Uniwersytet im. Adama Mickiewicza w Poznaniu
Obserwatorium Astronomiczne

Obserwacje i modelowanie rozdzielonych układów podwójnych - weryfikacja ich odległości i statusu ewolucyjnego

Wojciech Dimitrow

Praca doktorska pod kierunkiem
prof. dr. hab. Aleksandra Schwarzenberga-Czernego

Poznań 2006

Dziękuję mojemu promotorowi, prof. Aleksandrowi Schwarzenbergowi-Czernemu za wszechstronną pomoc przy badaniu układów zaćmieniowych. Profesorom Dimitar Kolev oraz Toma Tomov za pomoc w obserwacjach spektroskopowych i ich redukcji oraz S. Rucińskiemu i K. Panov za udostępnienie czasu na teleskopach. Doktorowi T. Kwiatkowskiemu za pomoc i cenne sugestie oraz W. Borzykowi za pomoc przy korekcie niniejszego tekstu. Doktorantom P. Ligęzie i A. Marciniak za współprace przy obserwacjach i redukcji. Wszystkim pracownikom Obserwatorium Astronomicznego UAM w Poznaniu za nieocenioną pomoc i wsparcie w czasie pracy nad rozprawą.

Spis treści

1 Wstęp **5**
1.1 Tematyka i cel rozprawy 6
1.2 Dane i współpracownicy 6
1.3 Struktura rozprawy 6
1.4 Omówienie aktualnej literatury 7
1.5 Klasyfikacja gwiazd podwójnych zaćmieniowych 7
1.6 Efekty obserwowane 11

2 Metody **13**
2.1 Model Wilsona-Devinney 13
2.1.1 Historia modelowania układów zaćmieniowych 13
2.1.2 Idea procesu modelowania 14
2.1.3 Określenie kształtu i rozmiarów składników układu zaćmieniowego 15
2.1.4 Rozkład jasności na powierzchni gwiazdy 17
2.1.5 Krzywe blasku i prędkości radialnych 20
2.1.6 Wpływ parametrów modelu na krzywe LC i RV[4] 23
2.1.7 Mody 31
2.1.8 Proces modelowania w praktyce 32
2.2 Ewolucja gwiazd podwojnych 44
2.2.1 Ewolucja pojedyńczej gwiazdy 44
2.2.2 Ewolucja układu - transfer masy 49
2.3 Obserwacje spektroskopowe 52
2.3.1 Obserwacje spektroskopowe gwiazd podwojnych zaćmieniowych IO Aqr i BD-003357 52
2.3.2 Redukcja obserwacji spektroskopowych 53
2.3.3 Pomiar prędkości radialnych 63

3 Wyniki naukowe **69**
3.1 DV Bootis 69
3.1.1 Obserwacje spektroskopowe 69
3.1.2 Test poprawności procesu modelowania 72
3.2 BD-00 3357 75
3.2.1 Spektroskopia 75
3.2.2 Obserwacje fotometryczne 77

3.2.3 Model Wilsona-Devinney 78
3.2.4 Wiek i odległość układu 83
3.3 IO Aquarii 85
3.3.1 Obserwacje spektroskopowe IO Aquarii. 85
3.3.2 Obserwacje Fotometryczne. 86
3.3.3 Efermeryda 89
3.3.4 Wyznaczenie parametrów składników 90
3.3.5 Odległość i wiek układu 91
3.4 Układ o orbicie eliptycznej - V821 Cassiopeiae 97
3.4.1 Obserwacje 97
3.4.2 Wstępny model układu V821 Cas 99
3.5 GT UMa - układ potrójny? 100
3.5.1 Pomiar prędkości radialnych 101
3.5.2 Model układu 103
3.5.3 Trzeci składnik układu 108
3.5.4 Nowe obserwacje fotometryczne w filtrze R 110

4 Zakończenie 113
4.1 Podsumowanie 113
4.2 Literatura 116
4.3 Dodatki 118
4.3.1 Przydatne adresy stron internetowych 118
4.3.2 Oznaczenia stosowane w programach MINGA i PHOEBE 119

Rozdział 1

Wstęp

Według powszechnie panującego poglądu ponad połowa obserwowanych gwiazd to układy podwójne lub wielokrotne. Ostatnie badania zmieniają ten obraz (Lada 2006). Czerwone karły typu widmowego M, które były dotychczas pomijane stanowią aż 70% populacji gwiazd. Zespół RECONS (Research Consortium On Nearby Stars) obserwował czerwone karły w promieniu 10pc. Obserwowano 171 gwiazd z pośród których tylko 43 okazały się podwójne, co stanowi zaledwie 25% całej próbki.

Płaszczyzna orbity niektórych układów podwójnych jest tak zorientowana w przestrzeni że z Ziemi obserwujemy okresowe zaćmienia. Obserwacje gwiazd podwójnych zaćmieniowych pozwalają nam dokładnie określić parametry fizyczne obu składników układu. W niektórych przypadkach możliwe jest wyznaczenie ich parametrów absolutnych z dokładnością lepszą niż jednego procenta. Pozwala to na dokładne zbadanie statusu ewolucyjnego układu oraz na weryfikacje modeli ewolucyjnych. Dokładna znajomość parametrów absolutnych pozwala nam rownież wyznaczyć odległość do układu metodą paralaksy fotometrycznej.

Problem wyznaczania odległości w astronomii jest fundamentalny. Współczesne obserwacje fotometryczne oraz spektroskopowe pozwalaja nam badać gwiazdy w gęstych polach gromad kulistych lub sąsiednich galaktyk. Dokładne modele układów podwójnych pozwalają nam wyznaczyć odległość do tych obiektów. Obecnie mamy do dyspozycji coraz wiecej instrumentów zautomatyzowanych, które dostarczają dużo informacji. Przykładem programu wykorzystującego takie instrumenty jest ASAS (All Sky Automated Survey, Pojmański 1997), który odkrył dużo układów zaćmieniowych. W przygotowaniu jest misja satelity GAIA[1] która dostarczy obserwacje fotometryczne dla gwiazd do 20mag (1×10^9 gwiazd) oraz spektroskopowe do 15mag (Munari 2001).

Do pomiarów odległości szczególnie nadają się układy rozdzielone. W niniejszej pracy została omówiona próba znalezienia i analizy kilku układów rozdzielonych w oparciu o własne obserwacje spektroskopowe metodą Wilsona-Deviney (1971). Na podstawie analizy krzywych blasku i prędkości radialnych uzyskano parametry absolutne, paralaksę fotometryczną oraz status ewolucyjny. Wyznaczono modele dla pięciu układów. Cztery z nich nie były dotychczas badane a ich parametry absolutne były nieznane.

[1] Oficjalna strona internetowa misji GAIA: *http://gaia.esa.int/*

1.1 Tematyka i cel rozprawy

Celem niniejszej pracy jest przegląd kilku układów zaćmieniowych pod kątem znalezienia ich parametrów, stwierdzenia czy są rozdzielone i jaki jest ich status ewolucyjny oraz paralaksa fotometryczna. Pragniemy uzyskać paralaksy fotometryczne nadające się do porównania z trygonometrycznymi Hipparcosa oraz (w przyszłości) z GAIA. Praca ta byla pomyślana jako przygotowanie szerszego programu badań za pomocą budowanego w Poznaniu teleskopu spektroskopowego. Z tego względu, oraz z powodu tego, że wiekszość warsztatu do pracy musiałem dopiero wdrożyć w naszym Obserwatorium, ponad połowę rozprawy poświęcam obszernej części dotyczącej metodologii. Nie zawiera ona żadnych nowych wyników naukowych, lecz stanowi próbę uporządkowania zdobytej wiedzy.

1.2 Dane i współpracownicy

Praca niniejsza jest oparta głównie na moich własnych obserwacjach spektroskopowych (IO Aqr oraz BD-00 3357, w tym dwa wyjazdy kompletnie deszczowe - 2002 i 2003, oraz na obserwacjach zebranych w DDO przez P.Ligęzę (cała V821 Cas i kilka punktów w innych) oraz przez T.Tomova i współpracowników (DV Boo oraz GT UMa). Redukcję i analizę wykonałem w przewarzającej większości sam. Większość fotometrii wzięto z literatury (głównie ASAS i Hipparcos), ale dodatkowe obserwacje zostały wykonane przeze mnie i innych obserwatorów z Poznania, zwłaszcza duży wkład miała A. Marciniak (dotyczy to zarówno samych obserwacji CCD jak i ich redukcji). W trakcie pracy dużo skorzystałem współpracując na różnych etapach z D. Kolevem, T. Tomovem, I. Ilievem, R. Ratajczakiem, T. Kwiatkowskim, P. Ligęzą i A. Marciniak.

1.3 Struktura rozprawy

Praca składa się z 4 części: niniejszego wstępu, obszernej części przytaczającej wiadomości podręcznikowe i metodologiczne zaczerpnięte z literatury, z części przynoszącej główne wyniki naukowe oraz z części podsumowującej i zawierającej załączniki. Organizacja części 3, przedstawiającej wyniki naukowe jest następująca: W sensie naukowym analiza DV Boo nie wnosi nic nowego ponad wyniki grupy szwajcarskiej (Carquillat et al. 2004). Posłużyła ona do weryfikacji naszych niezależnych obserwacji oraz metod analizy. Części dotyczące BD-00 3357 oraz IO Aqr, gwiazd które nie były dotąd badane szczegółowo, przynoszą, moim zdaniem najważniejsze wyniki uzyskane w niniejszej rozprawie. Zostały one opublikowane (Dimitrov et al., 2004) oraz (Dimitrov et al., 2006). Rozdział dotyczący V821 Cas zawiera analize ciekawego układu eliptycznego z wyraźną rotacją linii apsyd. Dostępne obserwacje nie są kompletne i gwiazda zasługuje na dalszą uwagę. Rozdział dotyczący GT UMa w istocie nie daje wyników, które można uznać za całkowicie wiarygodne. Służy on jako ilustracja komplikacji pojawiających się w analizie, gdy tylko dane są nieco gorsze, lub fizyka układu bardziej złożona, lub gdy oba te przypadki zachodzą równocześnie.

1.4 Omówienie aktualnej literatury

W ostatnich latach coraz częściej pojawiają się prace dotyczące modelowania układów podwójnych zaćmieniowych w których osiąga się niepewność wyznaczenia promieni i mas składników poniżej jednego procenta.

Przykładem takiej pracy jest publikacja Lacy et al. 2002, w której przedstawiono model układu WW Camelopardalis. Model jest oparty o prawie 6000 pomiarów jasności w filtrze V o odchyleniu standardowym 0.008mag, oraz 85 pomiarów prędkości radialnych $\sigma = 2km/s$. W pracy Lacy et al. 2005 dotyczącej RW Lacertae osiągnięto niepewność 0.7% dla mas oraz 0.5% dla promieni. Kolejnym przykładem jest praca G.Torres et al. z roku 2002 dotycząca YY Geminorum (Castor C).

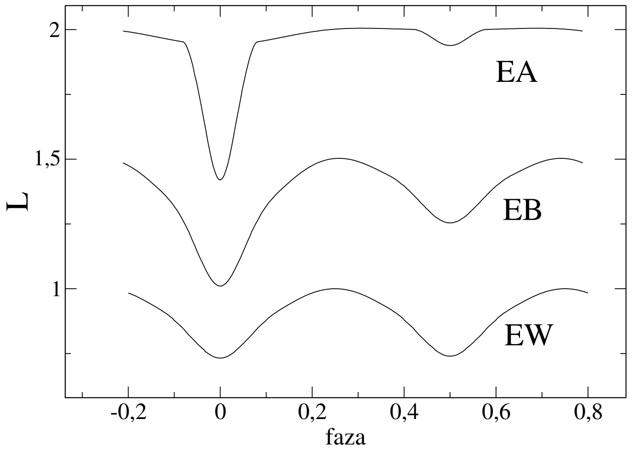
W roku 2005 ukazała się praca J. Devor dotycząca masowego i zautomatyzowanego wyznaczania modeli układów podwójnych na podstawie krzywych blasku. Przeanalizowano 219 tysięcy krzywych obiektów z OGLE II i wyznaczono 10862 modeli układów zaćmieniowych.

Te prace oraz inne tam cytowane dają pogląd o szczytowych osiągnięciach w dziedzinie którą się tu zajmuję. Niniejsza rozprawa przytacza wyniki, które można osiągnąć w oparciu o obserwacje uzyskane w skromniejszych warunkach.

1.5 Klasyfikacja gwiazd podwójnych zaćmieniowych

Gwiazdy podwójne dzielimy na wizualne, spektroskopowe i zaćmieniowe. W układach wizualnie podwójnych jesteśmy w stanie zaobserwować każdy składnik z osobna. Możemy zaobserwować bezpośrednio ich ruch orbitalny. Okresy tych układów są zazwyczaj bardzo długie, od kilku do kilku tysięcy lat, co związane jest z dużą separacją składników, która jest warunkiem umożliwiającym ich rozdzielenie. Obserwacje tych układów pozwalają nam wyznaczyć kształt i względne rozmiary orbit składników oraz nachylenie płaszczyzny orbity. Z równania środka masy mamy zależność $M_1 a_2 = M_2 a_1$ gdzie M_1 i M_2 to masy a a_1 i a_2 to półosie orbit składników krążących wokół wspólnego środka mas. Jeżeli układ znajduje się stosunkowo blisko możemy zaobserwować jego paralakse roczną oraz wyznaczyć jego odległość. Błąd wyznaczonej w ten sposób odległości rośnie wraz z samą odległością obiektów. Znając kątowe rozmiary orbity i odległość jesteśmy w stanie wyznaczyć również masy składników układu.

Ruch orbitalny powoduje okresowe zbliżanie się i oddalanie składników względem obserwatora. Powoduje to przesuwanie się linii widmowych pochodzących od obu składników na skutek efektu Dopplera. Gwiazdy podwójne w których obserwujemy ten efekt nazywamy podwójnymi spektroskopowymi. Układy te określamy skrótem SB (spectroscopic binary), w szczególności SB1 i SB2 oznaczają odpowiednio układy w których widoczne są linie od jednego lub dwóch składników. Ciąg obserwacji spektroskopowych pozwala nam wyznaczyć krzywą prędkości radialnych. Jej analiza pozwala nam wyznaczyć elementy orbity: okres orbitalny P, moment przejścia przez periastron T_0, długość periastron ω, spłaszczenie orbity e. Nie jesteśmy w stanie wyznaczyć półosi wielkiej, jednak otrzymujemy wartość iloczynu $a\ sin(i)$. Pierwszy zaobserwowany układ podwójny spektroskopowy to Mizar (ξ UMa) odkryty w 1889 roku (Vogel 1901).



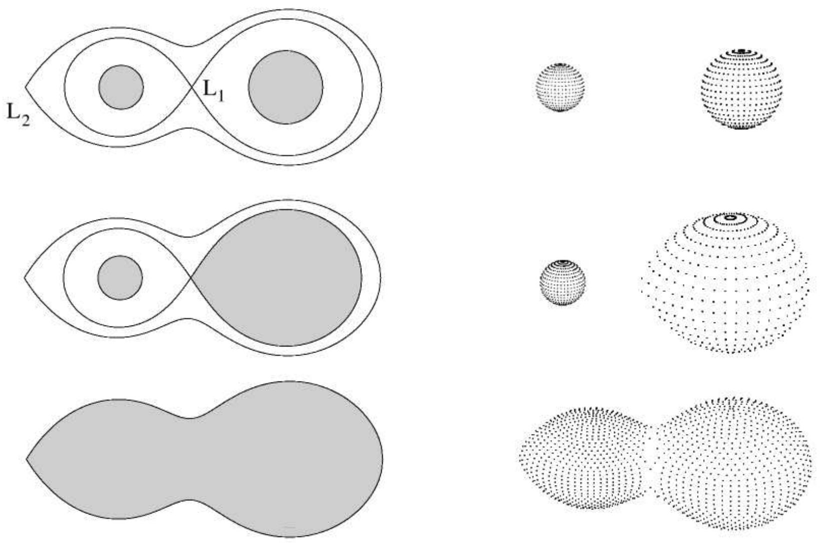
Rysunek 1.1: Klasyfikacja fenomenologiczna

Aby zbudować kompletny model układu oprócz krzywych prędkości radialnych musimy również zaobserwować zaćmienia. To czy wystąpią w układzie zaćmienia zależy od tego czy obserwator znajduje sie w pobliżu płaszczyzny orbitalnej układu podwójnego, oraz od rozmiarów i separacji składników. Układy u których obserwujemy zaćmienia nazywamy gwiazdami podwójnymi zaćmieniowymi EB (Eclipsing Binaries). Ponad 90% gwiazd zacmieniowych posiada okresy orbitalne krótsze niż 10 dni, jednak zdarzaja sie też przypadki okresów bardzo długich, na przykład ϵ Aur o okresie 27 lat. Gwiazdy krótkookresowe mają mniejszą separacje a co za tym idzie większe jest w ich przypadku prawdopodobieństwo wystąpienia zaćmień.

Pierwsze wyznaczone krzywe blasku układów zaćmieniowych zostały sklasyfikowane ze względu na ich kształt (Hall 1996). Ta fenomenologiczna klasyfikacja dzieli układy zaćmieniowe na trzy grupy. Pierwsza z nich otrzymała nazwę Algole od układu β Persei czyli Algola. Oznacza się je skrótem EA (Eclipsing binary of Algol type). Zmiany blasku β Per można zaobserwować nawet nieuzbrojonym okiem. Jasność zmienia się w granicach $2.2^m - 3.5^m$. Krzywe blasku tej grupy charakteryzują sie dwoma minimami, głębokim i płytkim. Początki i końce zaćmień są ostro zarysowane a maksima (fazy 0.25, 0.75) są stosunkowo płaskie.

Układy typu β Lyr wykazują ciągłe zmiany jasności i ich krzywe posiadają dwa minima różnej głębokości. Ciągłe zmiany blasku są spowodowane elipsoidalnym kształtem składników (elipsoidalne zmiany blasku). Określenie „elipsoidalne” jest historyczne i wywodzi się z modelu Russela-Merilla (1952). Współcześnie kształt składników układu opisujemy nie elipsoida trójosiową a modelem Roche'a. Układy te są zazwyczaj stosunkowo gorące o typach widmowych z zakresu B-A.

Jeżeli nachylenie orbity jest niewystarczające aby zachodziły zaćmienia to dla gwiazd rozciągniętych pływami obserwujemy ciągłe zmiany blasku o małej amplitudzie $<$0.1mag. Nazywamy te gwiazdy zmienne eliptyczne (ELL).

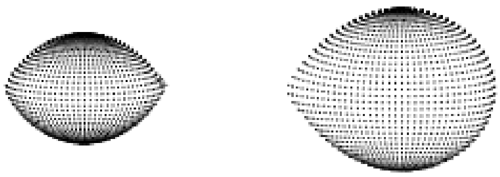


Rysunek 1.2: Klasyfikacja mofologiczna: układ rozdzielony, półrozdzielony i ponad kontaktowy o maksymalnych możliwych rozmiarach.

Gwiazdy typu W UMa (EW) mają chłodniejsze składniki i posiadają krzywe blasku o ciągłych zmianach blasku, porównywalnych głębokościach minimów i krótkich okresach od 0.25 do 1 doby. Mocno zakrzywione maksima świadczą o tym że składniki są mocno zniekształcone pływami. Typy widmowe są najczęściej z zakresu F i G (Kubiak, 1994).

Fenomenologiczna klasyfikacja nie odzwierciedla dokładnie właściwości fizycznych układów podwójnych. Wraz z zastosowaniem modelu Roche'a do określenia rozmiarów i kształtów składników układu powstała nowa klasyfikacja morfologiczna. W modelu Roche'a gwiazdy wypełniają pewne powierzchnie ekwipotencjalne. Potencjał ten łączy wpływ grawitacji i sił odśrodkowych powstających w układzie rotującym. Krytyczna powierzchnia Roche'a okresla maksymalny rozmiar pojedyńczej gwiazdy. Układy w których składniki nie wypełniają krytycznej powierzchni Roche'a nazywamy układami rozdzielonymi (ED, detached eclipsing binaries; używa się równierz skrótów DEB oraz DB). Jeżeli w trakcie ewolucji któryś ze składników wypełni swoja powierzchnie krytyczną to materia wypływa przez punkt L_1 i opada na drugi składnik. Krytyczne powierzchnie otaczające oba składniki przecinają sie w punkcie L_1. Składnik, który wypełnia swoją powierzchnie Roche'a ma kształt kropli. Taki układ nazywamy układem półrozdzielonym (SD lub ESD, semi detached). Układy w których oba skladniki dokładnie wypełniają swoje krytyczne powierzchnie i stykają się w punkcie L_1 nazywamy układami kontaktowymi a układy, które wypełniają powierzchnie o potencjale $\Omega_{L_1} > \Omega > \Omega_{L_2}$ nazywamy ponadkontaktowymi (over contact). Kiedy gwiazdy w trakcie ewolucji zwiekszając swoje rozmiary wypełniają swoje powierzchnie krytyczne, materia zaczyna „przelewać" się przez nie i wypełniać kolejne powierzchnie ekwipotencjalne o niższych wartościach potencjałów. Maksymalny rozmiar układu ponad kontaktowego określa powierzchnia ekwipotencjalna przecinająca punkt Lagrange'a L_2, przez który układ może tracić materię.

Określenie „układ kontaktowy" jest wykorzystywane dwojako. Dla układów synchro-



Rysunek 1.3: Uklad o składnikach rotujących asynchronicznie RZSct. Obie gwiazdy wypełniają swoje krytyczne powierzchnie Roche'a

nicznych w których oba składniki dokładnie wypełniają swoje krytyczne powierzchnie Roche'a słowo kontakt oznacza, że gwiazdy stykają się w punkcie L_1. Kiedy mamy jednak do czynienia z rotacją asynchroniczną możliwe są sytuacje w których oba składniki wypełniają swoje krytyczne powierzchnie ekwipotencjalne ale nie stykają się (ich powierzchnie nie sięgają punktu Lagrange'a L_1). Przykładem takiego układu to RZSct (Rys. 1.3). Siły odśrodkowe przy rotacji asynchronicznej powodują zmniejszenie się objętości stref Roche'a, które określają maksymalne rozmiary pojedyńczych składników, strefy te nie stykają się w L_1 tak jak w układach o rotacji synchronicznej. Określenie „układ kontaktowy" stosowane jest wtedy w sensie kontaktu każdego ze składników ze swoją krytyczną powierzchnią Roche'a. W tej sytuacji używa się określenia podwójny kontakt (double contact).

Układ ponadkontaktowy może tracic materię przez punkt Lagrange'a L_2. W późnych stadiach ewolucji w takim układzie może wytworzyć się otoczka. Nazywamy je układami we wspólnej otoczce (CE, common envelope).

1.6 Efekty obserwowane

Informacje o układzie zaćmieniowym możemy uzyskać z następujących źródeł:

- badań zmian jasności
- dopplerowskie przesunięcia linii widmowych
- metodami obrazowania iterferometrycznego
- analiza profili linii widmowych
- zakrycia przez Księżyc
- polarymetria
- obserwacje wpływu trzeciego ciała na momenty zaćmień w układach potrójnych
- obserwacje momentów pulsów w układach rentgenowskich

Dwie podstawowe metody, które wzajemnie uzupełniają się i pozwalają nam uzyskać kompletny model są oparte na obserwacjach fotometrycznych i spektroskopowych. W obserwacjach fotometrycznych widzimy zmiany jasności składników w trakcie ruchu orbitalnego oraz efekty zaćmień. Zmiany jasności poszczególnych składników są spowodowane niesferycznym kształtem gwiazd oraz niejednorodnym rozkładem jasności na ich powierzchni. Obserwacje spektroskopowe pozwalają nam zaobserwować efekt Dopplera dla linii widmowych obu składników oraz zmierzyć ich prędkości radialne. Prędkości radialne składników zmieniają się na skutek ruchu orbitalnego układu. Otrzymane ciągi obserwacji nazywamy krzywymi blasku i prędkości radialnych. Uzyskanie modelu układu na podstawie tych krzywych zostało omówione w następnym rozdziale (2).

Kolejny sposób na uzyskanie informacji o składnikach układu to obserwacje profili linii widmowych. Na ich podstawie możemy wnioskować o warunkach panujących w obszarze w którym powstają. W niektorych fazach ruchu orbitalnego na skutek efektu Dopplera jesteśmy w stanie zaobserwować osobno linie widmowe obu składników. W zależności od jakości obserwacji i separacji linii czasami jesteśmy w stanie dokładnie je zidentyfikować i pomierzyć. Na podstawie pomiaru głębokości niektórych charakterystycznych linii możemy wyznaczyć typy widmowe składników. Dla gwiazd szybko rotujących wokół własnej osi możemy zaobserwować poszerzenie linii na skutek rotacji.

Nie jesteśmy w stanie zaobserwować pojedyńczych składników gwiazdy podwójnej zaćmieniowej metodami astrometrycznymi ze względu na ich małą separacje. Czasami jednak w układach potrójnych rozdzielenie trzeciego składnika od pary zacmieniowej jest możliwe. Takie obserwacje mogą dostarczyć dodatkowych informacji o układzie. W układach potrójnych gdy wpływ trzeciego składnika jest znaczący można też zaobserwować okresowe przesunięcia momentów zaćmień na skutek obiegu pary zaćmieniowej i trzeciego składnika wokół wspólnego środka mas. Wtedy para zaćmieniowa okresowo oddala się i zbliża do obserwatora.

Przy pomocy analizatora polaryzacyjnego możemy zbadać polaryzację swiatła od gwiazd. Polaryzacje promieniowania od ukladów podwójnych przewidział Chandrasekhar (1946). Podstawowym źródłem polaryzacji jest rozpraszanie światła na powierzchni sąsiada lub na elektronach w atmosferach wysokotemperaturowych.

Metody interferometryczne, które potrafią zrekonstruować obraz układu w niektórych przypadkach pozwalają nam zmierzyć odległość kątową składników pary zaćmieniowej. Wynik ten pozwala, dla obiektów o znanej odległości, wyznaczyć separacje składników w jednostkach absolutnych.

W trakcie ruchu orbitalnego Księżyc zakrywa gwiazdy z pasa wzdłuż ekliptyki o szerokości 16°. Obserwacje tych zaćmień szybkimi detektorami mogą pozwolić na zarejestrowanie podwójności danej gwiazdy - osłabienie następuje w dwustopniowo. Można również wnioskować o separacji składników.

Zdarza się że w układach podwójnych jeden ze składników jest pulsarem. W trakcie ruchu orbitalnego możemy zaobserwować zmiany częstotliwości pulsów pulsara na skutek zbliżania się i oddalania od obserwatora. Efekt ten jest analogiczny do efektu Dopplera i pozwala nam wyznaczyć krzywą prędkości radialnych dla pulsara.

Rozdział 2

Metody

2.1 Model Wilsona-Devinney

2.1.1 Historia modelowania układów zaćmieniowych

Pierwsze modele układów podwójnych zostały stworzone przez Henryego Norrisa Russella. Jego metoda polegała na usuwaniu (rektyfikacji) wpływu eliptyczności składników oraz wpływu efektu odbicia[1] na kształt krzywej blasku. W ten sposób model elipsoid trójosiowych zostawał zredukowany do sferycznych składnikow dla których można bylo łatwo znaleźć rozwiązanie (Russell 1948; Russell i Merrill 1952). Kolejny krok w modelowaniu układów zaćmieniowych wykonał Kopal (1959). Badał on wpływ spłaszczenia gwiazd spowodowanego rotacją oraz pływami na jasność układu. Uwzględniał pociemnienie brzegowe, pojaśnienie grawitacyjne oraz efekt odbicia. Jednak modele rektyfikowane dobrze opisywały tylko układy w których efekty bliskości są stosunkowo niewielkie (słabo zniekształcone składniki). Dla układów półrozdzielonych lub kontaktowych otrzymywano często błędne wyniki. Pierwsze bezpośrednie wyznaczenie krzywej blasku wykonał Lucy (1968). Użył on programu przeznaczonego tylko dla układów kontaktowych. Powierzchnia gwiazdy była opisana pojedyńczym potencjałem. Na początku lat 70-tych na skutek rozwoju techniki komputerowej powstały metody bezpośredniego wyznaczania krzywych blasku oraz prędkości radialnych. Metody te możemy podzielić na trzy grupy w zależności od sposobu wyznaczania kształtu powierzchni składników (Kalrath, Milone 1999).

- geometria sferyczna
  - EBOP (Eclipsing Binary Orbit Program, 1972)
- geometria eliptyczna
  - EBOP, WINK (Wood 1971)
- geometria oparta na modelu Roche'a
  - Lucy 1968

[1] Część swiatła wypromieniowanego przez jeden ze składników zostaje „odbite" przez składnik drugi i dociera do obserwatora.

– Hill, Hutchings 1970

– Wilson, Devinney 1971

– Mochnacki, Doughtly 1972

– Hill, Ruciński 1993

W niniejszej pracy korzystano głównie z wersji programu WD[2] adaptowanej przez T. Plewe (Plewa 1988, 1992). Program ten jest rozbudowany o pakiet kilku metod minimalizujących. Oryginalny program WD korzysta tylko z metody korekcji różnicowych (differential corrections, DC).

W ostatnich latach powstały programy, bazujących na metodzie WD, o rozbudowanym interfejsie graficznym, pozwalającym na przyspieszenie procesu modelowania. Umożliwiają one natychmiastowe porównanie krzywych syntetycznych i obserwowanych, otrzymujemy również wartości absolutne oraz trójwymiarowy obraz układu.

Przykłady takich programów to:

- PHOEBE

– `http://www.fiz.uni-lj.si/phoebe/`

- BINARY MAKER 3.0

– `http://www.binarymaker.com/`

2.1.2 Idea procesu modelowania

Aby wyznaczyć parametry układu podwójnego zaćmieniowego z obserwacji potrzebujemy modelu który opisuje wpływ tych parametrów na kształt krzywych blasku i prędkosci radialnych. Posiadając taki model jesteśmy w stanie zmieniając wartości parametrów układu wirtualnego uzyskać zgodność krzywych, tych wirtualnych i zaobserwowanych. Aby uzyskać zbior parametrów będących w zgodzie z obserwacjami korzystamy z procedur minimalizujących które szukają najmniejszych odchyleń pomiędzy krzywymi syntetycznymi oraz obserwowanymi. Minimalizowana jest funkcja $\chi^2 = \sum(Obs - Cal)^2$. Często parametry układu są mocno skorelowane. Innymi słowy czasami jesteśmy w stanie uzyskać wieksza liczbę zestawów parametrów które dają dobrą zgodność z obserwacjami. Funkcja χ^2 może posiadać kilka minimów lokalnych i jedno globalne którego poszukujemy. Model układu musi uporać się z trzema problemami:

- wyznaczeniem kształtu i rozmiaru składników

– model Roche'a i pochodne

- określeniem rozkładu jasności na powierzchni gwiazd
- określeniem jak kształt składników, rozkład jasności i nachylenie orbity przekładają się na krztałt krzywych blasku i prędkości radialnych

W kolejnych podrozdziałach opisano jak metoda WD radzi sobie z tymi zadaniami.

[2] Skrótem WD będziemy okreslać metodę/program Wilsona-Devinney

2.1.3 Określenie kształtu i rozmiarów składników układu zaćmieniowego

Model podstawowy

W metodzie WD korzysta się z modelu Roche'a. Model ten zostal rozbudowany aby uwzględnić dodatkowo efekty rotacji asynchronicznej składników, eliptyczne orbity, ciśnienie promieniowania. Pierwotnie w metodzie WD wprowadzono model opisujący układ o kołowych orbitach i rotacji synchronicznej. Model Roche'a korzysta z pewnego uproszczenia (Kalrath, Milone 1999): pole grawitacyjne w układzie jest wytwarzane przez dwie punktowe masy opisujące pole obu składników, czyli przyjmujemy że masywna część otoczki jest sferycznie symetryczna.

Zastosowano rotujący układ odniesienia, początek którego jest umiejscowiony w środku składnika o większej masie a oś X jest skierowana do składnika drugiego. Układ ten jest nieinercjalny, występują w nim siły bezwładności. Prędkość kątowa rotacji takiego układu wynika z trzeciego prawa Keplera.

$$\omega = (2\pi)/P = \sqrt{\frac{G(M_1 + M_2)}{d^3}} \tag{2.1}$$

Siły które decydują o kształcie składnikow to siły grawitacyjne pochodzące od obu skladników oraz siły odśrodkowe związane z środkiem mas układu wokół którego on rotuje z prędkością kątową ω. Powstałe pole jest zachowawcze a jego potencjał określony jest wzorem (Kopal, 1959):

$$-\Psi(x, y, z) = G\frac{M_1}{R_1} + G\frac{M_2}{R_2} + \frac{\omega^2}{2}{r_{o\omega}}^2 \tag{2.2}$$

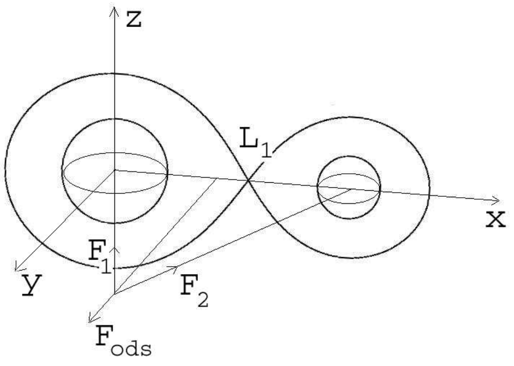
W pobliżu składników (1,2) ich pole grawitacyjne ma decydujący wpływ na potencjał. W większej odległości od składników decydującą role przejmuje siła odśrodkowa. Jeżeli w pobliżu układu znajduje sie cząstka próbna to jej ruch jest określony przez te trzy siły (Rys. 2.1).

Gwiazdy ograniczone są powierzchniami o pewnych potencjałach które nazywany potencjałami powierzchniowymi. Oba składniki otoczone są dwoma owalnymi strefami które stykają się w punkcie Lagrange'a L_1. Nazywamy je strefami Roche'a (Roche lobes) a ich powierzchnie ograniczającą - krytyczną powierzchnią Roche'a. Określa ona maksymalny rozmiar pojedyńczych składników. Wewnątrz tych stref decydującą role odgrywa grawitacja danego składnika. Trzecia strefa otacza pierwsze dwie i powierzchnia ograniczająca ją przechodzi przez punkt Lagrange'a L_2. Określa ona maksymalny możliwy rozmiar układu ponadkontaktowego (over contact). Strefa czwarta to cała przestrzeń pozostała. Wewnątrz niej siły odśrodkowe są znaczne i materia gwiazdy która mogłaby się do niej przedostać przez L_2 stopniowo oddala się od układu.

W metodzie WD używa się zmodyfikowany lub znormalizowany potencjał Roche'a Ω.

$$\Omega = -\frac{\Psi d}{GM_1} - \frac{1}{2}\frac{q^2}{q+1} \tag{2.3}$$

Jeżeli potencjał zapiszemy we współrzędnych sferycznych i przyjmiemy odległość między składnikami równą jedności, to potencjał Ω przyjmuje postać.



Rysunek 2.1: Układ odniesienia

Tablica 2.1: Kąty określające cztery promienie składnika

	ϕ	θ
R_{point}	0	90
R_{side}	90	90
R_{back}	90	180
R_{pole}	0	0

$$\Omega(r,q) = \frac{1}{r} + q\left[\frac{1}{\sqrt{1-2\lambda r + r^2}} - \lambda r\right] + \frac{1}{2}(q+1)r^2(1-\nu^2) \tag{2.4}$$

gdzie:

$$\lambda = cos(\phi)sin(\theta)$$
$$\nu = cos(\theta) \tag{2.5}$$

Równanie to używamy do znalezienia rozmiarów i kształtu składników układu o rotacji synchronicznej i orbitach kołowych. Kąty ϕ i θ definiują kierunek w naszym układzie sferycznym. Oba składniki określone są czterema promieniami skierowanymi odpowiednio do L_1, bieguna boku i tyłu gwiazdy (Tab. 2.1).

Na podstawie równania 2.4 możemy wyznaczyć rozmiary pierwszego składnika. Aby wyznaczyć promienie drugiego musimy „zamienić” miejscami oba składniki tak aby składnik drugi znalazł się w środku układu odniesienia. W praktyce wystarczy wyznaczyć $\Omega_2{}'$ oraz q' (równanie 2.6) i wstawić do równania 2.4.

$$\Omega_2{}' = \Omega_2 \cdot q^{-1} + \frac{1}{2}(1-q^{-1})$$

$$q' = \frac{1}{q} \tag{2.6}$$

Rotacja asynchroniczna

W przypadku rotacji synchronicznej materia gwiazdy jest w spoczynku względem ograniczającej ją powierzchni ekwipotencjalnej. Jeżeli mamy jednak rotację asynchroniczną, na przykład kiedy okres jednego ze składników jest krótszy niż orbitalny powstają dodatkowo siły odśrodkowe związane z osią rotacji samego składnika. Gwiazda rotuje względem swojej ograniczjącej powierzchni ekwipotencjalnej. Jeżeli gwiazda jest rozciągnięta pływami punkt na jej powierzchni będzie wykonywał ruchy radialne w góre i w dół. To powoduje że dla gwiazd mocno zniekształconych następuje szybka synchronizacja rotacji składnika z ruchem orbitalnym (Zahn 1975, 1977). Dodatkowe siły odśrodkowe powodują spłaszczenie składnika przy biegunach. Rotację asynchroniczną opisujemy współczynnikami F_{12}, wartość 1 oznacza rotację synchroniczną.

$$\Omega(r, q) = \frac{1}{r} + q\Big[\frac{1}{\sqrt{1 - 2\lambda r + r^2}} - \lambda r\Big] + \frac{1}{2}F^2(q+1)r^2(1-\nu^2) \tag{2.7}$$

Orbity eliptyczne

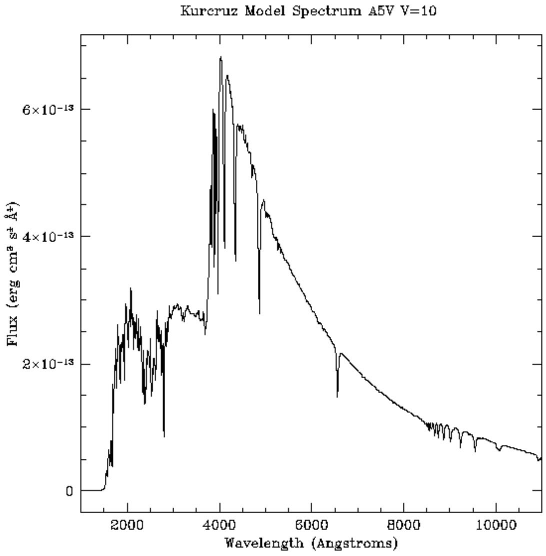
W przypadku orbit kołowych kształt powierzchni ekwipotencjalnych jest niezmienny. Często jednak orbity, zwłaszcza dla składników o większej separacji, są eliptyczne. Gwiazdy o małej separacji mają zazwyczaj orbity kołowe ze względu na pływy które powodują dyssypację energii niesynchronicznej rotacji w skali czasu porownywalnej z termiczną (Zahn 1975, 1977). Odległość d między składnikami dla orbit eliptycznych jest funkcją fazy ruchu orbitalnego i okresowo się zmienia. Powoduje to również okresowe zmiany kształtu i rozmiarów powierzchni ekwipotencjalnych, krytycznej powierzchni Roche'a i samych gwiazd. Eliptyczność orbity opisujemy spłaszczeniem e.

$$\Omega(r, q, d) = \frac{1}{r} + q\Big[\frac{1}{\sqrt{d^2 - 2\lambda dr + r^2}} - \frac{\lambda r}{d^2}\Big] + \frac{1}{2}F^2(q+1)r^2(1-\nu^2) \tag{2.8}$$

2.1.4 Rozkład jasności na powierzchni gwiazdy

Czynniki, które musimy uwzględnić aby opisać rozkład jasności na powierzchni gwiazdy oraz wpływające na promieniowanie w różnych zakresach częstotliwości:

- model rozkładu widmowego promieniowania
- pociemnienie brzegowe
- pojaśnienie grawitacyjne
- efekt odbicia (refleksu)
- plamy na powierzchni składników



Rysunek 2.2: Widmo syntetyczne gwiazdy A5V na podstawie modeli Kurucza (1979). Widać wyraźną różnicę z rozkładem promieniowania dla ciała doskonale czarnego.

- rozciągła atmosfera
  (zaćmienia atmosferyczne)

Ostatnie dwa punkty są opcjonalne i dotyczą gwiazd o rozciągłych atmosferach lub plamach na powierzchni. Aby określić jak gwiazda promieniuje w różnych zakresach częstotliwości musimy przyjąć pewien model. W pierwszym przybliżeniu może to być ciało doskonale czarne promieniujące jak ciało w równowadze termodynamicznej. Znacznie dokładniejszy jest model uwzględniający fizyke atmosfer i lepiej odzwierciadlający widma gwiazd rzeczywistych.

Dokładny model atmosfery jest nam potrzebny wtedy, kiedy mamy obserwacje w różnych filtrach zwłaszcza wąskopasmowych, czyli kiedy mamy porównanie ilości światła w różnych przedziałach częstotliwości. W niektórych przypadkach głębokie linie widmowe lub całe ich pasma powodują że widma rzeczywiste różnią się znacznie od promieniowania ciała doskonale czarnego (Rys. 2.2).

