



1869

Спектрални и спектрополяриметрични изследвания на Be рентгенови двойни звезди

Янко Маринов Николов

Институт по Астрономия с Национална Астрономическа
Обсерватория
Българска Академия на Науките

Дисертация за получаване на научна и образователна степен “Доктор”
по специалност 01.04.02 “Астрофизика и звездна астрономия”

Научен ръководител:
проф. д-р Радослав Заманов

София 2019

Съдържание

1 Увод	4
2 Междузвездна екстинкция до Be рентгенови двойни звезди	11
2.1 Наблюдения	13
2.2 Оценка на $E(B - V)$ чрез междузвездни ивици	13
2.3 Обекти и резултати	15
2.4 Дискусия	20
2.4.1 Междузвездна екстинкция до повторната нова RS Oph . .	20
2.5 Заключение	24
3 Отрязване на диска при Be рентгенови двойни звезди	25
3.1 Наблюдения	26
3.2 Обекти: параметри на системите	27
3.3 Околозвезден диск	33
3.3.1 Разделяне на пиковете в различни линии	33
3.3.2 Размер на диска	34
3.4 Отрязване на диска	38
3.5 Ротационен период на донора на маса	40
3.6 Дискусия	41
3.7 Заключение	42
4 Апаратура за спектрополяриметрични наблюдения в НАО Рожен	43
4.1 2m RCC телескоп	43
4.2 Ешелен спектрограф ESpRo	45
4.2.1 Точност на спектралните наблюдения с ESpRo	45
4.3 Фокален редуктор FoReRo2	45
4.3.1 Устройство на инструмента	47
4.3.2 FoReRo2 в режим на спектрополяриметрични наблюдения	48
4.3.3 Диспергиращ елемент гризма	49
4.3.4 $\lambda/2$ пластина	50
4.3.5 $\lambda/2$ пластина APSAW-5	51
4.3.6 Определяне на нулpunktа на $\lambda/2$ пластина	51

4.3.7	Методът Beam swapping за обработка на поляриметрични наблюдения	53
4.4	Методика на спектрополяриметрични наблюдения	56
4.4.1	Стъпки при обработка на спектрополяриметрични наблюдения	56
4.4.2	Наблюдения на стандартни звезди	60
4.4.3	Грешки при спектрополяриметричните наблюдения	63
4.4.4	Особености при калибровката по дължина на вълната	69
4.5	Заключение	75
5	Спектрополяриметрични наблюдения на Be рентгенови двойни звезди	76
5.1	Наблюдения	77
5.2	Междузвездна поляризация	79
5.2.1	Закон на Серковски	80
5.2.2	Връзката между параметрите K и λ_{max} за междузвездната поляризация	81
5.2.3	Връзка между $E(B-V)$ и степента на поляризация на междузвездната среда	83
5.3	LSI+61°303	85
5.4	MWC 148	90
5.4.1	Наблюдавани степен на поляризация и позиционен ъгъл на MWC 148	90
5.4.2	Поляризация в линията H_α	91
5.4.3	Сравнение с предишни наблюдения	92
5.5	MWC 656	93
5.5.1	Междузвездна поляризация до MWC 656	93
5.5.2	Оценка на вътрешната поляризация на MWC 656	95
5.6	LSI +59 79	98
5.6.1	Междузвездна поляризация до LSI +59 79	99
5.6.2	Оценка на вътрешната поляризация на LSI +59 79	100
5.7	X Per	103
5.7.1	Наблюдавани степен на поляризация и позиционен ъгъл на X Per	103
5.7.2	Междузвездна поляризация до X Per	104
5.7.3	Вътрешната поляризация на X Per	105
5.7.4	Сравнение с предишни наблюдения	106
5.8	Заключение	107
6	Допълнение 1	109
6.1	Подготовка за извлечане на едномерни спектри	109
6.2	Разделяне на спектрите	112
6.3	Beam swapping техника	114
6.4	Корекция за инструментална поляризация	117

6.5 Корекция за хроматизъм на $\lambda/2$ пластиината	118
6.6 Корекция за позиционен ъгъл	118
7 Основни резултати и приноси	120
7.1 Основни резултати и приноси	120
7.2 Публикации по дисертацията	121
7.3 Цитати	121
7.4 Участия на конференции	122
7.5 Участие в докторантски школи	122
7.6 Изнесени семинари и доклади	122
7.7 Благодарности	124
8 Библиография	125

Глава 1

Увод

"Не си задаваме въпроса каква полезна цел има в пеенето на птиците, тъй като от песента те извлечат удоволствие и са създадени именно за да пеят. По същия начин не би трябвало да се питаме защо човешкият разум се затормозява с опити да проумее тайните на небесата... Разнообразието на явленията в природата е толкова голямо, а скритите в небесата съкровища — толкова богати, именно с оглед винаги да има какво да подхранва човешкия разум."

Йоханес Кеплер, „Mysterium Cosmographicum“

Рентгеновите двойни звезди са едни от най-ярките рентгенови източници в небето и са обект на изследване от самото начало на рентгеновата астрономия. Първата такава открита система е Sco X-1 от Giacconi et al., (1962). Двойни звезди, които имат излъчване в рентгеновия диапазон, се състоят от компактен обект и оптичен компаньон. Те са близки двойни системи, при които съществува пренос на вещества от оптичния компаньон към компактния обект. Всяка една наука започва с класификация. Рентгеновите двойни звезди могат да се класифицират по различен начин, в зависимост от това къде е поставен акцента - върху природата на компактния обект или върху физическите характеристики на оптичния компаньон (Reig, 2011). В зависимост от природата на компактния обект, двойните звезди с излъчване в рентгеновата област могат да се класифицират по схема, показана на фигура 1.1. Най-често под рентгенови двойни звезди се подразбират тези, при които компактния обект е неутронна звезда или черна дупка. Двойните звезди, при които компактния обект е бяло джудже, спадат към класа на катализмичните звезди.

Рентгеновите двойни звезди се делят на два класа: масивни (HMXBs) и нискомасивни (LMXBs) рентгенови двойни. При нискомасивните рентгенови двойни звезди звездата донор е с маса по-малка или от порядъка на $1 M_{\odot}$ и спектален клас A или по-късен от A. Масата на звездата донор при масивните рентгенови

двойни звезди е по-голяма от $10 M_{\odot}$. Основни характеристики на двата класа са посочени в таблица 1.1 (Tauris & van den Heuvel, 2006).

Трябва да съществува и междинен клас - IMXBs, с маса на звездата донор в диапазона $1-10 M_{\odot}$. Рентгеновите двойни с междинна маса не се наблюдават лесно. Системите с висока маса имат за звезда донор гигант от ранен спектрален клас, който се характеризира със силен звезден вятър и висок темп на загуба на маса ($\dot{M}_{wind} \simeq 10^{-6} M_{\odot} yr^{-1}$). Този звезден вятър е достатъчен за захванаване на ярък източник на рентгенови лъчи чрез акреция върху неутронна звезда или черна дупка за период от $10^5 - 10^6$ години. Нискомасивните рентгенови двойни звезди еволюират бавно ($\tau_{nuc} \sim 10^8 - 10^9 yr.$). При LMXBs звездата донор е запълнила обема си на Рош и изтича вещество през L1 към компактния обект. Образува се акреционен диск около компактния обект. Темпа на пренос на маса от звездата донор върху компактния обект чрез формирането на акреционен диск е $10^{-10} - 10^{-8} M_{\odot} yr^{-1}$. При IMXBs звездата донор не е достатъчно масивна, за да генерира силен звезден вятър, при който да се наблюдава ярък рентгенов източник. От друга страна, когато компаньонът запълни обема си на Рош и започне да изтича вещество към компактния обект, то темпа на изтичане на веществото е голям и времето за развитие на този процес е кратък (Tauris et al., 2000). Системи от тип IMXBs са Her X-1 и Cyg X-2.

