. Różnica punktów zerowych dopasowanej zależności i zależności wzorcowej jest modułem odległości galaktyki. Precyzja wyznaczenia odległości ograniczona jest przez rozrzut zależności PL i liczebność próbki gwiazd używanych do wyznaczania wzorcowej zależności i pomiaru odległości.

2.2.4 Supernowe typu Ia

Jeżeli w wyniku ewolucji układu podwójnego gwiazd powstanie konfiguracja, w której zachodzi przepływ masy na węglowego białego karła o masie nieco mniejszej od $1,44M_{\odot}$, po przekroczeniu tej masy (zwanej limitem Chandrasekhara), w sposób nagły następuje rozpoczęcie reakcji syntezy węgla. Wyzwolona ilość energii powoduje wielokrotne zwiększenie jasności oraz prowadzi do odrzucenia zewnętrznych warstw materii. Zjawisko to nosi nazwę supernowej typu Ia (w odróżnieniu od supernowych Ib, Ic oraz II, które są końcowym etapem ewolucji masywnej gwiazdy pojedynczej) i należy do najbardziej energetycznych zjawisk we Wszechświecie. Jasność absolutna supernowej Ia wynosi około -19mag , dzięki czemu są one obserwowane nawet w najodleglejszych galaktykach. Jako że wybuch supernowej zachodzi dla ustalonej masy białego karła, jasności absolutne wszystkich supernowych Ia są niemalże identyczne, zatem mogą zostać wykorzystane jako świeca standardowa. Najdokładniejsze obecnie wyznaczenie stałej Hubble’a oparte jest o pomiary odległości do galaktyk o znacznym przesunięciu ku czerwieni za pomocą supernowych Ia (Scolnic i in., 2021; Riess i in., 2021a).

2.2.5 Relacje Tully-Fisher i Faber-Jackson

Świecami standardowymi mogą być nie tylko gwiazdy, ale również galaktyki. Prędkość rotacji gwiazd w galaktykach spiralnych zależy od całkowitej masy galaktyki. Z drugiej strony, masa galaktyki oraz jej jasność całkowita proporcjonalne są do liczby gwiazd. Powinna zatem istnieć również zależność pomiędzy prędkością rotacji (bądź wynikającą z niej szerokością linii widmowych) oraz jasnością absolutną galaktyki. Istnienie tej relacji zostało potwierdzone przez Tully & Fisher (1977) na podstawie obserwacji galaktyk w Grupie Lokalnej oraz gromadach w Pannie i Wielkiej Niedźwidzicy. Podobna zależność występuje również w przypadku galaktyk eliptycznych, jednak w tym wypadku mierzona jest nie prędkość rotacji, lecz dyspersja prędkości rotacji (Faber & Jackson, 1976). Obydwie zależności mogą zostać użyte do wyznaczenia jasności absolutnych odpowiednich typów galaktyk na podstawie spektroskopowych pomiarów prędkości rotacji lub dyspersji prędkości rotacji, dzięki czemu możliwy jest pomiar odległości. Metody te pozwalają na wyznaczanie odległości do galaktyk o znacznym przesunięciu ku czerwieni, zatem są metodami alternatywnymi do supernowych Ia (Scowcroft i in., 2013).

2.3 Błędy systematyczne

Każda metoda wyznaczania odległości może być obciążona pewnymi błędami systematycznymi, które sprawiają, że wyznaczane za jej pomocą odległości są systematycznie zaniżone lub zawyżone. Błędy te nie zależą od liczby pomiarów i będą one obecne również na każdym z wyższych szczebli drabiny odległości, w której dana metoda została użyta,

przez co cała kosmiczna skala odległości będzie źle wykalibrowana. Błędy takie mogą wynikać z niewystarczającej znajomości fizyki używanych wskaźników odległości, jak na przykład wpływ metaliczności lub wieku na jasność świec standardowych, bądź niepoprawnie oszacowanego wpływu materii międzygwiazdowej na docierające do nas promieniowanie (ekstynkcji).

Błędy tego typu mogą również wynikać z niedokładności pomiarów, jak na przykład stosowanie różnych systemów fotometrycznych przy kalibracji metody oraz przy pomiarach odległości, czy też zbyt niska zdolność rozdzielcza teleskopu, powodująca zlewianie się obrazów gwiazd (ang. *blending*).

Dokładna kalibracja kosmicznej skali odległości wymaga sprawdzenia i zminimalizowania wszystkich błędów systematycznych na każdym szczeblu drabiny. Część z nich (*blending*, różnice systemów fotometrycznych) może być zminimalizowana poprzez zwiększenie dokładności obserwacji. Błędy związane z efektami populacyjnymi bądź ekstynkcją mogą zostać wykryte jedynie poprzez pomiar odległości do danego obiektu kilkoma niezależnymi metodami.

2.3.1 Ekstynkcja

Jeden z ważniejszych błędów systematycznych popełnianych przy pomiarach odległości jest związany z niedokładnością oszacowania wpływu ośrodka międzygwiazdowego na docierające od danej gwiazdy promieniowanie, czyli ekstynkcji międzygwiazdowej. Moduł odległości zawierający ekstynkcję przyjmuje postać

$$\mu = \mu_0 + A = 5 \log d - 5 + A \quad (2.20)$$

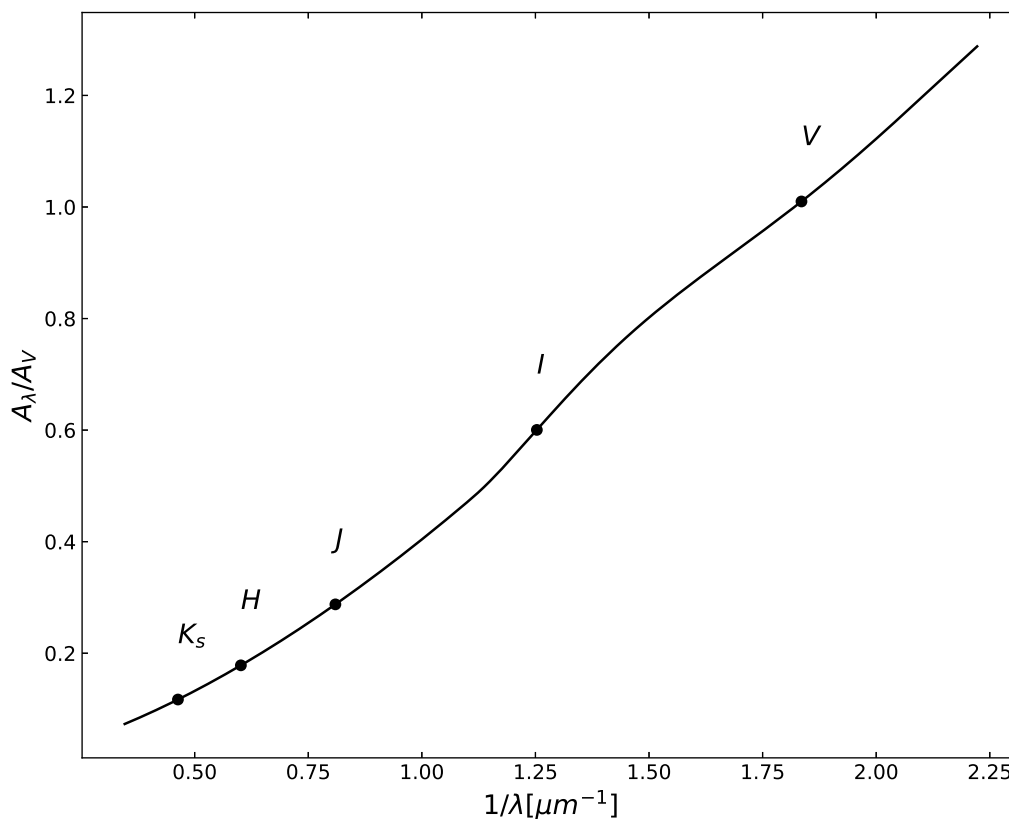
gdzie A jest ekstynkcją. W dalszej części pracy μ nazywane jest obserwowanym modulem odległości, natomiast μ_0 rzeczywistym modulem odległości.

Ekstynkcja ma szczególnie duży wpływ na jasności w pasmach optycznych, co wyjaśnia rysunek 2.13 przedstawiający krzywą ekstynkcji, czyli stosunek ekstynkcji dla danej długości fali λ do ekstynkcji w paśmie V (czyli dla długości fali około 5500\AA). Na rysunku zaznaczone są również punkty odpowiadające używanym w niniejszej rozprawie pasmom fotometrycznym V , I z systemu Johnsona–Cousinsa, oraz J , H , K_s z systemu *2 Micron All Sky Survey* (2MASS, [Skrutskie i in., 2006](#)).

Głównym przyczynkiem do ekstynkcji międzygwiazdowej jest rozpraszanie promieniowania na cząsteczkach pyłu (rozpraszanie Rayleigha). Efekt ten jest odwrotnie proporcjonalny do czwartej potęgi długości fali, zatem z widma usuwanych jest więcej fotonów fal o mniejszych długościach. W wyniku działania ekstynkcji rośnie wartość wskaźnika barwy gwiazdy, np. $(V - I)$, co nazywane jest poczerwieniem gwiazdy. Poczerwienie jest wyrażane jako nadwyżka barwy dla wybranego wskaźnika barwy np. $E(V - I) = (V - I) - (V - I)_0$, gdzie $(V - I)$ jest obserwowanym wskaźnikiem barwy dla danej gwiazdy, natomiast $(V - I)_0$ jest rzeczywistym wskaźnikiem barwy.

Kształt krzywej ekstynkcji przedstawionej na rysunku 2.13 zależy od składu materii znajdującej się pomiędzy źródłem promieniowania a obserwatorem. Badania pokazują ([Schlegel i in., 1998](#); [Schlafly i in., 2016](#)), że w różnych kierunkach w Drodze Mlecznej kształt krzywej ekstynkcji w zakresie optycznym i bliskiej podczerwieni ulega tylko niewielkim zmianom i może być ona scharakteryzowana przez jeden parametr – R_V . Znając

wartość tego parametru oraz nadwyżki barwy $E(B - V)$ można wyznaczyć ekstynkcję w dowolnej części widma. Typowe wartości R_V mieszczą się w przedziale 2-5, przeciętną wartością jest 3,1 (Schlafly & Finkbeiner, 2011).



Rysunek 2.13: Krzywa ekstynkcji wyznaczona na podstawie prawa poczerwienienia z pracy Cardelli i in. (1989) dla $R_V=3,1$.

Jeżeli znany jest typ widmowy gwiazdy, wyznaczenie ekstynkcji w danym kierunku może być wykonane poprzez porównanie wskaźników barwy badanej gwiazdy oraz innej gwiazdy o zbliżonym typie widmowym, lecz wolnej od wpływu ekstynkcji. Istnieje również szereg metod pośrednich wyznaczania ekstynkcji. Jedną z nich są pomiary promieniowania emitowanego przez materię międzygwiazdową w dalekiej podczerwieni. Zarówno natężenie takiego promieniowania, jak również ekstynkcja, łączą się ściśle z kolumnową gęstością materii w danym kierunku, zatem ekstynkcja i natężenie promieniowania również są ze sobą skorelowane. Zależność ta została wykorzystana do stworzenia dwuwymiarowych map poczerwienienia w Drodze Mlecznej w pracy Schlegel i in. (1998). Schlafly & Finkbeiner (2011) wykonali ponowną kalibrację tych map, używając fotometrii oraz widm gwiazd z przeglądu *Sloan Digital Sky Survey (SDSS)*. Mapy te wykorzystane zostały w niniejszej pracy do wyznaczania ekstynkcji dla gwiazd w Drodze Mlecznej.

W przypadku obserwacji gwiazd w innych galaktykach należy dodatkowo uwzględnić wpływ od materii znajdującej się wewnątrz danej galaktyki. Dla pobliskich galaktyk, m.in. LMC i SMC, możliwe są obserwacje np. gwiazd z obszaru na diagramie HR zwanym „czerwoną grupą” (ang. *Red Clump*), w którym zgrupowane są gwiazdy o masach około $\sim 1M_\odot$

z gałęzi horyzontalnej, tj. palące hel w jądrze. Średni wskaźnik barwy gwiazd *Red Clump* tylko w niewielkim stopniu zależy od efektów populacyjnych. Porównując obserwowany wskaźnik barwy z rzeczywistym (wcześniej wykalibrowanym na drodze obserwacyjnej bądź teoretycznej) możliwe jest otrzymanie map poczerwienienia badanej galaktyki. Mapy takie zostały opracowane m.in. przez [Haschke i in. \(2011\)](#), [Górski i in. \(2020\)](#) oraz [Skowron i in. \(2021\)](#). W rozprawie do oszacowania ekstynkcji w Obłokach Magellana wykorzystane zostały mapy [Górski i in. \(2020\)](#).

Wskaźnik *wesenheit* Jednym ze sposobów uniezależnienia pomiarów odległości od ekstynkcji jest zastosowanie wskaźnika *wesenheit* ([Madore, 1982](#)). Jest on zdefiniowany następująco:

$$W_{ij} = m_j - \frac{A_j}{A_i - A_j} \times (m_i - m_j) = m_j - R_{ij} \times (m_i - m_j) \quad (2.21)$$

gdzie m_i oraz m_j są jasnościami widowymi gwiazdy w pasmach i, j , natomiast A_i oraz A_j to ekstynkcja w tychże pasmach. R_{ij} można wyznaczyć z prawa poczerwienienia, zakładając odpowiednią wartość R_V . Łatwo udowodnić, że jeżeli przyjęte zostało właściwe prawo poczerwienienia taki wskaźnik jest niezależny od ekstynkcji. Wykorzystując taki wskaźnik do pomiarów odległości za pomocą świec standardowych, można pozbyć się wpływu ekstynkcji. Konstrukcja wskaźnika wymaga, aby zarówno dla galaktyki, w której świeca standardowa jest kalibrowana oraz tej, do której mierzona jest odległość, zastosować identyczne wartości R_{ij} . Jeżeli jednak R_V w tych dwóch galaktykach jest różne, wskaźnik *wesenheit* przestaje być niezależny od poczerwienienia, co ma oczywiście wpływ na pomiar odległości.

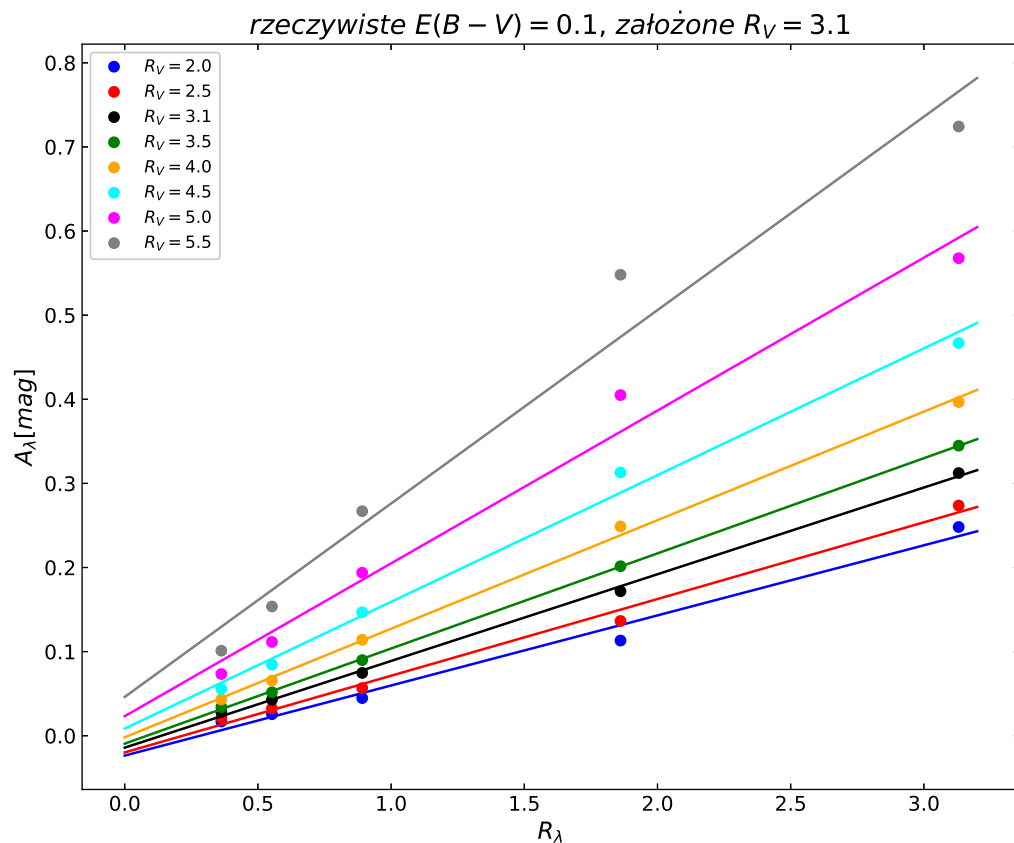
Metoda wielobarwna Często stosowanym w projekcie *Araucaria* podejściem, jest wyznaczenie modułu odległości świecy standardowej w kilku pasmach fotometrycznych, a następnie usunięcie wpływu ekstynkcji dzięki zależności obserwowanego modułu odległości od długości fali użytych filtrów ([Gieren i in., 2009, 2013](#)). Obserwowany moduł odległości w filtrze λ można zapisać jako:

$$\mu_\lambda = \mu_0 + A_\lambda = \mu_0 + R_\lambda \times E(B - V) \quad (2.22)$$

gdzie μ_0 jest rzeczywistym modulem odległości, A_λ ekstynkcją całkowitą w danym paśmie λ , $E(B - V)$ nadwyżką barwy dla obserwowanej gwiazdy, natomiast $R_\lambda = A_\lambda / E(B - V)$. Wartość współczynnika R_λ , jeżeli znana jest wartość R_V , może być obliczona z prawa poczerwienienia. Mierząc moduł odległości w kilku pasmach, możliwe jest zapisanie takiego równania dla każdego pasma z osobna. Dopasowując do zależności $\mu_\lambda - R_\lambda$ prostą, otrzymujemy wartość poczerwienienia $E(B - V)$ dla danej gwiazdy oraz jej rzeczywisty moduł odległości. W przypadku zależności okres jasność jednocześnie używa się wielu gwiazd do wyznaczenia odległości, zatem mierzone $E(B - V)$ będzie średnim poczerwienieniem tych gwiazd.

Ważną kwestią, która może być źródłem błędów systematycznych, jest wybór właściwego prawa poczerwienienia oraz R_V . Okazuje się, że o ile na wartość wyznaczanej nadwyżki barwy $E(B - V)$ wybór niewłaściwej wartości R_V , lub wybór niewłaściwego prawa poczerwienienia ma dosyć znaczny wpływ, o tyle na wartość wyznaczonego rzeczywistego modułu odległości wpływ jest niewielki. Pokazuje to test przedstawiony na rysunku 2.14, gdzie przy założeniu $E(B - V) = 0,1$ mag oraz prawa poczerwienienia z

pracy [Schlafly i in. \(2016\)](#), obliczona została ekstynkcja całkowita A_λ w pasmach V , I , J , H oraz K_s dla kilku wartości R_V . Celem było tu symulowanie sytuacji, gdy zmierzona wartość modułu odległości w filtrze λ zawiera ekstynkcję A_λ . Następnie, zakładając prawo poczerwienienia z pracy [Cardelli i in. \(1989\)](#) i [Welch \(1994\)](#), oraz standardową, używaną w pracach projektu *Araucaria* wartość $R_V=3,1$, obliczone zostały wartości R_λ , po czym do zależności $A_\lambda(R_\lambda)$ metodą najmniejszych kwadratów dopasowana została prosta. Test ten ukazuje jak duży błąd może być popełniony, gdy założona zostanie niewłaściwa wartość R_λ lub niewłaściwe prawo poczerwienienia. Otrzymana wartość $E(B - V)$ zmienia się w zakresie 0,08-0,2 mag, natomiast otrzymany moduł odległości (dla zadanej wartości poczerwienienia 0,1 mag) dla skrajnych rzeczywistych wartości R_V może być zawyżony lub zaniżony o około 0,02 mag. Obserwowane w Drodze Mlecznej wartości parametru R_V , poza obszarami gwiazdotwórczymi, mieszczą się w zakresie od 2 do 5, zatem błąd związany z niewłaściwie wybranym R_λ oraz prawem poczerwienienia na wyznaczenie odległości nie powinien przekraczać 0,01 mag dla nadwyżki barwy $E(B - V)$ rzędu 0,1 mag. Test z rysunku 2.14 pokazuje również wagę obserwacji w podczerwieni, gdzie wpływ ekstynkcji jest znacznie mniejszy niż w pasmach optycznych.



Rysunek 2.14: Symulacja ukazująca błąd systematyczny wyznaczenia odległości z wielobarwnych zależności okres–jasność, przy niepoprawnie przyjętym prawie poczerwienienia (szczegóły w tekście).

3 Wpływ metaliczności na jasności absolutne cefeid klasycznych

Wyznaczenie nachylenia oraz punktu zerowego zależności PL dla cefeid klasycznych z dokładnością sięgającą 1% jest obecnie możliwe dzięki paralaksom pobliskich cefeid z misji kosmicznej *Gaia* (Breuval i in., 2020) oraz dokładnemu wyznaczeniu odległości do Obłoków Magellana (Pietrzyński i in., 2019; Graczyk i in., 2020), w których cefeidy były intensywnie obserwowane w wielu przeglądach fotometrycznych w dziedzinie optycznej (Soszyński i in., 2017b) i podczerwonej (Persson i in., 2004; Ripepi i in., 2012; Macri i in., 2015). Jednak aby mierzyć z porównywalną dokładnością odległości do innych galaktyk, konieczne jest zbadanie wpływu cech populacyjnych, takich jak metaliczność, na nachylenie oraz punkt zerowy tej zależności.

Wyznaczenie efektu metaliczności, czyli współczynnika γ w równaniu 2.18, na drodze empirycznej może być wykonane poprzez obserwacje cefeid w galaktykach lub obszarach galaktyk o różnym składzie chemicznym. Wpływ metaliczności na nachylenie zależności jest stosunkowo prosty do wyznaczenia, gdyż nie jest w tym przypadku konieczna znajomość odległości gwiazd. Różnice nachylenia zależności wyznaczonych w Drodze Mlecznej, Obłokach Magellana oraz innych galaktykach Grupy Lokalnej są na poziomie $1-2\sigma$, co wskazuje, że metaliczność ma na ten parametr zaniedbywalny wpływ (Persson i in., 2004; Pietrzyński i in., 2006; Ripepi i in., 2016; Soszyński i in., 2017b; Breuval i in., 2020). W przypadku punktu zerowego sprawa jest bardziej skomplikowana, gdyż konieczna jest dokładna znajomość przynajmniej względnych odległości poszczególnych populacji cefeid, aby możliwe było porównanie ich jasności.

Wpływ metaliczności na jasności absolutne cefeid klasycznych w dziedzinie optycznej i podczerwonej badany był wielokrotnie przez różnych autorów zarówno od strony teoretycznej, jak też obserwacyjnej. Wyniki tych badań nie są jednak zgodne nawet co do znaku współczynnika γ . Wyznaczenia teoretyczne oparte o nieliniowe modele konwekcyjne (Bono i in., 1999; Caputo i in., 2000; Bono i in., 2008; Fiorentino i in., 2013; Marconi i in., 2005) zgodne są co do dodatniego znaku współczynnika γ w dziedzinie optycznej, co oznacza, że cefeidy o większej metaliczności są ciemniejsze niż cefeidy o mniejszej metaliczności dla ustalonego okresu pulsacji. W dziedzinie bliskiej podczerwieni otrzymany w tych pracach efekt jest zerowy bądź minimalnie ujemny.

Pierwsze empiryczne wyznaczenie wpływu metaliczności na punkt zerowy zależności PL cefeid klasycznych wykonane zostało w pracy Freedman & Madore (1990), na podstawie obserwacji cefeid w trzech polach w galaktyce M31 w optycznych pasmach *BVRI*. Obserwowane pola położone były w różnych odległościach od centrum galaktyki, zatem ze względu na obserwowany radialny gradient metaliczności, cefeidy w każdym z pól miały nieco inną średnią metaliczność (dla skrajnych pól różnica metaliczności wynosiła około 0,7 dex). Różnice w wyznaczonym module odległości dały oszacowanie efektu metaliczności na poziomie -0.3 mag/dex. Ze względu na znaczne niepewności wyznaczenia modułu odległości do każdej z grup cefeid, niepewność wyznaczenia efektu metaliczności była podobnego rzędu co sama wartość wyznaczonego efektu. Znaczny wpływ na wyznaczenie efektu metaliczności poprzez obserwacje cefeid na różnych odległościach galaktocentrycznych ma *blending*, który silniejszy jest dla cefeid znajdujących się bliżej centrum galaktyki. Gould (1994) dołączył do analizy cefeidy z LMC i otrzymany efekt metaliczności był znacznie silniejszy, rzędu od $-0,5$ mag/dex do nawet $-0,8$ mag/dex, przy niepewności oszacowanej na $0,2$ mag/dex. Dzięki obserwacjom za pomocą teleskopu Hubble'a dwóch

pól różniących się średnią metalicznością o 0,7 dex w galaktyce M101, [Kennicutt i in. \(1998\)](#) wyznaczyli wpływ metaliczności w optycznym wskaźniku *wesenheit* W_{VI} , otrzymując wartość $-0,24 \pm 0,16$ mag/dex. Podobny efekt został wyznaczony dla wskaźnika W_{VI} przez [Sakai i in. \(2004\)](#), [Macri i in. \(2006\)](#) oraz [Scowcroft i in. \(2009\)](#).

Przeciwny znak współczynnika γ w pasmach optycznych wyznaczony został w pracy [Romaniello i in. \(2008\)](#) z analizy cefeid w Drodze Mlecznej oraz Obłokach Magellana z indywidualnymi pomiarami metaliczności. [Freedman & Madore \(2011\)](#), używając metaliczności cefeid w LMC z pracy [Romaniello i in. \(2008\)](#), wyznaczyli efekt metaliczności w pasmach optycznych B i V , w pasmach bliskiej podczerwieni J , H i K , oraz w średniej podczerwieni na podstawie danych fotometrycznych z teleskopu *Spitzer*. Otrzymany w tej pracy efekt metaliczności w pasmach optycznych jest silnie dodatni ($0,50 \pm 0,31$ mag/dex w paśmie V), w pasmach bliskiej podczerwieni zerowy ($0,02 \pm 0,03$ mag/dex w paśmie K), natomiast w pasmach średniej podczerwieni silnie ujemny ($-0,39 \pm 0,17$ mag/dex w paśmie $4,5\mu\text{m}$). Taki trend współczynnika γ tłumaczony jest działaniem efektu, zwanego w literaturze anglojęzycznej *line blanketing* ([McNamara & Colton, 1969](#)), polegającego na pochłanianiu promieniowania w wyniku absorpcji w optycznej części widma i wypromieniowywaniu energii w zakresie podczerwonym, co zwiększa jasność w pasmach średniej podczerwieni.

Na podstawie geometrycznych wyznaczeń odległości za pomocą metody Baadego–Wesselinka do cefeid w Drodze Mlecznej oraz w Obłokach Magellana, [Storm i in. \(2011\)](#) otrzymali efekt metaliczności w paśmie V rzędu $+0,1$ mag/dex, w pasmach podczerwonych $-0,1$ mag/dex, natomiast we wskaźniku *wesenheit* W_{VI} silny ujemny efekt rzędu $-0,3$ mag/dex. Niepewność wyznaczenia wynosiła $\pm 0,1$ mag/dex, zatem efekt był znaczący tylko we wskaźniku *wesenheit*. Silniejszy efekt w paśmie V , rzędu $+0,2$ mag/dex, wyznaczony został również na podstawie odległości wyznaczonych metodą BW (jednak z inną zależnością współczynnika projekcji od okresu pulsacji) do cefeid w Drodze Mlecznej i Obłokach Magellana przez [Groenewegen \(2013\)](#). [Gieren i in. \(2018\)](#), używając identycznej metody jak w pracy [Storm i in. \(2011\)](#) dla większej próbki cefeid, otrzymali ujemny efekt metaliczności rzędu $-0,25$ mag/dex w pasmach optycznych i bliskiej podczerwieni, przy niepewności wynoszącej w zależności od pasma od $0,053$ mag/dex do $0,186$ mag/dex.

Wyznaczenia paralaks cefeid w Drodze Mlecznej w drugiej wersji katalogu misji *Gaia*, zostały użyte w pracach [Groenewegen \(2018\)](#) oraz [Ripepi i in. \(2020\)](#) do wyznaczenia efektu metaliczności w pasmach V i K oraz we wskaźnikach *wesenheit* W_{VK} i W_{JK} , wyłącznie na podstawie cefeid w Drodze Mlecznej. Otrzymane wyniki wskazują na zerowy wpływ metaliczności w paśmie V i niewielki ujemny efekt w paśmie K oraz wskaźnikach *wesenheit*, lecz ze względu na duże błędy paralaks, wyniki te obarczone są dużą niepewnością. Używając paralaks z trzeciej wersji katalogu *Gaia*, [Ripepi i in. \(2021\)](#) wyznaczyli efekt metaliczności na podstawie cefeid w Drodze Mlecznej w paśmie K , oraz wskaźniku *wesenheit* W_{JK} i W_{VI} , otrzymując silny ujemny efekt $-0,4$ mag/dex, przy niepewności oszacowanej na $0,1$ mag/dex.

Większość wyznaczeń empirycznych daje zatem ujemny efekt w podczerwieni, jednak w zakresie optycznym wyniki są rozbieżne, co może wskazywać, iż za część problemów odpowiedzialny jest wpływ ekstynkcji, który w niektórych metodach ma większe znaczenie. Główną przyczyną rozbieżności jest jednak problem z dokładnym wyznaczeniem odległości cefeid.

Dzięki geometrycznym pomiarom odległości do Obłoków Magellana za pomocą układów podwójnych, oraz coraz dokładniejszym paralaksom z misji *Gaia*, możliwe jest obecnie dokładne wyznaczenie absolutnych zależności PL dla cefeid w 3 galaktykach, w których panują różne warunki środowiskowe, w tym metaliczność. Możliwość ta była motywacją do podjęcia badań przedstawionych w niniejszym rozdziale, składającym się z dwóch części. W podrozdziale 3.1 przedstawione zostało wyznaczenie efektu metaliczności z różnicowej analizy cefeid w Obłokach Magellana, natomiast w podrozdziale 3.2 do analizy dołączone zostały cefeidy z Drogi Mlecznej. Wyniki przedstawionych badań opublikowane zostały w pracach Wielgórski i in. (2017) oraz Breuval i in. (2021), w dalszej części nazywanych odpowiednio W17 oraz B21. W pracy W17 przygotowanie danych oraz ich analizę autor niniejszej rozprawy wykonał samodzielnie, natomiast w pracy B21 jego wkład polegał na przygotowaniu danych dla cefeid z LMC i SMC oraz sprawdzeniu tego, jak wybór próbki gwiazd z LMC i SMC ze względu na ich położenie w macierzystych galaktykach wpływa na otrzymany efekt metaliczności.

3.1 Różnicowa analiza cefeid w Obłokach Magellana

LMC i SMC, ze względu na różnice cech populacyjnych obecnych w nich gwiazd, służą jako doskonałe laboratorium do badania wpływu tych cech na poszczególne typy gwiazd, w tym na wskaźniki odległości. Ze względu na podobne odległości do tych galaktyk, możliwe jest stosowanie takich samych instrumentów oraz metod do badania gwiazd w obydwu galaktykach. Fakt ten może być wykorzystany do różnicowej analizy, dzięki czemu wpływ błędów systematycznych występujących w poszczególnych metodach będzie znacznie zredukowany. Głównym kryterium, decydującym o doborze źródeł danych do pracy W17, była więc jednorodność danych dla obydwu Obłoków Magellana. Dzięki takiemu podejściu, pomiary względnej odległości i metaliczności powinny być wolne od błędów systematycznych.

3.1.1 Dane

Jasności średnie Najlepszym źródłem fotometrii optycznej gwiazd zmiennych w Obłokach Magellana jest katalog przeglądu fotometrycznego *Optical Gravitational Lensing Experiment* (OGLE, Udalski, 2003). W ramach tego projektu, niemal nieprzerwanie od 1996 roku prowadzone są obserwacje Obłoków Magellana w pasmach optycznych *V* i *I* z systemu Johnsona-Cousinsa. Podstawowym celem projektu OGLE jest poszukiwanie zjawisk mikrosoczewkowania grawitacyjnego, co wymaga obserwacji wybranych fragmentów nieba z dużą częstotliwością. Dzięki temu projekt ten dostarczył również unikatowych szeregów czasowych danych fotometrycznych dla gwiazd w obserwowanych polach. Obserwacje w tym przeglądzie prowadzone są za pomocą teleskopu o średnicy zwierciadła głównego 1,3m, umieszczonego w obserwatorium Las Campanas w Chile. Z katalogu OGLE, stworzonego na podstawie obserwacji wykonanych w III fazie tego projektu (Soszyński i in., 2008a, 2010), zaczerpnięte zostały jasności średnie w pasmach *V* oraz *I*, okresy pulsacji oraz współrzędne α i δ około 1700 cefeid klasycznych pulsujących w modzie podstawowym z LMC, oraz około 2000 takich cefeid z SMC. Z płytkiego przeglądu LMC, wykonanego również przez projekt OGLE (Ulaczyk i in., 2013), zaczerpnięte zostały dane dodatkowych 28 jasnych cefeid. Dla cefeid w SMC, w okolicy okresu pulsacji 2,5d obserwowane jest załamane zależności PL (Bauer i in., 1999), którego istnienie nie zostało do tej pory wyjaśnione. Gwiazdy o okresach krótszych niż 2,5d zostały odrzucone z próbki cefeid w SMC. Niewielka zmiana nachylenia zależności PL występuje prawdopodobnie również w LMC w okolicy okresu pulsacji 10d (Bhardwaj i in., 2016), jednak jest to efekt na zaniebdywalnym poziomie w stosunku do załamania w SMC. Ze względu na znaczne odchyłki

cefeid o okresach większych niż 100 d od zależności PL, gwiazdy takie zostały odrzucone z próbek.

Dla obydwu Obłoków Magellana dostępna jest również fotometria w pasmach podczerwonych J , H i K_s . LMC obserwowany był w projekcie *Large Magellanic Cloud Synoptic Survey* (LMCSS, [Macri i in., 2015](#)) za pomocą kamery podczerwonej CPAPIR, zamontowanej na teleskopie o średnicy zwierciadła głównego 1,5m, znajdującym się w obserwatorium *Cerro Tololo Interamerican Observatory* w Chile. Wieloepokowe obserwacje LMC i SMC w pasmach J , K_s i Y , były celem przeglądu *Vista Magellanic Clouds Survey* (VMC, [Ripepi i in., 2016](#)), w którym wykorzystano kamerę VIRCAM zamontowaną na teleskopie VISTA o średnicy zwierciadła 4m, zlokalizowanym w obserwatorium *Paranal* w Chile. Do tej pory, z przeglądu VMC opublikowana została fotometria tylko dla cefeid w *SMC*. Jak wspomniano wyżej, celem w pracy W17 było użycie możliwie najbardziej jednorodnej próbki danych w celu eliminacji błędów systematycznych, zatem dwa wspomniane projekty podczerwone nie spełniały tego kryterium, gdyż z każdego z nich dostępna była fotometria tylko jednej z badanych galaktyk. Dodatkowo, w przeglądzie VMC niedostępne jest pasmo H . Kolejnym źródłem fotometrii podczerwonej w pasmach J , H i K_s jest przegląd *Infrared Survey Facility* (IRSF, [Kato i in., 2007](#)). Instrumentem użytym w projekcie IRSF była kamera SIRIUS, zamontowana na teleskopie o średnicy zwierciadła głównego 1,3m, znajdującym się w obserwatorium *South African Astronomical Observatory* (SAAO) w Republice Południowej Afryki. Z przeglądu tego dostępne są dane dla obydwu Obłoków Magellana.

W przeciwieństwie do wspomnianych wcześniej przeglądów, katalog IRSF zawiera pojedynczą obserwację dla gwiazd w LMC i SMC, możliwe jest jednak oszacowanie jasności średnich cefeid używając procedury opisanej w pracy [Soszyński i in. \(2005\)](#). Na podstawie cefeid z Drogi Mlecznej i LMC, dla których dostępne były pełne krzywe blasku, autorzy tej pracy stworzyli krzywe wzorcowe (dzieląc cefeidy na kilka przedziałów okresu pulsacji), wyznaczyli stosunek amplitud krzywych blasku oraz przesunięcie w fazie pomiędzy krzywymi w pasmach optycznych oraz podczerwonych. Dla cefeid klasycznych badanych w niniejszej rozprawie, dostępne są pełne krzywe blasku w pasmach optycznych z przeglądu OGLE. Znając moment wykonania obserwacji IRSF, możliwe jest wyznaczenie z krzywych wzorcowych jasności średniej w pasmach podczerwonych. Dokładność takiego podejścia oszacowana została przez autorów na tej samej próbce gwiazd, która została użyta do stworzenia krzywych wzorcowych. Porównując ich jasności średnie, wyznaczone w sposób opisany powyżej z pojedynczych obserwacji oraz z dopasowania szeregu Fouriera do pełnej krzywej blasku, autorzy otrzymali niepewność dla pojedynczej gwiazdy rzędu 0.03 mag. Procedura ta została zastosowana do danych dla obydwu galaktyk, zatem ewentualny błąd systematyczny w różnicowym wyznaczeniu odległości zostanie usunięty. Fotometria IRSF udostępniona została w systemie własnym tego przeglądu, zatem na potrzeby projektu przetransformowano ją do standardowo używanego systemu 2MASS, korzystając z wzorów zawartych w pracy [Kato i in. \(2007\)](#):

$$\begin{cases} J_{2MASS} = J_{IRSF} - 0,018 + 0,046(J_{IRSF} - K_{IRSF}) \\ H_{2MASS} = H_{IRSF} - 0,024 - 0,016(J_{IRSF} - H_{IRSF}) \\ K_{2MASS} = K_{IRSF} - 0,014 - 0,010(J_{IRSF} - K_{IRSF}) \end{cases} \quad (3.1)$$

Często wykorzystywanym sposobem minimalizacji wpływu ekstynkcji w pomiarach odległości jest użycie opisanego w rozdziale 2.3.1 wskaźnika *wesenheit*. Najpowszechniej używanymi wskaźnikami są $W_{VI} = I - 1,55 \times (V - I)$ oraz $W_{JK} = K - 0,69 \times (J - K)$. Wartości 1,55 oraz 0,69 wyznaczone zostały z prawa poczerwienienia [Cardelli i in. \(1989\)](#)

oraz O'Donnell (1994) przy założeniu $R_V = 3,1$. Wyznaczenie efektu metaliczności zostało przeprowadzone również dla tych dwóch wskaźników.

Odległości Najdokładniejsze wyznaczenia odległości do Obłoków Magellana oparte są o obserwacje układów podwójnych zaćmieniowych gwiazd późnych typów widmowych, odkrytych w danych projektu *OGLE*. W pracy W17 użyty został pomiar odległości do LMC na podstawie 8 takich układów z pracy Pietrzyński i in. (2013, P13). Wyznaczona w tej pracy wartość modułu odległości tej galaktyki wynosiła $18,493 \pm 0,008 \pm 0,048$ mag (pierwszy błąd jest błędem statystycznym, natomiast drugi systematycznym i konwencja ta stosowana jest w całej pracy). W pracy Pietrzyński i in. (2019, P19) ci sami autorzy poprawili wyznaczenie odległości do LMC, analizując łącznie 20 układów zaćmieniowych. Ostateczna wartość modułu odległości wyznaczona w tej pracy wynosi $18,477 \pm 0,002 \pm 0,026$ mag. Używając identycznej metody oraz danych pochodzących z tych samych instrumentów, Graczyk i in. (2014, G14) wyznaczyli odległość do SMC na podstawie 5 układów zaćmieniowych, otrzymując moduł odległości $18,965 \pm 0,028 \pm 0,048$ mag. Podobnie jak w przypadku LMC, wynik ten został poprawiony dzięki analizie dodatkowych 10 układów (Graczyk i in., 2020, G20), dając ostateczne wyznaczenie modułu odległości $18,977 \pm 0,016 \pm 0,028$ mag. W pracy W17 przyjęty został względny moduł odległości $\Delta\mu_{SMC-LMC} = 0,472 \pm 0,028$ mag (na podstawie prac P13 i G14). Ostateczna wartość $\Delta\mu_{SMC-LMC}$, na podstawie prac P19 i G20 wynosi natomiast $0,500 \pm 0,016$ mag. W rozprawie podane zostaną wyniki opublikowane w pracy W17, jak też otrzymane z zastosowaniem dokładniejszej wartości $\Delta\mu_{SMC-LMC}$.

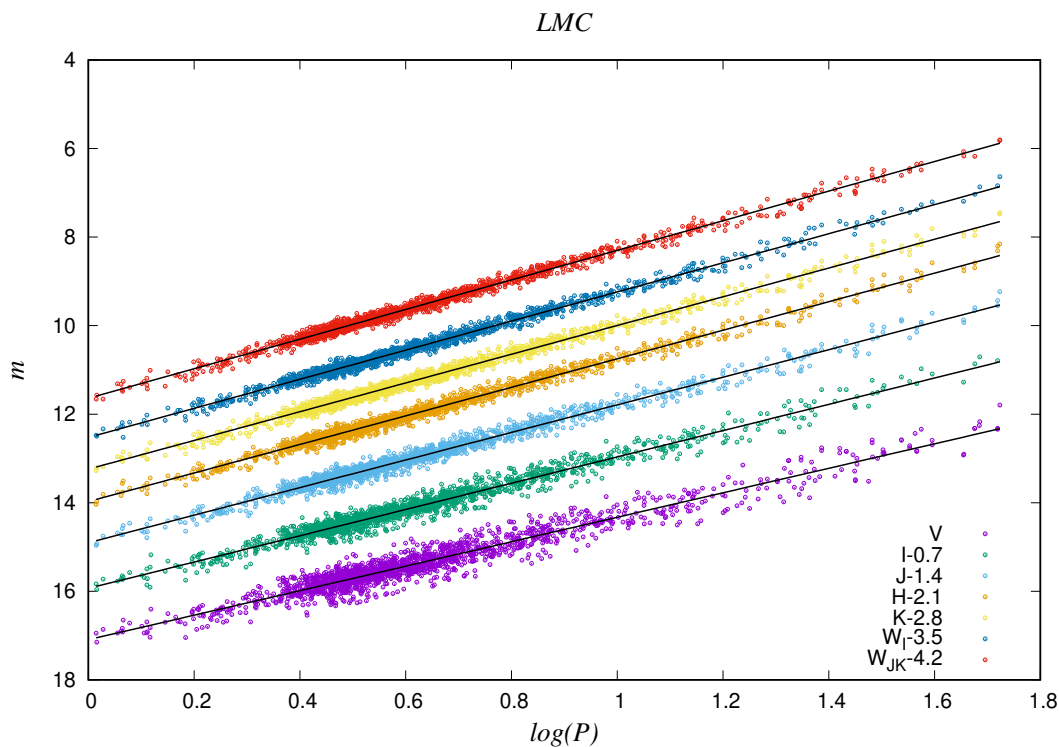
Dyskusja wpływu metaliczności na wyznaczenie odległości za pomocą układów podwójnych przedstawiona została m.in. w pracy P19. Jedynym parametrem, na który metaliczność może mieć istotny wpływ, jest jasność powierzchniowa gwiazdy otrzymana z zależności SBCR. W pracach P13 i G14 użyta została zależność z pracy Di Benedetto (2005). Pietrzyński i in. (2019) wyznaczyli nową zależność jasność SBCR, która została użyta w tej samej pracy do pomiaru odległości do LMC. Zależność ta wykorzystana została w pracy Graczyk i in. (2020) do pomiaru odległości do SMC. Obydwie zależności SBCR otrzymane zostały poprzez pomiary interferometryczne rozmiarów kątowych pobliskich czerwonych olbrzymów. Zakres metaliczności gwiazd użytych do wyznaczenia zależności SBCR w pracy Pietrzyński i in. (2019) wynosi około 1 dex, natomiast rozrzut zależności wynosi zaledwie 0,018 mag. Autorzy nie zauważyli również korelacji pomiędzy metalicznością a ochyłkami gwiazd od zależności. Zakres metaliczności gwiazd użytych do pomiarów odległości do LMC i SMC jest taki sam jak dla gwiazd użytych do kalibracji zależności SBCR, zatem nawet istnienie silniejszej korelacji pomiędzy jasnością powierzchniową a metalicznością nie miałyby w tym przypadku znacznego wpływu na pomiar odległości.

Metaliczność Podobnie jak w przypadku fotometrii i odległości, kluczowym kryterium doboru źródeł pomiarów metaliczności młodej populacji gwiazd w Obłokach Magellana jest jednorodność wyznaczenia tego parametru dla obydwu galaktyk. Biorąc wyznaczenia metaliczności dla Obłoków Magellana wykonane z zastosowaniem takiej samej metody, wyznaczona różnica średniej metaliczności cefeid w tych dwóch galaktykach powinna być wolna od wpływu efektów systematycznych. W pracach Hill i in. (1995) i Hill (1999) wyznaczone zostały metaliczności nadolbrzymów typów widmowych F i K, a otrzymana różnica metaliczności średnich pomiędzy Obłokami Magellana wynosi $-0,485 \pm 0,120$ dex (tj. gwiazdy w SMC są o 0,485dex mniej metaliczne niż w LMC). Luck i in. (1998), analizując widma cefeid klasycznych w obydwu galaktykach, otrzymali różnicę metaliczności średnich wynoszącą $-0,38 \pm 0,13$ dex. Romaniello i in. (2008) z analizy widm cefeid w

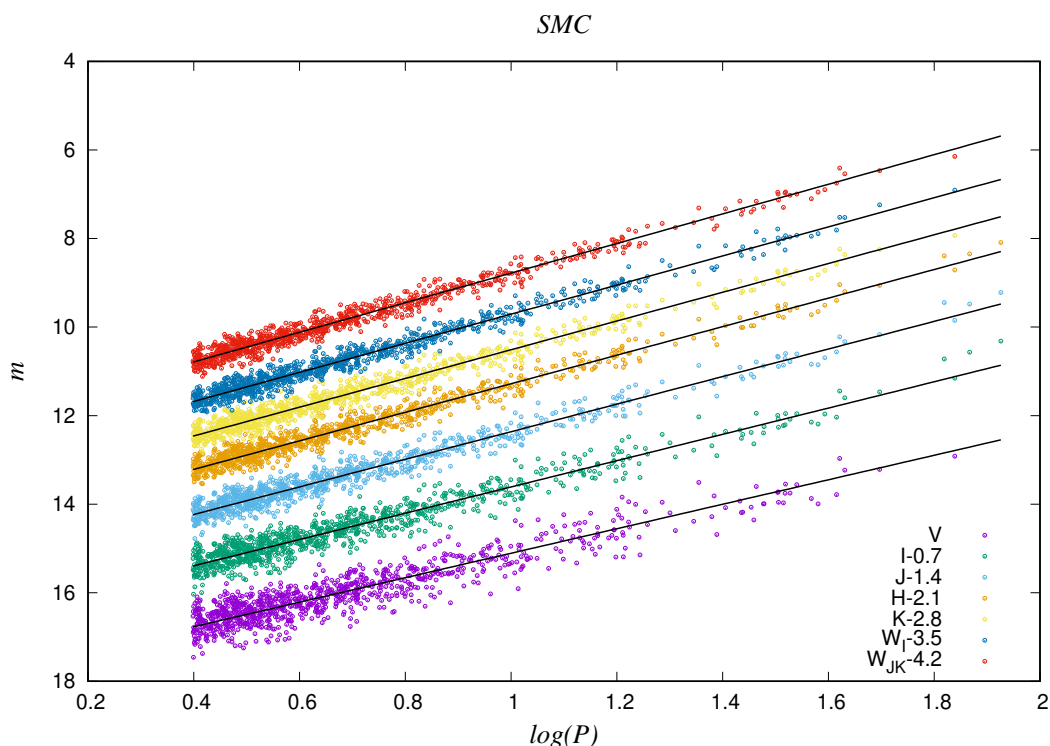
obydwa Obłokach Magellana, otrzymali różnicę średnich metaliczności $-0,42 \pm 0,15$ dex. Davies i in. (2015), na podstawie linii żelaza, tytanu i krzemu w próbce czerwonych nadolbrzymów, otrzymali różnicę metaliczności $-0,17 \pm 0,12$ dex (po odrzuceniu dwóch znacznie odstających gwiazd w SMC oraz jednej w LMC). Trundle i in. (2007) na podstawie analizy linii żelaza, tlenu, magnezu oraz krzemu gwiazd typu widmowego B, otrzymali różnicę średnich metaliczności $-0,36 \pm 0,04$ dex. Urbaneja i in. (2017) oraz Schiller (2010) użyli identycznej metody do analizy linii żelaza i magnezu w widmach nadolbrzymów. Wyznaczona na podstawie tych dwóch prac różnica średniej metaliczności młodej populacji w SMC i LMC, wynosi $-0,385 \pm 0,16$ dex. Średnia arytmetyczna tych wyznaczeń wynosi $-0,367 \pm 0,106$ dex. Wynik z pracy Davies i in. (2015) znacznie odstaje od pozostałych (2σ), zatem został odrzucony, a na podstawie pozostałych wartości otrzymano ostatecznie różnicę średnich metaliczności cefeid w SMC i LMC wynoszącą $-0,406 \pm 0,048$ dex. Różnica ta jest w doskonałej zgodności z wartością przyjętą w pracy Gieren i in. (2018), wyznaczoną wyłącznie na podstawie cefeid ($-0,410 \pm 0,078$ dex).

3.1.2 Analiza i wyniki

Rysunki 3.1 oraz 3.2 przedstawiają diagramy okres–jasność dla cefeid klasycznych odpowiednio w LMC i SMC. Wykorzystując metodę najmniejszych kwadratów dopasowano do tych danych zależności dane wzorem 2.17 z $\log P_0 = 0,7$. W celu usunięcia gwiazd znacznie odstających od zależności np. w wyniku nieprawidłowej klasyfikacji, podwójności, *blendingu* bądź znacznego poczerwienienia, zastosowano dwukrotnie odrzucanie 3σ . Wynikowe proste przedstawione są na rysunkach 3.1 i 3.2, a współczynniki dopasowania wraz z błędami znajdują się w tabeli 3.1. Nachylenia zależności w LMC i SMC we wszystkich pasmach poza V są zgodne na poziomie $1-2\sigma$.



Rysunek 3.1: Diagram okres–jasność dla cefeid klasycznych pulsujących w modzie podstawowym w Wielkim Obłoku Magellana. W celu zwiększenia przejrzystości wykresu, zależności w pasmach I , J , H , K_s oraz indeksach *wesenheit* zostały przesunięte w osi y .



Rysunek 3.2: Diagram okres–jasność dla cefeid klasycznych pulsujących w modzie podstawowym w Małym Obłoku Magellana. W celu zwiększenia przejrzystości wykresu, zależności w pasmach I , J , H , K_s oraz indeksach *wesenheit* zostały przesunięte w osi y .

Pomiar odległości względnej Obłoków Magellana polega na dopasowaniu do danych z SMC zależności danej równaniem 2.17, lecz z nachyleniem ustalonym na wartości z odpowiedniej zależności PL dla cefeid w LMC. W tym przypadku również zastosowano odrzucanie 3σ aby pozbyć się znacznie odstających gwiazd. Wyniki takiego dopasowania znajdują się w tabeli 3.2. W kolumnie 5 tej tabeli zamieszczone są wartości różnicy modułów odległości SMC i LMC, wyznaczone z punktów zerowych zależności PL.

Jasności cefeid nie były poprawiane na ekstynkcję, dlatego należy się spodziewać, że otrzymane moduły odległości będą skorelowane z długością fali. Widoczne jest to na rysunku 3.3, przedstawiającym zależność pomiędzy wyznaczonym względnym modulem odległości w danym paśmie λ , a współczynnikiem $R_\lambda = A_\lambda/E(B-V)$ obliczonym z prawa poczerwienia Cardelli i in. (1989) i O'Donnell (1994) przy założeniu $R_V=3,1$. Współczynniki R_λ zawarte są w tabeli 3.2 w kolumnie 6.