Współczesne modele atmosfer uwzględniają coraz więcej czynników:

– prędkość rotacji

– natężenie pola grawitacyjnego

– metaliczność

– zawartość α-elementów $[\alpha/\mathrm{Fe}]$

– mikroturbulencja

Aby wyznaczyć jaki jest rozkład promieniowania musimy znać temperaturę gwiazdy. Dla gwiazdy sferycznej temperatura na całej powierzchni jest taka sama. Gwiazda odkształcona siłami odśrodkowymi lub siłami pływowymi od sąsiada posiada wyższą temperaturę w obszarach o wyższym lokalnym przyspieszeniu grawitacyjnym $g \sim T$. Efekt ten nazywamy pojaśnieniem grawitacyjnym.

$$T_{local} = T_{pole}\left(\frac{g_{local}}{g_{pole}}\right)^{g/4} \tag{2.9}$$

W wykładniku mamy stałą g, która zgodnie z prawem von Zeipela dla gwiazd o promienistych atmosferach ma wartość 1. Dla atmosfer konwektywnych wartość g wynosi 0.32 zgodnie z prawem Lucyego. Najwyższą temperaturę gwiazda ma na biegunie. Dla gwiazdy sferycznej mamy $T_{local} = T_{pole} = T_{eff}$.

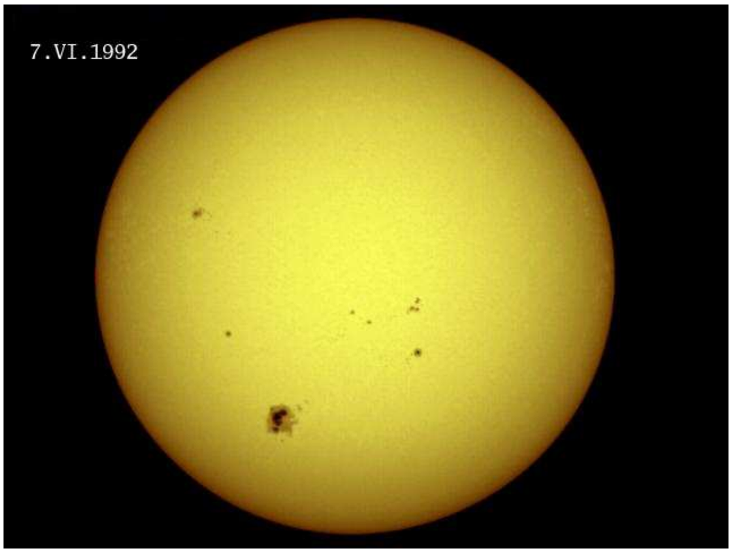
Znając rozkład temperatur na powierzchni gwiazdy możemy określić monochromatyczną jasność powierzchniową uwzględniając pociemnienie brzegowe. Obserwator widzi głębsze warstwy w środku tarczy niż na jej brzegach. Warstwy głębsze mają wyższą temperaturę co oznacza, że środek tarczy gwiazdy jest jaśniejszy niż brzegi. Nazywamy to efektem pociemnienia brzegowego. Proste równanie opisujące ten efekt to liniowe prawo monochromatycznego pociemnienia brzegowego (Równanie 2.10).

$$I = (1 - x + x\ cos\ \gamma)I_0 \tag{2.10}$$

I_0 to natężenie promieniowania przy środku tarczy a kąt γ to kąt pomiędzy kierunkami do obserwatora i do punktu na powierzchni ze środka gwiazdy. Wpółczynnik x nazywamy liniowym współczynnikiem pociemnienia brzegowego. Wartości jego zależą od długości fali, temperatury i przyspieszenia grawitacyjnego na powierzchni gwiazdy. Współczynnik ten wyznaczamy z teorii atmosfer (rozdział 2.1.8). Liniowe prawo pociemnienia brzegowego korzysta z jednego współczynnika, dla uzyskania wiekszej dokładności stosuje się nieliniowe prawa o dwóch współczynnikach.

Pary zaćmieniowe zazwyczaj są stosunkowo ciasnymi układami. Składniki oświetlają się nawzajem. Powoduje to pewne wzajemne podgrzewanie składników. Podgrzewana jest tylko półsfera oświetlona przez drugi składnik. Nadmiar ciepła jest wypromieniowywany i daje wkład do krzywej blasku, który można zaobserwować. Zjawisko to nazywamy efektem odbicia (refleksu). Nie jest ono wywołane odbiciem promieniowania lecz jest skutkiem podgrzania. Tylko w przypadku gwiazd bardzo gorących nazwa ta jest bardziej trafna, dla nich możliwe jest rozpraszanie na elektronach w zewnętrznych częściach atmosfery. Efekt odbicia jest modelowany przy pomocy parametru albedo, który określa jaka część energii promieniowania padającego zostaje zpowrotem wypromieniowana. Kolejnym efektem który może się pojawić to przepływ ciepła z obszarów podgrzanych do chłodniejszych. W pierwotnej wersji metody WD zastosowano uproszczenie, gwiazda oświetlająca była przybliżona punktem. W wersji z roku 1972 zastosowano już do tego celu elipsę. W nowoczesnych programach uwzględnia się również odbicia wielokrotne.

Niektóre pary zaćmieniowe posiadają zniekształcone krzywe blasku, na przykład widoczna jest różnica w poziomie maksimów. Może to być spowodowane dużymi plamami na powierzchni. Jeżeli zniekształcenie krzywej pojawia sie zawsze w tym samym miejscu krzywej oznacza to iż mamy doczynienie z ruchem synchronicznym składnika z plamą.



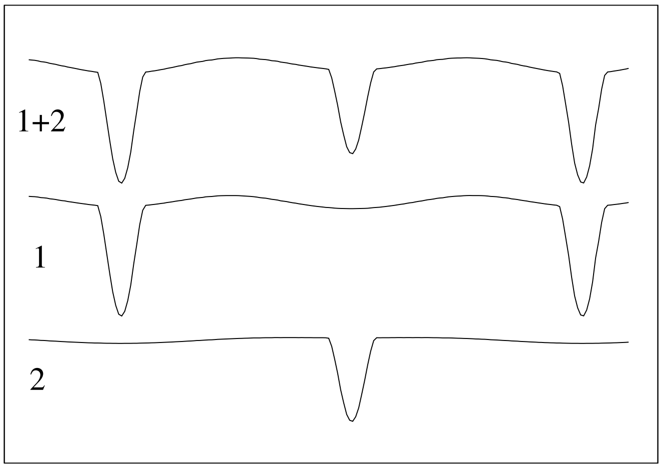
Rysunek 2.3: Tarcza Słońca na której widać pociemnienie brzegowe i rozległe plamy (Zdjęcie NASA).

W przeciwnym przypadku zniekształcenie będzie „wędrować” czyli pojawiać się w różnych fazach ruchu orbitalnego. Plamę opisujemy jej współrzędnymi (szerokość i długość), rozmiarami (promień) i jej temperaturą w stosunku do otoczenia. Plamy mogą mieć niższą lub wyższą temperaturę od powierzchni otaczającej. Określenie tego na którym składniku mamy umiejscowić plamę wywołującą dane zniekształcenie może sprawić kłopot. Zwykle przyjmujemy że jest to składnik o niższej temperaturze i atmosferze konwektywnej.

2.1.5 Krzywe blasku i prędkości radialnych

Znając równania opisujące kształt, rozmiary, rozkład jasności na powierzchni składników i nachylenie orbity jesteśmy w stanie odtworzyć krzywą blasku układu. W rotującym układzie widzimy składniki z różnych kierunków. Powoduje to zmianę strumienia docierającego do nas ze składników na skutek zmian przekroju obserwowanego gwiazdy i niejednorodnego rozkładu jasności na powierzchni. Dodatkowo na skutek zaćmień następuje okresowe osłabienie strumieni, w fazie 0 dla składnika pierwszego i w fazie 0.5 dla drugiego. Metoda WD pozwala również na modelowanie układu potrójnego w którym trzeci składnik nie uczestniczy w zaćmieniach i zazwyczaj znajduje się w większej odległości od pary zaćmieniowej. Przyjmuje się że „trzecie światło” l_3 jest stałe. Całkowity strumień obserwowany to $l(\phi) = l_1(\phi) + l_2(\phi) + l_3$ (Rys 2.4), czyli jest sumą swiatła pochodzącego od dwóch lub trzech składników, uwzględniającą osłabienia strumienia na skutek zaćmień.

Sumowanie światła docierającego do obserwatora z powierzchni składników dokonywane jest numerycznie, powierzchnia gwiazdy dzielona jest na małe elementy i dla każdego z nich jest wyznaczana jasność i przypisywany status określający czy ten element jest zaćmiony. Parametry n_1 i n_2 opisują liczbę warstw „siatki” elementów powierzchni dla obu składników.



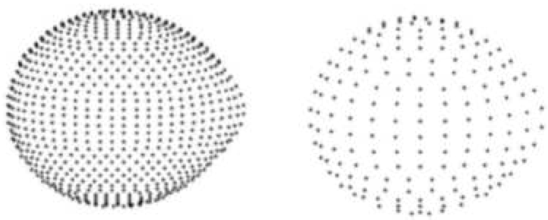
Rysunek 2.4: Strumień obserwowany dla składników 1 i 2 oraz sumaryczny dla całego układu 1+2.

Krzywa blasku którą otrzymujemy z obserwacji jest wyskalowana w magnitudach. Programy generują zazwyczaj syntetyczne krzywe w jednostkach strumienia unormowanego do jedynki. Aby przeliczyć krzywą blasku do strumienia korzystamy ze wzoru:

$$I_i = 10^{(l_i - l_0)} \tag{2.11}$$

gdzie l_0 to maksymalna jasność układu bez uwzględnienia efektu odbicia. W większości prac faza 0 jest przyjmowana jako moment zaćmienia głównego (głębszego), dla kołowej orbity faza 0.5 przypada na zaćmienie wtórne.

Aby wygenerować krzywą prędkości radialnych na podstawie znanych prędkości orbitalnych i nachylenia orbity możemy zastosować prosty model w którym gwiazdę zastąpimy



Rysunek 2.5: Trójwymiarowy obraz siatki dla n=20 i n=10

punktowym źródłem światła (point source model).

Dla kołowych orbit o nachyleniu 90° obserwowana prędkość radialna $V_{obs} = V_{orb} sin(\phi)$ gdzie ϕ to faza ruchu orbitalnego. Jeżeli mamy jednak mniejsze nachylenie, to musimy uwzględnić jeszcze jeden rzut wektora prędkości $V_{obs} = V_{orb} sin(\phi) sin(i)$.

Wykreślając tą funkcje dla obu składników otrzymujemy dwie sinusoidy przesunięte w fazie o π. W fazach zaćmień 0 i 0.5 mamy minimalne prędkości radialne a w fazach 0.25 i 0.75 maksymalne. Fazy określamy zgodnie z założeniem, że faza zero przypada na zaćmienie główne[3]. Dla gwiazdy ciągu głównego wiemy że temperatura rośnie wraz z wzrostem masy. Dla układów w których składniki leżą na ciągu głównym oznacza to że składnik pierwszy o wyższej temperaturze ma większą masę. W takiej sytuacji składnik pierwszy ma krzywą RV o mniejszej amplitudzie K_1. Składnik lżejszy (2) ma amplitudę większą. Stosunek mas wynosi $q = K_1/K_2 < 1$.

W trakcie ewolucji składnik masywniejszy, który ewoluuje szybciej, może zmniejszyć swoją temperaturę poniżej temperatury składnika drugiego. Sytuaja taka jest możliwa dla układów o stosunku mas bliskim 1. Wtedy zgodnie z przyjętą definicją fazy zero składnik pierwszy będzie miał mniejszą masę. Otrzymamy wtedy stosunek mas $q > 1$ ponieważ składnik pierwszy ma większą amplitudę zmian prędkości radialnych.

Na podstawie modelu źródła punktowego możemy pokazać idee wyznaczenia podstawowych parametrów z krzywej RV. Jeżeli posiadamy obserwacje spektroskopowe układu w których są widoczne linie obu składników możemy uzyskać krzywe ich prędkości radialnych. Korzystajac z metody najmniejszych kwadratów możemy dopasować do nich dwie sinusoidy wyznaczając w ten sposób obie amplitudy K_1 i K_2 oraz prędkość radialną układu zaćmieniowego (środka mas) względem Słońca. Prędkość radialną układu V_γ jest widoczna na wykresie jako przesunięcie obu krzywych na osi prędkości (Rys. 2.6). Stosunek mas wyznaczamy z wzoru $q = K_1/K_2$. Korzystając ze wzoru 2.12 możemy wyznaczyć wartość $a\ sin\ i$.

$$a\ sin\ i = (K_1 + K_2) \cdot P \cdot 0.01976 \tag{2.12}$$

gdzie okres P jest w dobach, $K_{1,2}$ w kilometrach na sekundę a uzyskany wynik w jednostkach promieni Słońca.

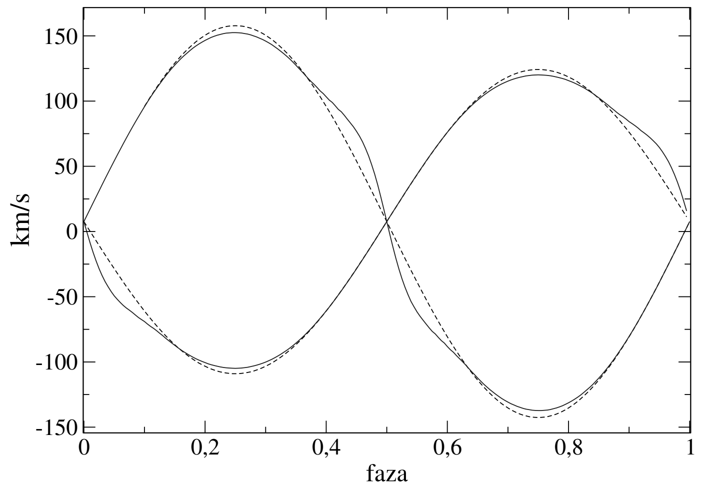
Jeżeli znamy wartość nachylenia orbity z fotometrii to dzieląc uzyskany wynik przez sinus kąta nachylenia otrzymujemy półoś wielką $a[R_\odot]$. Masy składnikow w jednostkach masy Słońca możemy uzyskać korzystając ze wzoru 2.13.

$$m_{1,2} = \frac{1.038\ 10^{-7}(K_1 + K_2)^2 \cdot K_{1,2} \cdot P}{sin^3 i} \tag{2.13}$$

Wzory te można wyprowadzić z prawa powszechnego ciążenia oraz praw Kepler'a. Stałe liczbowe zależne są od przyjętego ukladu jednostek.

Model źródła punktowego to dobre pierwsze przybliżenie jednak gwiazdy nie są punktowymi źródłami promieniowania lecz obiektami niesferycznymi o niejednorodnym rozkładzie jasności na powierzchni. Różnice w wyznaczonych amplitudach mogą różnić się o kilka procent. Aby wyznaczyc dokładnie krzywe prędkości musimy znaleźć średnią prędkość pochodzącą od wszystkich widocznych (nie zaćmionych) elementów powierzchni, wa-

[3]W niektórych publikacja stosuje się też inne definicje fazy zero



Rysunek 2.6: Krzywa prędkości radialnych dla modelu źródła punktowego (linia przerywana) oraz dla dokładnego modelu (linia ciągła).

żoną ich jasnością. Oznacza to żę konieczne jest skorzystanie z dokładnych wzorów na kształt, rozmiary i rozkład jasności obu składników. Krzywa wyznaczona w ten sposób lepiej odpowiada danym obserwacyjnym i różni się od sinusoid modelu punktowego amplitudami oraz zniekształceniami krzywej w okolicy zaćmień na skutek efektu Rossitera. Efekt ten pojawia się w trakcie tranzytu jednego ze składników przez tarczę drugiego. Gwiazdy rotują wokół własnych osi i w trakcie zaćmienia widzimy różne części tarczy gwiazdy zakrywanej. Jeżeli widzimy część tarczy, która na skutek rotacji zbliża się do nas obserwujemy obniżoną prędkość radialną i na odwrót.

2.1.6 Wpływ parametrów modelu na krzywe LC i RV[4]

W tabeli 2.2 zestawiono podstawowe parametry opisujące układ zaćmieniowy w metodzie WD. Podano w niej typowe wartości niektórych parametrów lub stosowane jednostki.

Kształt krzywej blasku LC[4] zależy przede wszystkim od separacji między składnikami, rozmiarami gwiazd i nachylenia orbity. Jeżeli gwiazdy wypełniaja w znacznym stopniu swoje krytyczne powierzchnie Roche'a wtedy zaćmienia są możliwe dla szerszego zakresu nachyleń. W przeciwnym wypadku, czyli wtedy kiedy rozmiary gwiazd są małe w stosunku do separacji, aby zachodziły zaćmienia nachylenie musi być bliskie 90°. Nachylenie definiujemy jako jako kąt pomiędzy normalną do orbity oraz kierunkiem do obserwatora. Kąt 90° odpowiada maksymalnej możliwej amplitudzie zmian blasku. Jeżeli dla danego układu będziemy zmieniać kąt i pod którym widzimy układ kształt krzywej blasku ulegnie zmianie. Przy 90° mamy zaćmienie całkowite centralne. Jeżeli składniki mają różne roz-

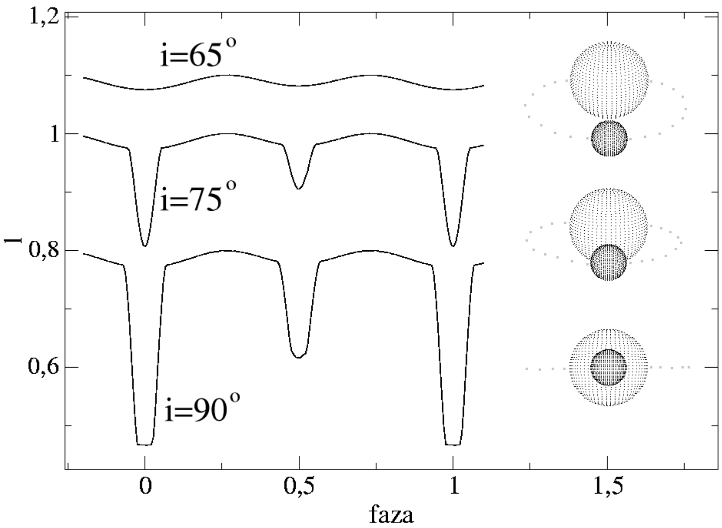
[4]Dla krzywych blasku i prędkości radialnych będziemy używać skrótów LC (light curve) oraz RV (radial velocities).

Tablica 2.2: Parametry opisujące układ podwójny w metodzie Willsona-Devinney.

oznaczenie	parametr	zakres/jednostka
parametry związane z krzywą blasku		
i	nachylenie	0–90°
Ω_{12}	potencjał powierzchniowy	3–7
l_{12}	jasność	$l_1 + l_2 = 1$
T_{12}	temperatura	3500–50 000K
x_{12}	wsp. pociemnienia brzegowego	0–1
A_{12}	albedo	0.5/1
g_{12}	wsp. pojaśnienia grawitacyjnego	0.32/1
parametry orbitalne		
q	stosunek mas	0–1
a	półoś wielka	$R_\odot$
V_γ	prędkość radialna systemu	$km \cdot s^{-1}$
orbity eliptyczne		
e	mimosród orbity	0–1
ω	długość węzła	0–360°
inne parametry		
F_{12}	wsp. rotacji asynchronicznej	F=1 dla rot. synchr.
l_3	jasność trzeciego składnika	$l_1 + l_2 + l_3 = 1$
parametry sterujące działaniem programu		
n_{12}	liczba warstw siatki na powierzchni	20–40
IPB	włączenie zależności $T_2 - L_2$	0/1
$if_{(atm)}$	włączenie efektów nie Planckowskich	0/1
$mode$	różne tryby(mody) pracy	-1/0/1/2/3/4/5/6

miary zaćmienie będzie posiadało płaskie dno, dla składników o jednakowych rozmiarach faza maksymalna trwa tylko chwilę. Dla nachyleń mniejszych od 90° mamy zaćmienia niecentralne i przy pewnym nachyleniu granicznym mamy zaćmienie styczne. Poniżej tej wartości i zachodzą zaćmienia częściowe. Dla mniejszych nachyleń mamy mniejsze amplitudy zmian blasku. Jężeli nachylenie jest zbyt małe by zachodziły zaćmienia możemy zaobserwować tzw. zmiany elipsoidalne związane z niesferycznym kształtem i niejednorodną jasnoscią powierzchni i mają zazwyczaj amplitudy poniżej 0.1 mag.

Kolejne cechy, które wpływają na kształt krzywej blasku to rozmiary i kształt składników układu. Opisuje je potencjał powierzchniowy Ω_{12} który określa pewne powierzchnie ekwipotencjalne ograniczające obie gwiazdy. Wartości potencjału są najczęściej z zakresu 3–8. Wysokie potencjały odpowiadają małym rozmiarom i sferycznej symetrii a niskie potencjały, dużym rozmiarom i kształtowi kropli. Gwiazdy o niskim potencjale

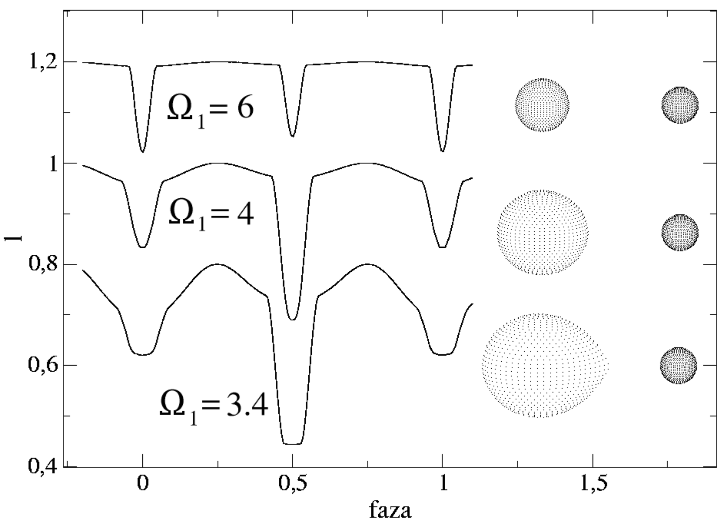


Rysunek 2.7: Wpływ nachylenia orbity na kształt krzywej blasku.

mocno wypełniają krytyczną powierzchnie Roche'a. Minimalna wartość potencjału dla danego składnika nie będącego w kontakcie z drugim składnikiem to właśnie wartość potencjału tej powierzchni krytycznej lub punktu Lagrange'a L_1. Przy tej wartości potencjału gwiazda jest mocno zniekształcona i przez punkt L_1 może nastąpić wypływ materii do składnika 2. Struga materii opada na drugi składnik po łuku z powodu nadmiaru momentu pędu. Stopień zniekształcenia przynajmniej jednego składnika możemy zaobserwować w maksimach krzywej blasku. Dla zniekształconych (eliptycznych) składników mamy charakterystyczny garb w fazach 0.25 i 0.75.

Dla orbit kołowych przy pierwotnym i wtórnym zaćmieniu mamy przesłanianą taką samą powierzchnie. W takim przypadku spadek jasności układu zależy od temperatury fragmentu zaćmiewanego i wielkości efektu pocimnienia brzegowego i pojaśnienia grawitacyjnego w tym obszarze. Głębsze minimum odpowiada sytuacji w której zaćmiewana jest gwiazda o wyższej temperaturze. Jasność danego składnika zależy przede wszystkim od temperatury i promienia. W metodzie WD przyjęto następujące oznaczenia. Energie wypromieniowaną przez gwiazdę we wszystkich kierunkach oznaczamy przez L_1 i L_2 (Luminosity). W kodzie WD oraz w programie PHOEBE oznaczamy te wielkości przez HLA[5] i CLA. Program PHOEBE pozwala nam obejrzeć dopasowaną do obserwacji syntetyczną krzywą w jednostkach strumienia i magnitudo. Jasność składników w jednostkach strumienia są wyznaczane jako $HLA/4\pi$ i $CLA/4\pi$. Poziomy HLA i CLA zależą od parametru l_0 - poziom zerowy do normalizacji strumienia. Wartość l_0 odpowiada jasności układu w magnitudach w fazie 0.25 lub 0.75 (w kwadraturach) bez uwzględnienia efektu

[5]Nazwy skrótowe HLA, CLA czy TAVC pochodzą z fortranowskiego kodu WD. Nazwy zostały zestawione w dodatku 2.



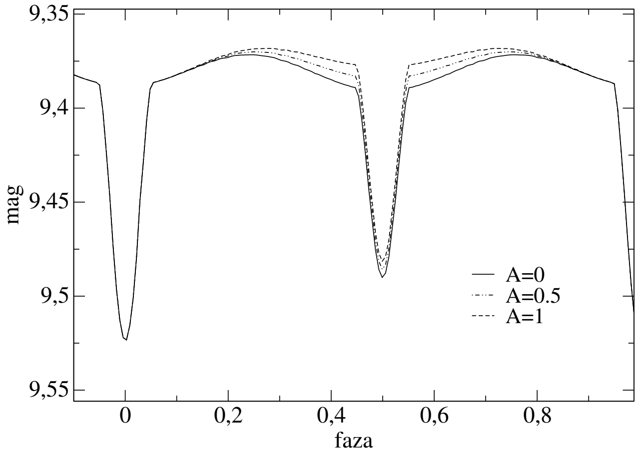
Rysunek 2.8: Wpływ potencjału powierzchniowego Ω_1 na kształt krzywej blasku ($i < 90°$).

refleksu. Jeżeli dobierzemy l_0 w ten sposób suma HLA i CLA wynosi 12.56 a w jednostkach 4π jest równe 1. W programie MINGA używamy unormowane do jedynki jasności $l_1 + l_2 = 1$. Jeżeli mamy więcej krzywych blasku w różnych filtrach będziemy mieli dla każdej krzywej zestaw parametrów l_{12} (lub HLA, CLA). Wartości w różnych filtrach będą oczywiście się różnić, odzwierciedla to rożny kolor (temperature) składników. Średnią efektywną temperaturę oznaczamy przez T_1 i T_2 (lub TAVH, TAVC).

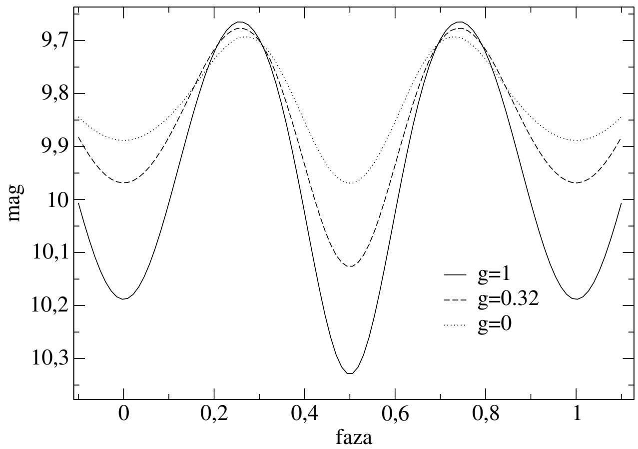
Wpływ jasności l_{12} i temperatur T_{12} na krzywą blasku zależy od stosowanego modu. Na przykład w modzie zero L_2 nie jest wyznaczany na podstawie temperatury. Mod drugi jest identyczny za wyjątkiem tego że zależność $L_2 - T_2$ jest włączona. Jasność L_2 jest wyznaczana z temperatur z zastosowaniem modelu ciała doskonale czarnego lub modeli atmosfer. Zależność $L_2 - T_2$ jest domyślna dla modów ≥ 1. Możemy wyłączyć tą zależność ustawiając wartość parametru IPB=1 (normalna wartość wynosi zero).

W pobliżu faz 0 i 0.5 składniki układu ustawiają się jeden za drugim względem obserwatora. W tych fazach efekt odbicia jest największy. Gwiazda znajdująca się z tyłu działa jak reflektor. Na rysunku 2.9 widzimy wpływ zmian albedo składnika drugiego na krzywą blasku. Dla gwiazd bardzo bliskich może być potrzebne uwzględnienie wielokrotnego odbicia. W programie PHOEBE mamy możliwość wybrania ile odbić chcemy uwzględnić. W niektórych przypadkach efekt refleksu może mieć znaczny wpływ, na przykład dla HZ Her mamy amplitudę odbicia 1.5 mag. Aby uzyskać dobry wynik musimy wtedy zastosować szczegółowy model efektu odbicia.

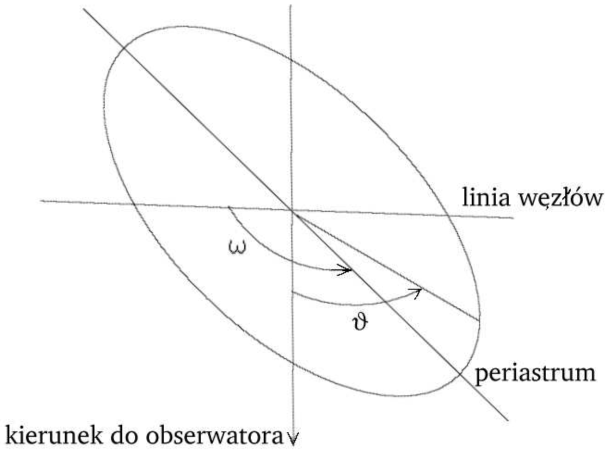
Pojaśnienie grawitacyjne jest maksymalne wtedy kiedy gwiazda jest maksymalnie zniekształcona czyli kiedy wypełnia swoją powierzchnie Roche'a. Na rysunku 2.10 widać krzywą zmian blasku tylko jednego ze składników (bez zaćmień). Dla wartości g=0 zmiany blasku są spowodowane zmiennym przekrojem zniekształconej gwiazdy widzianym przez



Rysunek 2.9: Krzywe blasku dla trzech wartości albedo składnika drugiego.



Rysunek 2.10: Elipsoidalne zmiany blasku składnika drugiego który wypełnia powierzchnie Roche'a dla trzech wartości współczynnika pojaśnienia grawitacyjnego. Światło składnika 1 zostało wyłączone.



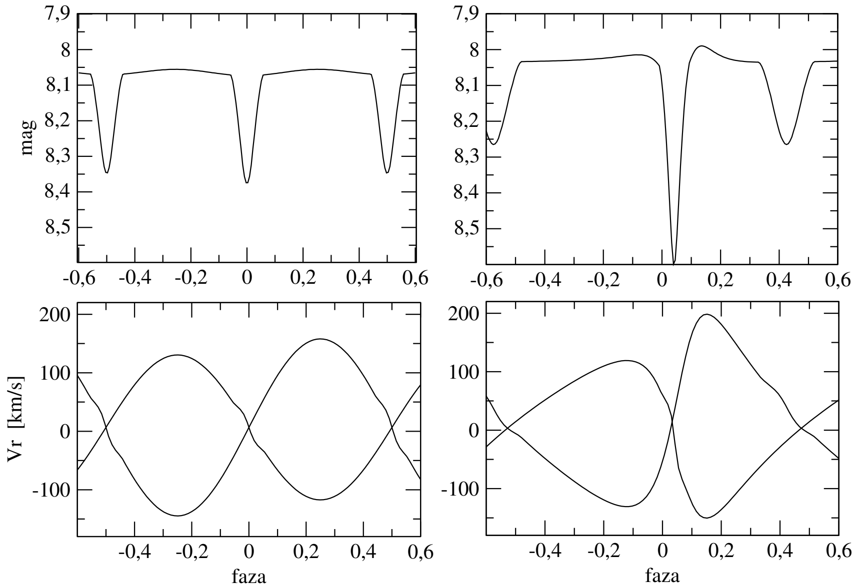
Rysunek 2.11: Definicja długosci periastrum ω (lub λ_{per}) oraz fazy ruchu orbitalnego θ. Linia węzłów jest przecięciem płaszczyzny orbity oraz płaszczyzny stycznej do sfery niebieskiej.

obserwatora. Dla współczynników pojaśnienia większych od 0 widać efekt pojaśnienia grawitacyjnego. Zmiany spowodowane tym efektem są zgodne w fazie ze zmianami elipsoidalnymi , dodanie pojaśnienia grawitacyjnego powoduje zwiększenie amplitudy tych zmian. Pojaśnienie grawitacyjne powoduje żę najwyższa temperatura jest na biegunach a najniższa przy punkcie Lagrange'a L_1.

Informacje o półosi wielkiej otrzymujemy z obserwacji spektroskopowych. Jest ona czynnikiem skalującym. Znajomość jej wielkości pozwala nam wyznaczyć absolutne wartości mas i promieni. Dla zadanego okresu mniejsze wartości półosi wielkiej odpowiadają mniejszym amplitudom krzywych RV. Stosunek mas decyduje o stosunku amplitud krzywych prędkości radialnych $q = K_1/K_2$. Wpływa on również znacznie na kształt krzywych blasku. Stosunek mas decyduje o kształcie i rozmiarach powierzchni ekwipotencjalnych. Wraz z potencjałami powierzchniowymi składników opisuje kształt i rozmiary gwiazd (w stosunku do półosi wielkiej).

Kołowe orbity posiadają układy bliskie, w których występują duże siły pływowe i które miały wystaczająco dużo czasu na ukołowienie orbity. Duża część układów podwójnych posiada jednak orbity eliptyczne. Zazwyczaj układy eliptyczne rozpoznajemy po przesuniętym minimum wtórnym (Rys. 2.12). Przesunięcie fazowe pomiędzy minimami nie wynosi 0.5 jak w przypadku orbit kołowych (z wyjątkiem dwóch długości periastrum 90° i 270°). Oprócz przesunięcia minimum obserwujemy również zniekształcenie maksimów. Na skutek niejednostajnego ruchu po orbicie maksima moga być asymetryczne.

W trakcie ruchu orbitalnego zmienia się odległość składników i kształt powierzchni ekwipotencjalnych które ograniczają gwiazdy. W przypadku małej odległości składniki są bardziej zniekształcone co powoduje że jedno z maksimów jest bardziej zakrzywione. Płaskie maksimum odpowiada dużej odległości składnikow. Na Rys. 2.13 przedstawiony jest układ o orbicie eliptycznej dla różnych kątów długości periastrum. Jest to równoważne z obserwowaniem układu z różnych kierunków bez zmiany nachylenia orbity. Głębokość zaćmień jest różna przede wszystkim na skutek różnej odległości między składnikami w

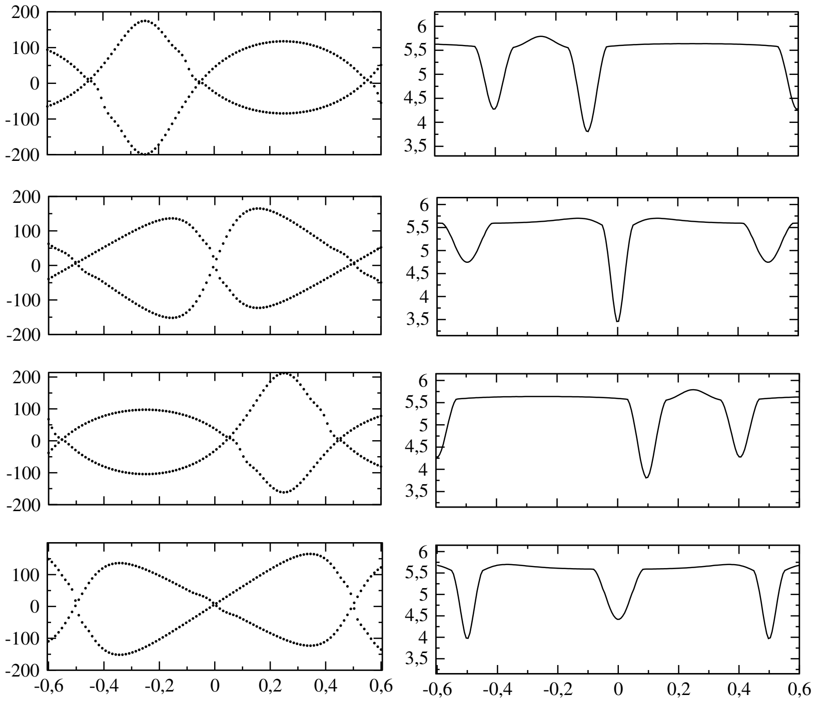


Rysunek 2.12: Porównanie krzywych blasku i prędkości dla tej samej pary gwiazd dla orbity kołowej i orbity eliptycznej e=0.4.

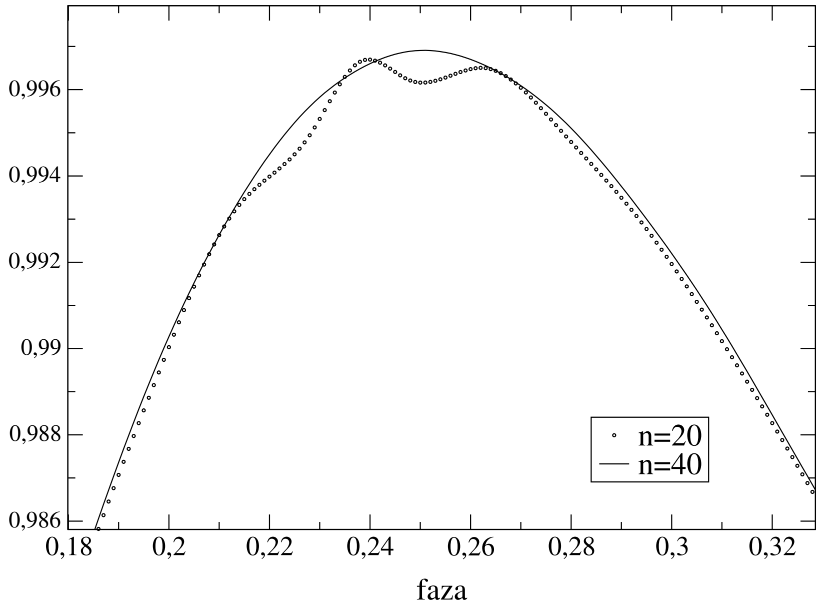
trakcie zaćmień. W rozdziale 3.4 omówiono obserwacje i model układu o orbicie eliptycznej V821 Cas. W tym ukladzie zaobserwowano ruch linii apsyd - zmianę długości periastrum. Powoduje to zmiane krztałtu krzywych LC i RV w czasie.

Układy zaćmieniowe odkrywane są w wyniku obserwacji fotometrycznych. W niektórych przypadkach promieniowanie docierające do nas pochodzi od trzech gwiazd. Trzeci składnik może być częścią układu zaćmieiowego lub gwiazdą tła która ma bardzo zbliżone współrzędne na sferze niebieskiej. Trzecie światło (l_3) dodane do promieniowania układu powoduje że głębokość zaćmień w stosunku do całkowitego strumienia zmniejsza się. Zmniejszenie głębokości minimów można uzyskać również dla mniejszego nachylenia orbity. Nachylenie i trzecie światło są mocno skorelowane co może spowodować błędne oszacowanie tych wielkości w trakcie modelowania. Identyfikacja trzeciego składnika jest możliwa w widmach gwiazdy lub w przesunieciach momentów zaćmień na skutek wpływu trzeciej masy. W rozdziale 3.5 został opisany układ potrójny GT UMa. W widmie układu wyraźnie widać linie trzech składnikow. W metodzie WD trzecie światło jest traktowane jako stałe. Typowym przypadkiem jest sytuacja w której trzeci mało masywny składnik krąży wokół pary zaćmieniowej i nie uczestniczy w zaćmieniach.

Dokładności krzywych, które otrzymujemy zależą od liczby warstw siatki którą stosujemy. Dla zbyt małych wartości n widoczne są efekty dyskretyzacji powierzchni gwiazdy - własności powierzchni gwiazdy syntetycznej zmieniają się skokowo a nie w sposób ciągły. W metodzie WD siatki składników opisywane są przez parametry n_1 i n_2 odpowiednio



Rysunek 2.13: Krzywe blasku i prędkości radialnych dla czterech wartości ω (0, 1.57, 3.14, 4.71 radianów). Spłaszczenie orbity wynosi e=0.3.



Rysunek 2.14: Powiększenie fragmentu krzywej blasku (maksimum), widać różnice dla dwóch wartości n. Krzywe otrzymano programem MINGA.

dla każdego ze składników. Do wstępnych dopasowań możemy stosować n rzędu 20 a dla dokładnych modeli rzędu 35. Oczywiście dla gwiazdy wypełniającej powierzchnie Roche'a musimy zastosować więcej warstw niż dla gwiazdy o bardzo małych rozmiarach aby uzyskać odpowiednią dokładność.

2.1.7 Mody

Metoda WD jest dostosowana do różnych konfiguracji układów zaćmieniowych dzięki ośmiu modom z których możemy korzystać. Poniżej zostały opisane mody pracy programu WD dla wersji z roku 2004.

Mod -1 jest przeznaczony dla układów rentgenowskich, w których składnik pierwszy to gwiazda neutronowa a składnik drugi jest zwyczajną gwiazdą. Czas trwania zaćmienia gwiazdy neutronowej znamy z obserwacji rentgenowskich. Potencjał powierzchniowy gwiazdy towarzyszącej dopasowujemy tak aby czas trwania zaćmień rentgenowskich zgadzał się z obserwacjami. Mod ten zezwala na rotacje asynchroniczną składnika drugiego oraz na orbitę eliptyczną.