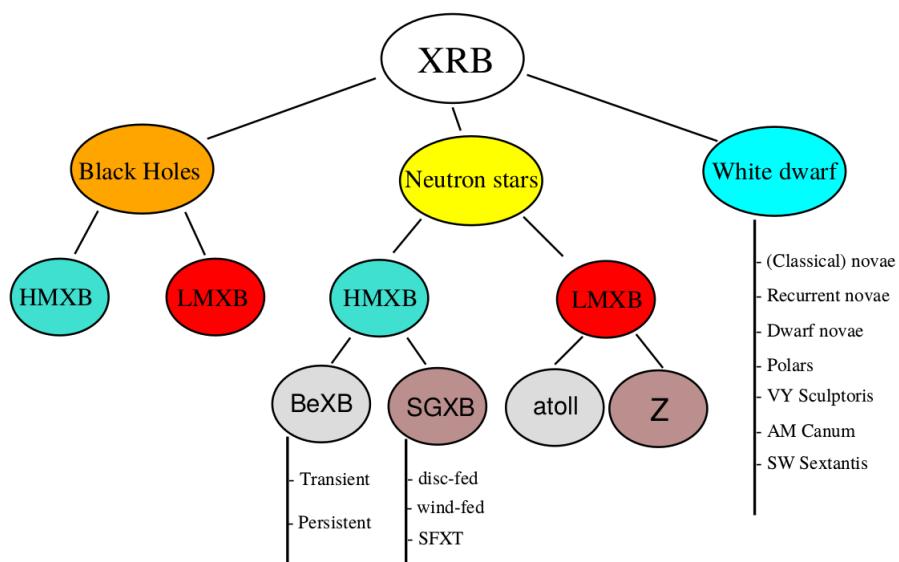
Масивните рентгенови звезди в зависимост от оптичния си компонент се делят на два подкласа: Be рентгенови двойни звезди, при които донора на маса е Be звезда от Главната последователност, и такива, при които донора на маса е гигант или свръхгигант от спектрален клас O или B. Има открити около 300 рентгенови двойни звезди в нашата Галактика (187 LMXBs и 114 HMXBs или 62% и 38% съответно) (Chaty, 2013; Liu et al., 2006, 2007). Друг под клас на HMXBs са γ -ray двойни звезди. Те имат излъчване в MeV и TeV диапазона, като до момента има само шест потвърдени обекта от този клас: PSR B1259-63 (LS 2883) (Aharonian et al., 2005); LS 5039 (V479 Sct) (Aharonian et al., 2006); LS I +61 303 (V615 Cas) (Albert et al., 2009); HESS J0632+057 (MWC 148) (Aharonian et al., 2007); 1FGL J1018.6-5856 (H.E.S.S. Collaboration et al., 2015); HESS J1832-093 (Eger et al., 2016) и AGL J2241+4454 (MWC 656) (Aleksić et al., 2015).

На фигура 1.2 е представено разпределението на HMXBs (горен панел) и LMXBs (долен панел) в Галактиката (van Paradijs, 1998). Масивните рентгенови двойни звезди се локализират в галактичната равнина (население I). Това пространствено разпределение е очаквано, понеже оптичният компаньон на LMXBs при надлежи към стара полулация звезди, докато HMXBs съдържат млада звезда. Излъчването на рентгенови лъчи при масивните рентгенови двойни звезди се дължи на наличие на компактен обект. Видът на наблюдаваното рентгеново лъчение се определя от:

- темп на пренос на маса от звездата донор
- магнитно поле на компактния обект

- рентгеново нагряване на акреционния диск.

Около компактния обект най-често се формира акреционен диск. При неутронна звезда със силно магнитно поле ($\sim 10^{12}$ G), когато веществото от акреционния диск достигне до няколко радиуса на неутронната звезда, веществото се отклонява по магнитните силови линии и попада в полярните области на звездата. При несъвпадение на магнитната и ротационната ос ще се наблюдават рентгенови пулсации, ако лъчът излъчен от магнитните полюси е насочен към наблюдателя. Когато магнитното поле на неутронната звезда е сравнително слабо ($\sim 10^{10}$ G), веществото от диска може да се приближи близко до повърхността на неутронната звезда. Нестабилности в излъчващата област могат да доведат до възникване на бързи флукутации или квазипериодични осцилации. От друга страна, материалът, който се натрупва върху неутронната звезда, може да достигне критична маса и да претърпи термоядрено избухване, като резултатът е X-ray burst.

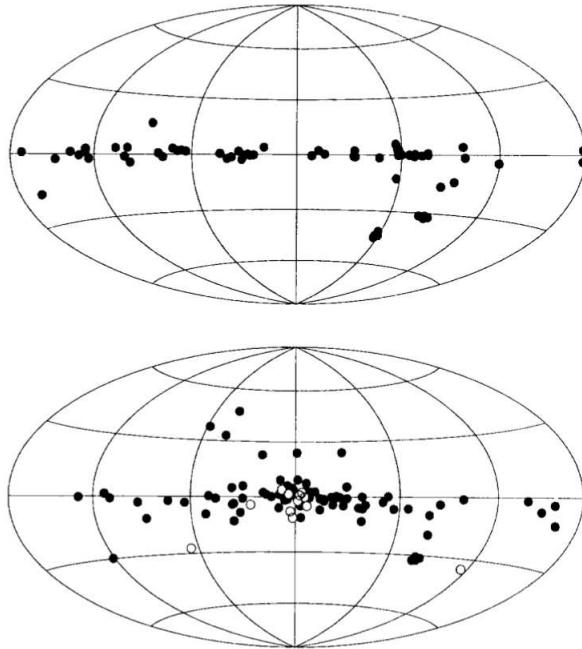


Фигура 1.1: Класификация на рентгенови двойни звезди (Reig, 2011).

В тясна двойна система по-масивната звезда еволюира по-бързо. Наличието на неутронна звезда при рентгеново двойните звезди показва, че звездата е претърпяла избухване като свръхнова, за да се образува неутронна звезда. Формиране на Be рентгенови двойни звезди има описани в работата на van den Heuvel (2009). Схемата на формиране на Be рентгенови двойни звезда (BeXB) е показана на фигура 1.3. В началото се образува тясна двойна система, в която

Таблица 1.1: Основни характеристики на HMXB и LMXB (Tauris & van den Heuvel, 2006).

	HMXB	LMXB
X-ray	$kT > 15 \text{ keV}$ (hard)	$kT \leq 10 \text{ keV}$ (soft)
Типове времева променливост	X-ray пулсации без X-ray bursts	само няколко пулсара X-ray bursts
Процеси на акреция	звезден вятър или RLO	Roche-lobe overflow (RLO)
Времева скала на акреция	10^5 години	$10^7\text{-}10^9$ години
Тип компактен обект	неутронна звезда със силно магн. поле (или черна дупка)	неутронна звезда (или черна дупка)
Пространствено разпределение	Галактична равнина	Галактичен център и около галактичната равнина
Звездна популация	млади, възраст $< 10^7$ г.	стари, възраст $> 10^9$ г.
Оптичен компаньон	ранен спектрален клас O(B) звезди $M \geq 10 M_\odot$	спектрален клас A, или по-късен от A $M \leq 1 M_\odot$
	Звездна популация I	Звездна популация I и II