Poprawienie otrzymanych wartości $\Delta\mu$ na ekstynkcję możliwe jest przy wykorzystaniu metody wielobarwnej, opisanej w rozdziale 2.3.1. Gdy mamy do czynienia z różnicowym pomiarem modułu odległości $\Delta\mu$, równanie 2.21 wygląda identycznie, lecz zamiast średniej wartości poczerwienia $E(B-V)$ mierzona jest różnica średniego poczerwienia dla cefeid w SMC i LMC $\Delta E(B-V)$. Za pomocą metody najmniejszych kwadratów, do zależności z rysunku 3.3 dopasowana została prosta i jako różnicę poczerwienia otrzymano wartość $-0,045 \pm 0,003$ mag, natomiast jako różnicę modułów odległości $0,481 \pm 0,004$ mag. Wyznaczona wartość różnicy nadwyżki barwy jest zgodna z wartością otrzymaną na podstawie gwiazd *Red Clump* w pracy Górski i in. (2020), wynoszącą $-0,047$ mag. Używając otrzymanej różnicy poczerwienia możliwe jest wyznaczenie rzeczywistego względnego modułu odległości w każdym paśmie. Korzystając z wartości R_λ obliczonych poprzednio,

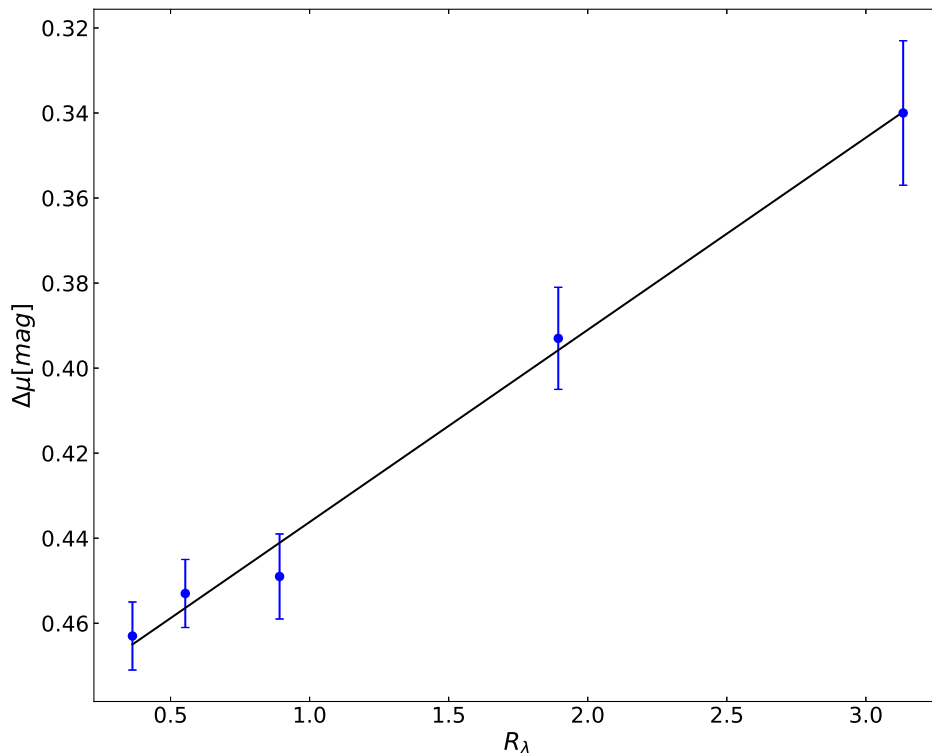
Tabela 3.1: Obserwowane zależności okres–jasność postaci $M = \alpha(\log P - 0,7) + \beta$ dla cefeid w LMC i SMC. Kolumna 4 zawiera rozrzut pomiarów względem dopasowanej zależności, natomiast kolumna 5 liczbę gwiazd użytą do wyznaczenia zależności okres–jasność.

Filtr (1)	α (2)	β (3)	σ (4)	N (5)
LMC				
<i>V</i>	$-2,779 \pm 0,020$	$15,594 \pm 0,005$	0,228	1794
<i>I</i>	$-2,977 \pm 0,015$	$14,806 \pm 0,004$	0,154	1769
<i>J</i>	$-3,118 \pm 0,011$	$14,247 \pm 0,003$	0,120	1740
<i>H</i>	$-3,224 \pm 0,009$	$13,896 \pm 0,002$	0,097	1743
<i>K</i>	$-3,247 \pm 0,009$	$13,822 \pm 0,002$	0,089	1747
<i>W_I</i>	$-3,332 \pm 0,008$	$13,571 \pm 0,002$	0,083	1778
<i>W_{JK}</i>	$-3,334 \pm 0,008$	$13,524 \pm 0,002$	0,084	1743
SMC				
<i>V</i>	$-2,644 \pm 0,036$	$15,940 \pm 0,009$	0,282	955
<i>I</i>	$-2,947 \pm 0,027$	$15,202 \pm 0,007$	0,223	963
<i>J</i>	$-3,087 \pm 0,023$	$14,697 \pm 0,006$	0,185	907
<i>H</i>	$-3,184 \pm 0,021$	$14,348 \pm 0,006$	0,166	906
<i>K</i>	$-3,206 \pm 0,021$	$14,286 \pm 0,005$	0,160	901
<i>W_I</i>	$-3,330 \pm 0,019$	$14,054 \pm 0,005$	0,146	946
<i>W_{JK}</i>	$-3,311 \pm 0,020$	$14,005 \pm 0,005$	0,150	896

Tabela 3.2: Wyniki dopasowania zależności okres–jasność postaci $M = \alpha(\log P - 0,7) + \beta$ dla cefeid z SMC, ze współczynnikiem kierunkowym α ustalonym na wartości wyznaczonej w LMC (tabela 3.1). Kolumna 3 zawiera rozrzut pomiarów względem dopasowanej zależności, kolumna 4 liczbę gwiazd użytych do wyznaczenia zależności. Kolumna 5 przedstawia różnicę modułów odległości SMC i LMC, wyznaczoną jako różnica punktów zerowych odpowiednich zależności PL. W kolumnie 6 zawarty jest stosunek ekstynkcji całkowitej w danym filtrze do nadwyżki barwy E(B-V), obliczony z prawa poczerwienienia [Cardelli i in. \(1989\)](#) i [O’Donnell \(1994\)](#).

Filtr (1)	β_{SMC} (2)	σ (3)	N (4)	$\Delta\mu$ (5)	R_λ (6)
<i>V</i>	$15,937 \pm 0,009$	0,282	954	$0,343 \pm 0,010$	3,134
<i>I</i>	$15,201 \pm 0,007$	0,222	962	$0,395 \pm 0,008$	1,894
<i>J</i>	$14,697 \pm 0,006$	0,186	908	$0,450 \pm 0,007$	0,892
<i>H</i>	$14,348 \pm 0,006$	0,166	906	$0,452 \pm 0,006$	0,553
<i>K</i>	$14,286 \pm 0,005$	0,161	901	$0,464 \pm 0,005$	0,363
<i>W_{VI}</i>	$14,054 \pm 0,005$	0,145	946	$0,483 \pm 0,005$	–
<i>W_{JK}</i>	$14,005 \pm 0,005$	0,150	896	$0,481 \pm 0,005$	–

wyznaczono ekstynkcję całkowitą w użytych pasmach fotometrycznych, którą odjęto od odpowiednich względnych modułów odległości. Uzyskane wyniki przedstawione są w kolumnie 2 tabeli 3.3.



Rysunek 3.3: Zależność pomiędzy modulem odległości LMC, wyznaczonym z zależności PL cefeid klasycznych w pasmach V , I , J , H , i K_s , a stosunkiem ekstynkcji całkowitej do ekstynkcji selektywnej dla danego pasma λ .

Wyznaczenie efektu metaliczności Od otrzymanych w ten sposób wartości względnego modułu odległości Obłoków Magellana dla każdego pasma, odjęto wartość otrzymaną z układów podwójnych $\Delta\mu_0^{eb}=0,472$ mag (na podstawie prac P13 i G14), oraz dokładniejszą wartość $\Delta\mu_0^{eb}=0,500$ mag (na podstawie prac P19 i G20). Różnice $\Delta\mu_0^{cep}$, czyli wartości otrzymanej z cefeid, oraz odpowiedniej wartości $\Delta\mu_0^{eb}$, zamieszczone są w kolumnach 3 oraz 5 tabeli 3.3. Dzieląc $\Delta\mu_0^{cep} - \Delta\mu_0^{eb}$ przez różnicę metaliczności cefeid w SMC i LMC otrzymano oszacowanie efektu metaliczności dla cefeid tj. współczynniki γ . Otrzymane wartości współczynników znajdują się w kolumnach 4 i 6 tabeli 3.3. Podane błędy współczynników γ zostały otrzymane przez propagację niepewności względnego modułu odległości wyznaczonego z cefeid i układów podwójnych oraz różnicy średniej metaliczności. Wartość $\mu_0^{eb}=0,472$ mag daje w wyniku w każdym paśmie ujemny znak efektu metaliczności, co oznacza, że dla ustalonego okresu pulsacji cefeidy o większej metaliczności są jaśniejsze niż cefeidy mniej metaliczne, jednak w ramach niepewności efekt ten można uznać za zerowy. Wyniki te zostały opublikowane w pracy W17. Przy zastosowaniu dokładniejszej wartości $\Delta\mu_0^{eb}=0,500$ mag otrzymany efekt metaliczności ma we wszystkich pasmach znak dodatni, jednak obydwa wyniki wskazują, że wpływ metaliczności na jasności absolutne jest niewielki.

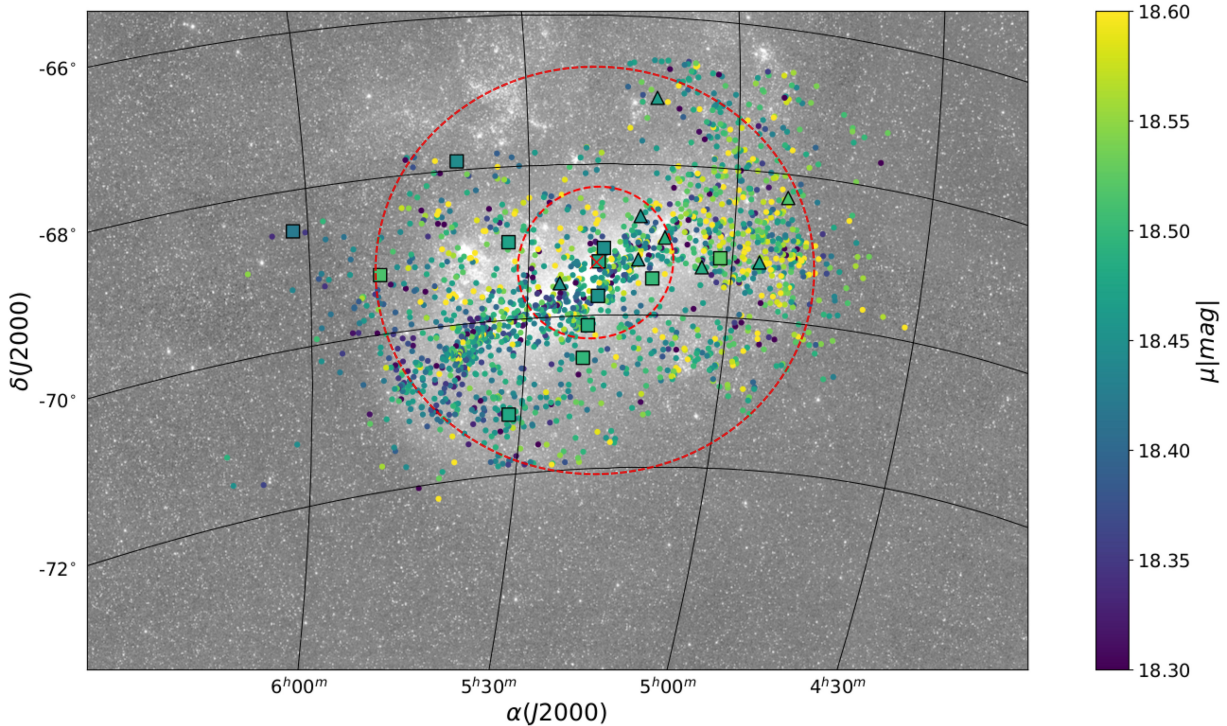
Wpływ geometrii Obłoków Magellana W pracy W17 nie został przedyskutowany wpływ geometrii galaktyk LMC i SMC na wyznaczony względny moduł odległości. Na rysunkach 3.4 i 3.5 przedstawione jest położenie układów podwójnych (trójkątami zana-

Tabela 3.3: Odczerwione względne moduły odległości SMC i LMC, wyznaczone z zależności PL cefeid klasycznych (kolumna 2), różnice względnych modułów odległości SMC i LMC wyznaczonych z cefeid i układów podwójnych (kolumny 3 i 5), oraz wyznaczony efekt metaliczności dla cefeid klasycznych (kolumny 4 i 6)

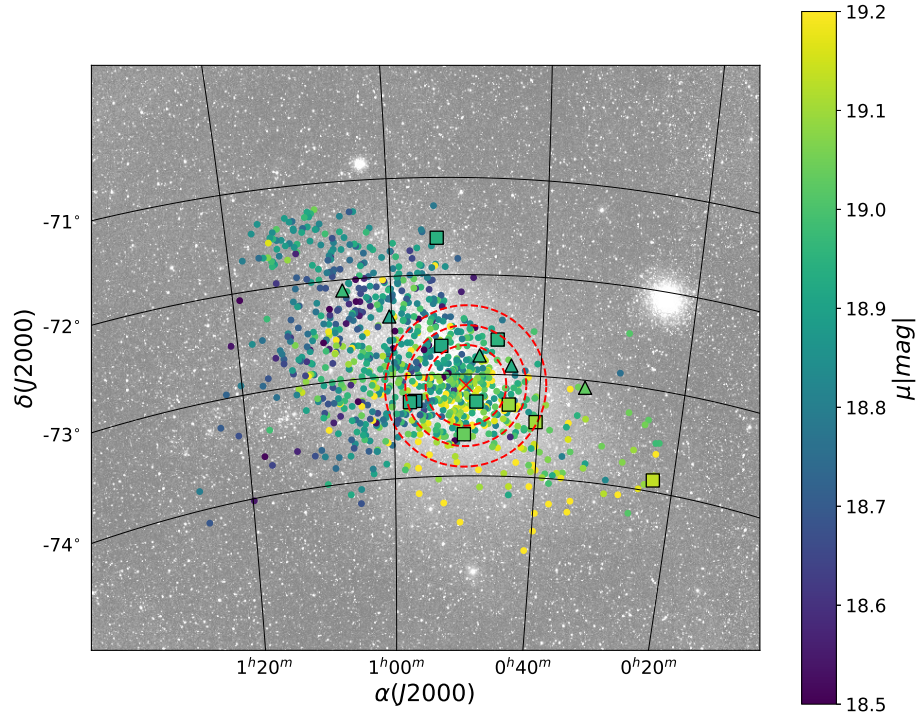
Filtr (1)	$\Delta\mu_0$ (2)	$\Delta\mu_0^{cep} - \Delta\mu_0^{eb,\dagger}$ (3)	γ^\dagger (4)	$\Delta\mu_0^{cep} - \Delta\mu_0^{eb,\ddagger}$ (5)	γ^\ddagger (6)
<i>V</i>	$0,484 \pm 0,010$	$0,012 \pm 0,028$	$-0,029 \pm 0,069$	$-0,019 \pm 0,019$	$0,039 \pm 0,047$
<i>I</i>	$0,480 \pm 0,008$	$0,008 \pm 0,027$	$-0,020 \pm 0,067$	$-0,022 \pm 0,018$	$0,049 \pm 0,045$
<i>J</i>	$0,490 \pm 0,007$	$0,018 \pm 0,027$	$-0,045 \pm 0,066$	$-0,011 \pm 0,017$	$0,024 \pm 0,043$
<i>H</i>	$0,477 \pm 0,006$	$0,005 \pm 0,027$	$-0,012 \pm 0,066$	$-0,022 \pm 0,017$	$0,057 \pm 0,043$
<i>K</i>	$0,480 \pm 0,005$	$0,008 \pm 0,027$	$-0,021 \pm 0,065$	$-0,021 \pm 0,017$	$0,048 \pm 0,042$
W_{VI}	$0,483 \pm 0,005$	$0,011 \pm 0,027$	$-0,027 \pm 0,065$	$-0,017 \pm 0,017$	$0,042 \pm 0,042$
W_{JK}	$0,481 \pm 0,00$	$0,009 \pm 0,027$	$-0,022 \pm 0,065$	$-0,018 \pm 0,017$	$0,047 \pm 0,042$

[†] Na podstawie prac P13 i G14; [‡] na podstawie prac P19 i G20

czony są układy z prac P13 i G14, kwadratami z prac P19 i G20) i cefeid, użytych do wyznaczenia odległości LMC i SMC, natomiast kolory punktów reprezentują ich moduły odległości. Indywidualne moduły odległości cefeid zostały wyznaczone na podstawie zależności PL dla wskaźnika *wesenheit* W_{VI} wyznaczonej w LMC i przy założeniu modułu odległości do LMC z pracy P19. Czerwony znak „x” na obydwu mapach oznacza środki galaktyk przyjęte w pracach P19 i G20.



Rysunek 3.4: Mapa przedstawiająca położenie cefeid klasycznych pulsujących w modzie podstawowym oraz układów podwójnych z prac Pietrzyński i in. (2013, trójkąty) oraz Pietrzyński i in. (2019, kwadraty) w Wielkim Obłoku Magellana. Kolor odpowiada wyznaczonym indywidualnym modułom odległości.



Rysunek 3.5: Mapa przedstawiająca położenie cefeid klasycznych pulsujących w modzie podstawowym oraz układów podwójnych z prac [Graczyk i in. \(2014, trójkąty\)](#) oraz [Graczyk i in. \(2019, kwadraty\)](#) w Małym Obłoku Magellana. Kolor odpowiada wyznaczonym indywidualnym modułom odległości.

W przypadku LMC współrzędne środka galaktyki pochodzą z pracy [van der Marel & Kallivayalil \(2014\)](#), gdzie zostały wyznaczone na podstawie pomiarów ruchów własnych gwiazd w tej galaktyce. Z rysunku 3.4 widać, że zarówno cefeidy jak i układy podwójne są dosyć równomiernie rozłożone wokół środka galaktyki. Widoczny jest również gradient odległości taki sam dla cefeid i układów podwójnych, co świadczy o niezerowym nachyleniu płaszczyzny dysku tej galaktyki, co jest zgodne z wynikami otrzymanymi przez innych autorów ([Jacyszyn-Dobrzeńska i in., 2016](#); [Weinberg & Nikolaev, 2001](#)). Na rysunku 3.4 zaznaczone są okręgi o środku w centrum LMC i promieniach 3° i $1,5^\circ$. Wyznaczając średni moduł odległości z układów podwójnych zawartych wewnątrz okręgów, otrzymano wartość $18,473 \pm 0,005 \text{ mag}$ i $18,479 \pm 0,006 \text{ mag}$ odpowiednio dla większego i mniejszego okręgu, zatem na moduł odległości wyznaczony z układów podwójnych wpływ geometrii LMC jest nieznaczny.

W celu sprawdzenia jak geometria LMC wpływa na względny moduł odległości SMC i LMC wyznaczony z cefeid, powtórzono wyznaczanie zależności PL, biorąc tym razem pod uwagę tylko gwiazdy zawarte wewnątrz okręgów 3° i $1,5^\circ$. Wyniki dopasowania przedstawiono w tabeli 3.4. Następnym krokiem było dopasowanie zależności do danych z SMC, ze współczynnikiem nachylenia ustalonym na odpowiedniej wartości z LMC i wyznaczenie względnego modułu odległości SMC i LMC. Wyniki dopasowania zamieszczone są w kolumnach 2 i 3 tabeli 3.5. Do odczerwienia wyznaczonych względnych modułów odległości wykonano ponownie dopasowanie wielobarwne, otrzymując różnicę nadwyżki barwy $\Delta E(B - V) = -0,049 \pm 0,002 \text{ mag}$ i $\Delta E(B - V) = -0,039 \pm 0,006 \text{ mag}$ odpowiednio dla okręgu 3° i $1,5^\circ$. Względne moduły odległości poprawione na ekstynkcję, oraz otrzymane na ich podstawie wartości współczynników γ (przy założeniu $\Delta \mu_0^{eb} = 0,500 \text{ mag}$), zamieszczone są

w kolumnach 4 i 5 tabeli 3.5. Otrzymane w tym teście wyniki zgodne są z poprzednimi na poziomie 1σ i również dają praktycznie zaniedbywalny wpływ metaliczności na jasności absolutne cefeid. Wpływ geometrii LMC na wyznaczony efekt metaliczności jest więc niewielki.

Tabela 3.4: Obserwowane zależności PL postaci $M = \alpha(\log P - 0,7) + \beta$ dla cefeid klasycznych w LMC, wyznaczone na podstawie próbki ograniczonej do gwiazd leżących wewnątrz okręgów o promieniach 3° oraz $1,5^\circ$ wokół środka LMC. Kolumny 4 i 5 zawierają odpowiednio rozrzut pomiarów wokół dopasowania oraz liczbę punktów użytych do wyznaczenia zależności.

Filtr (1)	α (2)	β (3)	σ (4)	N (5)
LMC 3°				
<i>V</i>	$-2,775 \pm 0,022$	$15,606 \pm 0,006$	0,233	1681
<i>I</i>	$-2,967 \pm 0,016$	$14,814 \pm 0,004$	0,156	1658
<i>J</i>	$-3,120 \pm 0,012$	$14,249 \pm 0,003$	0,120	1671
<i>H</i>	$-3,224 \pm 0,010$	$13,896 \pm 0,002$	0,098	1674
<i>K</i>	$-3,244 \pm 0,009$	$13,822 \pm 0,002$	0,090	1681
W_{VI}	$-3,324 \pm 0,009$	$13,573 \pm 0,002$	0,083	1667
W_{JK}	$-3,331 \pm 0,008$	$13,522 \pm 0,002$	0,084	1675
LMC $1,5^\circ$				
<i>V</i>	$-2,750 \pm 0,034$	$15,561 \pm 0,008$	0,211	637
<i>I</i>	$-2,981 \pm 0,025$	$14,782 \pm 0,006$	0,149	634
<i>J</i>	$-3,136 \pm 0,019$	$14,225 \pm 0,005$	0,119	634
<i>H</i>	$-3,227 \pm 0,016$	$13,876 \pm 0,004$	0,097	637
<i>K</i>	$-3,247 \pm 0,014$	$13,806 \pm 0,004$	0,089	637
W_{VI}	$-3,351 \pm 0,013$	$13,567 \pm 0,003$	0,079	635
W_{JK}	$-3,324 \pm 0,013$	$13,513 \pm 0,003$	0,082	638

Środek SMC został wyznaczony jako centrum obszaru o największym zagęszczeniu cefeid i pochodzi z pracy [Ripepi i in. \(2016\)](#). Różnice modułów odległości cefeid w SMC dochodzą do około 0,7mag, co świadczy o znacznej rozciągłości tej galaktyki wzdłuż linii widzenia. Zgodne jest to z wynikami otrzymanymi za pomocą innych metod ([Subramanian & Subramaniam, 2012](#); [Jacyszyn-Dobrzeńska i in., 2016, 2017](#); [Muraveva i in., 2018](#)). Cefeidy w SMC nie są również równomiernie rozłożone wokół przyjętego środka tej galaktyki i bardzo duża liczba tych gwiazd obserwowana jest w części północno-zachodniej, która znajduje się znacznie bliżej niż część główna galaktyki. Podobny gradient odległości obserwowany jest w przypadku układów podwójnych, lecz w części północno-zachodniej znajdują się tylko trzy układy.

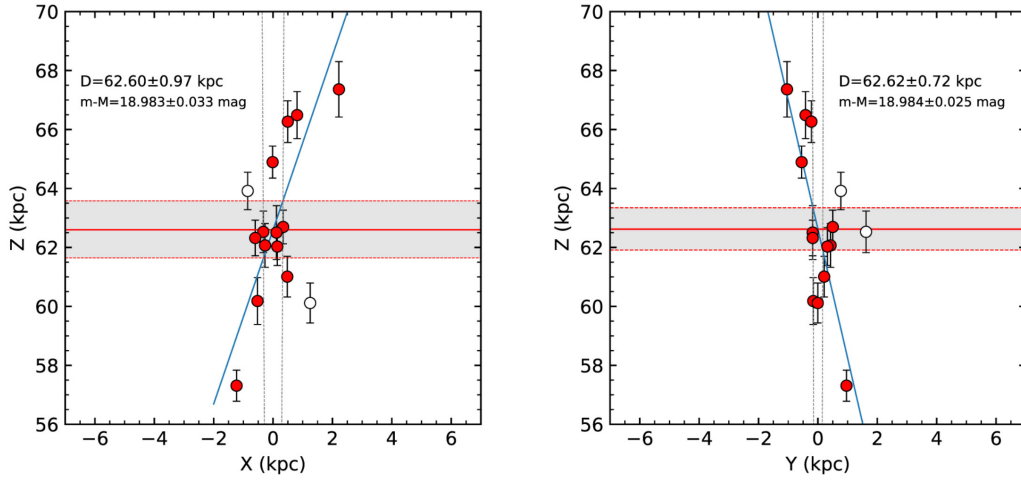
Rysunek 3.6 przedstawia układy podwójne zastosowane do pomiaru odległości do SMC w pracy [Graczyk i in. \(2020\)](#) w dwóch płaszczyznach XZ oraz YZ. Początkiem układu współrzędnych jest środek SMC, oś Z pokrywa się z kierunkiem widzenia SMC, natomiast prostopadłe do niej osie X i Y skierowane są odpowiednio na wschód i północ. Odległość do SMC została w tej pracy wyznaczona m.in. przez dopasowanie prostych do widocznych trendów. Wartość w punkcie $X=0$ i $Y=0$ daje odległość do założonego środka SMC i wyniki w obydwu dopasowaniach są praktycznie identyczne. Odległość wyznaczona została również poprzez uśrednienie odległości poszczególnych układów podwójnych biorąc pod

Tabela 3.5: Wyznaczenie efektu metaliczności dla cefeid klasycznych w oparciu o zależności PL w LMC wyznaczone z próbki cefeid ograniczonej do gwiazd leżących wewnątrz promieni 3° i 1° wokół środka galaktyki. Punkt zerowy zależności PL dla cefeid w SMC (kolumna 2), wyznaczony został poprzez dopasowanie prostej postaci $M = \alpha(\log P - 0,7) + \beta$ ze współczynnikiem α przyjętym z odpowiedniej zależności PL dla cefeid w LMC z tabeli 3.4. Różnica modułów odległości (kolumna 3), wyznaczona została jako różnica punktów zerowych odpowiednich zależności PL. W kolumnie 4 zamieszczone zostały wartości rzeczywistego modułu odległości, poprawionego na ekstynkcję za pomocą metody wielobarwnej. Kolumna 5 zawiera wyznaczony metaliczności.

Filtr (1)	β (2)	$\Delta\mu$ (3)	$\Delta\mu_0$ (4)	γ (5)
<i>LMC 3°</i>				
<i>V</i>	15,938±0,009	0,332±0,011	0,486±0,011	0,045±0,049
<i>I</i>	15,201±0,007	0,387±0,008	0,480±0,008	0,060±0,046
<i>J</i>	14,697±0,006	0,448±0,007	0,492±0,007	0,030±0,045
<i>H</i>	14,349±0,006	0,453±0,006	0,480±0,006	0,059±0,045
<i>K</i>	14,286±0,005	0,464±0,005	0,482±0,005	0,054±0,044
<i>W_{VI}</i>	14,054±0,005	0,481±0,005	0,481±0,005	0,057±0,044
<i>W_{JK}</i>	14,005±0,005	0,483±0,005	0,483±0,005	0,052±0,044
<i>LMC 1,5°</i>				
<i>V</i>	15,938±0,009	0,377±0,012	0,499±0,012	-0,003±0,051
<i>I</i>	15,201±0,007	0,419±0,009	0,493±0,009	0,012±0,048
<i>J</i>	14,697±0,006	0,472±0,008	0,507±0,008	-0,021±0,046
<i>H</i>	14,348±0,006	0,472±0,007	0,494±0,007	0,011±0,046
<i>K</i>	14,286±0,005	0,480±0,006	0,494±0,006	0,009±0,045
<i>W_{VI}</i>	14,054±0,005	0,487±0,006	0,487±0,006	0,027±0,045
<i>W_{JK}</i>	14,005±0,005	0,492±0,006	0,492±0,006	0,015±0,045

uwagę całą próbkę, a następnie tylko układy położone w części centralnej (co odpowiada odległości około $0,5^\circ$ od środka SMC). Różnice pomiędzy odległością otrzymaną różnymi sposobami są mniejsze niż 1% a jako ostateczna odległość przyjęta została wartość średnia z powyższych wyznaczeń. Geometria SMC ma zatem niewielki wpływ na wyznaczenie odległości do tej galaktyki za pomocą układów podwójnych. Jeżeli jednak geometria SMC ma duży wpływ na moduł odległości wyznaczony z cefeid, to porównanie wyznaczenia z pełnej próbki cefeid z wartością otrzymaną z układów podwójnych obarczone jest znacznym błędem.

Aby sprawdzić jak geometria SMC wpływa na otrzymywany efekt metaliczności, powtórzono wyznaczenie względnego modułu odległości SMC i LMC, a następnie współczynnika γ , używając tym razem cefeid położonych wewnątrz okręgów o promieniach $0,8^\circ$, $0,6^\circ$, $0,4^\circ$ wokół środka SMC. W tabeli 3.6 w kolumnach 2, 3 i 4 zamieszczone są wyniki dopasowania zależności PL do danych z SMC w poszczególnych okręgach, z nachyleniem ustalonym na odpowiedniej wartości z LMC (z tabeli 3.1). W kolumnie 5 tej tabeli znajdują się wartości względnego modułu odległości, obliczone z różnicy punktów zerowych zależności PL. Konieczne było ponowne przeprowadzenie analizy wielobarwnej do wyznaczenia niepoczerwienionych względnych modułów odległości. Wyznaczone wartości różnicy poczerwienienia wynoszą $-0,025\pm0,007$ mag, $-0,015\pm0,008$ mag, $-0,001\pm0,009$ mag odpowiednio dla promieni $0,8^\circ$, $0,6^\circ$, $0,4^\circ$, co świadczy o wzroście ekstynkcji w miarę



Rysunek 3.6: Dopasowanie prostych do obserwowanych trendów odległości układów podwójnych w SMC. Początkiem układu współrzędnych jest środek SMC (przyjęty z pracy [Ripepi i in., 2016](#)), oś Z pokrywa się z kierunkiem widzenia galaktyki, osie X i Y skierowane są odpowiednio na wschód i północ (źródło: [Graczyk i in., 2020](#)). Odległości otrzymane z trendów w tych dwóch płaszczyznach są niemal identyczne, zatem definiują one wyróżnioną płaszczyznę, opisującą w przybliżeniu geometrię SMC.

zbliżania się do środka galaktyki. Wyznaczając dla porównania różnicę poczerwienienia z map [Górski i in. \(2020\)](#), biorąc pod uwagę taki sam obszar w SMC jak powyżej, otrzymano $-0,032 \pm 0,017$ mag, $-0,030 \pm 0,017$ mag, $-0,026 \pm 0,018$ mag. Rzeczywiste moduły odległości, otrzymane jako wyraz wolny dopasowania wielobarwnego, wynoszą dla kolejnych promieni $0,528 \pm 0,008$ mag, $0,537 \pm 0,009$ mag oraz $0,548 \pm 0,011$ mag. Używając wyznaczonych wartości nadwyżki barwy, poprawiono moduł odległości uzyskany w poszczególnych filtrach na ekstynkcję. Otrzymane wartości zamieszczone są w kolumnie 6 tabeli 3.6.

Ostatnia kolumna tabeli 3.6 zawiera wartości efektu metaliczności, otrzymane przy założeniu względnego modułu odległości SMC i LMC wyznaczonego z układów podwójnych $\Delta\mu_0^{eb} = 0,500$ mag. Efekt otrzymany w każdym z okręgów ma znak ujemny, oraz wartość efektu rośnie w miarę zmniejszania rozważanego obszaru, z czego wynika, że geometria SMC ma znaczny wpływ na wyznaczenie efektu metaliczności.

Jako że okrąg o promieniu $0,6^\circ$ zawiera znaczną liczbę cefeid i układów podwójnych rozłożonych symetrycznie wokół środka galaktyki, wartości wyznaczone w tym obszarze są najbardziej wiarygodnym wyznaczeniem efektu metaliczności spośród zaprezentowanych. Do niepewności współczynników γ powinien być jednak dodany błąd wynikający z wpływu rozmiaru rozważanego obszaru. Efekt metaliczności wyznaczony na podstawie próbek z okręgów $0,8^\circ$ oraz $0,4^\circ$ różni się od ostatecznych wartości o około $0,03$ mag/dex i taką wartość przyjęto jako błąd wynikający z wyboru próbki cefeid w SMC.

Wyniki uzyskane w tej części analizy wykorzystane zostały w pracy B21 przy doborze próbki cefeid w Obłokach Magellana.

Tabela 3.6: Wyznaczenie efektu metaliczności z próbki cefeid w SMC ograniczonej do gwiazd leżących wewnątrz okręgów o promieniach $0,8^\circ$, $0,6^\circ$ i $0,4^\circ$ wokół środka tej galaktyki.

Filtr (1)	β (2)	σ (3)	N (4)	$\Delta\mu$ (5)	$\Delta\mu_0$ (6)	γ (7)
<i>SMC 0,8°</i>						
<i>V</i>	$16,049\pm 0,014$	0,289	448	$0,455\pm 0,015$	$0,528\pm 0,020$	$-0,067\pm 0,055$
<i>I</i>	$15,286\pm 0,010$	0,214	449	$0,480\pm 0,011$	$0,524\pm 0,014$	$-0,055\pm 0,048$
<i>J</i>	$14,762\pm 0,008$	0,173	443	$0,515\pm 0,009$	$0,535\pm 0,011$	$-0,075\pm 0,046$
<i>H</i>	$14,404\pm 0,007$	0,150	442	$0,508\pm 0,007$	$0,523\pm 0,009$	$-0,044\pm 0,044$
<i>K</i>	$14,341\pm 0,007$	0,143	439	$0,519\pm 0,007$	$0,528\pm 0,009$	$-0,057\pm 0,044$
<i>W_{VI}</i>	$14,100\pm 0,006$	0,121	443	–	$0,529\pm 0,006$	$-0,058\pm 0,043$
<i>W_{JK}</i>	$14,047\pm 0,006$	0,132	439	–	$0,527\pm 0,006$	$-0,046\pm 0,043$
<i>SMC 0,6°</i>						
<i>V</i>	$16,089\pm 0,016$	0,290	344	$0,495\pm 0,017$	$0,535\pm 0,021$	$-0,096\pm 0,058$
<i>I</i>	$15,315\pm 0,013$	0,217	345	$0,509\pm 0,013$	$0,534\pm 0,016$	$-0,087\pm 0,051$
<i>J</i>	$14,780\pm 0,010$	0,176	341	$0,533\pm 0,010$	$0,543\pm 0,013$	$-0,112\pm 0,049$
<i>H</i>	$14,418\pm 0,008$	0,152	340	$0,522\pm 0,008$	$0,531\pm 0,010$	$-0,073\pm 0,045$
<i>K_s</i>	$14,353\pm 0,008$	0,141	335	$0,531\pm 0,008$	$0,536\pm 0,010$	$-0,089\pm 0,046$
<i>W_{VI}</i>	$14,107\pm 0,006$	0,117	339	–	$0,536\pm 0,006$	$-0,089\pm 0,044$
<i>W_{JK}</i>	$14,056\pm 0,007$	0,129	334	–	$0,533\pm 0,007$	$-0,079\pm 0,044$
<i>SMC 0,4°</i>						
<i>V</i>	$16,148\pm 0,020$	0,294	208	$0,554\pm 0,021$	$0,554\pm 0,021$	$-0,133\pm 0,066$
<i>I</i>	$15,352\pm 0,015$	0,221	210	$0,546\pm 0,016$	$0,546\pm 0,016$	$-0,119\pm 0,057$
<i>J</i>	$14,806\pm 0,012$	0,169	206	$0,559\pm 0,012$	$0,559\pm 0,012$	$-0,145\pm 0,053$
<i>H</i>	$14,438\pm 0,010$	0,142	205	$0,542\pm 0,010$	$0,542\pm 0,010$	$-0,103\pm 0,048$
<i>K_s</i>	$14,366\pm 0,010$	0,135	203	$0,544\pm 0,010$	$0,544\pm 0,010$	$-0,108\pm 0,048$
<i>W_{VI}</i>	$14,120\pm 0,008$	0,113	207	–	$0,549\pm 0,008$	$-0,121\pm 0,047$
<i>W_{JK}</i>	$14,063\pm 0,009$	0,122	202	–	$0,539\pm 0,009$	$-0,096\pm 0,047$

3.2 Analiza cefeid w Drodze Mlecznej i Obłokach Magellana

Średnia metaliczność cefeid w SMC wynosi $-0,75$ dex, natomiast w LMC $-0,35$ dex (Gieren i in., 2018), tak więc wyznaczony w poprzednim rozdziale efekt ma zastosowanie do takiego zakresu metaliczności. Znaczna część galaktyk używanych do kalibracji jasności absolutnej supernowych ma jednak metaliczność wyższą niż LMC (Riess i in., 2021a), dlatego konieczne jest rozszerzenie analizy na populacje bardziej bogate w metale. Pomiar paralaks, wykonywane w ramach misji kosmicznej *Gaia*, dają możliwość wykorzystania pobliskich gwiazd do kalibrowania punktu zerowego kosmicznej skali odległości. Średnia metaliczność cefeid w okolicy Słońca jest bliska słonecznej (0 dex), zatem dołączenie ich do analizy efektu metaliczności pozwala rozszerzyć zakres stosowalności wyznaczonych poprawek oraz zwiększyć dokładność wyznaczenia efektu metaliczności.

Dzięki zastosowaniu tych samych źródeł danych dla LMC i SMC w analizie opisanej w rozdziale 3.1, możliwa była eliminacja błędów systematycznych związanych z punktem zerowym fotometrii, wyznaczeniami odległości oraz metaliczności. Ze względu na brak całkowicie jednorodnych danych dla Drogi Mlecznej, LMC oraz SMC, podejście takie nie było możliwe do zastosowania w pracy B21.

3.2.1 Dane

Obłoki Magellana Jasności średnie w pasmach V i I z systemu Johnsona-Cousinsa, okresy pulsacji i współrzędne cefeid klasycznych pulsujących w modzie podstawowym w Obłokach Magellana, zostały zaczerpnięte ponownie z katalogu przeglądu OGLE, jednak tym razem stworzonego na podstawie obserwacji wykonanych w IV fazie tego projektu (Udalski i in., 2015). Jasności średnie około 1750 cefeid w LMC i 2500 w SMC zostały wyznaczone na podstawie krzywych blasku zawierających średnio 140 pomiarów w paśmie V i 610 w paśmie I . Podobnie jak w pracy W17, ze względu na nieliniowość w zależności PL dla cefeid w SMC, z próbki tej odrzucone zostały gwiazdy z okresami pulsacji krótszymi niż 2,5 dnia. Dla danych z przeglądu OGLE został zachowawczo założony błąd punktu zerowego fotometrii wynoszący 0,02mag.

Jak wspomniano w rozdziale 3.1, dla obydwu Obłoków Magellana dostępna jest wielopokowa fotometria w pasmach podczerwonych. Jasności średnie 887 cefeid w LMC w pasmach J , H oraz K_s zaczerpnięte zostały z przeglądu LMCSS (Macri i in., 2015). Katalog ten zawiera również jasne cefeidy z pracy Persson i in. (2004). Średnia liczba pomiarów użytych do wyznaczenia jasności średnich w tym katalogu wynosi 43. Jasności podane zostały w systemie 2MASS, jednak zastosowane zostały dodatkowe poprawki wyznaczone z porównania jasności gwiazd z katalogu LMCSS z katalogiem 2MASS (Lucas Macri, komunikacja prywatna):

$$\left\{ \begin{array}{l} J_{2MASS} = J_{LMCSS} - 0,0167 + 0,0205(J_{LMCSS} - K_{LMCSS} - 0,4) \\ \quad \quad \quad + 0,0101(J_{LMCSS} - K_{LMCSS} - 0,4)^2 \\ H_{2MASS} = H_{LMCSS} - 0,0116 + 0,0054(J_{LMCSS} - K_{LMCSS} - 0,4) \\ \quad \quad \quad - 0,0189(J_{LMCSS} - H_{LMCSS} - 0,4)^2 \\ K_{2MASS} = K_{LMCSS} - 0,0162 + 0,0227(J_{LMCSS} - K_{LMCSS} - 0,4) \\ \quad \quad \quad - 0,0595(J_{LMCSS} - K_{LMCSS} - 0,4)^2 \end{array} \right. \quad (3.2)$$

Porównanie jasności średnich gwiazd wspólnych z przeglądu LMCSS oraz z pracy Persson i in. (2004) daje zgodność na poziomie 0,02mag. Wartość ta została przyjęta jako niepew-

ność punktu zerowego fotometrii we wszystkich trzech pasmach.

Jasności średnie cefeid w SMC w pasmach J oraz K_s , wyznaczone z wieloepokowych obserwacji, dostępne są w katalogu przeglądu VMC. Jasności w paśmie J dostępne są dla 1129 cefeid, natomiast w paśmie K_s dla 2074 cefeid. Średnia liczba obserwacji w paśmie J wynosi 7, natomiast w paśmie K_s 17. Jasności opublikowane zostały w systemie VISTA, zatem musiały zostać przetransformowane do systemu 2MASS. Wykorzystane zostały do tego formuły z pracy [Ripepi i in. \(2016\)](#):

$$\begin{cases} J'_{2MASS} = J_{VMC} + 0,070(J_{VMC} - K_{VMC}) \\ K'_{2MASS} = K_{VMC} - 0,011(J_{VMC} - K_{VMC}) \end{cases} \quad (3.3)$$

oraz dodatkowe poprawki, otrzymane z porównania 7000 gwiazd z przeglądu VMC (czwarta wersja katalogu) z katalogiem 2MASS (Lucas Macri, komunikacja prywatna):

$$\begin{cases} J_{2MASS} = J'_{2MASS} - 0,0087 - 0,0010(J'_{2MASS} - K'_{2MASS} - 0,4) \\ K_{2MASS} = K'_{2MASS} + 0,0011 - 0,0087(J'_{2MASS} - K'_{2MASS} - 0,4) \end{cases} \quad (3.4)$$

Pasmo H nie jest dostępne w przeglądzie VMC i w pracy B21 efekt metaliczności w tym paśmie został wyznaczony tylko na podstawie danych z Drogi Mlecznej i LMC. Jako niepewność punktu zerowego fotometrii z przeglądu VMC przyjęta została wartość 0,02mag.

Po połączeniu danych ze wszystkich katalogów wykonana została ocena jakości zebranej fotometrii. Zastosowanym kryterium był błąd jasności średniej oraz liczba pomiarów użytych do jej wyznaczenia. Jeżeli niepewność jasności średniej była większa niż 0,1mag lub jeżeli do jej wyznaczenia wykorzystano mniej niż 5 pomiarów, nie była brana pod uwagę w dalszej analizie.

Nadwyżka barwy $E(B - V)$ w kierunku każdej cefeidy w Obłokach Magellana wyznaczona została za pomocą map opisanych w pracy [Górski i in. \(2020\)](#) o rozdzielczości $7'$. Do obliczenia ekstynkcji w każdym z użytych pasm wykorzystane zostało prawo poczerwienia [Cardelli i in. \(1989\)](#) i [O'Donnell \(1994\)](#) z $R_V=3,1$.

Podobnie jak w pracy W17, przyjęte zostały odległości Obłoków Magellana wyznaczone na podstawie układów podwójnych późnego typu ([Pietrzyński i in., 2019](#); [Graczyk i in., 2020](#)). Jak wykazano w rozdziale 3.1.2, skomplikowana geometria SMC utrudnia pomiar odległości do tej galaktyki, zatem próbka cefeid w SMC została ograniczona wyłącznie do obszaru $0,6^\circ$ wokół centrum tej galaktyki, przyjętego ponownie z pracy [Ripepi i in. \(2016\)](#). Z początkowej próbki około 2300 gwiazd, zostało nieco ponad 840. W przypadku LMC odrzucone zostały gwiazdy odległe od centrum galaktyki o ponad 3° , przez co próbka zmniejszyła się z około 1800 do 1700 cefeid.

W celu zwiększenia precyzji wyznaczenia zależności PL, na podstawie modeli LMC i SMC obliczone zostały indywidualne odległości cefeid. Dla LMC przyjęty został model z pracy [Jacyszyn-Dobrzyniecka i in. \(2016\)](#). W modelu tym, ze współrzędnych równikowych wyznaczane są współrzędne kartezjańskie:

$$\begin{cases} x = -d_{LMC} \times \cos \delta \sin(\alpha - \alpha_{LMC}) \\ y = d_{LMC} \times [\sin \delta \cos \delta_{LMC} - \cos \delta \sin \delta_{LMC} \cos(\alpha - \alpha_{LMC})] \\ z = d_{LMC} + 0,395x - 0,215y \end{cases} \quad (3.5)$$

gdzie d_{LMC} jest odległością środka LMC wyznaczoną w pracy [Pietrzyński i in. \(2019\)](#), natomiast $\alpha_{LMC}=80,05^\circ, \delta_{LMC}=-69,30^\circ$ są współrzędnymi środka LMC. Odległość cefeidy obliczana jest z sumy kwadratów tych współrzędnych:

$$d = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}. \quad (3.6)$$

Odległości cefeid z SMC wyznaczone zostały z modelu z pracy [Graczyk i in. \(2020\)](#). Współrzędne kartezjańskie x i y wyznaczone są analogicznie jak w przypadku LMC:

$$\begin{cases} x = -d_{SMC} \times \cos \delta \sin(\alpha - \alpha_{SMC}) \\ y = d_{SMC} \times [\sin \delta \cos \delta_{SMC} - \cos \delta \sin \delta_{SMC} \cos(\alpha - \alpha_{SMC})] \end{cases} \quad (3.7)$$

gdzie współrzędne środka SMC wynoszą $\alpha_{SMC}=12,54^\circ, \delta_{SMC}=-73,11^\circ$ ([Ripepi i in., 2016](#)). Wyznaczając odległość do SMC, [Graczyk i in. \(2020\)](#) stworzyli również model tej galaktyki poprzez dopasowanie dwóch prostych do obserwowanych trendów odległości układów podwójnych. Dopasowanie to przedstawione jest na rysunku 3.6. Odległość SMC otrzymana z tych dwóch prostych jest praktycznie identyczna, zatem można stwierdzić, że proste przecinają się w punkcie (0,0) i definiują one wyróżnioną płaszczyznę, reprezentującą „dysk” SMC. Odległości cefeid wyznaczone zostały jako średnia wartość obliczona z dwóch prostych:

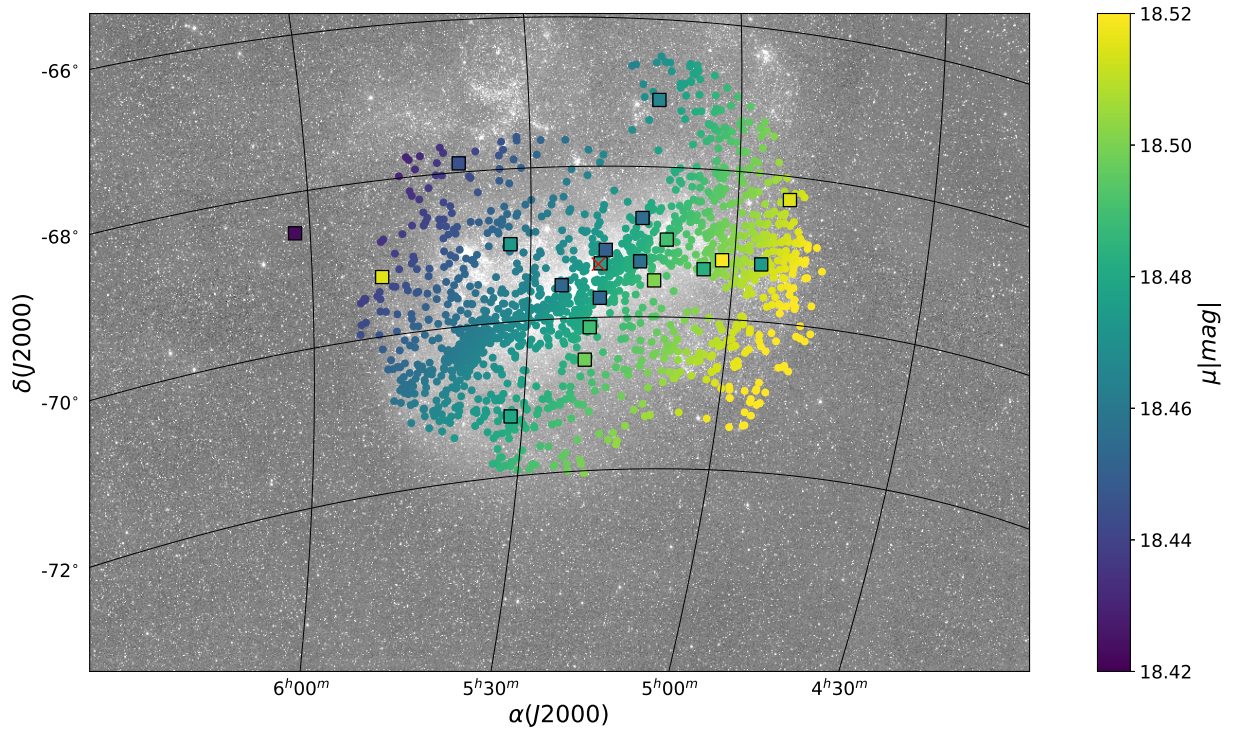
$$\begin{cases} d(x) = d_{SMC} + 3,086x \\ d(y) = d_{SMC} + 3,248y \end{cases} \quad (3.8)$$

Wyznaczone odległości cefeid w LMC i SMC zostały następnie przeliczone na indywidualne moduły odległości. Rysunki 3.7 i 3.8 przedstawiają mapy LMC i SMC z zaznaczonym położeniem cefeid użytych do wyznaczenia efektu metaliczności, oraz układów podwójnych z prac P19 i G20. Kolorem zaznaczone są indywidualne odległości cefeid wyznaczone w sposób opisany powyżej.

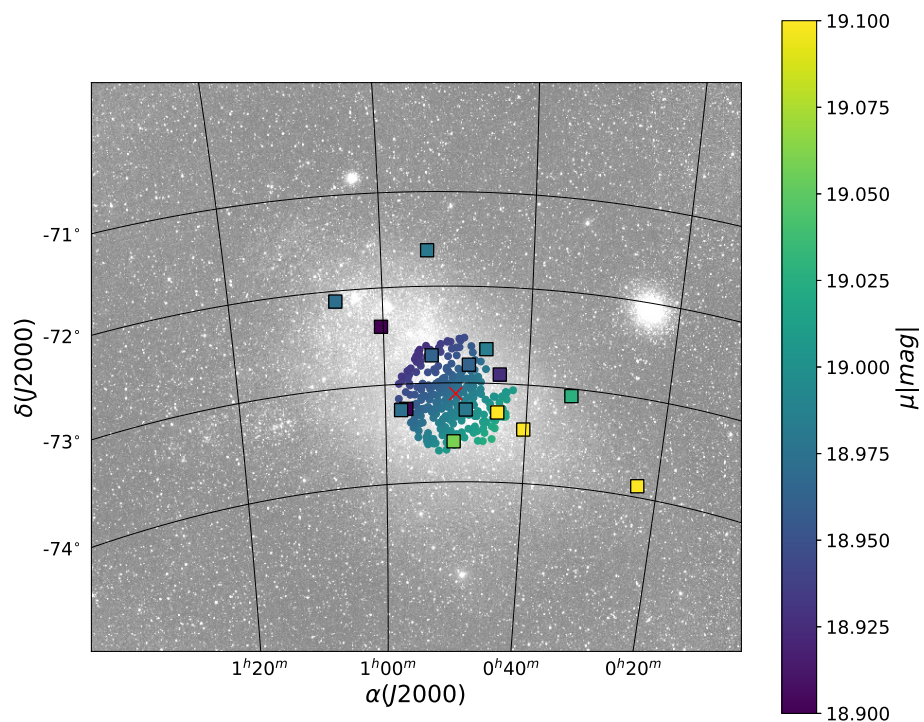
Średnia metaliczność cefeid w LMC i SMC została oszacowana w sposób identyczny jak w pracy [Gieren i in. \(2018\)](#), na podstawie literaturowych wyznaczeń metaliczności cefeid. [Romaniello i in. \(2008\)](#) z analizy widm 22 cefeid w LMC otrzymali średnią metaliczność $-0,34 \pm 0,03$ dex. Na podstawie 3 cefeid w należącej do LMC gromadzie NGC1866, [Molinari i in. \(2012\)](#) otrzymali średnią metaliczność $-0,40 \pm 0,04$ dex, natomiast [Lemasle i in. \(2017\)](#) na podstawie 6 cefeid w tej samej gromadzie otrzymali wartość $-0,33 \pm 0,03$ dex. Średnia wartość tych trzech wyznaczeń daje $-0,34 \pm 0,06$ dex, przy czym do błędu została dodana w kwadracie niepewność 0,05 dex związana z możliwymi różnicami skal metaliczności.

W przypadku SMC, [Romaniello i in. \(2008\)](#) wyznaczyli średnią metaliczność 14 cefeid, otrzymując $-0,75 \pm 0,02$ dex. [Lemasle i in. \(2017\)](#) na podstawie 4 cefeid otrzymali średnią metaliczność $-0,73 \pm 0,02$ dex. Średnia metaliczność wyznaczona w pracy [Gieren i in. \(2018\)](#) na podstawie tych dwóch wyników wynosi $-0,75 \pm 0,05$ dex i do błędu ponownie została dodana niepewność 0,05 dex związana z różnymi skalami metaliczności.

Droga Mleczna Dane fotometryczne cefeid klasycznych z Drogi Mlecznej, pulsujących w modzie fundamentalnym, pochodzą z kilku katalogów. Obserwacje w pasmach optycznych V oraz I z systemu Johnsona-Cousinsa zaczerpnięte zostały z katalogu [Berdnikov \(2008\)](#). Krzywe blasku w paśmie V dostępne są dla 272, natomiast w paśmie I dla 235 cefeid. Krzywe blasku zawierają średnio 168 pomiarów w paśmie V oraz 128 w paśmie I .