Najbliższy modelu Russela jest mod 0 który jest przeznaczony do modelowania układów rozdzielonych. W tym modzie nie mamy ograniczeń: stosunek jasności składników nie musi być w zgodzie z temperaturami. Jasność L_2 nie jest wyznaczana na podstawie temperatur. Oznacza to że w tym modzie nie możemy dopasowywać temperatury T_2.

Dla gwiazd o wspólnej otoczce takich jak gwiazdy W UMa jest przeznaczony mod 1. W tym modzie przyjmuje sie iż gwiazdy są w kontakcie termicznym czyli ich temperatury powierzchniowe są równe co pociąga za sobą jednakowe lub zbliżone parametry g_{12}, A_{12}, x_{12}, y_{12}. Potencjały obu składników są również równe ponieważ układ wypełnia wspólną powierzchnie ekwipotencjalną.

Mod drugi jest identyczny z zerowym poza sposobem wyznaczania jasności L_2. W tym modzie wyznaczamy jasność drugiego składnika na podstawie temperatury. Możemy wyznaczyć temperaturę T_2 przy założonej T_1 (na przykład na podstawie klasyfikacji widmowej) lub na odwrót.

Mod trzeci opisuje gwiazdę we wspólnej otoczce bez kontaktu termicznego. Wspólny jest tylko potencjał powierzchniowy $\Omega_1 = \Omega_2$. Parametry opisujące rozkład jasności na powierzchni są różne dla obu składników.

Dla gwiazd półrozdzielonych dopasowujemy tylko potencjał (rozmiar, kształt) składnika który nie wypełnia swojej powierzchni krytycznej, natomiast potencjał składnika który osiągnął swój maksymalny rozmiar jest równy potencjałowi jego powierzchni krytycznej. Dla układów półrozdzielonych są przeznaczone mody 4 i 5 w których odpowiednio składniki pierwszy lub drugi są gwiazdami wypełniającymi swoje powierzchnie krytyczne Roche'a. W tych modach L_2 jest dowiązane do temperatur.

2.1.8 Proces modelowania w praktyce

W tym rozdziale omówimy proces modelowania od strony praktycznej, zwracając uwagę przede wszystkim na układy rozdzielone i półrozdzielone. Omówimy pracę z programami bazującymi na metodzie WD takimi jak MINGA i PHOEBE.

Proces modelowania układu zaćmieniowego jest procesem iteracyjnym w którym parametry układu zostają dopasowywane metodą kolejnych przybliżeń. Aby proces ten był szybko zbieżny musimy określić możliwie dokładnie startowe wartości procesu minimalizacji.

Pierwsze informacje o układzie zazwyczaj otrzymujemy z obserwacji fotometrycznych. W tabeli 2.3 przedstawiono niektóre systemy fotometryczne. Często informacje w katalogach o słabszych obiektach (>9-10 mag) są bardzo niepewne. Podstawową informacją dla nas jest wskaźnik barwy. Dobrym źrodłem informacji o kolorze i jasności to katalog Tycho (1 i 2). Wzory transformacji do systemu Johnsona są następujące:

$$
\begin{aligned}
(B-V) &= 0.850(B_T - V_T) \\
V &= V_T - 0.090(B_T - V_T)
\end{aligned}
\tag{2.14}
$$

Typu widmowe w katalogu PPM są bardzo niepewne i często znacznie rożnią się od wskaźników barwy. Wygodnym narzędziem do korzystania z danych zawartych w katalogach to baza danych SIMBAD (`http://simbad.u-strasbg.fr/sim-fid.pl`).

Tablica 2.3: Systemy fotometryczne

system	pasmo	λ_{eff} nm	FWHM nm
UBVRI	U	365	66
Johnson	B	445	94
	V	551	88
	R	658	138
	I	806	149
Hipparcos	Hp	550	225
ASAS-2	szeroki I		
ASAS-3	Johnson V		
Tycho	B_T	420	75
	V_T	510	100

Dobór parametrów startowych

Pierwszych informacji o układzie zaćmieniowym dostarczają nam pomiary fotometryczne. Wskaźnik barwy informuje nas o kolorze układu, który jest wynikiem mieszania się światła pochodzącego od obu składników. Z niego nie otrzymujemy bezpośredniej informacji o temperaturach składników. Wstępne zapoznanie się z krzywą blasku pozwala nam w przybliżeniu ustalić w jakim stopniu zniekształcone są składniki lub przynajmniej jeden z nich. Jeżeli maksima krzywej blasku są zakrzywione oznacza to ze przynajmniej jeden że składników wypełnia bardziej swoją krytyczną powierzchnie Roche'a czyli jest bardziej zniekształcony. Płaskie maksima informują nas, iż oba składniki są w przybliżeniu sferyczne. Różnica w głębokościach zaćmień niesie informację o stosunku temperatur obu gwiazd. W trakcie zaćmień głównego i wtórnego powierzchnia zaćmiewana przez gwiazdy jest jednakowa[6]. Jeżeli zaniedbamy wpływ pociemnienia brzegowego i grawitacyjnego możemy zapisać prostą zależność wynikającą z prawa Stefana - Boltzmana, która wiąże stosunek głębokości obu minimów ze stosunkiem temperatur obu składników.

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right)^4 = \frac{\Delta l_1}{\Delta l_2} \tag{2.15}$$

W pierwszym przybliżeniu możemy założyć iż temperatura pierwszego składnika odpowiada wskaźnikowi barwy całego układu. Możemy wtedy określić temperaturę drugiego składnika przy pomocy równania (2.15). Takie przybliżenie daje dobre wyniki wtedy kiedy składnik pierwszy jest znacznie jaśniejszy od drugiego, w przeciwnym wypadku uzyskane temperatury będą niższe od rzeczywistych.

[6]Dotyczy to tylko układów o orbicie kołowej a dla orbity eliptycznej jest spełnione tylko dla dwóch wartości długości periastrum.

Aby uzyskać lepsze przybliżenie musimy uwzględnić to iż kolor układu jest „średnią” kolorów obu składników ważoną ich jasnością. Korzystając z takiej średniej ważonej możemy zapisać przybliżone wzory dla temperatur, których dokładność jest w granicach 10-30 K.

$$T_1 = \frac{T_{1+2}(L_1 + L_2) + \Delta T \cdot L_2}{L_1 + L_2}$$

$$T_2 = T_1 - \Delta T \tag{2.16}$$

Wzory te możemy zastosować dopiero po uzyskaniu wstępnego modelu z którego wyznaczamy jasności składników $L_{1,2}$ oraz różnice temperatur ΔT. Temperatura T_{1+2} odpowiadająca wskaźnikowi barwy całego układu którą znamy z fotometrii. Wzór ten daje dobre przybliżenie póki ΔT jest na tyle małe aby kolor zależał liniowo od temperatury.

Do wstępnych szacunków możemy stosować również wzór Zwittera (2003)

$$R_1^2 T_1^4 + R_2^2 T_2^4 = (R_1^2 + R_2^2) T_{1+2}^4 \tag{2.17}$$

gdzie $R_{1,2}$ to promienie składników ze wstępnego dopasowania. Wzór 2.17 można stosować w przypadku małych różnic temperatury składników. Lepszą metodą określenia temperatury składników jest oznaczenie typów widmowych na podstawie wysokiej jakości widm wykonanych w fazach 0.25/0.75 kiedy obserwujemy linie obu składników.

Na skutek poczerwienienia obserwowany kolor układu nie odpowiada rzeczywistości, co powoduje zaniżenie szacunków temperatur obu składników. Jeżeli znamy odległość do układu i nadwyżkę barwy $E(B-V)$ (str. 40 - Wyznaczenie parametrów absolutnych) możemy wprowadzić poprawkę na poczerwienienie. Alternatywnie możemy skorzystać z wskaźników c_1 i $(b-y)$ z systemu wielobarwnego *uvby*. Są one niezależne od ekstynkcji, z wyjątkiem przypadków, w których mamy odstępstwa od prawa poczerwienienia. Korzystając z diagramu dwuwskaźnikowego $c_1 - (b-y)$ (Kubiak 1994, str. 157) zawierającego siatkę krzywych temperatury i log(g) możemy określić temperaturę układu T_{1+2}.

Jedna z nowości w programie PHOEBE to możliwość usuwania efektu poczerwienienia z krzywych blasku (Prša 2005b).

Wyznaczenie wartości wstępnych dla Ω_{12} jest trudne ze względu na dużą ilość możliwych konfiguracji zależnych od q i i. Jednak możemy podać orientacyjne granice zakresów wartości dla różnych krzywych blasku.

- układ rozdzielony - płaskie maksima
  Oba potencjały są rzędu 6-7 lub większe

- układ rozdzielony - zakrzywione maksima
  Przynajmniej jeden składnik ma niższy potencjał rzędu 4-5

- układ półrozdzielony - zakrzywione maksima lub ciągle zmiany blasku
  Składnik wypełniający powierzchnie Roche'a posiada potencjał powierzchniowy rzędu 2-3

- układ kontaktowy - ciągle zmiany blasku
  Układ jest opisany pojedyńczym potencjałem z zakresu $\Omega_{L_1} > \Omega > \Omega_{L_2}$

Kolejne parametry które musimy określić dla naszego punktu startowego to współczynniki pociemnienia grawitacyjnego, brzegowego oraz albedo. Wartości współczynników pociemnienia brzegowego pobieramy z tablic Wadea i Rucinskiego (1985) lub Van Hamme'a (1993) (Tab. 2.5).

Wartości albedo A i współczynnika pojaśnienia grawitacyjnego g przyjmują dwie wartości w zależnośći od typu atmosfery:

– atmosfera konwektywna - $A = 0.5$ i $g = 0.32$

– atmosfera promienista - $A = 1.0$ i $g = 1.0$

Dla gwiazd o temperaturze powierzchni powyżej 8000K przyjmujemy atmosfere promienistą.

Proces modelowania

Parametry, które najczęściej są dopasowywane metodą WD dla obserwacji fotometrycznych dla układów rozdzielonych to nachylenie i, potencjały powierzchniowe Ω_{12} oraz jasności składników l_{12} lub temperatura T_2. Z krzywych RV mamy informację o $a\ sin\ i$, q, V_γ. Obserwacje fotometryczne pozwalają nam określić rozmiary składników w jednostkach względnych gdzie odległość składników równa jest 1. Obserwacje spektroskopowe pozwalają nam wyznaczyć $a\ sin\ i$ co w połączeniu z wyznaczonym z fotometrii nachyleniu daje nam rozmiar półosi wielkiej $a[R_\odot]$. Zatem obserwacje spektroskopowe są dla nas czynnikiem skalującym układ. Innymi słowy na podstawie spektroskopii wiemy czy układ

Tablica 2.4: Wartości potencjału powierzhniowego dla punktów Lagrange'a 1, 2 przy różnych stosunkach mas.

q	0.5	0.75	1
L_1	2.88	3.33	3.75
L_2	2.58	2.90	3.21

Tablica 2.5: Liniowe współczynniki pociemnienia brzegowego x (Van Hamme) dla $log(g) = 4$ w trzech filtrach dla czterech wartości temperatur efektywnych.

$T[K]$	U	V	I
4000	1.027	0.824	0.550
6000	0.764	0.573	0.384
8000	0.548	0.517	0.321
10000	0.459	0.412	0.253

ma małe rozmiary i znajduje się blisko czy też ma duże rozmiary i znajduje się w dużej odległości od nas. Dane RV i LC „zazębiają" się ponieważ krzywa RV nie wystarczy do wyznaczenia półosi wielkiej a krzywa LC nie określa jednoznacznie stosunku mas.

Parametry opisujące układ możemy podzielić na trzy grupy: dopasowane, stałe i tablicowe. Aby proces minimalizacji był optymalny nie możemy dopasowywać dowolnej liczby parametrów (patrz 2.9). Dlatego warto założyć stałość niektórych spośród nich. Najczęściej parametry stałe to okres P, eliptyczność orbity e, współczynnik synchronizacji $F_{1,2}$ lub temperatury $T_{1,2}$. Jednak każdy z tych parametrów w razie potrzeby może być dopasowany. Parametry tablicowe to współczynniki pociemnienia brzegowego $x_{1,2}$, albedo $A_{1,2}$, wspołczynnik pojaśnienia grawitacyjnego $g_{1,2}$. Parametry tablicowe można również dopasować jednak ich wpływ na kształt krzywej blasku jest stosukowo słaby co oznacza, że są one gorzej określone i takie dopasowanie może dać błędne wyniki zwłaszcza dla gorszej jakości danych lub jeżeli uwolnimy je już na etapie wstępnym, kiedy jesteśmy daleko od minimum funkcji χ^2 czyli daleko od rozwiązania. Parametry które mocno wpływają na kształt krzywych to

- dla krzywej RV: a, i, q, V_γ
- dla krzywej LC: i, q, Ω_{12}, l_{12} lub T_2

W tabeli 2.6 mamy wyszczególnione parametry dopasowywane w zależności od posiadanych danych. Parametry oznaczone znakiem (+) w nawiasach mają niepewne wartości. Na przykład stosunek mas wyznaczony z obserwacji fotometrycznych q_{ph} jest niepewny z wyjątkiem przypadku układu półrozdzielonego lub kontaktowego. W układach rozdzielonych q_{ph} jest niepewne ze względu na silną korelację z potencjałami powierzchniowymi i nachyleniem orbity. Znaki (?) oznaczają możliwość określenia temperatury z widm. Jakość dopasowania określa zredukowane χ^2:

$$\chi_n^2 = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{N_k}\sum_{j=1}^{N_{obs}^i}(O_{ij} - C_{ij})^2 w_{ij} \tag{2.18}$$

gdzie:

- N_k liczba analizowanych krzywych
- N_{obs}^i liczba punktów w i-tej krzywej
- w wagi poszczególnych obserwacji
- n ilość stopni swobody $n = N_{obs} - N_{par}$
- N_{par} liczba zmiennych parametrów układu

Program WD jest złożony z dwóch bloków. Pierwszy to LC który generuje krzywe blasku i prędkości radialnych oraz profile linii widmowych. Drugi blok DC (Differential Corrections) zapewnia dopasowanie parametrów modelu. Proces minimalizacji polega na znalezieniu zestawu parametrów opisujących układ o najmniejszej wartości funkcji χ^2 czyli minimalnymi różnicami pomiędzy obserwacjami a układem syntetycznym. W praktyce

Tablica 2.6: Możliwości wyznaczenia parametrów układu podwójnego w zależności od posiadanych obserwacji (Kalrath i Milone 1999)

1. przynajmniej jedna krzywa blasku
2. tylko jedna krzywa RV
3. obie krzywe RV i żadna LC
4. przynajmniej jedna krzywa LC i jedna RV
5. przynajmniej jedna krzywa LC i obie krzywe RV

	1	2	3	4	5
$a_1 sin\ i$ lub $a_2 sin\ i$		+	+	+	+
$a\ sin\ i$, $a_{1,2} sin\ i$, $M_{1,2} sin^3 i$			+		+
a, $a_{1,2}$, $M_{1,2}$, $R_{1,2}$, $L_{1,2}$, d				(+)	+
e, ω, P	+	+	+	+	+
V_γ		+	+		+
q_{sp}			+		+
q_{ph}	(+)			(+)	(+)
i, $R_{1,2}/a$, l_2/l_1, $g_{1,2}$, $A_{1,2}$, $F_{1,2}$, $x_{1,2}$, l_3	+			+	+
T_2	+	(?)	(?)	+	+

modelowanie polega na iteracyjnym uruchamianiu obu bloków. W procesie minimalizacji (DC) mogą się pojawić problemy ze zbieżnością lub identyfikacją globalnego minimum.

Pierwszym możliwym utrudnieniem jest zbyt szerokie lub płytkie minimum w przestrzeni parametrów. Kształt minimum zależy od zestawu dopasowywanych parametrów. Dla większej liczby parametrów dopasowywanych minimum staje się bardziej rozmyte. Sytuacje można poprawic ograniczając ich liczbę.

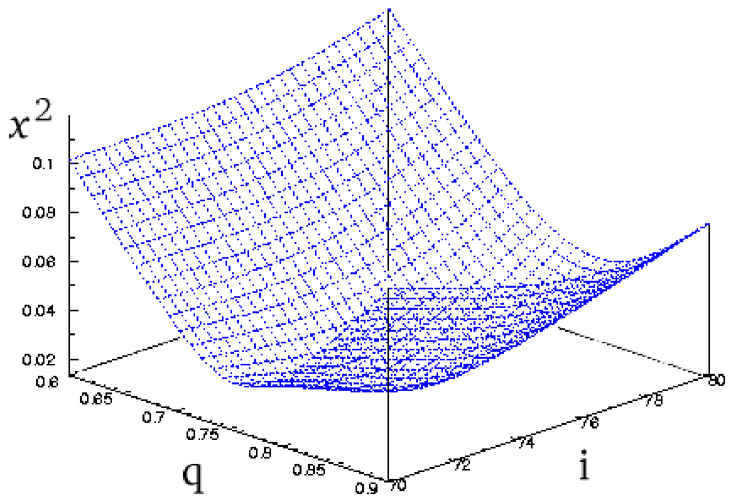
Kolejną przyczyną problemów ze zbieżnością procesu dopasowania jest niewystarczająca precyzja wyznaczanych numerycznie residuów i pochodnych w DC. Sytuację poprawia stosowanie pochodnych symetrycznych jednak one spowalniają proces obliczeniowy.

Kombinacja dwóch warunków, nieliniowości równania stanu i korelacji pomiędzy parametrami może również zakłócić proces poszukiwania minimum. Aby pozbyć sie niektórych korelacji między parametrami możemy podzielić je na grupy tak aby każda zawierała conajwyżej dwie pary mocno skorelowane. Dopasowanie wykonujemy wyzwalając kolejno każdy z zestawów parametrów. Metoda ta jest znana jako MMS (Method of Multiple Subsets). Zazwyczaj mniejsza grupa parametrów dopasowywanych powoduje iż szacowane błędy są mniejsze, minimum jest głębsze. Z tego powodu w ostatecznym dopasowaniu musimy wyzwolić wszystkie parametry dopasowywane aby uzyskać poprawną informacje o błędach dopasowanych parametrów.

W trakcie minimalizacji proces może trafic w ślepą uliczke - minimum lokalne. O tym czy otrzymane minimum jest najgłębsze (minimalne χ^2) możemy wnioskować na dwa sposoby. Pierwszy sposób to wykonanie dużej liczby próbnych dopasowań z różnych punktów startowych. Jeżeli znajdziemy więcej niż jedno minimum możemy wybrać to najgłębsze. Alternatywnie możemy zastosować metodę siatki rozwiązań (GRID). Metoda polega na stworzeniu 2D siatki parametrów. Zazwyczaj używa sie parę mocno skorelowaną, na przykład nachylenie i oraz stosunek mas q (Rys. 2.15). Dla każdej pary i-q wykonywane jest dopasowanie w którym te parametry są stałe. Otrzymujemy mapę χ^2 dla każdej pary wartości i-q.

Program PHOEBE (Prša 2005a) używa do minimalizacji metodę korekcji różnicowych DC. Jednak niektóre parametry dopasowuje się metodę Levenberga-Marquardta aby uzyskać lepszą zbieżność. Takie parametry to półoś wielka, okres i moment głównego tranzytu (HJD_0 lub T_0). W trakcie korzystania z PHOEBE stwierdzono problemy z zbieżnością. Kolejne iteracje poprawiają χ^2 jednak po osiągnięciu okolic minimum otrzymujemy wahania w tej okolicy bez ostatecznego ustabilizowania się. Taką sytuacje obserwowano przy dopasowaniach nachylenia, potencjałów i jasności. Dla półosi wielkiej, stosunku mas i prędkości układu minimalizacja zbiega się. Dobrą zbieżność uzyskujemy rownież dla długości periastrum, przesunięcia fazowego i mimośrodu orbity. Stosowanie MMS poprawia sytuacje z wyjatkiem bardzo bliskiego otoczenia minimum. Dodatkową możliwością poprawienia efektywności jest metoda Marquardta (1963). Metoda ta została dołączona do DC w roku 1998. Dobierajac odpowiednio wartość parametru λ możemy poprawic zbieżność.

W programie MINGA blok DC jest zastąpiony przez pakiet procedur minimalizujących oraz do analizy dopasowań. Program MINGA powstał na podstawie trzech programów. Pierwszy z nich to pakiet MINUIT do minimalizacji funkcji wielu zmiennych. Oryginalne źródła pochodzą z biblioteki CERNLIB. Drugi składnik to kod Wilsona generujący



Rysunek 2.15: Trójwymiarowa mapa χ^2 nachylenia i stosuku mas. dla BD-00 3357. Najmniejsza wartość χ^2 jest w okolicach otrzymanego rozwiązania q=0.78 oraz i=75° (rozdział 3.2).

krzywe blasku i prędkości radialnych. Trzecim składnikiem jest propgram PRICE do minimalizacji globalnej (Plewa 1993).

Autor programu T. Plewa (1988) proponuje następujący przepis na uzyskanie rozwiązania globalnego:

- analiza wstępna - mapowanie funkcji χ^2, GRID
- procedura minimalizacji SIMPLX - efektywna daleko od minimum
- stosujemy procedure MIGRAD do końcowego minimum.
- analiza otrzymanego rozwiązania HESSE

Na początku tworzymy siatke GRID w której niektóre parametry są stałe. Pozwala to nam zorientować się w globalnych własnościach funkcji χ^2. Możemy wyznaczyć 1 lub więcej potencjalnych obszarów w których może znajdować się globalne minimum. Badanie obszarów o niskich wartościach χ^2 wykonujemy kolejno procedurami SIMPLX i MIGRAD.

Ważenie obserwacji - błędy modelu

Programy służące do modelowania układów zaćmieniowych muszą uwzględniać różną jakość zestawów obserwacji jak również różnice w jakości poszczególnych punktów. Złe oszacowanie jakości obserwacji może spowodować że otrzymany model będzie niepoprawny a błędy parametrów modelu źle określone.

Błędy/wagi poszczególnych obserwacji otrzymujemy w trakcie redukcji przy pomiarze jasności lub prędkości radialnej. Związek pomiędzy wagą w a błędem σ w ogólności jest następujacy:

$$w = \frac{1}{\sigma^2} \tag{2.19}$$

Szacowane błędy wyników w programach MINGA oraz PHOEBE zależą przede wszystkim od rozrzutu obserwacji, korelacji miedzy parametrami, lecz również niektórych przyjętych wartosci jak:

- indywidualnych błedów/wag punktów obserwacyjnych
- wag poszczególnych zestawów obserwacji
- od doboru parametru l_0 odpowiadającego za normalizacje strumienia

W programie PHOEBE ważenie zestawów obserwacji realizuje się przez podanie wartości σ dla każdego zestawu. Indywidualne błędy/wagi znajdują się w pliku z obserwacjami. Program umożliwia cztery sposoby określenia indywidualnych błędów poszczególnych punktów.

- błędy zewnętrzne (absolute error) - znane z procedury pomiaru lub z wcześniejszych obserwacji
- wagi rzeczywiste (real weight) - wyliczane z błędów zewnętrznych
- wagi względne (intrinsic weight) - nie znamy rzeczywistych wag tylko stosunek wag poszczególnych obserwacji
- brak inf. o jakości punktów (wszystkie punkty traktujemy jednakowo)

Ważenie jest kluczowe zwłaszcza jeżeli dopasowujemy jednocześnie krzywe LC oraz RV. Na przykład jeżeli nadamy przeszacowane wartosci wag RV a dopasowujemy nachylenie, potencjały i jasności otrzymamy błędne wyniki ponieważ krzywa RV słabo określa te parametry.

Ważenie zestawów możemy stosować do chwilowego wyłączenia wpływu części obserwacji do celów testowych. Na przykład nadając niską wage (wysoka σ) możemy wyłączyć wpływ LC, po to aby otrzymać parametry a, q, V_γ tylko na podstawie krzywej RV. Tego typu testy pozwalają nam określić spójność dopasowań LC/RV.

Program MINGA również umożliwia ważenie zestawów obserwacyjnych jak toteż określenie jakości poszczególnych obserwacji poprzez wagi/błędy.

Dodatkowe informacje na temat błędów szacowanych różnymi programami są zawarte w rozdziale 3.1.

W niektórych przypadkach wskazane jest tworzenie punktów normalnych z obserwacji. Stosowane są w obserwacjach fotometrycznych ze względu na duża liczbę punktów obserwacyjnych. Zmniejszamy w ten sposób liczbę danych wejściowych dla programu WD co powoduje przyspieszenie jego działania. Punkty normalne pozwalają nam również dużo

Tablica 2.7: Podstawowe parametry gwiazd ciągu głównego. Wszystkie dane oprócz $L/L_\odot$ na podstawie A. Cox (1999). Jasność gwiazd na podstawie M. Kubiak (1994).

Sp	B-V	T_{eff}	$M/M_\odot$	$R/R_\odot$	$L/L_\odot$	BC
M0V	+1.40	3840	0.51	0.60	0.077	-1.38
K0V	+0.81	5150	0.79	0.85	0.42	-0.31
G0V	+0.58	5940	1.05	1.1	1.5	-0.18
F0V	+0.30	7300	1.6	1.5	6.5	-0.09
A0V	-0.02	9790	2.9	2.4	54	-0.30
B0V	-0.30	30000	17.5	7.4	$5.2 \cdot 10^4$	-3.16
O5V	-0.33	42000	60	12	$7.9 \cdot 10^5$	-4.40

lepiej ocenić wizualnie jakość dopasowania, zwłaszcza dla krzywych o znacznym zaszumieniu. Uśrednianie obserwacji możemy wykonać na podstawie wzoru na średnią ważoną.

$$l_{norm} = \frac{\sum l_i w_i}{\sum w_i} \tag{2.20}$$

Jeżeli mamy równe wagi wzór ten upraszcza się do zwykłej średniej arytmetycznej. Punkty normalne zmniejszają rozrzut krzywej zgodnie ze wzorem

$$\sigma_{norm} = \frac{\sigma_{obs}}{\sqrt{n}} \tag{2.21}$$

gdzie n to liczba punktów uśrednionych do punktu normalnego. Musimy być jednak ostrożni przy stosowaniu punktów normalnych ponieważ przesadne wygładzanie krzywej może doprowadzić do utraty informacji o jej kształcie w obszarach dużej zmiany jasności - minima, początki i końce zaćmień.

Wyznaczenie parametrów absolutnych

Większość gwiazd które obserwujemy to gwiazdy ciągu głównego. Jeżeli składniki naszego układu są w fazie palenia wodoru możemy o nich dowiedzieć się więcej z tabeli 2.7.

Aby wyznaczyć promienie składników w jednostkach absolutnych musimy skorzystać z równań 2.4, 2.5, 2.6 i tablicy 2.1. Na podstawie tych równań dostajemy cztery promienie dla każdego składnika w jednostkach separacji składników. Aby przejść do jednostek absolutnych musimy te wyniki przemnożyć przez wartość półosi wielkiej $a[R_\odot]$. Masę układu możemy wyznaczyć z równania:

$$M = \frac{4\pi^2 a^3}{P^2 G} \tag{2.22}$$

znając stosunek mas wyznaczamy masę poszczególnych składników

$$\begin{aligned} m_1 &= M/(1+q) \\ m_2 &= M/(q^{-1}+1) \end{aligned} \tag{2.23}$$

Jeżeli wartośći parametrów wyrażone są w jednostkach SI otrzymujemy wynik w kilogramach. Aby przeliczyć masy na jednostki masy Słońca dzielimy je przez masę Słońca równą $1.9891 \cdot 10^{30} kg$

Wyznaczenie odległości - ekstynkcja

Do wyznaczenia odległości korzystamy z wzoru na paralaksę fotometryczną

$$\pi = 10^{\frac{M_V - 5 - m_V + A_V}{5}} \tag{2.24}$$

Musimy zatem znać jasność absolutną M_V, jasność obserwowaną m_v oraz ekstynkcję miedzygwiazdową A_v. Jasność obserwowaną układu znamy z obserwacji fotometrycznych a jasność absolutną dla poszczególnych składników wyznaczamy na podstawie modelu i ze wzoru

$$M_{V_{1,2}} = 42.37 + 5log(R_{1,2}) - 10log(T_{1,2}) - BC_{1,2} \tag{2.25}$$

gdzie promienie składników $R_{1,2}$ podstawiamy w jednostkach promieni Słońca a temperatury w kelwinach. Bolometryczne poprawki $BC_{1,2}$ pobieramy z tablic.

Jasnośći M_{V_1} i M_{V_2} sumujemy zgodnie ze wzorem

$$M_V = -2.5log\left(10^{-0.4M_{V_1}} + 10^{-0.4M_{V_2}}\right) \tag{2.26}$$

uzyskując jasność absolutną układu w filtrze V. Jeżeli zaniedbamy ekstynkcje $A_V = 0$ i podstawimy do równania 2.24 otrzymujemy paralaksę fotometryczną π[arcs]. Aby uzyskać wynik w parsekach korzystamy ze wzoru 2.27 podstawiając π w sekundach łuku.

$$d[pc] = \left(tg(\pi) \cdot 206265\right)^{-1} \tag{2.27}$$

Jeżeli sytuacja wymaga uwzględnienia ekstynkcji międzygwiazdowej do rozwiązania musimy dojść metodą iteracji ponieważ odległość zależy od ekstynkcji a ekstynkcja zależy od odległości :). W pierwszym przybliżeniu możemy zastosować $A_V = 0$. Wynik uzyskanej tak odległości używamy do wyznaczenia pierwszego przybliżenia ekstynkcji

$$A_V = 3.1 \cdot E(B - V) \cdot d[Kpc] \tag{2.28}$$

gdzie $E(B - V)$ to nadwyżka barwy, którą znamy z map ekstynkcji Burnstein'a i Heiles'a (1982) a d jest odległością w kiloparsekach. Po kilku iteracjach wartości A_V i d stabilizują się. Jednak w tym przypadku paralaksa jest obarczona błędem systematycznym z powodu niejednorodnego rozkładu maskującej materii.

Alternatywnie nadwyżkę barwy możemy wyznaczyć na podstawie wskaźników C_1 oraz $(b - y)$ (strona 34). Na ich podstawie znamy „rzeczywistą" barwę układu, którą możemy porównać z obserwowaną.

Dla obiektów bliskich możemy porównać otrzymane wyniki z paralaksą trygonometryczną. Takie paralaksy dobrze się uzupełniają: trygonometryczna ma mały błąd systematyczny a duży losowy natomiast fotometryczna odwrotnie. Parametry absolutne, masy i rozmiary, możemy skonfrontować z teorią ewolucji (Rozdział 2.2).

2.2 Ewolucja gwiazd podwojnych

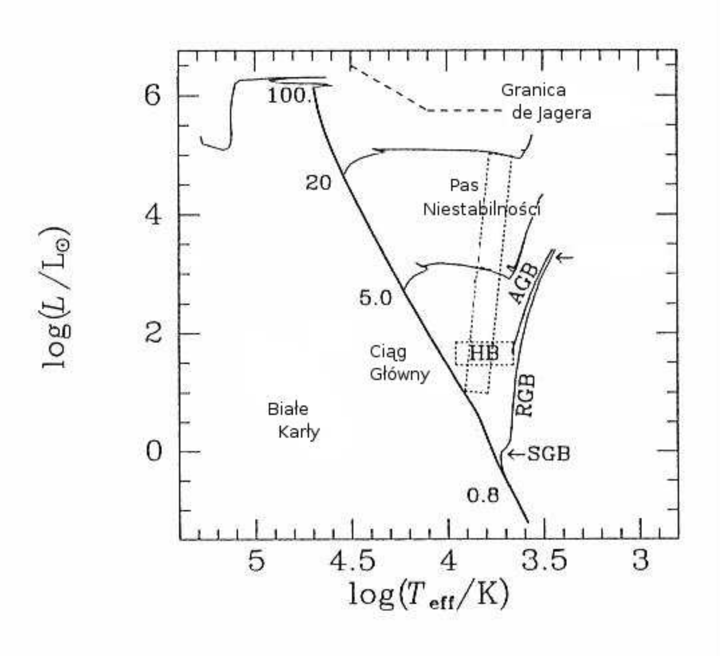
Korzystając z metody Wilsona-Devinney jesteśmy w stanie wyznaczyć masy, promienie oraz temperatury składników układu podwójnego. Wyniki te oparte są na obserwacjach fotometrycznych i spektroskopowych. Początkowa masa i skład chemiczny gwiazdy określa jej przyszłą ewolucję. Modele ewolucyjne pozwalają nam prześledzić zmiany promienia i temperatury w czasie. Porównując uzyskany model (WD) układu z teorią ewolucji możemy zweryfikować spójność naszego rozwiązania. W praktyce polega to na wykreśleniu ciągów ewolucyjnych dla obu składników na wykresie log(g)–log(T) i sprawdzeniu zgodności z otrzymanym modelem. Dokładne modele WD określające masy i promienie z dokładnością poniżej 1% mogą posłużyć do weryfikacji teoretycznych modeli ewolucyjnych.

Współczesnie przyjmuje sie że gwiazdy podwójne powstają jednoczśnie z wspólnego obłoku protogwiazdowego. W trakcie kurczenia sie tego obłoku na skutek nadmiaru momentu pędu może nastapić jego rozerwanie na dwie części orbitujące wokół siebie. Po dalszej kontrakcji składników wchodzą one na ciąg główny. Wraz z wiekiem ich rozmiary stopniowo będą rosły. W zależności od separacji ukladu możemy podać dwa scenariusze ewolucji układu. W przypadku dużej odległości składników, dla których nie nastąpi wypełnienie krytycznej powierzchni Roche'a, ewolucja przebiega w przybliżeniu tak, jak dla gwiazd pojedyńczych i zależy przede wszystkim od poczatkowej masy i składu chemicznego danego składnika. Dla układów bliskich dochodzi do wymiany materii, która zostaje zapoczątkowana w chwili kiedy składnik masywniejszy, ewoluujący szybciej, wypełni swoją krytyczną powierzchnię Roche'a i jego materia zaczyna przelewać sie na sąsiada.

2.2.1 Ewolucja pojedyńczej gwiazdy

Życie gwiazdy jest zdeterminowane poprzez jej początkową masę oraz skład chemiczny. Gwiazdy małomasywne spalają powoli swoje paliwo i żyją wiele miliardow lat. Taką gwiazdą jest nasze Słońce. Gwiazdy masywne zaś żyją krótko, niektóre zaledwie kilkadziesiąt milionów lat. Kończą swoje życie olbrzymią eksplozja gwiazdy supernowej.

Gwiazdy powstaja z ogromnych obłoków molekularnych które zapadają się pod wpływem samograwitacji w dynamicznej skali czasu. Stopniowo zaczyna wzrastać nieprzezroczystość co powoduje wzrost temperatury. Obłok spowalnia kontrakcje, teraz zapada się w termicznej skali czasu. Wraz ze wzostem temperatury następuje dysocjacja molekuł wodoru a później jonizacja atomów. Po fazie kontrakcji pierwotnego obłoku następuje moment w którym temperatura i ciśnienie w jądrze protogwiazdy powodują zapłon reakcji syntezy jądrowej. Pierwsze reakcje jakie mają miejsce to spalanie lekkich izotopów, takich jak deuter i lit. Najlżejsze gwiazdy o masach mniejszych od $0.08 M_{\odot}$ nie są w stanie uzyskać w jądrze warunków do dalszych reakcji. Po wypaleniu lekkich izotopów powoli stygną. Nazywamy je brązowymi karłami. Gwiazdy masywniejsze zwiekszają wciąż swoją temperaturę i wchodzą na ciąg główny (c.g., MS - main sequence), gdzie rozpoczynają się reakcje przemiany wodoru w hel. Faza poprzedzająca wejscie gwiazdy na c.g. (pre-MS) jest stosunkowo krótka, dla gwiazd typu Słońca trwa około 75 milionów lat. Poczatek fazy ciągu głównego nazywamy ZAMS (zero age main sequence) czyli ciąg główny wieku zerowego. Ta faza życia gwiazd jest najdłuższa dlatego większość gwiazd które obserwujemy



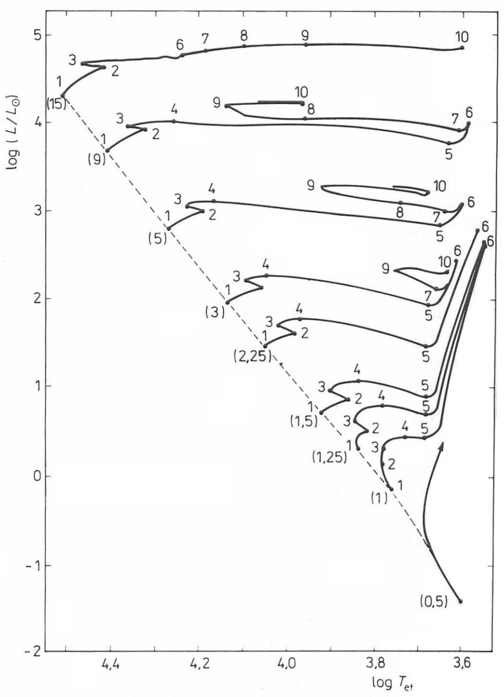
Rysunek 2.16: Główne obszary koncentracji gwiazd na wykresie HR. Obrazek na podstawie J. Binney (1998).

to gwiazdy c.g.

W gwiazdach o masie mniejszej niż 1.5 $M_{\odot}$ przeważają reakcje typu p-p. W gwiazdach masywniejszych przeważa proces CNO, który wymaga wyższej temperatury. Gwiazdy podobne do Słońca po około 7 mld. lat na c.g. przechodzą w fazę podolbrzymów SGB (Sub Giant Branch) w której reakcje jądrowe które dotąd zachodziły w jądrze gwiazdy przenoszą się do otaczającej je warstwy palenia. Dla mas większych niż 1 $M_{\odot}$ po wypaleniu wodoru w centrum następuje kontrakcja jądra i przebudowa. Gwiazda przesuwa się na prawo na wykresie jasność-temperatura. Zwiększenie temperatury umożliwia spalanie wodoru w otoczce helowego jądra. Ta faza w życiu gwiazd o masie rzędu $1M_{\odot}$ nazywamy fazą czerwonych olbrzymów RGB (Red Giants Branch). W fazie RGB hel jest syntezowany w warstwie otaczającej helowe jądro gwiazdy.

Dla gwiazd o masie mniejszej niż około $2M_{\odot}$ faza RGB kończy się błyskiem helowym - zapłonem reakcji w helowym jądrze. W kolejnych fazach nastepuje palenie helu, początkowo w jądrze a potem w warstwach wokół jądra. W centrum zaczyna tworzyć się jądro węglowe. Gwiazdy masywniejsze ($>1.5M_{\odot}$) po wypaleniu wodoru w jądrze przechodzą przez pas niestabilności. Gwiazdy w tej fazie obserwujemy jako Cefeidy, RR Lyrae lub W Virginis. Gwiazdy o masie mniejszej niż $8M_{\odot}$ kończą swoją ewolucje na asymptotycznej gałęzi olbrzymów (AGB - Asymptotic Giant Branch).

Rysunek 2.16 przedstawia wykres HR dla różnych mas, zaznaczono na nim podstawowe etapy ewolucji:



Rysunek 2.17: Wykres HR dla gwiazd o masach od 0.5 do 15 $M_{\odot}$. Obrazek na podstawie M. Kubiak (1994).

- 1 - ciąg główny wieku zerowego (ZAMS)
- 1-2 - ewolucja na c.g., spalanie wodoru w jądrze
- 2 - kończy się wodór w jądrze (TAMS)
- 2-3 - przebudowa
- 3 - tworzy się gorąca warstwa wodoru wokół helowego jądra
- 3-4 - palenie wodoru w warstwie wokół helowego jądra
- 4-5 - wzrost promienia i obniżenie temperatury
- 5-6 - ewolucja na gałęzi czerwonych olbrzymów RGB
- 6 - błysk helowy, poczatek reakcji 3α
- 6-8 - kontrakcja, w warstwach zewnętrznych zanika konwekcja
- 8-10 - intensywne palenie helu i wzrost promienia

W tabeli 2.8 zestawiono czas życia gwiazd o różnych masach. Gwiazdy małomasywne żyją nawet tysiące razy dłużej niż gwiazdy masywne. We wstępnym modelowaniu układów znajomość czasu życia składników pomaga nam zorientować się w ogólnych własnościach układu i możliwych rozwiązaniach.

Tablica 2.8: Porównanie czasu życia gwiazd o różnej masie.

Masa $M_{\odot}$	Czas życia	Typ widmowy na c.g.
0.1	1000 mld. lat	M2
1	10 mld. lat	G2
1.5	3 mld. lat	F5
3	370 mil. lat	A5
10	32 mil. lat	B4

Modele ewolucyjne

Z wynikow modelowania metodą WD otrzymujemy masy, promienie oraz temperatury obu składników. Porównanie tych wyników z modelami ewolucyjnymi jest podstawowym testem poprawności otrzymanych rozwiązań. Poniżej omówimy modele ewolucyjne Kim et al. 2002. Modele te dostępne są w postaci programu interpolacyjnego. Dla zadanych mas, metaliczności Z oraz parametru α/Fe program interpoluje dane zawarte w plikach binarnych. Otrzymujemy informacje o promieniach, jasności i temperaturach w funkcji czasu.