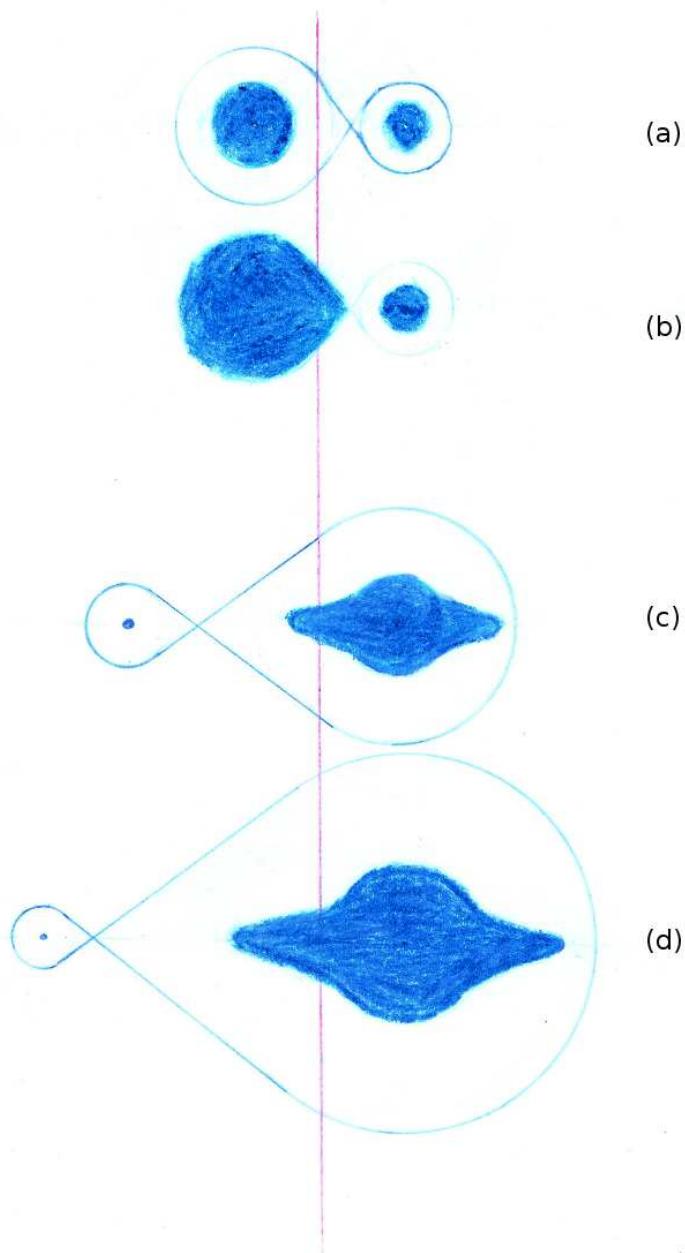


Фигура 1.2: Разпределението на HMXBs (горен панел) и LMXBs (долен панел)(van Paradijs, 1998).

звездите имат маси между $8\text{--}15 M_{\odot}$ (a). По-масивната звезда еволюира по-бързо. Времето за живот на звезда от Главната последователност се определя от масата на звездата и се изразява чрез следното уравнение (Germany et al., 2009):

$$\tau_{MS} = 10^{10} \left(\frac{M_{\odot}}{M} \right)^{2.5}. \quad (1.1)$$

При звезда с маса $15 M_{\odot}$ времето за живот на Главната последователност е от порядъка на 12 милиона години. След напускане на Главната последователност звездата запълва своя обем на Рош (b). За период от около 20 000 години тя прехвърля богатата си на водород обвивка към своя спътник, като увеличава неговата маса, и спътникът става по-масивната звезда в системата, докато еволюиралата звезда е с маса приблизително $2.5 M_{\odot}$ (c) и Не ядро. Орбиталният период на системата нараства при запазване на ъгловия момент на системата. Става преразпределение на ъгловия момент в системата. Благодарение на орбиталното движение прехвърлената маса предава голям ъглов момент към вторичната компонента. Това увеличава скоростта на въртене на нарастващата звезда, доближавайки я до критичната, като превръща звездата в бърз ротор. Към края на еволюцията си първичната компонента допълнително прехвърля вещество върху компаньона. След това ядрото на първичната компонента достига $1.44 M_{\odot}$ и колапсира до неутронна звезда (d), като се наблюдава избухване



Фигура 1.3: Формиране на Ве рентгенова двойна звезда.

на свръхнова от тип Ia. На финала система се състои от звезда от спектрален клас B с околозвездно вещества, което има емисии в Балмеровата серия на водорода и неutronна звезда. Системата е млада, неutronната звезда се върти

бързо. При преминаване на неутронната звезда през околозвездното вещество се наблюдава рентгеново излъчване.

Оптичното и инфрачервеното излъчване при массивните рентгенови звезди с донор Be звезда (BeXRBs) се доминира от излъчването на Be звездата. Be звездите показват емисии в линиите от Балмеровата серия. Основна тяхна отличителна черта са както тези емисии, така и силния инфрачервен експлес. Те се дължат на околозведен материал под формата на диск около звездата. Този диск е и причина за поляризиране на светлината при тези обекти, която се дължи на Томпсъново разсейване на светлина от електрони от диска на звездата. Основните причини за формирането на диск са бързото въртене на звездата и нерадиалните пулсации.

В разработването на дисертацията са поставени следните цели:

- Определяне на екстинкцията до избрани Be рентгенови двойни звезди от спектри, получени с новия ешелен спектрограф в НАО Рожен.
- Изследване на взаимодействието между компактния обект и диска на Be звездата.
- Изследване на инструмента FoReRo2 в спектрополяриметричен режим на наблюдения. Прилагане на този тип изследвания върху Be рентгенови двойни звезди.

Структурата на дисертацията следва поставените цели, като представените резултати в първите две глави са по наблюдения, получени с новия ешелен спектрограф в НАО Рожен. В Глава 4 е разгледан инструмента FoReRo2 в спектрополяриметричен режим на наблюдения, както и редица особености при този режим на наблюдения. Тази глава, заедно с Допълнение 1, могат да се използват и като ръководство за този тип наблюдения. В Глава 5 са представени резултатите от спектрополяриметрични наблюдения на избрани Be рентгенови двойни звезди. Оценена е междузвездната поляризация до тях, както и тяхната собствена. За някои от тях това са първите подобни получени данни.

Основната цел, която си поставих започвайки докторантura, бе да приложа нова методика за изследване на този тип обекти, в групата, в която работя. Важна част за постигане на представените резултати бе запазване на висока мотивация за работа. За това спомогна и интересните резултати, които получихме.

Глава 2

Междузвездна екстинкция до Ве рентгенови двойни звезди

“Аз често казвам, че когато можете да измерите онова, за което говорите, и го изразите с числа, вие знаете нещо за него. А когато не сте в състояние да му дадете числен израз, вашето знание е осъкъдно и незадоволително; то може би е начало на познание, но какъвто и да е предметът на изследването ви, едва ли сте достигнали етапа на науката.”

Лорд Келвин

Междузвездното пространство е изпълнено с разреден газ и прах. Наличието им дава отражение върху светлината от наблюдаваните обекти по два начина:

- Поглъщаща част от светлината - абсорбция. Светлинната енергия се поглъща и нагрява праховите частици, които преизлъчват в инфрачервената област.
- Разсейване - променя посоката на разпространение на светлината, кое-то води до намален интензитет на светлината от наблюдаваните обекти. Разсейването от прахови частици с размер около 1 микрометър е обратнопропорционално на дължината на вълната. Това води до видимо почervеняване (reddening) на наблюдаваните обекти.

Сумарният ефект от процесите на поглъщане и разсейване на светлината от източника се обозначава с термина екстинкция. Като отчитаме процесите на поглъщане и разсейване, наблюдавания цветови индекс на една звезда се изразява чрез:

$$B - V = M_B - M_V + A_B - A_V \quad (2.1)$$

$$B - V = (B - V)_0 + E_{B-V} \quad (2.2)$$

където: $(B - V)_0 = M_B - M_V$ е истинският цветови индекс, който би се наблюдавал, ако нямаме поглъщане и разсейване. Величината $A_B - A_V$ показва изменението на цветовия индекс и нарича се цветови ексцес. За системата BV тя се записва като: $A_B - A_V = E_{B-V}$.

Неочитането на междузвездната екстинкция води до подценяване на светимостта на звездите. Отношението на поглъщането A_V във филтър V към цветовия ексцес има вида:

$$R = \frac{A_V}{E_{B-V}} \quad (2.3)$$

Стойността на R е свързана със средния размер на праховите зърна, причиняващи поглъщането. За нашата Галактика тази стойност е приблизително 3.1. Стойността ѝ зависи от посоката и е в границите от 2.5 до 6.

Различните съставки на газовата междузвездна среда поглъщат светлина-та на различни дължини на вълната. Преминаването от ниско към по-високо възбудено ниво става чрез поглъщане на фотон, имащ енергия, равна на разликата в енергиите на двете нива. Следва преизлъчване, като посоката на фотона може да бъде различна от посоката на падащото лъчение. Така се образуват междузвездните абсорбционни линии в спектрите на далечните астрофизични обекти. Първите междузвездни линии, дължащи се на поглъщане от атоми на Na и Ca^+ са открити от Hartmann (1904) и Heger (1919).