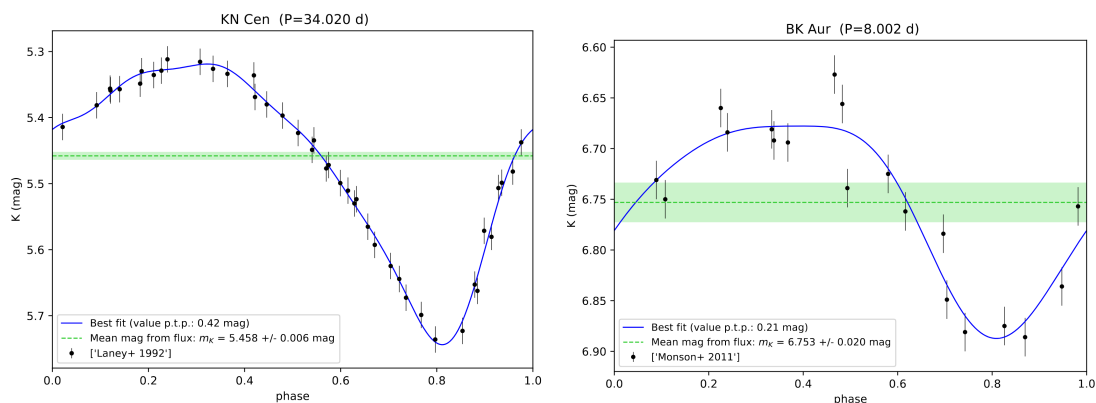


Rysunek 3.7: Położenie cefeid (punkty) oraz układów podwójnych z pracy [Pietrzyński i in. \(2019\)](#), kwadraty) w Wielkim Obłoku Magellana. Kolorem oznaczone są moduły odległości gwiazd.



Rysunek 3.8: Położenie cefeid (punkty) oraz układów podwójnych z pracy [Graczyk i in. \(2020\)](#), kwadraty) w Małym Obłoku Magellana. Kolorem oznaczone są moduły odległości gwiazd

Niepewność punktu zerowego fotometrii optycznej jest na poziomie 0,01mag.



Rysunek 3.9: Przykładowe krzywe blasku cefeid klasycznych z Drogi Mlecznej (Breuval i in., 2021). Zielona linia oznacza wyznaczoną jasność średnią, natomiast jasno-zielony obszar oznacza błąd jasności średniej.

W pasmach podczerwonych J , H oraz K_s wykorzystane zostały dane z prac Welch i in. (1984), Laney & Stobie (1992), Barnes i in. (1997), Monson & Pierce (2011) oraz Feast i in. (2008). Dane te pochodzą z różnych instrumentów i zostały przetransformowane do systemu 2MASS za pomocą formuł z pracy Monson & Pierce (2011). Ci sami autorzy oszacowali również błędy systematyczne związane z punktem zerowym fotometrii wszystkich wymienionych przeglądów podczerwonych, otrzymując 0,013mag, 0,010mag, 0,002mag odpowiednio dla pasm J , H i K_s .

Wszystkie krzywe blasku zostały sfazowane z okresami pulsacji zaczerpniętymi z Groenewegen (2018), *Variable Star Index* (Watson i in., 2006) lub z Luck (2018), przy czym pierwsze źródło miało wyższy priorytet. Jasności zostały następnie przeliczone na strumienie i dopasowano do nich szeregi Fouriera. W zależności od pokrycia krzywej obserwacjami oraz jej charakterystyką (np. obecnością tzw. progresji Hertzsprunga) dopasowany został szereg rzędu pomiędzy 3 i 6. W przypadku długookresowych cefeid, dane zebrane w dużych odstępach czasu mogą być przesunięte w fazie w wyniku zmian okresu pulsacji. Zostało to uwzględnione poprzez modelowanie zmian okresu za pomocą wielomianu 5-go stopnia. Oszacowaniem średniego strumienia jest wyraz zerowy szeregu Fouriera, który został przeliczony następnie na jasność wyrażoną w wielkościach gwiazdowych. Niepewność jasności średniej oszacowana została z rozrzutu obserwowanej krzywej blasku względem dopasowania. Przykładowe krzywe blasku przedstawione są na rysunku 3.9.

Jeżeli dla danej gwiazdy dostępne było mniej niż 8 obserwacji w danym paśmie, wyznaczona dla niej jasność średnia nie była uwzględniana w dalszej analizie. Podobnie jak w przypadku fotometrii cefeid w Obłokach Magellana, odrzucone zostały również jasności średnie wyznaczone z błędem większym niż 0,1mag.

Różne wyznaczenia poczerwienienia cefeid w Drodze Mlecznej zostały zebrane w katalogu Fernie i in. (1995). Średnie wartości nadwyżki barwy w tym katalogu są według Groenewegen (2018) zawyżone, zatem zastosowano sugerowany w tej pracy czynnik skalujący 0,94. Niepewność wyznaczenia poczerwienienia została oszacowana z rozrzutu pomiarów, bądź w przypadku pojedynczych pomiarów przyjęta została niepewność 0,05mag. Podobnie jak w przypadku Obłoków Magellana, do obliczenia ekstynkcji w każdym z użytych pasm wykorzystane zostało prawo poczerwienienia Cardelli i in. (1989) i O'Donnell (1994) z $R_V=3,1$.

Do wyznaczenia jasności absolutnych cefeid z Drogi Mlecznej wykorzystane zostały paralaksy z trzeciej wersji katalogu *Gaia* (EDR3, [Lindgren i in., 2021a](#)). Z wcześniejszych wersji katalogu znany jest problem z przesunięciem punktu zerowego wyznaczonych paralaks ([Lindgren i in., 2018](#)). Dla 2 wersji katalogu *Gaia* (DR2), średnie przesunięcie punktu zerowego paralaks wyznaczone w tej pracy wynosi $-0.029\mu\text{as}$, nie jest jednak identyczne dla wszystkich gwiazd lecz zmienia się z szerokością ekliptyczną, jasnością i wskaźnikiem barwy gwiazdy. Przesunięcie to wyznaczone zostało na podstawie kwazarów (których paralaksy powinny wynosić 0) oraz astrometrycznych układów podwójnych (dla składników takich układów paralaksy powinny być identyczne). Dla 3 wersji katalogu *Gaia* również wyznaczone zostały poprawki punktu zerowego w pracy [Lindgren i in. \(2021b\)](#). Autorzy udostępnili również program w języku Python, który wyznacza poprawki na podstawie szerokości ekliptycznej, jasności w paśmie *G* używanym przez teleskop *Gaia*, oraz wskaźnika barwy *BP – RP* dostępnego w katalogu *EDR3*. Program ten został wykorzystany do wyznaczenia poprawek punktu zerowego dla paralaks cefeid. Otrzymane poprawki mieszczą się w przedziale od $-4\mu\text{as}$ do $-54\mu\text{as}$, ze średnią wartością wynoszącą $-27\mu\text{as}$ (rozrzut $10\mu\text{as}$). Niepewność punktu zerowego paralaks oszacowana została przez [Lindgren i in. \(2021b\)](#) na $5\mu\text{as}$, zatem taka wartość została przyjęta w pracy B21. Niepewność punktu zerowego paralaks $5\mu\text{as}$ odpowiada niepewności jasności absolutnych dla badanej próbki cefeid $0,020\text{mag}$.

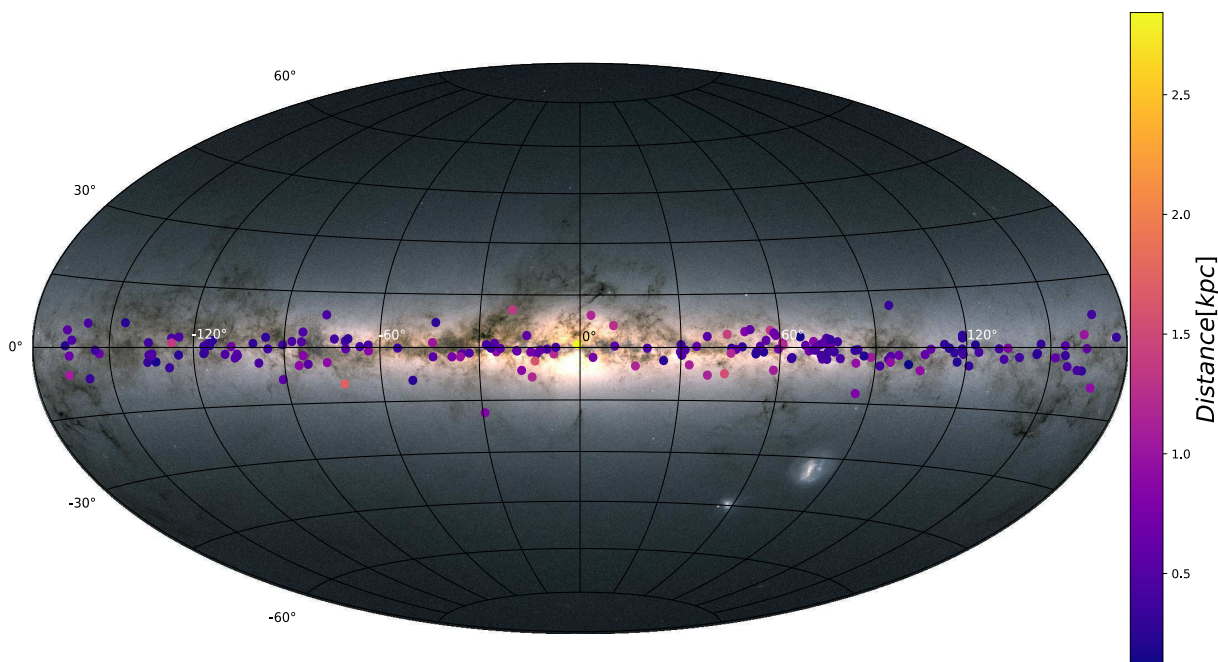
W trakcie pulsacji cefeidy zmieniają temperaturę efektywną, a co za tym idzie również wskaźnik barwy. Sprawia to, że gdy układ optyczny teleskopu nie jest zupełnie wolny od efektów chromatycznych, obraz gwiazdy będzie zmieniał nieco położenie względem gwiazd o stałym wskaźniku barwy. Dla precyzyjnych pomiarów pozycji gwiazd efekt ten może mieć istotne znaczenie i w *Gaia* DR2 szacowane niepewności związane ze zmianą wskaźnika barwy były na poziomie nawet 15%, co praktycznie uniemożliwiało bezpośrednie zastosowanie paralaks cefeid do wyznaczenia zależności PL. W pracy [Breuval i in. \(2020\)](#) problem z tym efektem został ominięty dzięki zastosowaniu do wyznaczenia zależności PL wyłącznie cefeid z gromad otwartych lub w wizualnych układach podwójnych. Paralaksy gwiazd stałych z gromad otwartych lub gwiazd towarzyszących w układach podwójnych dały również precyzyjne oszacowanie paralaks cefeid. Efekt ten zmniejsza się wraz z liczbą wykonanych obserwacji danej gwiazdy i w najnowszym katalogu *Gaia* EDR3 powinien być już na zanedbywalnym poziomie.

W przedziale jasności gwiazd pomiędzy $10,8\text{ mag}$ i $11,2\text{ mag}$ w paśmie *G* używanym przez teleskop *Gaia*, wyznaczone paralaksy mogą być obarczone dodatkowym błędem, wynikającym ze zmiany konfiguracji detektora w celu uniknięcia przeświecenia jaśniejszych gwiazd. W związku z tym, do niepewności paralaks gwiazd w tym przedziale jasności została dodana wartość $10\mu\text{as}$. Następnie wszystkie niepewności paralaks zostały zwiększone o 10%, aby wziąć pod uwagę inne możliwe efekty. Takie zwiększenie niepewności zostało zasugerowane przez [Riess i in. \(2021a\)](#).

W katalogu *Gaia* EDR3 dla każdej paralaksy zamieszczony został wskaźnik jakości *Renormalised Unit Weight Error* (RUWE), który porównuje niepewność wyznaczonej paralaks danej gwiazdy z niepewnościami paralaks innych gwiazd o zbliżonej jasności i wskaźniku barwy. Według [Lindgren i in. \(2021a\)](#), paralaksy dobrej jakości mają $\text{RUWE} \leq 1,4$, zatem taki limit został przyjęty dla cefeid z próbki. Innym wskaźnikiem jakości paralaks dostępnym w katalogu *Gaia* EDR3 jest *Goodness Of Fit* (GOF), wykorzystany m.in. w pracy [Riess i in. \(2021b\)](#) do próbki cefeid przy wyznaczaniu zależności

PL. Autorzy sugerują przyjęcie limitu $GOF \leq 12,5$. Wyższe wartości tych dwóch wskaźników mogą być spowodowane podwójnością (co skutkuje dodatkowym ruchem obrazu gwiazdy) lub zbyt dużą jasnością gwiazdy (co uniemożliwia jej precyzyjną fotometrię za pomocą teleskopu *Gaia*). W przypadku badanej próbki cefeid te dwa wskaźniki w większości przypadków są zgodne i wskazują na konieczność odrzucenia około 13% gwiazd. Trzy gwiazdy (T Mon, V496 Aql oraz VW Pup) mają natomiast RUWE powyżej zadanego limitu, lecz GOF jest nieco poniżej 12,5. W tym przypadku przyjęto zasadę, że przynajmniej jeden ze wskaźników powyżej limitu eliminuje gwiazdę z dalszej analizy, zatem gwiazdy te zostały odrzucone.

Ostateczna próbka cefeid w Drodze Mlecznej, po odrzuceniu gwiazd o niskiej jakości krzywych blasku oraz $RUWE \geq 1,4$, liczyła 198 gwiazd. Rysunek 3.10 przedstawia mapę fotometryczną Drogi Mlecznej z zaznaczonym położeniem cefeid. Kolory punktów odpowiadają odległości gwiazd wyznaczonych z odwrócenia paralaks.



Rysunek 3.10: Mapa fotometryczna stworzona na podstawie obserwacji teleskopu *Gaia* z zaznaczonym położeniem cefeid klasycznych z badanej próbki. Źródło mapy fotometrycznej: <https://sci.esa.int/web/gaia>

Dla cefeid w Drodze Mlecznej dostępne są indywidualne wyznaczenia metaliczności w pracach [Genovali i in. \(2014\)](#) oraz [Genovali i in. \(2015\)](#). Autorzy wyznaczyli metaliczności z widm wysokiej rozdzielczości dla 117 cefeid. Dodatkowo w pracy [Genovali i in. \(2014\)](#) zawarte zostały wyznaczenia metaliczności 375 cefeid z innych źródeł i zostały przetransformowane do jednej skali, zatem wyznaczenia te stanowią jednorodny zbiór. Jeżeli w pracy nie została podana niepewność wyznaczenia metaliczności, przyjęta została wartość 0,1 dex. Zakres metaliczności cefeid z próbki wynosi od $-0,33$ dex do $0,55$ dex, natomiast średnia ważona wynosi $0,083 \pm 0,019$ dex. Do wyznaczenia efektu metaliczności użyta została powyższa wartość średnia.

3.2.2 Zależności okres–jasność

Pierwszym krokiem było wyznaczenie zależności PL dla cefeid w każdej z analizowanych galaktyk, w celu porównania ich współczynników nachylenia. Wyznaczenie zależności w Obłokach Magellana oraz w Drodze Mlecznej zostało przeprowadzone w odmienny sposób.

Obłoki Magellana Jasności absolutne w przypadku LMC i SMC otrzymane zostały poprzez odjęcie od jasności średnich wyznaczonych poprawek na ekstynkcję oraz indywidualnych modułów odległości. Niepewności jasności absolutnych wyznaczone zostały poprzez dodanie w kwadracie niepewności jasności średniej oraz poczerwienienia. Do niepewności tej została dodana w kwadracie wartość rozrzutu, wynikająca z naturalnej szerokości pasa niestabilności. Dla pasma V i I przyjęte zostały wartości odpowiednio 0,22 mag i 0,14 mag [Macri i in. \(2006\)](#), natomiast w pasmach J , H , K_s przyjęte zostały wartości odpowiednio 0,11 mag, 0,09 mag oraz 0,07 mag ([Persson i in., 2004](#)).⁴

Do obserwowanych zależności PL metodą najmniejszych kwadratów dopasowane zostały linie proste dane równaniem 2.17 z $\log P_0=0,7$. W celu usunięcia znacznie odstających gwiazd zastosowane zostało odrzucanie 3σ . Oszacowanie niepewności współczynników α i β przeprowadzone zostało w symulacjach Monte Carlo. W każdej iteracji jasność danej gwiazdy losowana była z rozkładu normalnego, zdefiniowanego przez jej obliczoną jasność absolutną i opisaną powyżej niepewność, po czym metodą najmniejszych kwadratów dopasowana została linia prosta. W każdym paśmie przeprowadzono 10 000 symulacji, których wynikiem były histogramy współczynników α i β . Niepewności statystyczne współczynników wyznaczone zostały z 16 i 84 percentyli histogramów. Do niepewności statystycznych dodane zostały w kwadracie błędy systematyczne modułów odległości LMC i SMC, czyli odpowiednio 0,026 mag oraz 0,034 mag. Otrzymane współczynniki dopasowania wraz z niepewnościami zamieszczone są w tabeli 3.7.

Droga Mleczna Jasności absolutne cefeid z Drogi Mlecznej zaprezentowane na rysunku 3.11, wyznaczone zostały poprzez odjęcie od jasności średnich poprawki na ekstynkcję oraz modułu odległości wyznaczonego z paralaksy:

$$\mu = 5 \log \frac{1}{\omega} - 2 \quad (3.9)$$

Dopasowanie zależności PL dla cefeid w Drodze Mlecznej przeprowadzone zostało jednak w odmienny sposób niż w przypadku Obłoków Magellana. Ze względu na możliwy wpływ efektu Lutz-Kelkera (por. 2.1.1) na otrzymane z paralaksy jasności absolutne, wykorzystana została jasność astrometryczna (ang. *Astrometric Based Luminosity, ABL*). Zdefiniowana jest ona następująco:

$$ABL = \omega 10^{0.2m_\lambda - 2} = 10^{M_\lambda/5} \quad (3.10)$$

gdzie ω jest paralaksą (w milisekundach łuku), m_λ i M_λ są jasnościami odpowiednio widomą (poprawioną na ekstynkcję) oraz absolutną w zadanym paśmie λ . Podstawiając za M_λ równanie 2.17 otrzymujemy

$$\omega 10^{0.2m_\lambda - 2} = 10^{0.2[\alpha_\lambda(\log P - \log P_0) + \beta_\lambda]} \quad (3.11)$$

⁴W pracy B21 przyjęte zostały błędne wartości 0,15 mag w paśmie V, 0,09 mag w paśmie I, oraz 0,07 mag w pasmach podczerwonych. Przyjęcie większych wartości wpływa wyłącznie na niepewność wyznaczonego efektu metaliczności

W podejściu takim nie ma konieczności odwracania paralaks, dzięki czemu zachowany jest gaussowski rozkład błędów.

Tabela 3.7: Zależności okres–jasność postaci $M = \alpha(\log P - 0,7) + \beta$ w Obłokach Magellana i Drodze Mlecznej. Kolumny 4 i 5 zawierają odpowiednio rozrzut pomiarów względem dopasowania oraz liczbę gwiazd użytą do wyznaczenia zależności.

Filtr (1)	α^a (2)	β (3)	σ (4)	N (5)
LMC				
<i>V</i>	$-2,704 \pm 0,028$	$-3,284 \pm 0,035$	0,23	1446
<i>I</i>	$-2,916 \pm 0,019$	$-3,910 \pm 0,035$	0,15	1460
<i>J</i>	$-3,127 \pm 0,017$	$-4,385 \pm 0,035$	0,12	805
<i>H</i>	$-3,160 \pm 0,014$	$-4,696 \pm 0,035$	0,11	808
<i>K</i>	$-3,217 \pm 0,012$	$-4,737 \pm 0,035$	0,10	807
<i>W_I</i>	$-3,281 \pm 0,013$	$-4,877 \pm 0,040$	0,08	1432
<i>W_{JK}</i>	$-3,272 \pm 0,014$	$-4,974 \pm 0,041$	0,10	806
SMC				
<i>V</i>	$-2,594 \pm 0,076$	$-3,196 \pm 0,042$	0,28	284
<i>I</i>	$-2,871 \pm 0,048$	$-3,841 \pm 0,042$	0,22	297
<i>J</i>	$-2,956 \pm 0,037$	$-4,317 \pm 0,042$	0,17	294
<i>H</i>	–	–	–	–
<i>K</i>	$-3,163 \pm 0,024$	$-4,670 \pm 0,036$	0,15	295
<i>W_I</i>	$-3,334 \pm 0,031$	$-4,834 \pm 0,038$	0,12	283
<i>W_{JK}</i>	$-3,326 \pm 0,024$	$-4,916 \pm 0,038$	0,14	295
Droga Mleczna				
<i>V</i>	$-2,443 \pm 0,079$	$-3,296 \pm 0,036$	0,25	178
<i>I</i>	$-2,780 \pm 0,058$	$-3,981 \pm 0,032$	0,23	150
<i>J</i>	$-3,050 \pm 0,058$	$-4,498 \pm 0,034$	0,18	97
<i>H</i>	$-3,160 \pm 0,049$	$-4,762 \pm 0,031$	0,17	97
<i>K</i>	$-3,207 \pm 0,041$	$-4,848 \pm 0,028$	0,17	97
<i>W_I</i>	$-3,289 \pm 0,039$	$-5,030 \pm 0,027$	0,21	149
<i>W_{JK}</i>	$-3,317 \pm 0,043$	$-5,086 \pm 0,028$	0,17	97

^a W pracy [Breuval i in. \(2021\)](#) omyłkowo podane zostały nieprawidłowe niepewności współczynników α

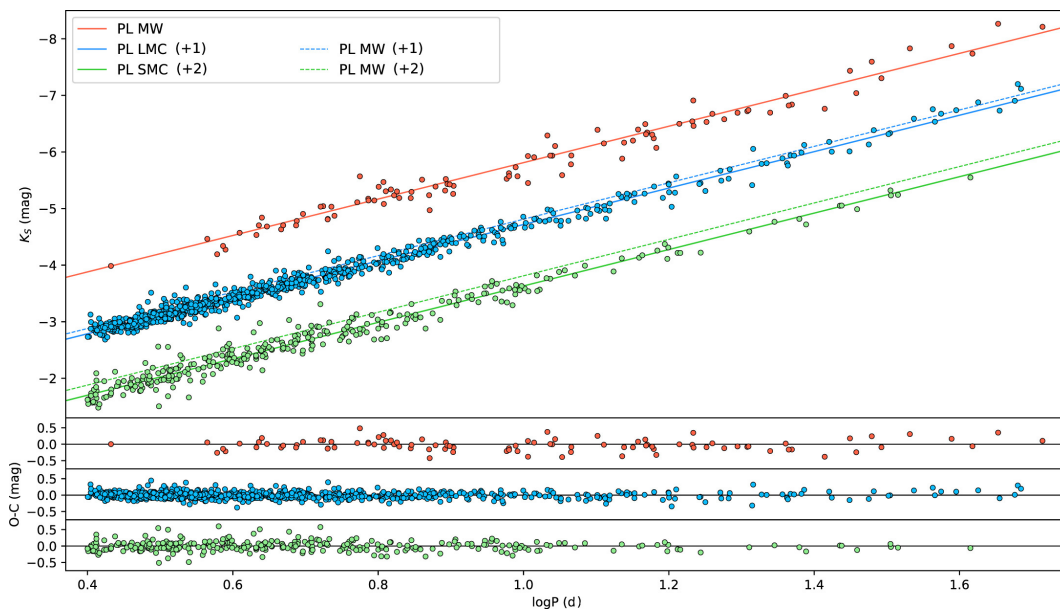
Dopasowanie współczynników α i β oraz oszacowanie niepewności zostało przeprowadzone również w symulacjach Monte Carlo. Przed rozpoczęciem symulacji, do niepewności jasności średnich w każdym paśmie dodane zostały w kwadracie niepewności poczerwienia oraz rozrzut wynikający z szerokości pasa niestabilności. Następnie z odpowiednich rozkładów normalnych, zdefiniowanych przez otrzymane jasności średnie i paralaksy oraz ich niepewności, losowane były jasności gwiazd oraz paralaksy. Po wygenerowaniu dla całej próbki cefeid jasności i paralaks, dla każdej cefeidy obliczona została lewa strona równości 3.11, po czym współczynniki α oraz β były wyznaczane przez dopasowanie do zależności 3.11 krzywej za pomocą nieliniowej metody najmniejszych kwadratów zaimplementowanej w bibliotece `Scipy` języka programowania `Python`. W każdym paśmie przeprowadzonych zostało 10000 symulacji, których wynikiem były histogramy współczynników α i β . Percentyle 16 i 84 histogramów dały oszacowanie błędów statystycznych wyznaczonych współczynników α i β . Do błędów tych dodana została niepewność syste-

matyczna paralaks 0,02mag. Rezultaty tej procedury przedstawione zostały w tabeli 3.7.

Otrzymane współczynniki kierunkowe zależności w trzech analizowanych galaktykach w pasmach H i K_s oraz wskaźnikach *wesenheit* są zgodne na poziomie 1-2 σ . W pozostałych pasmach zgodność jest na poziomie 3 σ . Ze względu na dużą liczbę gwiazd i niewielki rozrzut zależności PL w LMC, niepewności nachylenia są najmniejsze dla cefeid w tej galaktyce. Zależności te zostały zatem przyjęte jako wzorcowe przy wyznaczaniu efektu metaliczności.

3.2.3 Wyznaczenie efektu metaliczności

W sposób identyczny jak opisano powyżej, do obserwowanych zależności PL każdej populacji cefeid dopasowane zostały proste, jednak tym razem ze współczynnikiem kierunkowym ustalonym na wartości otrzymanej dla cefeid z LMC. Dopasowanie zależności do danych z Drogi Mlecznej ponownie przeprowadzone zostało za pomocą metody *ABL*. Podobnie jak poprzednio, do otrzymanych z histogramów błędów statystycznych dodane zostały w kwadracie odpowiednie niepewności modułów odległości. Rysunek 3.11 przedstawia diagram okres–jasność w paśmie K dla wszystkich trzech galaktyk. Jasności z LMC i SMC zostały przesunięte odpowiednio o 1 mag i 2 mag, aby każda z zależności była lepiej widoczna. Dopasowane do danych proste mają współczynniki kierunkowe ustalone na wartości z LMC i również zostały odpowiednio przesunięte. Linia przerywaną zaznaczona jest zależność z Drogi Mlecznej przesunięta odpowiednio o 1 mag (niebieska) oraz 2 mag (zielona), tak by możliwe było porównanie jej z zależnością wyznaczoną w LMC i SMC. Różnica punktów zerowych zależności większa jest w przypadku SMC, co wskazuje na korelację punktu zerowego zależności PL z metalicznością.

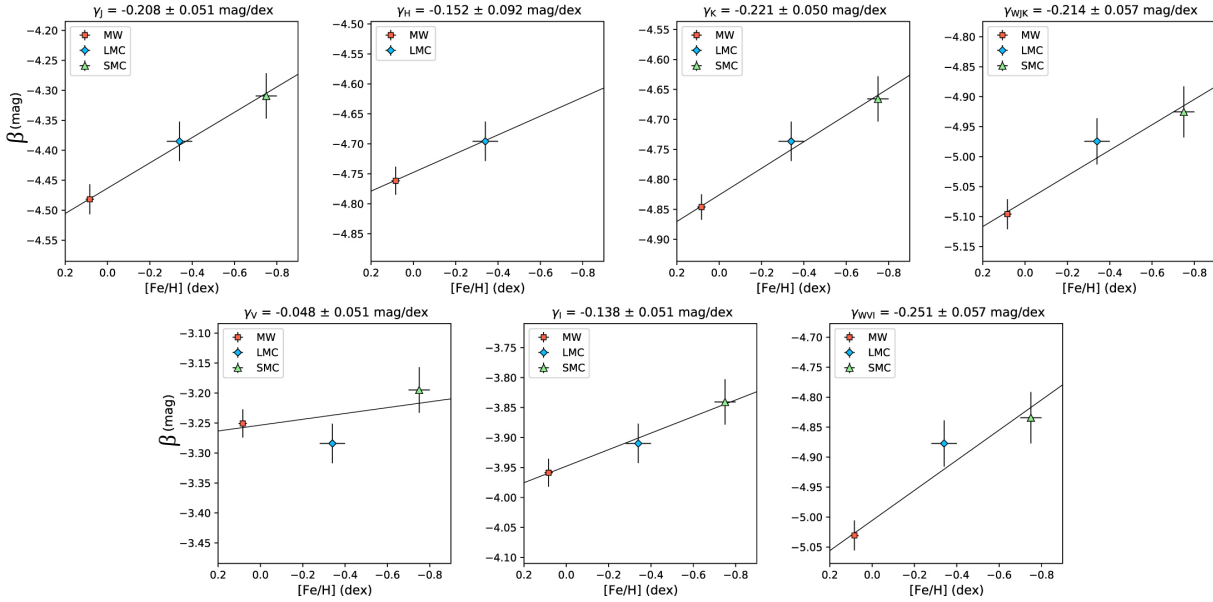


Rysunek 3.11: Zależności okres–jasność w paśmie K_s dla cefeid klasycznych w Drodze Mlecznej i Obłokach Magellana. Współczynnik kierunkowy dopasowanych zależności ustalony został na wartości wyznaczonej dla cefeid w LMC. Zależności dla LMC i SMC zostały przesunięte w osi y odpowiednio o 1 mag i 2 mag, w celu zwiększenia przejrzystości wykresu. Linia ciągła jest dopasowaniem zależności PL dla danej galaktyki, natomiast linia przerywana odpowiada zależności wyznaczonej dla cefeid z Drogi Mlecznej, przesuniętej o wartość 1 mag (kolor niebieski) i 2 mag (kolor zielony) (źródło: Breuval i in., 2021).

Otrzymane w wyniku dopasowania punkty zerowe zależności we wszystkich pasmach przedstawione są na rysunku 3.12 w funkcji średniej metaliczności danej populacji cefeid. Wyraźna zależność współczynnika β od metaliczności widoczna jest zwłaszcza w pasmach podczerwonych. Do widocznych trendów dopasowana została zależność:

$$\beta = \gamma \left[\frac{Fe}{H} \right] + \delta \quad (3.12)$$

gdzie δ jest punktem zerowym zależności PL dla $[Fe/H]=0$ dex. Dopasowanie zostało ponownie przeprowadzone za pomocą symulacji Monte Carlo. W każdej z 10000 symulacji losowane były z odpowiednich rozkładów normalnych punkty zerowe zależności PL każdej populacji cefeid oraz średnia metaliczność i za pomocą metody najmniejszych kwadratów dopasowana została prosta dana równaniem 3.12. Niepewności współczynników γ i δ oszacowane zostały ponownie z 16 i 84 percentyla odpowiednich histogramów. Ostateczne parametry zależności okres–jasność–metaliczność przedstawione zostały w tabeli 3.8.



Rysunek 3.12: Punkty zerowe zależności okres–jasność dla cefeid w Drodze Mlecznej (MW) oraz Obłokach Magellana (LMC, SMC) w funkcji średniej metaliczności danej populacji cefeid. Współczynniki kierunkowe dopasowane prostych są oszacowaniem efektu metaliczności γ (Breuval i in., 2021).

Wpływ punktu zerowego paralaks Indywidualne poprawki na punkt zerowy paralaks cefeid w Drodze Mlecznej zostały wyznaczone za pomocą dedykowanego programu opisanego w pracy Lindegren i in. (2021b). Średnie przesunięcie punktu zerowego zostało w tej samej pracy wyznaczone na $-17\mu\text{as}$, podczas gdy dla rozważanej próbki średnia wartość indywidualnych poprawek wynosi $-27\mu\text{as}$. W tabeli 3.9 przedstawione zostało porównanie otrzymanego efektu metaliczności na podstawie indywidualnych poprawek punktu zerowego paralaks z wyznaczeniem przeprowadzonym według opisanych wcześniej procedur, lecz z zastosowaniem jednakowej poprawki na punkt zerowy paralaks wynoszącej $-17\mu\text{as}$. Mniejsza średnia poprawka na punkt zerowy paralaks przesuwa punkt zerowy zależności PL dla cefeid w Drodze Mlecznej, czego wynikiem jest systematyczne przesunięcie współczynników β o około $-0,02\text{mag}$. Wpływ ten widoczny jest również w otrzymanym efekcie metaliczności i współczynniki γ we wszystkich pasmach są mniejsze

Tabela 3.8: Zależności okres–jasność–metaliczność postaci $\alpha(\log P - 0, 7) + \gamma[Fe/H] + \delta$ dla cefeid klasycznych.

Filtr (1)	α (2)	δ (3)	γ (4)
<i>V</i>	$-2,704 \pm 0,028$	$-3,252 \pm 0,021$	$-0,048 \pm 0,056$
<i>I</i>	$-2,916 \pm 0,019$	$-3,948 \pm 0,021$	$-0,138 \pm 0,054$
<i>J</i>	$-3,127 \pm 0,017$	$-4,463 \pm 0,023$	$-0,208 \pm 0,053$
<i>H</i>	$-3,160 \pm 0,014$	$-4,748 \pm 0,021$	$-0,152 \pm 0,093$
<i>K</i>	$-3,217 \pm 0,012$	$-4,826 \pm 0,020$	$-0,221 \pm 0,052$
<i>W_I</i>	$-3,281 \pm 0,013$	$-5,005 \pm 0,023$	$-0,251 \pm 0,058$
<i>W_{JK}</i>	$-3,273 \pm 0,014$	$-5,075 \pm 0,023$	$-0,214 \pm 0,058$

o około $-0,04\text{mag/dex}$. Najsilniejszy wpływ obserwowany jest w paśmie *H*, co wynika z faktu, że do wyznaczenia efektu użyte zostały wyłącznie cefeidy z Drogi Mlecznej i LMC. Zgodność otrzymanych współczynników γ oraz δ pozostaje jednak na poziomie 1σ .

Tabela 3.9: Punkt zerowy δ oraz współczynnik γ zależności okres–jasność–metaliczność postaci $M = \alpha(\log P - 0, 7) + \gamma[Fe/H] + \delta$ dla cefeid klasycznych, otrzymany przy założeniu jednakowego przesunięcia punktu zerowego paralaks cefeid w Drodze Mlecznej $-0,017$ mas.

Filtr (1)	δ (2)	γ (3)
<i>V</i>	$-3,274 \pm 0,021$	$-0,084 \pm 0,056$
<i>I</i>	$-3,966 \pm 0,021$	$-0,165 \pm 0,054$
<i>J</i>	$-4,495 \pm 0,023$	$-0,258 \pm 0,053$
<i>H</i>	$-4,778 \pm 0,021$	$-0,241 \pm 0,100$
<i>K</i>	$-4,857 \pm 0,020$	$-0,271 \pm 0,052$
<i>W_I</i>	$-5,020 \pm 0,023$	$-0,275 \pm 0,059$
<i>W_{JK}</i>	$-5,106 \pm 0,023$	$-0,263 \pm 0,059$

Wybór próbki cefeid w SMC W rozdziale 3.1.2 wykazane zostało, że skomplikowana geometria SMC znacznie utrudnia precyzyjny pomiar odległości do tej galaktyki, dlatego próbka cefeid została ograniczona do regionu położonego wewnątrz okręgu o promieniu $0,6^\circ$ wokół środka SMC. Wyznaczenie efektu metaliczności wyłącznie na podstawie cefeid w LMC i SMC silnie zależało od wyboru próbki w SMC. Dodanie cefeid z Drogi Mlecznej powinno poprawić stabilność wyznaczenia efektu metaliczności ze względu na przyjętą próbkę cefeid z SMC.

W celu sprawdzenia wpływu wyboru próbki w SMC na otrzymany efekt metaliczności, wyznaczenie zostało przeprowadzone ponownie z próbką cefeid z SMC znajdujących się wewnątrz okręgu o promieniu $0,7^\circ$ oraz $0,5^\circ$ wokół środka galaktyki. Wynik tego testu przedstawiony został w tabeli 3.10. Wpływ wybranej próbki cefeid na współczynnik δ jest praktycznie zerowy w obydwu przypadkach. Również otrzymane wartości współczynnika γ zgodne są we wszystkich przypadkach na poziomie 1σ , a różnice w większości przypadków nie przekraczają $0,02\text{mag/dex}$. Największe zmiany obserwowane są w paśmie *V* i dla

okręgu $0,5^\circ$ efekt jest większy o $0,03$ mag/dex od początkowej wartości.

Wybór próbki cefeid w SMC jest dodatkowym źródłem niepewności wyznaczenia efektu metaliczności, zatem do niepewności wyznaczonych współczynników γ dodano $0,02$ mag/dex w pasmach optycznych, oraz $0,01$ mag/dex w pasmach podczerwonych i wskaźnikach *wesenheit*.

Tabela 3.10: Punkt zerowy δ i współczynnik γ zależności okres–jasność–metaliczność postaci $M = \alpha(\log P - 0,7) + \gamma[Fe/H] + \delta$ dla cefeid klasycznych, otrzymany przy ograniczeniu próbki cefeid w SMC do gwiazd znajdujących się wewnątrz okręgów o promieniach $0,7^\circ$ i $0,5^\circ$ wokół środka tej galaktyki.

Filtr	δ	γ
(1)	(2)	(3)
SMC $0,7^\circ$		
<i>V</i>	$-3,252 \pm 0,021$	$-0,036 \pm 0,057$
<i>I</i>	$-3,948 \pm 0,021$	$-0,130 \pm 0,055$
<i>J</i>	$-4,464 \pm 0,023$	$-0,206 \pm 0,053$
<i>K</i>	$-4,826 \pm 0,020$	$-0,218 \pm 0,052$
W_I	$-5,005 \pm 0,023$	$-0,252 \pm 0,059$
W_{JK}	$-5,075 \pm 0,023$	$-0,214 \pm 0,059$
SMC $0,5^\circ$		
<i>V</i>	$-3,250 \pm 0,021$	$-0,077 \pm 0,056$
<i>I</i>	$-3,947 \pm 0,021$	$-0,160 \pm 0,055$
<i>J</i>	$-4,462 \pm 0,023$	$-0,225 \pm 0,055$
<i>K</i>	$-4,825 \pm 0,020$	$-0,234 \pm 0,051$
W_{VI}	$-5,005 \pm 0,023$	$-0,251 \pm 0,060$
W_{JK}	$-5,075 \pm 0,023$	$-0,222 \pm 0,058$

3.3 Omówienie wyników i wnioski

Tabela 3.11 zawiera zestawienie efektu metaliczności otrzymanego dla poszczególnych pasm w podrozdziałach 3.1 i 3.2, oraz wybrane wyznaczenia empiryczne dostępne w literaturze. Wyniki otrzymane w rozdziałach 3.1 oraz 3.2 jednoznacznie wskazują na ujemny znak efektu metaliczności w pasmach *I*, *J*, *H*, *K_s* oraz wskaźnikach *wesenheit*. Wynik otrzymany w rozdziale 3.2 wskazuje, że jeżeli różnica metaliczności cefeid użytych do kalibracji zależności PL i wykorzystywanych do pomiaru odległości wynosi $0,1$ dex, nieuwzględnienie efektu metaliczności przy pomiarach odległości prowadzi do błędu rzędu 1% . W przypadku pasma *V*, analiza cefeid w Drodze Mlecznej i Obłokach Magellana, w ramach wyznaczonej niepewności daje efekt zerowy. Wyznaczenie wielkości efektu metaliczności na podstawie różnicowej analizy cefeid w Obłokach Magellana, oraz przedstawionej w rozdziale 3.2 analizy cefeid w Drodze Mlecznej i Obłokach Magellana, w pasmach optycznych jest w ramach niepewności zgodne, natomiast w pasmach podczerwonych oraz wskaźnikach *wesenheit* otrzymany efekt jest znacznie silniejszy po dodaniu do analizy cefeid z Drogi Mlecznej. Różnica ta może być wynikiem metody zastosowanej do wyznaczenia ekstynkcji w przypadku różnicowej analizy cefeid w Obłokach Magellana. Ekstynkcja została wyznaczona za pomocą metody wielobarwnej na podstawie korelacji obserwowanego modułu odległości z długością fali. Efekt metaliczności wyznaczony

na podstawie cefeid w Drodze Mlecznej i Obłokach Magellana jest silniejszy w pasmach podczerwonych i słabszy w dziedzinie optycznej. Istnienie takiej korelacji może wpływać na wyznaczenie ekstynkcji w metodzie wielobarwnej, przez co zmierzony wpływ efektu metaliczności może być mniejszy.

Metoda wielobarwna nie ma jednak żadnego wpływu na wyznaczenia efektu metaliczności we wskaźniku *wesenheit*. W obydwu badanych wskaźnikach otrzymany efekt metaliczności również jest znacznie niższy w przypadku różnicowej analizy cefeid w Obłokach Magellana. Jest to jednak zgodne z wynikiem, który zostałby otrzymany w rozdziale 3.2, gdyby efekt wyznaczany był tylko na podstawie cefeid w Obłokach Magellana. Widoczne jest to na rysunku 3.12.

W porównaniu z wyznaczeniami dostępnymi w literaturze, wyniki otrzymane w rozprawie charakteryzują się dużą precyzją. Najwięcej wyznaczeń dostępnych jest dla pasm V , K oraz wskaźnika *wesenheit* W_{VI} . Wszystkie dostępne wyznaczenia efektu metaliczności dla wskaźnika W_{VI} są zgodne co do jego znaku i wartości. Wielkość efektu metaliczności w pasmach podczerwonych uzyskanych w niniejszej rozprawie jest w dużej zgodności z wynikami otrzymanymi w pracy Gieren i in. (2018), natomiast w pasmach optycznych Gieren i in. (2018) uzyskali efekt znacznie silniejszy, choć obarczony znaczną niepewnością. Różnica może być wynikiem wpływu ekstynkcji w pasmach optycznych na otrzymywane wyniki.

Przeciwny znak efektu metaliczności we wszystkich pasmach, wyznaczony został w pracy Freedman & Madore (2011). Wynik ten został otrzymany na podstawie badania korelacji odchyłek 22 cefeid w LMC od zależności PL z ich indywidualnymi wyznaczeniami metaliczności. Jak zauważyli autorzy, na obserwowane odchyłki od zależności PL wpływ ma wiele innych czynników. Duże znaczenie ma różnicowa ekstynkcja oraz geometria i rozciągłość galaktyki wzdłuż linii widzenia i efekty te są w praktyce niemożliwe do oddzielenia.

Znacznie silniejszy efekt w paśmie K oraz we wskaźniku *wesenheit* W_{JK} , otrzymany został w pracy Ripepi i in. (2021) poprzez dopasowanie zależności okres–jasność–metaliczność dla ponad 300 cefeid z Drogi Mlecznej. Do wyznaczenia jasności absolutnych wykorzystane zostały, podobnie jak w niniejszej pracy, paralaksy z *Gaia* EDR3. Rozrzut zależności PL w Drodze Mlecznej obserwowany zarówno w niniejszej rozprawie, jak również w pracy Ripepi i in. (2021), jest dość znaczny w porównaniu z zależnością w LMC. Duży wpływ na rozrzut mogą mieć indywidualne poprawki na punkt zerowy paralaks oraz różnicowe poczerwienienie, które dla gwiazd w dysku jest dosyć znaczne.

Ze względu na skomplikowaną geometrię SMC, wybór próbki cefeid z tej galaktyki ma kluczowe znaczenie przy wyznaczaniu efektu metaliczności. Badania przedstawione w niniejszym rozdziale pokazują, że aby porównywać odległość do SMC wyznaczoną z układów podwójnych oraz z cefeid, pod uwagę powinna być brana tylko centralna część tej galaktyki. Takie podejście zostało zastosowane również w pracy Riess i in. (2021a).

Dość duży wkład do niepewności wyznaczenia efektu metaliczności pochodzi od przesunięcia punktu zerowego paralaks. Problem ten powinien być mniejszy w kolejnych katalogach misji *Gaia*, zatem możliwe będzie również wyznaczenie efektu metaliczności z jeszcze większą precyzją. Do zwiększenia dokładności wyznaczenia tego efektu należy również zwiększyć zakres metaliczności badanych populacji cefeid, zarówno w stronę gwiazd bardziej metalicznych niż cefeidy w LMC, jak też bardziej metalicznych niż cefeidy w

okolicy Słońca.

Tabela 3.11: Zestawienie wartości parametru γ otrzymanych w rozprawie (TP w ostatniej kolumnie) oraz wybranych empirycznych wyznaczeń literaturowych

Filtr	γ	źródło
V	$-0,096 \pm 0,065$	TP, rozdział 3.1
I	$-0,087 \pm 0,059$	
J	$-0,112 \pm 0,057$	
H	$-0,073 \pm 0,054$	
K	$-0,089 \pm 0,055$	
W_{VI}	$-0,089 \pm 0,053$	
W_{JK}	$-0,079 \pm 0,053$	
V	$-0,048 \pm 0,059$	TP, rozdział 3.2
I	$-0,138 \pm 0,058$	
J	$-0,208 \pm 0,054$	
H	$-0,152 \pm 0,094$	
K	$-0,221 \pm 0,053$	
W_{VI}	$-0,251 \pm 0,059$	
W_{JK}	$-0,214 \pm 0,059$	
W_{VI}	$-0,29 \pm 0,10$	Macri i in. (2006)
W_{VI}	$-0,29 \pm 0,11$	Scowcroft i in. (2009)
V	$0,50 \pm 0,31$	Freedman & Madore (2011)
J	$0,14 \pm 0,07$	
H	$0,05 \pm 0,02$	
K	$0,02 \pm 0,03$	
V	$0,23 \pm 0,11$	Groenewegen (2013)
K	$-0,05 \pm 0,10$	
V	$-0,238 \pm 0,186$	Gieren i in. (2018)
I	$-0,293 \pm 0,150$	
J	$-0,270 \pm 0,108$	
K	$-0,232 \pm 0,064$	
W_{VI}	$-0,335 \pm 0,059$	
W_{JK}	$-0,221 \pm 0,053$	
K	$-0,456 \pm 0,099$	Ripepi i in. (2021)
W_{JK}	$-0,465 \pm 0,071$	

4 Zależność okres–jasność dla cefeid II typu

Choć to cefeidy klasyczne wiodą prym w kalibracji kosmicznej skali odległości, cefeidy II typu również są ważnymi wskaźnikami odległości. Cefeidy klasyczne, przynależąc do młodej populacji gwiazd, nie są obserwowane w gromadach kulistych czy sferoidalnych galaktykach karłowatych, składających się z gwiazd II populacji. Cefeidy II typu mogą być zatem użyte do pomiarów odległości do tych obiektów. Współczesne instrumenty umożliwiają obserwacje cefeid II typu do odległości rzędu kilku milionów parseków (Majaess i in., 2009), zatem możliwe jest wyznaczenie za ich pomocą odległości wielu galaktyk w Grupie Lokalnej. Porównując odległości otrzymane różnymi metodami, możliwe jest wnioskowanie na temat ewentualnych błędów systematycznych i efektów populacyjnych je powodujących, zatem precyzyjne pomiary odległości do cefeid II typu mogą się przyczynić do poprawienia całej kosmicznej skali odległości i mieć wpływ na rozwiązanie kwestii rozbieżności wyznaczeń stałej Hubble’a. Z oczywistych względów, wyznaczenie odległości do cefeid II typu jest niezmiernie istotne do modelowania tych gwiazd oraz badania ich macierzystych galaktyk, zatem kalibracja zależności PL, która została przedstawiona w niniejszym rozdziale, może mieć wpływ na wiele gałęzi astrofizyki.

Zależności PL dla cefeid II typu badane były do tej pory przede wszystkim w Obłokach Magellana, w gromadach kulistych oraz w zgrubieniu centralnym Drogi Mlecznej. W dziedzinie optycznej, zależności w Obłokach Magellana i zgrubieniu centralnym Galaktyki wyznaczone zostały na podstawie obserwacji projektu MACHO (Alcock i in., 1998) i OGLE (Soszyński i in., 2011, 2018). Pritzl i in. (2003) wyznaczyli zależności w pasmach fotometrycznych B , V oraz I na podstawie obserwacji gromad kulistych za pomocą kosmicznego teleskopu Hubble’a. Matsunaga i in. (2006) otrzymali zależności PL dla cefeid II typu w gromadach kulistych w pasmach podczerwonych J , H oraz K_s , wykorzystując odległości do gromad otrzymane na podstawie gwiazd gałęzi horyzontalnej. Stwierdzili oni również, że cefeidy II typu oraz gwiazdy RR Lyr mogą spełniać wspólną zależność PL w pasmach podczerwonych. Ci sami autorzy badali również wpływ metaliczności na jasności absolutne tych gwiazd w paśmie K_s , otrzymując γ_{K_s} rzędu -0.1mag/dex , co oznacza, że dla ustalonego okresu pulsacji gwiazdy o większej metaliczności są jaśniejsze niż te ubogie w metale.

Obłoki Magellana obserwowane były w kilku przeglądach podczerwonych. Zależności PL dla cefeid II typu w LMC zostały wyznaczone przez Matsunaga i in. (2011) na podstawie pojedynczych obserwacji wykonanych w przeglądzie IRSF. Pełne krzywe blasku cefeid II typu otrzymane zostały w przeglądach VMC (Ripepi i in., 2015) oraz LMCSS (Bhardwaj i in., 2017a), co pozwoliło na wyznaczenie dokładniejszych zależności. W Małym Obłoku Magellana, zależności w pasmach podczerwonych wyznaczone zostały na podstawie obserwacji projektu *Araucaria* (Ciechanowska i in., 2010) oraz IRSF (Matsunaga i in., 2011). Wyznaczona w pracy (Matsunaga i in., 2011) różnica modułów odległości Obłoków Magellana wynosi $0,39 \pm 0,05\text{mag}$, co jest mniejszą wartością niż najbardziej precyzyjne wyznaczenie za pomocą układów podwójnych ($0,500 \pm 0,016$, Graczyk i in., 2020). Duża populacja cefeid II typu w zgrubieniu centralnym Drogi Mlecznej została wykorzystana przez Braga i in. (2018) do badania struktury i kinematyki tego obszaru poprzez pomiary odległości za pomocą zależności PL w pasmach podczerwonych.

Dotychczasowe badania pokazują, że zależności PL są liniowe dla gwiazd BL Her oraz W Vir, natomiast gwiazdy RV Tau tworzą odrębną zależność. Liczba prac teoretycznych jest natomiast bardzo ograniczona w porównaniu do cefeid klasycznych bądź gwiazd typu

RR Lyr. [Di Criscienzo i in. \(2007\)](#) i [Das i in. \(2021\)](#), używając jednowymiarowych modeli pulsacyjnych, wyznaczyli teoretyczne zależności PL, otrzymując dość dobrą zgodność z zależnościami z wyznaczeń empirycznych. Obie te prace wskazują na zaniechany wpływ metaliczności na jasności absolutne cefeid II typu w pasmach optycznych i podczerwonych.

Przed rozpoczęciem misji teleskopu *Gaia*, wyznaczenia paralaksy dostępne były dla dwóch najbliższych cefeid II typu: κ Pav i VY Pyx. Paralaksy dla tych gwiazd, zmierzone przez teleskop *Hipparcos*, miały dokładność rzędu 10% ([Feast i in., 2008](#)) lecz porównanie ich z najnowszymi wyznaczeniami z misji *Gaia* daje różnicę na poziomie 20%. [Feast i in. \(2008\)](#) wykorzystali te paralaksy, a także odległości dwóch innych cefeid (SW Tau i V553 Cen) otrzymane metodą Baadego-Wesselinka, do wyznaczenia punktu zerowego zależności PL, zakładając nachylenie zależności wyznaczone dla gwiazd w LMC. [Benedict i in. \(2011\)](#) wyznaczyli paralaksy dla tych dwóch gwiazd za pomocą kosmicznego teleskopu Hubble’a z dokładnością oszacowaną na około 5%. W przypadku κ Pav zgodność tego pomiaru z nowym wyznaczeniem jest na poziomie 5%, natomiast wynik dla VY Pyx jest obecnie o 40% mniejszy niż na podstawie obserwacji teleskopu Hubble’a. Jedną z tych gwiazd (κ Pav) przynależy najprawdopodobniej do podtypu pW Vir ([Matsunaga i in., 2011](#)), zatem skala odległości cefeid II typu oparta była na geometrycznych wyznaczeniach odległości trzech gwiazd. Niepewność wyznaczenia punktu zerowego w oparciu o tak niewielką liczbę gwiazd z wyznaczeniami odległości obciążonymi dużą niepewnością znacznie przekraczała 10%.

Obserwacje astrometryczne teleskopu kosmicznego *Gaia* pozwalają obecnie na wyznaczenie paralaks gwiazd w Drodze Mlecznej z bezprecedensową dokładnością sięgającą nawet 1% dla gwiazd w odległości 1kpc od Słońca i poniżej 10% dla gwiazd w odległości do 5kpc. Daje to możliwość poprawienia wskaźników odległości, a co za tym idzie również kalibrację kosmicznej skali odległości z większą dokładnością. Na podstawie drugiej wersji katalogu *Gaia*, [Ripepi i in. \(2019\)](#) dokonali reklasyfikacji pobliskich gwiazd pulsujących, oraz wyznaczyli zależności PL m.in. dla cefeid II typu w pasmach optycznych, wykorzystywanych przez teleskop *Gaia*.

Paralaksy cefeid II typu, dostępne w trzeciej wersji katalogu misji *Gaia* (EDR3), umożliwiają wyznaczenie zależności PL z większą dokładnością. W niniejszym rozdziale przedstawione zostało pierwsze wyznaczenie zależności PL dla cefeid II typu w okolicy Słońca w pasmach bliskiej podczerwieni. Na podstawie archiwalnej fotometrii oraz odległości do LMC, zmierzonej za pomocą układów podwójnych zaćmieniowych, wyznaczono również zależności PL dla cefeid II typu w tej galaktyce. Wyniki zostały opublikowane w pracy [Wielgórski i in. \(2022\)](#).

4.1 Dane

4.1.1 Droga Mleczna

Wybór próbki i obserwacje w bliskiej podczerwieni Wstępna lista cefeid II typu, które mogłyby posłużyć do kalibracji zależności PL, została stworzona na podstawie baz danych Simbad⁵ oraz AAVSO⁶. Precyzyjna kalibracja zależności PL wymaga zarówno dokładnej znajomości odległości badanych gwiazd, jak też wysokiej jakości fotometrii. Cefeidy II typu wybrane do obserwacji powinny więc spełniać dwa podstawowe kryteria.