- Metaliczność Z

  – Określa zawartość metali, X+Y+Z=1, gdzie X oznacza zawartość wodoru a Y helu. Dla Słońca wartość Z=0.02.

- $[Fe/H]$

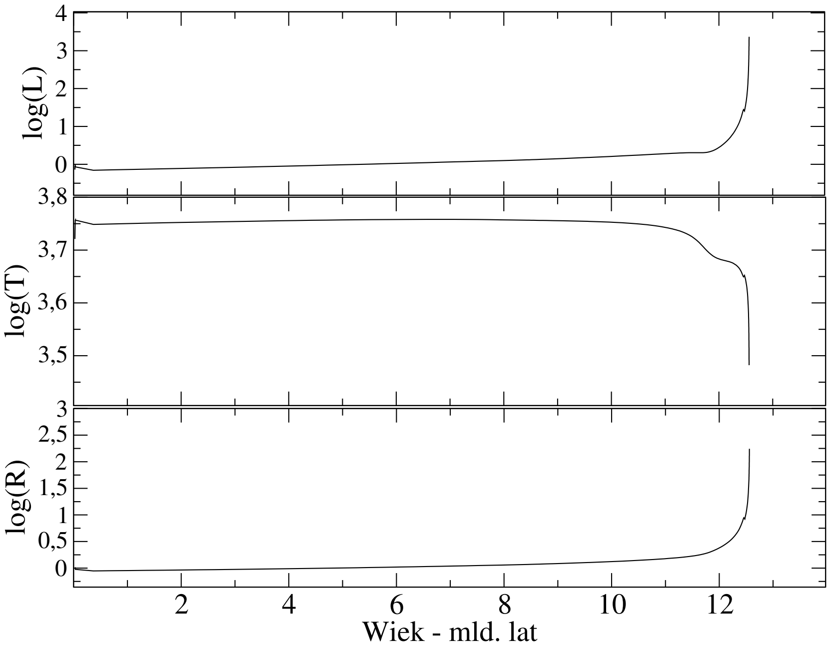
  – Określa zawartość żelaza w stosunku do Słońca ($[Fe/H]_{\odot} = 0$).
  $[Fe/H] = log(Fe/H)_{*} - log(Fe/H)_{\odot}$

- $[\alpha/Fe]$

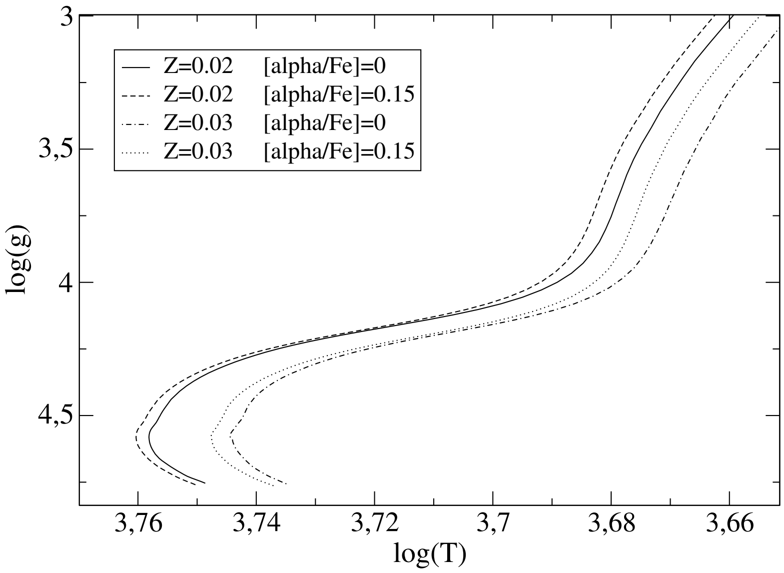
  – Określa stosunek liczby pierwiastków α do atomów żelaza w stosunku do Słońca. Pierwiastkami α nazywamy wielokrotności He: (C, O), Ne, Mg, Si, S, Ar. Dla Słońca wartość $[\alpha/Fe]_{\odot}$=0.

W praktyce do porównania parametrów gwiazd z modelami ewolucyjnymi wygodniej jest używać wykresu log(g)-log(T) zamiast log(L)-log(T). Pozwala to na rozseparowanie wpływu temperatury i promienia gwiazdy na obu osiach. Dzięki temu mamy więcej informacji o przyczynach ewentualnej niezgodności modelu z ciągami ewolucyjnymi.

Na kształt i położenie ciągu ewolucyjnego na wykresie HR mocno wpływa metaliczność. Zwiekszenie metaliczności na wykresie log(L)-log(T) przesuwa ciąg w prawo do niższych temperatur. Na wykresie log(g)-log(T) zwiększona metaliczność przesuwa wykres w prawo i w dół. Znacznie mniejszy wpływ ma wartość parametru α/Fe (Rys. 2.19).



Rysunek 2.18: Zmiana jasności, temperatury oraz promienia dla gwiazdy o masie 1 $M_{\odot}$ i metaliczności Z=0.02. Jasność i promień są podane w jednostkach słonecznych.



Rysunek 2.19: Porównanie ciągów ewolucyjnych dla gwiazdy o masie $1M_{\odot}$ dla różnej metaliczności i liczby pierwiastków α.

Tablica 2.9: Zmiana podstawowych parametrów w trakcie ewolucji gwiazdy o masie $1M_\odot$ i metalicznosci Z=0.02.

Wiek mld. lat	Promień $R_\odot$	Temperatura K	Jasność $L_\odot$
0.025	1.028	5261	0.725
1.026	0.901	5626	0.728
2.306	0.929	5660	0.793
3.231	0.952	5681	0.846
4.125	0.978	5701	0.905
5.260	1.016	5719	0.990
6.066	1.048	5727	1.059
7.068	1.094	5729	1.156
8.151	1.153	5714	1.270
8.555	1.181	5707	1.326
9.082	1.225	5695	1.415
9.579	1.275	5680	1.517
10.188	1.351	5646	1.662
10.516	1.403	5616	1.754
11.063	1.522	5518	1.924
11.546	1.711	5271	2.025
12.002	2.401	4822	2.793
12.317	4.424	4695	8.524
12.501	11.19	4374	41.09
12.550	41.62	3789	319.9
12.556	72.67	3509	717.8
12.557	90.21	3397	970.9
12.558	104.9	3316	1192.
12.559	126.4	3216	1531.
12.561	174.9	3035	2326.

Tablica 2.10: Wartości $[\alpha/\text{Fe}]$ oraz [Fe/H] oparte na obserwacjach. Tabela zawiera dane z pracy B. Barbuy (2003).

$[\alpha/\text{Fe}]$	[Fe/H]	
0.0	$\geq$ -0.1	
0.1	$>$ -0.4	$<$ -0.1
0.2	$>$ -0.7	$<$ -0.4
0.3	$>$ -1.0	$<$ -0.7
0.4	$<$ -1.0	

2.2.2 Ewolucja układu - transfer masy

Modele niektórych układów podwójnych są na pierwszy rzut oka niezgodne z teorią ewolucji. Możliwa jest sytuacja w której składnik lżejszy wypełnia krytyczną powierzchnię Roche'a a składnik masywniejszy jest daleko poniżej powierzchni krytycznej. Efekt ten znany jest jako paradoks Algola. Taką sytuacje można wytłumaczyć wymianą mas miedzy składnikami w przeszłości, której skutkiem jest odwrócenie stosunku mas. Ze względu na przyczyny które powodują wymianę masy, możemy podzielić układy na dwie grupy. W pierwszej wypełnienie powierzchni Roche'a jest spowodowane wzrostem promienia składnika masywniejszego w trakcie ewolucji, w drugiej wypełnienie powierzchni jest spowodowane zmianą odległości między składnikami, co powoduje zmniejszenie krytycznej powierzchni Roche'a. Przyczyną zmniejszania się odległości może być wspólna otoczka, pola magnetyczne lub emisja fal grawitacyjnych w układach szybko rotujących. Ze względu na sposób w jaki następuje wymiana masy układy możemy podzielić również na dwie grupy: z wymianą konserwatywną - w której układ nie traci masy i z utratą masy a co za tym idzie także momentu pędu. Duża różnorodność układów podwójnych i skomplikowana ewolucja poszczególnych składników powoduję że otrzymujemy dużo scenariuszy ewolucji układu. Początek jednak jest wspólny - wymiana masy rozpoczyna się wtedy kiedy składnik o większej masie wypełni powierzchnie Roche'a. W zależności od tego kiedy to nastąpi wyróżniamy trzy przypadki:

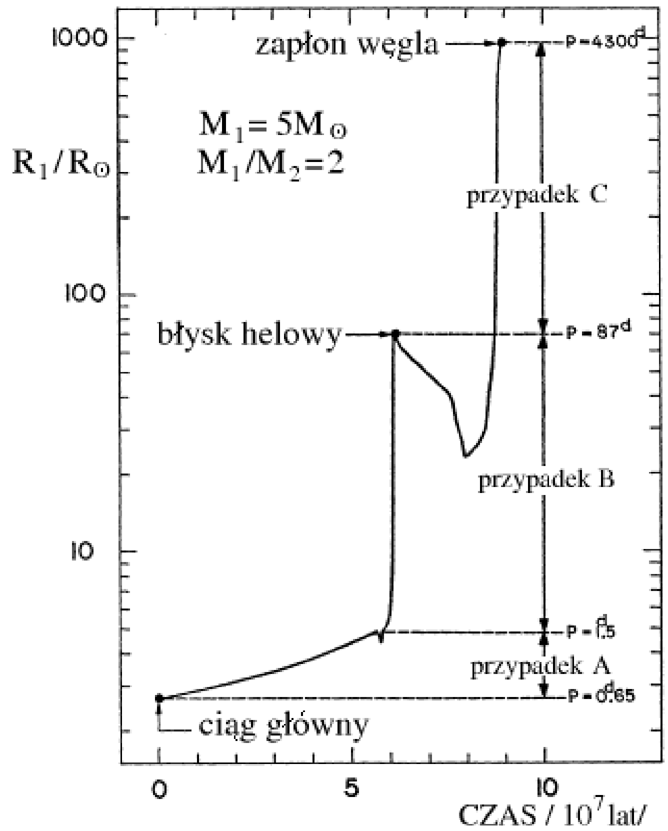
- A
  Składnik masywniejszy wypełnia powierzchnie Roche'a w trakcie ewolucji na ciągu głównym kiedy spalany jest wodór w jądrze. Aby było to możliwe separacja składników musi być mała a okres rzędu kilku dni.

- B
  Składnik masywniejszy wypełnia powierzchnie Roche'a w trakcie ekspansji do fazy czerwonego olbrzyma. Okres układu musi być krótszy niż około 100 dni.

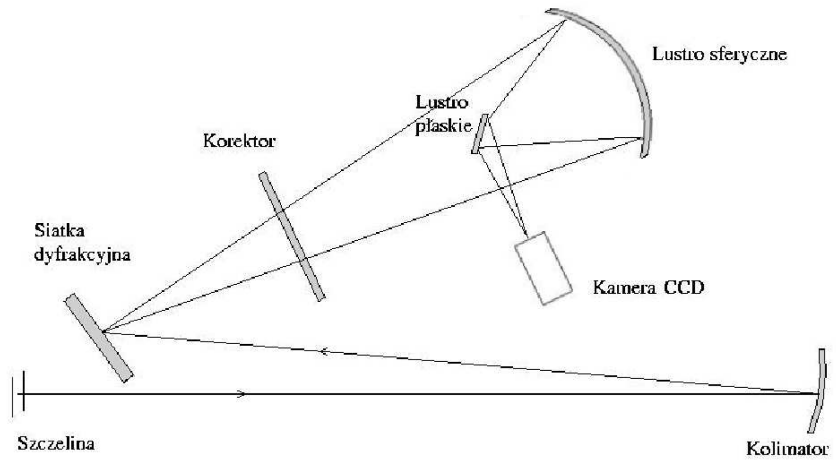
- C
  Dla okresów orbitalnych powyżej 100 dni główny składnik musi przejść w fazę czerwonego nadolbrzyma aby wypełnić powierzchnie Roche'a.

Rysunek 2.20 przedstawia te trzy przypadki nałożone na wykres zmian promienia składnika głównego.

Kiedy składnik główny wypełni powierzchnię Roche'a materia zaczyna przelewać się przez punkt Lagrange'a L_1. Materia nie opada bezpośrednio na składnik drugi, strumień jest wyginany w kierunku ruchu orbitalnego z powodu nadmiaru momentu pędu. Zazwyczaj materia ta tworzy dysk akrecyjny. Miejsce, w którym strumień trafia w dysk nazywamy gorącą plamą. Różnorodność układów podwójnych pociąga za sobą duże zróżnicowanie układów wymieniających masę. Wymiana materii moze doprowadzić do wybuchu gwiazdy supernowej. Wynikiem ewolucji układów wymieniających materię mogą być stygnące białe karły, pojedyńcze lub podwójne pulsary a nawet czarne dziury.



Rysunek 2.20: Wykres zmian promienia skladnika głównego o masie $5M_\odot$. Zaznaczono trzy możliwe momenty wypełnienia powierzchni Roche'a. Rysunek ten ukazał sie w pracy Paczyńskiego (1971).



Rysunek 2.21: Spektrograf Coudé

2.3 Obserwacje spektroskopowe

Krzywe blasku użyte w niniejszej rozprawie w przeważającej większości pochodzą z literatury, n.p. z ASAS, Hipparcos i do opisu metodyki obserwacji odsyłamy czytelnika do prac orginalnych (Pojmański 1997; Perryman 1997). Natomiast większość obserwacji spektroskopowych autor wykonał sam. Kolejny rozdział poświęcony jest opisowi stosowanych metod obserwacji i redukcji.

2.3.1 Obserwacje spektroskopowe gwiazd podwojnych zaćmieniowych IO Aqr i BD-003357

Obserwatorium astronomiczne w miejscowosci Rozhen znajduje sie na wysokosci 1750m n.p.m. Największym instrumentem jest teleskop 2m. Teleskop działa w dwóch modach Ritchey-Chretien oraz Coudé. W ognisku Coudé jest zainstalowany spektrograf. Ognisko to znajduje sie na piętrze poniżej poziomu teleskopu. Ogniskowa teleskopu w tym modzie wynosi 72m a światłosiła 1:36. Przy tak długiej ogniskowej prowadzenie musi być bardzo dokładne. W trakcie obserwacji obiekt zmienia swoją wysokość nad horyzontem, zmienia się również refrakcja. Korekty położenia robi się ręcznie. Spektrograf zajmuje dwa pomieszczenia, w pierwszym znajdują sią komputery obsługujace kamerę CCD i część szczelinową spektrografu a w drugim część optyczna z siatką dyfrakcyjną i kamerą CCD. W pierwszym pomieszczeniu znajdują się rownież podgląd pola o rozmiarze 5' i podgląd szczeliny z obiektem. Do kalibracji widm stosuje się lampę torowo-argonową a do otrzymania obrazów płaskiego pola używa się rozproszone swiatło z lampy jarzeniowej. Część optyczna znajdująca się za siatką dyfrakcyjną i tworząca obraz na matrycy CCD przypomina konstrukcyjnie kamerę Shmidta. Średnica lustra sferycznego wynosi 1 metr (Rys. 2.21).

Początkowo otrzymywano widma na kliszy fotograficznej, obecnie stosuje się kamerę CCD. Najsłabsze obiekty dostępne do obserwacji spektroskopowych mają jasność 12^m. Widma zazwyczaj otrzymuje się parami. Mamy wtedy kontrole uzyskanych wyników.

Wykonuje sie rownież ramki zerowego czasu naświetlania (BIAS), ramki płaskiego pola oraz widma porównania.

Obserwacje różnych obszarów widma realizuje się poprzez obracanie siatki dyfrakcyjnej. Jeżeli widma dwóch rzędów nachodza na siebie, stosuje się filtry aby oddzielic widmo obserwowane. Matryca CCD ma rozmiar około 2cm co odpowiada fragmentowi widma około 200 Å dla użytej siatki dyfrakcyjnej.

2.3.2 Redukcja obserwacji spektroskopowych

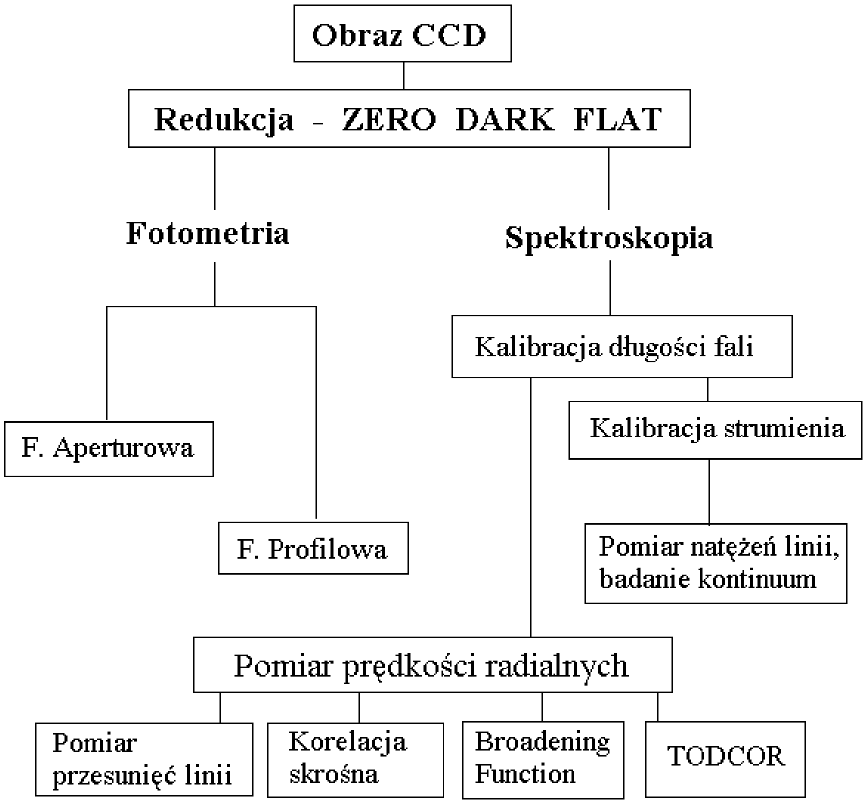
W latach 80-tych detektory CCD zdominowały obsewacje astronomiczne. Zastąpiły one klisze fotograficzne i fotometry. Kamery CCD posiadają wysoką efektywność kwantową (nawet ponad 80%) oraz liniowość w dużym zakresie. Potrafią również obserwować wiele obiektów jednocześnie w odróżnieniu od fotometrów. Typowy zakres czułości detektorów CCD to 400-1000nm, a największa czułość w zakresie 600-800nm. Powoduje to że są one odpowiednimi detektorami do obserwacji fotometrycznych i spektroskopowych. Wadami ich są małe rozmiary, słaba czułość w zakresie UV, niejednakowa czułość pikseli, szumy termiczne, oraz szumy odczytu elektroniki. Jesteśmy w stanie usunąć część tych niedoskonałości detektora wykonując dodatkowe obrazy kalibracyjne.

– Ramka o zerowym czasie naświetlania (ZERO[7], BIAS)
  Nawet przy zerowym czasem naświetlania piksele posiadaja minimalny ładunek. Ramki tego typu pokazują mapę niejednorodności punktu zerowego dla pikseli matrycy.

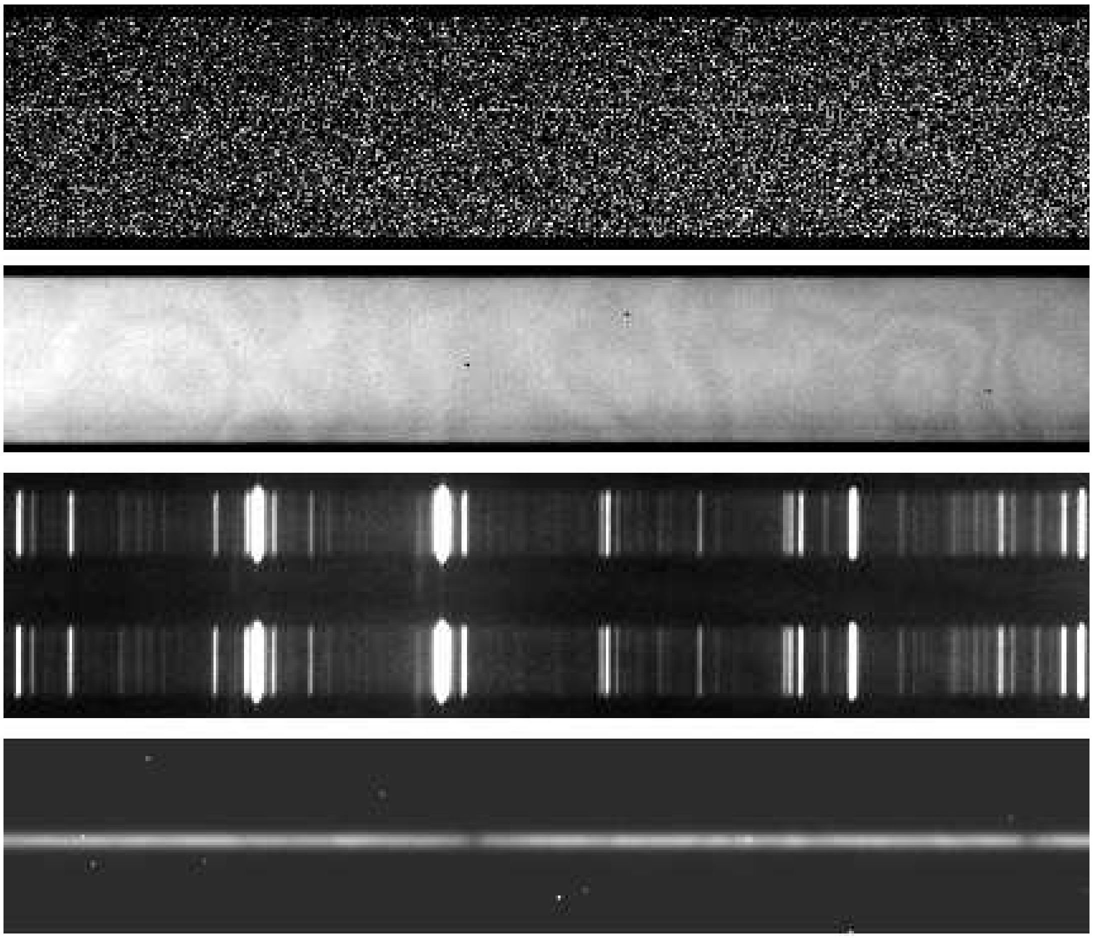
– Ramka prądu ciemnego (dark current)
  Prąd ciemny jest spowodowany niezerową temperaturą matrycy CCD. Dla ramek prądu ciemnego będziemy używać nazwy skrótowej DARK. W każdym z pikseli w trakcie ekspozycji zbiera się dodatkowy ładunek. Możemy go ocenić poprzez wykonanie ekspozycji przy zamkniętej migawce o czasie równym ekspozycji obiektu. Taką ramke możemy później odjąć od obrazu naukowego. Czasami stosuje się też skalowanie DARKu o innych czasach naświetlania, jednak nie mamy pewności że prąd ciemny przyrasta liniowo. Musimy brać pod uwagę że prąd ciemny zależy w dużym stopniu od temperatury matrycy. Dla wysokiej jakości kamer próżniowych chłodzonych ciekłym azotem prąd ciemny jest zaniedbywalnie mały i można go pominąć nawet przy 20-30 minutowych ekspozycjach.

– Płaskie pole (Flat field)
  Do każdego piksela matrycy CCD trafia światło o innej drodze optycznej. Wszelkie zakłócenia na tej drodze (np. pył na matrycy) jak również niejednakowe wzmocnienie poszczególnych pikseli powodują że potrzebujemy mapę czułości naszego urządzenia pomiarowego. Taką mape możemy otrzymać przy pomocy płaskiego pola. Płaskie pole uzyskujemy kierując teleskop tuż po zachodzie słońca na niebo (90° od Słońca). Alternatywnie można zastosować jednorodnie oświetlony ekran wewnątrz kopuły.

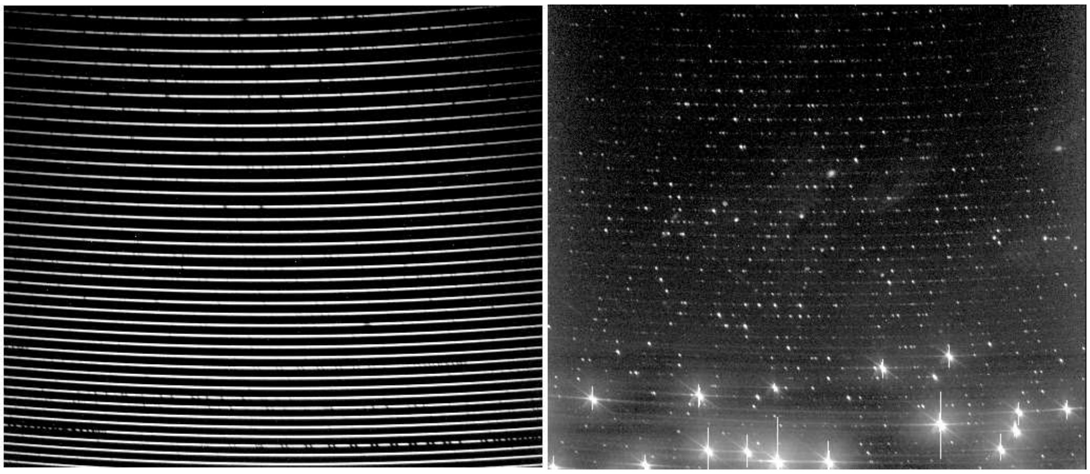
[7]W pakiecie IRAF używa się nazw skrótowych ZERO, DARK, FLAT, COMP, OBJ. W niniejszej pracy korzystamy z tych oznaczeń.



Rysunek 2.22: Redukcja.



Rysunek 2.23: Typowe ramki wykonywane na spektrografie Coudé w NAO Rozhen. Pierwsza od góry prezentuje ramkę zerowego czasu naświetlania, wartości pikseli są w granicach 340-350 ADU. Kolejna ramka prezentuje płaskie pole, wartości pikseli 26000-28000 ADU. Widoczny jest efekt pierścieni interferencyjnych. Trzecia ramka przedstawia widmo porównania z lampy torowo-argonowej. Środkowa część widma jest przesłonięta aby nie prześwietlać tej części matrycy CCD na której będzie naświetlone widmo gwiazdy. Ostatnia ramka przedstawia widmo obiektu. Ciemne linie prostopadłe do kierunku dyspersji to linie gwiazdowe a białe punkty to cząstki kosmiczne które trafiły w matrycę w trakcie 20 minutowej ekspozycji.



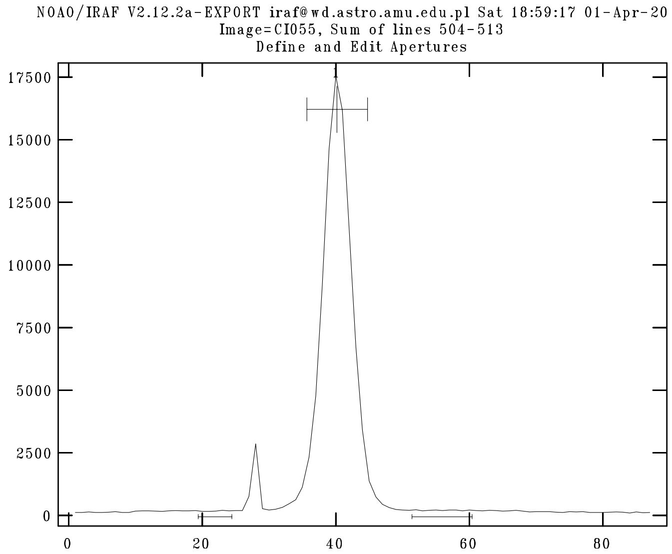
Rysunek 2.24: Obrazy otrzymane spektrografem echelle w Borowcu, widmo obiektu (po lewej) oraz widmo porównania. Na obu ramkach widać wyraźnie rzędy widma.

Redukcja obrazów dwuwymiarowych

W pakiecie IRAF mamy zestaw programów do redukcji widm ze spektrografu Coudé. Pakiet nazywa się KPNOCOUDE. Ramki CCD z spektrografu Coudé zazwyczaj nie są optymalnie wykorzystane. Widmo zajmuje tylko środkowy pasek obrazu. Aby przyspieszyć redukcję i zmniejszyć miejsce zajmowane przez ramki w pierwszej kolejności możemy obciąć niepotrzebne obszary. Wszystkie ramki musimy obciąć w sposób identyczny. Pierwszą redukcje którą przeprowadzimy to odjęcie poziomu zerowego (ZERO, BIAS). Ramki tego typu wykonuje się w większej ilosci. Uśredniamy je programem ZEROCOMBINE w którym ustawiamy parametr *combine* na *average*. Uśredniony obraz który otrzymujemy odejmujemy od reszty obrazów, oczywiście automatycznie pomijane są obrazy typu ZERO.

Kolejna redukcja dotyczy tylko kamer które mają wysoki prąd ciemny. Kamera stosowana na Rozhen posiada chłodzenie ciekłym azotem i pracuje przy temperaturze −100°C. Przy tej temperaturze prąd ciemny kamery jest zaniedbywalny. W sytuacjach, w których nie możemy zaniedbać prądu ciemnego musimy wykonywać ramki typu DARK. Ramki te naświetla się przy zamkniętej migawce. Optymalny czas naświetlania tych ramek powinien być równy czasowi naświetlania badanego obiektu. W przeciwnym razie musimy skalowac ramkę DARK a nie mamy pewności co do liniowości przyrostu prądu ciemnego. Obrazy dark zależą mocno od temperatury kamery. Jeżeli temperatura w trakcie obserwacji zmienia się musimy częściej wykonywać ramki DARK. Redukcja DARK polega na odjęciu tej ramki od obrazów naukowych (typu OBJ).

Ramki płaskiego pola (FLAT) sumujemy przy użyciu programu FLATCOMBINE. Otrzymujemy tak zwany *masterflat*. Płaskie pole może mieć pewną pochyłość którą usuwamy normalizując FLAT programem APNORMALIZE. Średnia wartość ramki FLAT wynosi jeden. Redukcja polega na podzieleniu ramek OBJ przez FLAT.

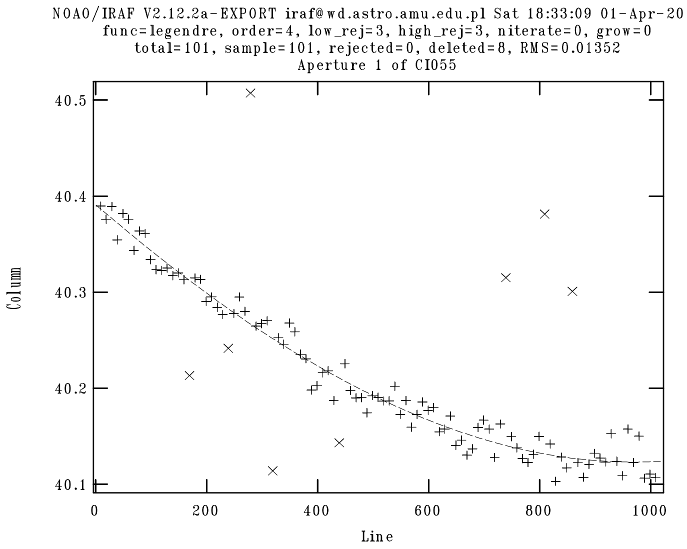


Rysunek 2.25: Poprzeczny do dyspersji przekrój widma. Okno programu APALL w którym dobieramy szerokość sumowanego pasa. Pik po lewej to trafienie cząstki kosmicznej.

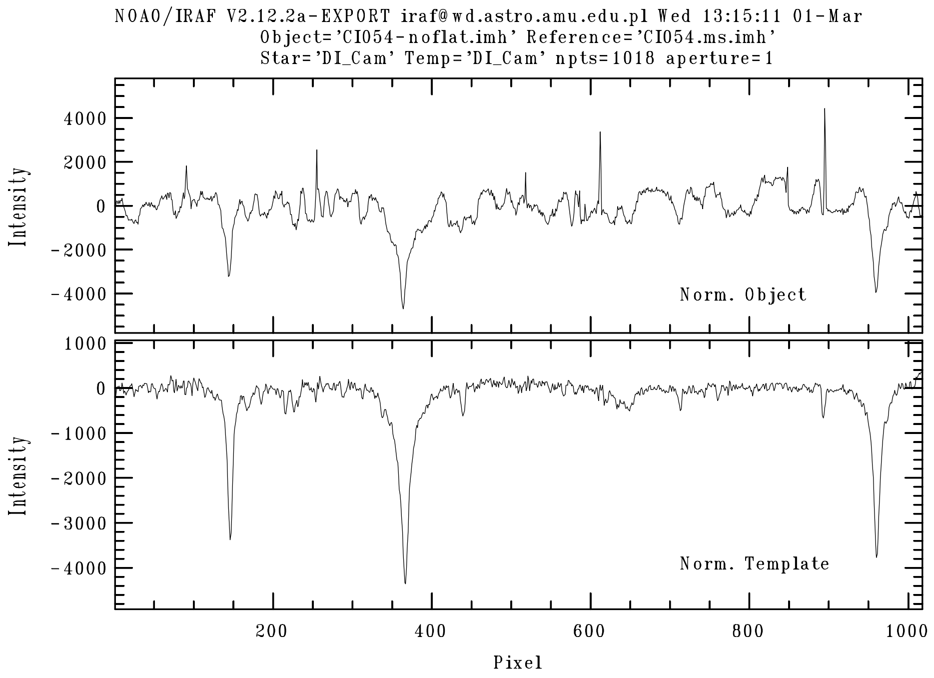
Sumowanie widma do jednego wymiaru.

Po redukcji obrazów dwuwymiarowych musimy otrzymać widmo jednowymiarowe. Kierunek dyspersji nie pokrywa się dokładnie z kierunkiem wierszy/kolumn matrycy CCD. Uwzględnia to program sumujący APALL. Pierwszy krok to dopasowanie kierunku dyspersji (trace, Rys. 2.26) i określenie szerokości widma dopasowywanego (Rys. 2.25). Nie dopasowujemy linii prostej lecz wielomian niskiego rzędu. Uwzględniając ten wielomian, sygnał z kolumn prostopadłych do kierunku dyspersji zostaje posumowany. W pliku konfiguracyjnym programu APALL ustawiamy parametry $weight = variance$ oraz $clean = yes$. Powoduje to odrzucenie odskakujących pikseli w danej kolumnie. W ten sposób usuwamy również ślady cząstek kośmicznych. Otrzymujemy widmo jednowymiarowe, na osi pionowej mamy sygnał ADU a na osi poziomej numery pikseli. Na rysunku 2.27 widać porównanie posumowanego widma, źle i poprawnie zredukowanego.

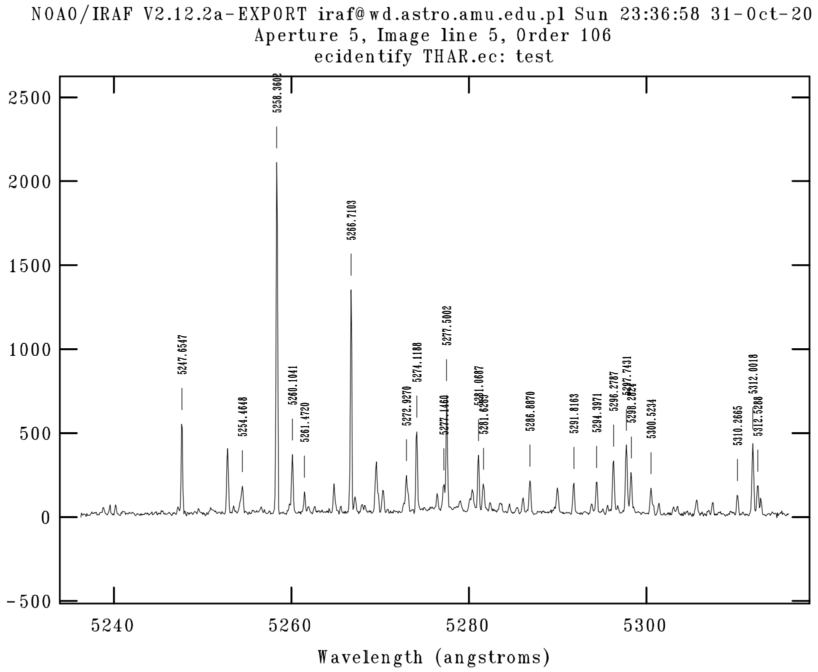
Sumowanie widm porównania wykonujemy analogicznie. Jednak nie wykonujemy dopasowania kierunku dyspersji (trace) a korzystamy z już dopasowanego z widma objektu. Korzystamy z opcji $reference$ $spectrum$ oraz $trace = no$. Każde widmo objektu powinno posiadać swoje posumowane widmo porównania. Zgodny wielomian kierunku dyspersji widm OBJ i COMP pozwala nam po identyfikacji linii w widmie porównania przenieść wielomian długości fali (krzywa dyspersji) na widma obserwowanych obiektów. Zgodność tych wielomianów, jest bardzo ważna szczególnie jeżeli celem obróbki jest pomiar prędkości radialnych, zapewnia poprawną kalibracje w długości fali.



Rysunek 2.26: Okno programu APALL w którym dopasowujemy kierunek dyspersji.



Rysunek 2.27: Porównanie widma bez redukcji FLAT i bez usunięcia cząstek kosmicznych (u góry) i widma prawidłowo zredukowanego. Można zauważyć że flatowanie pozwala nam usunąć efekt fringe który mocno zniekształca posumowane widmo.



Rysunek 2.28: Okno programu IDENTIFY po identyfikacji linii lampy tor-argonowej.

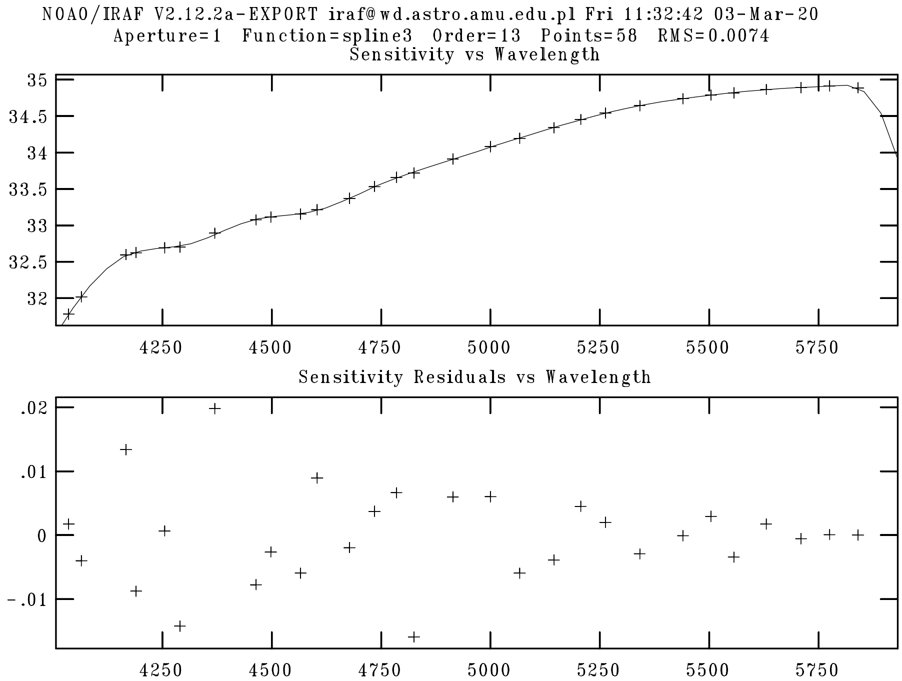
Identyfikacja linii widma porównania.

Widma porównania wykonujemy po to aby uzyskać informacje o długości fali jaka odpowiada każdemu pikselowi matrycy CCD. Używana jest do tego celu lampa, która daje w widmie dużą liczbę linii emisyjnych na przykład lampa torowo argonowa. Na podstawie katalogów, charakterystycznego położenia i natężenia grup linii możemy zidentyfikować te linie. Ich laboratoryjne długości fali są dobrze znane. Korzystając z programu IDENTIFY zaznaczamy główne linie i wpisujemy ich laboratoryjne długości fali (Rys. 2.28). Następnie wykonujemy dopasowanie. Dopasowujemy wielomian niskiego rzędu - krzywą dyspersji. Ten wielomian daje nam mapę dyspersji naszego widma porównania. W trakcie dopasowania możemy usunąć punkty odstające. Po pierwszym dopasowaniu możemy zastosować identyfikacje automatyczną korzystając z odpowiedniego katalogu linii. Dążymy do tego aby mieć maksymalną liczbę linii lecz nie kosztem RMSu.

Po ostatecznym dopasowaniu krzywej dyspersji przenosimy ją na widmo obiektu przy pomocy programu DISPCOR. W wyniku tego otrzymujemy widmo obiektu w jednostkach ADU i długości fali.