Дифузните междузвездни ивици (DIBs) са голям брой абсорбционни линии в интервала от 4000\AA до $10\ 000\text{\AA}$. За първи път DIBs са споменати в работата на Heger (1922). До момента са регистрирани над 400 DIBs в диапазон на дължини на вълната между 3900\AA и 8100\AA (Hobbs et al. 2009). Дългогодишно предизвикателство в спектроскопията е идентифицирането на носителите на дифузните междузвездни ивици. Дълги молекули и техните йони са вероятни кандидати, но точното идентифициране е дискусационно (e.g. Friedman et al. 2011). Например две ивици на 9632\AA и 9577\AA , докладвани през 1994 от Foing & Ehrenfreund 1994) възникват от C_{60}^+ молекули, потвърдени чрез лабораторни тестове от Campbell et al. (2015). За междузвездните абсорбционни ивици на 5797\AA , 6379\AA и 6613\AA има предположения, че се дължат на дълги полициклични ароматни въглеводороди (Ehrenfreund & Foing 1996). DIBs се виждат най-добре при звезди от ранен спектрален клас (O или B), защото тези звезди имат сравнително малко на брой абсорбционни линии, за разлика от похладните звезди. Това прави масивните рентгенови двойни звезди, при които донорът е O или Be звезда, подходящи за нашето изследване. В тази глава от дисертацията са описани междузвездната екстинкция до 9 избрани рентгенови двойни звезди и един обект, кандидат за такъв тип система.

2.1 Наблюдения

Оптичните спектри с висока резолюция са получени с помощта на новият ешелен спектрограф ESpeRo, монтиран на 2.0 м телескоп в Националната Астрономическа Обсерватория Рожен (Bonev et al. 2017). Спектрите са обработени със стандартни процедури, които включват изваждане на bias, корекция за плоско поле, калибровка по дължина на вълната, като за целта е използван астрономичния софтуер IRAF. За измерването на еквивалентни ширини на различни DIBs са използвани също стандартни инструменти, с които разполага IRAF. Дневник на наблюденията е представен в таблица 2.1, където са дадени: датата, начало на експозицията, време на експозиция, отношение сигнал/шум, измерено около дължина на вълната $\lambda = 6600 \text{ \AA}$.

В таблица 2.2 са дадени измерените еквивалентни ширини (EW) на избрани от нас междузвездни ивици. Грешките на измерването зависят от яркостта на обекта, отношението сигнал/шум, броя на получените спектри и стойността на самата еквивалентна ширина (EW).

На Фигура 2.1 са изобразени профилът на $H\alpha$ емисионна линия, DIBs на $\lambda 6613 \text{ \AA}$ и $\lambda 5780 \text{ \AA}$, както и NaD_1 . $H\alpha$ е изобразена, защото характеризира околовъзездния диск, а NaD линията е най-силната обсорбционна междузвездна характеристика.

2.2 Оценка на $E(B - V)$ чрез междузвездни ивици

За оценка на $E(B - V)$ използваме междузвездната $K I \lambda = 7699 \text{ \AA}$ линия, както и междузвездните обсорбционни ивици на 6613 \AA , 5797 \AA и 5780 \AA .

Munari & Zwitter (1997) получават съотношение между еквивалентната ширина на междузвездните линии на $Na I D_1$, D_2 (5890.0 \AA , 5895.9 \AA), $K I$ (7699 \AA) и екстинкцията. В нашите спектри междузвездните линии на NaD_1 и NaD_2 са насищени и затова използваме междузвездната линия $K I$ (7699 \AA) за оценка на почервявянето. Използваме данните от тяхната Таблица 2, за да извлечем корелацията между еквивалентната ширина на $K I$ (7699 \AA) и $E(B - V)$, което е изразено чрез следното уравнение:

$$E_{(B-V)} = -0.00427 + 3.585 W_{7699} + 1.765 W_{7699}^2 \quad K I 7699 \quad (2.4)$$

Връзката между екстинкцията и еквивалентната ширина на различни DIBs са дадени в работите на Herbig (1995), Puspitarini et al. (2013), Kos & Zwitter (2013). Ние използваме корелацията, получена от Puspitarini et al. (2013), изразена чрез техният OLS*(ordinary least square) модел. За тази корелация използваме следните уравнения:

$$E_{(B-V)} = 5.1 W_{6613} + 0.0008 \quad DIB 6613.6 \quad (2.5)$$

Таблица 2.1: Дневник на наблюденията.

Date-obs yyyyymmdd	UT start	exp-time	S/N <i>Hα</i>
MWC 148			
20151224	02:38	40 min	60
20160130	19:43	40 min	84
LSI+61°303			
20150804	00:39	60 min	33
20151223	22:33	60 min	67
MWC 656			
20160621	22:22	30 min	54
20160922	00:53	40 min	32
20160923	20:56	40 min	46
4U2206+54			
2014-01-14	16:12	60 min	26
2014-01-14	16:12	60 min	22
2015-08-04	23:04	60 min	44
2015-12-23	16:40	60 min	80
γ Cas			
2014-01-14	00:42	15 min	86
LSV 4417			
2015-12-24	00:03	60 min	56
2016-01-30	20:07	60 min	55
V725 Tau			
2015-12-24	22:17	60 min	110
2016-01-30	16:54	60 min	98
X Per			
2015-12-23	20:51	10 min	114
2015-12-23	23:16	30 min	96
2015-12-24	23:48	10 min	93
V420 Aur			
2016-01-30	21:18	40 min	115
2016-12-11	22:46	40 min	118
LS I +59 79			
2016-06-22	00:10	60 min	27
2016-09-23	23:09	60 min	22

Таблица 2.2: Еквивалентни ширини на междузвездните абсорбционни К I линия и междузвездните абсорбционни ивици на 6613 Å, 5797 Å и 5780 Å.

Object	EW7699 [Å]	EW6613 [Å]	EW5797 [Å]	EW5780 [Å]
MWC 148	0.181 ± 0.011	0.160 ± 0.011	0.140 ± 0.007	0.292 ± 0.006
LSI+61°303	0.194 ± 0.008	0.177 ± 0.005	0.157 ± 0.016	0.367 ± 0.016
MWC 656	0.067 ± 0.017	0.055 ± 0.006	0.045 ± 0.004	0.111 ± 0.015
4U 2206+54	0.134 ± 0.015	0.083 ± 0.036	0.087 ± 0.011	0.265 ± 0.060
γ Cas	—	—	0.008 ± 0.003	0.034 ± 0.005
LS V +44 17	0.230 ± 0.007	0.202 ± 0.007	0.166 ± 0.006	0.386 ± 0.010
V725 Tau	0.258 ± 0.008	0.193 ± 0.006	0.181 ± 0.018	0.451 ± 0.012
X Per	0.103 ± 0.010	0.068 ± 0.014	0.059 ± 0.008	0.079 ± 0.014
V420 Aur	0.105 ± 0.008	0.078 ± 0.009	0.072 ± 0.010	0.170 ± 0.008
LSI +59 79	0.149 ± 0.010	0.110 ± 0.012	0.094 ± 0.013	0.247 ± 0.032

$$E_{(B-V)} = 6.3 W_{5797} + 0.0203 \quad DIB\ 5797.0 \quad (2.6)$$

$$E_{(B-V)} = 2.3 W_{5780} + 0.0086 \quad DIB\ 5780.3, \quad (2.7)$$

където W_{6613} , W_{5797} и W_{5780} е в Å.

В Таблица 2.3 са показани стойностите на $E(B-V)$ за всяка линия/ивица, пресметнати чрез горните уравнения. В Таблица 2.4 са дадени средната стойност на $E(B-V)$ и $1-\sigma$ стандартно отклонение.

2.3 Обекти и резултати

MWC 148 (HD 259440) се състои от B0Vpe звезда и компактен обект, най-вероятно черна дупка с маса $\approx 4 M_\odot$ и $P_{orb} = 321$ d (Aragona et al. 2010; Casares at al. 2012; Zamanov et al. 2017). За тази звезда Friedemann (1992) получава $E(B-V)=0.85$ от 217 nm ивица. За екстинкцията измерваме по-ниска стойност: $E(B-V) = 0.764 \pm 0.055$.

LSI+61°303 (V615 Cas) се състои от B0.5Ve звезда и най-вероятно наутронна звезда с маса $\approx 1.6 M_\odot$ (Zamanov et al. 2017), периодът на системата е $P_{orb} = 26.496$ d (Gregory 2002), а ексцентрицитетът $e = 0.54$ (Aragona et al. 2010). За този обект Hutchings & Crampton (1981) публикуват $E(B - V) = 0.93$. Howarth (1983) получава $E(B - V) = 0.75 \pm 0.1$, използвайки 2200 Å extinction bump. Steele et al. (1998) оценяват $E(B - V) = 0.70 \pm 0.40$ използвайки Na I D₂, а чрез използване на дифузните междузвездни ивици оценяват $E(B - V) = 0.65 \pm 0.25$. За LSI+61°303 ние получаваме стойност $E(B - V) = 0.870 \pm 0.074$.