⁵<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

⁶<https://www.aavso.org/vsx/>

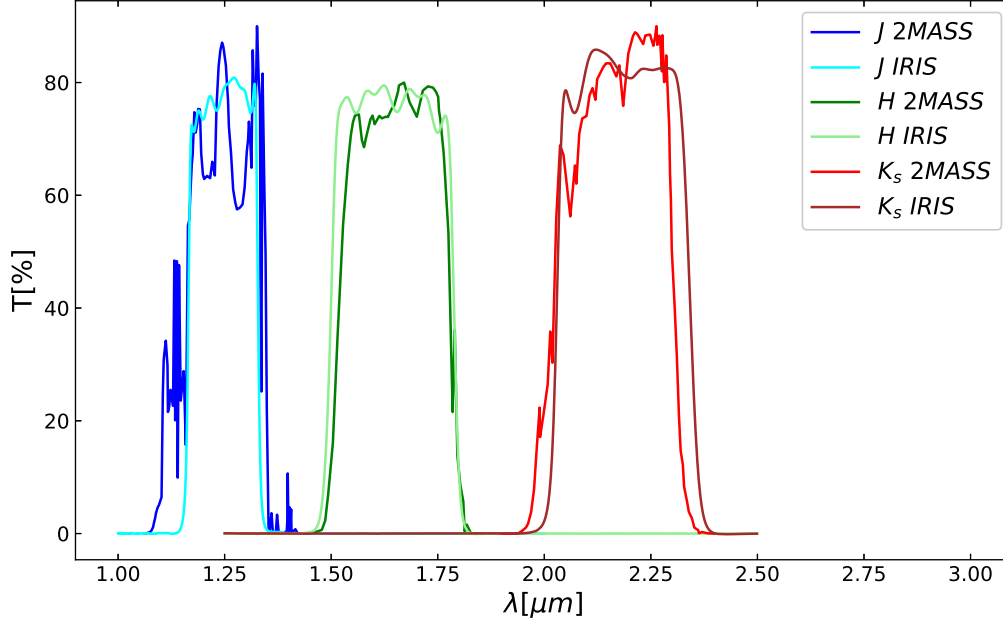
Pierwszym kryterium jest odległość gwiazdy od Słońca. Spodziewana docelowa dokładność paralaks z misji *Gaia* dla gwiazd bliższych niż 5 kpc jest na poziomie poniżej 5%, dlatego wybrano gwiazdy, których literaturowe wyznaczenia odległości wskazywały, że są położone bliżej niż 5 kpc od Słońca. Drugim kryterium jest jasność widoma gwiazdy. Obserwacje podczerwone wykonywane były za pomocą teleskopu o średnicy zwierciadła 0,8m, który pozwala na osiągnięcie dokładności fotometrii rzędu 2% dla gwiazd jaśniejszych od około 12 mag w paśmie K_s , tak więc gwiazdy słabsze zostały odrzucone. Ostatnim kryterium w wyborze próbki była widoczność gwiazd z północnego Chile (deklinacja $< \sim 30^\circ$), gdzie zlokalizowane jest OCA, z którego prowadzone były obserwacje. Wynikiem była próbka blisko 30 gwiazd. Część gwiazd z pierwotnej próbki znajduje się w odległościach większych niż 5kpc (na podstawie paralaks z drugiej i trzeciej wersji katalogu misji *Gaia*), zatem zostały odrzucone.

Ostateczna próbka cefeid II typu zawiera 21 gwiazd. Dla 3 z nich dostępne były archiwalne wieloepokowe obserwacje w pasmach J , H oraz K_s (Feast i in., 2008). Obserwacje te wykonane zostały fotometrem podczerwonym MkII, który był zamontowany na teleskopie o aperturze 0,75 m, znajdującym się w *South African Astronomical Observatory* (SAAO). Fotometria ta została przetransformowana z systemu SAAO do systemu 2MASS za pomocą równań z pracy Koen i in. (2007).

Dla 19 gwiazd z próbki, w latach 2017–2020 wykonane zostały (w znacznej części przez autora rozprawy) szeregi czasowe obserwacji w pasmach fotometrycznych J , H oraz K_s , zbliżonych do systemu fotometrycznego używanego w przeglądzie 2MASS. Instrumentem użytym do obserwacji była kamera podczerwona IRIS (Hodapp i in., 2010), zamontowana na teleskopie o średnicy zwierciadła głównego 0,8 m znajdującym się w Obserwatorium Cerro Armazones (Ramolla i in., 2016). Kamera IRIS wyposażona jest w detektor typu *HAWAII* o rozmiarze 1024x1024 pikseli i rozmiarze pojedynczego piksela 18,5 μm , co przy ogniskowej wynoszącej 5 m daje rozdzielczość 0,74"/piksel oraz pole widzenia około $7' \times 7'$. Porównanie krzywych przepuszczalności filtrów J , H oraz K_s użytych w obserwacjach z oryginalnymi filtrami 2MASS przedstawione jest na rysunku 4.1. Dobre odwzorowanie oryginalnych filtrów przeglądu 2MASS pozwoliło na osiągnięcie wysokiej dokładności przy transformacji jasności do tego systemu fotometrycznego. Minimalny czas naświetlania, wynikający z długości czasu odczytu kamery IRIS, wynosi 2,2 s. Przy takim czasie naświetlania możliwe są obserwacje gwiazd ciemniejszych niż 7,8 mag w paśmie H oraz 7,5mag w pasmach J oraz K_s , gdyż dla jaśniejszych gwiazd liczba zliczeń wychodzi poza zakres liniowy kamery.

W celu obserwacji gwiazd jaśniejszych niż powyższe limity, użyty został filtr neutralny przepuszczający tylko 3% docierającego promieniowania, zatem pozwalający na obserwacje gwiazd o jasności około 4 mag. Filtr neutralny umieszczony był poza komorą izotermiczną chłodzoną ciekłym azotem. Znaczna ilość promieniowania termicznego emitowanego przez filtr neutralny zwiększa poziom szumu, przez co zmniejsza się precyzja fotometrii. Filtr ten został zastosowany do obserwacji jednej gwiazdy z prezentowanej próbki— VY Pyx. W celu odjęcia promieniowania nieba oraz dodatkowego promieniowania termicznego m. in. filtra neutralnego, obserwacje danego pola były powtarzane 10-krotnie, przy czym przed każdą kolejną ekspozycją teleskop był przesuwany w nieco inną pozycję, aby gwiazdy na matrycy znajdowały się za każdym razem w innych miejscach (taka strategia obserwacji nazywana jest *dithering*). IRIS zawsze wykonuje obserwacje z najkrótszym możliwym czasem naświetlania (2,2 s, *SHORT*) oraz z zadanym czasem (w przypadku obserwacji cefeid z próbki czas ten wynosił 14,4 s, *LONG*) jedna po drugiej, co pozwoliło

na wykonanie fotometrii różnicowej w przypadku, gdy w danym polu obiekt naukowy jest znacznie jaśniejszy niż pozostałe gwiazdy.



Rysunek 4.1: Porównanie krzywych przepuszczalności dla filtrów zamontowanych w kamerze podczerwonej IRIS, oraz oryginalnych filtrów użytych w przeglądarce 2MASS.

Kalibracje instrumentalne, tj. odejmowanie tła nieba i prądu ciemnego, poprawka na różnice czułości pikseli (*flat field*) oraz usuwanie promieni kosmicznych, wykonane zostały z wykorzystaniem dedykowanego skryptu (Watermann, 2012), opartego na standardowych narzędziach dostępnych w pakiecie IRAF (*imcombine* oraz *imarith*, Tody, 1993). Do detekcji źródeł na każdej ekspozycji, wyznaczenia rozwiązania astrometrycznego oraz złożenia 10 pojedynczych ekspozycji w jeden obraz, wykorzystany został zestaw programów: *SExtractor*, *Scamp* oraz *Sswarp* (Bertin & Arnouts, 1996; Bertin, 2006, 2010).

Niewielka liczba gwiazd w obserwowanych polach pozwoliła na zastosowanie fotometrii aperturowej, którą wykonano za pomocą programu DAOPHOT (Stetson, 1987). Fotometria instrumentalna została następnie dowiązana do systemu 2MASS przy użyciu gwiazd porównania obecnych w każdym polu, poprzez następujące równania:

$$\begin{cases} j_g + (J_p - j_p) = J_g + a_j[(j_g - k_g) - (j_p - k_p)] \\ h_g + (H_p - h_p) = H_g + a_h[(j_g - h_g) - (j_p - h_p)] \\ k_g + (K_p - k_p) = K_g + a_k[(j_g - k_g) - (j_p - k_p)] \end{cases} \quad (4.1)$$

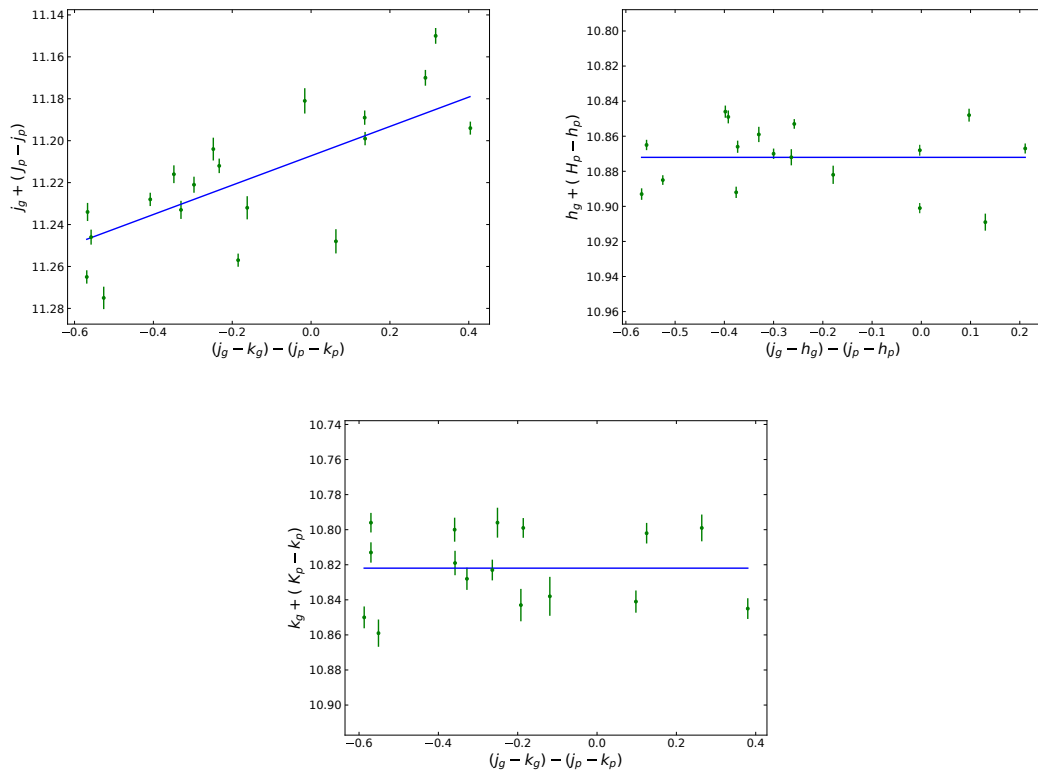
gdzie J_g , H_g , K_g są wyznaczanymi jasnościami cefeidy w systemie 2MASS w używanych filtrach, J_p , H_p , K_p są jasnościami gwiazdy porównania w katalogu 2MASS (Cutri i in., 2003), j_g , h_g , k_g to jasności instrumentalne cefeidy oraz j_p , h_p i k_p są jasnościami instrumentalnymi gwiazdy porównania. Współczynniki a_j , a_h i a_k przy wskaźnikach barwy, wyznaczone zostały w kilku polach o dużej liczbie gwiazd porównania. W danym polu, dla każdej gwiazdy porównania obliczone zostały lewe strony równań 4.1 oraz odpowiednie różnice wskaźników barwy. Dopasowanie prostej do zależności pomiędzy lewą stroną

równań a różnicą wskaźników barwy pozwala wyznaczyć jasność cefeidy oraz współczynniki a . Średnie wartości tych współczynników wynoszą $a_j = -0,070 \pm 0,027$, $a_h = 0,015 \pm 0,030$ oraz $a_k = 0,020 \pm 0,036$, zatem istotny jest tylko współczynnik w paśmie J , natomiast w pasmach H i K_s zależność od wskaźnika barwy jest zanedbywalna w ramach niepewności. Otrzymane w ten sposób współczynniki a zostały użyte do właściwej standaryzacji fotometrii. Rysunki 4.2 przedstawiają dopasowanie z ustalonymi współczynnikami a dla jednego z obserwowanych pól. Jako sumaryczną niepewność fotometrii i standaryzacji tak wyznaczonej jasności cefeidy, przyjęto rozrzut punktów wokół dopasowanej prostej. Jeżeli w danym polu było mniej niż 4 gwiazdy porównania, przyjmowana była niepewność 0,03mag.

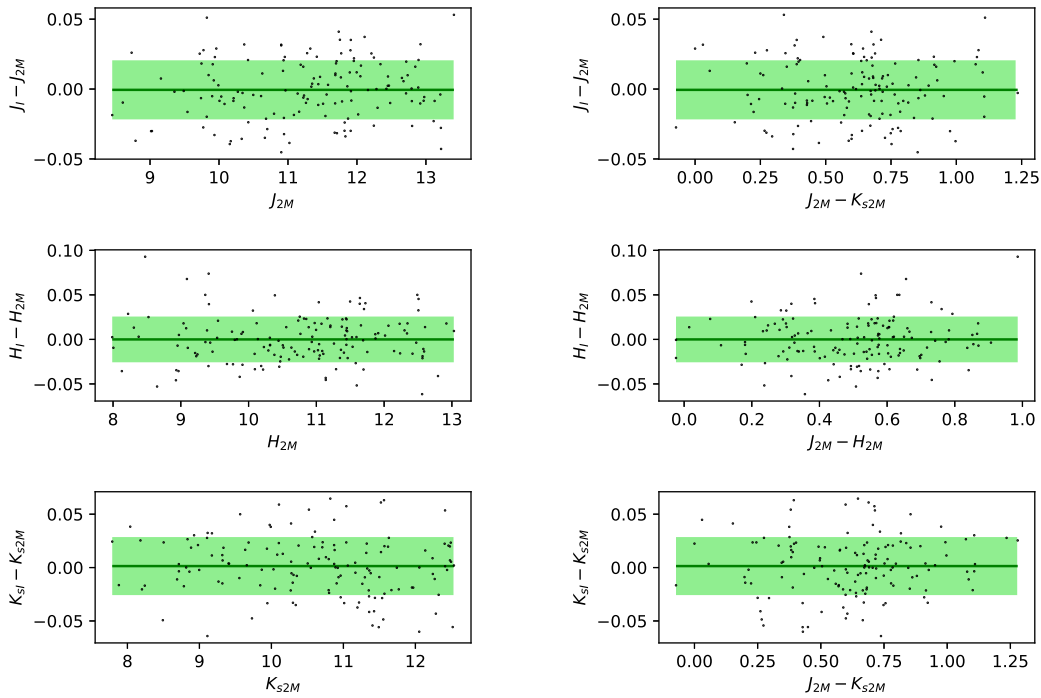
Wybrane gwiazdy porównania miały jasności zbliżone do obiektu naukowego. Wybieranie przebiegało w sposób iteracyjny: dla każdej kandydatki na gwiazdę porównania wykonywana była fotometria różnicowa na podstawie pozostałych gwiazd z próbki. Gwiazdy, które pokazywały duże (większe niż 0,03mag) zmiany blasku były odrzucane i proces powtarzano aż do momentu, gdy wszystkie pozostałe kandydatki były stabilne na poziomie 0,03mag. Dodatkowym kryterium była jakość fotometrii w 2MASS, której wyznacznikiem jest parametr *QUALITY FLAG*. Na gwiazdy porównania wybrane zostały tylko te kandydatki, które miały *QUALITY FLAG* =AAA. Dla większości obserwowanych pól możliwe było wybranie więcej niż 3 gwiazd porównania. W przypadku trzech cefeid (VY Pyx, SW Tau oraz AL Vir) w obserwowanym polu nie było gwiazd porównania o jasności zbliżonej do obiektu naukowego. Wykorzystano w tym przypadku fakt, że IRIS wykonuje jednocześnie obserwacje *SHORT* i *LONG*. Jasność obiektu naukowego mierzona była na zdjęciu *SHORT*, podczas gdy jasność gwiazdy porównania na zdjęciu *LONG*, dzięki czemu liczba zliczeń dla gwiazd porównania była na podobnym poziomie jak dla obiektu naukowego. Poprzez dodanie do zmierzonych przez DAOPHOT jasności instrumentalnych $\log t_e$, gdzie t_e jest czasem ekspozycji (wynoszącym 2,2 s dla *SHORT*, oraz 14,5 s dla *LONG*), jasności z ekspozycji *LONG* i *SHORT* zostały sprowadzone do odpowiadających czasowi ekspozycji 1s. Dowiązanie do systemu standardowego przebiegało w sposób opisany powyżej.

W celu sprawdzenia jakości transformacji fotometrii z systemu instrumentalnego do systemu standardowego, porównano jasności gwiazd stałych, dowiązane do systemu 2MASS w sposób identyczny jak cefeidy, z ich katalogowymi jasnościami. Ze względu na niewielką liczbę gwiazd w obserwowanych polach, do testu tego użyto gwiazd, które były uprzednio wykorzystane jako gwiazdy porównania przy dowiązywaniu jasności cefeid. Dana gwiazda była wyłączana ze zbioru gwiazd porównania przy dowiązywaniu jej jasności do systemu standardowego. Test ten został przedstawiony na rysunku 4.3. Średnia różnica jasności wyznaczonych i katalogowych we wszystkich trzech pasmach jest mniejsza od 0,001 mag, z błędem wyznaczenia średniej wynoszącym 0,002 mag. Błąd wyznaczenia średniej jest oszacowaniem błędu systematycznego punktu zerowego fotometrii, który wpływa na błąd systematyczny punktu zerowego zależności PL oraz wyznaczanych za ich pomocą odległości.

Wyznaczenie okresów pulsacji i jasności średnich Opisane w poprzednim rozdziale obserwacje podczerwone są niewystarczające do precyzyjnego wyznaczenia okresów pulsacji gwiazd. W tym celu użyto fotometrii optycznej dostępnej w literaturze oraz z obserwacji wykonanych przez zespół projektu *Araucaria* w OCA za pomocą teleskopu VYSOS16. Dla większości gwiazd dostępna jest fotometria z dużych przeglądów nieba *All Sky Automated Survey* (ASAS; Pojmanski, 2002) oraz *All Sky Automated Survey*



Rysunek 4.2: Przykładowa transformacja fotometrii dla pojedynczej obserwacji gwiazdy BX Del z systemu instrumentalnego IRIS do systemu standardowego 2MASS. Zaznaczone niepewności są sumą kwadratową błędów fotometrii obiektu naukowego i gwiazdy porównania, wyznaczanych przez program DAOPHOT. Dopasowane proste mają współczynniki kierunkowe ustalone na wartości $-0,07$ w filtrze J , oraz 0 w pozostałych filtrach.



Rysunek 4.3: Różnica zmierzonej i katalogowej jasności gwiazd stałych obecnych w polach obserwowanych za pomocą kamery podczerwonej IRIS. Fotometria instrumentalna z IRIS-a dowiązana została do systemu 2MASS w identyczny sposób, jak obiekty naukowe. Średnia różnica jasności jest zerowa w każdym z pasm, a błąd wyznaczenia średniej wynosi 0,002mag. Zielony obszar reprezentuje odchylenie standardowe, które w paśmie J wynosi 0,022mag, natomiast w pasmach H i K_s 0,028mag.

for *Supernovae* (ASAS–SN; Kochanek i in., 2017) w paśmie V . Fotometria dla kilku gwiazd, również w paśmie V , została opublikowana w pracy Berdnikov (2008). ASAS oraz ASAS – SN dostarczają kilkuset pomiarów dla każdej gwiazdy, zatem jeżeli jakość fotometrii była zadowalająca, do analizy brane były dane z jednego z tych przeglądów. Fotometrię z pracy Berdnikov (2008) wykorzystano dla gwiazdy κ Pav, natomiast dla VY Pyx, SW Tau oraz TX Del konieczne było użycie fotometrii z VYSOS16. Kalibracje danych z VYSOS16 zostały przeprowadzone w sposób identyczny jak w przypadku IRIS. Fotometria została zgrubnie dowiązana do systemu standardowego przy użyciu pojedynczej gwiazdy porównania i jej jasności w katalogu ASAS – SN, co jest wystarczające do wyznaczenia okresu pulsacji.

Do wyznaczenia precyzyjnych okresów wykorzystano program `fnpeaks`⁷, który wyznacza widmo Fouriera dla zadanego przedziału częstości. Wstępne wartości okresów pulsacji dostępne są w bazie AAVSO, zatem widmo było wyznaczane tylko w pewnym wąskim zakresie częstości. Ostateczne wartości okresów pulsacji zamieszczone są w tabeli 4.1 w kolumnie 2. Krzywe blasku w paśmie V , sfazowane z wyznaczonym okresem oraz z fazą początkową ustaloną dla jasności średniej, przedstawione są na rysunkach 4.4 i 4.5. Z wyznaczonych faz początkowych obliczone zostały również odpowiadające im heliocentryczne daty juliańskie HJD_0 . Rysunki 4.6 – 4.11 przedstawiają z kolei krzywe blasku w

⁷<http://helas.astro.uni.wroc.pl/deliverables.php?active=fnpeaks>

pasmach podczerwonych, sfazowanych z wyznaczonymi okresami i HJD_0 obliczonymi dla danych w paśmie V .

Aby precyzyjnie wyznaczyć jasności średnie konieczne jest modelowanie krzywych blasku. Najczęściej stosowane jest dopasowanie szeregow Fouriera rzędu 3–5, lecz w przypadku dużych przerw w pokryciu krzywej blasku mogą pojawiać się w takim modelu niefizyczne nagłe skoki jasności w miejscach tych przerw. Aby uniknąć tego problemu, do modelowania krzywych blasku wykorzystano średnią kroczącą oraz interpolację wielomianem sklejanym trzeciego stopnia *Akima* (Akima, 1970) w symulacjach Monte Carlo. W każdej symulacji, dla danej krzywej blasku generowane były jasności z rozkładu normalnego o wartości średniej równej danej jasności obserwowanej oraz z odchyleniem standardowym równym niepewności pomiaru. Wygenerowane jasności (wyrażone w wielkościach gwiazdowych) zostały następnie przeliczone na strumienie. Dla danej krzywej blasku wyznaczana była średnia krocząca dla punktów ze zdefiniowanego przedziału fazy (od 0,05 do 0,15 w zależności od pokrycia krzywej obserwacjami) z krokiem zależnym od pokrycia (pomiędzy 0,05 a 0,1). Przez tak utworzone węzły interpolowany był wielomian *Akima*, zaimplementowany w bibliotece `scipy` (Virtanen i in., 2020) języka programowania Python. Po dopasowaniu modelu, poprzez całkowanie wyznaczany był średni strumień, który był następnie przeliczany z powrotem na jasność wyrażoną w wielkościach gwiazdowych. Symulacje Monte Carlo były powtarzane 10 000 razy dla każdej krzywej blasku, dając w wyniku histogram jasności średnich. Wartość średnia oraz odchylenie standardowe rozkładu normalnego dopasowanego do takiego histogramu dały oszacowanie jasności średniej oraz jej niepewności. Otrzymane w ten sposób jasności średnie w pasmach J , H oraz K_s zamieszczone są w tabeli 4.1 w kolumnach 3–5.

Ekstynkcja międzygwiazdowa Do wyznaczenia ekstynkcji w kierunku każdej z gwiazd w próbie użyto map poczerwienienia Schlegel i in. (1998) z poprawką wyznaczoną przez Schlafly & Finkbeiner (2011). Z map tych otrzymano wartość nadwyżki barwy $E(B - V)$ w danym kierunku. Mapy te opierają się o pomiary natężenia promieniowania w zakresie dalekiej podczerwieni i nie zawierają informacji o rozkładzie przestrzennym materii międzygwiazdowej, zatem wyznaczona w ten sposób ekstynkcja dla najbliższych gwiazd może być zawyżona. Aby oszacować wkład od materii znajdującej się pomiędzy Słońcem i daną gwiazdą, zastosowano metodę opisaną w pracy Drimmel & Spergel (2001). Założony został przy tym następujący model rozkładu pyłu w Galaktyce:

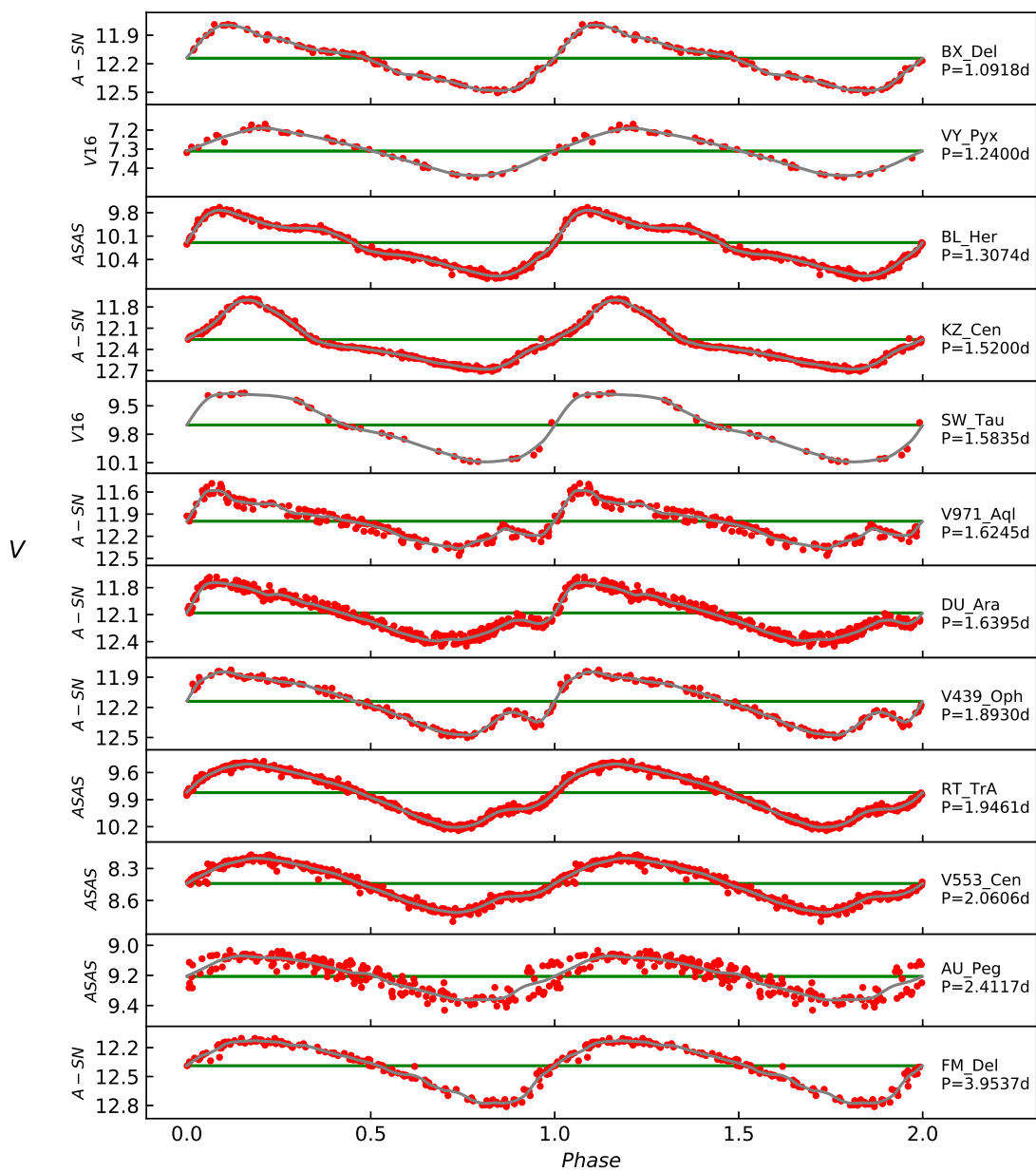
$$\rho(r, z) = \rho_0 \exp(-r/r_D - |z|/z_D) \quad (4.2)$$

gdzie r i z są odpowiednio współrzędną radialną i wertykalną w cylindrycznym układzie współrzędnych z początkiem w centrum Drogi Mlecznej, $r_D=3,2$ kpc oraz $z_D=0,135$ kpc są czynnikami skalującymi (Drimmel & Spergel, 2001). Współrzędne równikowe każdej gwiazdy zostały przeliczone na współrzędne galaktyczne l i b . Znając odległość Słońca od centrum Drogi Mlecznej $r_\odot=8,3$ kpc (Gillessen i in., 2009) oraz jej odległość od płaszczyzny dysku Galaktyki $h_0=0,015$ kpc (Drimmel & Spergel, 2001), można wyrazić r oraz z w danym kierunku (l , b) za pomocą odległości s od Słońca:

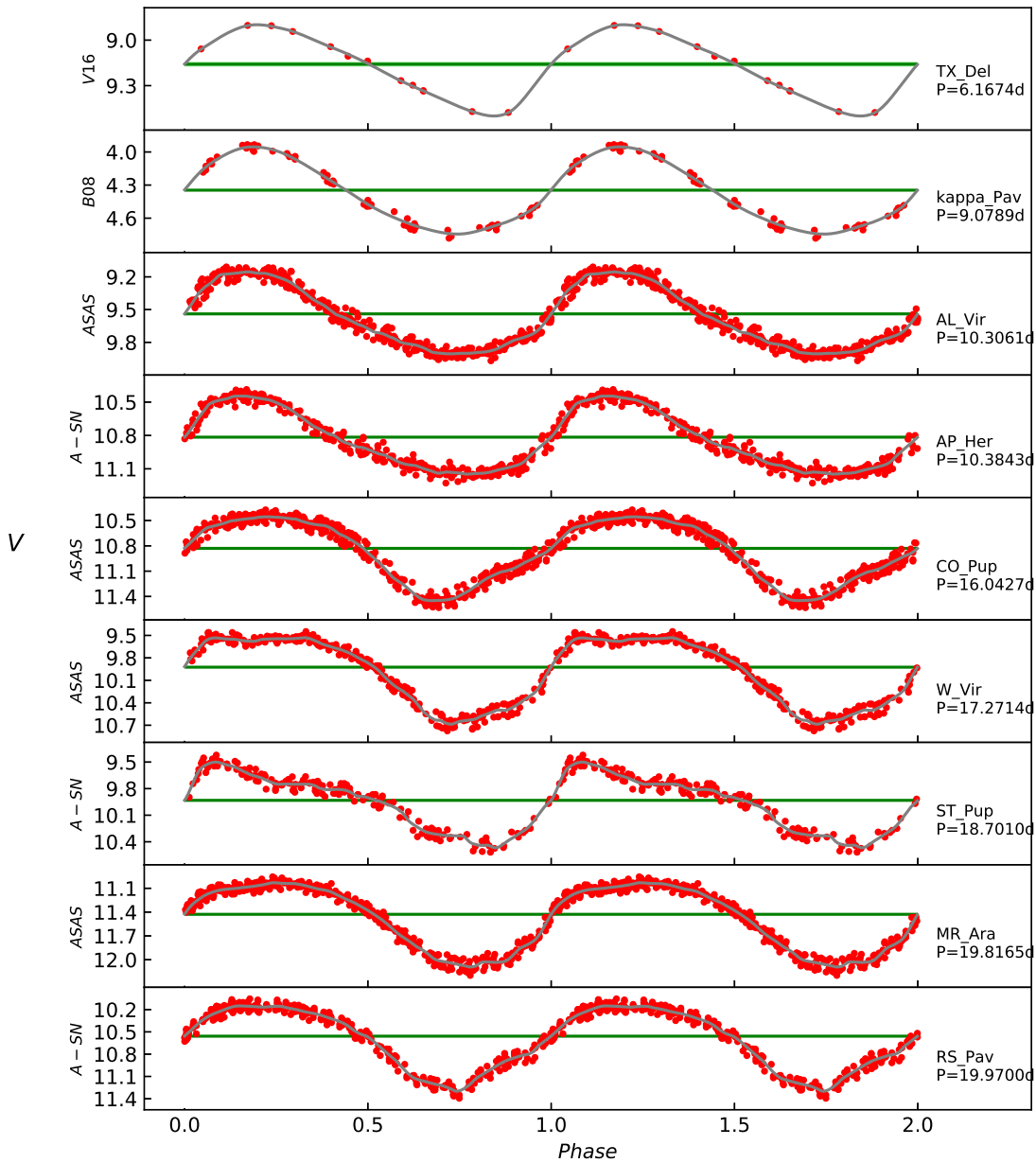
$$r(s) = \sqrt{r_\odot^2 + s^2 - 2r_\odot s \cos l} \quad (4.3)$$

$$z(d) = |h_0 + s \sin b| \quad (4.4)$$

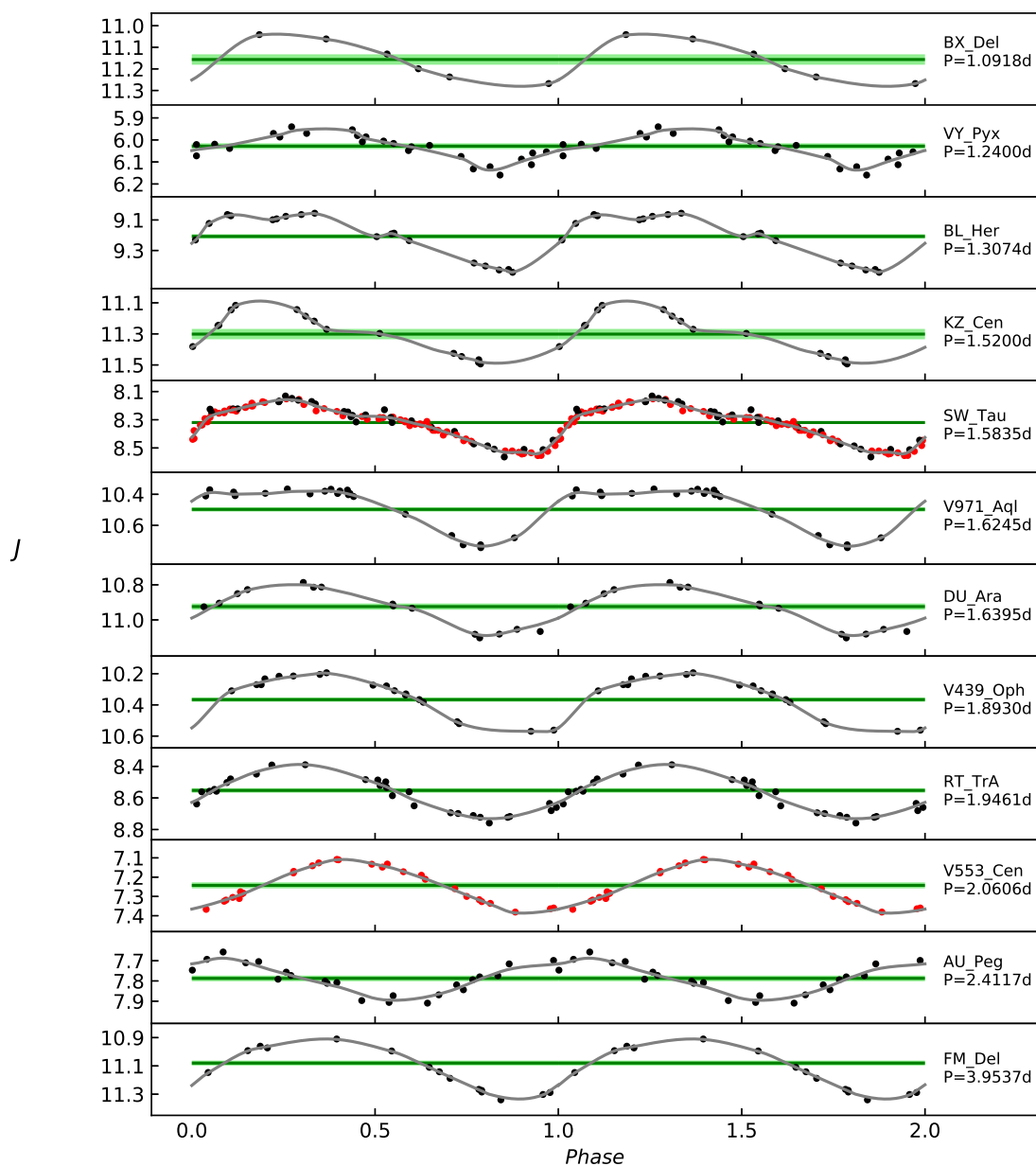
Wstawiając te wyrażenia do równania 4.2, otrzymano rozkład gęstości pyłu jako funkcję odległości od Słońca oraz współrzędnych galaktycznych gwiazdy. Nadwyżkę barwy $E(B -$



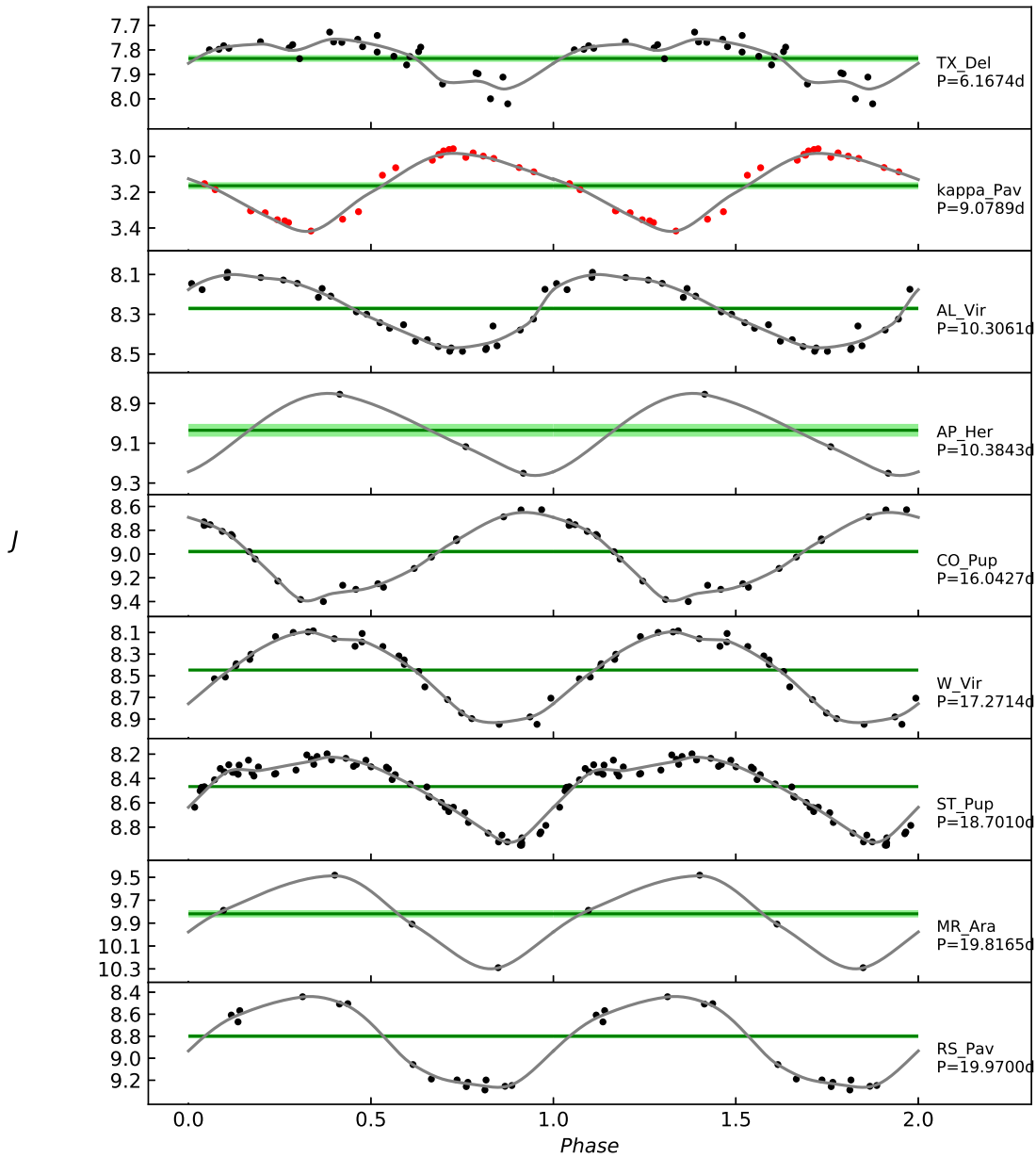
Rysunek 4.4: Krzywe blasku w paśmie V gwiazd typu BL Her w Drodze Mlecznej. Znaczenie opisów osi jest następujące: A-SN oznacza dane z ASAS-SN, V16 oznacza dane z VYSOS16. Linia zieloną zaznaczona została jasność średnia.



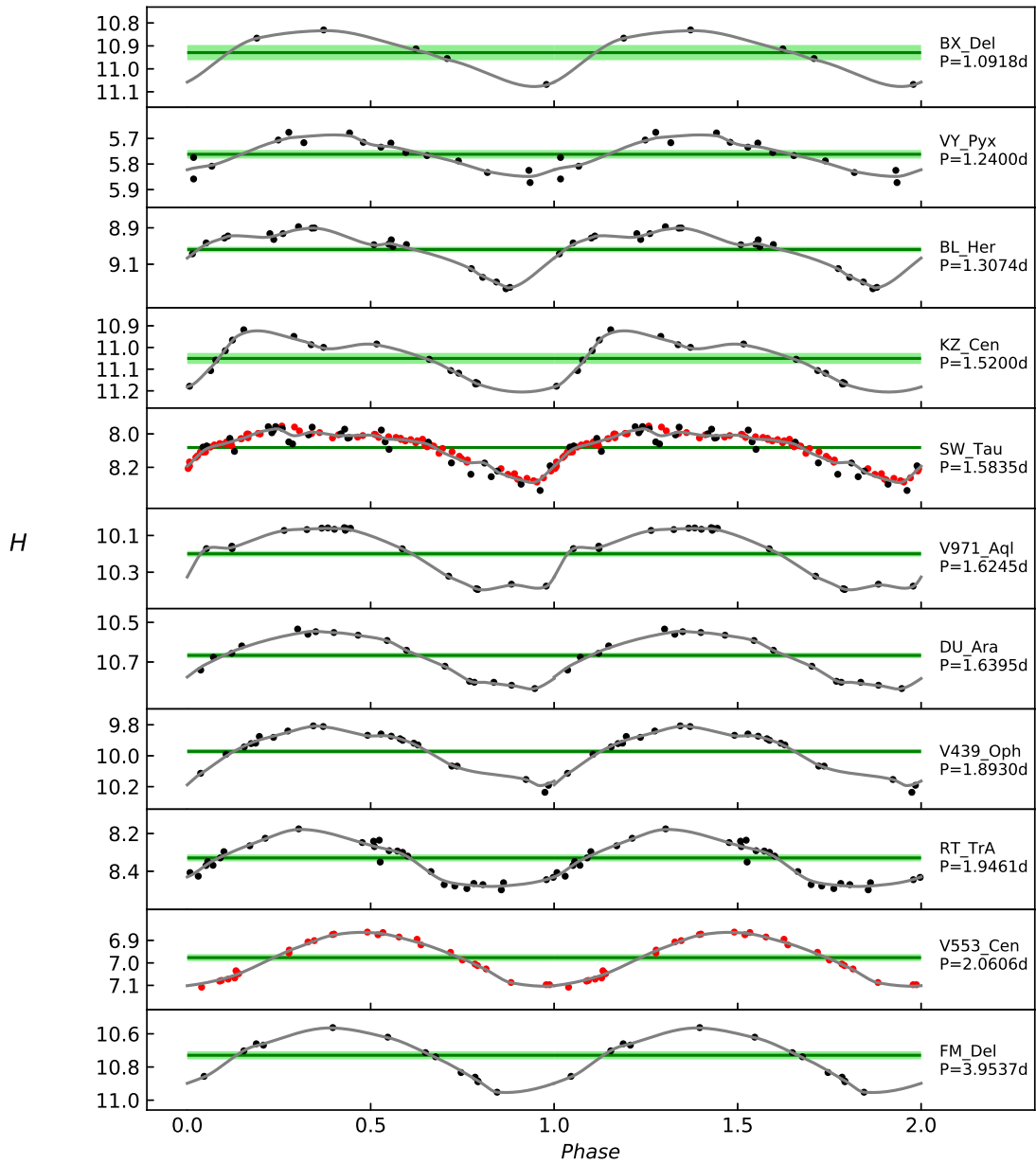
Rysunek 4.5: Krzywe blasku w paśmie V gwiazd typu W Vir w Drodze Mlecznej. Znaczenie opisów osi jest następujące: B08 oznacza dane z [Berdnikov \(2008\)](#), pozostałe oznaczenia jak na rysunku 4.4.



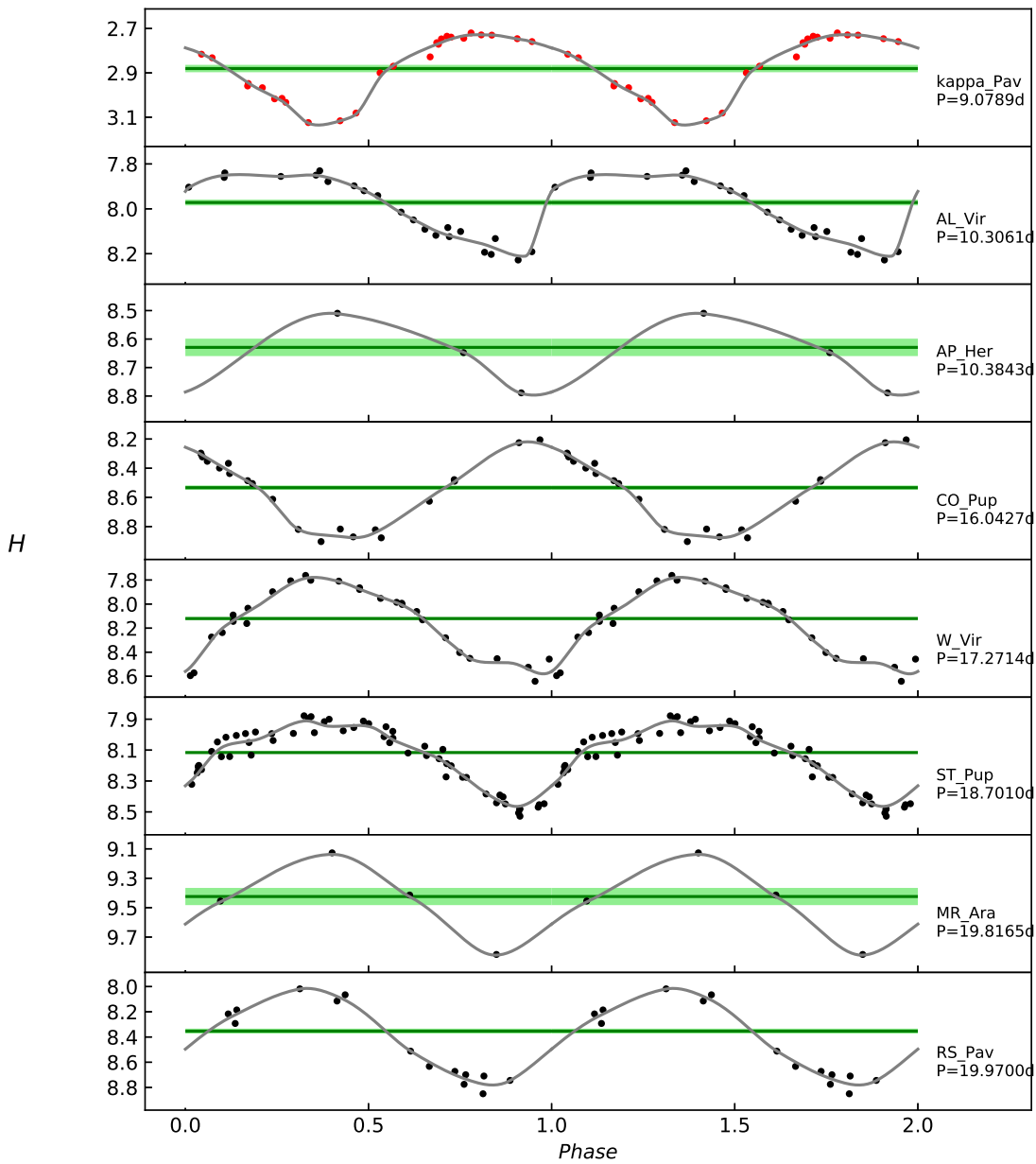
Rysunek 4.6: Krzywe blasku w paśmie *J* gwiazd typu BL Her w Drodze Mlecznej. Czarne punkty pochodzą z instrumentu IRIS, natomiast czerwone z pracy [Feast i in. \(2008\)](#). Zielona linia oznacza jasność średnią, a jasnozielony obszar jest niepewnością wyznaczenia średniej jasności.



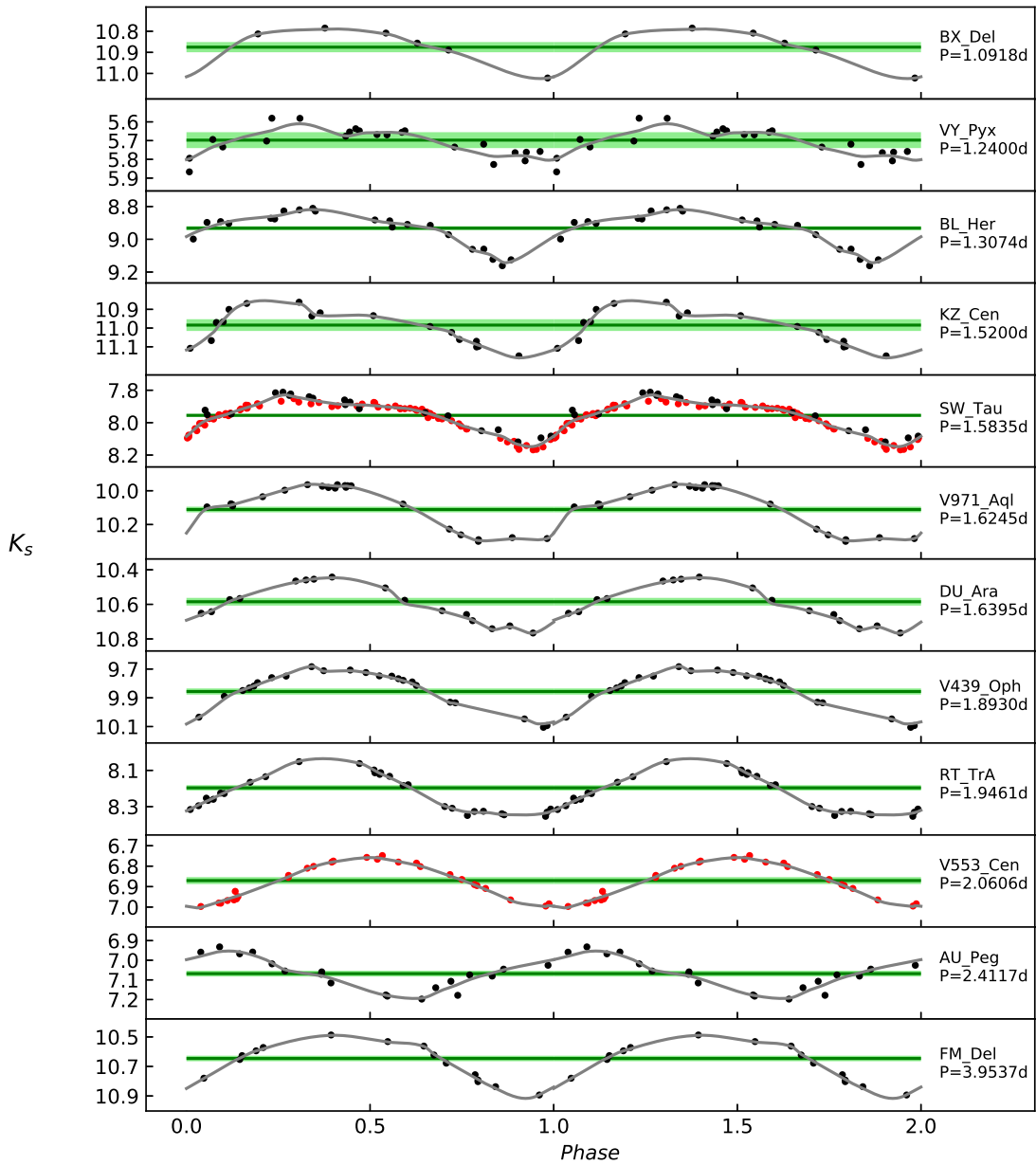
Rysunek 4.7: Krzywe blasku w paśmie *J* gwiazd typu W Vir w Drodze Mlecznej. Znaczenie kolorów i linii jest identyczne jak na rysunku 4.6.