Kalibracja strumienia.

Jeżeli chcemy wiedzieć jaki jest kształt kontinuum widma obiektu lub jakie jest natężenie poszczególnych linii, musimy wykonać kalibrację strumienia. Do pomiarów prędkości radialnych taka kalibracja nie jest potrzebna. Kalibracja strumienia nie zmienia długości fali linii widmowych. Światło pochodzące od obiektu przechodzi przez atmosfere ziemską,

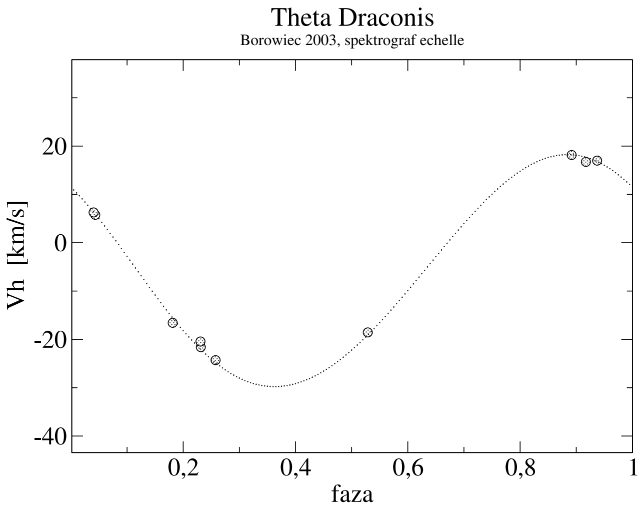


Rysunek 2.29: Funkcja czułości naszego detektora (teleskop, atmosfera) dla różnych długości fali.

teleskop, spektrograf i trafia na matryce CCD. Pochłanianie na drodze promieniowania jest różne dla różnych częstotliwości a matryca CCD ma największą czułość w zakresie 600-800nm. Aby określić straty w różnych zakresach musimy obserwować oprócz obiektu programowego również gwiazdę, która jest standardem spektrofotometrycznym. W pakiecie KPNOCOUDE proces kalibracji jest wykonywany w trzech krokach programami STANDART, SENSFUNC (Rys. 2.29) i CALIBRATE.

Usuwanie wpływu atmosfery Ziemi

Linie atmosfery ziemskiej zakłócaja pomiar prędkości radialnych. Najprostszym sposobem na poradzenie sobie z tym problemem jest wybieranie zakresów spektroskopowych gdzie brakuje silnych linii tellurycznych. Z badanych zakresów w niniejszej pracy warunek ten spełniają okolice MgTri (5725 Å) oraz Ca II (8575 Å). Jeśli używamy do pomiaru prędkości metody korelacji skrośnej (Rozdział 2.3.3) możemy poradzić sobie z liniami tellurycznymi dwoma sposobami. Jeżeli znamy położenie tych linii możemy zaznaczyć obszary do korelacji omijając linie telluryczne. Kolejny sposób to dopasowanie trzeciego profilu do piku związanego z atmosferą, pierwsze dwa związane są ze składnikami układu. Pik atmosferyczny identyfikujemy po tym że jego prędkość obserwowana wynosi zero, pik nie przesuwa się w rożnych fazach ruchu orbitalnego układu (małe zmiany są możliwe na skutek efektu blendingu). Jeżeli reszta sposobów zawodzi możemy sworzyć mapę linii tellurycznych w zakresie, który obserwujemy. Możemy to wykonać obserwując gorące szybko



Rysunek 2.30: Pomiary prędkości radialnych dla θ Draconis, układ typu SB1. Obserwacje wykonano na 40cm teleskopie Newtona w Borowcu. Krzywa prędkości wykreślona na podstawie parametrów układu z literatury Mazeh et al. 2002. Analize widm wykonał R. Ratajczak wspólnie z autorem niniejszej pracy.

rotujące gwiazdy typu O-B. Takie gwiazdy praktycznie nie posiadają własnych wąskich linii. Wszystkie wąskie linie w takim widmie pochodzą od atmosfery Ziemi. Gwiazdę O-B musimy zaobserwować w bliskich do widma obiektu warunkach (czas, ekspozycja, kierunek na sferze niebieskiej). W pakiecie IRAF do usuwania linii atmosfery służy program TELLURIC. Dzieli on widmo obiektu przez poprzednio przygotowaną mapę linii atmosferycznych.

Czym różni się redukcja widm echelle.

Widma ze spektrografu typu Echelle zawierają wiele rzędów widma (Rys. 2.24). Redukcja na poziomie BIASu jest identyczna z widmami Coudé. Zazwyczaj spektrografy Echelle są wyposażone w kamery chłodzone ciekłym azotem i redukcja prądu ciemnego jest zbędna. Różnice pojawiają się na etapie przygotowania ramki *masterflat*.

Kolejne kroki, sumowanie widma i identyfikacja różnią się przede wszystkim tym że wykonywane sa wielokrotnie dla każdego rzędu z osobna. Korzystamy z pakietu Echelle (IRAF). Programem APALL sumujemy kolejno każdy z rzędów. Widma jednowymiarowe są wielowarstwowe, każda warstwa zawiera jeden rząd widma. Identyfikacje linii w wszystkich rzędach widma odniesienia wykonujemy programem ECIDENTIFY.

Po identyfikacji widma porównania i przeniesienia wielomianu dyspersji na widmo obiektu możemy złożyć wszystkie rzędy widma do jednego ciągu. W przypadku widma z Borowca otrzymujemy zakres od 5000Å do 8400Å. W trakcie prac nad testowaniem spektrografu sporządziłem atlas 44 rzędów widma torowo argonowej lampy porównania. Wykonałem równierz serie testów do oceny stabilności otrzymywanych wynikow oraz oceny jakości pomiarów prędkości radialnych (Tab. 2.11, 2.12, 2.13).

Tablica 2.11: Korelacja skrośna poszczególnych rzedów dla dwóch widm porównania. Czas pomiedzy expozycjami 3h. Widma wykonano 13.VI.2003, 1 piksel=0.2Å($8.5 km\ s^{-1}$).

rząd widma	przesunięcie piksele	błąd	rząd widma	przesunięcie piksele	błąd piksele
3	0.035	1.58	26	0.010	0.01
8	0.023	1.51	30	0.083	2.59
12	0.029	1.63	35	-0.014	2.24
16	0.031	1.73	40	-0.018	1.43
20	0.014	1.33			

Tablica 2.12: Pomiary dla jednego z widm θ Draconis dwoma metodami dla niektórych rzędów. Rzędy 30 i 31 odskakują ponieważ tam przeważają linie atmosfery ziemskiej.

rząd widma	V_h km/s	błąd km/s
pomiar RVIDLINES		
tryplet Mg	4.36	1.9
dublet Na	3.19	2.48
pomiar FXCOR		
3	3.44	2.52
8	3.59	2.18
16	3.70	1.72
20	3.22	3.43
30	8.74	0.33
31	8.26	0.70

Tablica 2.13: Korelacja skrośna dwóch widm α Bootis wykonanych jedno po drugim.

rząd widma	ΔV km/s	błąd km/s
1	0.026	0.117
5	-0.053	0.136
10	-0.072	0.139
15	0.069	0.136
20	-0.001	0.147
25	-0.122	0.175
30	0.108	0.127
35	0.157	0.201
40	0.257	0.253

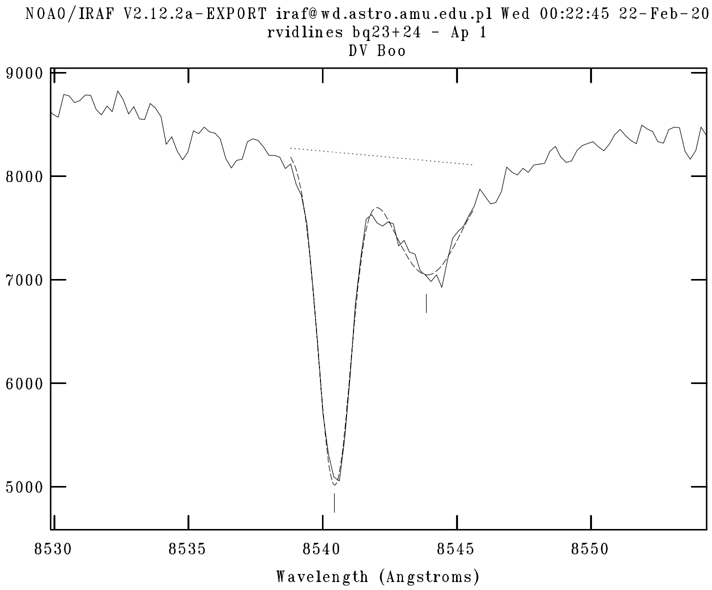
2.3.3 Pomiar prędkości radialnych

Linie widmowe, które powstaja w gwiazdach tworzą charakterystyczne grupy lub mają rozpoznawalny profil. Dzięki temu jesteśmy w stanie zidentyfikować te linie nawet jeżeli na skutek efektu Dopplera są przesunięte w długości fali. Właśnie to przesunięcie informuje nas o prędkości radialnej obiektu względem obserwatora. Najbardziej intuicyjnym sposobem mierzenia tego przesunięcia jest pomiar długości fali danej zidentyfikowanej linii w widmie obiektu, na przykład przez dopasowanie profilu Gaussa, znalezienie środka linii i porównanie wyniku z laboratoryjną długością fali. Otrzymujemy różnice długości fal $\Delta\lambda$. Związek z prędkością radialną jest następujący $\Delta\lambda/\lambda = Vr/c$. Im więcej linii jesteśmy w stanie zidentyfikować w widmie obiektu tym dokładniejszy staje się nasz pomiar. Program RVIDLINES z pakietu IRAF korzysta z tej metody pomiaru przesunięcia linii widmowych. Praca z programem wygląda następująco. Po wybraniu widma, które chcemy pomierzyć zostaje ono wyświetlone. Zaznaczamy znane nam linie i wprowadzamy ich laboratoryjne długości fali. Kolejnym krokiem jest dopasowanie profili Gaussa i wyznaczenie prędkości radialnej. Aby program działał poprawnie musimy wprowadzić niektóre informacje dotyczące linii widmowych: typ linii (emisyjna, absorpcyjna) i typową szerokość połówkową linii. Mamy do dyspozycji dwie możliwości określenia środków linii: dopasowanie profilu Gaussa lub algorytm *centr1d*. Algorytm dopasowujący profil Gaussa określa kontinuum i dopasowuje parametry profilu nie liniowym algorytmem Levenberg-Marquardt. Otrzymujemy długość fali środka linii, głębokość linii i niepewność pomiaru. Algorytm *centr1d* korzysta z bisekcji strumienia aby wyznaczyć środek linii. Po zidentyfikowaniu kilku linii program umożliwia automatyczną identyfikacje na podstawie katalogu.

Dla gwiazd podwójnych typu SB2 linie są rozszczepione i często nakładają (blendują) się zwłaszcza w fazach o małych prędkościach radialnych. Program RVIDLINES pozwala na „odzyskanie" informacji o przesunięciach linii dla obu składników. Proces deblendingu jest wykonywany poprzez dopasowanie dwóch profili Gaussa do obu skladowych linii. Otrzymujemy dwa środki linii czyli prędkości dla obu składników.

Do modelowania układów podwójnych potrzebujemy informacji o czasie obserwacji i prędkości w heliocentrycznym układzie odniesienia. Ruch obserwatora wraz z Ziemią po orbicie może zakłócić pomiar czasu o 8 min a pomiar prędkośći aż o 30 km/s. Na skutek ruchu orbitalnego obserwator na Ziemi zbliża się i oddala od obiektu co powoduje że uklad topocentryczny musimy zastąpić heliocentrycznym. Prędkość heliocentryczna wynosi $V_h = V_{obs} + H$, gdzie H to poprawka heliocentryczna, która równa jest prędkości obserwatora względem Słońca. Aby program RVIDLINES mógł przeliczyć wyznaczoną prędkość radialną do układu heliocentrycznego musi dysponować informacją o współrzędnych obiektu, współrzędnych obserwatorium, epoce i momencie obserwacji. Te informacje powinny być zawarte w nagłówku pliku zawierającego widmo (*.fit, *.imh). Muszą być one opisane odpowiednimi słowami kluczowymi, które są zgodne z standardem pakietu IRAF.

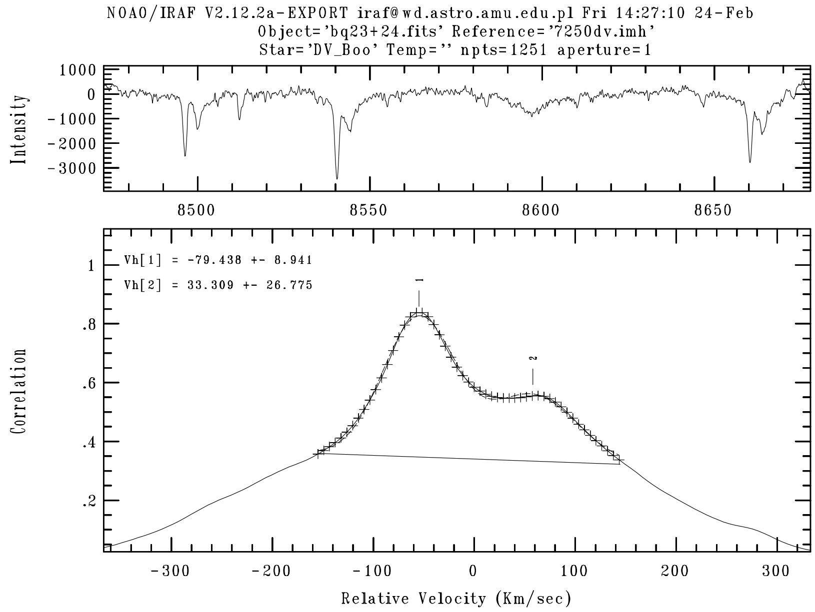
Metoda pomiaru prędkości radialnych na podstawie wyznaczenia przesunięć poszczególnych linii ma kilka wad. Nie zawsze jesteśmy w stanie zidentyfikować daną linie. Może to być spowodowane zaszumieniem widma lub nakładaniem sie linii zwłaszcza przy gwiazdach podwójnych. Kolejną wadą jest to że nie korzystamy z całego widma a tylko ze znanych nam linii.



Rysunek 2.31: Okno programu RVIDLINES po dopasowaniu dwóch profili Gaussa do rozszczepionej linii wapnia układu zaćmieniowego DV Boo.

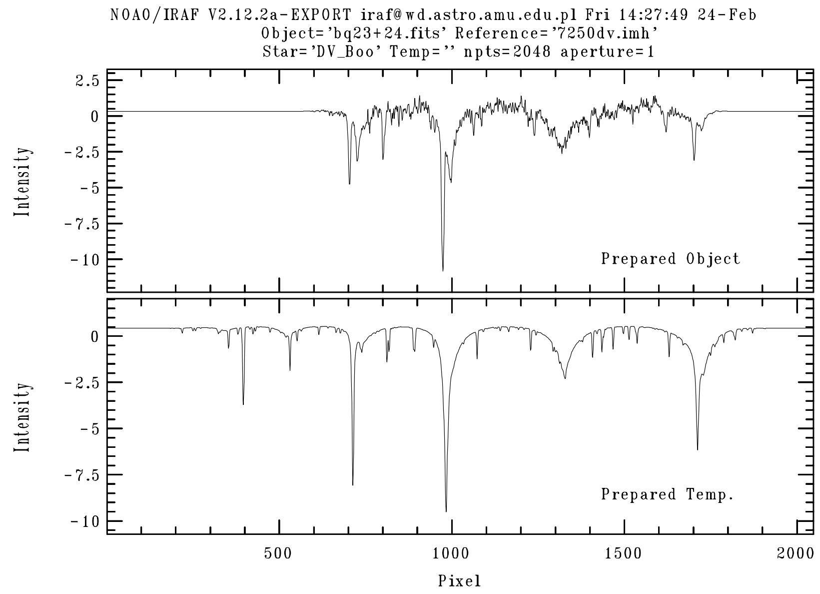
Kolejną metodą pozwalającą nam wyznaczać prędkości radialne to metoda korelacji skrośnej. Polega ona na przesuwaniu widma obiektu względem widma odniesienia (template) i badaniu przebiegu korelacji. Korelacja jest maksymalna wtedy kiedy linie w obu widmach pokrywają sie. Dzięki temu wiemy jakie jest przesunięcie linii obiektu względem widma odniesienia. Przykładem programu korzystającego z tej metody to FXCOR (IRAF). Dla gwiazdy pojedyńczej dostajemy przebieg korelacji o jednym wyraźnym piku odpowiadającym prędkości gwiazdy. Dla układu podwójnego otrzymujemy przebieg z dwoma maksimami odpowiadającymi dwom składnikom. Widmem odniesienia może być widmo gwiazdy standardu o znanej prędkości lub widmo syntetyczne. Dla obiektów zmiennych można użyć jako template widma obiektu w innej fazie. Na przykład dla układów podwójnych możemy użyc widma w fazie 0 lub 0.5 kiedy prędkości radialne są minimalne. Typ widmowy badanego obiektu i widma odniesienia muszą być zgodne. Aby wyznaczyć położenie maksimum korelacji możemy dopasować profil Gaussa, Lorentza lub skorzystać z algorytmów *centr1d* i *sinc*. W przypadku gwiazdy podwójnej musimy dopasować dwa profile. Program pozwala na dopasowanie maksymalnie czterech profili. Podczas dopasowania więcej niż jednego piku pojawia się problem nakładania się garbów podobnie jak w programie RVIDLINES. Przy wykonywaniu pomiaru, dla większej niż jeden liczby maksimów, program automatycznie wykonuje deblending.

Przy pomiarach prędkości dla gwiazd podwójnych główny problem jaki może się pojawic to niewystarczające rozdzielenie maksimów funkcji korelacji. Przyczyną tego może być zbyt mała separacja linii widmowych obu składników lub zaszumienie widm. W pierwszym przypadku możemy wykonać widma w innym zakresie długości fal lub skorzystać ze spektrografu o lepszej rozdzielczości. W przypadku zaszumienia możemy wydłużyć eks-



Rysunek 2.32: Okno programu RVIDLINES po dopasowaniu dwóch profili Gaussa do rozszczepionej linii wapnia układu zaćmieniowego DV Boo.

pozycje wykonywanych widm lub zastosować filtracje fourierowską, która jest dostępna w programie FXCOR. W oknie opcji filtracji widzimy widmo mocy dla korelowanych widm i możemy wybrać częstotliwość odcięcia. Częstotliwości wyższe będą usuwane. Pozwala to nam w pewnym stopniu usunąć szum (wysokie częstotliwości). Zastosowanie filtracji wygładza widma. Kolejny kłopot jaki możemy napotkać to linie atmosfery ziemskiej (linie teluryczne). Jeżeli wykonamy widmo obiektu i porównania w zakresie w którym są obecne linie teluryczne po korelacji skrośnej otrzymamy dodatkowy pik odpowiadający ziemskiej atmosferze. Jeżeli wykonujemy korelacje skrośną z gwiazdą porównania pik pochodzący od atmosfery ziemskiej będzie miał prędkość obserwowaną $V_{obs} = 0$, ponieważ prędkość obswerwowana linii tellurycznych wynosi zawsze zero względem obserwatora :). Wysokość tego piku zależy od liczby linii i od ich natężenia. Jeżeli na przykład mamy tylo jedną taką linie lub obszar linii w widmie możemy skorzystać z możliwości wyboru obszarów widma do korelacji dostępnej w programie FXCOR. Dzięki temu w korelacji nie biorą udział obszary niepożądane. Dla widm o dużych zakresach długości fal na przykład typu echelle możemy stworzyć plik, zawierający wszystkie obszary długości fal które chcemy korelować, z którego skorzysta FXCOR. Jeżeli linii telurycznych jest więcej i są rozsiane na całej długości widma musimy zastosować inną metodę. Alternatywą jest RVIDLINES którym można pomierzyć tylko te linie, które nas interesują. Możemy również wyczyścić nasze widmo z linii atmosfery ziemskiej tworząc mape ich położenia i natężenia. Aby uzyskać taką mape musimy wykonać dodatkowe widma kalibracyjne gwiazd które praktycznie nie zawierają wąskich linii. Takimi gwiazdami są szybkorotujące niebieskie olbrzymy typu O-B. W widmie takiej gwiazdy widać praktycznie tylko linie atmosfery ziemskiej ponieważ linie gwiazdy są zbyt słabe i poszerzone. Widmo musi być wykonane bezpośrednio po lub



Rysunek 2.33: Okno programu FXCOR pokazujące widma przygotowane do kroskorelacji.

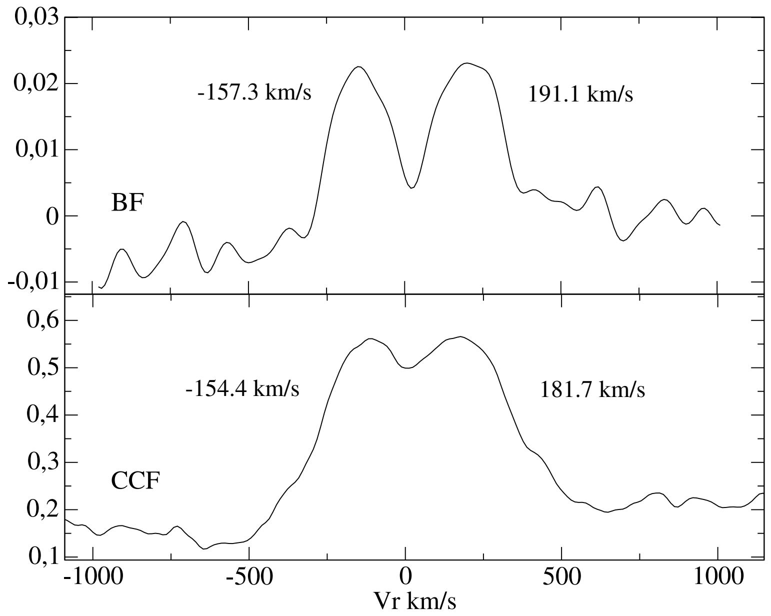
przed ekspozycją badanego obiektu i najlepiej w kierunku bliskim do obiektu na sferze niebieskiej. W pakiecie IRAF do tego celu używa się programu TELLURIC.

Kształt maksimów CCF (Cross Correlation Function - funkcja korelacji skrośnej) odzwierciedla średni profil linii widmowych, dlatego linie szerokie o dużych skrzydłach dają szerokie maksima w CCF. Sprawia to problem dla widm układów podwójnych ponieważ szerokie piki CCF blendują się. Aby dostać wiarygodne wyniki piki CCF muszą być wyraźnie rozdzielone.

Najlepsze wyniki otrzymujemy dla wąskich i głębokich linii widmowych. Zanim wykonana zostanie korelacja skrośna, widma muszą zostać do tego przygotowane. Program FXCOR wykonuje to automatycznie. Pochylenie lub zakrzywienie widma jest usuwane poprzez dopasowanie wielomianu. Kolejnym krokiem jest unormowanie kontinuum do zera i wyskalowanie widm tak aby była najlepsza zgodność głębokości linii. Brzegi widm są stopniowo wygładzane do zera (Rys. 2.32). W ten sposób pozbywamy się efektów brzegowych w trakcie kroskorelacji. Ta ostatnia procedura może spowodować problemy, czasami ważne linie znajdują się na brzegach widma. Na rysunku 2.32 widać że linie na brzegu są przeskalowane (są zbyt płytkie). Z problemem tym można częściowo sobie poradzić używając widma porównania o tej samej długości (brzegi będą skalowane w ten sam sposób), lub (lepiej) dobrać zakres widm tak aby, ważne linie były w środkowej części widma.

W niniejszej pracy użyto programów RVIDLINES i FXCOR. Ostatnio używa się również innych programów, które jednak nie są zaimplementowane w pakiecie IRAF.

Metoda BF (broadening function) autorstwa prof. S. Rucińskiego jest jedną z alternatyw (Rucinski 2004). Metoda BF jest liniową dekonwolucją. W stosunku do CCF daje lepsze rozseparowanie maksimów. Program jest dostępny jako procedury IDL autorstwa



Rysunek 2.34: Porównanie BF oraz CCF.

S. Rucińskiego oraz jako program dla systemu operacyjnego Windows autorstwa B. Nelsona. Na rysunku 2.34 zostały porównane funkcje BF i CCF dla układu podwójnego V523 Cas oraz gwiazdy porównania HD3765. Wykres BF uzyskano prgramem B. Nelsona a CCF programem FXCOR.

Program TODCOR jest kolejną alternatywą. Nazwa pochodzi z angielskiego *TwO Dimensional cross CORellation* - dwu wymiarowa korelacja skrośna (Zucker 2004). Program jest przeznaczony do pomiarów prędkości radialnych układów podwójnych. W zwyczajnej korelacji skrośnej porównujemy widmo obiektu z widmem gwiazdy standardu. W programie TODCOR korelujemy widmo obiektu z widmem które jest sumą dwóch widm odniesienia (template). Symuluje sie w ten sposob widmo układu w różnych fazach jego ruchu orbitalnego. Wykonywana jest seria korelacji skrośnych dla różnych przesunięć widm składowych naszego widma odniesienia. Najlepsza z serii korelacja skrośna (najwyższy pik) świadczy o tym że mamy najlepszy template, któremu odpowiada konkretne przesunięcie między składnikiem 1 i 2. Do analizy TODCOR wymaga trzech widm. Pierwsze to widmo obiektu a kolejne dwa to składowe naszego widma porównania. Widma te powinny odpowiadać typom widmowym obu składników układu.

Rozdział 3

Wyniki naukowe

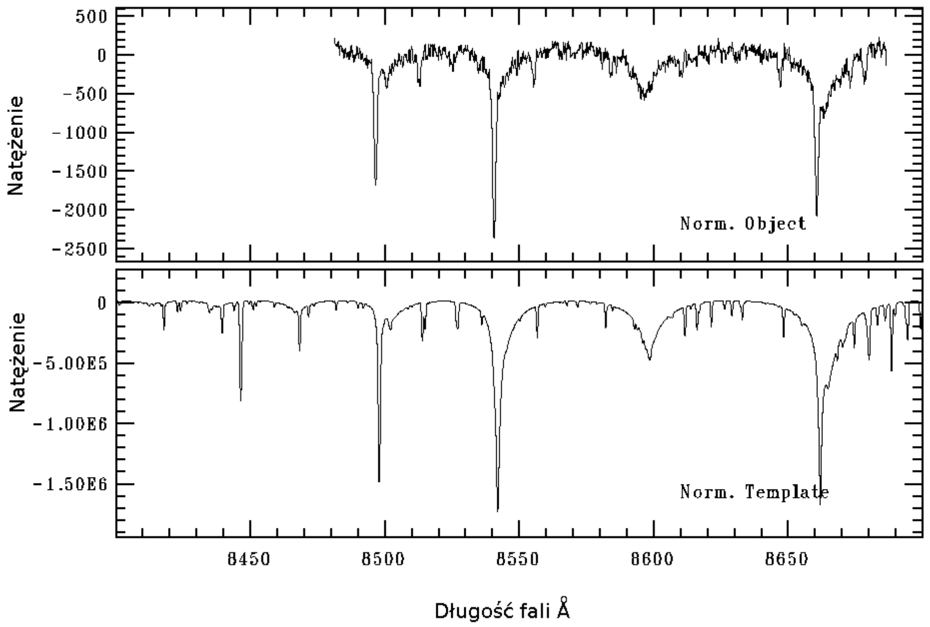
3.1 DV Bootis

Analiza układu DV Bootis służy sprawdzeniu użytych metod pomiaru prędkości radialnych oraz modelowania układów zaćmieniowych. Otrzymane wyniki dopasowań porównano z wynikami z literatury.

Układ DV Boo był obserwowany przez satelitę Hipparcos. Paralaksa trygonometrycza (Hipparcos) układu wynośi 7.38 ± 0.92 mas. Oznacza to że układ znajduje się w małej odległości, równej 136 ± 17 parseków. Jasność widoma układu to $7^m.54$ a wskaźnik barwy B-V=0.34. Pierwsze obserwacje spektroskopowe uzyskali Carquilat et al. (2004). Obserwacje wykonano w obserwatorium w Haute-Provance (OHP) na 1m teleskopie oraz w Cambridge Observatory na teleskopie o średnicy 91cm. Aby zarejestrować drugi składnik wykonano również obserwacje na 1.93m teleskopie (OHP). Wyniki, które uzyskał ten zespół są wysokiej jakości, średni błąd kwadratowy dla obu składników wynosi mniej niż 1 km/s. Na podstawie tych wyników oraz fotometrii z Hipparcosa autorzy wyznaczyli model układu korzystając z dwóch programów WD oraz EBOP. W niniejszej pracy wykorzystano ich wyniki z literatury aby sprawdzić własne pomiary prędkości radialnych oraz wyniki całego procesu modelowania. W pierwszej części zadanie okazało się trudne ze względu na znacznie słabsze linie drugiego skladnika. Widać z porównania że spektrograf typu CORAVEL daje znacznie lepsze wyniki niż pomiar spektrografem Coudé. Porównanie modelu z literatury oraz modeli otrzymanych przez autora niniejszej pracy programami VELFIT, PHOEBE oraz MINGA pokazało dobrą zgodność.

3.1.1 Obserwacje spektroskopowe

Nowe obserwacje spektroskopowe zostały wykonane przez zespół I. Iliev oraz T. Tomov na 2m teleskopie NAO Rozhen. Autor niniejszej pracy wykonał część redukcji oraz pomiar prędkości radialnych dwoma metodami. Do pomiaru prędkości radialnych użyto programów FXCOR oraz RVIDLINES z pakietu IRAF. W obu sytuacjach napotkano problemy spowodowane słabymi liniami drugiego składnika. Jako widmo odniesienia do korelacji skrośnej użyto widmo syntetyczne (Rys. 3.2). Testowano syntetyczne widma dla temperatur 6500K oraz 7250K (log(g)=4.0). Lepsze wyniki korelacji uzyskano dla 7250K. Funkcja korelacji skrośnej wykazuje dwa maksima, pierwsze wysokie związane z pierw-



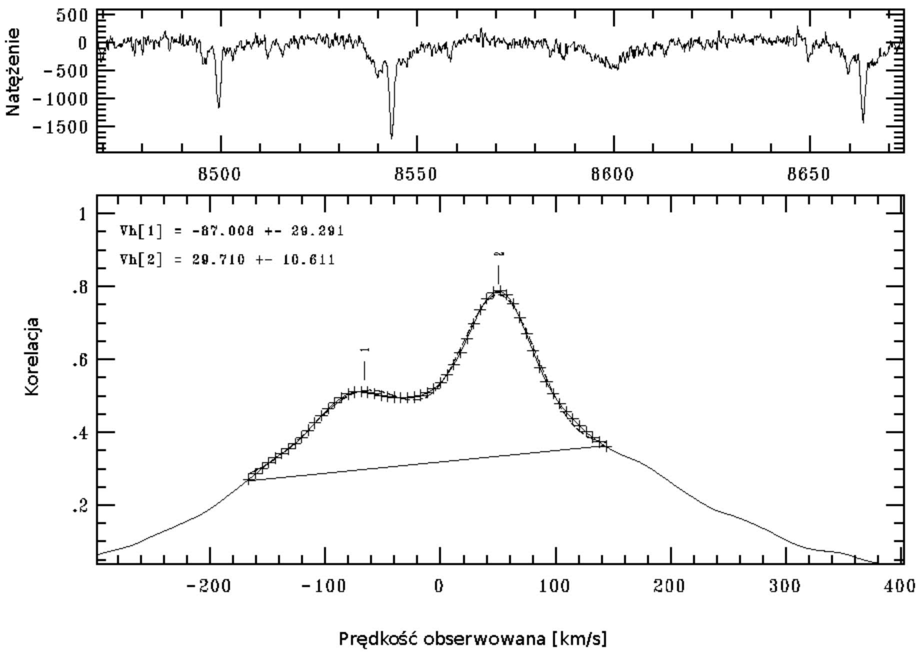
Rysunek 3.1: Widmo DV Boo w fazie zero porównane z widmem syntetycznym

szym składnikiem oraz drugie słabo rozdzielone od piku głównego (Rys. 3.3). Utrudniło to pomiar dla składnika drugiego.

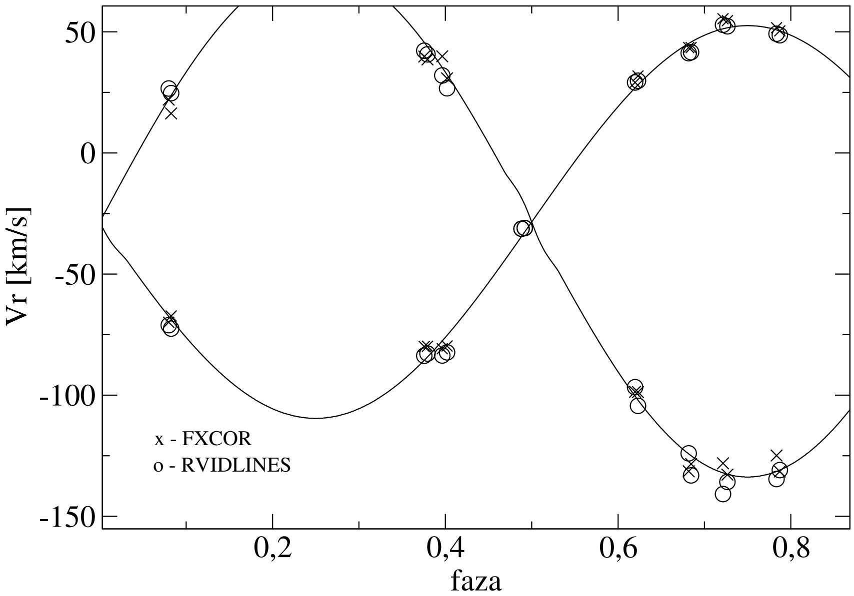
Tablica 3.1: Porównanie własnych wyników pomiarów widm z Rozhen metodą korelacji skrośnej, pomiaru poszczególnych linii (RVIDLINES, 3 linie wapnia) oraz rezultatów Carquilat, 2004.

	FXCOR	RVIDLINES	Carquilat
$A[R_\odot]$	14.05	14.19	14.50
q	0.771	0.775	0.748
$V_\gamma\ [km\ s^{-1}]$	-28.5	-30.5	-28.4

W tabeli 3.1 porównano wyniki korelacji, pomiaru linii oraz wyników z literatury. Największą różnicę mamy dla półosi wielkiej. Wartość otrzymana na podstawie widm z Rozhen jest niższa. Przyczyna tej różnicy to wyżej omówione problemy z pomiarem linii składnika drugiego. Te problemy poskutkowały zbyt małą wartością zmierzonej amplitudy zmian prędkośći radialnych dla składnika drugiego, co spowodowało mniejszą wartość wyznaczonej półosi wielkiej. Dodatkowo mamy niekompletną krzywą, brakuje obserwacji w fazie 0.25.



Rysunek 3.2: Wynik korelacji skrośnej widma DV Boo i widma syntetycznego. Widać główne maksimum oraz słabo rozdzielony garb składnika drugiego.



Rysunek 3.3: Wyniki pomiarów prędkości radialnych dla DV Boo, linia ciągła prezentuje dopasowanie do wyników pomiaru metodą korelacji skrośnej.

3.1.2 Test poprawności procesu modelowania

Aby sprawdzić poprawność procesu modelowania powtórzono obliczenia Carquillata (2004) korzystając z tych samych danych wejściowych. Do modelowania użyto obserwacji fotometrycznych z Hipparcosa oraz widm wykonanych spektrografem CORAVEL na 1m teleskopie w obserwatorium Haute-Provance, Carquilat (2004). Pomiary prędkości radialnych są wysokiej jakości, średni błąd kwadratowy dla obu krzywych wynosi $\sigma_1 = 0.92 km\ s^{-1}$ oraz $\sigma_2 = 0.49 km\ s^{-1}$. Przy użyciu programu MINGA i PHOEBE znaleziono minimuma w bliskim otoczeniu wyników Carquillata. W tabeli 3.2 zestawiono wyniki czterech dopasowań. We wszystkich dopasowaniach przyjeto temperaturę pierwszego składnika odpowiadająca wskaźnikowi barwy układu $B - V = 0.34$. Model uzyskany przez Carquillata wyznaczono przy pomocy programów Wilsona oraz EBOP, wyniki z obu programów uśredniono. Niestety autorzy nie podali w jaki sposób szacowali błędy swojego rozwiązania - prawdopodobnie są to po prostu różnice obu modeli.

Tablica 3.2: Porównanie wyników trzech programow oraz pracy Carquilata. Wszystkie wyniki bazują na tych samych danych: fotometria z Hipparcosa oraz prędkości radialne - Carquilat et al. 2004. Model Carquilata uzyskano dwoma programami EBOP oraz WD, wyniki uśredniono.

Parametr	VELFIT dopasowanie sinusoid	PHOEBE	MINGA	Carquilat EBOP, WD
i		82.75 ± 0.16	82.64 ± 0.65	82.7 ± 0.3
q	0.748 ± 0.002	0.748 ± 0.002	0.748 ± 0.015	0.75 ± 0.02
$a(\mathrm{R}_\odot)$	14.49 ± 0.02	14.50 ± 0.01	14.51 ± 0.14	14.49 ± 0.01
V_γ	-28.6 ± 0.2	-28.5 ± 0.1	-28.5 ± 0.7	-28.4±0.1
T_1		$7370K$	$7370K$	$7370K$
T_2		$6560 \pm 40K$	$6315 \pm 60K$	$6410 \pm 150K$
M_1	1.64±0.005	1.64 ± 0.006	1.64 ± 0.06	1.64 ± 0.02
M_2	1.23±0.005	1.23 ± 0.005	1.23 ± 0.05	1.23 ± 0.02
R_1		1.93 ± 0.03	1.96 ± 0.22	1.94 ± 0.03
R_2		1.37 ± 0.02	1.39 ± 0.14	1.39 ± 0.04
Ω_1		8.29 ± 0.13	8.19 ± 0.84	
Ω_2		9.06 ± 0.13	8.94 ± 0.95	
l_1		0.773 ± 0.006	0.776 ± 0.009	
l_2		0.227 ± 0.006	0.224 ± 0.009	
x_{12}		0.53, 0.54	0.53, 0.54	
g_{12}		0.32, 0.32	0.32, 0.32	
A_{12}		0.5, 0.5	0.5, 0.5	

Wyniki trzech programów (MINGA, PHOEBE oraz VELFIT) są w bardzo dobrej zgodzie z pracą Carquilata. Jednak szacunki błędów dla niektórych parametrów różnią

Tablica 3.3: Niezależne szacunki błędów metodą Monte Carlo oraz metodą opartą na χ^2

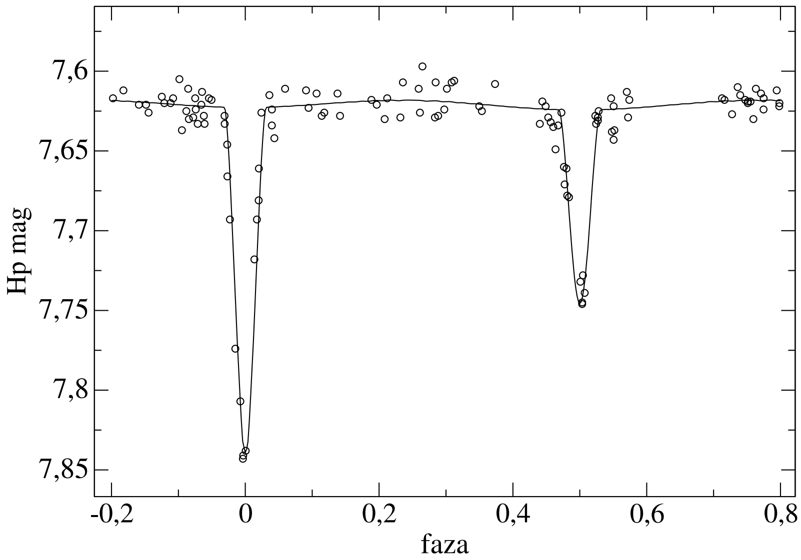
Parametr	Monte Carlo	Metoda χ^2
i	0.20	0.16
Ω_1	0.20	0.17
Ω_2	0.16	0.21
l_1	0.0004	0.047
l_2	0.0004	0.036

się znacznie. Aby porównać te szacunki z niezależnymi metodami wykonano dwa testy (Tab. 3.3). Zastosowano metodę Monte Carlo. Programem PHOEBE wygenerowano 15 syntetycznych krzywych o rozrzucie identycznym z oryginalnymi danymi z Hipparcosa. Programem MINGA wykonano 15 dopasowań a błąd wyznaczono jako odchylenie standardowe dla 15 wartości, każdego z dopasowywanych 5 parametrów.