Таблица 2.3: Междузвездно почервеняване $E(B-V)$, получено при еквивалентната ширина на всяка една линия/ивица.

Object	$E(B-V)$ [mag]	$E(B-V)$ [mag]	$E(B-V)$ [mag]	$E(B-V)$ [mag]
MWC 148	0.704 ± 0.043	0.819 ± 0.054	0.802 ± 0.038	0.731 ± 0.014
LSI+61°303	0.760 ± 0.031	0.910 ± 0.025	0.894 ± 0.090	0.917 ± 0.040
MWC 656	0.236 ± 0.059	0.286 ± 0.006	0.274 ± 0.022	0.279 ± 0.037
4U 2206+5	0.515 ± 0.056	0.428 ± 0.182	0.508 ± 0.060	0.662 ± 0.150
γ Cas	---	---	0.075 ± 0.014	0.085 ± 0.012
LS V +44 17	0.903 ± 0.029	1.033 ± 0.036	0.943 ± 0.034	0.965 ± 0.024
V725 Tau	1.038 ± 0.031	0.990 ± 0.033	1.025 ± 0.097	1.127 ± 0.031
X Per	0.384 ± 0.038	0.353 ± 0.071	0.355 ± 0.044	0.199 ± 0.035
V420 Aur	0.397 ± 0.030	0.401 ± 0.048	0.424 ± 0.056	0.426 ± 0.019
LSI +59 79	0.574 ± 0.037	0.567 ± 0.061	0.548 ± 0.073	0.611 ± 0.081

MWC 656 (HD215227) се състои от B1.5-B2IIIe звезда и черна дупка. Орбиталният период на системата е $P_{orb} = 60.37$ d, а ексцентрицитетът $e = 0.40$ (Williams et al. 2010; Casaraes et al. 2012). За тази звезда Williams et al. (2010) публикува по-ниска стойност на $E(B-V)=0.02$. Casares et al. (2014) получава $E(B-V)=0.24$. За MWC 656 получаваме $E(B-V) = 0.269 \pm 0.019$, стойност малко по-висока от тази, публикувана от Casares et al. (2014).

4U 2206+54 (LS III +54 16) се състои от звезда донор от спектрален клас O9.5Vep и неутронна звезда (Ribó et al. 2006) Орбиталният период на системата е $P_{orb} = 9.57$ d, като ексцентрицитетът е $e = 0.30$ (Stoyanov et al. 2014). За тази звезда Reig & Fabregat (2015) дават стойност на $E(B-V) = 0.51 \pm 0.03$. Нашият резултат е близък до цитирания по-горе: $E(B-V) = 0.547 \pm 0.066$.

γ Cas има $E(B-V) = 0.07$ получена от 2200 Å extinction bump и от разположението си в Галактиката (Beeckmans & Hubert 1980; Harmanec 2002). Chevalier & Illovaisky (1998) дават $E(B-V) = 0.05$. Нашият резултат е $E(B-V) = 0.080 \pm 0.007$.

LS V +44 17 (RX J0440.9+4431) се състои от B0.2Ve звезда и наutronна звезда (Reig et al. 2005). Орбиталният период е $P_{orb} = 150.0 \pm 0.2$ d (Ferrigno et al. 2013). За тази звезда има две стойности на екстинкцията $E(B-V) = 0.65 \pm 0.05$ (Reig et al. 2005) и $E(B-V) = 0.91 \pm 0.03$ (Reig & Fabregat 2015). Ние получаваме по-висока стойност от публикуваните: $E(B-V) = 0.961 \pm 0.054$.

V725 Tau (1A 0535+262) се състои от звезда донор B0IIIe (Janot-Pacheco et al. 1987) и неутронна звезда. Орбиталният период на системата е $P_{orb} = 111.0 \pm 0.4$ d (Giovannelli et al. 2015), а ексцентрицитетът $e = 0.47$ (Finger et al. 1994). За тази звезда Reig et al. (2015) дават $E(B-V) = 0.77 \pm 0.04$. Почервеняването към тази звезда е получено от 2200 Å extinction bump и има стойност $E(B-V) \approx 0.75$

Таблица 2.4: Средна стойност на междузвездна екстинкция до 10 Be/X-гау двойни звезди.

Object	E(B-V) [mag]	Reference	E(B-V) (this work) [mag]
MWC 148	0.85	Friedemann(1992)	0.764 ± 0.055
LSI+61°303	0.65	Steele et al. (1998)	0.870 ± 0.074
MWC 656	0.24	Casares et al.(2012)	0.269 ± 0.019
4U 2206+54	0.51	Reig & Fabregat (2015)	0.547 ± 0.066
γ Cas	0.05	Chevalier & Ilovaisky (1998)	0.080 ± 0.007
LS V +44 17	0.91	Reig & Fabregat (2015)	0.961 ± 0.054
V725 Tau	0.77	Reig et al. (2015)	1.045 ± 0.058
X Per	0.35	Viotti et al. (1982)	0.356 ± 0.003
V420 Aur	0.42	Everall et al. (1993)	0.412 ± 0.015
LSI +59 79	—	—	0.575 ± 0.026

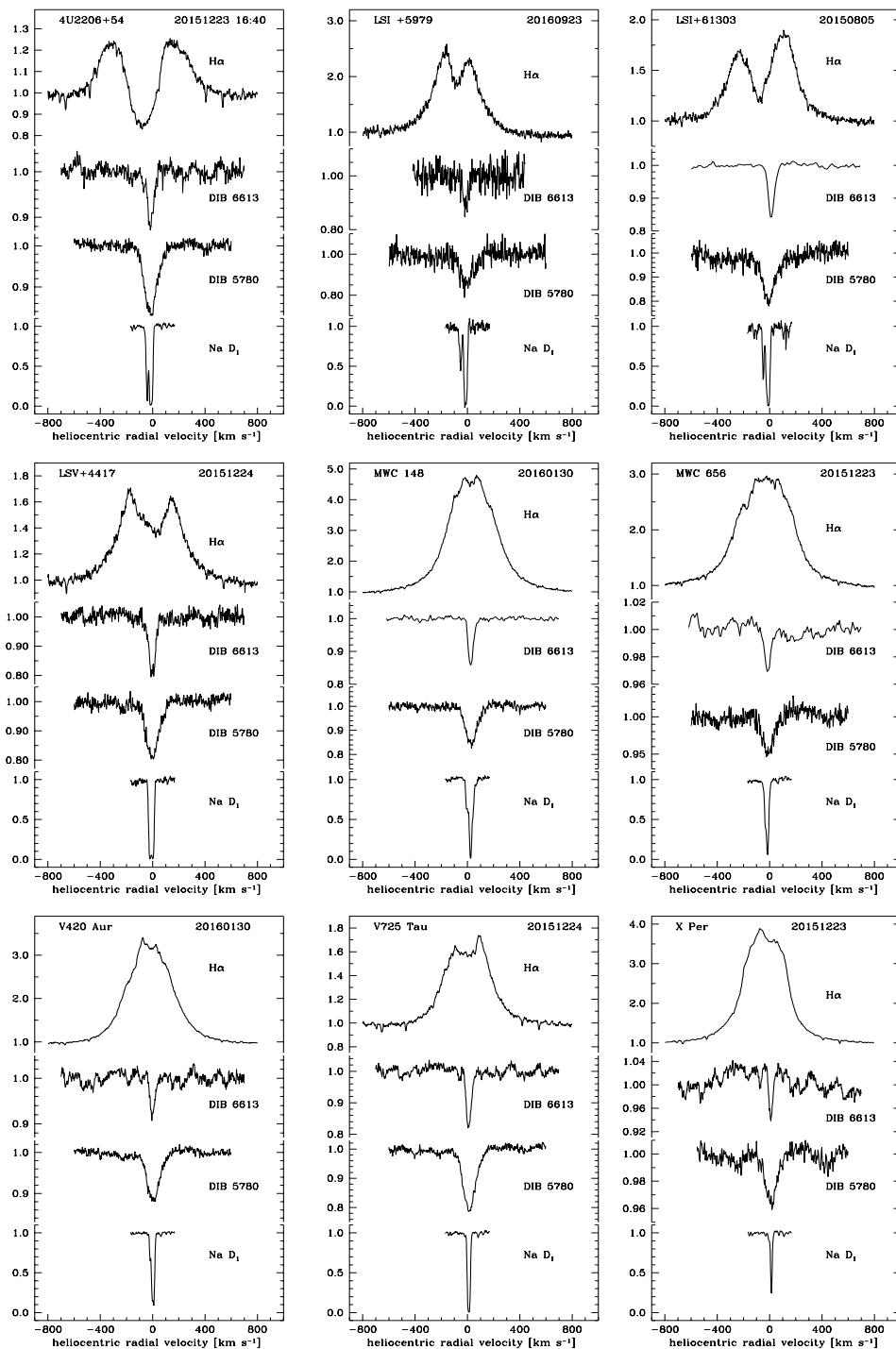
(Giovannelli et al. 1981). Ние получаваме по-висока стойност за екстинкцията $E(B - V) = 1.045 \pm 0.058$.