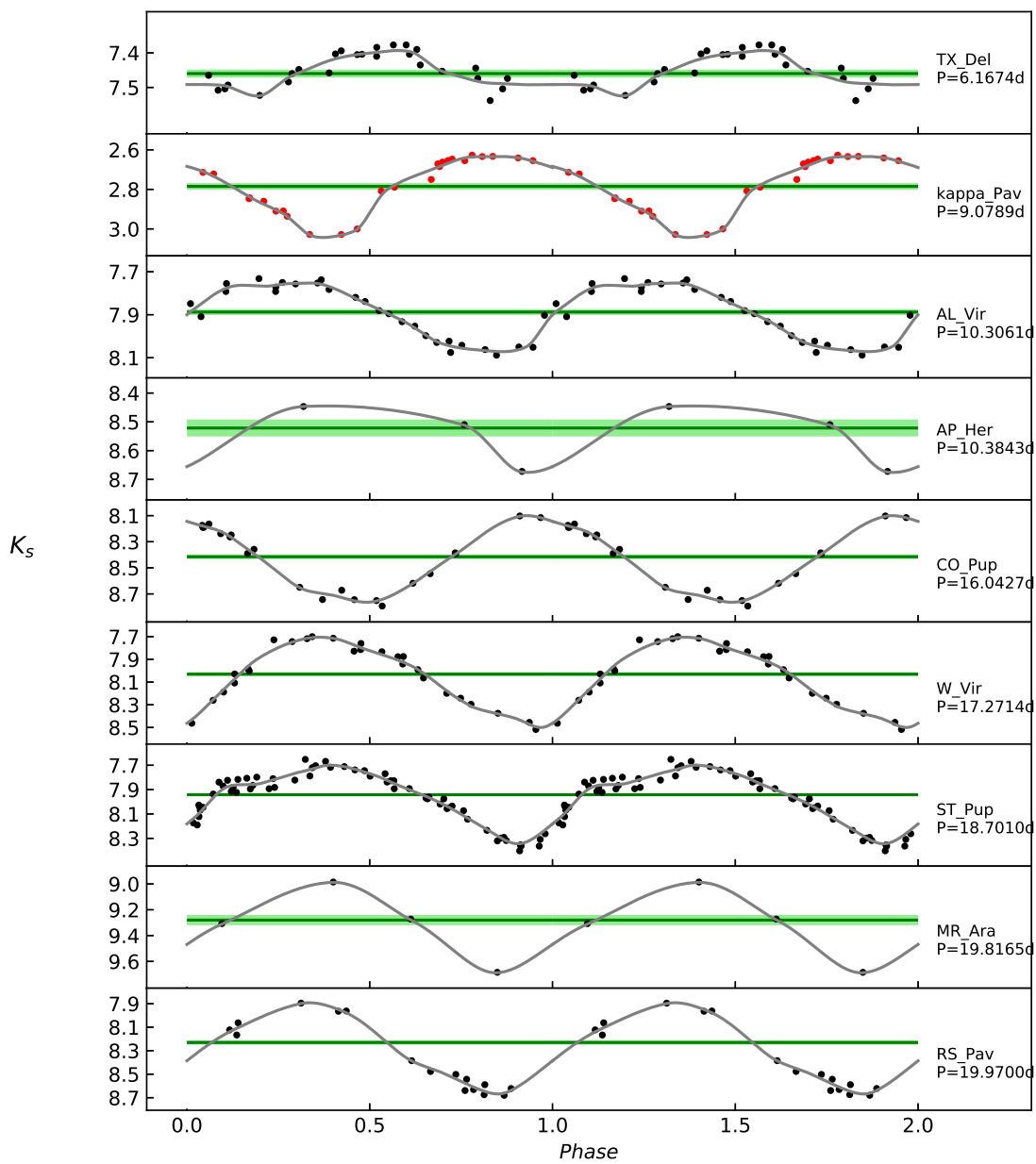
Rysunek 4.8: Krzywe blasku w paśmie H gwiazd typu BL Her w Drodze Mlecznej. Znaczenie kolorów i linii jest identyczne jak na rysunku 4.6.



Rysunek 4.9: Krzywe blasku w paśmie H gwiazd typu W Vir w Drodze Mlecznej. Znaczenie kolorów i linii jest identyczne jak na rysunku 4.6.



Rysunek 4.10: Krzywe blasku w paśmie K_s gwiazd typu BL Her w Drodze Mlecznej. Znaczenie kolorów i linii jest identyczne jak na rysunku 4.6.



Rysunek 4.11: Krzywe blasku w paśmie K_s gwiazd typu W Vir w Drodze Mlecznej. Znaczenie kolorów i linii jest identyczne jak na rysunku 4.6.

$V)_*$ dla danej gwiazdy można wyznaczyć z następującego równania:

$$E(B - V)_* = E(B - V)_S \times \frac{\int_0^{s_*} \rho(s, l, b) ds}{\int_0^{s_{max}} \rho(s, l, b) ds} \quad (4.5)$$

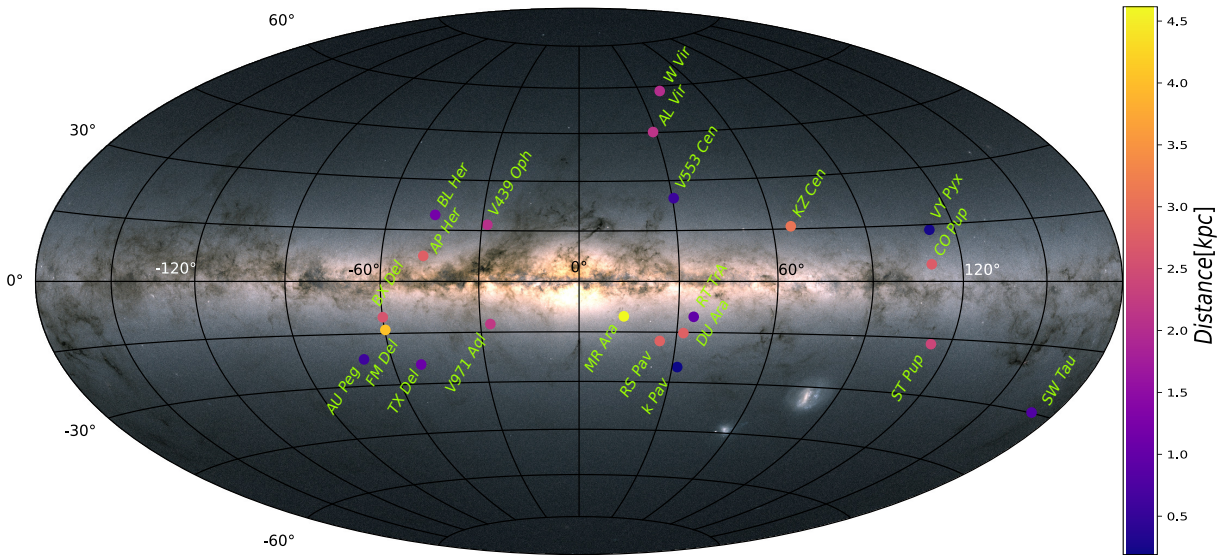
gdzie $E(B - V)_S$ jest nadwyżką barwy odczytaną z map poczerwienienia, s_* jest odległością gwiazdy od Słońca, $s_{max}=20$ kpc jest natomiast założoną odległością, dla której wartość poczerwienienia powinna być już równa wartości odczytanej z map. Wyznaczone w ten sposób wartości poczerwienienia przedstawione są w tabeli 4.1 w kolumnie 6.

Tabela 4.1: Okresy pulsacji, jasności średnie w pasmach J , H , K_s oraz wartości nadwyżki barwy wyznaczone dla cefeid II typu w Drodze Mlecznej.

Gwiazda	P (days)	$\langle J \rangle$ (mag)	$\langle H \rangle$ (mag)	$\langle K_s \rangle$ (mag)	$E(B - V)$ (mag)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
BX Del	1,09180	11,156±0,024	10,930±0,033	10,873±0,024	0,100
VY Pyx	1,23995	6,029±0,013	5,761±0,017	5,696±0,039	0,048
BL Her	1,30744	9,206±0,014	9,017±0,015	8,932±0,013	0,067
KZ Cen	1,52004	11,302±0,033	11,051±0,027	10,987±0,030	0,084
SW Tau	1,58355	8,320±0,007	8,082±0,007	7,955±0,008	0,252
V971 Aql	1,62453	10,508±0,014	10,199±0,016	10,112±0,017	0,174
DU Ara	1,63949	10,923±0,017	10,665±0,015	10,580±0,024	0,055
V439 Oph	1,89298	10,367±0,014	9,969±0,016	9,855±0,020	0,268
RT TrA	1,94612	8,553±0,014	8,331±0,019	8,200±0,015	0,112
V553 Cen	2,06055	7,242±0,016	6,976±0,017	6,869±0,017	0,069
AU Peg	2,41174	7,787±0,014	—	7,066±0,015	0,046
FM Del	3,95373	11,080±0,017	10,729±0,024	10,646±0,017	0,087
TX Del	6,16742	7,836±0,011	—	7,460±0,011	0,085
κ Pav	9,07890	3,201±0,021	2,881±0,021	2,784±0,021	0,019
AL Vir	10,30611	8,270±0,011	7,956±0,013	7,887±0,013	0,072
AP Her	10,38432	9,034±0,032	8,630±0,030	8,520±0,030	0,373
CO Pup	16,04266	8,975±0,017	8,534±0,013	8,415±0,019	0,155
W Vir	17,27137	8,442±0,012	8,117±0,014	8,029±0,016	0,036
ST Pup	18,7010	8,472±0,008	8,118±0,007	7,944±0,011	0,120
MR Ara	19,81649	9,817±0,032	9,421±0,059	9,279±0,041	0,110
RS Pav	19,96997	8,799±0,018	8,353±0,02	8,231±0,018	0,072

Odległości Do wyznaczenia jasności absolutnych użyto paralaks gwiazd z katalogu EDR3 misji kosmicznej *Gaia*. Paralaksy dla gwiazd z badanej próbki zamieszczone są w tabeli 4.2 w kolumnie 2. Według [Fabricius i in. \(2021\)](#) oraz [Riess i in. \(2021a\)](#) niepewności paralaks w EDR3 mogą być niedoszacowane, zatem za pracą [Riess i in. \(2021a\)](#) podane w katalogu niepewności zostały zwiększone o 10%, co powinno uwzględniać również możliwe dodatkowe efekty związane np. ze zmianą wskaźnika barwy cefeid. Względne niepewności paralaks wynoszą od 0,4% do 10%, natomiast przeciętna wartość niepewności wynosi 4%. Przy takiej względnej niepewności paralaks, spodziewany błąd wynikający z efektu Lutz-Kelkera jest rzędu 0,01 mag.

Dla katalogu EDR3 w pracach [Lindegren i in. \(2021b\)](#) oraz [Groenewegen \(2021b\)](#) wyznaczone zostały poprawki punktu zerowego paralaks. W obydwu pracach poprawki wyznaczone zostały na podstawie kwazarów oraz astrometrycznych układów podwójnych, jednak przy zastosowaniu różnych kryteriów wyboru tych obiektów. [Lindegren i in. \(2021b\)](#) udostępnili program w języku Python, który wyznacza poprawki na podstawie szerokości ekliptycznej gwiazdy, jasności w paśmie G używanym przez teleskop *Gaia*, oraz wskaźnika barwy $BP - RP$ dostępnego w katalogu EDR3. Skrypt ten został użyty do wyznaczenia poprawek i otrzymane wartości zamieszczone są w tabeli 4.2 w kolumnie 3. Średnia wartość poprawki wynosi $-0,013$ mas, natomiast odchylenie standardowe $0,009$ mas. Autorzy sugerują założenie niepewności punktu zerowego rzędu $0,005$ mas, co w przeliczeniu na niepewność jasności absolutnej dla średniej paralaksy z badanej próbki ($0,4$ mas) daje $0,02$ mag. Wartość ta jest niepewnością systematyczną jasności absolutnych, a zatem również punktu zerowego zależności PL wyznaczonych na ich podstawie. Rysunek 4.12 przedstawia mapę Drogi Mlecznej z zaznaczonymi położeniami badanych cefeid II typu. Kolory punktów odpowiadają odległościom wyznaczonym na podstawie paralaks.



Rysunek 4.12: Mapa Drogi Mlecznej z zaznaczonym położeniem badanych cefeid II typu. Kolory punktów oznaczają odległości gwiazd. Źródło mapy: <https://sci.esa.int/web/gaia>.

Poprawki punktu zerowego paralaks z pracy [Groenewegen \(2021b\)](#) dostępne są w formie map korzystających z formalizmu HEALPix ([Górski i in., 2005](#)), w którym sfera niebieska dzielona jest na 12×4^n obszarów (pikseli). W pracy tej dostępne są rozdzielczości odpowiadające $n=0,1,2,3,4$. Formalizm HEALPix wykorzystywany jest również do tworzenia samego katalogu *Gaia*, a numer identyfikacyjny gwiazdy w tym katalogu może być przeliczony na numer obszaru, w którym dana gwiazda się znajduje, przy założonym poziomie n z poniższego wzoru:

$$N = \frac{id}{2^{35} \times 4^{12-n}} \quad (4.6)$$

Autorzy sugerują użycie dla danej gwiazdy takiego poziomu n , dla którego otrzymana poprawka ma najniższą niepewność względną i dla większości gwiazd jest to poziom 0, zatem o dużym rozmiarze piksela. Po odczytaniu z mapy poprawki zależnej od położenia na niebie, wyznaczonej na podstawie kwazarów, możliwe jest wyznaczenie poprawki zależnej od jasności gwiazdy (równanie 6 w pracy [Groenewegen, 2021b](#)). Wyznaczone w ten sposób

poprawki punktu zerowego zamieszczone są w tabeli 4.3. Średnia wartość poprawek wynosi w tym wypadku $-0,026\text{mas}$, zatem dwukrotnie większa niż w przypadku poprawek wyznaczonych przez [Lindgren i in. \(2021b\)](#). Odchylenie standardowe tych poprawek wynosi natomiast $0,013\text{mas}$. W rozprawie poprawki z pracy [Lindgren i in. \(2021b\)](#) używane są jako podstawowe, natomiast wyznaczenie zależności z poprawkami paralaks z pracy [Groenewegen \(2021a\)](#) zostało przeprowadzone dla porównania.

Wyznacznikami jakości paralaks w katalogu *Gaia*, są parametry *Goodness of Fit* (GOF) oraz *Renormalised Unit Weight Error* (RUWE). Wartość parametru *GOF* dla dobrej jakości dopasowania paralaksy powinna być mniejsza niż 12,5 ([Riess i in., 2021a](#)), natomiast parametru *RUWE* mniejsza niż 1,4 ([Lindgren i in., 2021b](#)). Wartości powyżej tych limitów mogą oznaczać, że gwiazda wykonuje dodatkowy ruch związany z jej podwójnością, bądź że była prześwietlona na ekspozycjach wykonywanych przez teleskop *Gaia*, zatem jej środek nie mógł być wyznaczony z dużą dokładnością. Wartości tych parametrów podane są w kolumnach 4 i 5 tabeli 4.2. Trzy gwiazdy: TX Del, κ Pav oraz ST Pup mają wartości GOF oraz RUWE powyżej ustalonych limitów, zatem nie były one brane pod uwagę przy wyznaczeniu zależności PL.

Tabela 4.2: Paralaksy cefeid II typu z Drogi Mlecznej na podstawie katalogu *Gaia* EDR3 (kolumna 2), przesunięcie punktu zerowego wyznaczone z pracy [Lindgren i in. \(2021b\)](#), kolumna 3) oraz wyznaczniki jakości paralaks *RUWE* i *GOF*.

Gwiazda	ω (mas)	$\Delta\omega_{L21}$ (mas)	<i>RUWE</i>	<i>GOF</i>
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
BX Del	$0,3650\pm 0,0150$	$-0,0188$	1,13	3,20
VY Pyx	$3,9495\pm 0,0186$	$-0,0237$	0,89	$-3,57$
BL Her	$0,8469\pm 0,0179$	0,0016	1,29	10,20
KZ Cen	$0,3024\pm 0,0153$	$-0,0224$	1,20	5,51
SW Tau	$1,2244\pm 0,0222$	$-0,0103$	1,25	5,52
V971 Aql	$0,4400\pm 0,0219$	$-0,0175$	1,26	5,10
DU Ara	$0,3394\pm 0,0180$	$-0,0189$	1,25	7,52
V439 Oph	$0,4753\pm 0,0163$	$-0,0103$	1,17	4,68
RT TrA	$1,0162\pm 0,0162$	$-0,0021$	0,95	$-1,85$
V553 Cen	$1,7286\pm 0,0224$	$-0,0080$	0,94	$-0,97$
AU Peg	$1,6463\pm 0,0200$	$-0,0180$	1,25	6,79
FM Del	$0,2300\pm 0,0135$	$-0,0174$	0,93	$-1,71$
TX Del	$0,9078\pm 0,0294$	$-0,0112$	1,94	27,9
κ Pav	$5,2451\pm 0,1221$	0,0046	2,29	37,6
AL Vir	$0,4574\pm 0,0190$	$-0,0152$	0,98	$-0,32$
AP Her	$0,3578\pm 0,0152$	$-0,0028$	1,13	3,74
CO Pup	$0,3471\pm 0,0166$	$-0,0212$	1,31	9,29
W Vir	$0,4728\pm 0,0222$	$-0,0227$	1,06	2,13
ST Pup	$0,4099\pm 0,0232$	$-0,0091$	2,07	25,6
MR Ara	$0,2087\pm 0,0236$	$-0,0080$	0,97	$-0,75$
RS Pav	$0,3547\pm 0,0157$	$-0,0003$	0,99	$-0,26$

Tabela 4.3: Przesunięcie punktu zerowego paralaks z katalogu *Gaia*, wyznaczone na podstawie pracy [Groenewegen \(2021b\)](#). Kolumna 2 zawiera numer identyfikacyjny gwiazdy w katalogu misji *Gaia*, natomiast kolumna 3 poziom HEALPix użyty do wyznaczenia przesunięcia punktu zerowego.

<i>Gwiazda</i>	<i>GaiaID</i>	<i>n</i>	$\Delta\omega_{G21}$ (mas)
(1)	(2)	(3)	(4)
BX Del	1816085861226864768	0	$-0,021\pm 0,003$
VY Pyx	5653136461526964224	0	$-0,033\pm 0,003$
BL Her	4527596850906132352	1	$-0,021\pm 0,004$
KZ Cen	6144045107427693824	0	$-0,011\pm 0,003$
SW Tau	3283721030024735360	0	$-0,038\pm 0,007$
V971 Aql	4188140876549643008	0	$-0,024\pm 0,003$
DU Ara	5814122315506225792	2	$-0,038\pm 0,007$
V439 Oph	4472449191647245184	1	$-0,029\pm 0,004$
RT TrA	5828480459918679936	1	$-0,031\pm 0,005$
V553 Cen	6217308590845895680	0	$-0,017\pm 0,003$
AU Peg	1785352625740690432	2	$-0,028\pm 0,005$
FM Del	1811618408045800832	0	$-0,018\pm 0,003$
TX Del	1734124248699204096	0	$-0,023\pm 0,003$
κ Pav	6434564460631076864	1	$-0,014\pm 0,003^\dagger$
AL Vir	6303152720661307648	0	$-0,016\pm 0,003$
AP Her	4510925780739110272	1	$-0,021\pm 0,003$
CO Pup	5643564972301150208	0	$-0,032\pm 0,003$
W Vir	3637042116582796544	1	$-0,026\pm 0,003$
ST Pup	5577329081864722176	2	$-0,035\pm 0,003$
MR Ara	5954403987593491584	0	$-0,027\pm 0,003$
RS Pav	6647640365167706240	2	$-0,030\pm 0,006$

[†] Wyłącznie poprawka zależna od położenia na niebie

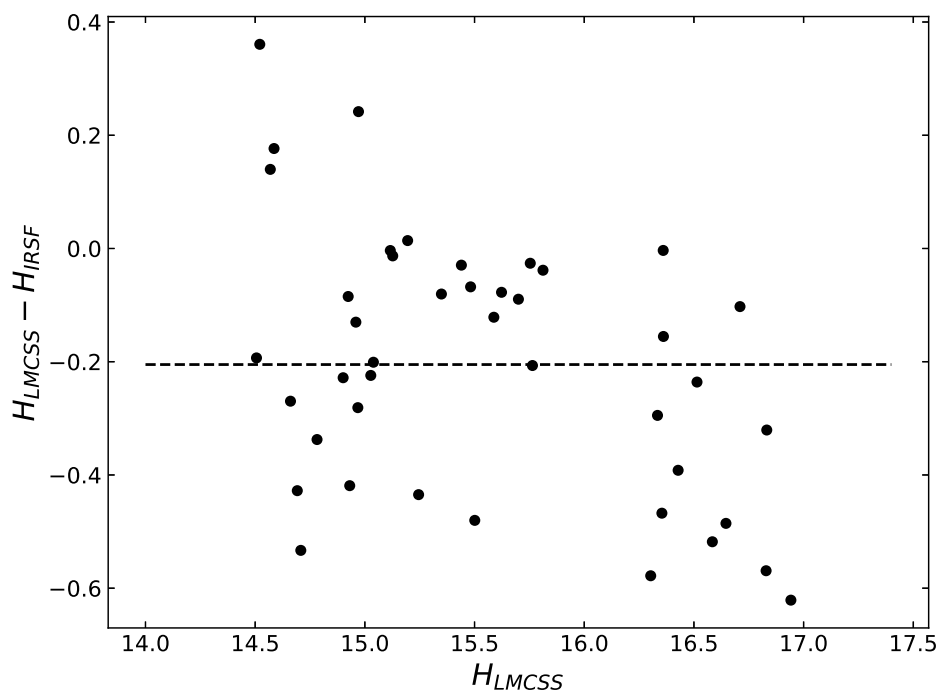
4.1.2 Wielki Obłok Magellana

Fotometria podczerwona Podobnie jak w przypadku cefeid klasycznych, najbardziej kompletnym katalogiem cefeid II typu w LMC jest katalog projektu OGLE. Z katalogu tego zaczerpnięte zostały współrzędne gwiazd, klasyfikacja oraz okresy pulsacji. Przeglądy podczerwone, w których obserwowane były cefeidy II typu to *Vista Magellanic Survey* (VMC, [Ripepi i in., 2015](#)), *Large Magellanic Cloud Synoptic Survey* (LMCSS, [Bhardwaj i in., 2017a](#)) oraz *InfraRed Survey Facility* (IRSF, [Matsunaga i in., 2011](#)). Dwa pierwsze przeglądy zawierają obserwacje wieloepokowe, podczas gdy w przeglądzie IRSF wykonana była tylko pojedyncza obserwacja. W celu wyznaczenia jak najdokładniejszych zależności PL, wymagane jest użycie jasności średnich, a te mogą być wyznaczone z krzywej blasku pokrytej możliwie największą liczbą obserwacji, dlatego fotometria w pasmach J oraz K_s zaczerpnięta została z przeglądu VMC (pasmo H nie jest dostępne). Pierwotnym wyborem dla pasma H była fotometria LMCSS, jednak wyznaczenie odległości do LMC dało wynik znacznie odbiegający od wyników otrzymanych w pasmach J i K_s oraz we wskaźniku *wesenheit* W_{JK_s} . Zamieszczone na rysunku 4.13 porównanie jasności średnich w paśmie H , wyznaczonych dla cefeid z LMC w przeglądzie LMCSS oraz IRSF, pokazuje średnią różnicę jasności około 0.2mag. Źródło tej niezgodności nie jest znane, jednak jako że dane z IRSF dają wynik konsystentny z danymi z VMC, w pracy wykorzystana została fotometria IRSF. Wyznaczenie na podstawie danych z LMCSS również zostało umieszczone w pracy, lecz wyłącznie aby pokazać niezgodność z pozostałymi wynikami.

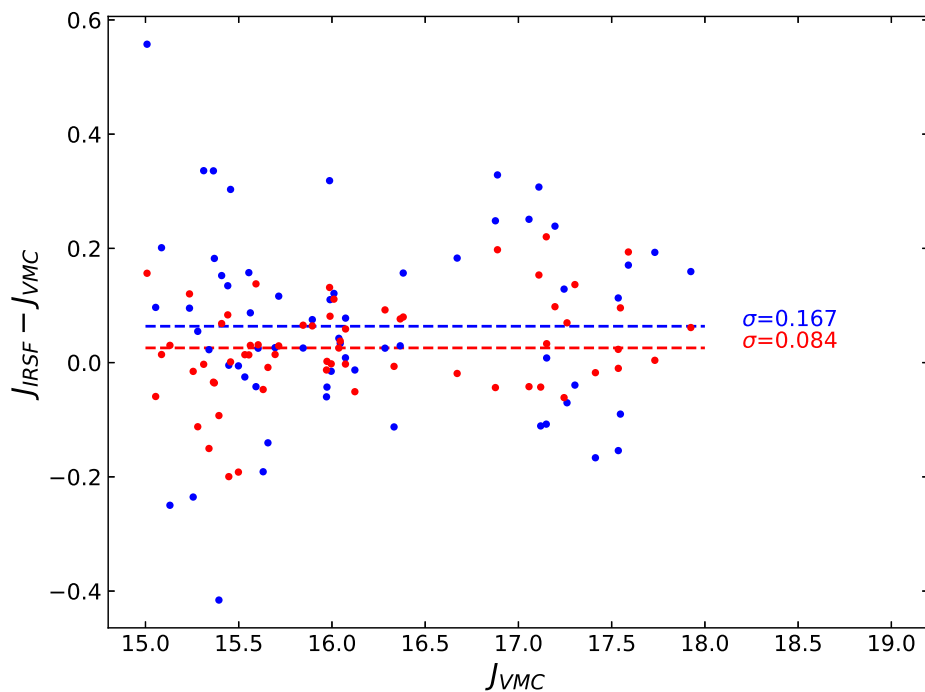
Jasności średnie z przeglądu VMC przetransformowane zostały do systemu 2MASS za pomocą równania 3.3, natomiast z przeglądu IRSF poprzez równanie 3.1. Jasności LMCSS opublikowane zostały w systemie 2MASS, zatem nie wymagały dodatkowych transformacji.

W pracy [Matsunaga i in. \(2009\)](#), z której pochodzą dane IRSF, wyznaczone zostały poprawki pozwalające oszacować jasność średnią cefeid II typu z pojedynczych obserwacji. Wykorzystane zostały do tego pełne krzywe blasku w paśmie I (pochodzące z przeglądu *OGLE*). Autorzy założyli, że zmiany jasności cefeid w pasmach IRSF mają zbliżoną amplitudę do krzywej blasku w paśmie I , oraz krzywe blasku są zgodne w fazie (tj. maksimum blasku przypada w tej samej chwili czasu). Znając fazę ϕ_1 , w której była wykonana obserwacja oraz fazę ϕ_2 , dla której przypada jasność średnia w paśmie I , poprawka jest wyznaczona jako różnica jasności w paśmie I w fazach ϕ_2 oraz ϕ_1 . Poprawka ta dodawana jest do jasności w pasmach J , H oraz K_s . Aby sprawdzić poprawność tego podejścia, na rysunku 4.14 przedstawione zostało porównanie jasności w paśmie J z katalogu IRSF przed dodaniem poprawki na jasność średnią (kolor niebieski) oraz po dodaniu tejże poprawki (kolor czerwony), z jasnościami średnimi wyznaczonymi z wieloepokowej fotometrii z przeglądu VMC ([Ripepi i in., 2015](#)). Widoczne jest znaczne zmniejszenie rozrzutu (σ) po zastosowaniu poprawki, w związku z czym można stwierdzić, że podejście takie pozwala dość precyzyjnie oszacować jasność średnią gwiazd, zatem jasności w paśmie H zostały poprawione na jasność średnią.

Jako niepewności punktu zerowego fotometrii w pasmach J i K_s przyjęto zachowawczo wartość 0,02 mag, natomiast dla pasma H 0,05 mag (co powinno uwzględniać również błąd systematyczny wyznaczenia jasności średniej).



Rysunek 4.13: Porównanie jasności średnich cefeid II typu w paśmie H z katalogu LMCSS oraz IRSF. Średnia różnica jasności wynosi $-0,2\text{mag}$.



Rysunek 4.14: Porównanie jasności cefeid II typu w paśmie J z katalogu IRSF z jasnościami średnimi z przeglądu VMC przed poprawieniem jasności IRSF na jasność średnią (niebieskie punkty) oraz po wprowadzeniu poprawki (punkty czerwone).

Ekstynkcja oraz odległości Poczzerwienie gwiazd w LMC wyznaczone zostało z map [Górski i in. \(2020\)](#), stworzonych na podstawie gwiazd *Red Clump* (wykorzystana mapa ma rozdzielczość 7'). Z map tych odczytana została dla każdej z gwiazd nadwyżka barwy $E(B - V)$. Do wyznaczenia ekstynkcji całkowitej w użytych pasmach fotometrycznych, wykorzystano ponownie prawo poczerwienienia z pracy [Cardelli i in. \(1989\)](#) oraz $R_V=3,1$. Niepewności statystyczne podane w mapach są mniejsze niż 0,01mag, jednak zachowawczo została przyjęta dla każdej gwiazdy wartość 0,01mag. Źródłem niepewności systematycznej jest błąd wyznaczenia swoistego wskaźnika barwy gwiazd *Red Clump*, oszacowany w pracy [Górski i in. \(2020\)](#) na 0,013mag dla wskaźnika barwy $(B - V)$. W pasmach podczerwonych daje to niepewność 0,01mag.

Najdokładniejszy pomiar odległości do LMC wykonany został we wspomnianej już pracy [Pietrzyński i in. \(2019\)](#). Opublikowany w tej pracy moduł odległości odjęty został od jasności średnich cefeid II typu w celu wyznaczenia jasności absolutnych. Jak pokazują liczne badania ([van der Marel & Cioni, 2001](#); [Jacyszyn-Dobrzeńska i in., 2016](#); [Pietrzyński i in., 2019](#)), inklinacja dysku LMC wynosi około 25° . Wynikające z tego różnice odległości cefeid w różnych obszarach galaktyki zwiększają rozrzut zależności PL. Wprowadzenie odpowiedniej poprawki na ten efekt geometryczny mogłoby zmniejszyć rozrzut zależności, przez co zwiększyłaby się precyzja wyznaczenia jej nachylenia i punktu zerowego. Do obliczenia odpowiednich poprawek wykorzystano model LMC z pracy [van der Marel & Cioni \(2001\)](#), gdzie dysk LMC reprezentowany jest przez płaszczyznę o inklinacji i , oraz długości linii węzłów θ . Zakładając współrzędne centrum LMC tak jak w pracy [Pietrzyński i in. \(2019\)](#), $\alpha_0=5^h 20^m$, $\delta_0=-69^\circ 18'$, oraz otrzymane w tej pracy wartości $i=25^\circ$ i $\theta=132^\circ$, wyznaczone zostały współrzędne biegunowe ρ i ϕ każdej z gwiazd w układzie związanym z centrum LMC, a następnie poprawki jasności z wzoru 13 w pracy [van der Marel & Cioni \(2001\)](#):

$$\Delta\mu = \left(\frac{5\pi}{180 \ln 10} \right) \rho \sin(\phi - \theta) \operatorname{tg} i \quad (4.7)$$

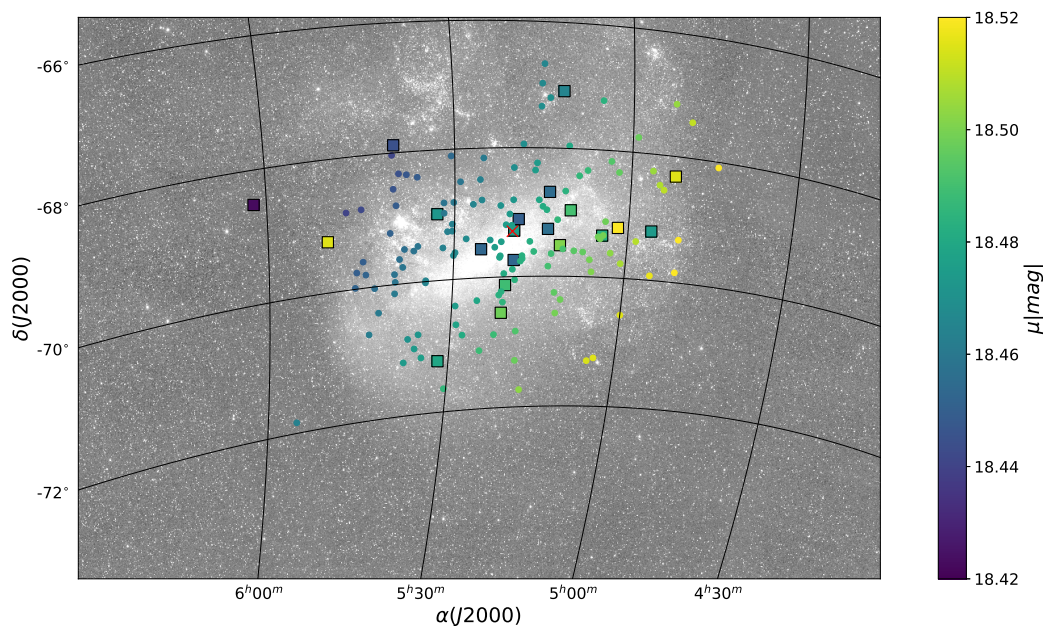
Rysunek 4.15 przedstawia mapę LMC z zaznaczonymi położeniami cefeid II typu. Kolory punktów oznaczają indywidualne moduły odległości gwiazd, otrzymane jako suma modułu odległości z pracy [Pietrzyński i in. \(2019\)](#) i poprawki wyznaczonej z modelu LMC.

4.2 Analiza i wyniki

4.2.1 Zależności okres–jasność w Galaktyce

Przed wyznaczeniem zależności PL, próbka cefeid z Drogi Mlecznej została sprawdzona pod kątem obecności w niej osobliwych gwiazd W Vir (pW Vir). Wstępna selekcja kandydatów na gwiazdy pW Vir została wykonana przez porównanie optycznych krzywych blasku gwiazd w próbkę z krzywymi cefeid II typu z LMC z przeglądu OGLE ⁸. Gwiazdami, których kształt krzywej blasku wskazuje na przynależność do typu pW Vir są κ Pav, AL Vir oraz AP Her. Gwiazdy typu pW Vir są również zwykle jaśniejsze oraz bardziej niebieskie od zwykłych gwiazd W Vir. Rysunki 4.16 oraz 4.17 przedstawiają diagram PL dla pasma K_s , oraz okres–wskaźnik barwy dla cefeid II typu z Drogi Mlecznej i z LMC. Dane cefeid z LMC pochodzą z przeglądu VMC i od jasności średnich odjęty został moduł odległości z pracy [Pietrzyński i in. \(2019\)](#) oraz poprawka na ekstynkcję wyznaczona z map [Górski i in. \(2020\)](#), dzięki czemu otrzymane zostały jasności absolutne. Trzy gwiazdy, których krzywe blasku wskazują na przynależność do pW Vir, są jaśniejsze od gwiazd W Vir

⁸<http://ogle.astrouw.edu.pl/atlas/>



Rysunek 4.15: Mapa LMC z zaznaczonymi położeniami cefeid II typu używanymi do wyznaczenia zależności okres–jasność (punkty) oraz układami podwójnymi z pracy [Pietrzyński i in. \(2019\)](#), kwadraty). Kolory odpowiadają wyznaczonym wartościom modułów odległości.

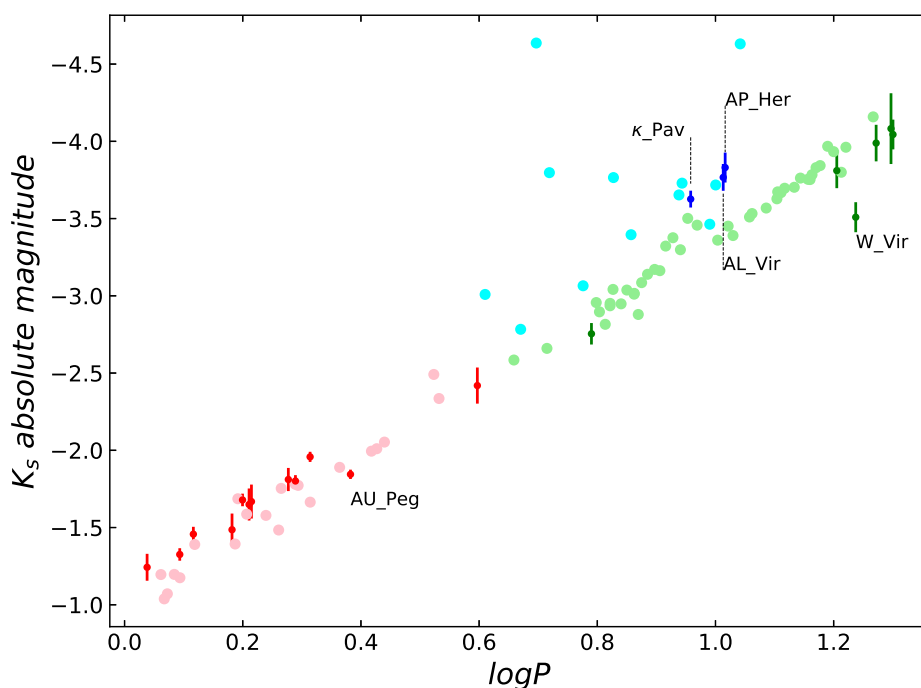
o zbliżonych okresach i leżą w „zgrupowaniu” gwiazd pW Vir z LMC. Położenie AL Vir oraz AP Her na diagramie okres–wskaźnik barwy również wskazuje na to, że przynależą one do typu pW Vir, zatem nie były one brane pod uwagę przy kalibracji zależności PL. W przypadku gwiazdy κ Pav nie jest możliwe jednoznaczne rozstrzygnięcie o przynależności do typu pW Vir na podstawie wskaźnika barwy, lecz gwiazda ta również została odrzucona.

Gwiazdą, która wyróżnia się na diagramie okres–wskaźnik barwy jest AU Peg. Wskaźnik barwy tej gwiazdy ($\sim 0,7$ mag) znacząco różni się od typowej wartości wskaźnika barwy dla gwiazdy typu BL Her ($\sim 0,3$ mag), co zostało już wcześniej zauważone przez [Harris i in. \(1984\)](#). Ci sami autorzy stwierdzili również, że gwiazda ta należy do układu podwójnego, którego drugim składnikiem jest najprawdopodobniej bardziej masywny od cefeidy obiekt zwarty (biały karzeł), bądź gwiazda ciągu głównego. Dodatkowo, gwiazda ta posiada otoczkę, która może być odpowiedzialna za duże poczerwienienie, a więc również obserwowany wskaźnik barwy. Optyczna krzywa blasku tej gwiazdy (rysunek 4.4) wyróżnia się znaczną nieregularnością. [Jurkovic i in. \(2007\)](#) zasugerowali, że gwiazda ta jest cefeidą klasyczną dwumodalną, aczkolwiek jej położenie na diagramie PL wyklucza taką możliwość. Dalsza analiza pokazuje, że odstępstwo tej gwiazdy od zależności PL jest mniejsze dla dłuższych fal i jest znikome we wskaźniku *wesenheit*, zatem jest to najprawdopodobniej wynikiem ekstynkcji. Według [Harris i in. \(1984\)](#), wkład towarzysza AU Peg do całkowitej jasności jest znikomy, zatem gwiazda ta została użyta w kalibracji zależności PL we wskaźniku *wesenheit* (odrzuconie tej gwiazdy również we wskaźniku *wesenheit* nie zmienia wyniku), natomiast została odrzucona w kalibracji zależności dla pasm *J*, *H* oraz *Ks*.

Inną gwiazdą, która znana jest z podwójności, jest TX Del ([Harris & Welch, 1989](#)). Ze względu na wysoką wartość parametrów RUWE i GOF w katalogu *Gaia*, została ona wyłączona z analizy, warto jednak przyrzeć się jej obserwowanym własnościom. Jej po-

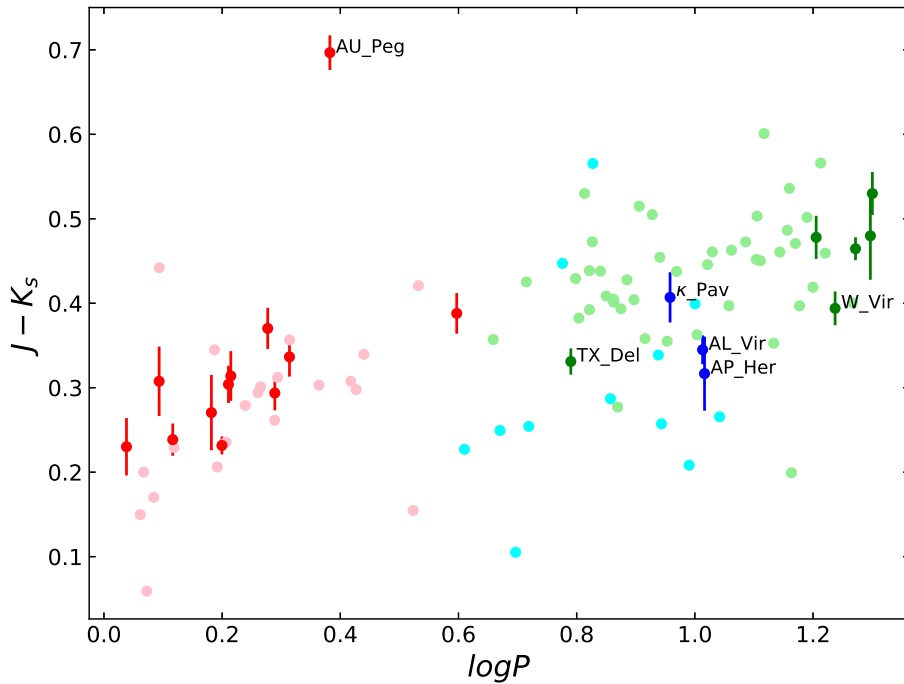
łożenie na diagramie PL nie odbiega znacznie od gwiazd o podobnych okresach w LMC, natomiast na diagramie okres–wskaźnik barwy leży w obszarze pomiędzy gwiazdami W Vir i pW Vir, zatem gwiazda ta może również przynależć do typu pW Vir.

Kolejną gwiazdą, która zwraca uwagę swoim położeniem na diagramie PL, jest W Vir, czyli prototyp podgrupy cefeid II typu. Leży ona znacznie (0.2-0,5 mag) poniżej zależności PL utworzonej przez inne gwiazdy tego typu w LMC i Drodze Mlecznej. Z kolei na diagramie jasność–wkaźnik barwy znajduje się ona wśród najbardziej niebieskich gwiazd typu W Vir dla zbliżonego okresu pulsacji. [Kovtyukh i in. \(2011\)](#), badając linie emisyjne w widmie tej gwiazdy stwierdzili, iż posiada ona otoczkę. Odstępstwo W Vir od zależności PL rośnie z długością fali, zatem przeciwnie, niż należałoby się spodziewać, gdyby za obserwowaną odchyłkę była odpowiedzialna ekstynkcja. W krzywej blasku tej gwiazdy obserwowany jest również efekt zwany podwojeniem okresu ([Templeton & Henden, 2007](#)), który jest powszechny wśród gwiazd typu RV Tau. Dopasowanie zależności PL przeprowadzone zostało w dwóch przypadkach: włączając W Vir (przypadek 1) oraz bez tej gwiazdy (przypadek 2).



Rysunek 4.16: Diagram okres–jasność w paśmie K_s dla cefeid z Drogi Mlecznej oraz LMC. Dane cefeid z LMC pochodzą z przeglądu VMC i od jasności średnich odjęte zostały poprawki na ekstynkcję wyznaczone na podstawie map [Górski i in. \(2020\)](#) oraz moduł odległości wyznaczony w pracy [Pietrzyński i in. \(2019\)](#). Kolorem czerwonym, zielonym i niebieskim oznaczone zostały odpowiednio gwiazdy BL Her, W Vir oraz pW Vir z Drogi Mlecznej. Kolory różowy, jasnozielony i błękitny odpowiadają gwiazdom BL Her, W Vir i pW Vir w LMC.

Wyznaczenie zależności PL Moduły odległości cefeid II typu w Drodze Mlecznej wyznaczone zostały z wzoru 3.9. Odejmując moduły odległości od jasności średnich popra-



Rysunek 4.17: Diagram okres–wskaźnik barwy dla cefeid II typu w Drodze Mlecznej oraz w LMC. Źródło danych cefeid z LMC oraz znaczenie kolorów jest identyczne jak na rysunku 4.16

wionych na ekstynkcję, otrzymano jasności absolutne gwiazd. Rysunek 4.18 przedstawia diagramy PL dla cefeid II typu w Drodze Mlecznej we wszystkich pasmach i wskaźniku *wesenheit* W_{JK} .

Odległości, a co za tym idzie również jasności absolutne, otrzymane wprost z odwrócenia paralaksy, mogą być obciążone błędem systematycznym wynikającym z efektu Lutza-Kelkera. Minimalizacja tego efektu możliwa jest poprzez zastosowanie jasności astrometrycznej *ABL*, w której obliczenia wykonywane są w przestrzeni paralaks. Wyznaczenie współczynników zależności PL w podejściu *ABL* przeprowadzone zostało tak jak w rozdziale 3.2. Szukane współczynniki α i β zależności PL danej równaniem 2.17 z $\log P_0=0,3$, wyznaczone zostały za pomocą nieliniowej metody najmniejszych kwadratów zamplementowanej w funkcji *curvefit*, w bibliotece *scipy* dla języka Python w symulacjach Monte Carlo. W każdej z 10000 symulacji, dla każdej gwiazdy z próbki losowane były z odpowiednich rozkładów normalnych jasność średnia oraz paralaksa, po czym za pomocą metody *ABL* dopasowywana była zależność PL. Jako wynik tych symulacji otrzymano histogramy współczynników α i β zależności PL. Dopasowując do histogramu rozkład Gaussa otrzymano wartość danego współczynnika oraz jego niepewność. Wyniki przedstawione są w tabeli 4.4. Dopasowanie przeprowadzono w trzech przypadkach. Przypadek 1 oraz 2 to odpowiednio dopasowanie z gwiazdą W Vir oraz bez tej gwiazdy. W przypadku 3 zależność została dopasowana tylko dla gwiazd typu BL Her. Zarówno współczynniki kierunkowe jak i punkty zerowe zależności PL we wszystkich rozważanych przypadkach są zgodne na poziomie 1σ .

Zastosowanie *ABL* jest przydatne w sytuacji, gdy niepewność pomiarów paralaks spr-

Tabela 4.4: Zależności okres–jasność postadci $M = \alpha(\log P - 0, 3) + \beta$ dla cefeid II typu w Drodze Mlecznej, wyznaczone metodą *ABL* z poprawkami punktu zerowego paralaks z pracy [Lindegren i in. \(2021b\)](#). Kolumna 5 zawiera rozrzut pomiarów względem dopasowania.

<i>Filtr</i>	α	β	σ	przypadek
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
<i>J</i>	$-1,946 \pm 0,071$	$-1,519 \pm 0,022$	0,090	1 [†]
	$-2,005 \pm 0,084$	$-1,525 \pm 0,023$	0,062	2 [‡]
	$-1,955 \pm 0,208$	$-1,520 \pm 0,030$	0,063	3*
<i>H</i>	$-2,098 \pm 0,074$	$-1,757 \pm 0,022$	0,094	1
	$-2,173 \pm 0,088$	$-1,766 \pm 0,023$	0,041	2
	$-2,162 \pm 0,210$	$-1,764 \pm 0,030$	0,045	3
<i>K_s</i>	$-2,140 \pm 0,075$	$-1,827 \pm 0,023$	0,103	1
	$-2,225 \pm 0,089$	$-1,836 \pm 0,024$	0,049	2
	$-2,251 \pm 0,212$	$-1,840 \pm 0,031$	0,054	3
<i>W_{JKs}</i>	$-2,293 \pm 0,079$	$-2,046 \pm 0,022$	0,120	1
	$-2,399 \pm 0,095$	$-2,057 \pm 0,022$	0,059	2
	$-2,501 \pm 0,195$	$-2,068 \pm 0,026$	0,059	3

[†] 1– dopasowanie dla pełnej próbki

[‡] 2– dopasowanie bez gwiazdy W Vir

* 3– dopasowanie wyłącznie dla gwiazd typu BL Her

wia, że rozkład prawdopodobieństwa paralaks przechodzi na wartości ujemne. Wyznaczenie odlegości oraz modułu odległości jest wtedy z oczywistych powodów niemożliwe. Jeżeli jednak nie ma ryzyka wejścia w zakres ujemnych paralaks, dopasowanie linii prostej do jasności absolutnych wyznaczonych w symulacjach Monte Carlo, gdzie podobnie jak w podejściu *ABL* z rozkładu normalnego losowane są paralaksy, powinno dawać wyniki konsyistentne z wyznaczeniem z *ABL*. W tabeli 4.5 (RL, L21 w ostatniej kolumnie) zamieszczone zostały współczynniki otrzymane przez dopasowanie linii prostej danej równaniem 2.17 w symulacjach Monte Carlo dla całej próbki gwiazd z wyłączeniem gwiazdy W Vir (przypadek 2). W każdej z 10000 symulacji losowane były z odpowiednich rozkładów normalnych jasności średnie gwiazd oraz paralaksy, po czym wyznaczane były jasności absolutne i za pomocą metody najmniejszych kwadratów dopasowana została prosta dana równaniem 2.17 z $\log P_0=0,3$. Do otrzymanych w wyniku symulacji histogramów współczynników α i β dopasowano rozkład Gaussa. Różnice pomiędzy współczynnikami zależności otrzymanych tym sposobem oraz z *ABL* są w każdym przypadku znacznie mniejsze niż ich niepewności, zatem metody te można uznać w tym przypadku za równoważne.

W tabeli 4.5 (ABL, G21 w ostatniej kolumnie) zamieszczone zostały również współczynniki zależności otrzymanych z zastosowaniem poprawek punktu zerowego paralaks wyznaczonych na podstawie pracy [Groenewegen \(2021b\)](#). Do wyznaczenia zależności w tym przypadku zastosowane zostało podejście *ABL*. Różnice pomiędzy współczynnikami kierunkowymi zależności L21 i G21, jak również ich punktami zerowymi, przekraczają 1σ . Różnica pomiędzy punktami zerowymi zależności L21 i G21 wynosi około 0,04mag.

Błędy systematyczne W tabeli 4.4 podane zostały błędy statystyczne punktów zerowych zależności PL. Błędy systematyczne wynikają natomiast z niepewności punktu zerowego fotometrii, wyznaczenia ekstynkcji oraz odległości do gwiazd w Drodze Mlecz-

Tabela 4.5: Zależności okres–jasność postaci $M = \alpha(\log P - 0,3) + \beta$ dla cefeid II typu w Drodze Mlecznej dopasowane za pomocą metody *ABL* oraz regresji liniowej (R.L.) z zastosowaniem poprawek punktu zerowego paralaks z pracy [Lindegren i in. \(2021b, L21\)](#), oraz za pomocą metody *ABL* z poprawkami punktu zerowego paralaks z pracy [Groenewegen \(2021a, G21\)](#).

Filtr	α	β	σ	komentarz
<i>J</i>	$-2,005 \pm 0,084$	$-1,525 \pm 0,023$	0,062	<i>ABL</i> , L21
	$-2,019 \pm 0,090$	$-1,527 \pm 0,023$	0,067	RL, L21
	$-1,917 \pm 0,079$	$-1,485 \pm 0,023$	0,059	<i>ABL</i> , G21
<i>H</i>	$-2,173 \pm 0,088$	$-1,766 \pm 0,023$	0,041	<i>ABL</i> , L21
	$-2,176 \pm 0,091$	$-1,759 \pm 0,022$	0,044	RL, L21
	$-2,087 \pm 0,084$	$-1,725 \pm 0,023$	0,045	<i>ABL</i> , G21
<i>K_s</i>	$-2,225 \pm 0,089$	$-1,836 \pm 0,024$	0,049	<i>ABL</i> , L21
	$-2,215 \pm 0,089$	$-1,838 \pm 0,023$	0,053	RL, L21
	$-2,137 \pm 0,084$	$-1,796 \pm 0,023$	0,045	<i>ABL</i> , G21
<i>W_{JK_s}</i>	$-2,399 \pm 0,095$	$-2,057 \pm 0,022$	0,059	<i>ABL</i> , L21
	$-2,351 \pm 0,093$	$-2,059 \pm 0,024$	0,057	RL, L21
	$-2,315 \pm 0,090$	$-2,019 \pm 0,022$	0,061	<i>ABL</i> , G21

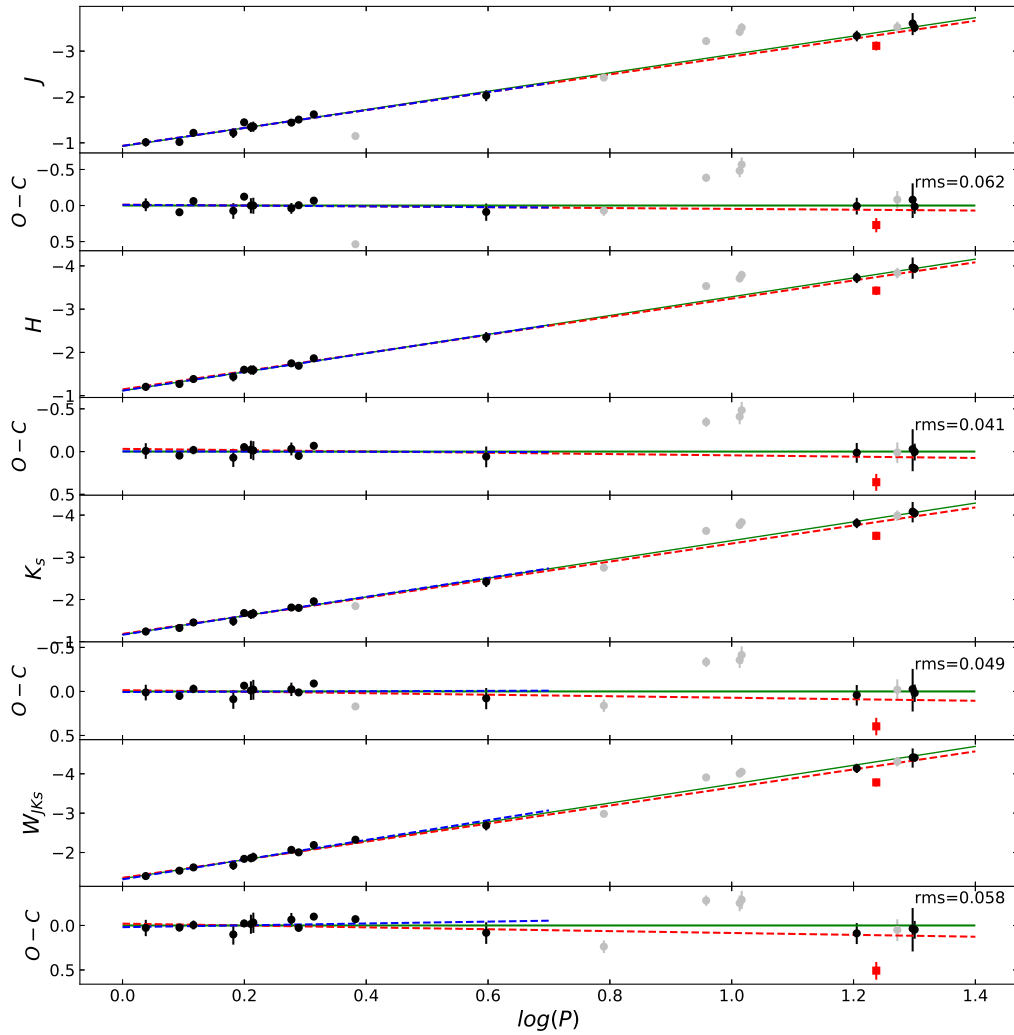
nej. Podsumowanie oszacowanych błędów systematycznych zamieszczone jest w tabeli 4.6. W ostatniej kolumnie tej tabeli zamieszczony jest całkowity błąd systematyczny punktu zerowego zależności PL, wyznaczony jako suma kwadratów poszczególnych błędów. Do błędu tego dodana została również niepewność wynikająca z efektu Lutza-Kelkera, wynosząca 0,01mag.