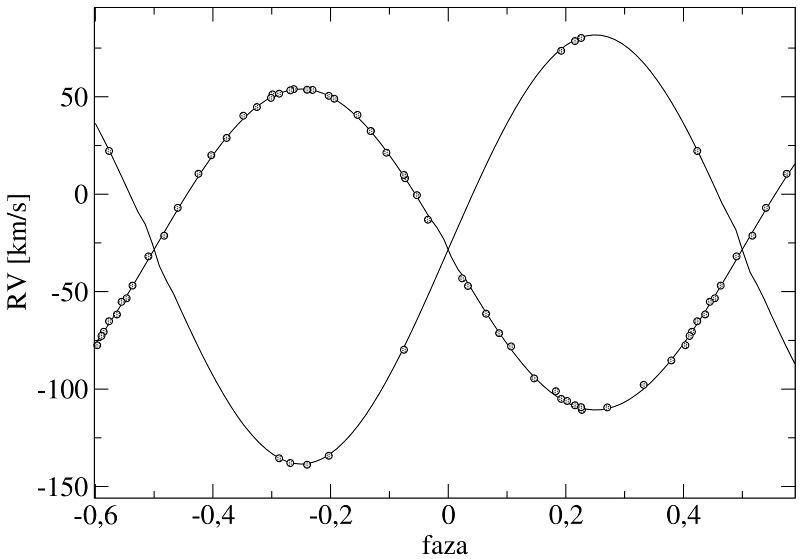
Kolejna metoda jest oparta na χ^2. Polega ona na ustaleniu wartości danego parametru i dopasowania pozostałych. Następnie szukamy takiego przedziału wyjściowego parametru, który daje wzrost χ^2 po dopasoaniu o 1. Innymi słowy przedziały błędów to szerokości rzutu elipsoidy błędu $\chi^2 < \chi^2_{min+1}$ na oś danego parametru.

Program zwraca χ^2 zredukowane, $\chi^2/(n-m)$, gdzie gdzie n jest liczbą obserwacji a m to liczba parametrów dopasowywanych. Na tej podstawie wyznaczamy rzeczywiste, nie zredukowane χ^2 potrzebne do powyższej procedury.

Oba testy wykazują dobrą zgodność dla nachylenia i oraz potencjałów $\Omega_{1,2}$, lecz różnią się znacznie dla dla jasności $l_{1,2}$. Wytłumaczenie tej różnicy może być następujące: metoda χ^2 pokazuje wpływ korelacji między parametrami, t.j. wydłużenie elips błędów, natomiast MC je ignoruje, dajac jedynie przeciecie osi przez elipsoide błędów.



Rysunek 3.4: Krzywa zmian blasku oraz dopasowany model (PHOEBE).



Rysunek 3.5: Obserwacje spektroskopowe (Carquilat) oraz model otrzymany przy pomocy programu PHOEBE.

3.2 BD-00 3357

Kolejny obiekt wybrany do badań to układ zaćmieniowy oznaczony w katalogu ASAS numerem 174619-0018.7. Krzywa blasku wskazuje na to iż układ ten może być rozdzielonym układem podwójnym. Obiekt został zidentyfikowany po współrzędnych jako BD-003357 oraz Tycho TYC-5082-1517-1. W dotychczasowej literaturze nie ma informacji o podwójności tej gwiazdy. W bazie danych Simbad obiekt jest sklasyfikowany jako gwiazda typu A2. Współrzędne gwiazdy z katalogu FK5 (J 2000.0) to rektascencja $\alpha = 17^h 46^m 19^s.42$ i deklinacja $\delta = -00° \ 18' \ 38''.1$.

Z obserwacji ASAS dysponujemy krzywymi blasku w filtrach I oraz V. Obiekt jest stosunkowo słaby około 10 wielkości gwiazdowej i co za tym idzie dane z literatury są niepełne i często niespójne. Krzywa blasku otrzymana przez ASAS świadczy o częściowych zaćmieniach. Głębokości zaćmień pierwotnego i wtórnego różnią się wyraźnie. Amplituda zmian wynosi $0^m.17$ a okres 1.4 doby.

Katalog PPM, a za nim Simbad, podaje typ widmowy układu A2 jednak ta wartość jest niezgodna ze wskaźnikiem barwy gwiazdy. Katalog Tycho 2 podaje wielkość gwiazdową w filtrze V równą $9^m.99 \pm 0.04$ oraz wskaźnik barwy $B-V = 0.42 \pm 0.06$, któremu odpowiada typ widmowy F4 i temperatura około 6700K. Dotąd brak było w literaturze pomiarów prędkości radialnych.

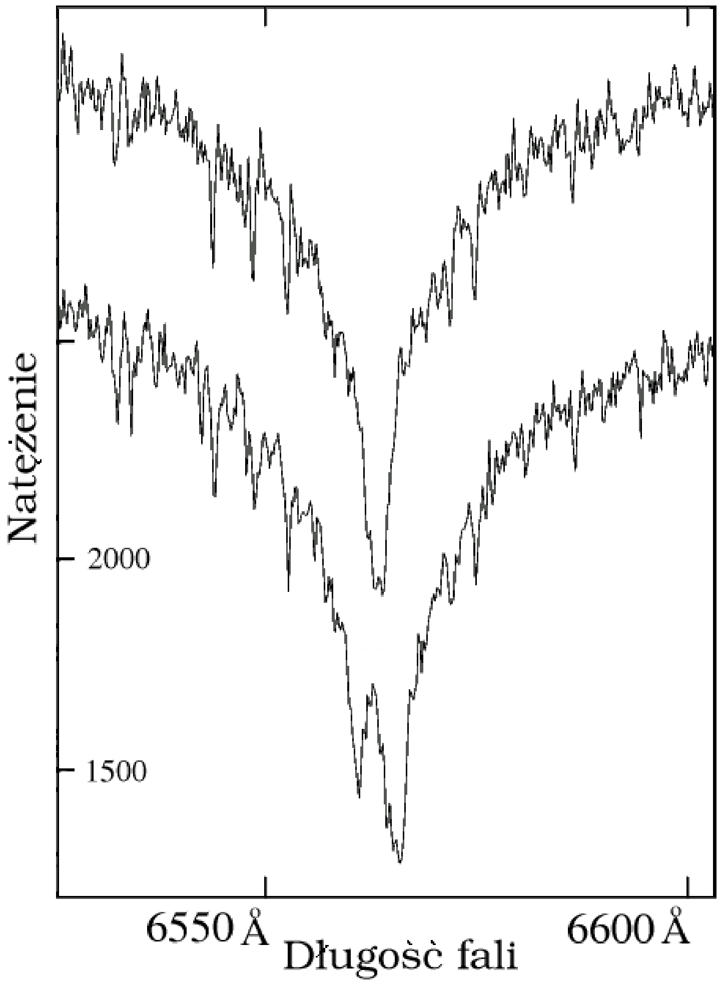
3.2.1 Spektroskopia

W celu analizy układu podjęto obserwacje spektroskopowe w NAO Rozhen na teleskopie 2m i spektrografie Coudé. Pierwsze obserwacje zostały wykonane w zakresach widmowych H_α i NaD. Ze względu na mniejszą liczbę linii ziemskiej atmosfery które zakłócają pomiar oraz większą liczbę linii od gwiazdy, kolejne obserwacje wykonano w MgTri (5175Å) Większość obserwacji zostało wykonane w NAO Rozhen przez autora niniejszej pracy i D. Koleva. Część obserwacji wykonał w Kanadzie (DDO) P. Ligęza na 1.9m teleskopie/spektrografie Cassegraina.

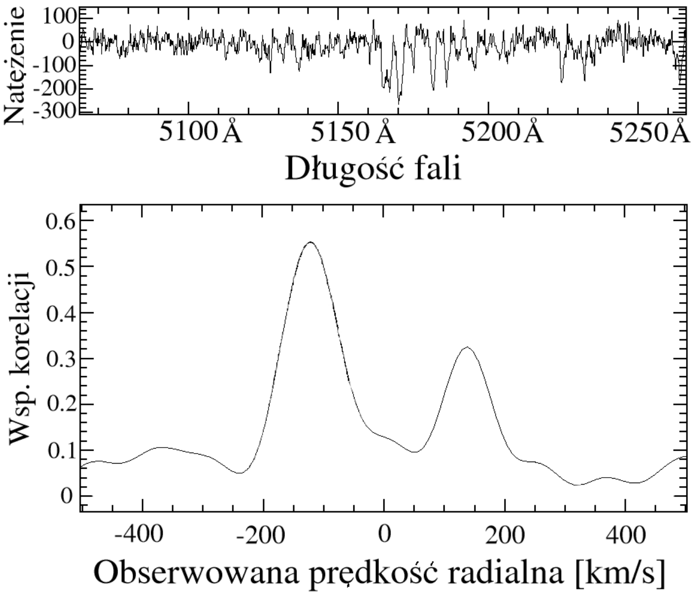
Pierwsze widma w zakresie H_α pokazały linie od dwóch składników o różnej głębokości (Rys 3.6). Dwa widma z tego zakresu wykonane jedno po drugim zawierały również trzecią linie, jednak ewentualna obecność trzeciego ciała nie została potwierdzona w innych obserwacjach. Czasy naświetlania widm wynoszą 20 minut. Dyspersja dla widm z NAO była równa 0.2Å/pix a dla DDO - 0.16Å/pix.

Średni błąd kwadratowy obserwacji z tabeli 3.4 wynosi 5.6 km/s dla składnika pierwszego i 5.2 km/s dla drugiego. Dla niektórych widm z pierwszych obserwacji blending i zaszumienie linii nie pozwolił na dokładny pomiar prędkości. Pomiary te wykonano programem RVIDLINES (IRAF). Nie było takich problemów dla widm MgTri, które były pomierzone metodą korelacji skrośnej.

Uzyskane widma zostały porównane z widmami standardów, najlepsza zgodność jest w zakresie F2/F8. Typ widmowy oraz ruch własny układu 0.022 sekund łuku na rok jest zgodny z typowymi gwiazdami Populacji I.



Rysunek 3.6: Widma dla obszaru H_α w fazach 0.46 i 0.65.



Rysunek 3.7: Widmo układu oraz funkcja korelacji skrośnej dla widma z zakresu MgTri w fazie 0.202. Pomierzone heliocentryczne prędkości radialne dla obbu składników to $V_1 = -106.7$ i $V_2 = +155.8$ km/s.

3.2.2 Obserwacje fotometryczne

Krzywa blasku ASAS 2 w filtrze I rozciąga się na okres ponad roku. Obserwację rozpoczęto w październiku 1998 roku. Obserwacje w filtrze V były kontynuowane przez ASAS 3. Krzywe te posiadają minima o różnej głębokości i wyraźnym zakrzywieniu maksimów.

Amplituda zmian blasku w filtrze I wynosi $0^m.137 \pm 0.027$. Okres podany przez ASAS wynosi $1^d.399646$. Krzywa zawiera 828 pomiarów (okres obs. 1 rok) o rozrzucie $\sigma = 0^m.04$. Do modelowania użyto również 180 obserwacji (3.2 lat) w filtrze V. Mniejsza liczba punktów powoduje że krzywa w tym filtrze jest gorzej określona.

Do celów udokładnienia efemerydy A. Marciniak wykonała obserwacje układu w okolicy minimum. Obserwacje wykonano w obserwatorium w Borowcu w filtrze V. Błędy pojedyńczych pomiarów były rzędu $0^m.01$. Czas pomiędzy tymi obserwacjami a wynikami z ASAS w filtrze I to sześć lat. Oba zestawy danych pozwoliły udokładnić okres $P = 1^d.399660 \pm 5 \cdot 10^{-7}$. Poprawiona efemeryda to

$$\text{Min I } = \text{HJD } 2,453,253.3170 + 1^d.399660 \cdot E \tag{3.1}$$

gdzie niepewność momentu minimum głównego to $0^d.0005$. Przesnięcie fazowe minimum wtórnego (Tab. 3.5) wynosi mniej niż $0^d.0004$ więc założono orbitę kołową. Faza zero odpowiada minimum głównemu, w którym gwiazda masywniejsza (1) jest zaćmiewana przez lżejszą (2).

Tablica 3.4: Obserwacje spektroskopowe pogrupowane zgodnie z zakresem i miejscem obserwacji.

HJD zakres sp.	RV1 km s^{-1}	$(O-C)_1$ km s^{-1}	RV2 km s^{-1}	$(O-C)_2$ km s^{-1}	faza
H_α					
2452100+	NAO				
30.2883	+91.9	−6.3	−105.3	+3.6	0.642
30.3032	+95.0	−7.9	−112.5	+2.4	0.652
30.4180	+122.0	−1.5	−138.2	+3.3	0.734
30.4322	+123.6	−0.4	−133.8	+8.4	0.744
30.2746	−98.0	−9.8	+130.7	+0.1	0.346
30.2891	−88.7	−5.0	−	−	0.362
NaD					
2452100+	NAO				
26.4516	+71.3	−4.6	−	−	0.901
26.4664	+74.4	+5.0	−	−	0.911
Mg triplet (5175 Å)					
2452800+	DDO				
85.5512	−112.4	−3.7	155.7	−1.4	0.239
85.5566	−108.5	+0.4	162.2	+4.7	0.250
85.5724	−107.3	+1.2	154.6	−2.5	0.261
88.5685	−67.1	−7.4	88.5	−5.6	0.402
88.5944	−52.0	−3.8	81.2	+1.9	0.421
2453100+	NAO				
37.4274	−106.7	−3.1	155.8	+5.0	0.202
37.4420	−102.4	+3.2	158.4	+7.0	0.212
37.4563	−107.0	+0.1	162.3	+5.8	0.222
93.4802	−113.6	−4.7	163.3	+6.7	0.249
93.4947	−108.6	+0.0	164.0	+0.1	0.259
2453200+	NAO				
21.3082	−77.4	+0.6	117.8	+0.1	0.131
21.3225	−68.4	+14.5	114.7	−9.3	0.141

3.2.3 Model Wilsona-Devinney

Do określenia parametrów układu wykorzystano metodę Wilsona-Deviney (1971). Skorzystano z programu MINGA zawierającego rozbudowany pakiet procedur minimalizacyjnych

Tablica 3.5: Momenty minimów dla BD-003357 na podstawie obserwacji fotometrycznych

Data	HJD	minimum	źródło
11 Sierpień 1999	2,451,401.56674	I	ASAS I
9 Lipiec 1999	2,451,368.67506	II	ASAS I
4 Wrzesień 2004	2,453,253.31699	I	Borowiec V

(Plewa, 1992).

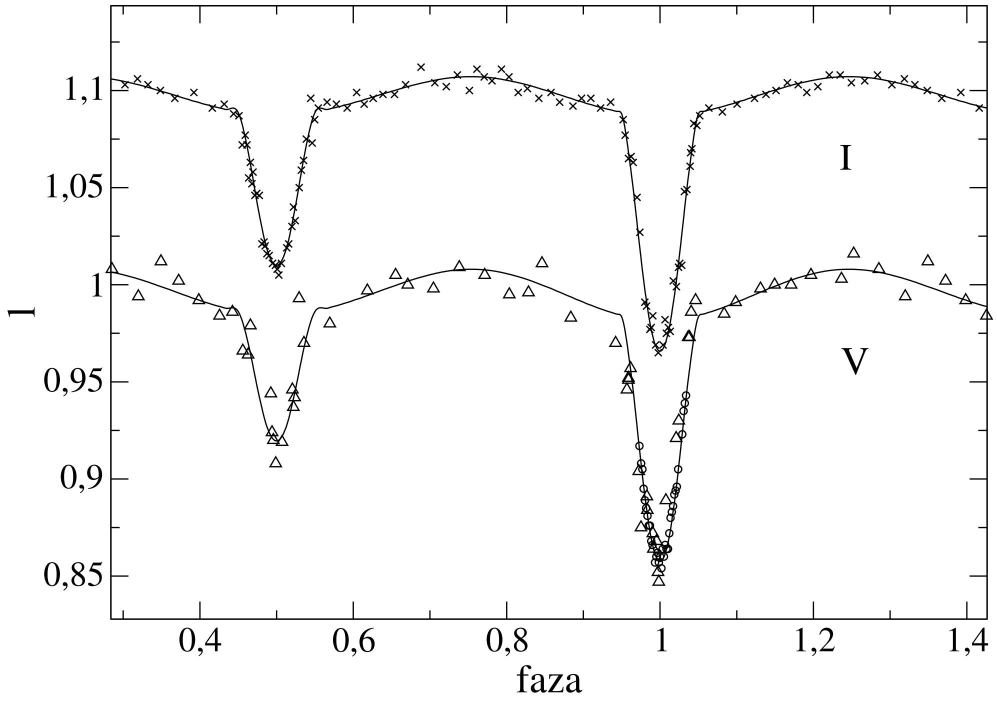
Parametry orbitalne układu zostały zestawione w tabeli 3.6. Otrzymano je w wyniku dopasowania krzywych blasku i prędkości radialnych. Na podstawie różnych amplitud spektroskopowych otrzymałem wyraźnie różniące się masy. Natomiast odległość składników wynosi około 7.6 promieni Słońca.

W literaturze mamy niespójne informacje o typie widmowym i wskaźnikach barwy. Typ widmowy podawany przez bazę danych Simbad oparty na pomiarach katalogu PPM to A2. Jest to niezgodne z wskaźnikiem barwy z katalogu Tycho 2 który odpowiada Sp=F5. Porównanie otrzymanych widm z zakresu MgTri (5125Å) ze standardami potwierdza wartość otrzymaną przez Tycho 2. Inna baza, NOMAD podaje $B-V=0.42$ identyczne z Tycho 2, i niespójny z tą wartością wskaźnik $V-R=0.28$.

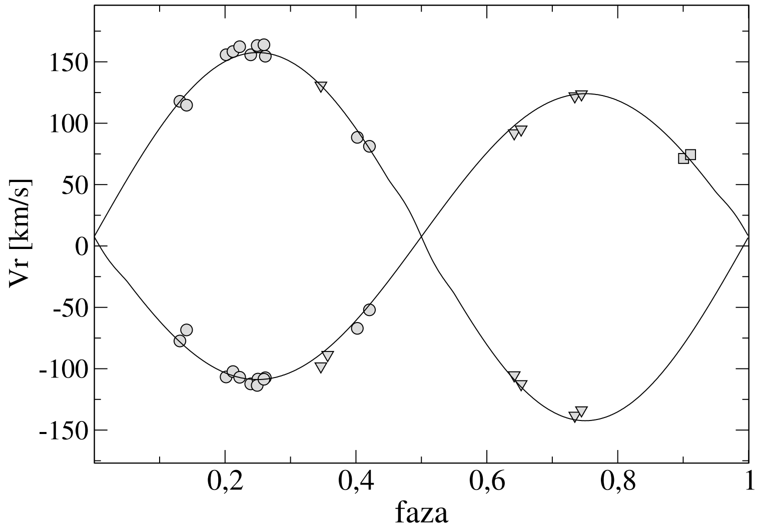
Tablica 3.6: Parametry orbitalne dla BD-003357

Parametr	Składnik 1	Składnik 2
dopasowane:		
K (km s^{-1})	116.6 ± 1.0	150.1 ± 1.4
V_γ (km s^{-1})	7.6 ± 1.4	
wyliczone:		
$a \sin i$ (R$_\odot$)	7.37 ± 0.05	
$a_{1,2} \sin i$ (10^6 km)	2.44 ± 0.02	2.89 ± 0.03
$M_{1,2} \sin^3 i$ (M$_\odot$)	1.55 ± 0.03	1.20 ± 0.02
inne wielkości:		
$N_{\rm obs}$	20	17
σ (km s^{-1})	5.7	5.2

Po uzyskaniu wstępnego modelu wyznaczono odległość oraz nadwyżkę barwy E(B-V). Poprawiony wskaźnik barwy wynosi 0.35. Różnica temperatur składników jest dobrze określona przez krzywe blasku i wynosi około 800K. Z poprawionego wskaźnika barwy, biorąc pod uwagę jasność składników oraz różnice temperatur z modelu wstępnego, wyznaczono dla pierwszego składnika $T_1 = 7250K$. Gwiazdy o takiej temperaturze efektywnej posiadają otoczki konwektywne jednak nie udało się, mimo licznych prób, uzyskać dobrej zgodności z krzywymi blasku przy takim założeniu. Dopiero po przyjęciu albedo A=1.0 i współczynnika pojaśnienia grawitacyjnego g=1.0 odpowiadających otoczce promienistej, uzyskano dobrą zgodność. Być może ta rozbieżność jest związana z problemami z



Rysunek 3.8: Syntetyczne oraz obserwowane krzywe blasku dla BD-00 3357. Do oznaczenia obserwacji użyto symboli: × - dla obserwacji ASAS 2 w filtrze I, △ dla V (ASAS 3) oraz ◯ dla obserwacji z Borowca (V). Obserwacje ASAS są łączone do punktów normalnych, dla lepszego pokrycia krzywej użyto gęściej rozmieszczonych punktów w minimach. Krzywa w filtrze I została przesunięta w górę o 0.1. W fazie zero składnik pierwszy jest zaćmiewany przez drugi.



Rysunek 3.9: Pomiary prędkości radialnych oraz krzywe syntetyczne dla BD-00 3357. Krzywe syntetyczne wykreślono metodą Wilsona-Deviney. Symbolami ◯ oznaczono obserwacje z zakresu 5175Å, ▽ - H_α, oraz symbol □ dla pomiarów z zakresu NaD. Krzywa dla składnika o większej masie posiada maksimum w fazie 0.75.

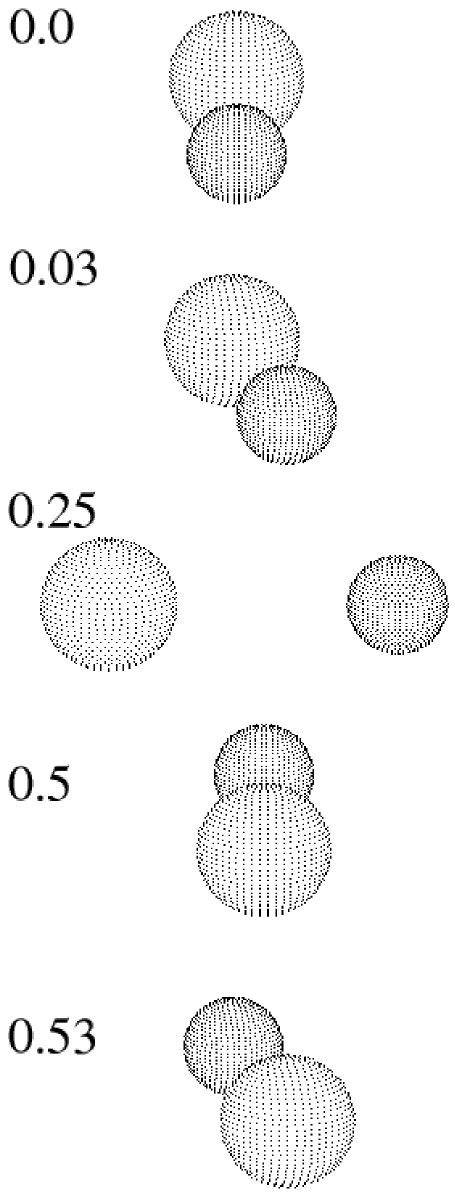
wyznaczeniem koloru/temperatury układu. Dane z literatury na ten temat są niespójne.

Dla składnika drugiego wyznaczono temperaturę 6425K czyli otoczka gwiazdy jest konwektywna, przyjęto zatem A=0.5 oraz g=0.32. Współczynniki pociemnienia brzegowego wzięto z pracy Van Hamme'a (1993).

Końcowe dopasowanie wykonano na podstawie pomiarów prędkości radialnych z tabeli 3.4, obserwacji ASAS 2, 3 w filtrach I, V oraz obserwacji z Borowca w filtrze V. W tabeli 3.7 są przedstawione parametry otrzymanego modelu układu a parametry absolutne w tabeli 3.8. Krzywe blasku i prędkości radialnych są przedstawione na rysunkach 3.8 i 3.9.

Rozwiązanie oparte tylko na krzywej blasku

Zniekształcenia elipsoidalne niosą informacje o promieniach składników a co za tym idzie również o nachyleniu orbity. Aby sprawdzić spójność wyników RV i LC wykonano dopasowania bazujące tylko na krzywej blasku. Otrzymano dwa rozwiązania o porównywalnej jakości. Pierwsze z nich jest bliskie modelu który opisano powyżej. Stosunek mas który uzyskano wynosi $q = 0.77 \pm 0.04$ jest on bliski do spektroskopowego. Kolejne minimum, które znaleziono jest nieznacznie głębsze (lepsze) jednak stosunek mas różni się znacznie od spektroskopowego i wynosi 0.62 ± 0.02.



Rysunek 3.10: Trójwymiarowy obraz układu w różnych fazach ruchu orbitalnego.

Tablica 3.7: Model BD-00 3357

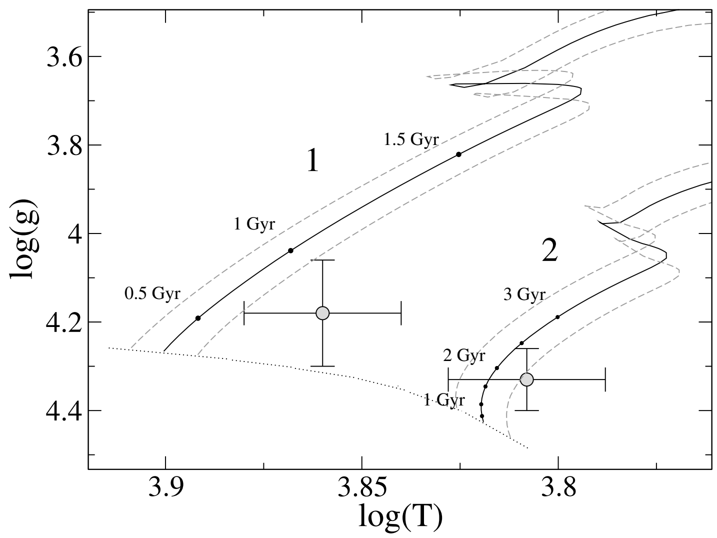
Parametr	Składnik 1	Składnik 2
i	$74°.75\pm\ 0°.72$	
q	0.776 ± 0.018	
$A(\mathrm{R}_\odot)$	7.649 ± 0.079	
T	7250 K	6425 ± 30 K
Ω_{12}	5.11 ± 0.49	5.64 ± 0.37
l_I	0.750 ± 0.012	0.250 ± 0.011
l_V	0.793 ± 0.022	0.207 ± 0.020
$x_{12}(I)$	0.303	0.352
$x_{12}(V)$	0.501	0.551
g_{12}	1.0	0.32
a_{12}	1.0	0.5

Tablica 3.8: Parametry absolutne układu wyznaczone z modelu Wilsona-Devinney. Masy i promienie podane są w jednostkach słonecznych a log(g) w jednostkach *CGS*.

	Składnik 1	Składnik 2
Masa	1.73 ± 0.04	1.34 ± 0.03
Promień	1.78 ± 0.20	1.32 ± 0.07
$log(g)$	4.18 ± 0.12	4.33 ± 0.07
M_bol	2.52 ± 0.53	3.69 ± 0.37
R_point	1.81 ± 0.29	1.33 ± 0.10
R_side	1.78 ± 0.20	1.31 ± 0.07
R_back	1.80 ± 0.20	1.33 ± 0.07
R_pole	1.76 ± 0.19	1.31 ± 0.07

3.2.4 Wiek i odległość układu

Na podstawie wzorów 2.21-2.25 oraz wyników z tabeli 3.8 wyznaczono odległość układu. Jasność widoma układu wynosi $V = 9^m.98$ - wynik z katalogu Tycho 2. Poprawki bolometryczne odpowiadające temperaturom 7250K i 6425K wynoszą $BC_{V1} = -0.09$ oraz $BC_{V2} = -0.15$ (Astrophysical Quantities, Cox 1999). Jasności absolutne składników w filtrze V wynoszą $M_{V1} = 2.61$ oraz $M_{V2} = 3.84$. Wyznaczono je na podstawie relacji między temperaturą, promieniem (z modelu) i jasnością absolutną (równanie 2.22). Na podstawie map poczerwienienia Burnsteina i Heilesa (1982) wyznaczono ekstynkcję. Współrzędne galaktyczne układu to długość $l = 25°.06$ oraz szerokość $b = +14°.30$. Nadwyżka barwy wynosi E(B-V)=0.24 na kiloparsek. Iteracyjnie wyznaczono wartości A_V oraz paralaksy. Uzyskano $\pi = 3.24 \pm 0.74$ mas co odpowiada odległości 310 ± 60 pc. Oznacza to iż układ



Rysunek 3.11: Ciągi ewolucyjne (linie ciągłe) składników BD-00 3357 dla metaliczności $Z = 0.02$; linia punktowana odpowiada zerowemu wiekowi na c.g. (ZAMS); linie przerywane określają granice błęów w wyznaczeniu masy.

leży w odległości mniejszej niż 100 pc od płaszczyzny dysku galaktycznego.

Aby określić wiek układu skorzystano z modeli ewolucyjnych (Kim et al., 2002). Na wykresie $log(g) - log(T)$ (Rys. 3.11) wykreślono ciągi ewolucyjne dla mas z tabeli 3.8, zakładając metaliczność $Z = 0.02$ typową dla populacji pierwszej gwiazd. Punkty określające obserwowane parametry obu składników leżą na prawo od swoich ciągów ewolucyjnych. Przyczyn tej niezgodności może być kilka. Po pierwsze błąd wskaźnika barwy układu odpowiada błędowi w temperaturach rzędu 300K. Kolejnym wytłumaczeniem tego faktu moze być nietypowa metaliczność rzędu 0.03 która jest mozliwa dla tak młodego układu. Przy takiej metaliczności ciągi przesuwają się na prawo i zgodność byłaby znacznie lepsza. Trzeba tutaj rownież zaznaczyć iż jakość pomiarów amplitud krzywych prędkości radialnych jest umiarkowana. Liczba punktów jest zbyt mała zwłaszcza w okolicy fazy 0.75. W tabeli 3.3 widać również wyraźnie (O–C) iż amplituda otrzymana z korelacji skrośnej (zakres 5175Å w pobliżu fazy 0.25) jest większa niż z obserwacji w H_α w pobliżu fazy 0.75. Prawdopodobną przyczyną tej różnicy jest silne zblendowanie obu składowych H_α na skutek szerokich skrzydeł linii, pomiar programem RVIDLINES dodatkowo był utrudniony zaszumieniem widm. Wyznaczone masy są bardzo wrażliwe na dokładność amplitud RV co też może wpłynąć na zgodność na wykresie $log(g) - log(T)$. Biorąc pod uwagę zakresy błędów możemy określić przybliżony wiek układu na około jeden miliard lat.

3.3 IO Aquarii

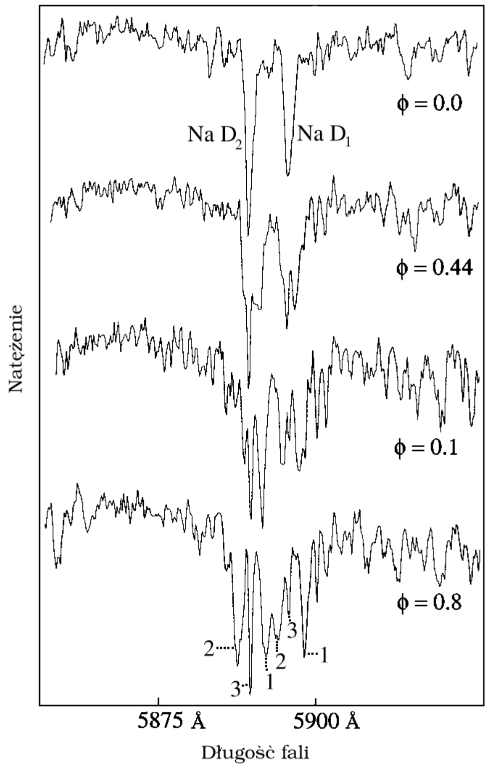
Układ podwójny IO Aquarii był obserwowany przez satelitę Hipparcos (HIC 102041), zaklasyfikowano go do grupy gwiazd o największej amplitudzie zmian blasku. Dokładniejsze obserwacje fotometryczne otrzymał ASAS (All Sky Automated Survey; Pojmański 1997). Jasność układu w maksimum wynosi $V = 8^m.87$. Krzywa blasku posiada dwa minima o prawie jednakowej głębokości i słabym zakrzywieniu maksimów. Sugeruje to iż układ składa sie z dwóch bardzo podobnych, rozdzielonych i nieco zniekształconych składników. Na podstawie obserwacji fotometrycznych uzyskanych przez Hipparcosa wyznaczono okres $2^d.36816$ (Perryman et. all 1997). Wskaźnik barwy uzyskany z tych obserwacji wynosi $B-V = 0.512 \pm 0.025$. Z obserwacji w systemie Wileńskim otrzymano $B-V = 0.53$ po transformacji do systemu Johnsona. Wartość wskaźnika barwy z katalogu Tycho 2 to $B-V = 0.45 \pm 0.03$. Układ sklasyfikowano w katalogu Henry Drapera jako gwiazdę typu widmowego G0. Wskaźnik barwy odpowiadający G0 dla gwiazd ciągu głównego i olbrzymów to odpowiednio 0.58 i 0.65, co różni się od pomiarów powyższego wskaźnika $B-V$.

Paralaksa trygonometryczna pomierzona przez satelitę Hipparcos wynosi 5.4 ± 1.3 mas. Odległośc i jasność widoma sugerują że składniki powinny mieć większe rozmiary niż gwiazdy ciągu głównego o tej barwie. Zaćmienia są częściowe jednak zakrzywienie maksimów które niesie informacje o stopniu wypełnienia powierzchni Roche'a, pozwala uniknąć niepewności związanej z promieniami i nachyleniem. Obiekt nie był wcześniej obserwowany spektroskopowo, toteż do celów modelowania w niniejszej pracy uzyskano serię widm.

3.3.1 Obserwacje spektroskopowe IO Aquarii.

Wiekszość obserwacji spektroskopowych układu IO Aquarii została wykonana w ciągu siedmiu nocy w sierpniu roku 2001 w obserwatorium Rozhen na 2m teleskopie. Obserwowano obiekt na długościach fali w okolicah linii H_α i dubletu sodowego NaD. Ekspozycje trwały 20 min co dało środeni stosunek sygnału do szumu S/N 80. Dyspersja wynosi 0.2Å na piksel. Do kalibracji widm użyto lampy torowo argonowej. Typowy rozrzut dopasowania wielomianu do linii toru i argonu wynosi $\sigma = 0.02$ Å co wystarcza przy dokładności pomiarów prędkości radialnych rzędu $1 km\ s^{-1}$. Większość obserwacji wykonano w zakresie NaD a obserwacje linii H_α posłużyły do kontroli wyników. Wszystkie widma zostały zredukowane standardowymi procedurami z pakietu IRAF. Do pomiaru prędkości radialnych dla widm NaD zastosowano metodę korelacji skrośnej (program FXCOR, IRAF). Jako widmo odniesienia posłużyło widmo wykonane bardzo blisko fazy zero ruchu orbitalnego. Heliocentryczna prędkość uzyskana z tego widma została wyznaczona na podstawie pomiaru długośći fali dwóch linii dubletu sodowego przy użyciu programu RVIDLINES (IRAF). W widmach NaD i H_α widać wyraźnie linie obu składników. Średni błąd kwadratowy wyników z tabeli 3.8 (bez uwzględnienia punktów odskakujących) wynosi dla składnika pierwszego 2.2 $km\ s^{-1}$ i dla drugiego 2.5 $km\ s^{-1}$.

W widmach NaD (Rys. 3.12) widać linie obu składników (linie 1,2) oraz linie absorpcyjne (3) prawdopodobnie związaną z absorpcją międzygwiazdową, w widmach H_α nie ma trzeciej składowej. Ta składowa komplikuje pomiar ponieważ w przebiegu CCF pojawia



Rysunek 3.12: seria widm NaD z różnych faz. Widać linie od obu składników (1, 2) oraz linie międzygwiazdową (3).

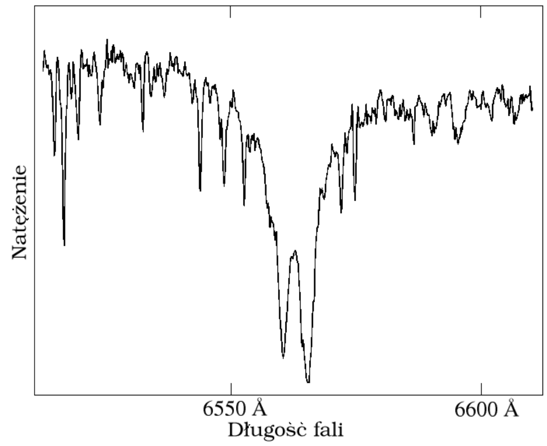
się trzeci pik. W trakcie deblendingu (Rys. 3.14) wpływ tej składowej usuwano dopasowując trzy profile Gaussa. Średnia prędkość radialna dla trzeciej linii wynosi $-17km\ s^{-1}$ a jej szerokość połówkowa (FWHM) jest w przybliżeniu równa szerokości instrumentalnej (0.4 Å).

Pomiar prędkości radialnych dla obserwacji z zakresu H_α (Rys 3.13) wykonano programem RVIDLINES. W obserwatorium DDO (Kanada) uzyskano trzy widma, które posłużyły do kontroli wyników. Obserwacje wykonał Piotr Ligęza w zakresie widmowym MgTri (5175 Å).

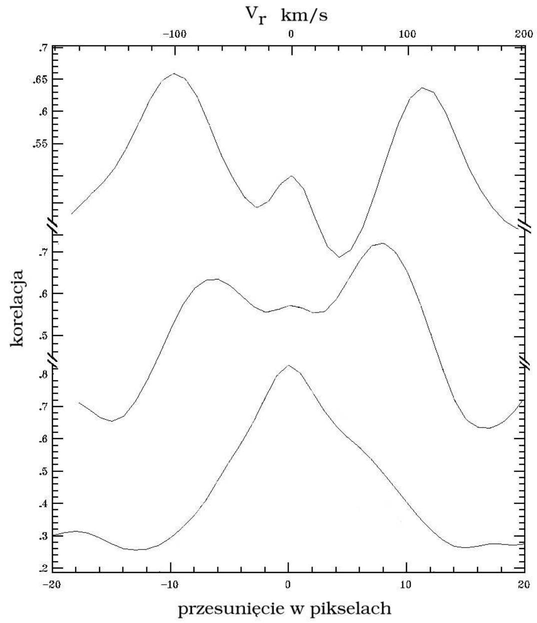
3.3.2 Obserwacje Fotometryczne.

IO Aqr była obserwowana przez satelitę Hipparcos w przybliżeniu przez trzy lata , w tym czasie zebrano 89 pomiarów w filtrze Hp. Pokrycie faz jest jednak niekompletne a rozrzut duży.

Natomiast krzywa blasku uzyskana przez ASAS jest dobrej jakości, zawiera 992 punkty w filtrze I i pokrywa wszystkie fazy. Obserwacje trwały ponad rok. Amplituda zmian blasku wynosi $0^m.37$ a okres zmian 2.368131 dni. Błędy poszczególnych obserwacji są duże co jest typowe dla tak małych instrumentów jednak liczba pomiarów pozwala na dokładne



Rysunek 3.13: Fragment widma z rozszczepioną linią H_α dla fazy 0.23. Prędkości radialne pomierzone z tych dwóch linii wynoszą dla pierwszego składnika -108.3 i 105.5 $km\ s^{-1}$ dla drugiego. Wąskie linie po obu stronach H_α pochodzą od ziemskiej atmosfery.



Rysunek 3.14: Funkcja korelacji skrośnej dla trzech różnych faz. Zewnętrzne piki odpowiadają obu składnikom a środkowy absorpcji międzygwiazdowej.

Tablica 3.9: Pomiary prędkości radialnych dla obu składników z zakresu dubletu sodowego NaD. Punkty odskakujące, których nie użyto w dopasowaniach oznaczono ($\star$).

HJD 2452100+	RV1 km s^{-1}	$(O-C)_1$ km s^{-1}	RV2 km s^{-1}	$(O-C)_2$ km s^{-1}	faza
26.2722	−111.5	−1.0	+100.1	+0.6	0.318
26.2865	−108.1	+0.5	+98.0	+0.4	0.324
26.4205	−82.7	+0.7	+84.0*	+10.0	0.381
26.4356	−78.3	+1.2	+79.0*	+8.7	0.387
27.2979	+120.2	+2.9	−118.4	−4.4	0.751
27.3126	+120.7	+3.5	−117.7	−3.8	0.758
27.4172	+111.6	+0.6	−108.0	+0.1	0.802
27.4315	+111.4	+1.9	−107.8	−1.1	0.808
27.5419	+94.3	+2.0	−86.8	+3.8	0.854
27.5561	+90.0	+0.5	−78.7*	+9.3	0.860
28.3861	−120.7	−2.8	+103.9	−2.6	0.211
28.4042	−121.9	−2.6	+106.2	−1.5	0.218
28.4672	−121.0	+0.5	+108.3	−1.5	0.245
28.4826	−123.6	−2.1	+108.9	−0.9	0.252
28.4982	−118.6	+2.7	+107.9	−1.7	0.258
29.3796	+86.4	+0.8	−80.0	+4.2	0.630
29.3938	+87.2	−1.3	−83.8	+3.2	0.636
29.5155	+105.9	−2.6	−109.5	−3.9	0.688
29.5302	+107.1	−2.9	−110.1	−3.0	0.694
30.4702	−62.5	+4.3	+70.9*	+12.4	0.091
30.4851	−71.3	−0.1	+74.1*	+11.5	0.097
30.5919	−92.8	+2.8	+86.5	+1.0	0.142
30.6066	−94.6	+3.6	+86.2	−1.9	0.149

określenie krzywej blasku (Pojmański 1997). Na podstawie O-C punktów normanych oszacowano wstecz błędy poszczególnych obserwacji, wyniosły one $0^m.015$. Aby udokładnić efemerydę podjęto obserwacje fotometryczne w Obserwatorium w Borowcu na 0.4m teleskopie Newtona. Teleskop posiada kamerę CCD (KAF 400, 750x510 pikseli), użyto filtrów R oraz V. Do redukcji użyto pakietu Starlink (CCLR) do fotometrii aperturowej. Obserwacje wykonał zespół obserwatorów z Borowca i autor niniejszej pracy. Fotometrię różnicową wykonano korzystając z gwiazd porównania GSC 0511-0962 ($V = 10^m.7$) oraz GSC 0511-2041 ($V = 11^m.0$). Błędy poszczególnych obserwacji z Borowca sa rzędu $0^m.01$. Pokrycie fazowe tych obserwacji jest niekompletne, mimo to obserwacje zaćmień pozwoliły udokładnić efemerydę.