X Per се състои от звезда донор от спектрален клас B0Ve (Lyubimkov et al. 1997) и неутронна звезда. Delgado-Martí et al. (2001) намират $P_{orb} = 250.3$ d и ексцентрицитет на системата $e = 0.11$. Оценяваме екстинкцията на $E(B - V) = 0.356 \pm 0.003$, стойност близка до $E(B - V) = 0.35$, получена от Viotti et al., 1982. Нашият резултат е базиран на средната стойност на три линии. За този обект DIB на $\lambda 5780$ дава по-ниска стойност и не е използвана при пресмятане на средната стойност (виж таблица 2.2 и таблица 2.3).

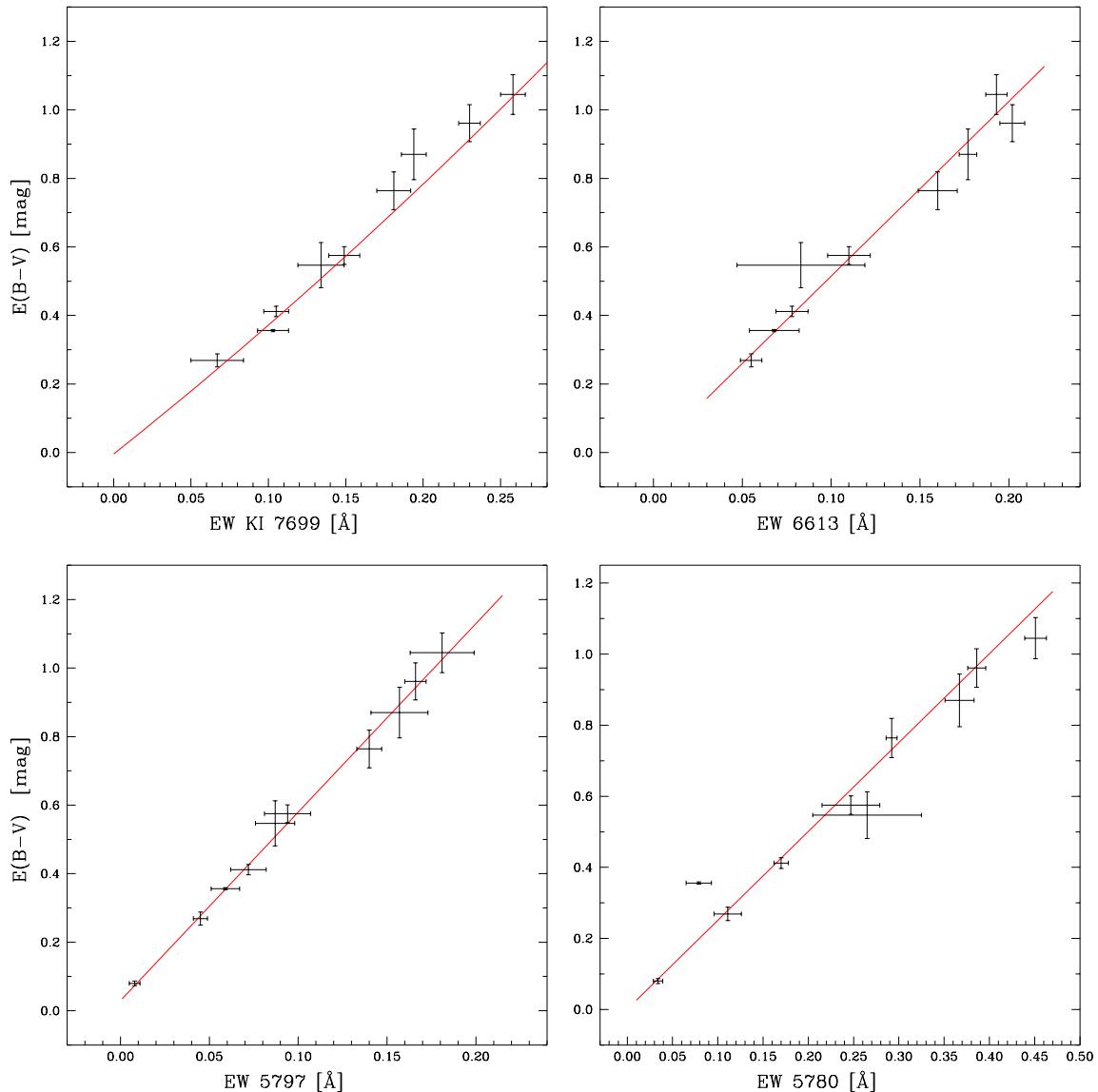
V420 Aur (MWC 107) съдържа звезда от спектрален клас B0IVpe (Everall et al. 1993). До тази звезда екстинкцията е оценена на $E(B - V) = 0.42 \pm 0.05$ (Everall et al. 1993; Chevalier & Ilovaisky 1998). Ние получаваме близка стойност $E(B - V) = 0.412 \pm 0.015$.

LS I +59 79 е звезда от спектрален клас B1/2Vnne (McCuskey et al. 1974). Позицията на LS I+59 79 е много близко до X-ray източника 1RXS J013326.9+592946 и γ -ray източника 3FGL J0133.3+5930. На базата на фотометрични наблюдения е намерен период от 1.94 d (Martí et al. 2015). Най-вероятно това е период, свързан със звездата донор. Все още не е потвърдено окончателно дали това е двойна система с X-ray или γ -гау характеристики, което би говорило за наличие на акреция върху компактен обект. Включихме измервания до този обект, за да спомогнем бъдещи проучвания. За LS I+59 79 измерихме стойност $E(B - V) = 0.575 \pm 0.026$.

За илюстрация на получените резултати на фигура 2.2 са показани изчисле-



Фигура 2.1: Профили на $H\alpha$ емисионна линия, DIBs на $\lambda 6613$ и $\lambda 5780$, както и NaD_1 линия.



Фигура 2.2: Изчислената средна междузвезденна екстинкция $E(B-V)$ спрямо еквивалентната ширина на линия KI $\lambda 7699 \text{ Å}$ и ивици DIB $\lambda 6613 \text{ Å}$, DIB $\lambda 5797 \text{ Å}$ и DIB $\lambda 5780 \text{ Å}$. Непрекъснатата линия отразява уравненията 2.4; 2.5; 2.6 и 2.7 съответно.

ната средна междузвездна екстинкция $E(B-V)$ спрямо еквивалентната ширина на линия KI $\lambda 7699 \text{ \AA}$ и ивици DIB $\lambda 6613 \text{ \AA}$, DIB $\lambda 5797 \text{ \AA}$ и DIB $\lambda 5780 \text{ \AA}$. Непрекъснатата линия отразява уравненията 2.4; 2.5; 2.6; 2.7 съответно. Вижда се, че в рамките на грешките отделните уравнения добре описват средните стойности на $E(B-V)$, представени в таблица 2.4.