Tabela 4.6: Podsumowanie błędów systematycznych punktu zerowego zależności okres–jasność dla cefeid II typu w Drodze Mlecznej. σ_f jest niepewnością punktu zerowego fotometrii, σ_d błędem systematycznym modułu odległości, σ_e błędem ekstynkcji, σ_{LK} błędem wynikającym z efektu Lutza-Kelkera, natomiast σ_c jest błędem całkowitym.

Filtr	σ_f	σ_d	σ_e	σ_{LK}	σ_c
<i>J</i>	0,002	0,024	0,02	0,01	0,033
<i>H</i>	0,002	0,024	0,02	0,01	0,033
<i>K_s</i>	0,002	0,024	0,01	0,01	0,028
<i>W_{JK_s}</i>	0,003	0,024	0,01	0,01	0,028

4.2.2 Zależności okres–jasność w Wielkim Obłoku Magellana

Rysunek 4.19 przedstawia diagramy okres–jasność dla cefeid II typu w LMC. W celu wyznaczenia współczynników α i β zależności PL, metodą najmniejszych kwadratów dopasowano prostą daną równaniem 2.17 z $\log P_0=0,7$. W celu usunięcia gwiazd znacznie odstających od zależności PL zastosowano odrzucanie 3σ i zależność wyznaczono ponownie. Ostateczne wartości współczynników zależności PL oraz liczba gwiazd po odrzuceniu 3σ podane są w tabeli 4.7. Punkty zerowe zależności podane w tabeli przeliczone zostały dla $\log P_0=0,3$ aby ułatwić porównanie ich z wyznaczeniem w Drodze Mlecznej. Dopasowane proste przedstawione są na rysunku 4.19 zieloną linią. Czerwone linie na tym rysunku



Rysunek 4.18: Diagramy okres–jasność dla cefeid II typu w Drodze Mlecznej. Przedstawione za pomocą linii zależności zostały dopasowane metodą *ABL*. Linia czerwona jest dopasowaniem do pełnej próbki cefeid, linia zielona jest dopasowaniem po odrzuceniu gwiazdy W Vir, natomiast linia niebieska jest dopasowaniem wyłącznie do gwiazd typu BL Her.

reprezentują zależności wyznaczone dla cefeid w Drodze Mlecznej. W przypadku pasma *H* w tabeli 4.7 podane zostały wyniki otrzymane na podstawie danych IRSF (IRSF w ostatniej kolumnie) oraz LMCSS (LMCSS w ostatniej kolumnie). Zarówno współczynniki kierunkowe jak i punkty zerowe wyznaczone na podstawie tych dwóch zestawów danych znacznie się różnią. W przypadku punktu zerowego różnica przekracza 3σ . Zależności dopasowane zostały także wyłącznie dla gwiazd typu BL Her. Jako $\log P_0$ przyjęta została w tym przypadku wartość 0,3. W ramach niepewności punkty zerowe zależności PL wyznaczonych na podstawie gwiazd BL Her oraz pełnej próbki są ze sobą zgodne. Różnica w nachyleniu tych zależności jest znaczna w paśmie K_s oraz w indeksie *wesenheit* (2σ), natomiast w pasmach *J* i *H* zgodność współczynników kierunkowych jest na poziomie 1σ .

Tabela 4.7: Zależności okres–jasność postaci $M = \alpha(\log P - 0,3) + \beta$ dla cefeid II typu w Wielkim Obłoku Magellana. Kolumny 4 i 5 zawierają odpowiednio rozrzut pomiarów względem dopasowania oraz liczbę gwiazd użytą do wyznaczenia zależności.

Filtr (1)	α (2)	β (3)	σ (4)	N (5)	komentarz (6)
J	$-2,177 \pm 0,040$	$-1,442 \pm 0,015$	0,117	61	BLH+WV
	$-2,356 \pm 0,259$	$-1,479 \pm 0,039$	0,164	20	BLH
H	$-2,328 \pm 0,040$	$-1,714 \pm 0,016$	0,181	122	IRSF, BLH+WV
	$-2,327 \pm 0,247$	$-1,744 \pm 0,040$	0,263	51	IRSF, BLH
	$-1,906 \pm 0,069$	$-2,120 \pm 0,027$	0,170	39	LMCSS, BLH+WV
K_s	$-2,387 \pm 0,030$	$-1,729 \pm 0,011$	0,087	62	BLH+WV
	$-2,616 \pm 0,165$	$-1,751 \pm 0,025$	0,105	20	BLH
W_{JKs}	$-2,544 \pm 0,029$	$-1,929 \pm 0,011$	0,087	61	BLH+WV
	$-2,796 \pm 0,153$	$-1,946 \pm 0,023$	0,097	20	BLH

Tabela 4.8: Podsumowanie błędów systematycznych punktu zerowego zależności okres–jasność dla cefeid II typu w Wielkim Obłoku Magellana. Oznaczenia błędów są takie same jak w tabeli 4.6

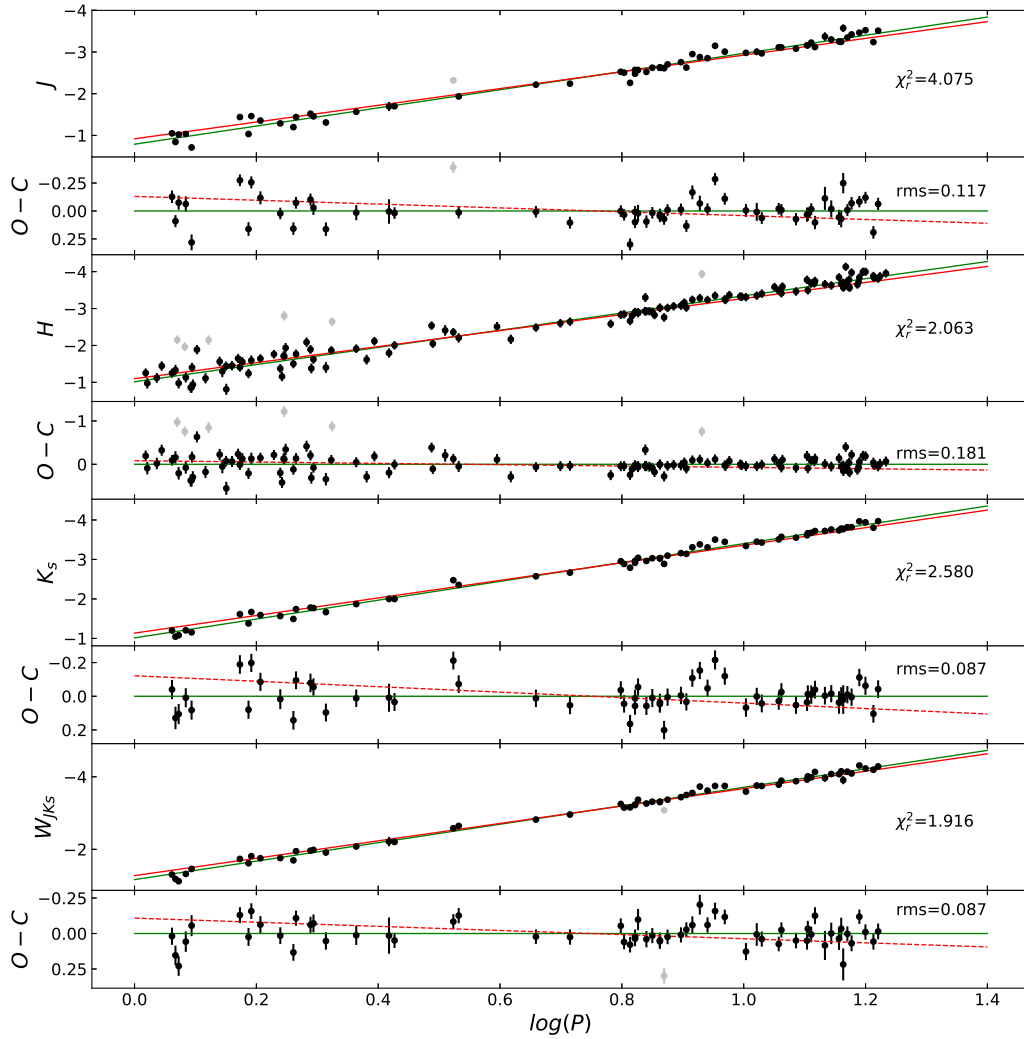
Filtr	σ_f	σ_d	σ_e	σ_c
J	0,02	0,026	0,01	0,034
H	0,05	0,026	0,01	0,057
K_s	0,02	0,026	0,01	0,034
W_{JKs}	0,03	0,026	0,01	0,041

Współczynniki kierunkowe zależności w Drodze Mlecznej i LMC są zgodne na poziomie 2σ , przy czym w każdym przypadku nachylenie zależności jest większe w LMC. Porównując zależności na rysunku 4.19 można zauważyć, że w każdym paśmie gwiazdy BL Her w Drodze Mlecznej są średnio jaśniejsze niż w LMC. Ze względu na brak pomiarów metaliczności cefeid II typu w LMC nie jest możliwe stwierdzenie, czy może to być związane z efektem metaliczności.

W tabeli 4.8 zamieszczone zostały błędy systematyczne związane z punktem zerowym fotometrii cefeid z LMC, odległością do LMC oraz ekstynkcją wyznaczoną z map. Ostatnia kolumna tej tabeli zawiera sumę kwadratów tych niepewności, czyli całkowity błąd systematyczny punktu zerowego odpowiednich zależności PL.

4.2.3 Porównanie nachylenia zależności okres–jasność z wyznaczeniami literaturowymi

W tabeli 4.9 zestawione zostały wyznaczenia współczynnika nachylenia zależności PL otrzymane w rozprawie z literaturowymi wyznaczeniami dla cefeid II typu w LMC, gromadach kulistych oraz zgrubieniu centralnym Drogi Mlecznej. Należy zauważyć, że rozrzut otrzymanej zależności w Drodze Mlecznej jest najniższy spośród wszystkich wyznaczeń, co świadczy o dużej precyzji wyznaczenia jasności średnich i odległości cefeid II typu z okolicy Słońca. Ze względu na znacznie mniejszą niż w pozostałych przypadkach liczbę



Rysunek 4.19: Diagramy okres–jasność dla cefeid II typu w LMC. Linia zielona jest dopasowaniem zależności PL do danych z LMC, linia pomarańczowa natomiast jest odpowiednią zależnością z Drogi Mlecznej (wyznaczoną w przypadku 2). Diagramy $O - C$ przedstawiają residua dopasowania.

gwiazd użytych do wyznaczenia zależności, niepewność nachylenia jest jednak najmniej precyzyjna. Zgodność współczynników nachylenia w większości przypadków jest na poziomie $2-3\sigma$. Bardzo dobra zgodność obserwowana jest dla nachylenia zależności w Drodze Mlecznej oraz w LMC z pracy [Bhardwaj i in. \(2017a\)](#), gdzie została użyta fotometria z przeglądów LMCSS oraz VMC, jednak ze względu na opisany wcześniej problem z fotometrią z przeglądu LMCSS, wynik ten nie jest wiarygodny. Duża zgodność widoczna jest również pomiędzy współczynnikami wyznaczonymi w LMC oraz w gromadach kulistych we wszystkich pasmach. Ze względu na brak jednorodnej informacji o metaliczności każdej populacji cefeid, nie jest możliwe na obecną chwilę wyciągnięcie wniosków co do ewentualnego wpływu metaliczności na nachylenie zależności PL.

Tabela 4.9: Porównanie współczynników nachylenia zależności okres–jasność dla cefeid II typu, otrzymanych w niniejszej pracy, z wybanymi wyznaczeniami literaturowymi. Druga kolumna zawiera skrót nazwy obiektu, w którym analizowane były cefeidy. DM oznacza Drogę Mleczną, LMC Wielki Obłok Magellana, ZC zgrubienie centralne Drogi Mlecznej oraz GK gromady kuliste. TP w przedostatniej kolumnie oznacza wyniki otrzymane w tej pracy, B17a w [Bhardwaj i in. \(2017a\)](#), B17b w [Bhardwaj i in. \(2017b\)](#), R15 w [Ripepi i in. \(2015\)](#), M09 w [Matsunaga i in. \(2009\)](#) oraz M06 w [Matsunaga i in. \(2006\)](#).

Filtr	obiekt	α	σ	N	źródło	komentarz [†]
<i>J</i>	DM	-2.005 ± 0.084	0.062	14	TP	BLH+WV
	LMC	-2.177 ± 0.040	0.164	61	TP	BLH+WV
	LMC	-2.061 ± 0.038	0.157	126	B17a	BLH+WV
	LMC	-2.190 ± 0.040	0.130	120	R15	BLH+WV
	ZC	-2.240 ± 0.031	0.316	203	B17b	BLH+WV
	GK	-2.230 ± 0.050	0.160	46	M06	BLH+WV+RVT
<i>H</i>	DM	-2.173 ± 0.088	0.041	14	TP	BLH+WV
	LMC	-2.328 ± 0.040	0.181	122	TP	BLH+WV
	LMC	-2.202 ± 0.046	0.171	117	B17a	BLH+WV
	LMC	-2.316 ± 0.043	0.200	136	M09	BLH+WV
	ZC	-2.591 ± 0.163	0.353	104	B17b	BLH+WV
	GK	-2.340 ± 0.050	0.150	46	M06	BLH+WV+RVT
<i>K_s</i>	DM	-2.225 ± 0.089	0.049	14	TP	BLH+WV
	LMC	-2.387 ± 0.030	0.087	62	TP	BLH+WV
	LMC	-2.232 ± 0.037	0.180	119	B17a	BLH+WV
	LMC	-2.385 ± 0.030	0.090	120	R15	BLH+WV
	ZC	-2.189 ± 0.056	0.234	201	B17b	BLH+WV
	GK	-2.410 ± 0.050	0.140	46	M06	BLH+WV+RVT
<i>W_{JK_s}</i>	DM	-2.399 ± 0.095	0.059	15	TP	BLH+WV
	LMC	-2.544 ± 0.029	0.087	61	TP	BLH+WV
	LMC	-2.346 ± 0.051	0.216	119	B17a	BLH+WV
	LMC	-2.520 ± 0.030	0.085	120	R15	BLH+WV

4.2.4 Odległość do Wielkiego Obłoku Magellana

Zależności PL dla cefeid z Drogi Mlecznej mogą być użyte jako wzorcowe do pomiaru odległości do LMC. Dopasowując do danych z LMC prostą daną równaniem 2.17 z $\log P_0=0,7$ dla pełnej próbki i $\log P_0=0,3$ dla gwiazd BL Her, oraz ze współczynnikiem kierunkowym α ustalonym na wartości z odpowiedniej zależności z Drogi Mlecznej (wyznaczonej w przypadku 2 lub 3), otrzymano punkt zerowy zależności PL w LMC. Różnica pomiędzy wyznaczonym punktem zerowym i punktem zerowym zależności wzorcowej jest modulem odległości LMC. Otrzymane w ten sposób moduły odległości zamieszczone są w tabeli 4.10 w kolumnie 7. Dla porównania, moduły odległości zostały wyznaczone również z zależności otrzymanych z poprawkami na punkt zerowy paralaks z pracy G21 i otrzymane wyniki zostały zamieszczone również w tabeli 4.10 (G21 w ostatniej kolumnie).

W tabelach 4.6 oraz 4.8 podane zostały oszacowania błędów systematycznych związanych z fotometrią, odległościami oraz poczerwienieniem gwiazd w Drodze Mlecznej i LMC. Całkowity błąd systematyczny wyznaczonych modułów odległości LMC w każdym z pasm, jest sumą kwadratową niepewności punktu zerowego zależności z Drogi Mlecznej, oraz błędów fotometrii i poczerwienienia cefeid z LMC. Otrzymane błędy systematyczne wynoszą 0,040 mag dla pasma J , 0,061 mag dla pasma H , 0,036 mag dla pasma K_s , oraz 0,042 mag dla wskaźnika *wesenheit*.

Otrzymane wartości modułu odległości w przypadku pełnej próbki gwiazd w pasmach J , H i K_s są w bardzo dobrej zgodności z dokładnym wyznaczeniem z układów podwójnych ($18,477 \pm 0,002 \pm 0,026$ mag). W przypadku wskaźnika *wesenheit* oraz na podstawie wyłącznie gwiazd BL Her, zgodność jest na poziomie $2-3\sigma$. Wyznaczenia na podstawie zależności z Drogi Mlecznej, z poprawkami punktu zerowego paralaks przyjętymi z pracy Groenewegen (2021b), dają wartości mniejsze niż z poprawkami Lindegren i in. (2021b). Różnica punktów zerowych zależności PL wyznaczonych z poprawkami paralaks z tych dwóch źródeł wynosiła około 0,04 mag, jednak ze względu na znaczną różnicę w nachyleniu zależności, otrzymane wartości modułu odległości LMC różnią się aż o 0,08 mag.

4.2.5 Wpływ metaliczności na jasności absolutne cefeid II typu

Ze względu na brak wyznaczeń metaliczności dla cefeid II typu w LMC, niemożliwe jest wyznaczenie wpływu metaliczności na jasności absolutne tych gwiazd z wykorzystaniem podejścia użytego w rozdziale 3 dla cefeid klasycznych. Wyznaczenia metaliczności są jednak dostępne dla kilku cefeid II typu w Drodze Mlecznej, zatem dokładna znajomość odległości pojedynczych gwiazd może być wykorzystana do oszacowania tego efektu. Aby uniknąć problemów związanych ze stosowaniem różnych metod wyznaczenia metaliczności oraz skal metaliczności przez różnych autorów, wybrane zostały tylko wyznaczenia $[Fe/H]$ zamieszczone w pracy Maas i in. (2007). Dostępne jest w niej wyznaczenie metaliczności dla 10 gwiazd z prezentowanej próbki. Wartości te zostały zamieszczone w tabeli 4.11. Dwie gwiazdy z wyznaczonymi metalicznościami (AL Vir, AP Her) są typu pW Vir. TX Del została odrzucona ze względu na niską jakość paralaksy, natomiast AU Peg wykazuje silne poczerwienienie. W pracy Maas i in. (2007) nie zostały podane niepewności wyznaczenia metaliczności, zatem założono, że są na poziomie 0,15dex.

Na rysunku 4.20 przedstawione są odchyłki cefeid II typu od dopasowanej zależności PL (dopasowanej za pomocą ABL w przypadku 1) w funkcji metaliczności. Kolorem czarnym zaznaczone zostały gwiazdy BL Her, natomiast kolorem czerwonym gwiazdy typu

Tabela 4.10: Wyznaczenie modułu odległości LMC na podstawie zależności PL cefeid II typu. Kolumna 3 zawiera punkt zerowy zależności okres–jasność postaci $M = \alpha(\log P - 0,3) + \beta$, ze współczynnikiem kierunkowym α ustalonym na wartości z zależności w Drodze Mlecznej (kolumna 2). Kolumny 4 i 5 zawierają odpowiednio rozrzut pomiarów wokół dopasowania oraz liczbę gwiazd użytych do wyznaczenia zależności. W kolumnie 6 zamieszczony jest moduł odległości LMC wyznaczony z różnicy punktów zerowych odpowiednich zależności PL w LMC i Drodze Mlecznej

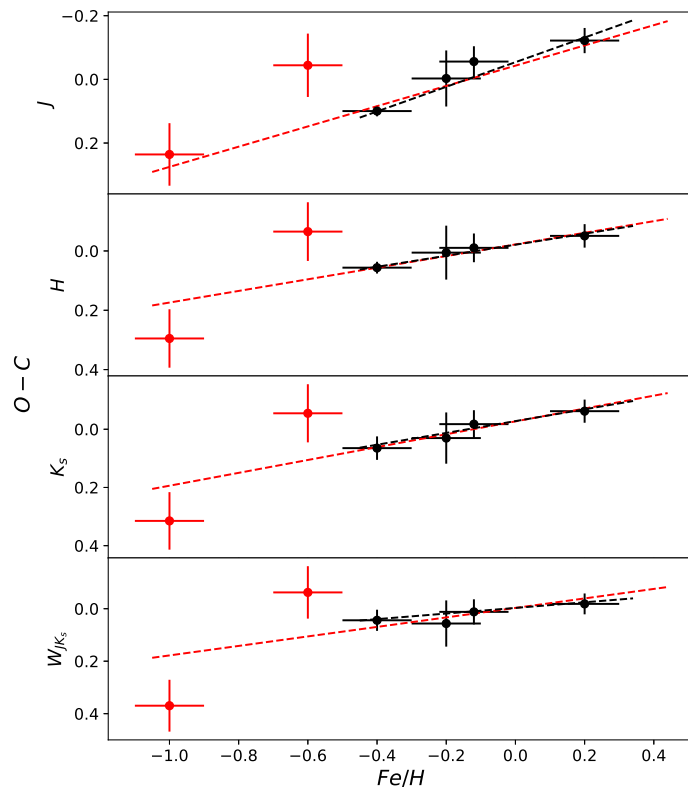
Filtr (1)	α (2)	β (3)	σ (4)	N (5)	μ_0 (6)	komentarz [†] (7)
J	-2,005	16,956±0,017	0,132	61	18,481±0,029	BLH+WV
	-1,955	17,016±0,038	0,166	20	18,536±0,048	BLH
	-1,917	16,910±0,020	0,156	61	18,401±0,030	G21,BLH+WV
H	-2,173	16,703±0,017	0,190	122	18,469±0,027	IRSF, BLH+WV
	-2,162	16,697±0,044	0,320	54	18,461±0,048	IRSF, BLH
	-2,173	16,473±0,032	0,194	39	18,237±0,039	LMCSS, BLH+WV
K_s	-2,087	16,668±0,018	0,191	120	18,390±0,030	G21,BLH+WV
	-2,225	16,675±0,013	0,105	62	18,511±0,027	BLH+WV
	-2,251	16,743±0,026	0,112	20	18,583±0,040	BLH
W_{JK_s}	-2,137	16,635±0,016	0,127	62	18,431±0,028	G21,BLH+WV
	-2,399	16,483±0,013	0,101	61	18,540±0,026	BLH+WV
	-2,501	16,545± 0,023	0,101	20	18,613±0,035	BLH
	-2,315	16,450±0,016	0,125	62	18,464±0,027	G21,BLH+WV

[†] BLH oznacza gwiazdy typu BL Her, WV gwiazdy typu W Vir

Tabela 4.11: Metaliczności cefeid II typu z pracy [Maas i in. \(2007\)](#)

Gwiazda	$[Fe/H]$ (dex)
BX Del	-0.2
VY Pyx	-0.4
BL Her	-0.1
SW Tau	0.2
AU Peg	-0.2
TX Del	0.5
AL Vir	-0.4
AP Her	-0.7
CO Pup	-0.6
W Vir	-1.0

W Vir. Współczynnik nachylenia prostej dopasowanej do tej zależności daje oszacowanie efektu metaliczności. Dopasowanie zostało przeprowadzone z wykorzystaniem metody najmniejszych kwadratów w symulacjach Monte Carlo (2000 symulacji w każdym paśmie). Otrzymane wartości współczynnika γ przedstawione są w tabeli 4.12. Ze względu na niewielką liczbę gwiazd, wynik obarczony jest znaczną niepewnością. W każdym przypadku otrzymany efekt metaliczności ma znak ujemny, co oznacza, że cefeidy o większej metaliczności są jaśniejsze od cefeid mniej metalicznych z podobnym okresem pulsacji.



Rysunek 4.20: Odchyłki gwiazd z wyznaczoną metalicznością od dopasowanej zależności PL jako funkcja metaliczności. Dopasowane proste dają oszacowanie wpływu metaliczności na jasności absolutne cefeid II typu.

Wpływ metaliczności na jasności absolutne cefeid II typu nie był do tej pory tak obszernie badany jak w przypadku cefeid klasycznych, zarówno od strony obserwacyjnej, jak i teoretycznej. Jedyne dostępne w literaturze wyznaczenie empiryczne oparte jest o obserwacje cefeid II typu w gromadach kulistych Drogi Mlecznej (Matsunaga i in., 2006). Odległości do gromad kulistych wyznaczone zostały na podstawie gwiazd gałęzi horyzontalnej, natomiast jako metaliczności cefeid zostały przyjęte średnie metaliczności macierzystych gromad. Otrzymany w ten sposób efekt metaliczności w paśmie K_s jest rzędu -0.1mag/dex . Autorzy nie podali niepewności tego oszacowania, aczkolwiek ze względu na duży rozrzut zależności, jest ona znaczna. W ramach niepewności pomiarowej, wynik otrzymany w rozprawie jest zgodny z powyższym. Teoretyczne wyznaczenie efektu metaliczności dla cefeid II typu w pracach Di Criscienzo i in. (2007) oraz Das i in. (2021) daje z kolei przeciwny znak zależności, a efekt w bliskiej podczerwieni jest prawie zerowy. Otrzymany efekt metaliczności dla cefeid II typu jest bardzo podobny do efektu

Tabela 4.12: Wyznaczenie efektu metaliczności dla cefeid II typu.

Filtr	γ (mag/dex)	komentarz [†]
<i>J</i>	-0.318 ± 0.074	BLH+WV
	-0.387 ± 0.123	BLH
<i>H</i>	-0.196 ± 0.070	BLH+WV
	-0.186 ± 0.090	BLH
<i>K_s</i>	-0.228 ± 0.076	BLH+WV
	-0.203 ± 0.111	BLH
<i>W_{JK_s}</i>	-0.181 ± 0.076	BLH+WV
	-0.107 ± 0.101	BLH

[†] BLH oznacza gwiazdy typu BL Her, WV gwiazdy typu W Vir

obserwowanego dla cefeid klasycznych, omawianego w rozdziale 3. Przeciwna zależność (tj. dodatnia) obserwowana jest natomiast dla gwiazd typu RR Lyr (Nemec i in., 1994; Neeley i in., 2019).

4.3 Podsumowanie i wnioski

Na podstawie dokładnych pomiarów paralaks 21 cefeid II typu z okolicy Słońca oraz nowych szeregów czasowych fotometrii podczerwonej, wyznaczone zostały precyzyjne zależności PL dla tej klasy gwiazd. Jest to pierwsze wyznaczenie zależności PL dla pobliskich cefeid II typu w dziedzinie podczerwonej. Otrzymana dokładność punktu zerowego jest na poziomie 4% (błąd statystyczny i systematyczny). Głównym przyczynkiem do niepewności jest błąd punktu zerowego paralaks. Ostateczne paralaksy z misji *Gaia* pozwolą w przyszłości na uzyskanie większej dokładności. Zwiększenie precyzji będzie też możliwe dzięki dodaniu do analizy nowych gwiazd. Włączenie do analizy gwiazd widocznych z półkuli północnej znacznie rozszerzyło by badaną próbkę, jednak na chwilę obecną na półkuli północnej brak jest instrumentu, który pozwoliłby na obserwacje jasnych gwiazd w bliskiej podczerwieni.

Archiwalne dane podczerwone dla cefeid II typu w LMC, oraz dokładna odległość do tej galaktyki wyznaczona przez Pietrzyński i in. (2019) za pomocą układów podwójnych, wykorzystane zostały do ponownego wyznaczenia zależności PL. Współczynniki kierunkowe oraz punkty zerowe zależności z Drogi Mlecznej oraz w LMC zgodne są na poziomie 2σ . Również porównanie z wyznaczeniami dostępnymi w literaturze dla LMC, gromad kulistych oraz zgrubienia centralnego Drogi Mlecznej daje podobną zgodność. Wyznaczone zależności PL cefeid z Drogi Mlecznej wykorzystano do pomiaru odległości do LMC. Uzyskany wynik jest zgodny z dokładnym wyznaczeniem z układów podwójnych na poziomie 1σ (biorąc pod uwagę błąd statystyczny i systematyczny).

Dostępne w literaturze wyznaczenia metaliczności dla kilku cefeid z Drogi Mlecznej, pozwoliły na sprawdzenie wpływu metaliczności na jasności absolutne cefeid II typu. Otrzymany wynik, choć ze względu na niewielką próbkę gwiazd obarczony dość dużą niepewnością, wskazuje że cefeidy bardziej metaliczne są jaśniejsze niż te o mniejszej metaliczności dla ustalonego okresu pulsacji. Różnica jasności wynosi około $-0,2$ mag/dex we wszystkich badanych pasmach fotometrycznych. Efekt ten jest podobny do obserwowanego dla cefeid klasycznych. Dokładniejsze wyznaczenie efektu metaliczności wymaga

pomiarów metaliczności większej próbki gwiazd niż dostępna obecnie, najlepiej w sposób jednorodny. Porządane byłyby również wyznaczenia metaliczności cefeid II typu w Obłokach Magellana, co pozwoliłoby na przeprowadzenie analizy podobnej do opisanej w rozdziale 3 dla cefeid klasycznych.

5 Współczynnik projekcji dla cefeid II typu

Metoda Baadego-Wesselinka (BW) pozwala wyznaczać geometryczne odległości do gwiazd pulsujących radialnie, takich jak cefeidy II typu, jeżeli znana jest wartość współczynnika projekcji p (por. rozdział 2.1.3) dla danego typu gwiazd. Dostępne w literaturze badania nad współczynnikiem projekcji cefeid II typu ograniczone są do wyznaczenia tego parametru dla jednej gwiazdy w Drodze Mlecznej oraz 2 cefeid II typu w LMC. Feast i in. (2008) użyli paralaksy gwiazdy κ Pav (należącej do podtypu pW Vir) zmierzonej przez teleskop *Hipparcos*, oraz jasności powierzchniowej w paśmie K_s , do wyznaczenia współczynnika projekcji. Otrzymana przez tych autorów wartość wynosi $0,93 \pm 0,11$. Paralaksa gwiazdy κ Pav została również zmierzona za pomocą kosmicznego teleskopu Hubble’a (Benedict i in., 2011) i pomiar ten wykorzystany został przez Breitfelder i in. (2015) do ponownego wyznaczenia współczynnika projekcji za pomocą programu *SPIPS* (Mérand i in., 2005). W swojej analizie, Breitfelder i in. (2015) wykorzystali, poza pomiarami fotometrycznymi i spektroskopowymi, pomiary interferometryczne średnicy kątowej tej gwiazdy. Otrzymany w tym przypadku współczynnik projekcji jest znacznie większy niż wyznaczony w pracy Feast i in. (2008) i wynosi $1,26 \pm 0,07$, co wynika głównie z zastosowanie dokładniejszej wartości paralaksy. Choć zakłada się, że wszystkie gwiazdy typu pW Vir należą do układów podwójnych, w przypadku κ Pav nie znaleziono dowodów na obecność drugiego składnika.

Dwie cefeidy II typu w LMC, również należące do podtypu pW Vir, przeanalizowane zostały przez Pilecki i in. (2017) i Pilecki i in. (2018). Obydwie gwiazdy znajdują się w układach podwójnych zaćmieniowych, co pozwoliło na precyzyjne wyznaczenie parametrów fizycznych gwiazd. Otrzymana wartość współczynnika projekcji w obydwu przypadkach wynosi około 1,30 (z błędem rzędu 0,03). Wynik ten jest zgodny z wartością otrzymaną dla κ Pav, jednak ze względu na zastosowanie różnych metod, każde z tych wyznaczeń może być obciążone różnymi błędami systematycznymi.

Ważnym wynikiem otrzymywanym również z analizy BW są promienie gwiazd. Dokładne wyznaczenie promieni cefeid II typu byłoby użyteczne do weryfikacji teorii ewolucji i pulsacji gwiazd. Zależność okres–promień, która może zostać wyprowadzona na podstawie takich pomiarów, może również zostać wykorzystana do wyznaczania odległości, jeżeli nie ma możliwości przeprowadzenia pełnej analizy BW (Gieren i in., 1999). Na podstawie obserwacji fotometrycznych oraz zależności jasność powierzchniowa–wskaźnik barwy można wyznaczyć rozmiary kątowe gwiazdy. Wyznaczona zależność okres–promień daje natomiast informację o średnim rozmiarze fizycznym gwiazdy na podstawie okresu pulsacji. W przypadku cefeid II typu, od strony empirycznej zależności takie badane były przez Burki & Meylan (1986) oraz Balog i in. (1997). Od strony teoretycznej zależność okres–promień wyznaczona została przez Groenewegen & Jurkovic (2017a) na podstawie nieliniowych konwekcyjnych modeli hydrodynamicznych gwiazd typu RR Lyr z pracy Marconi i in. (2015).

Dokładne paralaksy z misji kosmicznej *Gaia* dają obecnie możliwość dokładnego badania gwiazd w okolicy Słońca. W niniejszym rozdziale przedstawione zostało wyznaczenie współczynnika projekcji oraz promieni dla dwóch pobliskich krótkookresowych cefeid II typu. Dane fotometryczne i spektroskopowe użyte w analizie zebrane zostały na potrzeby tego projektu za pomocą teleskopów znajdujących się w OCA oraz w obserwatoriach należących do ESO, w dużej części osobiście przez autora niniejszej rozprawy.

5.1 Obserwacje i przygotowanie danych

5.1.1 Fotometria

Fotometria podczerwona użyta do analizy pochodzi z instrumentu IRIS, a metody obserwacji, kalibracji danych, wykonywania fotometrii i dowiązania do systemu 2MASS, przedstawione zostały w rozdziale 4. Równocześnie z obserwacjami w pasmach podczerwonych wykonywane były obserwacje w pasmach fotometrycznych B oraz V z systemu Johnsona. Instrumentem użytym do obserwacji była kamera VYSOS16 (Ramolla i in., 2013) zamontowana na teleskopie o aperturze 0,4m, znajdującym się w OCA. Kamera ma rozdzielczość 3072x2048 pikseli i skalę piksela 0,77"/pix, co daje pole widzenia 41.2'x27.5'. W celu zmniejszenia szumu wykonywana była sekwencja 9 ekspozycji, które następnie były składane w pojedynczy obraz. Kalibracje instrumentalne przeprowadzone zostały w sposób analogiczny jak w przypadku danych z instrumentu IRIS: odejmowanie prądu ciemnego, poprawka na niejednorodności czułości matrycy (*flat field*) oraz usuwanie promieni kosmicznych, wykonane zostały za pomocą standardowych procedur z pakietu IRAF (Tody, 1993). Detekcja źródeł na pojedynczej ekspozycji, rozwiązywanie astrometryczne oraz złożenie 9 ekspozycji w finalny obraz przeprowadzone zostało za pomocą programów SExtractor, Scamp oraz Swarp (Bertin & Arnouts, 1996; Bertin, 2006, 2010). Fotometria aperturowa wykonana została za pomocą pakietu DAOPHOT (Stetson, 1987). Na podstawie gwiazd porównania wykonana została fotometria różnicowa cefeid. Procedura wyboru gwiazd porównania była analogiczna do zastosowanej w przypadku fotometrii z instrumentu IRIS. Jako błąd statystyczny wyznaczonej jasności obiektu naukowego przyjęty został rozrzut różnic jasności gwiazd porównania dla analizowanej nocy oraz nocy referencyjnej.

Transformacja fotometrii do systemu standardowego wykonana została poprzez obserwacje standardów (Landolt, 1992). Do obserwacji wybrane zostały pola zawierające jednocześnie wiele standardów pokrywających szeroki przedział wskaźników barwy. Transformacja do systemu standardowego wymaga wyznaczenia współczynników a , k i m_0 równania:

$$m_{std} = m_{inst} + a(B - V) + kX + m_0 + 2.5 \log t_e \quad (5.1)$$

gdzie m_{std} i m_{inst} są odpowiednio jasnością gwiazdy w systemie standardowym i instrumentalnym, $(B - V)$ jest wskaźnikiem barwy gwiazdy w systemie standardowym, X jest masą powietrza oraz m_0 jest punktem zerowym dla danej nocy, natomiast t_e jest czasem ekspozycji. Współczynniki k dla każdego z pasm przyjęte zostały z pracy Patat i in. (2011), gdzie wyznaczona została krzywa ekstynkcji atmosferycznej dla położonego w pobliżu OCA obserwatorium *Paranal*. Współczynniki a wyznaczone zostały w polach zawierających wiele standardów. Uśrednione z wielu nocy współczynniki wynoszą $a_B = -0,063 \pm 0,016$ oraz $a_V = -0,007 \pm 0,017$. W transformacjach pasma V , człon związany ze wskaźnikiem barwy mógł zatem zostać pominięty. Z ustalonymi współczynnikami a i k , dla każdej nocy, w trakcie której obserwowane były standardy, możliwe było wyznaczenie punktu zerowego wraz z błędem (odchylenie standardowe) i ostatecznie fotometria wszystkich obiektów obserwowanych danej nocy była transformowana do systemu standardowego. Różnicowe krzywe blasku obiektów naukowych zostały następnie przesunięte o różnicę pomiędzy jasnością standardową i instrumentalną obiektu wyznaczoną dla nocy referencyjnej. Błąd transformacji do systemu standardowego w paśmie V oszacowany został na 0,02mag.

5.1.2 Obserwacje spektroskopowe i pomiary prędkości radialnej

Obserwacje spektroskopowe wykonane zostały za pomocą kilku najwyższej klasy spektrografów typu *echelle*. Jednym z nich jest HARPS (Pepe i in., 2000), do którego światło zbierane jest za pomocą teleskopu 3,6m. Obserwacje tym instrumentem wykonywane były w trybie EGGs, co daje rozdzielczość $R \approx 80000$. Kolejnym użytym instrumentem jest CORALIE, spektrograf o rozdzielczości $R \approx 60000$ zamontowany na teleskopie *Euler* o aperturze 1,2m. Trzecim instrumentem jest zamontowany na teleskopie o średnicy zwierciadła głównego 2,2m spektrograf FEROS (Kaufer & Pasquini, 1998) o rozdzielczości wynoszącej również około 60000. Wszystkie te instrumenty znajdują się w należącej do Europejskiego Obserwatorium Południowego (ESO) obserwatorium *La Silla* w Chile. Ostatnim instrumentem użytym do obserwacji spektroskopowych był UVES (D’Odorico i in., 2000) zamontowany na teleskopie VLT (UT2 *Kueyen*) o średnicy zwierciadła głównego 8,2m, znajdującym się w obserwatorium *Paranal* (ESO) w Chile. Użyta konfiguracja tego instrumentu daje rozdzielczość również na poziomie 60000. Stosunek sygnału do szumu widm z instrumentów CORALIE, HARPS i FEROS wynosi pomiędzy 10 i 40, natomiast dla widm ze spektrografu UVES stosunek ten wynosi pomiędzy 100 i 200.

Kalibracje instrumentalne, rozwiązanie dla długości fali, wprowadzenie poprawki barycentrycznej oraz łączenie rzędów *echelle* do widma jednowymiarowego, w przypadku danych z instrumentów HARPS oraz UVES zostały wykonane automatycznie za pomocą dedykowanego oprogramowania udostępnionego przez ESO. Kalibracje obserwacji z instrumentów FEROS i CORALIE zostały natomiast wykonane za pomocą oprogramowania CERES (Brahm i in., 2017). Oprogramowanie to, pierwotnie dedykowane dla instrumentu CORALIE, zostało przez autorów rozszerzone na wiele innych instrumentów. Kalibracje widm za pomocą CERES również przebiegają automatycznie. Otrzymane w wyniku działania programu CERES widma dla każdego rzędu *echelle*, złożone zostały do widma jednowymiarowego za pomocą programu stworzonego w ramach projektu *Araucaria*, dostosowanego przez autora niniejszej rozprawy do pracy z formatem CERES.

Pomiary prędkości radialnych wykonano metodą funkcji korelacji krzyżowej (ang. *cross-correlation function*, CCF Simkin, 1974) zaimplementowanej w programie *RaveSpan* (Pilecki i in., 2017). W programie tym, jako widma wzorcowe wykorzystane zostały widma syntetyczne z pracy Coelho i in. (2005). Odpowiednie widmo wzorcowe wybierane było na podstawie dostępnych w literaturze oszacowań temperatury efektywnej, metaliczności i grawitacji na powierzchni danej gwiazdy. Przy wyznaczaniu funkcji CCF, poprzez stosowanie odpowiedniej maski, usuwane były z analizy części widma zawierające szerokie linie wodoru z serii Balmera. Szukana prędkość radialna gwiazdy odpowiada maksimum funkcji CCF, którego dokładne położenie wyznaczone jest poprzez dopasowanie rozkładu Gaussa. Typowa niepewność pomiaru prędkości radialnej wynosi 100 m/s.

5.2 Implementacja metody Baadego-Wesselinka

Przedstawiona w rozdziale 2.1.3 metoda Baadego–Wesselinka, w której rozmiar kątowny gwiazdy jest otrzymywany z zależności jasność powierzchniowa–wskaźnik barwy (SBCR, Gieren i in., 2018), została zaimplementowana przez autora rozprawy (we współpracy z dr. Bartłomiejem Zgirskim i dr. Markiem Górskim) w programie o nazwie *Ba+WAn* (jest to skrótowiec od *BAade + Wesselink Analysis*), napisanym w języku programowania Python. Program posiada środowisko graficzne w celu umożliwienia pracy interaktywnej. Widok tego środowiska przedstawiony jest na rysunku 5.1. Program umożliwia wyznaczenie odległości, gdy znany jest współczynnik projekcji, jak również wyznaczenie współczyn-

nika projekcji, jeżeli znana jest odległość gwiazdy. Poniżej przedstawiono ogólny schemat działania programu przy wyznaczaniu współczynnika projekcji.

Po wczytaniu do pamięci komputera szeregów czasowych fotometrii w pasmach fotometrycznych V i K_s oraz pomiarów prędkości radialnej V_r , dane te (zwane dalej wspólnie sygnałami) fazowane są z zadaniem okresem pulsacji oraz początkową heliocentryczną datą juliańską (HJD_0) ustaloną dla chwili największej jasności gwiazdy w paśmie V . Kolejnym krokiem jest dopasowanie do każdego sygnału funkcji modelowej. Robione jest to, podobnie jak w przypadku projektu opisanego w rozdziale 4, za pomocą średniej kroczącej oraz interpolacji wielomianem Akima. Interfejs graficzny pozwala na zmianę kroku oraz przedziału wyznaczania średniej kroczącej dla każdego sygnału z osobna, w celu wyboru parametrów dających wizualnie najlepsze dopasowanie. Na podstawie dopasowanego modelu w paśmie V oraz obserwacji w filtrze K_s , wyznaczane są wskaźniki barwy ($V - K_s$) w fazach ϕ_i odpowiadających obserwacjom w filtrze K_s , od których odejmowana jest poprawka na ekstynkcję. Nadwyżka barwy $E(B - V)$ wyznaczana była z map poczerwienienia [Schlafly & Finkbeiner \(2011\)](#), a następnie przeliczona została na $E(V - K_s)$ przy założeniu prawa poczerwienienia [Cardelli i in. \(1989\)](#) i [O'Donnell \(1994\)](#) oraz $R_V=3,1$. Dla każdego punktu $(V - K_s)_0$, przy założeniu wybranej zależności SBCR, obliczany jest rozmiar kątowy gwiazdy $\theta(\phi_i)$. Do krzywych wskaźnika barwy oraz rozmiaru kąowego dopasowywane są modele przy użyciu procedury identycznej jak w przypadku krzywych blasku.

Z drugiej strony, poprzez całkowanie dopasowanego modelu krzywej prędkości radialnej, wyznaczana jest prędkość średnia V_γ i jest ona odejmowana od krzywej prędkości radialnej. Następnie dla faz odpowiadających pomiarom w paśmie K_s ponownie obliczana jest całka krzywej prędkości radialnej:

$$\Delta R'(\phi_i) = \int_0^{\phi_i} -(V_r(\phi) - V_\gamma) P d\phi \quad (5.2)$$

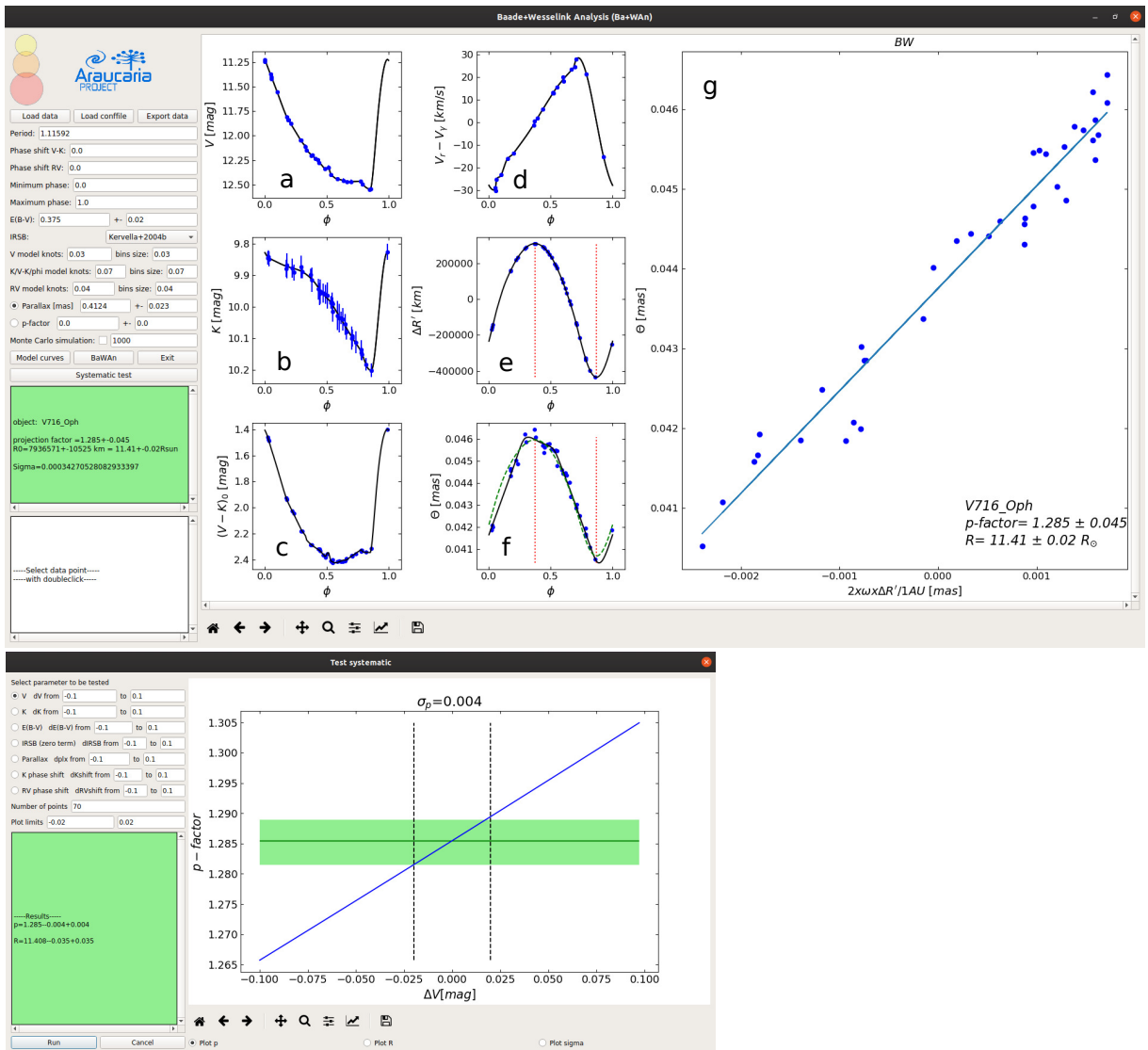
gdzie P jest okresem pulsacji gwiazdy wyrażonym w sekundach. Ze względów praktycznych, które zostaną wyjaśnione w dalszej części, wygodniej jest posługiwać się zmianą promienia względem promienia średniego gwiazdy $\langle R \rangle$. Poprzez całkowanie krzywej $\Delta R'$ wyznaczona została średnia wartość $\langle \Delta R' \rangle$, która następnie zostaje odjęta od krzywej $\Delta R'(\phi_i)$. Przykładowe krzywe blasku w pasmach V i K_s , krzywa wskaźnika barwy, krzywa prędkości radialnej $V_r - V_\gamma$, krzywa $\Delta R'$ oraz rozmiaru kąowego θ , przedstawione są na panelach odpowiednio a, b, c, d, e i f w widoku środowiska graficznego na rysunku 5.1.

Podsumowując, dla każdego punktu fazy odpowiadającej obserwacjom w paśmie K_s , wyznaczony został rozmiar kątowy gwiazdy wyrażony w milisekundach kąowych (mas), oraz zmiana promienia fizycznego względem promienia średniego (zależna od współczynnika p) wyrażona w kilometrach. Dla każdej pary pomiarów $(\theta(\phi_i), \Delta R'(\phi_i))$ można zapisać:

$$\theta(\phi_i) = 6,7114 \times 10^{-9} \times 2(p\Delta R'(\phi_i) + \langle R \rangle)/d \quad (5.3)$$

gdzie d jest odległością w kiloparsekach, p jest szukanym współczynnikiem projekcji, natomiast stała $6,7114 \times 10^{-9}$ wynika z przeliczenia kiloparseków na kilometry oraz radianów na milisekundy kąowe (wartość ta jest odwrotnością jednostki astronomicznej wyrażonej w kilometrach). Odległość w kiloparsekach może zostać zastąpiona przez odwrotność paralaksy wyrażonej w milisekundach kąowych i równanie 5.4 przyjmuje wtedy postać:

$$\begin{aligned} \theta(\phi_i) &= 6,7114 \times 10^{-9} \times 2\omega(p\Delta R'(\phi_i) + \langle R \rangle) \\ &= 6,7114 \times 10^{-9} \times 2\omega p\Delta R'(\phi_i) + \langle \theta \rangle \end{aligned} \quad (5.4)$$



Rysunek 5.1: Interfejs graficzny programu do analizy metodą Baadego–Wesselinka Ba+WAn: okno główne (górny panel) i okno badania błędów systematycznych (dolny panel). Opis poszczególnych wykresów zamieszczony jest w tekście.

Powyższa liniowa zależność przedstawiona jest na panelu *g* w widoku środowiska graficznego na rysunku 5.1 i nazywana jest w dalszej części dopasowaniem BW. Współczynnikiem kierunkowym tej zależności jest współczynnik projekcji p , natomiast wyrazem wolnym średnia wartość rozmiaru kąowego $\langle \theta \rangle$, która może zostać przeliczona na średni promień gwiazdy. W programie Ba+WAn dopasowanie prostej wykonywane jest za pomocą opisanej w pracy [Isobe i in. \(1990\)](#) metody *bisector*, która jest modyfikacją liniowej metody najmniejszych kwadratów (OLS). W przeciwieństwie do metody OLS, metoda *bisector* nie wyróżnia żadnej z osi. W metodzie tej wykonywane są dwa dopasowania prostej: OLS($Y|X$) oraz OLS($X|Y$), i jako wynik brana jest bisekcja tych dwóch prostych. Metoda *bisector* stosowana była w m.in. w pracach [Storm i in. \(2011\)](#) oraz [Gieren i in. \(2018\)](#). Dzięki przesunięciu krzywej $\Delta R'(\phi_i)$ tak, aby zmiana była wyrażona względem promienia średniego, zminimalizowana została korelacja pomiędzy dopasowanym współczynnikiem projekcji oraz wyrazem wolnym, tj. $\langle \theta \rangle$.

Oszacowanie niepewności współczynnika projekcji oraz promienia gwiazdy wykonywane jest poprzez symulacje Monte Carlo. Liczba symulacji może być zmieniana w śro-

dowisku graficznym i w analizie przedstawionej w rozprawie wykonywano ich 2000. W każdej symulacji, na podstawie obserwowanych krzywych blasku i prędkości radialnej, generowane są syntetyczne sygnały: każdy punkt danego sygnału losowany jest z rozkładu normalnego o wartości średniej równej danej obserwacji oraz odchyleniu standardowym równym niepewności pomiaru. Po wygenerowaniu syntetycznych krzywych wykonywana jest przedstawiona powyżej analiza BW. Wynikiem symulacji są histogramy współczynnika projekcji oraz średniego promienia. Dopasowanie rozkładu normalnego do histogramów pozwala wyznaczyć dany parametr wraz z niepewnością.

Błędy systematyczne Program Ba+WAn pozwala również na testowanie wpływu błędów systematycznych poszczególnych sygnałów oraz pozostałych danych na wyznaczenie współczynnika projekcji oraz promienia. Okno środowiska graficznego, w którym wykonywane są testy błędów systematycznych, przedstawione jest na dolnym panelu rysunku 5.1. Po wyborze parametru, który ma być testowany, wybierany jest zakres przesunięcia danego parametru oraz krok. Po uruchomieniu symulacji dany sygnał lub parametr przesuwany jest systematycznie o wartości z zadanego przedziału i za każdym razem przeprowadzana jest analiza BW. Zmiana współczynnika projekcji lub promienia przy systematycznym przesunięciu badanego parametru przedstawiona jest na dolnym panelu rysunku 5.1 niebieską linią. Jeżeli znana jest niepewność systematyczna danego parametru, z otrzymanego w wyniku symulacji wykresu możliwe jest odczytanie odpowiedniej niepewności systematycznej współczynnika projekcji oraz promienia gwiazdy (zielony obszar na dolnym panelu na rysunku 5.1).