Tablica 3.10: Obserwacje fotometryczne IO Aqr w Borowcu

Data	T_p UT	T_k UT	filtr	czas eksp. s	n_{obs}
21 Lipiec 2002	21:40	1:30	R	45	202
28 Lipiec 2002	20:30	1:45	R	45	276
31 Lipiec 2002	21:00	1:30	R	40	261
3 Sierpień 2002	20:18	1:20	R	45	270
12 Wrzesień 2002	19:30	23:00	V	100	97

Tablica 3.11: Momenty minimów dla IO Aqr z obserwacji fotometrycznych oraz spektroskopowych

Data	HJD	minimum	źródło
2 Wrzesień 1991	2,448,502.3278	I	Hipparcos (fot.)
31 Maj 1999	2,451,329.8295	I	ASAS (fot.)
4 Sierpnień 2001	2,452,125.5187	I	Rozhen (spektr.)
12 Wrzesień 2002	2,452,530.4516	I	Borowiec (fot.)

3.3.3 Efermeryda

Okres wyznaczony przez Hipparcosa wynosi 2.36816 dni, jest on oparty na obserwacjach z przedziału 2.65 lat. Obserwacje wykonane przez ASAS są lepszej jakości lecz są z przedziału tylko 1.26 lat. Okres wyznaczony z tych obserwacji wynosi 2.368131 dni, nie podano wartości błędu. Jednak jakość obserwacji określa fazę z dokładnością około 0.01 P. Dla okresu obserwacji 1 rok odpowiada to dokładności $\pm 6 \times 10^{-5}$. Oba okresy fotometryczne zgadzają się ze sobą w granicach tego błędu. Obserwacje w Borowcu zostały uzyskane trzy lata po obserwacjach ASAS. Niepewność fazy w tym okresie nie przekracza $0^d.05$ czyli liczba cykli jest jednoznaczna. Założono orbitę kołową. Na podstawie obserwacji z ASAS oraz Borowca otrzymano następujące poprawione wartości okresu P=$2^d.368091 \pm 8 \times 10^{-6}$ oraz efemerydę:

$$\text{Min I } = \text{HJD } 2,452,530.4516 + 2^d.368091 \cdot E \tag{3.2}$$

gdzie niepewność fazy minimum głównego wynosi $0^d.0020$. Efemeryda jest w zgodzie z momentami minimów z tabeli 3.10. Faza zero odpowiada głębszemu minimum, gdy następuje zaćmienie składnika lżejszego (1) przez bardziej masywnego (2).

Tablica 3.12: Parametry orbitalne IO Aqr

parametr	składnik 1	składnik 2
dopasowane:		
K (km s^{-1})	119.6 ± 0.5	111.9 ± 0.6
V_γ (km s^{-1})	-2.2 ± 0.6	
wyznaczone:		
$a \sin i$ ($R_\odot$)	10.830 ± 0.036	
$a_{1,2} \sin i$ (10^6 km)	3.894 ± 0.015	3.644 ± 0.020
$M_{1,2} \sin^3 i$ ($M_\odot$)	1.474 ± 0.017	1.575 ± 0.015
inne wielkości:		
$N_{\rm obs}$	23	18
σ (km s^{-1})	2.2	2.5

3.3.4 Wyznaczenie parametrów składników

Dane wejściowe

Do pomiarów prędkości radialnych z tabeli 3.8 dopasowano funkcje sinus. Odrzucono pięć odskakujących pomiarów ($>3\sigma$). Wynik dopasowania został zaprezentowany w tabeli 3.12, jako parametry orbitalne. Prędkość radialna układu to średnia wartość z obu sinusoid. Porównywalne amplitudy krzywych RV świadczą o stosunku mas bliskim 1.

Maksima krzywej blasku są tylko nieznacznie zakrzywione co świadczy o małym wypełnieniu krytycznej powierzchni Roche'a - małym spłaszczeniu składników (Rys 3.15). Kształt minimów oraz fakt iż ich głębokość nie przekracza $0^m.4$ świadczy o tym, że zaćmienia są częściowe.

Na podstawie wskaźnika barwy z katalogu Tycho 2 możemy założyć temperaturę T_1 równą 6600 K. Próbne dopasowania wykonane programem MINGA (Plewa 1988, 1992) wskazują na minimalną różnicę w temperaturach obu składników. Podobieństwo mas, temperatur i wieku sugeruje również podobne promienie i jasności składników. Przyjęto dla obu składników współczynnik pojaśnienia grawitacyjnego $g = 0.32$ oraz albedo $A = 0.5$. Zgodnie z pracą Wade & Rucinski (1985) przyjęto $log(g) = 3.9$ (model wstępny) i współczynniki pociemnienia brzegowego w filtrze I równe 0.4.

Do modelowania ze względu na jakość wybrano krzywą ASAS(I). Z tych obserwacji wyznaczono punkty normalne o różnej gęstości dla zaćmień i maksimów. W fazach zaćmień sumowano mniejszą liczbę obserwacji aby uzyskać dobrą gęstość punktów normalnych. Jasność układu w maksimum wynosi $l_0 = 8^m.27$.

Aby zbadać ewentualne różne minima funkcji χ^2 wykonano wiele próbnych dopasowań korzystając z różnych punktów startowych. Wykonano dopasowania jednocześnie dla danych spektroskopowych i fotometrycznych oraz tylko do obserwacji fotometrycznych aby sprawdzić spójność danych i wyników.

Model WD

Do szczegółowego modelowania systemu w oparciu o prędkości radialne i krzywe blasku, skorzystano z programu Wilsona-Devinney rozbudowanego przez T. Plewe. Program MINGA zawiera dodatkowo blok procedur minimalizacyjnych (Plewa 1988, 1992).

Próbne dopasowania ze zmienną temperaturą T_2 sugerują że składnik pierwszy jest o 200K gorętszy od drugiego. Ze względu na lepszą jakość do modelowania wykorzystano tylko widma NaD. Ostatecznie odrzucono pięć pomiarów, które odskakują o ponad 3σ. Korzystając trzech widm MgTri z DDO uzyskano niezależną ocenę stosunku mas $q = 1.073 \pm 0.05$ co jest zgodne w granicach błędu z wynikiem otrzymanym w NAO Rozhen dla NaD.

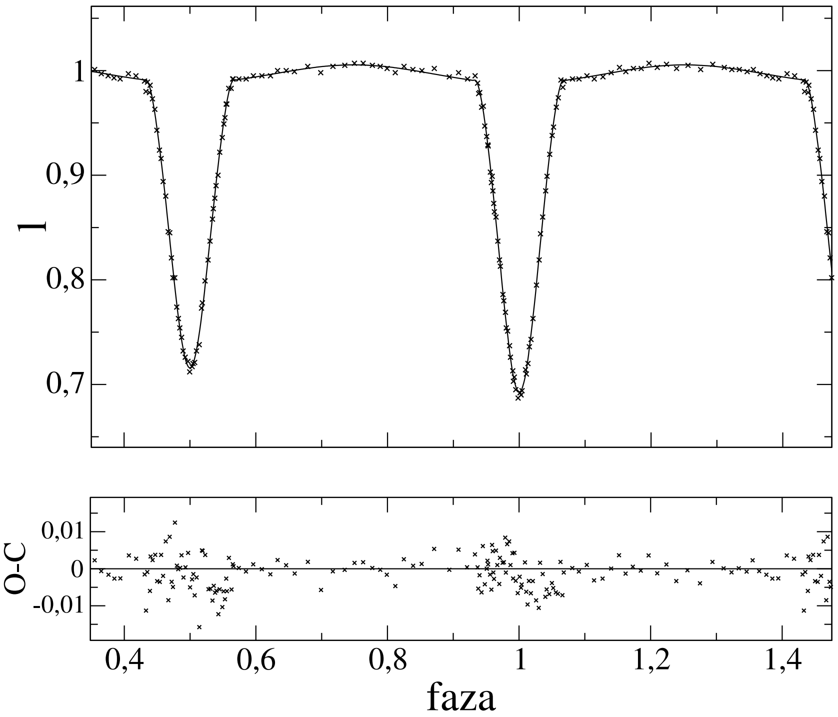
Tabela 3.12 prezentuje dwa rozwiązania (A i B). Syntetyczne krzywe blasku dla obu są prawie identyczne (Rys. 3.15). Pierwsze rozwiązanie wykazuje minimalnie lepszą zgodność z obserwacjami w sensie χ^2, jednak to drugie pasuje znacznie lepiej do ciągów ewolucyjnych (Rys. 3.18). Ostateczne dopasowanie dla rozwiązania A daje nam prawie identycze składniki o stosunku mas $q = 1.068$ oraz stosunku promieni $R_2/R_1 = 1.044$. W przypadku B mamy znacznie większy stosunek promieni $R_2/R_1 = 1.215$. W obu przypadkach składniki słabo wypełniają swoje krytyczne powierzchnie Roche'a. Zgodnie z definicja współczynnika wypełnienia podaną przez Wilsona i Devinney'a wynosi on $f_1 = -3.52$ oraz $f_2 = -3.73$ dla A i $f_1 = -4.29$ oraz $f_2 = -3.18$ dla rozwiązania B.

Tablica 3.13: rozwiązania A i B oparte na obserwacjach spektroskopowych NaD oraz fotometrii ASAS w filtrze I.

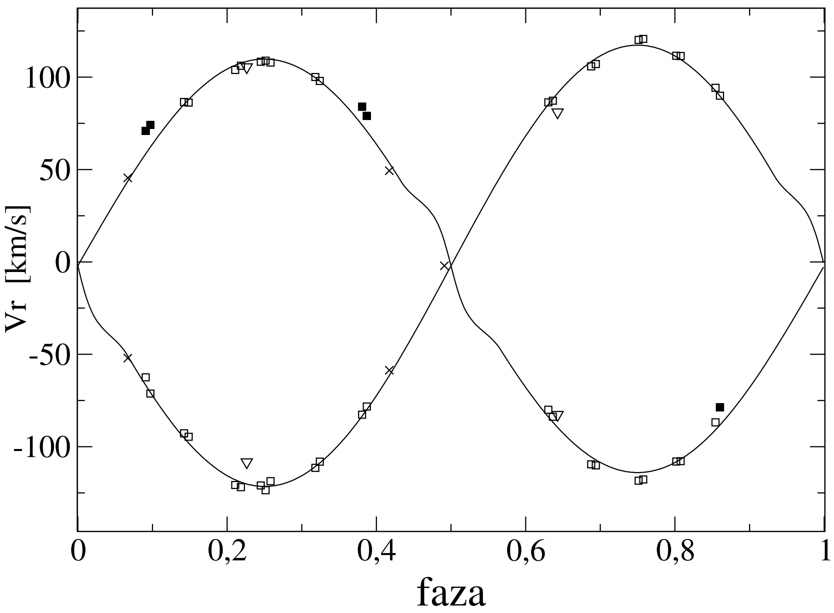
Parametr	Rozwiązanie A	Rozwiązanie B
i	$81^\circ.36 \pm 0^\circ.70$	$81^\circ.63 \pm 0^\circ.62$
q	1.068 ± 0.006	1.067 ± 0.006
A(R)	10.96 ± 0.04	10.98 ± 0.04
Ω_1	5.90 ± 0.22	6.35 ± 0.29
Ω_2	5.91 ± 0.20	5.61 ± 0.17
l_1	0.498 ± 0.013	0.420 ± 0.013
l_2	0.502 ± 0.013	0.580 ± 0.013
T_1	6600 K	
T_2	6400 ± 300 K	6425 ± 300 K
x_{12}	0.4	
g_{12}	0.32	
a_{12}	0.5	
χ^2/df	1.26	1.29

3.3.5 Odległość i wiek układu

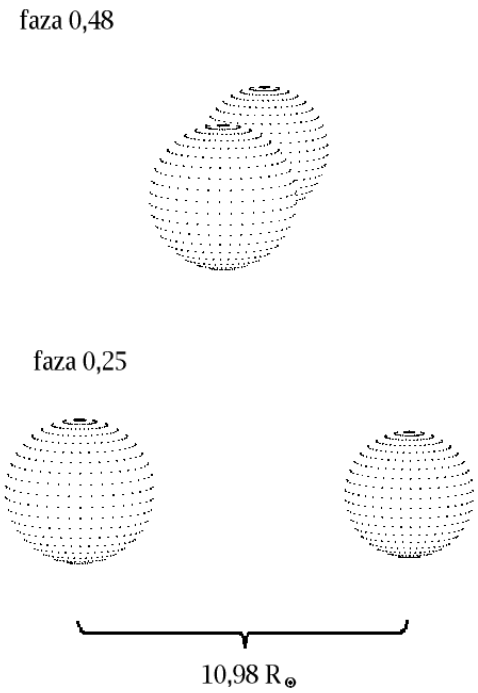
Do oszacowania paralaksy fotometrycznej IO Aqr założono sferyczny kształt składników i ich promień równy R_{side}. Do określenia jasności absolutnej w filtrze V skorzystano ze



Rysunek 3.15: Syntetyczna krzywa blasku dla IO Aquarii porównana z punktami normalnymi z obserwacji ASAS w filtrze I. Punkty normalne mają większą gęstość w minimach aby zapewnić wystarczające pokrycie krzywej. Przy tej skali krzywe dla modeli A i B są nierozróżnialne. W fazie 1.0 składnik pierwszy jest zaćmiewany przez składnik drugi.



Rysunek 3.16: Krzywa prędkośći radialnych dla IO Aqr. Kwadratami oznaczono obserwacje z zakresu NaD, punkty oznaczone symbolami wypełnionymi zostały odrzucone. Pomiary linii H_α oznaczone są trójkątami. Obserwacje wykonane w DDO w okolicy 5175Å oznaczono symbolami $\times$. Linia ciągła prezentuje krzywe syntetyczne uzyskane kodem WD. Krzywa składnika 1 posiada maksinmum w fazie 0.75.



Rysunek 3.17: Trójwymiarowy obraz układu dla dwóch faz ruchu orbitalnego.

Tablica 3.14: Parametry absolutne składnikow IO Aqr dla obu rozwiązań A i B wyznaczone z modelu Wilsona-Devinney (Tab. 3.13).

	składnik 1^A	składnik 1^B	składnik 2^A	składnik 2^B
Masa $[M_\odot]$	1.53 ± 0.02	1.53 ± 0.02	1.63 ± 0.02	1.64 ± 0.02
$R_{\rm point}$ $[R_\odot]$	2.32 ± 0.15	2.11 ± 0.19	2.42 ± 0.11	2.60 ± 0.18
$R_{\rm side}$ $[R_\odot]$	2.28 ± 0.10	2.09 ± 0.13	2.38 ± 0.08	2.54 ± 0.12
$R_{\rm back}$ $[R_\odot]$	2.31 ± 0.10	2.11 ± 0.13	2.41 ± 0.08	2.58 ± 0.12
$R_{\rm pole}$ $[R_\odot]$	2.26 ± 0.10	2.07 ± 0.13	2.36 ± 0.08	2.51 ± 0.12

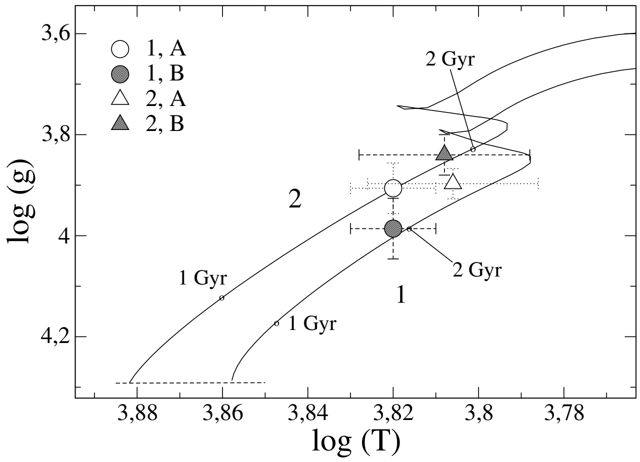
wzoru 2.22. Przyjęto jasność widomą układu $V = 8^m.87$ (Tycho 2) i poprawkę bolometryczną dla obu składników $BC_V = -0.14$ (Binney & Marrifield 1998) odpowiadającą temperaturze 6500 K. Paralaksa pomierzona przez satelitę Hipparcos wynosi 5.4$\pm$1.3mas. Z uzyskanego modelu bez uwzględnienia ekstynkcji międzygwiazdowej otrzymano paralaksę $\pi = 3.9$mas. Na podstawie map Burnsteina i Heilesa (1982) które podają wartość $E(B-V) = 0.09$ na kiloparsek wyznaczono ekstynkcję A_V oraz poprawioną paralaksę fotometryczną 4.1 mas. Odpowiada to odległości 247 pc.

Masy i rozmiary składników wskazują na to iż są one blisko swojego punktu odejścia z ciągu głównego. Promień gwiazdy o masie $1.5M_\odot$ na ciągu głównym wynosi około $1.5R_\odot$. Aby sprawdzić status ewolucyjny składników wykonano dodatkowe dopasowania WD narzucając potencjały powierzchniowe Ω_{12} odpowiadające promieniom gwiazd z ciągu głównego o tej masie. Składniki układu nie mogą być na ciągu głównym ponieważ dopasowania te posiadały wartość χ^2 o dwa rzędy gorszą niż uzyskane w modelach A i B.

Na wykresie empirycznej zależności masa-promień składniki IO Aqr leżą tuż nad ciągiem głównym (Gimenez & Zamorano 1985). Aby zbadać dokładniej ich status ewolucyjny i roztrzygnąć, które z rozwiązań (A, B) jest poprawne wykreślono ciągi ewolucyjne dla obu składników na wykresie $\log(T_{eff})$-$\log(g)$ korzystając z pracy Kim et al. (2002), wyznaczonych mas oraz zakładając metaliczność $Z = 0.02$. Wykres ten wyraźnie wskazuje na rozwiązanie B jako poprawne (Rys. 3.18). Punkty dla rozwiązania B leżą blisko odpowiadających im ciągów. Powszechnie uważa się iż składniki gwiazd podwójnych powstają jednocześnie. Składnik masywniejszy 2 „wyprzedził” w ewolucji składnik pierwszy. Gwiazdy masywniejsze ewoluują szybciej. Składnik drugi w trakcie ewolucji szybciej zwiększał promień i co za tym idzie szybciej spadała jego temperatura efektywna niż gwiazdy 1. Spowodowało to sytuacje, w której gwiazda masywniejsza posiada obecnie niższą temperaturę efektywną od swojego towarzysza.

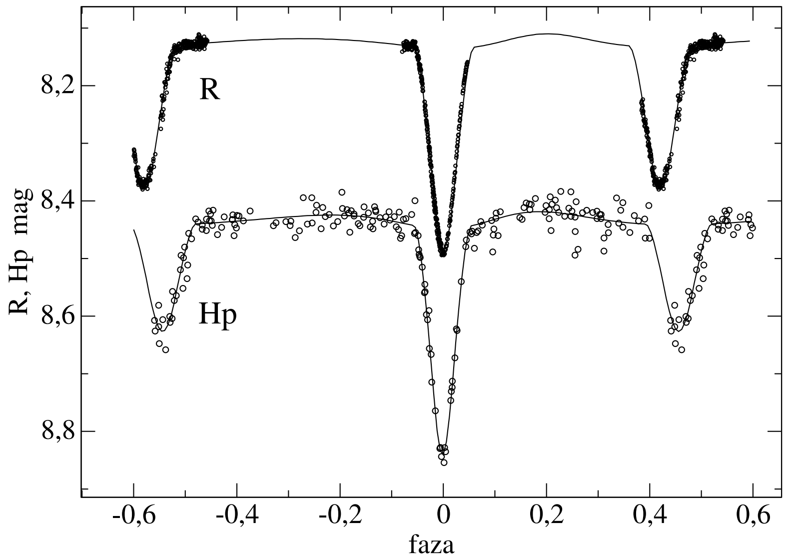
Kolejnym argumentem za poprawnością rozwiązania B jest dobra zgodność wieku obu składników, który wynosi 1.9 miliardów lat.

Głębokość linii widmowych również niesie informacje o składnikach. Stosunek głębokości linii obu składników ma duży rozrzut jednak średnia jest bliżej wartości 0.72 (B) niż 0.99 (A). Różnica pomiędzy obu składnikami jest dobrze widoczna na widmie H_α (Rys. 3.13).



Rysunek 3.18: Ślady ewolucyjne dla obu składników. Puste symbole oznaczają rozwiązanie A a wypełnione B. Składniki 1 i 2 oznaczono odpowiednio symbolami ◯ oraz △.

Składniki układu znajdują się blisko pasa niestabilności na wykresie HR. Z tego względu poszukiwano zmian jasności układu. Do tego celu korzystajac z otrzymanego modelu usunięto z obserwacji wpływ zaćmień i elipsoidalności składników. Przetworzone w ten sposób obserwacje ASAS użyto do analizy. Żadnych zmian okresowych nie stwierdzono.



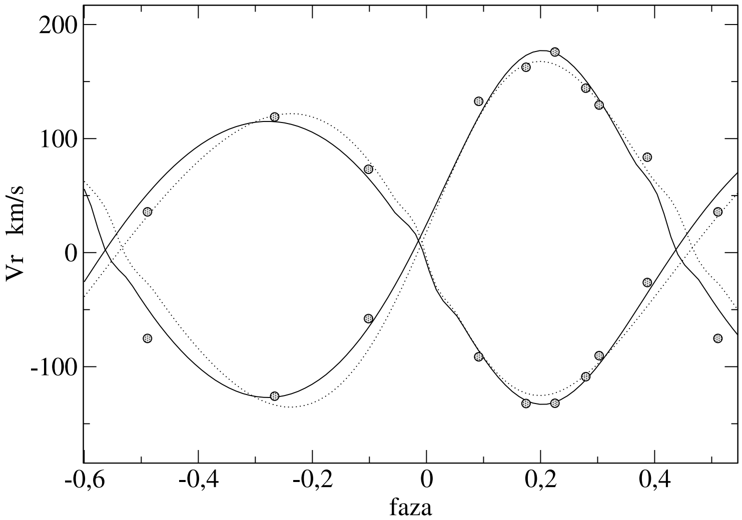
Rysunek 3.19: Krzywe blasku V821 Cas w filtrach R oraz Hp. Krzywa Hp została przesunięta w dół o 0.15 dla przejrzystości. Wyraźnie widać przesunięcie fazowe minimum wtórnego.

3.4 Układ o orbicie eliptycznej - V821 Cassiopeiae

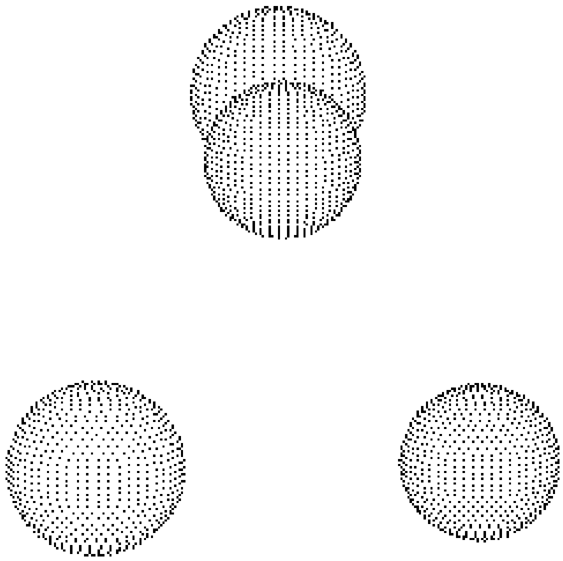
3.4.1 Obserwacje

Obiekt V821 Cas znajduje się na liście A. Kruszewskiego i I. Semeniuk (1999) bliskich gwiazd zaćmieniowych które mogą posłużyć do kalibracji jasności powierzchniowej i wymagają dodatkowych obserwacji. Obiekt był obserwowany przez satelite Hipparcos, jego paralaksa trygonometryczna wynosi $\pi = 5.38 \pm 0.91$ co odpowiada odległości 186 parseków. Układ był również obserwowany przez ASAS jednak krzywa blasku jest niekompletna. Jasność układu wynosi w filtrze V $8^m.3$. Typ widmowy podany przez katalog PPM to A0. Do celów modelowania P.Ligęza wykonał w DDO obserwacje spektroskopowe a obserwacje fotometryczne wykonał zespół T. Kwiatkowskiego na 40 cm teleskopie Newtona w Borowcu. Pomiar prędkości radialnych został wykonany przez autora niniejszej pracy przy pomocy programu FXCOR (IRAF.)

Po sfazowaniu obserwacji z Borowca i z satelity Hipparcos okazało sie że jest wyraźne przesunięcie minimum wtórnego co świadczyłoby o ruchu linii apsyd. Minimum wtórne krzywej Hipparcosa ma większy rozrzut w fazie niż minimum pierwotne co świadczy o tym że już w czasie obserwacji Hipparcosa (3.22 lat) można zauważyc wpływ zmiany długości periastrum. Potwierdzenie ruchu linii apsyd znaleziono równierz w literaturze (Otero, 2005). Publikacja ta zawiera spis układów w których występuje ruch linii apsyd stwierdzony na podstawie porównania obserwacji Hipparcosa oraz ASAS.



Rysunek 3.20: Syntetyczne krzywe prędkości radialnych porównane z obserwacjami z DDO. Linia ciągła pezentuje dopasowanie do obserwacji DDO oraz Borowca. Linia przerywana pokazuje jak wyglądała krzywa RV w epoce obserwacji satelity Hipparcos.



Rysunek 3.21: Trójwymiarowy obraz układu w fazach 0.0 oraz 0.21.

3.4.2 Wstępny model układu V821 Cas

Ze względu na ruch linii apsyd do uzyskania pełnego modelu układu najlepsze są równoczesne obserwacje fotometryczne oraz spektroskopowe. Ten warunek spełniają obserwacje z Borowca oraz DDO. Czas pomiędzy tymi dwoma zestawami danych to tylko 100 dni. Do modelowania wykorzystano program PHOEBE. Wykonano dwa dopasowania, dla obserwacji z Borowca i DDO oraz oddzielnie dla Hipparcosa. Wyniki tych dopasowań są zestawione w tabeli 3.14. Obserwacje z Borowca i DDO pozwoliły otrzymać wstępny kompletny model układu. W dopasowaniu dla danych Hipparcosa skorzystano z wartości a, q oraz V_γ z dopasowania DDO oraz Borowca. Oba wyniki są w dobrej zgodności. Długość periastron ω, zmieniła się w ciągu tych prawie dziewięciu lat o 35°. Temperatura T_1 odpowiada wskaźnikowi barwy układu i była ustalona w trakcie dopasowań. Dopasowano natomiast temperaturę T_2. Na rysunku 3.19 zostały pokazane dopasowane krzywe. Widać przesunięcie minimum wtórnego oraz zmianę kształtu maksimów.

Dopasowanie syntetycznej krzywej blasku do obserwacji z Borowca (filtr I) było kłopotliwe ze względu na niekompletność krzywej. Z tego względu bardziej wiarygodne są wyniki dotyczące nachylenia i rozmiarów z dopasowania w filtrze Hp. Rozmiary i masy obu składników świadczą o tym iż są to młode gwiazdy ciągu głównego. Na podstawie modelu w tabeli 3.14 wyznaczono paralaksę. Dla promieni użyto wartości z dopasowania w filtrze Hp ze względu na kompletną krzywą. Obiekt znajduje się w odległości tylko 8 stopni pod płaszczyzną galaktyki. Na podstawie pracy Burnsteina i Heilesa (1982) oszacowano E(B-V)=0.3 na kiloparsek. Otrzymana paralaksa fotometryczna wynosi 4.1 ± 0.3 mas ($245 \pm 15pc$). Błąd oszacowano na podstawie błędów promieni i temperatur składników z modelu. Błędy temperatur odpowiadają błędowi wyznaczenia B-V układu czyli 0.02 ($\pm 150K$). Paralaksa trygonometryczna wyznaczona przez satelitę Hipparcos wynosi 5.38 ± 0.91 mas.

W ostatecznym modelu powinny być uwzględnione poprawki temperatur na poczerwienienie. Nadwyżka barwy w przypadku V821 Cas jest bardzo wysoka. Poprawka podwyższy temperatury nawet o 500K co da lepszą zgodność z typem widmowym A0 podanym w katalogu PPM.

Tablica 3.15: Wyniki modelowania dla układu V821 Cas. W drugiej kolumnie mamy model oparty na spektroskopii z DDO oraz fotometrii w filtrze I. W trzeciej kolumnie zestawiono wyniki z dopasowania do obserwacji z Hipparcosa. Ostatnia kolumna zawiera różnice pomiędzy wynikami z kolumn 2 i 3. Dla długości węzła ω i przesunięcia fazowego ph_{shift} różnica (A) ta jest związana z ruchem linii apsyd pomiędzy dwiema epokami. Dla jasności składników l_1 i l_2 różnice podano ze znakiem. Z tych dwóch wartości widać że składnik pierwszy ma większą jasność w filtrze Hp a składnik drugi w filtrze I (B). Jest to w zgodzie z wyższą temperaturą składnika pierwszego. Dla pozostałych parametrów ostatnia kolumna określa różnice w dwóch dopasowaniach i może być traktowana jako niezależna miara błędu.

Parametr	Borowiec i DDO	Hipparcos	różnica
e	0.1334 ± 0.0005	0.120 ± 0.008	0.013
ω	2.739 ± 0.008	2.126 ± 0.049	0.613^A
ph_{shift}	-0.0381 ± 0.0001	-0.0204 ± 0.0007	0.0177^A
q	0.816 ± 0.001		
$a(\mathrm{R}_\odot)$	9.772 ± 0.127		
V_γ	6.4 ± 1.5		
T_1	$8510K$	$8510K$	
T_2	$7696 \pm 40K$	$7685 \pm 40K$	11K
i	80.70 ± 0.03	79.39 ± 0.28	1.31
Ω_1	5.77 ± 0.01	5.63 ± 0.09	0.14
Ω_2	5.87 ± 0.01	5.48 ± 0.07	0.39
l_1	0.629 ± 0.002	0.650 ± 0.009	-0.021^B
l_2	0.371 ± 0.002	0.350 ± 0.009	$+0.021^B$
$x_{1,2}$	0.29, 0.31	0.51, 0.53	
M_1	2.21 ± 0.09		
M_2	1.80 ± 0.08		
R_1	2.03 ± 0.04	2.09 ± 0.07	0.06
R_2	1.73 ± 0.03	1.89 ± 0.05	0.16

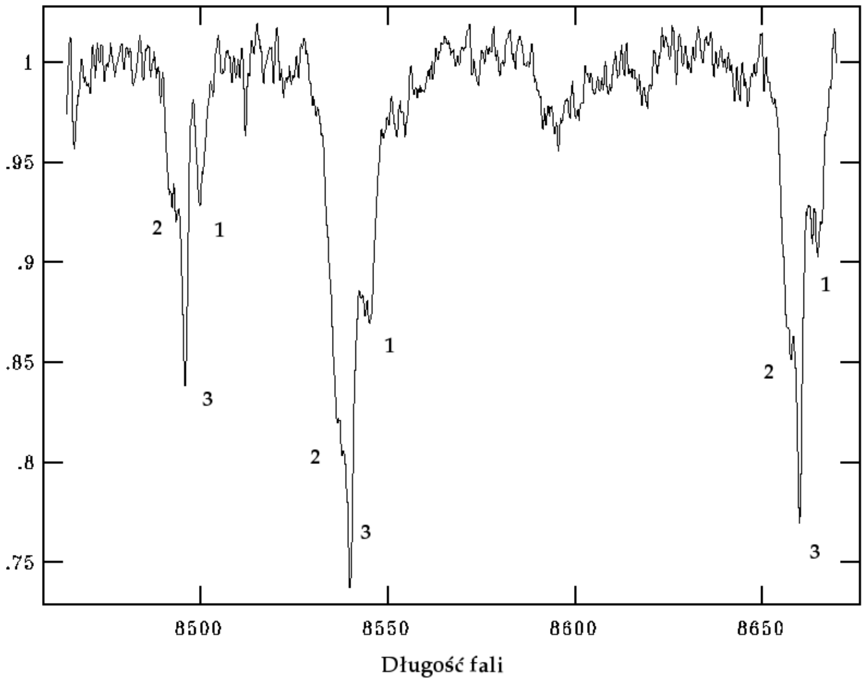
3.5 GT UMa - układ potrójny?

Układ GT UMa był obserwowany przez satelitę Hipparcos, który wykrył zaćmienia zachodzące z okresem $1^d.16472$. Krzywa blasku układu posiada dwa minima o małej różnicy głębokości. Paralaksa trygonometryczna wyznaczona przez satelitę Hipparcos wynosi 8.18 ± 1.69 mas co odpowiada odległości 122 pc. Kolejne obserwacje układu wykonali obserwatorzy w Słowenii (Mikuz et al. 2004). Uzyskali oni dwie krzywe blasku w filtrach B oraz V, wyznaczyli momenty minimów i poprawili okres. Okres wyznaczony przez ten zespół to $1^d.164708 \pm 0.000002$ a moment minimum głównego HJD=245 2278.522$\pm$0.002.

Określono również średnią wartość wskaźnika barwy $B-V=0^m.36$ co odpowiada typowi widmowemu F2. W tej pracy zwrócono również uwagę na to iż w katalogu Hipparcosa układ jest sklasyfikowany jako wizualnie podwójny. W odległości 17.6" i kącie pozycyjnym 266°.4 znajduje się obiekt słabszy o $2^m.6$ (GT UMa B) o tej samej paralaksie co para zaćmieniowa. Autorzy pracy również zaznaczyli iż satelita ROSAT obserwował źródło promieniowania X zgodne w granicach błędu ze współrzędnymi GT UMa (odległość 5" ± 16"). W latach 2001-2002 zespół Toma Tomov oraz Ilian Iliev wykonał serię widm w obserwatorium NAO Rozhen na 2m teleskopie. Obserwowano zakres w okolicy 8575Å gdzie znajdują się trzy linie wapnia Ca II. Zespół ten wykonał redukcje tych obserwacji i stwierdził że oprócz linii widmowych obu składników pary zaćmieniowej obserwujemy też mocną trzecią linię która sugeruje że układ może być potrójny (nie licząc odleglejszego składnika wizualnego). Autor niniejszej pracy, niezależnie od obserwatorów, pomierzył prędkości radialne w widmach dla trzech obiektów. Przyjęto oznaczenia składników 1 i 2 dla pary zaćminiowej, 3 dla obiektu nie uczestniczącego w zaćmieniach zgodnie z notacją używanej w metodzie WD. Przy pomocy tej metody wyznaczono model pary zaćminiowej gdzie promieniowanie pochodzące od trzeciego składnika było modelowane jako „trzecie światło". Oprócz krzywych prędkości radialnych dla pary zaćmieniowej pomierzono również prędkości dla składnika trzeciego. Zmiany te maja małą amplitudę i są prawdopodobnie związane z blendingiem linii składników 2 i 3. W trakcie badania układu powstało mnóstwo pytań na które nie można jednoznacznie odpowiedzieć na podstawie dostępnych obserwacji. Omówiono różne możliwe rozwiązania.

3.5.1 Pomiar prędkości radialnych

Wszystkie obserwacje spektroskopowe zostały wykonane w NAO Rozhen w zakresie widmowym o szerokości około 200Å i długości fali 8575Å. Część widm została zredukowana przez T. Tomova. Pomiar prędkości radialnych oraz redukcja reszty widm zostały wykonane przez autora niniejszej pracy. Cały proces redukcji i pomiarów wykonano przy użyciu pakietu IRAF. W widmach linie są rozszczepione na trzy składowe. Główna składowa o prędkości radialnej około -40 km/s jest słabo zmienna. Składnik który odpowiada za nią oznaczamy jako trzeci. Po obu jej stronach są płytsze linie, które zamieniają się miejscami w trakcie ruchu orbitalnego pary zaćmieniowej (składniki 1 i 2). Pierwotnie do pomiarów prędkości radialnych skorzystano z metody korelacji skrośnej widm jednak duże zaszumienie oraz mała odległość składowych w widmie powoduje mocne blendowanie pików. Filtracja fourierowska widm w celu wygładzenia szumu nie poprawia wyraźnie sytuacji. Ostatecznie zdecydowano się na pomiar poszczególnych linii programem RVIDLINES. Mierzono trzy mocne linie Ca II, które znajdują się w tym obszarze. W celu zmniejszenia wpływu szumu pomierzono widma sumowane parami gdy były wykonywane jedno po drugim. Wyniki pomiarów prędkości pary zaćmieniowej są zestawione w tabeli 3.15. Pomiary dla najjaśniejszego składnika (3) są zgodne dla obu metod z dokładnością 1-2 km/s. Zmiany prędkości radialnych mają amplitudę 17 km/s (Rys. 3.27). Korzystajac z programu do analizy okresowości wyznaczono okres zmian 23.42 d. Jednak fazowanie tych zmian z okresem orbitalnym pary zaćmieniowej wykazuje pewną zależność. W fazach od 0 do 0.5 mamy wyższe wartości niż w fazach od 0.5 do 1 (Rys. 3.25). Przyczyną takiego efektu może być blendowanie głównego piku (3) ze składnikiem drugim, który ma mniej-

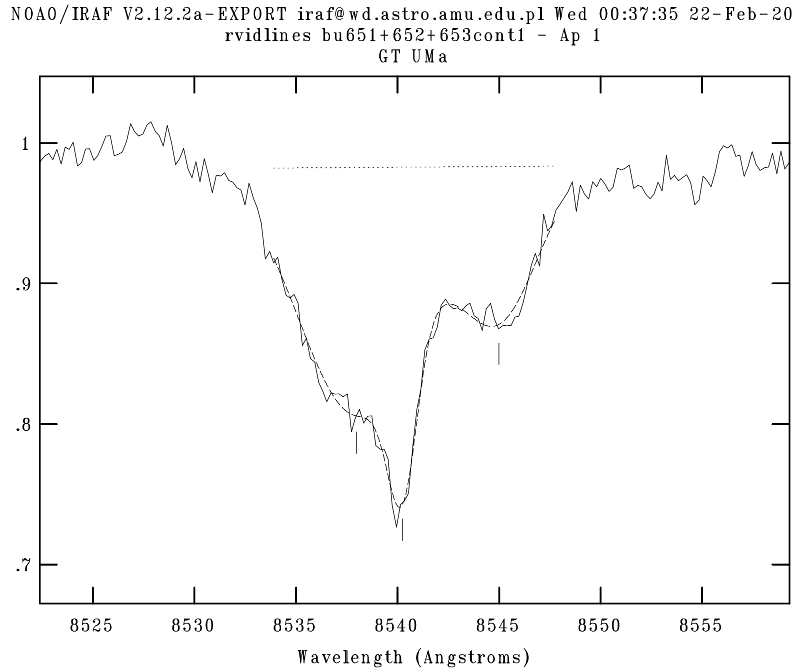


Rysunek 3.22: Znormalizowane i wygładzone widmo GT UMa (ekspozycja 3x13 min.). Widoczne są trzy składowe w każdej z trzech linii wapnia.

szą amplitudę zmian niż składnik pierwszy. Stosunek obu okresów wynosi około 20:1. Możliwe jest również jednoczesne występowanie obu efektów. Zmiany z okresem 23.42 musimy traktować bardzo ostrożnie, okres ten jest prawdopodobnie aliasem do okresu orbitalnego pary zaćmieniowej, lub efektem blendowania.

Tablica 3.16: Prędkości radialne pary zaćmieniowej (1, 2).

HJD 2450000+	RV1 km s^{-1}	$(O-C)_1$ km s^{-1}	RV2 km s^{-1}	$(O-C)_2$ km s^{-1}	faza
1913.495681	44.9	-0.1	-99.2	6.6	0.595
1920.558347	77.1	-8.7	-150.0	-12.2	0.659
1626.385732	-129.5	-12.3	65.9	40.8	0.087
1972.467230	-196.4	-14.4	64.3	-16.2	0.227
2070.308487	-181.5	1.1	78.6	-2.4	0.231
2266.550063	111.2	4.7	-138.8	15.7	0.721
2334.584792	-151.1	-4.0	67.4	15.0	0.135
2413.341909	89.8	-19.0	-150.1	6.2	0.754



Rysunek 3.23: Okno programu RVIDLINES. Powiększony środkowy fragment widma z Rys 3.22, widać dopasowanie trzech profili Gaussa.