2.4 Дискусия

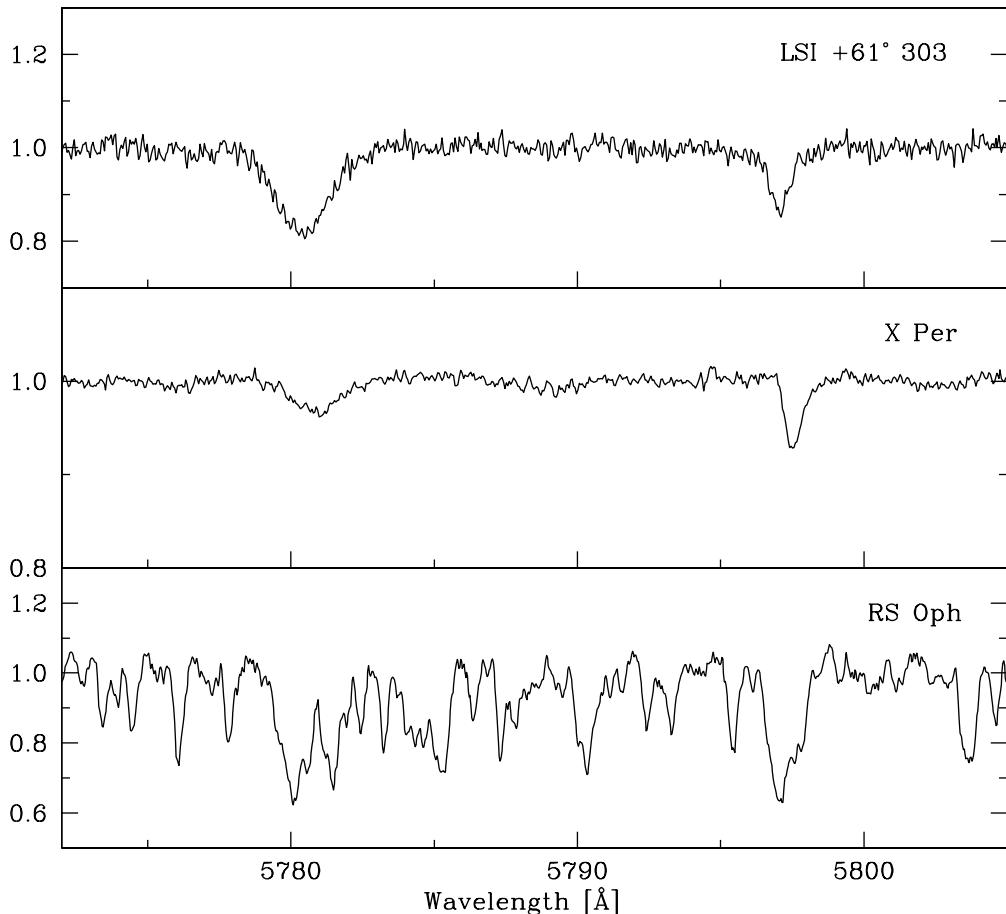
Измерването на екстинкцията чрез еквивалентната ширина на линията KI $\lambda 7699 \text{ \AA}$ и ивици DIB $\lambda 6613 \text{ \AA}$, DIB $\lambda 5797 \text{ \AA}$ и DIB $\lambda 5780 \text{ \AA}$ дава добри резултати за звезди от ранен спектрален клас, понеже в спектрите на тези звезди има сравнително малко на брой абсорбционни линии. Звездите се върят бързо, което допълнително "размива" линиите и поради тази причина междузвездните линии/ивици са добре отчетливи, както може да се види и на фигура 2.1. Как стои въпросът, когато имаме звезда от късен спектрален клас? Приложихме този начин за определяне на екстинкцията, за да определим екстинкцията до повторната нова RS Oph (Zamanov et al., 2018).

2.4.1 Междузвездна екстинкция до повторната нова RS Oph

RS Oph е симбиотична повторно нова звезда, която показва периодични избухвания през около 15-20 години. RS Oph се състои от звезда донор, която е гигант от спектрален клас M (Dobrzycka & Kenyon 1994; Anupama & Mikołajewska 1999) и масивно (1.2-1.4 M_{\odot}) въглерод-кислородно бяло джудже (Mikołajewska & Shara 2017).

На фигура 2.3 са представени спектри на LSI+61⁰303 X Per, RS Oph в интервал от дължина на вълната между 5760 \AA и 5820 \AA . При LSI+61⁰303 и X Per добре се виждат DIB на 5780 \AA и 5797 \AA , докато при RS Oph имаме и абсорбционни линии от червения гигант. За оценка на еквивалентната ширина EW на DIB 6613 от спектъра на RS Oph изваждаме спектър на звезда от същия спектрален клас, към който спектър допълнително сме прибавили горещ компонент, за да отчетем особеностите на спектъра на RS Oph. На фигура 2.4 се виждат два спектъра на RS Oph и 73 UMa (горен пален) и тяхната разлика (долен панел), която отразява само наличието на DIB 6613, дължащ се на междузвездната среда по посока на RS Oph.

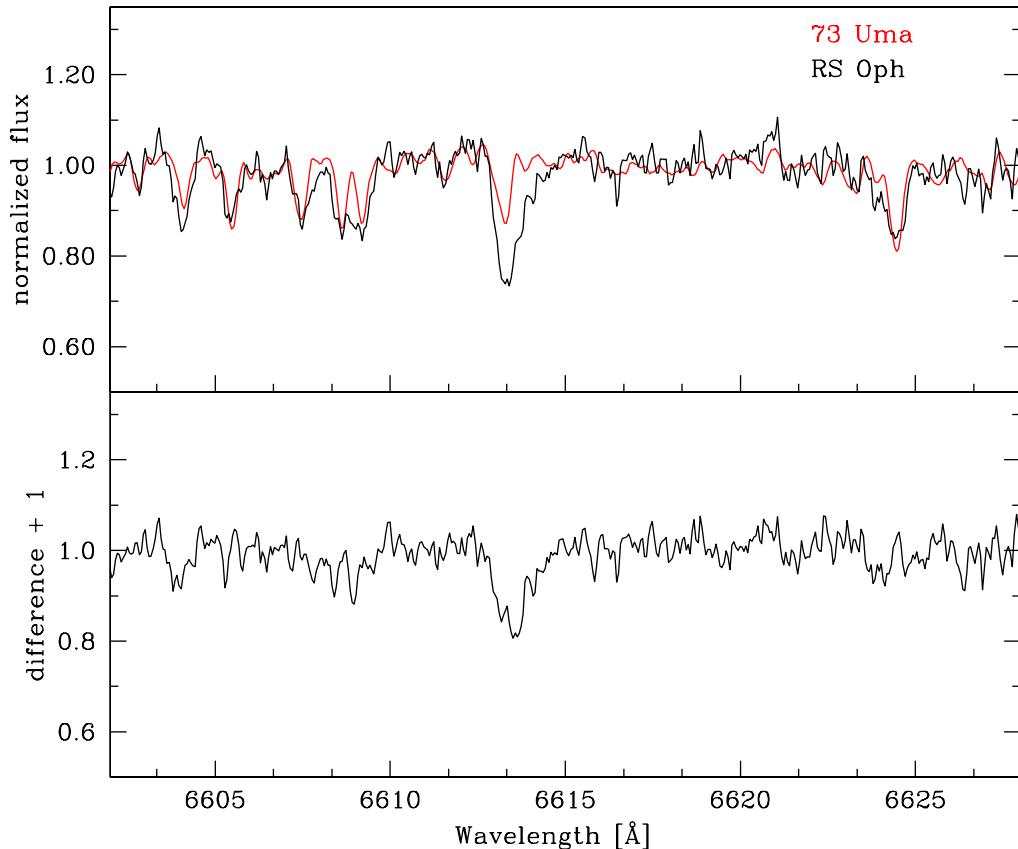
За определяне на екстинкцията до RS Oph са използвани девет високодисперсионни спектри, получени със спектрографите FEROS на 2.2m телескоп на ESO, La Silla и ешелния спектрограф ESpERO, монтиран на 2.0m телескоп в НАО Рожен. Получените спектри са сравнени със спектри на няколко червени гиганта с подобен спектрален тип. Използвайки еквивалентната ширина на KI $\lambda 7699$ и уравнение 2.4, намираме $0.60 < E(B - V) < 0.83$. Използвайки еквивалентната ширина на междузвездните абсорбционни ивици на 6613 \AA ;



Фигура 2.3: DIB 5780\AA и 5797\AA в спектрите на LSI+61 0 303 , X Per и RS Oph.