Możliwe jest również badanie przesuwania w fazie krzywej K_s oraz V_r na otrzymane wyniki. Przesuwanie krzywej prędkości radialnej było stosowane m.in. przez Gieren i in. (2018), w celu uzgodnienia przebiegu krzywej zmiany rozmiaru kąowego oraz promienia fizycznego w przypadku niektórych cefeid (momenty maksimum i minimum). Różnice w przebiegu tych dwóch krzywych mogą być spowodowane dużą przerwą czasową pomiędzy obserwacjami fotometrycznymi i spektroskopowymi i niedokładną znajomością okresu pulsacji gwiazdy. Niezgodność krzywych zmian promienia fizycznego i kąowego może wynikać również z faktu, że linie widmowe używane do wyznaczania prędkości radialnej powstają w atmosferze gwiazdy ponad fotosferą, będącą źródłem widma ciągłego. Obszary obserwowane fotometrycznie i spektroskopowo nie są zatem ze sobą tożsame i mogą wykonywać pulsacje w nieco odmienny sposób. Wyznaczenie optymalnej wartości przesunięcia polega na systematycznym przesuwaniu krzywej K_s lub V_r w fazie o wartości z zadanego przedziału. Za każdym razem przeprowadzana jest analiza BW i szukana jest wartość przesunięcia, dla którego otrzymywany jest najmniejszy rozrzut dopasowania BW.

5.2.1 Zależność jasność powierzchniowa–wskaźnik barwy

Istotnym elementem w analizie opisaną metodą jest wybór zależności SBCR. W literaturze istnieją różne kalibracje tej zależności dla pasm V i K_s z wykorzystaniem różnych typów gwiazd i dla różnych zakresów wskaźników barwy ($V - K_s$) (m.in. Kervella i in., 2004c; Di Benedetto, 2005; Boyajian i in., 2014; Challouf i in., 2014; Pietrzyński i in., 2019; Salsi i in., 2020; Graczyk i in., 2021). Rysunek 5.2 przedstawia zależności z prac Kervella i in. (2004b, K04b), Kervella i in. (2004c, K04c), Challouf i in. (2014, C14), Salsi i in. (2020, S20) oraz Graczyk i in. (2021, G21), a dokładna postać każdej z nich zamieszczona jest w tabeli 5.1. Zależności te zostały wyznaczone na podstawie gwiazd ciągu głównego,

podolbrzymów, czerwonych olbrzymów (K04c, C14, S20, G21) oraz cefeid klasycznych (K04b). Gwiazdy użyte do kalibracji dobrze pokrywają zakres wskaźników barwy typowy dla cefeid II typu ($\sim 1 < (V - K_s) < \sim 2,5$). Jak wspomniano w rozdziale 2.1.3, zależność SBCR w niewielkim stopniu zależy od grawitacji oraz metaliczności, zatem zależność dla cefeid II typu nie powinna być znacząco różna od przedstawionych zależności.

Zaletą wykorzystania zależności dla pasm fotometrycznych V i K_s jest niewielki wpływ ekstynkcji na wyznaczone w ten sposób rozmiary kątowe gwiazdy. Przekształcając równanie 2.5 i wstawiając za F_V zależność z pracy Kervella i in. (2004b) otrzymujemy:

$$\log \theta = 2 \times [0, 2677 - 0, 1V_0 + 0, 1336(V - K)_0] \quad (5.5)$$

Jeżeli zamiast V_0 oraz $E(B - V)_0$ użyte zostaną wielkości zawierające ekstynkcję, tj. $V = V_0 + A_V$ i $(V - K) = (V - K)_0 + E(V - K)$, w równaniu 5.6 pojawi się człon związany z ekstynkcją:

$$\log \theta = 2 \times [0, 2677 - 0, 1V_0 + 0, 1336(V - K)_0 - 0, 1A_V + 0, 1336E(V - K)] \quad (5.6)$$

Prawo poczerwienienia Cardelli i in. (1989) i O'Donnell (1994) dla $R_V=3,1$ daje $A_V/E(V - K_s)=1,131$. Używając tej wartości, obecny w równaniu 5.6 człon związany z ekstynkcją można uprościć: $2 \times [0, 1336E(V - K) - 0, 1A_V] = 0, 04A_V$, co pokazuje, że wkład pochodzący od ekstynkcji jest niewielki.

Zastosowanie zależności C14 skutkuje w przypadku obydwu analizowanych gwiazd znacznym przesunięciem krzywych rozmiaru kąowego i zmiany promienia, zatem zależność ta została odrzucona. Zależności K04b, K04c, S20 i G21 dają natomiast dobrą zgodność przebiegu tych dwóch krzywych. Analiza przeprowadzona została zatem dla tych czterech zależności. Ze względu na dużą precyzję zależności G21 oraz jednorodny zestaw danych użyty do jej wyznaczenia, została ona przyjęta jako podstawowa. Wyniki otrzymane na podstawie pozostałych zależności wykorzystano do oszacowania błędów systematycznych wynikających z niepewności jasności powierzchniowej.

Wszystkie zależności wyznaczone są dla pasma V w systemie Johnsona. Fotometria w paśmie K_s w pracach K04b, K04c i C14 jest w systemie SAAO, natomiast w pracy G21 w systemie 2MASS. Różnica pomiędzy jasnościami w paśmie K_s w tych dwóch systemach według Koen i in. (2007) w zakresie wskaźników barwy $\sim 0,1 < (H - K)_0 < \sim 0,2$, w którym mieszczą się cefeidy II typu, nie przekracza 0,01mag, jednak przy analizie z wykorzystaniem zależności K04b, K04c i C14 fotometria z instrumentu IRIS była transformowana z systemu 2MASS do systemu SAAO za pomocą równań z pracy Koen i in. (2007).

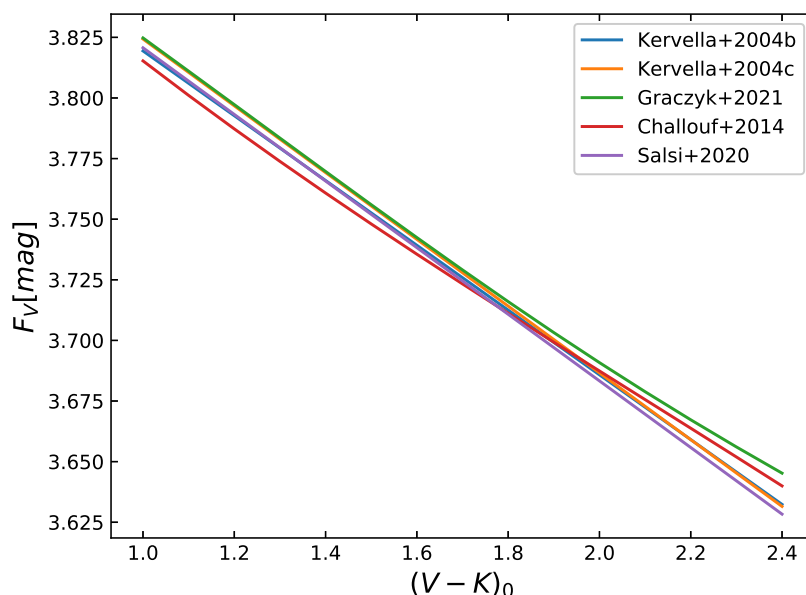
5.3 Analiza i wyniki

Poniżej przedstawiona została analiza BW dwóch cefeid II typu. Do analizy wykorzystane zostały okresy pulsacji, poczerwienienie oraz paralaksy z *Gaia* EDR3 opisane w rozdziale 4 i zamieszczone w tabelach 4.1 oraz 4.2.

V971 Aql Gwiazda ta z okresem pulsacji 1,62453d należy do podtypu BL Her. Paralaksa z katalogu *Gaia* EDR3, poprawiona na punkt zerowy wyznaczony na podstawie pracy Lindegren i in. (2021b), wynosi $0,4575 \pm 0,0219$ mas. Metaliczność gwiazdy oszacowana została na $-0,3$ dex, średnia temperatura efektywna oszacowana została na 6450 K,

Tabela 5.1: Literaturowe zależności jasność powierzchniowa-wskaźnik barwy

zależność	źródło
$F_V = -0,1336 \times (V - K)_0 + 3,9530$	Kervella i in. (2004b)
$F_V = -0,1377 \times (V - K)_0 + 3,9620$	Kervella i in. (2004c)
$F_V = -0,0073 \times (V - K)_0^3 + 0,0461 \times (V - K)_0^2 - 0,2151 \times (V - K)_0 + 3,9916$	Challouf i in. (2014)
$F_V = -0,1374 \times (V - K)_0 + 3,9581$	Salsi i in. (2020)
$F_V = -0,0031 \times (V - K)_0^5 + 0,0239 \times (V - K)_0^4 - 0,0623 \times (V - K)_0^3 + 0,0705 \times (V - K)_0^2 - 0,1708 \times (V - K)_0 + 3,9666$	Graczyk i in. (2021)



Rysunek 5.2: Porównanie zależności jasność powierzchniowa-wskaźnik barwy z prac Kervella i in. (2004b), Kervella i in. (2004c), Challouf i in. (2014), Salsi i in. (2020) i Graczyk i in. (2021).

natomiast przyspieszenie grawitacyjne na powierzchni $\log g = 2,3$ (Diethelm, 1990). Takie parametry zostały przyjęte przy wyborze wzorcowego widma syntetycznego przy pomiarze prędkości radialnej w programie RaveSpan.

Analiza wykonana została według opisanej powyżej procedury za pomocą programu Ba+WAn z wykorzystaniem zależności SBCR z prac K04b, K04c, S20 i G21. Wyniki otrzymane w każdym przypadku, tj. współczynnik projekcji oraz średni promień gwiazdy, zamieszczone są w tabeli 5.2. Analiza z zastosowaniem zależności G21 przedstawiona została na rysunku 5.3. Otrzymany współczynnik projekcji wynosi $1,408 \pm 0,067$, natomiast średni promień wyznaczony został na $9,54 \pm 0,03 R_{\odot}$. W optycznej krzywej blasku tej gwiazdy, przedstawionej na rysunku 4.4, widoczny jest dodatkowy wzrost jasności w okolicy fazy 0,8, analogiczny do progresji Hertzsprunga obecnej w krzywych blasku cefeid klasy-

Tabela 5.2: Wyznaczenie współczynnika projekcji p oraz średniego promienia $\langle R \rangle$ gwiazdy V971 Aql, przy zastosowaniu różnych zależności jasność powierzchniowa–wskaźnik barwy (SBCR). Ostatnia kolumna zawiera rozrzut dopasowania BW otrzymany w każdym przypadku.

SBCR	p	$\langle R \rangle$ (R_{\odot})	σ (mas)
K04b	$1,396 \pm 0,073$	$9,72 \pm 0,03$	$6,68 \times 10^{-4}$
K04c	$1,418 \pm 0,070$	$9,57 \pm 0,03$	$5,24 \times 10^{-4}$
S20	$1,434 \pm 0,070$	$9,72 \pm 0,03$	$5,23 \times 10^{-4}$
G21	$1,408 \pm 0,067$	$9,54 \pm 0,03$	$5,05 \times 10^{-4}$

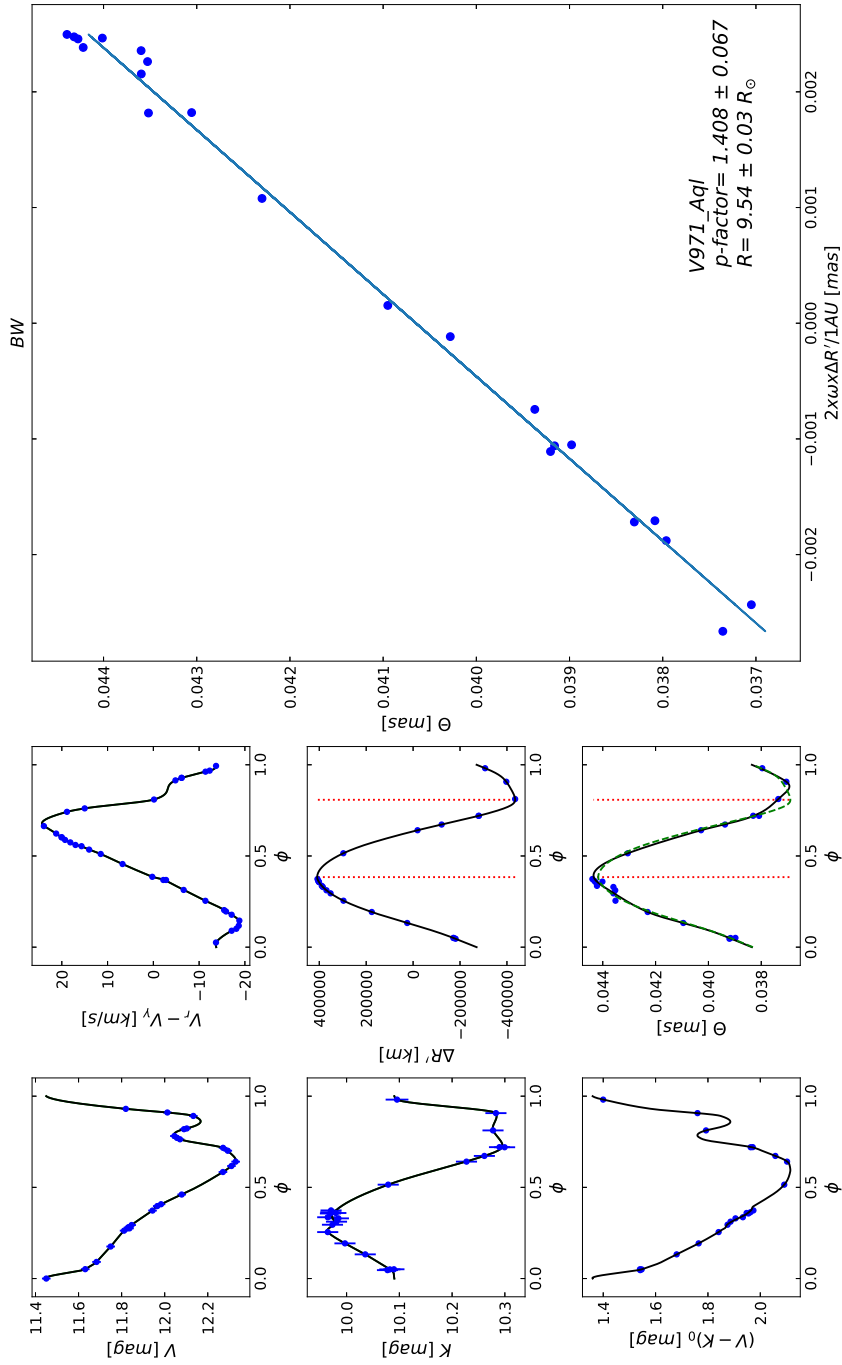
nych. Obserwacje z VYSOS16 nie pokrywają wystarczająco tego obszaru krzywej blasku. Również krzywa prędkości radialnej w okolicy fazy 0,8 nie jest pokryta w stopniu pozwalającym na dokładne odtworzenie jej przebiegu. Odrzucenie punktów w przedziale fazy 0,8-1 nie zmienia jednak wyniku zarówno dla współczynnika projekcji, jak też promienia gwiazdy.

Największa różnica pomiędzy wynikami otrzymanymi przy zastosowaniu zależności G21 oraz pozostałych zależności wynosi 0,026 w przypadku współczynnika projekcji, oraz $0,18 R_{\odot}$ w przypadku średniego promienia. Wartości te przyjęte zostały jako błędy systematyczne wynikające z niepewności jasności powierzchniowej.

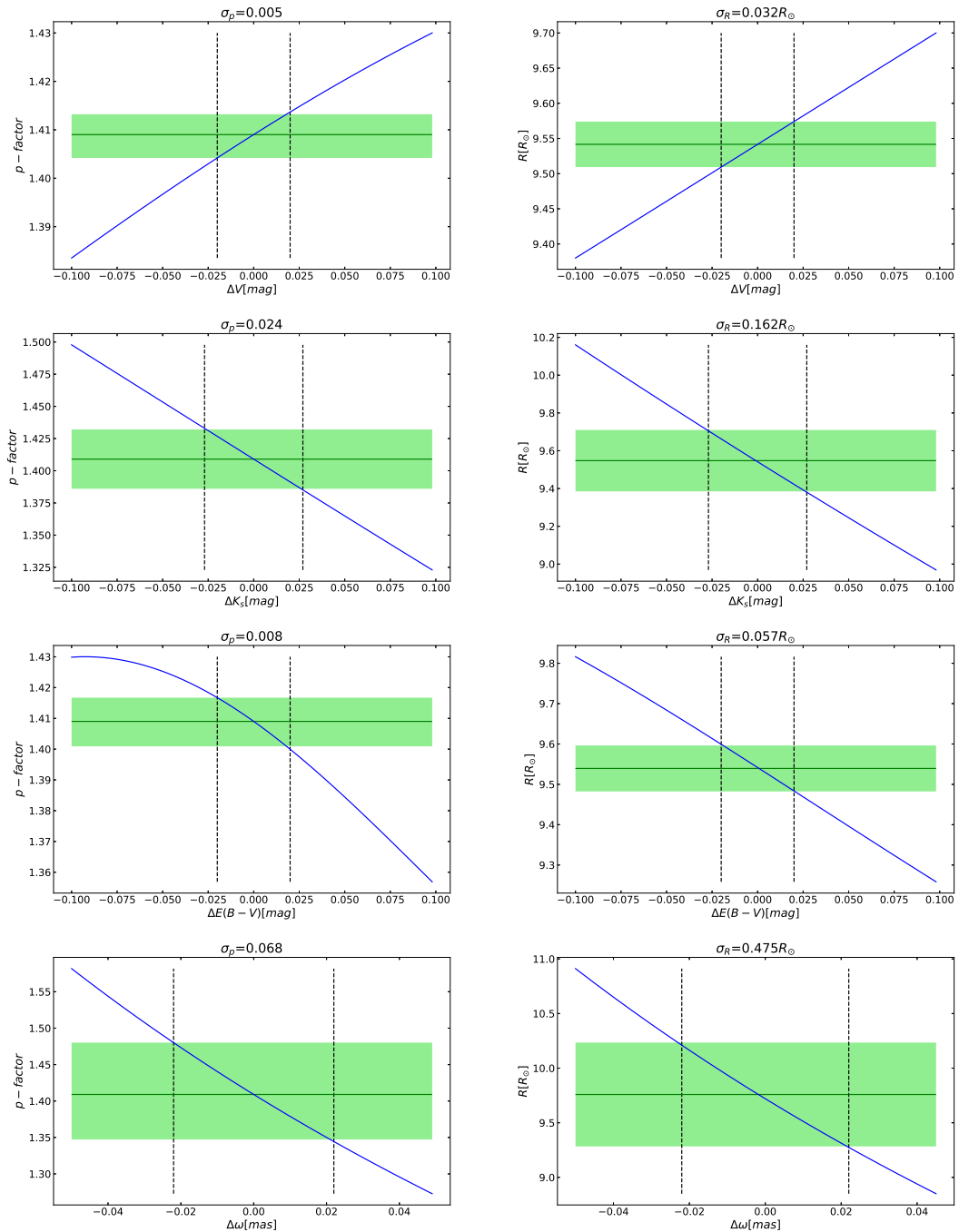
Rysunek 5.4 przedstawia wykresy z wynikami badania wpływu przesunięć systematycznych krzywych blasku w pasmach V i K_s , poczerwienienia oraz paralaksy. Błąd systematyczny jasności w paśmie V wynosi 0,02mag, co daje niepewność 0,005 dla współczynnika projekcji oraz $0,03 R_{\odot}$ dla promienia gwiazdy. Błąd systematyczny jasności w paśmie V ma zatem niewielki wpływ na wyznaczone parametry. Jako błąd systematyczny w paśmie K_s przyjęto rozrzut na odpowiednim wykresie przedstawionym na rysunku 4.3, czyli 0,028 mag. Taki błąd jasności w paśmie K_s przekłada się na błąd systematyczny współczynnika projekcji 0,024 oraz błąd promienia $0,16 R_{\odot}$, zatem wpływ jest znacznie silniejszy niż w przypadku pasma V .

Niepewność poczerwienienia założono na poziomie 0,02 mag, co przekłada się na niepewność współczynnika projekcji 0,008, oraz niepewność promienia $0,06 R_{\odot}$. Niepewność paralaksy wynosi 0,022 mas, co daje niepewność współczynnika projekcji 0,068, oraz niepewność promienia $0,48 R_{\odot}$. Największy wkład do niepewności wnoszą zatem błędy paralaksy. Całkowity błąd systematyczny współczynnika projekcji, po dodaniu w kwadracie niepewności pochodzących od jasności w pasmach V i K_s , ekstynkcji, paralaksy oraz zależności SBCR, wynosi 0,077 (5,4%). Całkowity błąd systematyczny promienia wynosi $0,54 R_{\odot}$ (5,6%). Wyznaczony współczynnik projekcji gwiazdy V971 Aql wynosi zatem $1,408 \pm 0,067 \pm 0,059$, natomiast średni promień $9,54 \pm 0,04 \pm 0,54 R_{\odot}$.

SW Tau SW Tau również należy do podtypu BL Her. Wyznaczony okres pulsacji wynosi 1,58355 d i w przypadku tej gwiazdy obserwowane są w niewielkie zmiany okresu, rzędu 0,1 s/rok (Devlen & Acar, 2017). Paralaksa SW Tau, otrzymana na podstawie *Gaia* EDR3, wynosi $1,2347 \pm 0,0220$ mas. Średni promień gwiazdy oszacowany został przez Feast i in. (2008) na $8,03 \pm 0,15 R_{\odot}$ z zastosowaniem metody zbliżonej do prezentowanej w niniejszej rozprawie, przy założeniu współczynnika projekcji $p=1,23$. Metaliczność gwiazdy



Rysunek 5.3: Analiza metodą Baadego–Wesselinka gwiazdy V971 Aql, z zastosowaniem zależności jasność powierzchniowa– wskaźnik barwy z pracy [Graczyk i in. \(2021\)](#). Panele w lewej kolumnie przedstawiają krzywe blasku w pasmach V (panel górny) i K_s (panel środkowy) oraz wskaźnika barwy $(V - K_s)_0$ (panel dolny). Panele w środkowej kolumnie przedstawiają krzywą prędkości radialnej (panel górny), całkę krzywej prędkości radialnej (panel środkowy) oraz krzywą średnicy kątowej gwiazdy (panel dolny). Czarne linie na poszczególnych wykresach są dopasowaniem modelu do danej krzywej. Zielona przerywana linia (dolny panel w środkowej kolumnie) jest krzywą rozmiaru kątowego, otrzymaną z równania 5.4 na podstawie całki prędkości radialnej (środkowy panel w środkowej kolumnie), oraz otrzymanych wartości współczynnika p i średniego promienia. Czerwone przerywane linie na panelach przedstawiających całkę prędkości radialnej oraz krzywą rozmiaru kątowego gwiazdy, oznaczają fazę największego i najmniejszego promienia. Panel z prawej strony przedstawia dopasowanie BW.



Rysunek 5.4: Analiza wpływu błędów systematycznych fotometrii w paśmie V i K_s , poczerwienia oraz paralaksy na otrzymane wartości współczynnika projekcji oraz średniego promienia gwiazdy V971 Aql. Niebieska linia przedstawia wartość współczynnika projekcji (lewa kolumna) bądź średniego promienia (prawa kolumna), otrzymywaną przy systematycznym przesunięciu badanego parametru. Pionowe czarne linie oznaczają niepewność badanego parametru. Przecięcie niebieskiej linii z czarnymi liniami wyznacza niepewność współczynnika projekcji bądź średniego promienia, związaną z niepewnością badanego parametru.

jest wysoka jak na cefeidę II typu i wynosi 0,2 dex (Maas i in., 2007). Średnia temperatura efektywna gwiazdy oszacowana została na 6250 K, natomiast przyspieszenie grawitacyjne na powierzchni $\log g=2,0$ (Maas i in., 2007). Parametry te zostały użyte przy wyborze referencyjnego widma syntetycznego przy pomiarze prędkości radialnej.

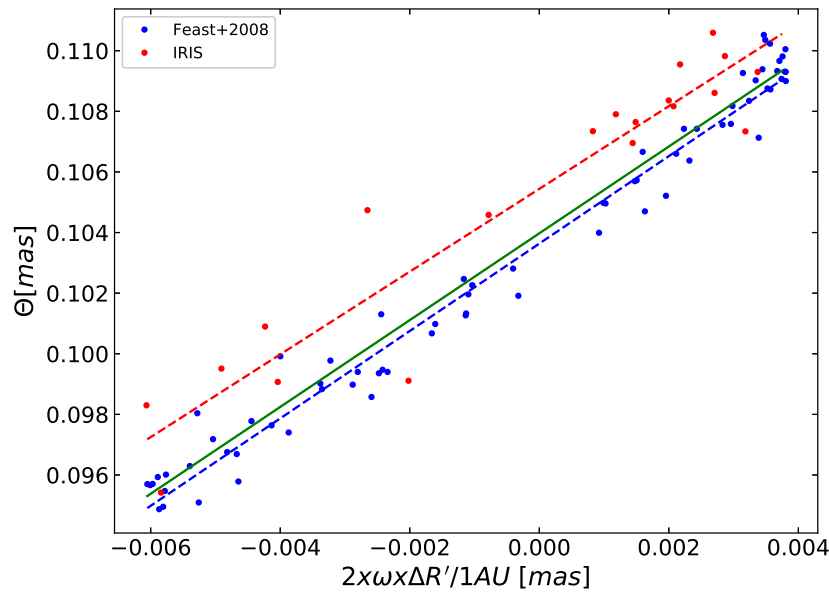
Gwiazda ta jest jedyną z próbki przedstawionych w rozdziale 4 cefeid II typu, dla której dostępna jest fotometria zarówno z Feast i in. (2008) jak też z IRIS. Analiza BW przeprowadzona została najpierw osobno dla każdego źródła danych podczerwonych. W przypadku fotometrii archiwalnej konieczne było zastosowanie przesunięcia krzywej K_s w fazie względem krzywej optycznej oraz prędkości radialnej, w celu uzgodnienia przebiegu krzywej zmiany rozmiaru fizycznego oraz średnicy kątowej. Wartość przesunięcia wyznaczona została w programie Ba+WAn poprzez wyznaczanie rozrzutu dopasowania BW przy systematycznym przesuwaniu krzywej K_s w fazie. Minimalna wartość rozrzutu przypada dla wartości przesunięcia krzywej K_s względem krzywej optycznej wynoszącej $-0,033$. Zastosowanie przesunięcia nie wpływa znacząco na otrzymane wartości współczynnika projekcji oraz promienia (zmiana jest mniejsza niż 1%), a jedynie na ich niepewności. Porównanie dopasowania BW, przy zastosowaniu osobno fotometrii z pracy Feast i in. (2008) i z IRIS, przedstawione jest na rysunku 5.5, a wyniki otrzymane z tej analizy przedstawione są w dwóch ostatnich wierszach tabeli 5.3. Pomiarzy na podstawie fotometrii z IRIS mają większy rozrzut oraz są systematycznie przesunięte względem pomiarów na podstawie fotometrii z Feast i in. (2008), co wskazuje na systematyczne przesunięcie pomiarów jasności z IRIS o około 0,02 mag względem fotometrii z SAAO. Wartość tego przesunięcia pozostaje w zgodzie z oszacowaną niepewnością punktu zerowego fotometrii z IRIS (0,028 mag, rysunek 4.3). Otrzymane wartości współczynnika projekcji oraz promienia zgodne są w ramach wyznaczonych niepewności statystycznych.

Tabela 5.3: Wyniki analizy metodą Baadego-Wesselinka gwiazdy SW Tau przy zastosowaniu różnych zależności jasność powierzchniowa–wskaźnik barwy. Kolumny 2, 3 i 4 zawierają odpowiednio otrzymane wartości współczynnika projekcji, średniego promienia oraz rozrzut pomiarów względem dopasowania BW.

SBCR	p	$\langle R \rangle$ (R_{\odot})	σ (mas)	komentarz
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
K04b	$1,436 \pm 0.064$	$9,45 \pm 0,02$	$2,24 \times 10^{-3}$	
K04c	$1,463 \pm 0.066$	$9,24 \pm 0,02$	$2,24 \times 10^{-3}$	
S20	$1,477 \pm 0.065$	$9,39 \pm 0,02$	$2,24 \times 10^{-3}$	
G21	$1,434 \pm 0.061$	$9,23 \pm 0,02$	$2,23 \times 10^{-3}$	
G21	$1,360 \pm 0.144$	$9,35 \pm 0,04$	$2,45 \times 10^{-3}$	IRIS
G21	$1,442 \pm 0.065$	$9,19 \pm 0,03$	$1,95 \times 10^{-3}$	F08

Wyniki analizy tej gwiazdy programem Ba+WAn dla pełnego zestawu danych podczerwonych, z zastosowaniem różnych zależności SBCR, przedstawione są w tabeli 5.3. Analiza z zastosowaniem zależności G21 przedstawiona jest na rysunku 5.6 i otrzymany w tym przypadku współczynnik projekcji wynosi $1,437 \pm 0,065$, natomiast średni promień $9,22 \pm 0,02 R_{\odot}$. Największa odchyłka od wartości otrzymanej na podstawie zależności G21 w przypadku współczynnika projekcji wynosi 0,043 (na podstawie zależności S20), natomiast w przypadku średniego promienia $0,21 R_{\odot}$ (zależność K04b). Wartości te przyjęte zostały jako błędy systematyczne wynikające z niepewności jasności powierzchniowej.

Rysunek 5.7 przedstawia wyniki badania wpływu błędów systematycznych fotometrii, ekstynkcji oraz paralaksy na otrzymane wyniki. Otrzymane błędy wynikające z niepewności fotometrii oraz ekstynkcji są praktycznie takie same jak w przypadku gwiazdy V971 Aql. Błąd związany z niepewnością paralaksy jest natomiast znacznie mniejszy niż w przypadku V971 Aql i wynosi 0,026 dla współczynnika projekcji oraz 0,17 R_{\odot} dla promienia. Całkowity błąd systematyczny współczynnika projekcji wynosi 0,059 (4,1%), natomiast błąd systematyczny promienia 0,32 R_{\odot} (3,5%) i głównym źródłem jest niepewność jasności powierzchniowej. Wyznaczony dla gwiazdy SW Tau współczynnik projekcji wynosi $1,434 \pm 0,061 \pm 0,059$, natomiast średni promień $9,23 \pm 0,02 \pm 0,32 R_{\odot}$.

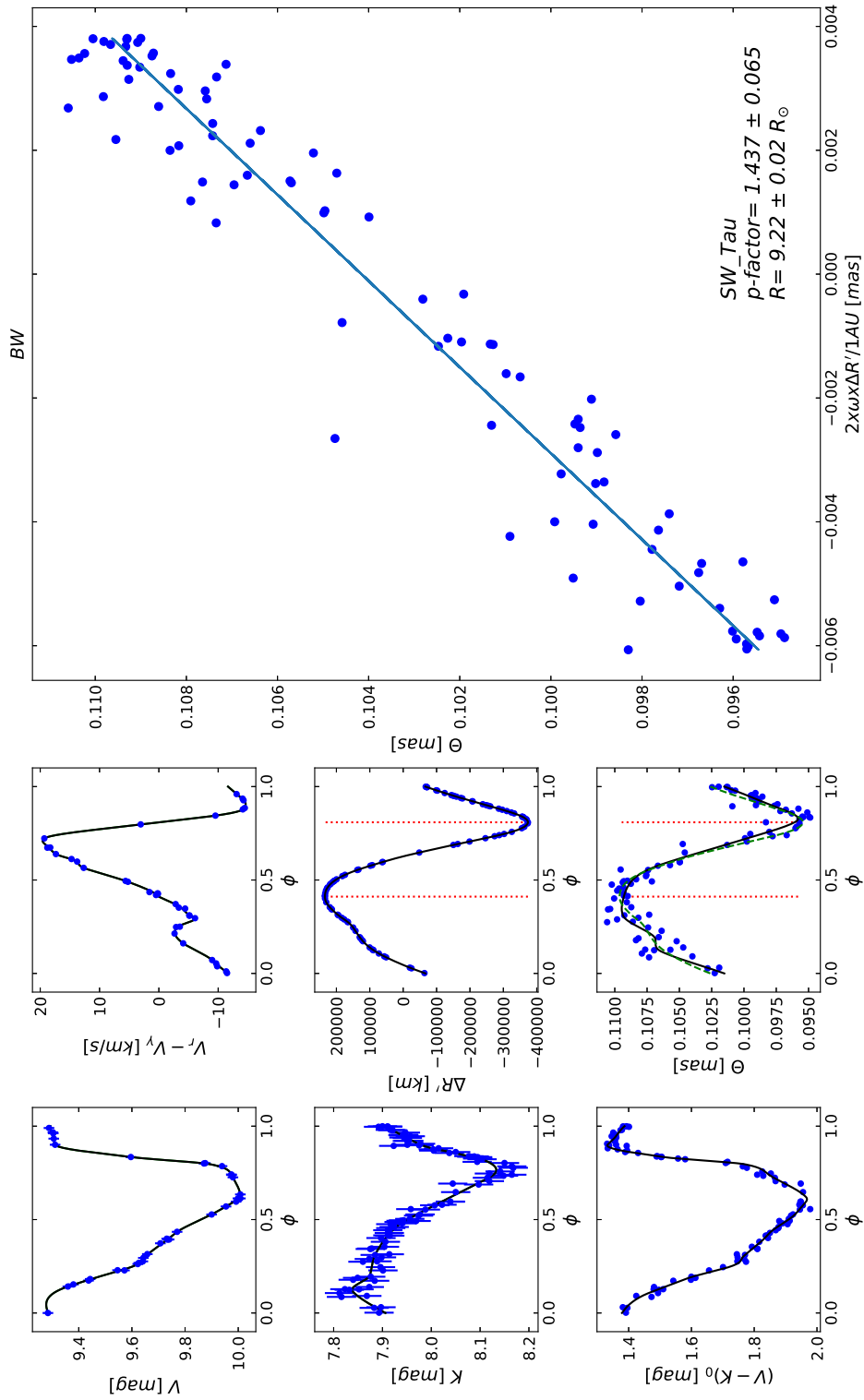


Rysunek 5.5: Porównanie dopasowania BW dla gwiazdy SW Tau na podstawie fotometrii w paśmie K_s z pracy Feast i in. (2008) oraz z kamery IRIS. Linia zielona jest dopasowaniem do pełnego zestawu danych w paśmie K_s , natomiast przerywane linie są dopasowaniem dla poszczególnych źródeł danych.

5.4 Omówienie wyników

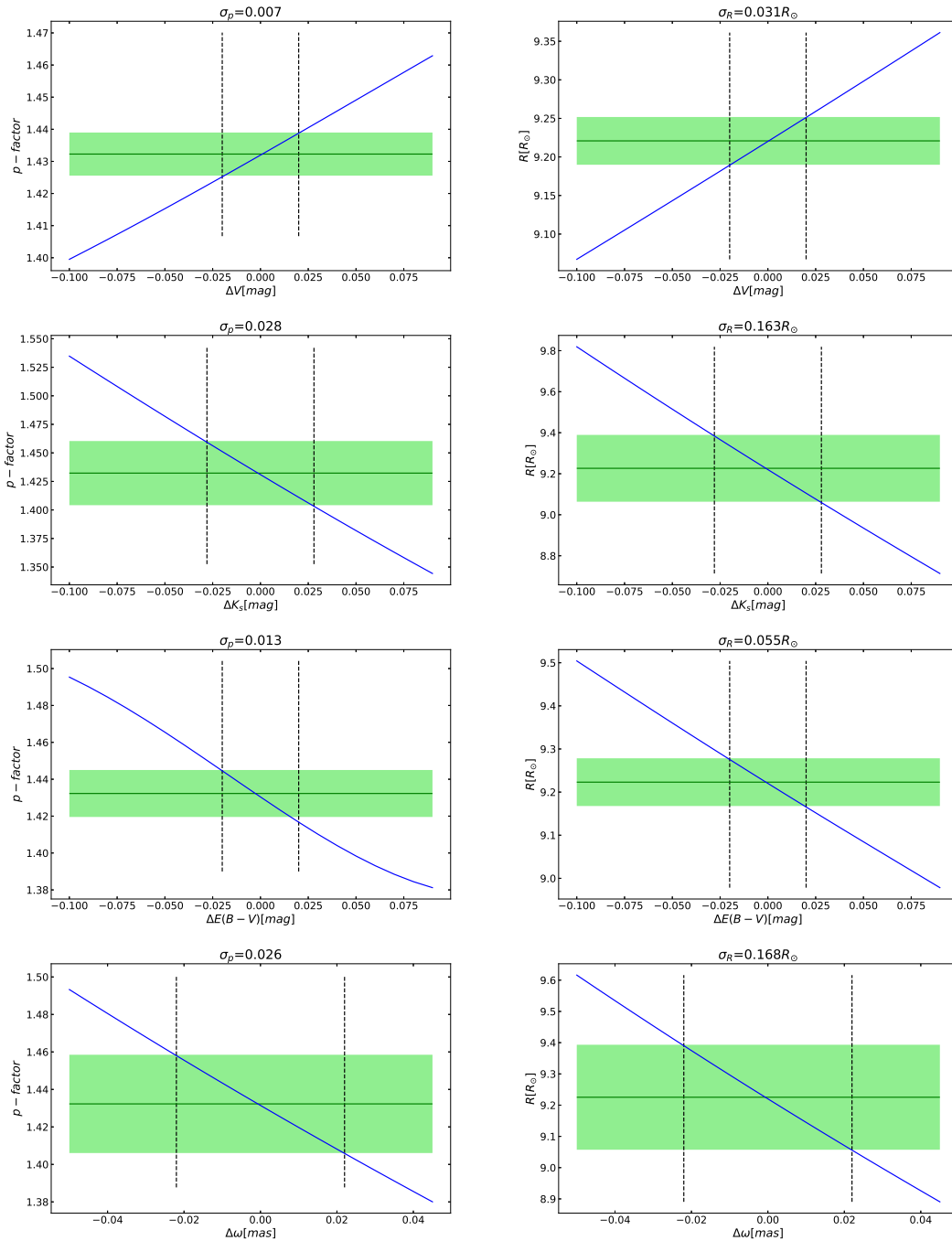
Dwie analizowane gwiazdy mają zbliżone okresy pulsacji i zarówno otrzymane wartości współczynnika projekcji, jak też średniego promienia, są bardzo podobne. W przypadku współczynnika projekcji, różnica otrzymanych wartości wynosi 2%. Istniejące literaturowe wyznaczenia współczynnika projekcji dla cefeid II typu dotyczą osobliwych gwiazd W Vir (Breitfelder i in., 2015; Pilecki i in., 2017, 2018), zatem przedstawione wyznaczenie współczynnika projekcji jest pierwszym jak dotąd dla gwiazd typu BL Her. Otrzymane wartości współczynnika projekcji dla V971 Aql i SW Tau są o około 10% większe niż wyznaczone w przypadku gwiazd pW Vir w pracach Breitfelder i in. (2015), Pilecki i in. (2017) i Pilecki i in. (2018).

Błędy systematyczne współczynnika projekcji oraz promienia zdominowane są przez niepewności jasności powierzchniowej oraz paralaksy. Zastosowanie dokładniejszych paralaks z przysyłanych katalogów misji *Gaia* pozwoli na zwiększenie dokładności wyznaczenia



Rysunek 5.6: Analiza metodą Baadego–Wesselinka gwiazdy SW Tau z wykorzystaniem zależności jasność powierzchniowa–wskaźnik barwy z pracy [Graczyk i in. \(2021\)](#). Opis paneli zamieszczony jest pod rysunkiem 5.3.

tych parametrów. Błąd związany z niepewnością jasności powierzchniowej wynosi około 2-3%. Do zmniejszenia tego błędu pomocne byłoby wykonanie pomiarów interferometrycznych średnic kątowych i porównanie ich z wartościami otrzymanymi z poszczególnych zależności jasność powierzchniowa-wskaźnik barwy. Pomiaru takie wykonane zostały do tej pory dla jednej cefeidy II typu κ Pav, czyli gwiazdy typu pW Vir ([Breitfelder i in., 2015](#)). Wyznaczenie współczynnika projekcji dla większej liczby cefeid II typu pozwoli na

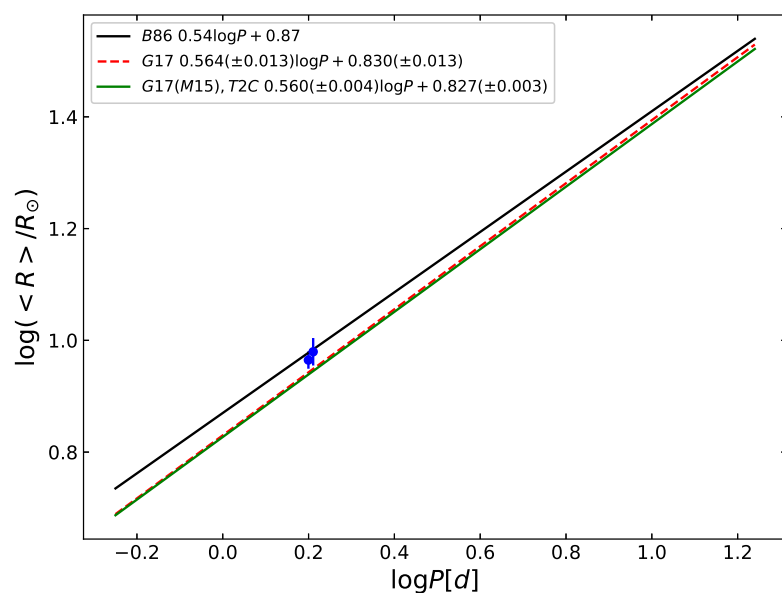


Rysunek 5.7: Analiza wpływu błędów systematycznych fotometrii w paśmie V i K_s , poczerwienienia oraz paralaksy na otrzymane wartości współczynnika projekcji oraz promienia gwiazdy SW Tau. Znaczenie linii jest takie samo jak na rysunku 5.4.

zbadanie jego zależności od innych parametrów, jak okres pulsacji czy metaliczność.

Otrzymany w rozprawie promień gwiazdy o dłuższym okresie pulsacji (V971 Aql) jest większy niż promień gwiazdy o mniejszym okresie, co jest zgodne z przewidywaniami teorii pulsacji. Otrzymany w rozprawie promień gwiazdy SW Tau jest o 13% większy od wartości otrzymanej w pracy (Feast i in., 2008). Główną przyczyną rozbieżności jest najprawdopodobniej założona w tej pracy wartość współczynnika projekcji, która jest również o 13% mniejsza od współczynnika projekcji otrzymanego w rozprawie.

Analiza większej liczby gwiazd pozwoli również na wyznaczenie zależności okres–promień dla cefeid II typu, jednak otrzymane wartości promieni dla V971 Aql i SW Tau można porównać z tego typu zależnościami dostępnymi w literaturze. Dla cefeid II typu zależności takie wyznaczone zostały na drodze empirycznej w pracach Burki & Meylan (1986) i Groenewegen & Jurkovic (2017b). Burki & Meylan (1986) wyznaczyli promienie pobliskich cefeid II typu za pomocą uproszczonej wersji metody BW. Groenewegen & Jurkovic (2017b), na podstawie jasności i temperatur efektywnych (oszacowanych z dopasowania funkcji rozkładu energii w widmie do jasności zmierzonych w kilku pasmach fotometrycznych) wyznaczyli rozmiary cefeid II typu w Obłokach Magellana. W pracy Marconi i in. (2015) opisane zostały nieliniowe konwekcyjne modele gwiazd typu RR Lyr, jednak część z nich odpowiadała jasnościom typowym dla cefeid II typu. Modele te wykorzystane zostały przez Groenewegen & Jurkovic (2017a) do wyznaczenia teoretycznej zależności okres–promień–metaliczność dla cefeid II typu. Porównanie otrzymanych promieni dla gwiazd SW Tau i V971 Aql z powyższymi zależnościami przedstawione jest na rysunku 5.8. Dla zależności teoretycznej z pracy Groenewegen & Jurkovic (2017a) przyjęta została metaliczność $[Fe/H]=0$ dex. Zależność z pracy Burki & Meylan (1986) daje promienie $9,69 R_{\odot}$ oraz $9,50 R_{\odot}$ (niepewności współczynników zależności nie zostały w tej pracy podane) odpowiednio dla V971 Aql i SW Tau, co jest w bardzo dobrej zgodności z otrzymanymi wynikami (1σ). Promień gwiazdy V971 Aql otrzymany na podstawie zależności empirycznej z pracy Groenewegen & Jurkovic (2017a) wynosi $8,89\pm 0,33 R_{\odot}$, natomiast dla SW Tau $8,76\pm 0,32 R_{\odot}$, co daje zgodność z wartościami otrzymanymi w rozprawie na poziomie 2σ . Zależność teoretyczna z tej samej pracy przewiduje natomiast wartość promienia wynoszącą $8,81\pm 0,06 R_{\odot}$ dla V971 Aql i $8,68\pm 0,06 R_{\odot}$ dla SW tau, co również jest zgodne na poziomie 2σ z otrzymanymi w rozprawie wynikami.



Rysunek 5.8: Porównanie otrzymanych promieni gwiazd V971 Aql oraz SW Tau z literaturowymi zależnościami okres–promień. B86 oznacza zależność z pracy [Burki & Meylan \(1986\)](#), G17 jest zależnością empiryczną z pracy [Groenewegen & Jurkovic \(2017a\)](#), natomiast G17(M15) to zależność teoretyczna z tej samej pracy.

6 Wnioski końcowe

W rozprawie przedstawione zostały wyniki badań nad trzema metodami pomiarów odległości za pomocą dwóch klas gwiazd pulsujących: cefeid klasycznych oraz cefeid II typu. Zależność okres–jasność cefeid klasycznych jest podstawową metodą stosowaną do pomiarów odległości do galaktyk w promieniu 30 Mpc, oraz podstawą wyznaczenia stałej Hubble’a. Jednym z najważniejszych źródeł niepewności pomiarów odległości z wykorzystaniem tej metody jest wpływ metaliczności na jasności absolutne cefeid klasycznych. W literaturze dostępnych jest wiele wyznaczeń tego efektu, lecz otrzymane przez różnych autorów wyniki nie są zgodne co do jego znaku i wartości. W oparciu o dostępne w literaturze dane fotometryczne i precyzyjne pomiary odległości cefeid w Drodze Mlecznej oraz Obłokach Magellana, w rozprawie wyznaczone zostały zależności okres–jasność cefeid w trzech różnych środowiskach. Na podstawie korelacji pomiędzy punktem zerowym otrzymanych zależności okres–jasność a średnią metalicznością cefeid w danym środowisku, wyznaczony został z dużą dokładnością wpływ metaliczności na jasności absolutne tych gwiazd. Wyniki wskazują, że w pasmach V , I , J , H , K_s oraz wskaźnikach *wesenheit* W_{VI} i W_{JK} , cefeidy o większej metaliczności są jaśniejsze od tych bardziej ubogich w metale. W paśmie fotometrycznym K_s wyznaczony efekt metaliczności wynosi $-0,221 \pm 0,053$ mag/dex. Podobny efekt otrzymany został w pozostałych pasmach podczerwonych oraz wskaźnikach *wesenheit* W_{VI} oraz W_{JK} . Przedstawione w rozprawie zależności okres–jasność–metaliczność umożliwiają wyznaczanie odległości do pobliskich galaktyk z dokładnością sięgającą 1%. W celu dokładniejszego wyznaczenia efektu metaliczności należy zwiększyć zakres metaliczności analizowanych cefeid, zarówno w stronę gwiazd mniej metalicznych niż cefeidy w Małym Obłoku Magellana ($-0,7$ dex), jak też bardziej metalicznych niż cefeidy w okolicy Słońca (~ 0 dex). Dokładniejsze paralaksy gwiazd w Drodze Mlecznej w ostatecznym katalogu misji kosmicznej *Gaia*, który zostanie opublikowany w najbliższych latach, również umożliwią zbadanie efektu metaliczności z większą dokładnością.

Cefeidy II typu również są ważnymi wskaźnikami odległości do obiektów zawierających starą populację gwiazd, takich jak gromady kuliste bądź zgrubienie centralne Drogi Mlecznej. Teleskopy nowej generacji, jak np. *European Extremely Large Telescope* (E-ELT) czy teleskop kosmiczny Jamesa Webba, pozwolą na obserwacje tych gwiazd w wielu galaktykach Grupy Lokalnej, co pozwoli na szerokie wykorzystanie tych gwiazd do pomiarów odległości. Przed rozpoczęciem misji *Gaia*, punkt zerowy zależności okres–jasność cefeid II typu oparty był o pomiary paralaks 2 pobliskich tego typu gwiazd, wykonanych przez kosmiczny teleskop Hubble’a z dokładnością około 10%. Dzięki nowym pomiarom fotometrycznym w pasmach J , H i K_s 21 pobliskich cefeid II typu, oraz ich dokładnym paralaksom zmierzonym przez teleskop kosmiczny *Gaia*, możliwe było wyznaczenie po raz pierwszy zależności okres–jasność dla tej klasy gwiazd pulsujących w okolicy Słońca. Niewielki rozrzut otrzymanych zależności świadczy, iż gwiazdy te są precyzyjnymi wskaźnikami odległości. Dokładność punktu zerowego zależności okres–jasność wynosi około 4% i jest ona obecnie ograniczona niepewnością punktu zerowego paralaks, która w finalnym katalogu misji *Gaia* powinna zostać znacznie zredukowana. Zwiększenie dokładności zależności okres–jasność będzie również możliwe dzięki obserwacjom większej liczby pobliskich cefeid II typu. Porównanie otrzymanych zależności okres–jasność z dostępnymi w literaturze zależnościami dla cefeid II typu w gromadach kulistych, zgrubieniu centralnym Galaktyki i Obłokach Magellana, wskazuje na niewielki wpływ warunków środowiskowych na nachylenie tych zależności. W rozprawie wyznaczony został również moduł odległości do Wielkiego Obłoku Magellana w oparciu o otrzymane zależności okres–jasność oraz

archiwalną fotometrię podczerwoną. Otrzymane wyniki są w dosyć dobrej zgodności z najdokładniejszym obecnie wyznaczeniem na podstawie układów podwójnych zaćmienionych (Pietrzyński i in., 2019). Dostępne w literaturze pomiary metaliczności kilku pobliskich cefeid II typu pozwoliły również na zbadanie wpływu metaliczności na ich jasności absolutne. Otrzymany efekt metaliczności jest podobny jak w przypadku cefeid klasycznych, choć ze względu na niewielką liczbę gwiazd w badanej próbie obarczony jest dużą niepewnością. Do dokładnego zbadania tego efektu konieczne są jednorodne pomiary metaliczności większej próbki cefeid.

Metoda Baadego-Wesselinka pozwala wyznaczyć odległość do gwiazdy pulsującej radialnie, jeżeli znana jest wartość współczynnika projekcji dla danej klasy gwiazd. W rozprawie przedstawione zostały pierwsze wyznaczenia tego parametru dla dwóch krótkookresowych cefeid II typu z okolicy Słońca. Wykorzystane zostały do tego obserwacje fotometryczne i spektroskopowe, wykonane za pomocą instrumentów znajdujących się w obserwatorium *Cerro Armazones* i obserwatoriach należących do Europejskiego Obserwatorium Południowego, oraz paralaksy z misji kosmicznej *Gaia*. Dodatkowym wynikiem z przedstawionej analizy są średnie promienie badanych cefeid. Do wyznaczenia rozmiarów kątowych cefeid zastosowana została zależność jasność powierzchniowa–wskaźnik barwy i wykonana analiza demonstruje możliwość zastosowania tego podejścia dla cefeid II typu. Głównym problemem tej metody jest wybór odpowiedniej zależności jasność powierzchniowa–wskaźnik barwy. W literaturze brak jest kalibracji takiej zależności w oparciu o cefeidy II typu, zatem w przedstawionej analizie wykorzystane zostały cztery niezależne kalibracje zależności dla cefeid klasycznych, podolbrzymów oraz gwiazd ciągu głównego. Różni autorzy wskazują, że jasność powierzchniowa słabo zależy od przyspieszenia grawitacyjnego na powierzchni gwiazdy oraz metaliczności, zatem zależność jasność powierzchniowa–wskaźnik barwy dla cefeid II typu nie powinna być znacząco różna od zależności użytych w analizie. Zastosowanie kilku niezależnych kalibracji pozwoliło na oszacowanie błędów związanych z niepewnością jasności powierzchniowej na około 3%. Do zmniejszenia tej niepewności konieczne jest wyznaczenie jasności powierzchniowej w oparciu o same cefeidy II typu np. poprzez interferometryczne rozmiarów kątowych gwiazd. Błędy związane z niepewnością paralaks z misji *Gaia* dla bliższej z analizowanych gwiazd są obecnie na poziomie 2%, natomiast dla odleglejszej gwiazdy sięgają 5%. Dokładniejsze paralaksy z ostatecznego katalogu misji *Gaia* pozwolą na zmniejszenie tej niepewności. Pozostałe źródła niepewności (punkt zerowy fotometrii, ekstynkcja) mają znacznie mniejszy wkład do budżetu całkowitych błędów systematycznych współczynników projekcji i średnich promieni gwiazd. Precyzja pomiarów odległości cefeid II typu metodą Baadego–Wesselinka uzależniona będzie od dokładności, z jaką znany będzie współczynnik projekcji tych gwiazd. Wyznaczone wartości tego parametru dla badanych gwiazd są zgodne na poziomie 2%, jednak do oszacowania dyspersji wartości współczynnika projekcji, oraz wyznaczenia jego zależności od parametrów takich jak okres pulsacji czy metaliczność, konieczna jest analiza większej próbki gwiazd.