3.5.2 Model układu

Do modelowania układu GT UMa zastosowano program PHOEBE. Wykorzystano obserwacje spektroskopowe z NAO Rozhen oraz fotometrię z satelity Hipparcos w filtrze Hp. Podstawowe trudności, które pojawiły sie w trakcie modelowania to brak bezpośredniej informacji o temperaturach składników, spowodowany faktem, iż światło obserwowane pochodzi z trzech źródeł. Na podstawie wstępnego modelu wyznaczono masy i promienie obu składników. Aby „odtworzyć" układ skorzystano z wyników teorii ewolucji na podstawie której określono temperatury składnika pierwszego dla zadanej masy i promienia. Temperatura składnika drugiego została dopasowana na podstawie różnicy głębokości zaćmień z fotometrii.

Po zastosowaniu efemerydy z pracy Mikuz (2004) okazało się że obserwacje z satelity Hipparcos są źle sfazowane i przesunięcie fazowe wynosi około 0.006. Przyczyny mogą być dwie: zły okres lub moment zaćmienia głównego T_0. Z podanych błędów okresu i T_0 wynika że prawdopodobnie okres został źle wyznaczony. Błąd okresu powielony 3500 razy (liczba cykli pomiędzy obserwacjami) jest wiekszy niż błąd T_0. Przyczyną tej niezgodności może być użycie przez autorów tylko poszczególnych minimów z fotometrii Hipparcosa które są źle obsadzone punktami. To przesunięcie jest jednak widoczne kiedy zfazujemy wszystkie obserwacje. Przy pomocy programu PHOEBE udokładniono okres przyjmując moment minimum głównego $245\ 2278.522 \pm 0.002$. Poprawiona efemeryda to:

$$\text{Min I} = \text{HJD } 2,452,278.522 + 1^d.1647098 \cdot E \tag{3.3}$$

gdzie niepewność okresu wynosi $5 \times 10^{-7}d$.

W układach zaćmieniowych w których mamy obecność trzeciego obiektu istnieje silna korelacja pomiędzy nachyleniem orbity i trzecim światłem. Można dostać rodzinę rozwiązań dla których mamy dobrą zgodność z krzywą LC dla różnych par parametrów i oraz l_3. Duże wartości l_3 powodują że ilość światła biorącego udział w zaćminiach w stosunku do całości maleje i zaćmienia są płytsze. Efekt ten można nadrobić zwiększając nachylenie. Aby upewnić się czy uzyskany wynik jest prawidłowy wykonano kilka testów. Określono maksymalną możliwą wartość $l_3 = 0.58$, która odpowiada nachyleniu orbity 90°. Korzystamy z unormowania jasności $l_1 + l_2 + l_3 = 1$. Większe wartości l_3 spowodowały by zbyt płytkie zaćmienia w krzywej syntetycznej. Prosty szacunek na podstawie głębokości linii (bez uwzględnienia typów widmowych) sugeruje że trzeci składnik emituje prawie 50% swiatła w układzie (Tab. 3.17). Ten wynik posłużył jako kontrola przeprowadzonego modelowania, dzieki niemu wiemy że nie popełniamy grubego błędu przy wyznaczeniu l_3, które jest mocno skorelowane z nachyleniem orbity.

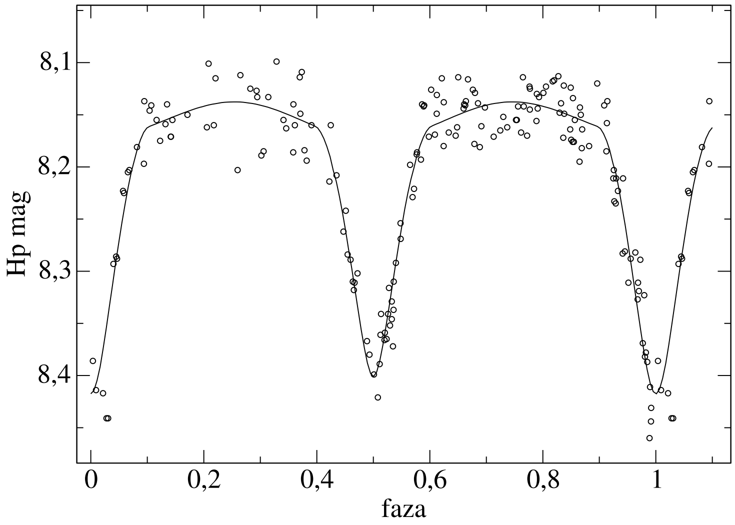
Tablica 3.17: Porównanie głębokości linii widmowych z jasnościami składników z modelu WD. Widma dają słabsze trzecie swiatło. Jednak gwiazdy o wyższej tempetraturze maja płytsze linie co może wytłumaczyć tą różnicę. W widmach różnica pomiędzy składnikami 1 i 2 jest większa niż w modelu WD. Można to wytłumaczyc mocniejszym blendingiem linii drugiego składnika z głównym pikiem co skutkuje większą głębokością (składnik drugi ma wiekszą masę i mniejszą amplitudę).

	widmo 1	widmo 2	PHOEBE
l_1	0.179	0.201	0.210
l_2	0.343	0.328	0.269
l_3	0.478	0.470	0.516

Po porównaniu otrzymanych mas i promieni z teorią ewolucji okazało się, że skladniki musiałyby znacznie różnić się wiekiem by pasować do ciągów ewolucyjnych. Dla pierwszego mniej masywnego składnika wyznaczono wiek 9 mld. lat a dla składnika drugiego 5 mld. lat. Zakładając że trzeci składnik należy do układu (przemawia za tym zgodny kierunek na sferze oraz zbliżona prędkość radialna), możemy oszacować jego temperaturę na podstawie wskaźnika barwy układu. Temperatura trzeciego składnika powinna być większa niż 7000K (temperatura ta odpowiada wskaźnikiowi barwy układu B-V=0.35). Wnioskujemy to z faktu mieszania światła tego składnika z parą zaćmieniową która jest chłodniejsza. Gwiazda o takiej temperaturze na c.g. posiada masę rzędu 1.5 $M_\odot$. Czas życia takiej gwiazdy nie przewyższa 3 mld. lat co dodatkowo skomplikowało obraz (przyjmując że składnik 3 jest częścią układu).

Dla składników pary zaćmieniowej taki wiek oznaczałby że są one na ciągu głównym lub są nieznacznie odewoulowane. Ich promienie nie powinny przekraczać $R_1 = 1.1R_\odot$ oraz $R_2 = 1.6R_\odot$, odpowiadającym gwiazdom o masach 1.05 i 1.28 $M_\odot$ w wieku 3 mld. lat. Teperatury takich gwiazd na c.g. wynoszą odpowiednio 5900 i 6200 K.

Tak dużych różnic wieku (promieni) nie można wytłumaczyć niepewnością wyników spowodowaną zaszumieniem danych. Wytłumaczenie tych różnic zaproponował J. Ziół-



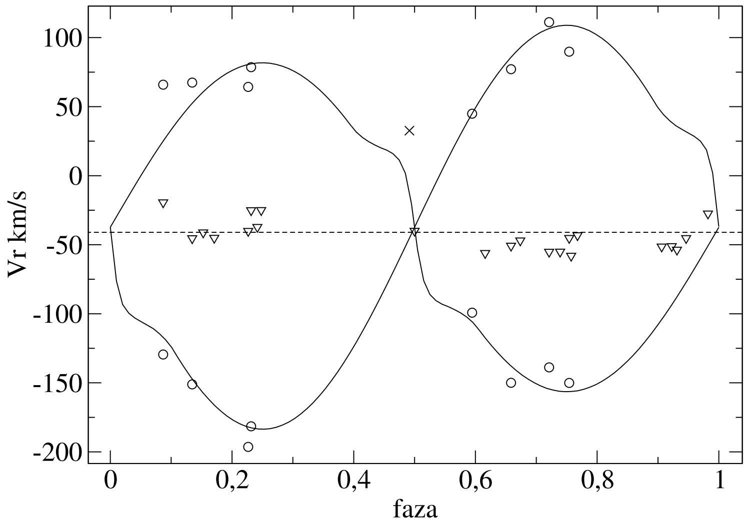
Rysunek 3.24: Porównanie syntetycznej krzywej dla GT UMa oraz obserwacje wykonane perzez satelite Hipparcos.

kowski. Ewolucja mogła przebiegać szybciej jeżeli składniki początkowo miały większą masę. Utrata masy mogła nastąpić na skutek intensywnego wiatru gwiazdowego co jest możliwe dla tak krótkich okresów orbitalnych. Skutkiem takiej ewolucji układu mielibyśmy dzisiaj składniki o zbyt dużych promieniach, czyli sytuację, którą obserwujemy w GT UMa.

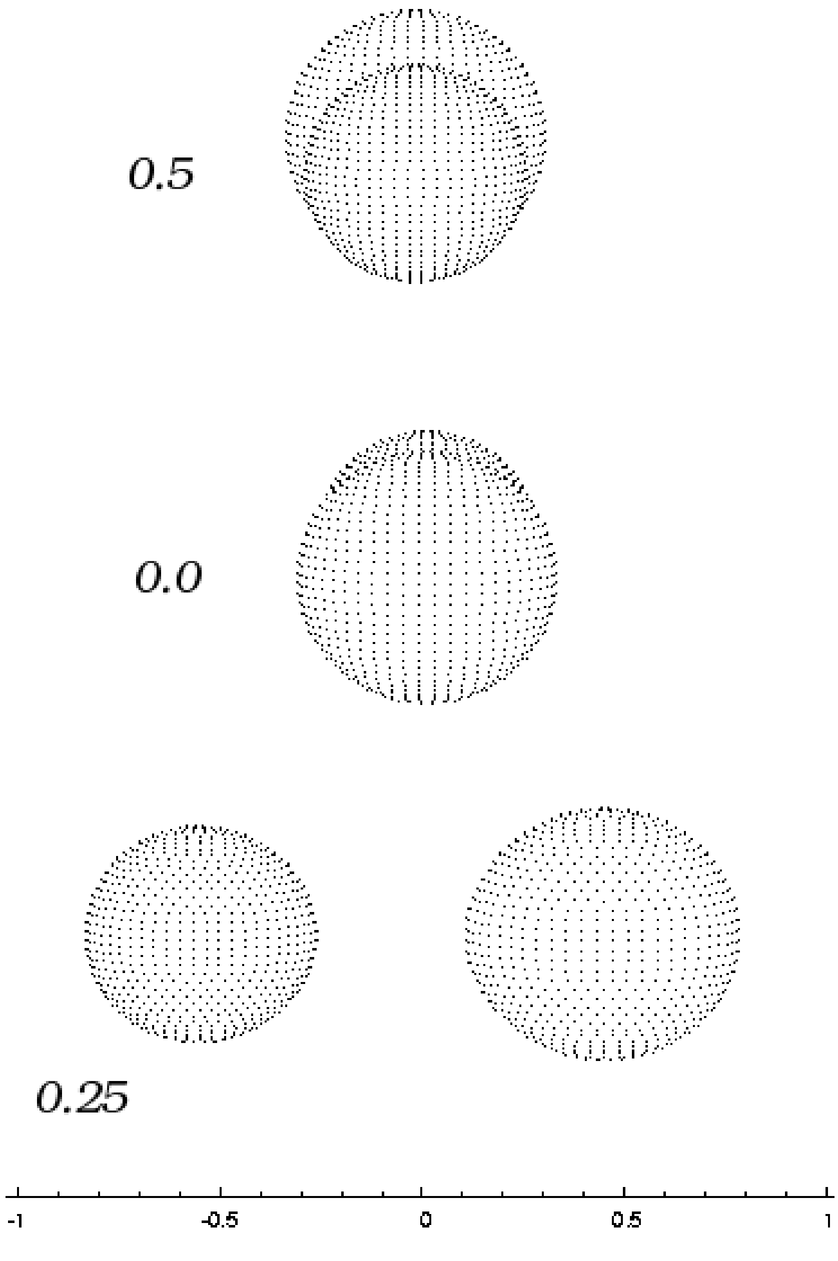
Uzyskany wstępny model układu zawiera mnóstwo zgrubnych szacunków i założeń których poprawność niesposób zweryfikować korzystając z istniejących obserwacji. Między innymi nie mamy pewności co do tego że trzeci składnik należy do układu i nie jest gwiazdą tła. Na podstawie niniejszego modelu wyznaczono odległość metodą paralaksy fotometrycznej. Z powodu małej odległości układu i dużej szerokości galaktycznej ($+47°$) zaniedbano ekstynkcje. Paralaksę fotometryczną wyznaczono na podstawie temperatur i promieni składników pary zaćmieniowej z tabeli 3.18 oraz przyjmując że jasność M_V trzeciego składnika odpowiada wskaźnikowi B-V układu. W ostatnim założeniu przyjmujemy że składnik trzeci jest gwiazdą ciągu głównego i nie uwzględniamy mieszania światła trzech składników. Mimo daleko idących założeń i szacunków wynik zgadza się dobrze z paralaksą wyznaczoną przez satelitę Hipparcos. Otrzymano wartość $\pi = 8.3$ mas ($120pc$). Wynik Hipparcosa wynosi $\pi = 8.18$ mas ($122pc$). Oczywiście tak dobra zgodność jest przypadkowa biorąc pod uwagę przyjęte założenia i szacunki.

Dobrą zgodność paralaks możemy jednak potraktować jako słabą przesłankę o tym że nasze szacunki i założenia nie odbiegają znacząco od rzeczywistości oraz że trzeci składnik jest fizycznie związany z układem zaćmieniowym lub znajduje się w małej odległości od niego.

Dodatkowym argumentem że składnik trzeci należy do układu to fakt iż jego średnia prędkość radialna (-41 ± 1 km/s) jest bardzo zbliżona do prędkości pary zaćmieniowej



Rysunek 3.25: Krzywe prędkości radialnych dla GT UMa. Linie ciągłe prezentują wynik dopasowania a obserwacje spektroskopowe pary zaćmieniowej oznaczono symbolem $\bigcirc$. Linia przerywana odpowiada średniej prędkosci trzeciego składnika a pomiary jego prędkości oznaczono symbolem $\bigtriangledown$. Liczba tych punktów jest większa ponieważ dla składników 1 i 2 mierzono widma sumowane jak również niektóre pomiary w okolicach faz zero i 1/2 nie były możliwe ze względu na nakładanie się linii. Symbolem $\times$ oznaczono obserwacje składnika 2 których nie użyto w dopasowaniu. Jeżeli jednak przyszłe obserwacje potwierdzą tak wysoki efekt Rossitera może to oznaczać że składnik 2 rotuje asynchronicznie. Podobny efekt można uzyskać również dla większego nachylenia.



Rysunek 3.26: Trójwymiarowy obraz ukladu - zaćmienia są prawie calkowite.

Tablica 3.18: Model GT UMa uzyskany na podstawie obserwacji spektroskopowych z tab. 3.16 oraz obserwacji satelity Hipparcos w filtrze Hp.

	składnik 1	składnik 2
i	$84°.7 \pm 0°.4$	
q	1.225 ± 0.021	
$a(\mathrm{R}_\odot)$	6.17 ± 0.20	
V_γ	-37.3 ± 3.7 km$\cdot s^{-1}$	
V_3	-41.0 ± 1.0 km$\cdot s^{-1}$	
$T_{1,2}$	$5460K$	$5370 \pm 10K$
$\Omega_{1,2}$	4.91 ± 0.11	4.76 ± 0.09
$l_{1,2}$	0.215 ± 0.010	0.269 ± 0.012
l_3	0.516 ± 0.010	
$x_{1,2}$	0.66	0.67
$g_{1,2}$	0.32	
$A_{1,2}$	0.5	
$M_{1,2}$	1.05 ± 0.11	1.28 ± 0.13
$R_{1,2}$	1.70 ± 0.12	1.99 ± 0.15
$M_{bol_{1,2}}$	3.88	3.61
$log(g_{1,2})$	4.00	3.95

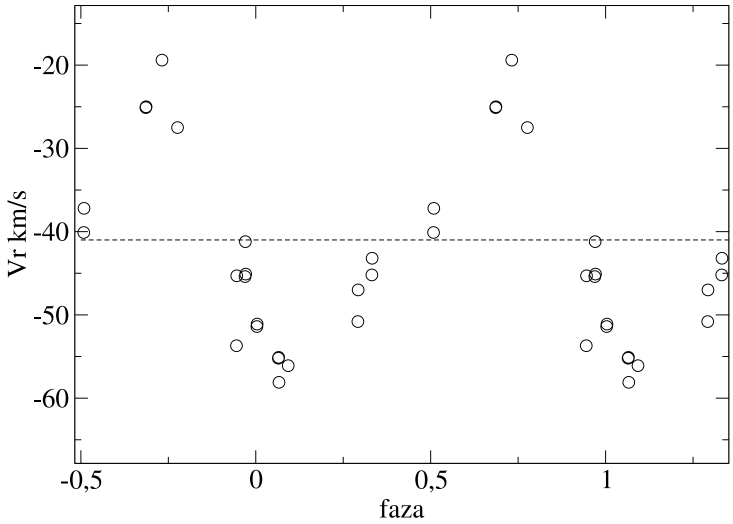
(są zgodne w granicach błędu).

3.5.3 Trzeci składnik układu

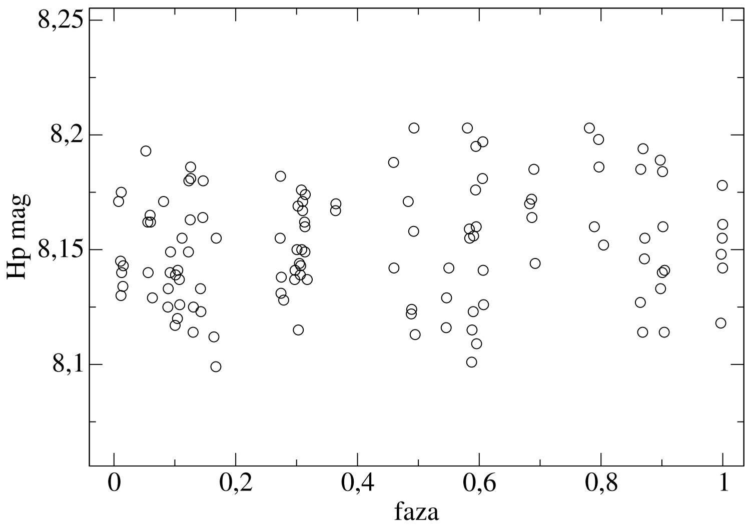
Nasza wiedza o trzecim składniku układu jest dosyć ograniczona. Wiemy na podstawie modelu WD że składnik daje 52% światła układu w filtrze Hp. Ten wynik jest w dobrej zgodności z głębokościami linii widmowych trzech składników. Chronologicznie pierwsze wyniki dotyczące zmian prędkości radialnych trzeciego składnika uzyskano przy użyciu programu do szukania okresowych zmian. Najlepszy uzyskany okres wyniósł 23.42d. Widmo mocy świadczy o tym że wynik ten jest bardzo niepewny. Po zfazowaniu prędkości trzeciego składnika z okresem orbitalnym pary zaćmieniowej okazało się ze jest wyraźna korelacja tych punktów z prędkościami składnika drugiego (Rys. 3.25). Przyczyną tego efektu jest prawdopodobnie silne zblendowanie linii składników 2 i 3 (Rys. 3.23). Widocznie okres 23.42d jest po prostu aliasem do zmian związanych z blendą, która zmienia zmierzone położenia linii trzeciego składnika z okresem orbitalnym pary zaćmieniowej.

Zanim to wytłumaczenie zostało przyjęte wykonano kilka testów dotyczących okresu 23.42d i możliwych jego przyczynach. Rozważania te przytoczono poniżej.

Amplituda zmian prędkości radialnych trzeciego składnika wynosi około 17 km/s. Pierwsza rozpatrywana przyczyna tych zmian to wzajemny ruch orbitalny trzeciego skład-



Rysunek 3.27: Zmiany prędkości radialnej trzeciego składnika z okresem 23.42d.



Rysunek 3.28: Zminy jasności GT UMa poza zaćmieniami zfazowane z okresem 23.42d.

nika wokół pary zaćmieniowej. Możliwość tą odrzucono ponieważ takie amplitudy i okres świadczyłyby o masach rzędu setnych części masy Słońca. Aby sprawdzić czy środek mas pary zaćmieniowej porusza się wyznaczono prędkość układu dla ośmiu widm w których rozdzielono wszystki trzy składniki (skorzystano z stosunku mas z modelu WD). Nie znaleziono jednak wyraźnych zmian okresowych. Jeżeli jednak takie zmiany istnieją powinny mieć amplitudę poniżej 10 km/s (takiego rzedu jest rozrzut punktów). Duży rozrzut punktów w krzywych RV 1 i 2 może być związany ze zblendowaniem i zaszumieniem ale również z przesuwaniem się środka mas pod wpływem trzeciej masy.

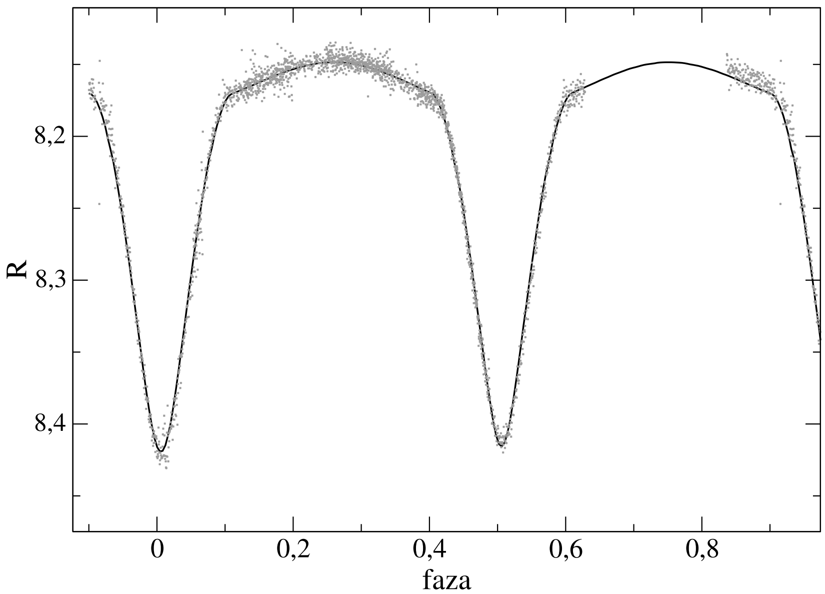
Kolejną możliwą przyczyną zmian prędkości radialnej trzeciego składnika stanowi możliwość że gwiazda jest cefeidą. Jednak taki długi okres oznaczałby bardzo dużą masę i jasność co jest sprzeczne z obserwowanymi głębokościami linii widmowych oraz wynikiem modelu WD. Dodatkowo obserwacje z Hiparcosa, pomijając zaćmienia, zfazowano z okresem 23.42 (Rys. 3.28), dane nie wykazują zauważalnych zmian jasności poza zaćmieniami. Szukano również bezskutecznie innych zmian okresowych.

Kolejnym przypuszczeniem tłumaczącym ruch trzeciego składnika to możliwosc że jest on również gwiazdą podwójną w której obserwujemy tylko składnik główny (SB1).

Aby roztrzygnąć wszystkie powstałe pytania wokół układu GT UMa potrzebne są dodatkowe obserwacje. Na podstawie widm o wysokiej rozdzielczości i wysokim stosunku sygnału do szumu w okolicy faz 0.25 i 0.75 można określić typy widmowe trzech składników na podstawie głębokości charakterystycznych linii. Takie widma pozwoliłyby równierz określić dokładniej masy składników pary zaćmieniowej. Wielobarwne obserwacje fotometryczne o mniejszym rozrzucie, pozwoliłyby udokładnić model. Mielibyśmy równierz dodatkową informacje o temperaturze trzeciego składnika (z modelu WD - l_3 w różnych filtrach). W głębokościach zaćmień obserwowanych w różnych filtrach jest zawarta informacja o temperaturach pary zaćmieniowej. Aby sprawdzić czy trzeci składnik wpływa na ruch orbitalny pary zaćmieniowej można zbadać o-c obserwacji fotometrycznych dla wszystkich obserwowanych cykli, obserwacje Hipparcosa są zbyt zaszumione do tego celu.

3.5.4 Nowe obserwacje fotometryczne w filtrze R

W maju 2006 roku K. Kamiński uruchomił w Borowcu mały automatyczny teleskop Newtona (MTF, Maly Teleskop Fotometryczny). W trakcie testów teleskopu i oprogramowania do redukcji obserwacji, K. Kamiński wykonał cztery serie obserwacji w filtrze R układu GT UMa. Rysunek 3.29 przedstawia wstępną redukcje tych obserwacji porównana z uzyskanym na bazie fotometrii Hipparcosa modelem (Tab. 3.18). Dopasowano tylko parametry zależne od długości fali (l_1, l_2, l_3 - w filtrze R), których nie znamy z dopasowania w filtrze Hp. Zgodność jest dobra, biorąc pod uwagę rozrzut punktów dla krzywej Hipparcosa na podstawie której wyznaczono model. Ważną informacją jest zgodność w stopniu zakrzywienia maksimów obu krzywych. Potwierdza to anomalnie duże promienie obu składników pary zaćmieniowej. Krzywa Hipparcosa daje wątpliwy wynik ze względu na duży rozrzut. Po ukończeniu obserwacji i ostatecznej redukcji, stosując kilka gwiazd porównania, minimalizując w ten sposób ekstynkcje różnicową, krzywa zostanie użyta do udokładnienia modelu układu GT UMa.



Rysunek 3.29: Wstępna redukcja krzywej blasku GT UMa w filtrze R wykonanej (i zredukowanej) przez K. Kamińskiego w Borowcu na 20 cm teleskopie Newtona. Linia ciągła przedstawia dopasowany model układu a punkty - obserwacje w filtrze R. Obie krzywe wykazują dobrą zgodność, jedynie w fazie 0.9 mamy przesunięcie w pionie. Jest to spowodowane tym że teleskop i oprogramowanie są dopiero w fazie testowej jak również z faktu iż były stosowane różne gwiazdy porównania. Dochodzi tutaj również efekt ekstynkcji różnicowej. W fazie 0.4 mamy inne nachylenie krzywej obserwowanej - różnica może być spowodowana dużym zaszumieniem krzywej Hp na podstawie której powstał model tutaj porównywany.

Rozdział 4

Zakończenie

4.1 Podsumowanie

Niniejsza praca dotyczy określenia parametrów niektórych układów rozdzielonych poczynając od własnych obserwacji a na dyskusji statusu ewolucyjnego i paralaksy fotometrycznej kończąc. Przy tym podstawowe obserwacje na których jest ona oparta, to własne krzywe prędkości radialnych. Podstawową metodą analizy były symulacje/dopasowania modelu współczesną wersją metody Wilsona-Devinney'a (1971).

Otrzymane krzywe blasku w projekcie ASAS 3 są posortowane według typów ED, ESD oraz EC. Kryterium selekcji kandydatów na układy rozdzielone były wąskie zaćmienia o zbliżonej głębokości. Uzyskane modele potwierdziły rozdzieloną nature wybranych układów.

Zademonstrowano, że obserwacje fotometryczne umiarkowanej jakości, pochodzące z małych instrumentów wraz ze spektroskopią wykonaną na 2m teleskopie lecz ze spektrografem o małej efektywności, pokrywającym zaledwie 200 Å, wystarczą do wykonania rozsądnej analizy układów rozdzielonych. Nowoczesnym spektrografem echelle te same rezultaty można osiągnąć z teleskopem rzędu 0.5m (Rozdział 2.3.2, str. 60).

W celu weryfikacji naszych rozwiązań dla dwóch najlepiej zbadanych układów sprawdzono ich zgodność z ciągami ewolucyjnymi i izochronami dla odpowiednich mas (Rozdziały 3.2 oraz 3.3).

Pokazano, że w układach zaćmieniowych o składnikach elipsoidalnych można uzyskać przybliżone rezultaty bez korzystania ze stosunku mas q ze spektroskopii.

Użyte obserwacje okazały się wystarczające do rozwiązania układów oraz stwierdzenia ich statusu ewolucyjnego. Natomiast uzyskane paralaksy są obciążone ekstynkcją. Dla uniknięcia tego problemu są potrzebne jasności podczerwone układów przynajmniej w kilku fazach. Szczegółowe krzywe nie są niezbędne ponieważ promienie składników zostały już wyznaczone w niniejszej pracy.

Omówiono cztery modele układów które dotychczas nie były zbadane. Pierwsze układy zaćmieniowe do badań wybrano spośród obiektów zaobserwowanych przez polski program poszukujący gwiazdy zmienne ASAS (All Sky Automated Survey). Autor wykonał pierwsze obserwacje spektroskopowe dla dwóch dotychczas niezbadanych ukladów IO Aqr oraz BD-003357. Obserwacje te wykonano w NAO Rozhen na 2 m teleskopie we współpracy z

D. Kolewem. Dodatkowe obserwacje wykonał P.Ligęza w obserwatorium DDO w Kanadzie. Układy zaćmieniowe DV Boo oraz GT UMa były obserwowane przez I. Iliev na 2m teleskopie w Rozhen. Obserwacje spektroskopowe układu V821 Cas wykonał P.Ligęza w DDO.

Nowe obserwacje fotometryczne oraz spektroskopowe wraz z fotometrią ASAS pozwoliły wyznaczyć parametry orbitalne oraz fizyczne układu BD-003357. Uzyskane rozwiązanie świadczy o tym że układ jest młody i należy do populacji I. Na podstawie modelu wyznaczono po raz pierwszy odległość układu. Stosunkowo mała odległość 310 pc, jasność 10 mag oraz nieskomplikowana fizyka powodują iż układ jest dobrym celem dla współczesnych przeglądów trygonometrycznych (e.g. GAIA).

Porównanie modelu z ciągami ewolucyjnymi pokazuje systematyczne przesunięcie. Podstawowym źródłem tego przesunięcia jest niepewność w wyznaczeniu wskaźnika barwy układu. Wyniki dopasowań wskazują na to że układ jest młody, ma on około 1 mld. lat, oznacza to że metaliczność może byc wyższa niż założona 0.02. Wyższa metaliczność powoduje przesunięcie składników na wykresie ciągów ewolucyjnych. Metaliczność rzędu 0.03 daje dobra zgodność z ciągami ewolucyjnymi. Jest to alternatywne wytłumaczenie tego przesunięcia systematycznego.

Model IO Aqr przedstawia układ dwóch składników o bardzo podobnych masach i promieniach. Model ten oparto na obserwacjach spekrtoskopowych głównie z NAO Rozhen oraz na fotometrii z ASAS 2. Krzywą blasku jest bardzo dobrze określona mimo dużego rozrzutu indywidualnych punktów pomiarowych, dzięki dużej liczbie obserwacji. Oba składniki zbliżają się do punktu odejścia z c.g. (TAMS). Otwiera to potencjalną możliwość do zastosowania układu do różnicowych testów ciągów ewolucyjnych w okolicach TAMS gdzie modele są wrażliwe na parametry składników. Otrzymano dwa rozwiązania metodą WD jednak jedno z nich okazało się niezgodne z ciągami ewolucyjnymi. Drugie rozwiązanie wykazuje dobrą zgodność z ciągami ewolucyjnymi oraz bardzo dobrą zgodność wieku obu składników.

Układ V821 Cas również nie posiada modelu i obserwacji spektroskopowych z literatury. Fotometria z Borowca oraz z satelity Hipparcos pozwoliła na potwierdzenie rotacji linii apsyd. Wykonano dwa dopasowania, pierwsze dla fotometrii z Borowca oraz spektroskopii z DDO, drugie dla obserwacji fotometrycznych z satelity Hipparcos. Dwa dopasowania pozwalaja nam porównać różnice dopasowań z błędami wynikającymi z dopasowań. Masy i rozmiary składnikow świadczą o tym że jest to młody układ ciągu głównego.

Układ GT UMa jest sklasyfikowany w katalogu Hipparcosa jako wizualnie podwójny. Towarzysz układu (GT UMa B) znajduje się w odległości kątowej 17.6". Krzywa blasku GT UMa wykazuje zaćmienia o porównywalnych głębokościach. Oznacza to że układ jest potrójny. Obserwacje spektroskopowe zespołu I. Iliev i T.Tomov pokazały że w widmach GT UMa A widzimy linie od pary zaćmieniowej i również mocne linie obiektu nie uczestniczącego w zaćmieniach, o słabej zmienności prędkości radialnych. Oznacza to że układ zawiera cztery składniki. Niemniej dowody na fizyczny związek pary zaćmieniowej z parą wizualną nie są silne. Przyjęto oznaczenia 1,2 dla pary zaćmieniowej i 3 dla obiektu odpowiadającego za trzecią składową. Otrzymany model układu świadczy o tym iż jego ewolucja nie przebiegała w sposób typowy. Są przesłanki wskazujące na to że układ tracił masę we wczesnych etapach swojego życia. Takie wytłumaczenie zasugerował J. Ziółkowski. Mimo dużej ilości daleko idących założeń i szacunków, zwłaszcza dotyczących trzeciego składnika wyznaczono odległość, która jest w dobrej zgodzie z wynikiem Hipparcosa.

4.2 Literatura

BAILEY, J.: **1981**, MNRAS, **197**, 31

BARBUY, B.: **2003**, A&A, **404**, 661-668

BINNEY, J., & MERRIFIELD, M.: **1998** in (Ed.) J. Ostriker and D. Spergel, Galactic a Princeton University Press.

BURSTEIN, D., & HEILES, C.: **1982**, AJ, **87**, 1165B

CARQUILLAT, J.-M., PRIEUR, J.-L., GINESTET, N., OBLAK, E., & KURPIŃSKA-WINIARSKA, M.: **2004**, MNRAS, **352**, 708

CERNIS, K.: **1986**, Vilnius Astron. Obs. Biul., **75**, 31

CHANDRASEKHAR, S.: **1946**, ApJ, **103**, 351-370

COX, A.: **1999**, Allen's Astrophysical Quantities. Springer.

DEVOR, J.: **2005**, ApJ, **628**, 411

DIMITROV, W., KOLEV, D., SCHWARZENBERG-CZERNY, A.: **2004**, A&A, **417**, 689

DIMITROV, W., KOLEV, D., LIGĘZA, P., SCHWARZENBERG-CZERNY, A.: **2006**, przyjęta do druku w Astronomische Nachrichten

GIMENEZ, A.,& ZAMORANO, J.: **1985**, Ap&SS, **114**, 259G

HALL, D. S.: **1996**, in (Ed.) C. Sterken and C. Jashek, Light curves of variable stars - A pictorial atlas. Cambridge University Press.

HILL, GRAHAM; HUTCHINGS, J. B.: **1970**, ApJ, **162**, 265H

JOSEF KALLRATH, EUGENE F. MILONE: Springer; 1 edition (July 1, **1999**) Eclipsing Binary Stars : Modeling and Analysis

KIM, Y., DEMARQUE, P., YI, S., ALEXANDER, D.: **2002**, ApJS, **143**, 499

KOPAL, Z.: **1959**, Close binary systems, Chapman & Hall, London

KRUSZEWSKI, A. & SEMENIUK, I.: **1999**, Acta Astronomica **49**, 561.

KUBIAK, M.: **1994**, PWN, Gwiazdy i materia międzygwiazdowa

KURUCZ, R. L.: **1979**, ApJ Suppl. **40**, 1-340.

LADA, CHARLES J.: **2006**, ApJ, **640L**, 63L.

LACY, C. H. S., TORRES, G., CLARET, A., VAZ, L. P. R.: **2005**, AJ, **130**, 2838L

LANG, K. R.: 1978, Astrophysical Formulae. Springer-Verlag.

LASTENNET, E., FERNANDES, J., VALLS-GABAUD, D., OBLAK, E.: **2003**, A&A, **409**, 611

LUCY, L. B.: **1968**, ApJ, **151**, 1123L

MARRESE, P. M., MUNARI, U., SIVIERO, A., MILONE, E. F., ZWITTER, T., TOMOV, BOSCHI, F., & BOECHE, C.: **2004**, A&A, **413**, 635

MARQUARDT, D.: **1963**, SIAM J. Appl. Math. **11**, 431-441

MAZEH ET AL.: **2002**, ApJ, **564**, 1007

MOCHNACKI, S. W., DOUGHTY, N. A.: **1972**, MNRAS, **156**, 243M

MUNARI, U. ET AL.: **2001**, A&A, **378**, 477-486

PACZYŃSKI, B.: **1997**, The Extragalactic Distance Scale, 273

PERRYMAN, M.A.C, ET AL.: **1997**, A&A, **323**, 49

PLEWA, T.: **1992**, Acta Astronomica, **38**, 415

PLEWA, T.: **1988**, Acta Astronomica, **42**, 103

PLEWA, T.: **1993**, MINGA - User's Manual

POJMAŃSKI, G.: **1997**, Acta Astronomica, **47**, 467
`http://archive.princeton.edu/~asas/`

POJMAŃSKI, G.: **2004**, AN, **325**, 553

POPPER, D. M.: **1997**, AJ **114**, 1195

POPPER, D. M.: **1998**, AJ, **115**, 338

PRŠA, A., ZWITTER, T.: **2005a**, ApJ, **628**, 426P

PRŠA, A., ZWITTER, T.: **2005b**, ApSS, **296**, 315P

PRŠA, A.: **2002**, Phoebe tutorial

RUSSELL, HENRY NORRIS; MERRILL, JOHN ELLSWORTH: **1952**, Eclipsing binary Stars, orbital elements, determination

RUCIŃSKI, S. M.: **1993**, PASP, **105**, 1433R

RUCIŃSKI, S. M.: **2004**, IAUS, **215**, 17R

STELLINGWERF, R. F.: **1978**, ApJ, **224**, 953.

TORRES, G., & RIBAS, I.: **2002**, ApJ, **567**, 1140

VAN HAMME, W.: **1993**, AJ. **106**,

VOGEL, H. C.: **1901**, ApJ, **13**, 324V

WADE, R. A., & RUCIŃSKI, S. M.: **1985**, A&AS, **60**, 471

WILSON, R. E., & DEVINNEY, E. J.: **1971**, ApJ, **166**, 605

WOOD, D. B.: **1971**, PASP, **83**, 286W

ZAHN, J.-P.: **1975**, AA, **41**, 329Z

ZAHN, J.-P.: **1977**, AA, **57**, 383Z

ZUCKER, S.: **2004**, ASPC, **318**, 77Z

ZWITTER, T. et al.: **2003**, AA, **404**, 333Z

4.3 Dodatki

4.3.1 Przydatne adresy stron internetowych

Przeglądy nieba - krzywe blasku
All Sky Automated Survey - `http://archive.princeton.edu/~asas/`
The Optical Gravitational Lensing Experiment - `http://ogle.astrouw.edu.pl/`
Hipparcos light curves - `http://www.rssd.esa.int/Hipparcos/lightCurve/23743.html`

Programy do modelowania
Wilson Devinney - `ftp://ftp.astro.ufl.edu/pub/wilson/lcdc2003`
MINGA - `http://flash.uchicago.edu/~tomek/codes/Minga/`
PHOEBE - `http://www.fiz.uni-lj.si/phoebe/`
Binary Maker - `http://www.binarymaker.com/`
Nightfall - `http://www.hs.uni-hamburg.de/DE/Ins/Per/Wichmann/Nightfall.html`

Bazy danych i katalogi
SIMBAD - `http://cdsweb.u-strasbg.fr/Simbad.html`
VIZIER - `http://vizier.u-strasbg.fr/`
NOMAD - `http://www.nofs.navy.mil/data/fchpix/`
CALEB (katalog modeli) - `http://caleb.eastern.edu/`

4.3.2 Oznaczenia stosowane w programach MINGA i PHOEBE

Tablica 4.1: Parametry opisujące układ podwójny w metodzie Willsona-Devinney.

parametr	oznaczenie MINGA	oznaczenie PHOEBE
parametry związane z krzywą blasku		
i nachylenie	i	INCL
Ω_{12} potencjały pow.	Om1, Om2	PHSV, PCSV
l_{12} jasność	l1, l2	HLA, CLA
T_{12} temperatura	T1, T2	TAVH, TAVC
x_{12} wsp. poc. brzeg.	X1, X2	X1, X2
A_{12} albedo	A1, A2	ALB1, ALB2
g_{12} wsp. poj. gr.	g1, g2	GR1, GR2
parametry orbitalne		
q	q	RM
a półoś wielka	A	SMA
V_γ prędkość radialna układu	Vgam	VGA
orbity eliptyczne		
e mimosród orbity	e	E
ω długość periastron	lper	PERRO
inne parametry		
F_{12} wsp. rotacji asynchronicznej	F1, F2	F1, F2
l_3 jasność trzeciego składnika	l3	EL3
parametry sterujące działaniem programu		
n_{12} liczba warstw siatki	n1, n2	N1, N2
IPB właczenie zaleznośċ $T_2 - L_2$	IPB 1/0	IPB OFF/ON
$if_{(atm)}$ wł. efektów nie Plankowskich	atm1, atm2	IFAT1, IFAT2
rózne tryby(mody) pracy	mode	MODEL