Zaprezentowane badania są jednym z kroków przybliżających do celu, jakim jest osiągnięcie dokładności 1% w kalibracji kosmicznej skali odległości oraz stałej Hubble’a. Przedstawione wyznaczenie efektu metaliczności dla cefeid klasycznych pozwoli na zastosowanie poprawki ze względu na różnice składu chemicznego cefeid w poszczególnych galaktykach. Zastosowanie niezależnych metod pomiarów odległości, takich jak zależność okres–jasność bądź metoda Baadego–Wesselinka dla cefeid II typu, umożliwi niezależne sprawdzenie błędów systematycznych innych metod i pozwoli na zminimalizowanie ich wpływu. Konieczne jest zatem dążenie do osiągnięcia porównywalnej do cefeid klasycznych precyzji

pomiarów odległości za pomocą cefeid II typu. Dzięki dostępowi do czasu obserwacyjnego na przedstawionych w rozprawie teleskopach w obserwatorium *Cerro Armazones* oraz w obserwatoriach Europejskiego Obserwatorium Południowego, możliwe będzie kontynuowanie i rozwijanie przez autora rozprawy przedstawionych w niej badań.

Podziękowania

Serdecznie dziękuję promotorom: kierownikowi projektu *Araucaria* prof. Grzegorzowi Pietrzyńskiemu oraz dr. Bogumiłowi Pileckiemu, za rady, wsparcie oraz cierpliwość okazaną podczas całej naszej współpracy oraz pisania niniejszej rozprawy. Dziękuję całemu zespołowi projektu *Araucaria*, szczególnie prof. Wolfgangowi Gierenowi, Bartkowi Zgirskiemu, Markowi Górskiemu, Weronice Narloch, Paulinie Karczmarek, Mikołajowi Kałuszyńskiemu, Kseni Suchomskiej, Darkowi Graczykowi, Monice Taormina, Kseni Kempie, Gergely’owi Hajdu, Megan Lewis, Gonzalowi Rojas Garcia i Louise Breuval, za owocną współpracę, rozmowy na tematy naukowe i nienaukowe oraz wspianą, rodzinną atmosferę, która sprawia, że praca to wyłącznie przyjemność. Dziękuję Weronice Narloch oraz Markowi Górskiemu za przeczytanie rozprawy i wyszukanie błędów. Dziękuję osobom zaangażowanym w tworzenie, obserwacje oraz opiekę nad obserwatorium *Cerro Armazones*, zwłaszcza prof. Rolfowi Chini, prof. Miguelowi Murphymu, dr. Francisco Pozo Nunez, Michaelowi Ramolla, Catalinie Sobrino Figaredo i Sadeghowi Noroozi.

Dziękuję moim rodzicom za wychowanie mnie i umożliwienie rozwijania się w wybranym przeze mnie kierunku. Dziękuję moim teściom za pomoc i wsparcie.

Najgoręcej dziękuję mojej żonie Asi oraz dzieciom, za wszystko – kocham Was.

Prowadzenie badań przedstawionych w rozprawie, możliwe było dzięki wsparciu finansowemu Narodowego Centrum Nauki (granty Preludium 2018/31/N/ST9/02742 i Maestro 2017/26/A/ST9/00446), Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego (grant DIR/WK/2018/12) oraz Europejskiej Rady ds. Badań Naukowych (ERC, granty 69509 CepBin oraz 951549 UniverScale).

W rozprawie wykorzystane zostały dane, zebrane w ramach misji Europejskiej Agencji Kosmicznej (*European Space Agency*) *Gaia* (<https://www.cosmos.esa.int/gaia>), przetworzone przez *Gaia Data Processing and Analysis Consortium* (DPAC, <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>). W badaniach wykorzystane zostały dane z przeglądów *Two Micron All Sky Survey*, *Optical Gravitational Lensing Experiment*, *Infrared Survey Facility*, *Vista Magellanic Clouds Survey* oraz *Large Magellanic Cloud Synoptic Survey*, oraz dane dostępne w bazach SIMBAD (Wenger i in., 2000) oraz AAVSO.

Wykorzystane oprogramowanie: `gaiadr3_zeropoint` (Lindgren i in., 2021b), `Astropy`7 (Astropy Collaboration i in., 2018), `fnpeaks`, `IRAF` (Tody, 1986, 1993), `SExtractor` (Bertin & Arnouts, 1996), `SCAMP` (Bertin, 2006), `SWARP` (Bertin, 2010), `DAOPHOT` (Stetson, 1987), `NumPy` (?Harris i in., 2020), `SciPy` (Virtanen i in., 2020), `Matplotlib` (Hunter, 2007), `CERES` (Brahm i in., 2017), `RaveSpan` (Pilecki i in., 2017).

Literatura

- Abbott, T. M. C., Abdalla, F. B., Annis, J., i in. 2018, MNRAS, 480, 3879. <https://arxiv.org/abs/1711.00403>
- Akima, H. 1970, Journal of the ACM, 17, 589–602. <https://dl.acm.org/doi/abs/10.1145/321607.321609>
- Alam, S., Ata, M., Bailey, S., i in. 2017, MNRAS, 470, 2617. <https://arxiv.org/abs/1607.03155>
- Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D. R., i in. 1998, AJ, 115, 1921. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/9708039>
- Anderson, R. I. 2014, AA, 566, L10. <https://arxiv.org/abs/1406.2605>
- Arenou, F., & Luri, X. 1999, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 167, Harmonizing Cosmic Distance Scales in a Post-HIPPARCOS Era, ed. D. Egret & A. Heck, 13–32. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/9812094>
- Astropy Collaboration, Price-Whelan, A. M., Sipőcz, B. M., i in. 2018, AJ, 156, 123. <https://arxiv.org/abs/1801.02634>
- Baade, W. 1926, Astronomische Nachrichten, 228, 359. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1926AN....228..359B>
- . 1944, ApJ, 100, 137. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1944ApJ...100..137B>
- . 1958, AJ, 63, 207. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1958AJ....63..207B>
- Bahcall, N. A., Ostriker, J. P., Perlmutter, S., & Steinhardt, P. J. 1999, Science, 284, 1481. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/9906463>
- Balog, Z., Vinko, J., & Kaszas, G. 1997, AJ, 113, 1833. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1997AJ....113.1833B>
- Barnes, T. G., I., Evans, D. S., & Parsons, S. B. 1975, in Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 7, 504. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1975BAAS...7R.504B>
- Barnes, T. G., I., Fernley, J. A., Frueh, M. L., i in. 1997, PASP, 109, 645. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1997PASP..109..645B>
- Barnes, T. G., & Evans, D. S. 1976, MNRAS, 174, 489. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1976MNRAS.174..489B>
- Bauer, F., Afonso, C., Albert, J. N., i in. 1999, AA, 348, 175. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1999AA...348..175E>
- Beaton, R. L., Freedman, W. L., Madore, B. F., i in. 2016, ApJ, 832, 210. <https://arxiv.org/abs/1604.01788>
- Becker, W., & Strohmeyer, W. 1940, ZA, 19, 249. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1940ZA....19..249B>
- Benedict, G. F., McArthur, B. E., Feast, M. W., i in. 2007, AJ, 133, 1810. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0612465>

- . 2011, *AJ*, 142, 187. <https://arxiv.org/abs/1109.5631>
- Berdnikov, L. N. 2008, *VizieR Online Data Catalog*, II/285. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2008yCat.2285....0B>
- Bertin, E. 2006, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 351, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XV*, ed. C. Gabriel, C. Arviset, D. Ponz, & S. Enrique, 112. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2006ASPC..351..112B>
- Bertin, E. 2010, *SWarp: Resampling and Co-adding FITS Images Together*. <http://ascl.net/1010.068>
- Bertin, E., & Arnouts, S. 1996, *AAS*, 117, 393. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1996AAS..117..393B>
- Bhardwaj, A. 2020, *Journal of Astrophysics and Astronomy*, 41, 23. <https://arxiv.org/abs/2006.16262>
- Bhardwaj, A., Kanbur, S. M., Macri, L. M., i in. 2016, *MNRAS*, 457, 1644. <https://arxiv.org/abs/1601.00953>
- Bhardwaj, A., Macri, L. M., Rejkuba, M., i in. 2017a, *AJ*, 153, 154. <https://arxiv.org/abs/1702.00967>
- Bhardwaj, A., Rejkuba, M., Minniti, D., i in. 2017b, *AA*, 605, A100. <https://arxiv.org/abs/1707.03755>
- Bono, G., Caputo, F., Castellani, V., & Marconi, M. 1999, *ApJ*, 512, 711. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/9809127>
- Bono, G., Caputo, F., Fiorentino, G., Marconi, M., & Musella, I. 2008, *ApJ*, 684, 102. <https://arxiv.org/abs/0805.1592>
- Bono, G., Caputo, F., & Santolamazza, P. 1997, *AA*, 317, 171. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1997AA...317..171B>
- Boyajian, T. S., van Belle, G., & von Braun, K. 2014, *AJ*, 147, 47. <https://arxiv.org/abs/1311.4901>
- Braga, V. F., Bhardwaj, A., Contreras Ramos, R., i in. 2018, *AA*, 619, A51. <https://arxiv.org/abs/1808.10838>
- Brahm, R., Jordán, A., & Espinoza, N. 2017, *PASP*, 129, 034002. <https://arxiv.org/abs/1609.02279>
- Breitfelder, J., Kervella, P., Mérand, A., i in. 2015, *AA*, 576, A64. <https://arxiv.org/abs/1503.05176>
- Breuval, L., Kervella, P., Anderson, R. I., i in. 2020, *AA*, 643, A115. <https://arxiv.org/abs/2006.08763>
- Breuval, L., Kervella, P., Wielgórski, P., i in. 2021, *ApJ*, 913, 38. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2021ApJ...913...38B>
- Burki, G., & Meylan, G. 1986, *AA*, 159, 261. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1986A&A...159..261B>

- Caputo, F., Marconi, M., Musella, I., & Santolamazza, P. 2000, AA, 359, 1059. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0006228>
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, ApJ, 345, 245. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1989ApJ...345..245C>
- Catelan, M., & Smith, H. A. 2015, Pulsating Stars. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2015pust.book.....C>
- Challouf, M., Nardetto, N., Mourard, D., i in. 2014, AA, 570, A104. <https://arxiv.org/abs/1409.1351>
- Ciechanowska, A., Pietrzyński, G., Szewczyk, O., Gieren, W., & Soszyński, I. 2010, AcA, 60, 233. <https://arxiv.org/abs/1007.4217>
- Coelho, P., Barbuy, B., Meléndez, J., Schiavon, R. P., & Castilho, B. V. 2005, AA, 443, 735. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0505511>
- Cox, J. P. 1960, ApJ, 132, 594. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1960ApJ...132..594C>
- Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., i in. 2003, 2MASS All Sky Catalog of point sources. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2003tmc..book.....C>
- Das, S., Kanbur, S. M., Smolec, R., i in. 2021, MNRAS, 501, 875. <https://arxiv.org/abs/2011.11626>
- Davies, B., Kudritzki, R.-P., Gazak, Z., i in. 2015, ApJ, 806, 21. <https://arxiv.org/abs/1504.03694>
- Devlen, A., & Acar, M. 2017, AJ, 153, 102. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017AJ....153..102D>
- Di Benedetto, G. P. 2005, MNRAS, 357, 174. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2005MNRAS.357..174D>
- Di Criscienzo, M., Caputo, F., Marconi, M., & Cassisi, S. 2007, AA, 471, 893. <https://arxiv.org/abs/0705.2679>
- Di Valentino, E., Mena, O., Pan, S., i in. 2021, Classical and Quantum Gravity, 38, 153001. <https://arxiv.org/abs/2103.01183>
- Diethelm, R. 1990, AA, 239, 186. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1990A&A...239..186D>
- D’Odorico, S., Cristiani, S., Dekker, H., i in. 2000, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4005, Discoveries and Research Prospects from 8- to 10-Meter-Class Telescopes, ed. J. Bergeron, 121–130. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2000SPIE.4005..121D>
- Drimmel, R., & Spergel, D. N. 2001, ApJ, 556, 181. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0101259>
- Faber, S. M., & Jackson, R. E. 1976, ApJ, 204, 668. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1976ApJ...204..668F>

- Fabricius, C., Luri, X., Arenou, F., i in. 2021, AA, 649, A5. <https://arxiv.org/abs/2012.06242>
- Fadeyev, Y. A. 2013, Astronomy Letters, 39, 746. <https://arxiv.org/abs/1307.5966>
- Feast, M. W., & Catchpole, R. M. 1997, MNRAS, 286, L1. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1997MNRAS.286L...1F>
- Feast, M. W., Laney, C. D., Kinman, T. D., van Leeuwen, F., & Whitelock, P. A. 2008, MNRAS, 386, 2115. <https://arxiv.org/abs/0803.0466>
- Fernie, J. D., Evans, N. R., Beattie, B., & Seager, S. 1995, Information Bulletin on Variable Stars, 4148, 1. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1995IBVS.4148...1F>
- Fiorentino, G., Musella, I., & Marconi, M. 2013, MNRAS, 434, 2866. <https://arxiv.org/abs/1306.6276>
- Fouque, P., & Gieren, W. P. 1997, AA, 320, 799. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1997A&A...320..799F>
- Freedman, W. L., & Madore, B. F. 1990, ApJ, 365, 186. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1990ApJ...365..186F>
- . 2011, ApJ, 734, 46. <https://arxiv.org/abs/1103.6235>
- . 2020, ApJ, 899, 67. <https://arxiv.org/abs/2005.10793>
- Gaia Collaboration, Prusti, T., de Bruijne, J. H. J., i in. 2016, AA, 595, A1. <https://arxiv.org/abs/1609.04153>
- Genovali, K., Lemasle, B., Bono, G., i in. 2014, AA, 566, A37. <https://arxiv.org/abs/1403.6128>
- Genovali, K., Lemasle, B., da Silva, R., i in. 2015, AA, 580, A17. <https://arxiv.org/abs/1503.03758>
- Gieren, W., Pietrzyński, G., Soszyński, I., i in. 2005a, ApJ, 628, 695. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0503626>
- Gieren, W., Storm, J., Barnes, Thomas G., I., i in. 2005b, ApJ, 627, 224. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0503637>
- Gieren, W., Pietrzyński, G., Soszyński, I., i in. 2009, ApJ, 700, 1141. <https://arxiv.org/abs/0905.2699>
- Gieren, W., Górski, M., Pietrzyński, G., i in. 2013, ApJ, 773, 69. <https://arxiv.org/abs/1305.4258>
- Gieren, W., Storm, J., Konorski, P., i in. 2018, AA, 620, A99, doi: <http://doi.org/10.1051/0004-6361/201833263>
- Gieren, W. P., Moffett, T. J., & Barnes, Thomas G., I. 1999, ApJ, 512, 553. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1999ApJ...512..553G>
- Gieren, W. P., Richtler, T., & Hilker, M. 1994, ApJL, 433, L73. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1994ApJ...433L..73G>

- Gillessen, S., Eisenhauer, F., Fritz, T. K., i in. 2009, ApJL, 707, L114. <https://arxiv.org/abs/0910.3069>
- Gingold, R. A. 1985, MmSAI, 56, 169. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1985MmSAI..56..169G>
- Górski, K. M., Hivon, E., Banday, A. J., i in. 2005, ApJ, 622, 759. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0409513>
- Górski, M., Zgirski, B., Pietrzyński, G., i in. 2020, ApJ, 889, 179. <https://arxiv.org/abs/2001.08242>
- Gould, A. 1994, ApJ, 426, 542. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1994ApJ...426..542G>
- Graczyk, D., Pietrzyński, G., Thompson, I. B., i in. 2014, ApJ, 780, 59. <https://arxiv.org/abs/1311.2340>
- Graczyk, D., Pietrzyński, G., Gieren, W., i in. 2019, ApJ, 872, 85. <https://arxiv.org/abs/1902.00589>
- Graczyk, D., Pietrzyński, G., Thompson, I. B., i in. 2020, ApJ, 904, 13. <https://arxiv.org/abs/2010.08754>
- Graczyk, D., Pietrzyński, G., Galan, C., i in. 2021, AA, 649, A109. <https://arxiv.org/abs/2103.02077>
- Groenewegen, M. 2021a, arXiv e-prints, arXiv:2106.08128. <https://arxiv.org/abs/2106.08128>
- Groenewegen, M. A. T. 2013, AA, 550, A70. <https://arxiv.org/abs/1212.5478>
- . 2018, AA, 619, A8. <https://arxiv.org/abs/1808.05796>
- . 2021b, AA, 654, A20. <https://arxiv.org/abs/2106.08128>
- Groenewegen, M. A. T., & Jurkovic, M. I. 2017a, AA, 604, A29. <https://arxiv.org/abs/1705.04487>
- . 2017b, AA, 603, A70. <https://arxiv.org/abs/1705.00886>
- Guinan, E. F., Bradstreet, D. H., & Dwarf, L. E. 1996, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 90, The Origins, Evolution, and Destinies of Binary Stars in Clusters, ed. E. F. Milone & J. C. Mermilliod, 196. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1996ASPC...90..196G>
- Harris, C. R., Millman, K. J., van der Walt, S. J., i in. 2020, Nature, 585, 357. <https://arxiv.org/abs/2006.10256>
- Harris, H. C., Olszewski, E. W., & Wallerstein, G. 1984, AJ, 89, 119. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1984AJ.....89..119H>
- Harris, H. C., & Welch, D. L. 1989, AJ, 98, 981. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1989AJ.....98..981H>
- Haschke, R., Grebel, E. K., & Duffau, S. 2011, AJ, 141, 158. <https://arxiv.org/abs/1104.2325>

- Hertzsprung, E. 1913, *Astronomische Nachrichten*, 196, 201. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1913AN...196..201H>
- Hill, V. 1999, *AA*, 345, 430. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1999AA...345..430H>
- Hill, V., Andrievsky, S., & Spite, M. 1995, *AA*, 293, 347. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1995AA...293..347H>
- Hodapp, K. W., Chini, R., Reipurth, B., i in. 2010, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7735, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy III*, ed. I. S. McLean, S. K. Ramsay, & H. Takami, 77351A. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2010SPIE.7735E..1AH>
- Hubble, E. 1929, *Proceedings of the National Academy of Science*, 15, 168. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1929PNAS...15..168H>
- Hubble, E. P. 1925, *ApJ*, 62, 409. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1925ApJ...62..409H>
- Hunter, J. D. 2007, *Computing in Science and Engineering*, 9, 90, doi: <http://doi.org/10.1109/MCSE.2007.55>
- Isobe, T., Feigelson, E. D., Akritas, M. G., & Babu, G. J. 1990, *ApJ*, 364, 104. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1990ApJ...364..104I>
- Jacyszyn-Dobrzeniecka, A. M., Skowron, D. M., Mróz, P., i in. 2016, *AcA*, 66, 149. <https://arxiv.org/abs/1602.09141>
- . 2017, *AcA*, 67, 1. <https://arxiv.org/abs/1611.02709>
- Jeffery, C. S., & Saio, H. 2016, *MNRAS*, 458, 1352. <https://arxiv.org/abs/1602.04964>
- Jurkovic, M., Szabados, L., Vinkó, J., & Csák, B. 2007, *Astronomische Nachrichten*, 328, 837. <https://arxiv.org/abs/0705.2389>
- Kapteyn, J. C., & Weersma, H. A. 1910, *Publications of the Kapteyn Astronomical Laboratory Groningen*, 24, 1. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1910PGro...24...1K>
- Karczmarek, P., Wiktorowicz, G., Pietrzyński, G., & Belczyński, K. 2020, in *XXXIX Polish Astronomical Society Meeting*, ed. K. Małek, M. Polińska, A. Majczyna, G. Stachowski, R. Poleski, Ł. Wyrzykowski, & A. Różańska, Vol. 10, 40–45. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2020past.conf...40K>
- Kato, D., Nagashima, C., Nagayama, T., i in. 2007, *PASJ*, 59, 615. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2007PASJ...59..615K>
- Kaufer, A., & Pasquini, L. 1998, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 3355, *Optical Astronomical Instrumentation*, ed. S. D’Odorico, 844–854. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1998SPIE.3355..844K>
- Kennicutt, Robert C., J., Stetson, P. B., Saha, A., i in. 1998, *ApJ*, 498, 181. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/9712055>

- Kervella, P., Bersier, D., Mourard, D., i in. 2004a, AA, 428, 587. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2004A&A...428..587K>
- Kervella, P., Mérand, A., & Gallenne, A. 2009, AA, 498, 425. <https://arxiv.org/abs/0902.1588>
- Kervella, P., Nardetto, N., Bersier, D., Mourard, D., & Coudé du Foresto, V. 2004b, AA, 416, 941. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0311525>
- Kervella, P., Thévenin, F., Di Folco, E., & Ségransan, D. 2004c, AA, 426, 297. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0404180>
- Kervella, P., Gallenne, A., Evans, N. R., i in. 2019, AA, 623, A117. <https://arxiv.org/abs/1908.00545>
- Kochanek, C. S., Shappee, B. J., Stanek, K. Z., i in. 2017, PASP, 129, 104502. <https://arxiv.org/abs/1706.07060>
- Koen, C., & Laney, D. 1998, MNRAS, 301, 582. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1998MNRAS.301..582K>
- Koen, C., Marang, F., Kilkeny, D., & Jacobs, C. 2007, MNRAS, 380, 1433. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2007MNRAS.380.1433K>
- Kovtyukh, V. V., Wallerstein, G., Andrievsky, S. M., i in. 2011, AA, 526, A116. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2011AA...526A.116K>
- Landolt, A. U. 1992, AJ, 104, 340. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1992AJ...104..340L>
- Laney, C. D., & Stobie, R. S. 1992, AAS, 93, 93. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1992A&AS...93...93L>
- Lanoix, P., Paturel, G., & Garnier, R. 1999, MNRAS, 308, 969. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1999MNRAS.308..969L>
- Leavitt, H. S., & Pickering, E. C. 1912, Harvard College Observatory Circular, 173, 1. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1912HarCi.173....1L>
- Lemaître, G. 1927, Annales de la Société Scientifique de Bruxelles, 47, 49. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1927ASSB...47...49L>
- Lemasle, B., Groenewegen, M. A. T., Grebel, E. K., i in. 2017, AA, 608, A85. <https://arxiv.org/abs/1709.03083>
- Lindgren, L., Hernández, J., Bombrun, A., i in. 2018, AA, 616, A2. <https://arxiv.org/abs/1804.09366>
- Lindgren, L., Klioner, S. A., Hernández, J., i in. 2021a, AA, 649, A2. <https://arxiv.org/abs/2012.03380>
- Lindgren, L., Bastian, U., Biermann, M., i in. 2021b, AA, 649, A4. <https://arxiv.org/abs/2012.01742>
- Luck, R. E. 2018, AJ, 156, 171. <https://arxiv.org/abs/1808.05863>

- Luck, R. E., Moffett, T. J., Barnes, Thomas G., I., & Gieren, W. P. 1998, *AJ*, 115, 605. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1998AJ...115..605L>
- Lutz, T. E., & Kelker, D. H. 1973, *PASP*, 85, 573. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1973PASP...85..573L>
- Maas, T., Giridhar, S., & Lambert, D. L. 2007, *ApJ*, 666, 378. <https://arxiv.org/abs/0706.2029>
- Macri, L. M., Ngeow, C.-C., Kanbur, S. M., Mahzooni, S., & Smitka, M. T. 2015, *AJ*, 149, 117. <https://arxiv.org/abs/1412.1511>
- Macri, L. M., Stanek, K. Z., Bersier, D., Greenhill, L. J., & Reid, M. J. 2006, *ApJ*, 652, 1133. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0608211>
- Madore, B. F. 1982, *ApJ*, 253, 575. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1982ApJ...253..575M>
- Majaess, D., Turner, D., & Lane, D. 2009, *AcA*, 59, 403. <https://arxiv.org/abs/0909.0181>
- Marconi, M., Musella, I., & Fiorentino, G. 2005, *ApJ*, 632, 590. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0506207>
- Marconi, M., Coppola, G., Bono, G., i in. 2015, *ApJ*, 808, 50. <https://arxiv.org/abs/1505.02531>
- Matsunaga, N., Feast, M. W., & Menzies, J. W. 2009, *MNRAS*, 397, 933. <https://arxiv.org/abs/0904.4701>
- Matsunaga, N., Feast, M. W., & Soszyński, I. 2011, *MNRAS*, 413, 223. <https://arxiv.org/abs/1012.0098>
- Matsunaga, N., Fukushi, H., Nakada, Y., i in. 2006, *MNRAS*, 370, 1979. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0606609>
- McNamara, D. H., & Colton, D. J. 1969, *PASP*, 81, 826. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1969PASP...81..826M>
- Mérand, A., Kervella, P., Coudé du Foresto, V., i in. 2005, *AA*, 438, L9. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2005A&A...438L...9M>
- Molinaro, R., Ripepi, V., Marconi, M., i in. 2012, *ApJ*, 748, 69. <https://arxiv.org/abs/1201.3478>
- Monson, A. J., & Pierce, M. J. 2011, *ApJS*, 193, 12. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2011ApJS..193...12M>
- Moskalik, P., & Buchler, J. R. 1990, *ApJ*, 355, 590. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1990ApJ...355..590M>
- Mukherjee, S., Lavaux, G., Bouchet, F. R., i in. 2021, *AA*, 646, A65. <https://arxiv.org/abs/1909.08627>
- Muraveva, T., Subramanian, S., Clementini, G., i in. 2018, *MNRAS*, 473, 3131. <https://arxiv.org/abs/1709.09064>

- Nardetto, N., Challouf, M., Guiglion, G., i in. 2013, in *Advancing the Physics of Cosmic Distances*, ed. R. de Grijs, Vol. 289, 179–182. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2013IAUS..289..179N>
- Neeley, J. R., Marengo, M., Freedman, W. L., i in. 2019, *MNRAS*, 490, 4254. <https://arxiv.org/abs/1910.01773>
- Neilson, H. R., Percy, J. R., & Smith, H. A. 2016, *Journal of the American Association of Variable Star Observers (JAAVSO)*, 44, 179. <https://arxiv.org/abs/1611.03030>
- Nemec, J. M., Nemec, A. F. L., & Lutz, T. E. 1994, *AJ*, 108, 222. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1994AJ....108..222N>
- O'Donnell, J. E. 1994, *ApJ*, 422, 158. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1994ApJ..422..158O>
- Paczynski, B., & Sasselov, D. 1997, in *Variables Stars and the Astrophysical Returns of the Microlensing Surveys*, ed. R. Ferlet, J.-P. Maillard, & B. Raban, 309. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/9608094>
- Patat, F., Moehler, S., O'Brien, K., i in. 2011, *AA*, 527, A91. <https://arxiv.org/abs/1011.6156>
- Pepe, F., Mayor, M., Delabre, B., i in. 2000, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 4008, *Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors*, ed. M. Iye & A. F. Moorwood, 582–592. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2000SPIE.4008..582P>
- Perryman, M. A. C. 1989, *Nature*, 340, 111. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1989Natur.340..111P>
- Persson, S. E., Madore, B. F., Krzemiński, W., i in. 2004, *AJ*, 128, 2239. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2004AJ....128.2239P>
- Pietrukowicz, P. 2002, *AcA*, 52, 177. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0206046>
- Pietrzyński, G., Gieren, W., Fouqué, P., & Pont, F. 2002, *AJ*, 123, 789. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2002AJ....123..789P>
- Pietrzyński, G., Gieren, W., Soszyński, I., i in. 2006, *ApJ*, 642, 216. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0601309>
- Pietrzyński, G., Graczyk, D., Gieren, W., i in. 2013, *Nature*, 495, 76. <https://arxiv.org/abs/1303.2063>
- Pietrzyński, G., Graczyk, D., Gallenne, A., i in. 2019, *Nature*, 567, 200. <https://arxiv.org/abs/1903.08096>
- Pilecki, B., Dervişoğlu, A., Gieren, W., i in. 2018, *ApJ*, 868, 30. <https://arxiv.org/abs/1810.06524>
- Pilecki, B., Pietrzyński, G., Anderson, R. I., i in. 2021, *ApJ*, 910, 118. <https://arxiv.org/abs/2102.11302>
- Pilecki, B., Gieren, W., Smolec, R., i in. 2017, *ApJ*, 842, 110. <https://arxiv.org/abs/1704.07782>

- Plachy, E., Molnár, L., Jurkovic, M. I., i in. 2017, MNRAS, 465, 173.
<https://arxiv.org/abs/1610.05488>
- Planck Collaboration, Aghanim, N., Akrami, Y., i in. 2020, AA, 641, A6.
<https://arxiv.org/abs/1807.06209>
- Pojmanski, G. 2002, AcA, 52, 397. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0210283>
- Pritzl, B. J., Smith, H. A., Stetson, P. B., i in. 2003, AJ, 126, 1381.
<https://arxiv.org/abs/astro-ph/0305339>
- Rabidoux, K., Smith, H. A., Pritzl, B. J., i in. 2010, AJ, 139, 2300.
<https://arxiv.org/abs/1003.5924>
- Ramolla, M., Drass, H., Lemke, R., i in. 2013, Astronomische Nachrichten, 334, 1115.
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2013AN....334.1115R>
- Ramolla, M., Westhues, C., Hackstein, M., i in. 2016, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9911, Modeling, Systems Engineering, and Project Management for Astronomy VI, ed. G. Z. Angeli & P. Dierickx, 99112M. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2016SPIE.9911E..2MR>
- Riess, A. G., Casertano, S., Yuan, W., i in. 2021a, ApJl, 908, L6.
<https://arxiv.org/abs/2012.08534>
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., i in. 1998, AJ, 116, 1009.
<https://arxiv.org/abs/astro-ph/9805201>
- Riess, A. G., Casertano, S., Yuan, W., i in. 2018, ApJ, 855, 136.
<https://arxiv.org/abs/1801.01120>
- Riess, A. G., Yuan, W., Macri, L. M., i in. 2021b, arXiv e-prints, arXiv:2112.04510.
<https://arxiv.org/abs/2112.04510>
- Ripepi, V., Molinaro, R., Musella, I., i in. 2019, AA, 625, A14.
<https://arxiv.org/abs/1810.10486>
- Ripepi, V., Moretti, M. I., Marconi, M., i in. 2012, MNRAS, 424, 1807.
<https://arxiv.org/abs/1204.2273>
- . 2015, MNRAS, 446, 3034. <https://arxiv.org/abs/1410.7817>
- Ripepi, V., Marconi, M., Moretti, M. I., i in. 2016, ApJs, 224, 21.
<https://arxiv.org/abs/1602.09005>
- Ripepi, V., Catanzaro, G., Molinaro, R., i in. 2020, AA, 642, A230.
<https://arxiv.org/abs/2008.04608>
- . 2021, MNRAS, 508, 4047. <https://arxiv.org/abs/2108.11391>
- Ripoche, P., Heyl, J., Parada, J., & Richer, H. 2020, MNRAS, 495, 2858.
<https://arxiv.org/abs/2005.05539>
- Ritter, A. 1879, Annalen der Physik, 244, 157. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1879AnP...244..157R>

- Romaniello, M., Primas, F., Mottini, M., i in. 2008, AA, 488, 731, doi: <http://doi.org/10.1051/0004-6361:20065661>
- Russell, H. N. 1913, Science, 37, 651. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1913Sci...37..651R>
- Sakai, S., Ferrarese, L., Kennicutt, Robert C., J., & Saha, A. 2004, ApJ, 608, 42. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0402499>
- Salsi, A., Nardetto, N., Mourard, D., i in. 2020, AA, 640, A2. <https://arxiv.org/abs/2007.01906>
- Schiller, F. 2010, rozprawa doktorska, Uniwersytet Erlangen–Nuremberg, Niemcy. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2010PhDT.....608S>
- Schlafly, E. F., & Finkbeiner, D. P. 2011, ApJ, 737, 103. <https://arxiv.org/abs/1012.4804>
- Schlafly, E. F., Meisner, A. M., Stutz, A. M., i in. 2016, ApJ, 821, 78. <https://arxiv.org/abs/1602.03928>
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, ApJ, 500, 525. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/9710327>
- Scolnic, D., Brout, D., Carr, A., i in. 2021, arXiv e-prints, arXiv:2112.03863. <https://arxiv.org/abs/2112.03863>
- Scowcroft, V., Bersier, D., Mould, J. R., & Wood, P. R. 2009, MNRAS, 396, 1287. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2009MNRAS.396.1287S>
- Scowcroft, V., Freedman, W. L., Madore, B. F., i in. 2013, in Advancing the Physics of Cosmic Distances, ed. R. de Grijs, Vol. 289, 274–281. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2013IAUS..289..274S>
- Shapley, H. 1918, ApJ, 48, 154. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1918ApJ...48..154S>
- Simkin, S. M. 1974, AA, 31, 129. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1974A&A...31..129S>
- Skowron, D. M., Skowron, J., Udalski, A., i in. 2021, ApJs, 252, 23. <https://arxiv.org/abs/2006.02448>
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., i in. 2006, AJ, 131, 1163. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2006AJ....131.1163S>
- Smolec, R. 2016, MNRAS, 456, 3475. <https://arxiv.org/abs/1512.01550>
- Soszyński, I., Gieren, W., & Pietrzyński, G. 2005, PASP, 117, 823. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0503598>
- Soszyński, I., Smolec, R., Udalski, A., & Pietrukowicz, P. 2019, ApJ, 873, 43. <https://arxiv.org/abs/1902.02352>
- Soszyński, I., Poleski, R., Udalski, A., i in. 2008a, AcA, 58, 163. <https://arxiv.org/abs/0808.2210>

- Soszyński, I., Udalski, A., Szymański, M. K., i in. 2008b, *AcA*, 58, 293. <https://arxiv.org/abs/0811.3636>
- Soszyński, I., Poleski, R., Udalski, A., i in. 2010, *AcA*, 60, 17. <https://arxiv.org/abs/1003.4518>
- Soszyński, I., Udalski, A., Pietrukowicz, P., i in. 2011, *AcA*, 61, 285. <https://arxiv.org/abs/1112.1406>
- Soszyński, I., Udalski, A., Szymański, M. K., i in. 2017a, *AcA*, 67, 297. <https://arxiv.org/abs/1712.01307>
- . 2017b, *AcA*, 67, 103. <https://arxiv.org/abs/1706.09452>
- . 2018, *AcA*, 68, 89. <https://arxiv.org/abs/1807.00008>
- Stetson, P. B. 1987, *PASP*, 99, 191. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1987PASP..99..191S>
- Storm, J., Carney, B. W., Gieren, W. P., i in. 2004, *AA*, 415, 531. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0401211>
- Storm, J., Gieren, W., Fouqué, P., i in. 2011, *AA*, 534, A95. <https://arxiv.org/abs/1109.2016>
- Subramanian, S., & Subramanian, A. 2012, *ApJ*, 744, 128. <https://arxiv.org/abs/1109.3980>
- Szabados, L. 2003, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 298, *GAIA Spectroscopy: Science and Technology*, ed. U. Munari, 237. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2003ASPC..298..237S>
- Templeton, M. R., & Henden, A. A. 2007, *AJ*, 134, 1999. <https://arxiv.org/abs/0709.0401>
- Thompson, I. B., Kaluzny, J., Pych, W., i in. 2001, *AJ*, 121, 3089. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0012493>
- Tody, D. 1986, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 627, *Instrumentation in astronomy VI*, ed. D. L. Crawford, 733. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1986SPIE..627..733T>
- Tody, D. 1993, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 52, *Astronomical Data Analysis Software and Systems II*, ed. R. J. Hanisch, R. J. V. Brissenden, & J. Barnes, 173. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1993ASPC...52..173T>
- Trahin, B., Breuval, L., Kervella, P., i in. 2021, *AA*, 656, A102. <https://arxiv.org/abs/2111.09125>
- Trumpler, R. J., & Weaver, H. F. 1953, *Statistical astronomy*. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1953stas.book.....T>
- Trundle, C., Dufton, P. L., Hunter, I., i in. 2007, *AA*, 471, 625. <https://arxiv.org/abs/0706.1731>
- Tully, R. B., & Fisher, J. R. 1977, *AA*, 500, 105. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1977A&A....54..661T>

- Udalski, A. 2003, *AcA*, 53, 291. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0401123>
- Udalski, A., Szymański, M. K., & Szymański, G. 2015, *AcA*, 65, 1. <https://arxiv.org/abs/1504.05966>
- Ulaczyk, K., Szymański, M. K., Udalski, A., i in. 2013, *AcA*, 63, 159. <https://arxiv.org/abs/1306.4802>
- Urbaneja, M. A., Kudritzki, R. P., Gieren, W., i in. 2017, *AJ*, 154, 102. <https://arxiv.org/abs/1706.03967>
- van Altena, W. F., Lee, J. T., & Hoffleit, E. D. 1995, The general catalogue of trigonometric [stellar] parallaxes. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1995gcts.book.....V>
- van der Marel, R. P., & Cioni, M.-R. L. 2001, *AJ*, 122, 1807. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0105339>
- van der Marel, R. P., & Kallivayalil, N. 2014, *ApJ*, 781, 121. <https://arxiv.org/abs/1305.4641>
- Virtanen, P., Gommers, R., Oliphant, T. E., i in. 2020, *Nature Methods*, 17, 261. <https://rdcu.be/b08Wh>
- Watermann, R. 2012, rozprawa doktorska. <https://hss-opus.ub.ruhr-uni-bochum.de/opus4/frontdoor/index/index/year/2019/docId/3005>
- Watson, C. L., Henden, A. A., & Price, A. 2006, Society for Astronomical Sciences Annual Symposium, 25, 47. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2006SASS...25...47W>
- Weinberg, M. D., & Nikolaev, S. 2001, *ApJ*, 548, 712. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0003204>
- Welch, D. L. 1994, *AJ*, 108, 1421. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/9407088>
- Welch, D. L., Wieland, F., McAlary, C. W., i in. 1984, *ApJs*, 54, 547. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1984ApJS...54..547W>
- Wenger, M., Ochsenbein, F., Egret, D., i in. 2000, *AAS*, 143, 9. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0002110>
- Wesselink, A. J. 1947, *BAN*, 10, 252. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1947BAN...10..252W>
- Wielgórski, P., Pietrzyński, G., Gieren, W., i in. 2017, *ApJ*, 842, 116. <https://arxiv.org/abs/1705.10855>
- Wielgórski, P., Pietrzyński, G., Pilecki, B., i in. 2022, *ApJ*, 927, 89. <https://arxiv.org/abs/2112.12122>
- Wong, K. C., Suyu, S. H., Chen, G. C. F., i in. 2020, *MNRAS*, 498, 1420. <https://arxiv.org/abs/1907.04869>
- Yuan, W., Riess, A. G., Macri, L. M., Casertano, S., & Scolnic, D. M. 2019, *ApJ*, 886, 61. <https://arxiv.org/abs/1908.00993>

Zgirski, B., Pietrzyński, G., Gieren, W., i in. 2021, ApJ, 916, 19. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2021ApJ...916...19Z>

Zhevakin, S. A. 1963, Soviet Astronomy, 7, 142

Spis rysunków

1.1	Zależność pomiędzy odległością galaktyki a jej obserwowaną prędkością raidalną (Hubble, 1929).	10
1.2	Widok ogólny obserwatorium Cerro Armazones (OCA). Autor: M. Kałuszyński	12
1.3	Teleskop 0,8m z kamerą podczerwoną IRIS. Autor: M. Ramolla	13
1.4	Teleskop VYSOS16. Autor: M. Ramolla	13
2.1	Wybrane metody stosowane do budowania drabiny odległości wraz z zakresem ich stosowalności.	15
2.2	Schemat wyjaśniający zjawisko paralaksy.	16
2.3	Lewy panel: teleskop kosmiczny <i>Gaia</i> (wizja artystyczna). Prawy panel: schemat układu optycznego teleskopu <i>Gaia</i>	18
2.4	Zestaw detektorów teleskopu <i>Gaia</i> , składający się ze 106 matryc CCD. Strzałka na środku wskazuje kierunek przesuwania się gwiazd w trakcie obserwacji (szczegóły w tekście). Źródło: https://sci.esa.int/web/gaia	18
2.5	Mapa fotometryczna Drogi Mlecznej, stworzona na podstawie pierwszej wersji katalogu misji <i>Gaia</i>	19
2.6	Diagram Hertzsprunga-Russella z zaznaczonymi położeniami gwiazd pulsujących poszczególnych typów.	22
2.7	Przykładowe krzywe zmian blasku cefeid klasycznych w paśmie <i>I</i> z Wielkiego Obłoku Magellana.	23
2.8	Przykładowe krzywe blasku cefeid II typu w paśmie <i>I</i> z Wielkiego Obłoku Magellana.	25
2.9	Krzywe blasku w pasmach <i>V</i> i <i>K</i> (źródło fotometrii Berdnikov, 2008; Laney & Stobie, 1992), wyznaczona na ich podstawie krzywa wskaźnika barwy ($V - K$) oraz krzywa prędkości radialnej V_r (na podstawie obserwacji projektu <i>Araucaria</i>) cefeidy klasycznej <i>V Cen</i>	27
2.10	Schemat wyjaśniający geometryczny efekt, stojący za współczynnikiem projekcji w metodzie Baadego-Wesselinka.	28
2.11	Zależność jasność powierzchniowa–wskaźnik barwy wyznaczona przez Kervella i in. (2004a).	29
2.12	Diagram PL dla wybranych typów gwiazd pulsujących w LMC.	32
2.13	Krzywa ekstynkcji wyznaczona na podstawie prawa poczerwienienia z pracy Cardelli i in. (1989) dla $R_V=3,1$	35
2.14	Symulacja ukazująca błąd systematyczny wyznaczenia odległości z wielobarwnych zależności okres–jasność, przy niepoprawnie przyjętym prawie poczerwienienia.	37
3.1	Diagram okres–jasność dla cefeid klasycznych pulsujących w modzie podstawowym w Wielkim Obłoku Magellana.	44
3.2	Diagram okres–jasność dla cefeid klasycznych pulsujących w modzie podstawowym w Małym Obłoku Magellana.	45
3.3	Zależność pomiędzy modulem odległości LMC, wyznaczonym z zależności PL cefeid klasycznych w pasmach <i>V</i> , <i>I</i> , <i>J</i> , <i>H</i> , i <i>K_s</i> , a stosunkiem ekstynkcji całkowitej do ekstynkcji selektywnej dla danego pasma λ	47
3.4	Mapa przedstawiająca położenie cefeid klasycznych pulsujących w modzie podstawowym, oraz układów podwójnych z prac Pietrzyński i in. (2013) oraz Pietrzyński i in. (2019) w Wielkim Obłoku Magellana.	48

3.5	Mapa przedstawiająca położenie cefeid klasycznych pulsujących w modzie podstawowym, oraz układów podwójnych z prac Graczyk i in. (2014) oraz Graczyk i in. (2019) w Małym Obłoku Magellana.	49
3.6	Dopasowanie prostych do obserwowanych trendów odległości układów podwójnych w SMC.	52
3.7	Mapa LMC z zaznaczonym położeniem cefeid użytych w pracy Breuval i in. (2021), oraz układów podwójnych z pracy Pietrzyński i in. (2019).	57
3.8	Mapa SMC z zaznaczonym położeniem cefeid użytych w pracy Breuval i in. (2021), oraz układów podwójnych z pracy Graczyk i in. (2020)	57
3.9	Przykładowe krzywe blasku cefeid klasycznych z Drogi Mlecznej (Breuval i in., 2021).	58
3.10	Mapa przedstawiająca położenie cefeid klasycznych w Drodze Mlecznej.	60
3.11	Zależności okres–jasność w paśmie K_s dla cefeid klasycznych w Drodze Mlecznej i Obłokach Magellana.	63
3.12	Punkty zerowe zależności okres–jasność dla cefeid w Drodze Mlecznej (MW) oraz Obłokach Magellana (LMC, SMC) w funkcji średniej metaliczności danej populacji cefeid.	64
4.1	Porównanie krzywych przepuszczalności dla filtrów zamontowanych w kamerze podczerwonej IRIS, oraz oryginalnych filtrów użytych w przeglądzie 2MASS.	72
4.2	Przykładowa transformacja fotometrii dla pojedynczej obserwacji gwiazdy BX Del z systemu instrumentalnego IRIS do systemu standardowego 2MASS	74
4.3	Różnica zmierzonej i katalogowej jasności gwiazd stałych obecnych w polach obserwowanych za pomocą kamery podczerwonej IRIS.	75
4.4	Krzywe blasku w paśmie V gwiazd typu BL Her w Drodze Mlecznej.	77
4.5	Krzywe blasku w paśmie V gwiazd typu W Vir w Drodze Mlecznej	78
4.6	Krzywe blasku w paśmie J gwiazd typu BL Her w Drodze Mlecznej	79
4.7	Krzywe blasku w paśmie J gwiazd typu W Vir w Drodze Mlecznej	80
4.8	Krzywe blasku w paśmie H gwiazd typu BL Her w Drodze Mlecznej	81
4.9	Krzywe blasku w paśmie H gwiazd typu W Vir w Drodze Mlecznej	82
4.10	Krzywe blasku w paśmie K_s gwiazd typu BL Her w Drodze Mlecznej	83
4.11	Krzywe blasku w paśmie K_s gwiazd typu W Vir w Drodze Mlecznej.	84
4.12	Mapa Drogi Mlecznej z zaznaczonym położeniem badanych cefeid II typu.	86
4.13	Porównanie jasności średnich cefeid II typu w paśmie H z katalogu LMCSS oraz IRSF.	90
4.14	Porównanie jasności cefeid II typu w paśmie J z katalogu IRSF z jasnościami średnimi z przeglądu VMC przed poprawieniem jasności IRSF na jasność średnią (niebieskie punkty) oraz po wprowadzeniu poprawki (punkty czerwone).	90
4.15	Mapa LMC z zaznaczonym położeniem cefeid II typu używanych do wyznaczenia zależności okres–jasność oraz układami podwójnymi z pracy Pietrzyński i in. (2019)	92
4.16	Diagram okres–jasność w paśmie K_s dla cefeid z Drogi Mlecznej oraz LMC	93
4.17	Diagram okres–wskaźnik barwy dla cefeid II typu w Drodze Mlecznej oraz w LMC	94
4.18	Diagramy okres–jasność dla cefeid II typu w Drodze Mlecznej.	97
4.19	Diagramy okres–jasność dla cefeid II typu w LMC.	99
4.20	Odchyłki gwiazd z wyznaczoną metalicznością od dopasowanej zależności PL jako funkcja metaliczności	103
5.1	Interfejs graficzny programu do analizy metodą Baadego–Wesselinka Ba+WAn .	111

5.2	Porównanie zależności jasność powierzchniowa–wskaźnik barwy z prac Kervella i in. (2004b), Kervella i in. (2004c), Challouf i in. (2014), Salsi i in. (2020) i Graczyk i in. (2021).	114
5.3	Analiza metodą Baadego–Wesselinka gwiazdy V971 Aql, z zastosowaniem zależności jasność powierzchniowa– wskaźnik barwy z pracy Graczyk i in. (2021).	116
5.4	Analiza wpływu błędów systematycznych fotometrii w paśmie V i K_s , poczerwienienia oraz paralaksy na otrzymane wartości współczynnika projekcji oraz średniego promienia gwiazdy V971 Aql.	117
5.5	Porównanie dopasowania BW dla gwiazdy SW Tau na podstawie fotometrii w paśmie K_s z pracy Feast i in. (2008) oraz z kamery IRIS	119
5.6	Analiza metodą Baadego–Wesselinka gwiazdy SW Tau z wykorzystaniem zależności jasność powierzchniowa–wskaźnik barwy z pracy Graczyk i in. (2021).	120
5.7	Analiza wpływu błędów systematycznych fotometrii w paśmie V i K_s , poczerwienienia oraz paralaksy na otrzymane wartości współczynnika projekcji oraz promienia gwiazdy SW Tau.	121
5.8	Porównanie otrzymanych promieni gwiazd V971 Aql oraz SW Tau z literaturowymi zależnościami okres–promień.	123

Spis tabel

3.1	Obserwowane zależności okres–jasność postaci $M = \alpha(\log P - 0,7) + \beta$ dla cefeid w LMC i SMC.	46
3.2	Wyniki dopasowania zależności okres–jasność postaci $M = \alpha(\log P - 0,7) + \beta$ dla cefeid z SMC, ze współczynnikiem kierunkowym α ustalonym na wartości wyznaczonej w LMC.	46
3.3	Odczerwienione względne moduły odległości SMC i LMC, wyznaczone z zależności PL cefeid klasycznych, różnice względnych modułów odległości SMC i LMC wyznaczonych z cefeid i układów podwójnych, oraz wyznaczony efekt metaliczności dla cefeid klasycznych.	48
3.4	Obserwowane zależności PL postaci $M = \alpha(\log P - 0,7) + \beta$ dla cefeid klasycznych w LMC, wyznaczone na podstawie próbki ograniczonej do gwiazd leżących wewnątrz okręgów o promieniach 3° oraz $1,5^\circ$ wokół środka LMC.	50
3.5	Wyznaczenie efektu metaliczności dla cefeid klasycznych w oparciu o zależności PL w LMC wyznaczone z próbki cefeid ograniczonej do gwiazd leżących wewnątrz promieni 3° i 1° wokół środka galaktyki.	51
3.6	Wyznaczenie efektu metaliczności z próbki cefeid w SMC ograniczonej do gwiazd leżących wewnątrz okręgów o promieniach $0,8^\circ$, $0,6^\circ$ i $0,4^\circ$ wokół środka tej galaktyki.	53
3.7	Zależności okres–jasność postaci $M = \alpha(\log P - 0,7) + \beta$ w Obłokach Magellana i Drodze Mlecznej.	62
3.8	Zależności okres–jasność–metaliczność postaci $\alpha(\log P - 0,7) + \gamma[Fe/H] + \delta$ dla cefeid klasycznych.	65
3.9	Punkt zerowy δ oraz współczynnik γ zależności okres–jasność–metaliczność postaci $M = \alpha(\log P - 0,7) + \gamma[Fe/H] + \delta$ dla cefeid klasycznych, otrzymany przy założeniu jednakowego przesunięcia punktu zerowego paralaks cefeid w Drodze Mlecznej $-0,017$ mas.	65
3.10	Punkt zerowy δ i współczynnik γ zależności okres–jasność–metaliczność postaci $M = \alpha(\log P - 0,7) + \gamma[Fe/H] + \delta$ dla cefeid klasycznych, otrzymany przy ograniczeniu próbki cefeid w SMC do gwiazd znajdujących się wewnątrz okręgów o promieniach $0,7^\circ$ i $0,5^\circ$ wokół środka tej galaktyki.	66
3.11	Zestawienie wartości parametru γ otrzymanych w rozprawie (TP w ostatniej kolumnie) oraz wybranych empirycznych wyznaczeń literaturowych	68
4.1	Okresy pulsacji, jasności średnie w pasmach J , H , K_s oraz wartości nadwyżki barwy wyznaczone dla cefeid II typu w Drodze Mlecznej.	85
4.2	Paralaksy cefeid II typu z Drogi Mlecznej na podstawie katalogu <i>Gaia</i> EDR3, przesunięcie punktu zerowego wyznaczone z pracy Lindegren i in. (2021b) oraz wyznaczniki jakości paralaks <i>RUWE</i> i <i>GOF</i>	87
4.3	Przesunięcie punktu zerowego paralaks z katalogu <i>Gaia</i> , wyznaczone na podstawie pracy Groenewegen (2021b).	88
4.4	Zależności okres–jasność postaci $M = \alpha(\log P - 0,3) + \beta$ dla cefeid II typu w Drodze Mlecznej, wyznaczone metodą <i>ABL</i> z poprawkami punktu zerowego paralaks z pracy Lindegren i in. (2021b).	95
4.5	Zależności okres–jasność postaci $M = \alpha(\log P - 0,3) + \beta$ dla cefeid II typu w Drodze Mlecznej dopasowane za pomocą metody <i>ABL</i> oraz regresji liniowej (R.L.) z zastosowaniem poprawek punktu zerowego paralaks z pracy Lindegren i in. (2021b, L21), oraz za pomocą metody <i>ABL</i> z poprawkami punktu zerowego paralaks z pracy Groenewegen (2021a, G21).	96

4.6	Podsumowanie błędów systematycznych punktu zerowego zależności okres–jasność dla cefeid II typu w Drodze Mlecznej.	96
4.7	Zależności okres–jasność postaci $M = \alpha(\log P - 0, 3) + \beta$ dla cefeid II typu w Wielkim Obłoku Magellana.	98
4.8	Podsumowanie błędów systematycznych punktu zerowego zależności okres–jasność dla cefeid II typu w Wielkim Obłoku Magellana.	98
4.9	Porównanie współczynników nachylenia zależności okres–jasność dla cefeid II typu, otrzymanych w niniejszej pracy, z wybranymi wyznaczeniami literaturowymi.	100
4.10	Wyznaczenie modułu odległości LMC na podstawie zależności PL cefeid II typu.	102
4.11	Metaliczności cefeid II typu z pracy Maas i in. (2007)	102
4.12	Wyznaczenie efektu metaliczności dla cefeid II typu.	104
5.1	Literaturowe zależności jasność powierzchniowa–wskaźnik barwy	114
5.2	Wyznaczenie współczynnika projekcji p oraz średniego promienia $\langle R \rangle$ gwiazdy V971 Aql, przy zastosowaniu różnych zależności jasność powierzchniowa–wskaźnik barwy (SBCR).	115
5.3	Wyniki analizy metodą Baadego-Wesselinka gwiazdy SW Tau przy zastosowaniu różnych zależności jasność powierzchniowa–wskaźnik barwy.	118