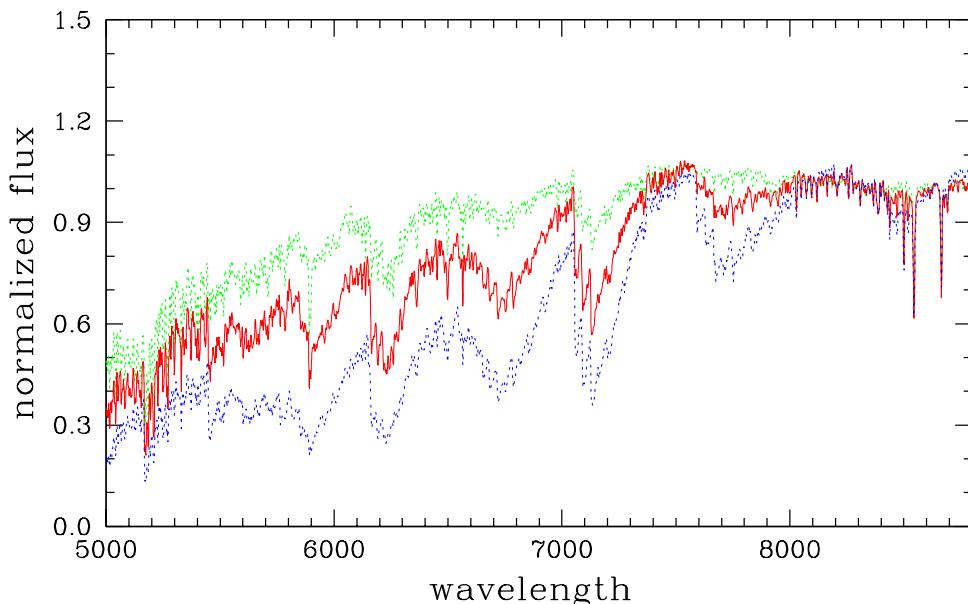
5797\AA и 5780\AA и съответно уравнения 2.5, 2.6, 2.7, намираме за DIB $\lambda 6613$ $0.59 < E(B - V) < 0.80$, за DIB 5780 $0.57 < E(B - V) < 0.69$ и за DIB 5797 $0.65 < E(B - V) < 0.78$. Вземайки предвид индивидуалните грешки, за екстинкцията се получава $E(B - V) = 0.69 \pm 0.07$. Стойността, която се получава, е близка до стойността $E(B - V) = 0.73 \pm 0.10$, получена от Snijders (1987) на базата на UV спекtri.

Shenavrin, Taranova & Nadzhip (2011) на базата на IR фотометрия определят спектрален клас за червения гигант M2pe. Mondal et al. (2018) определят спектрален клас за червения гигант M2-M3. Skopal (2015a) определя за ефек-

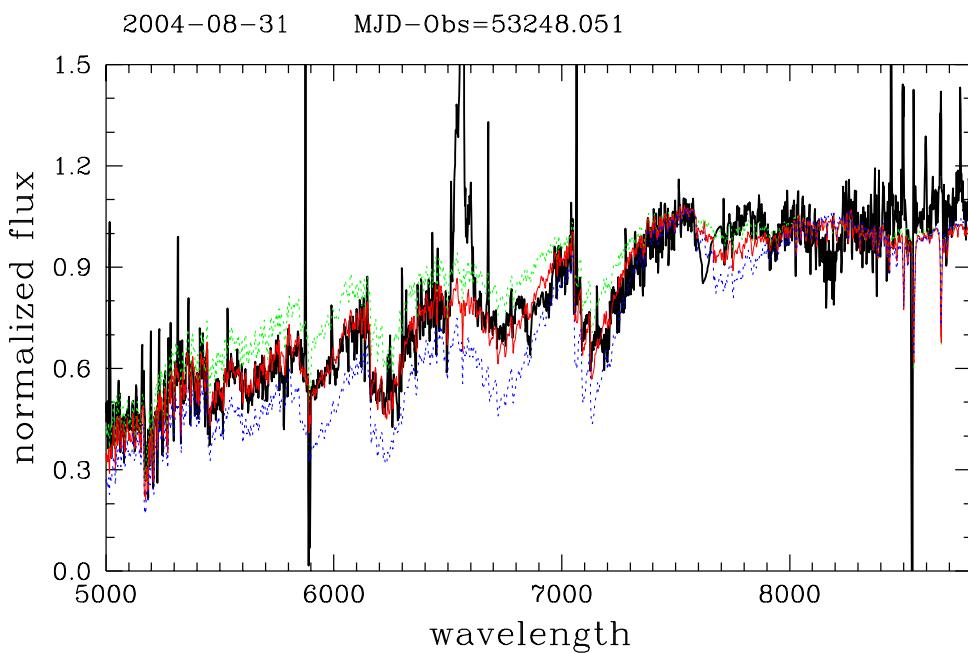


Фигура 2.4: DIB 6613 в спектъра на повторната нова RS Oph, коригиран със спектър на звезда от същия спектрален клас (73 UMa).

тивна температура на гиганта стойност $T_{eff} = 3800 - 4000$ К и радиус на гиганта $R_g = (61 - 55)(d/1.6 \text{ kpc}) R_\odot$. Сравнявайки нашите спекtri за RS Oph със спектрите на червени гиганти (Houdashelt et al. 2000; Bagnulo et al. 2003; Zhong et al. 2015), оценяваме подобен спектрален клас M2 III. На фигура 2.6 са представени спекtri на червени гиганти MO III, M2III, M4III (отгоре-надолу) (горен панел), както и спектър RS Oph (долен панел). Спектърът е коригиран за междузвездна екстинкция, като е използвана стойност $E(B - V) = 0.69$, приносът на горещия компонент е изведен, спектърът е нормализиран на дължина на въл-



Фигура 2.5: Спектри на червени гиганти M0 III, M2 III, M4 III (отгоре-надолу).



Фигура 2.6: Повторната нова RS Oph

ната $\lambda = 8350 \text{ \AA}$. Емисионните линии не са премахнати. Спектърът на RS Oph е

сравнен с модели на M гиганти (Zhong et al. 2015), червената линия представя спектър на M2 III гигант, взет от Zhong et al. 2015, при който се постига най-добро съвпадение.

2.5 Заключение

Оценихме междузвездната екстинкция до 9 рентгенови двойни звезди и една заподозряна такава система. В повечето случаи стойностите, които получихме, са близки до публикуваните в литературата. Това показва, че методът, който използваме, е надежден при оценяване на екстинкцията. Спектрите, които получаваме, носят отпечатък от различни междузвездни линии и ивици и това е един добър метод, чрез който може да получим като допълнителна информация екстинкцията до наблюдаваните обекти. За оценка на екстинкцията до звезди от късен спектрален клас е нужно да се отчете присъствието на линии в атмосферите на тези звезди, при което имаме наслагване на линии. За RS Oph като се отчете тази корекция, както и приносът на горещия компонент в спектъра, дължащ се на бялото джудже, методът също дава добри резултати.

Глава 3

Отрязване на диска при Ве рентгенови двойни звезди

"Над нас се простираше небето, цялото изпъстрено със звезди, и често се случваше да лежим по гръб, да ги гледаме и да спорим дали са били направени, или просто са се случили."
Марк Твен, „Хъкълбери Фин“

При някои массивни рентгенови двойни звезди може да се наблюдава излъчване в TeV диапазона (Paredes et al., 2013). Тези обекти са класифицирани като γ -ray двойни звезди. Тяхната най-отличителна характеристика е спектралното разпределение на енергия, което се доминира от фотони с енергии в TeV диапазона. Двойната система PSR B1259-63 е уникална, понеже тя е единствената, която е идентифицирана и като радио пулсар (Johnston et al. 1992, 1994). В системата - PSR B1259-63 компактният обект неутронна звезда, а в системата MWC 656 компактният обект е черна дупка (Casares et al. 2014). В тази глава се разглежда взаимодействието между компактния обект и диска на звездата, при което част от диска се "изрязва" при орбиталното движение на компактния обект. Изследваните рентгенови двойни звезди са LS I+61°303, MWC 148 и MWC 656. Донорите на маса на тези обекти са емисионни Ве звезди. Ве звездите са бързовъртящи се от спектрален тип B и клас светимост III-V, които в някои етапи от живота си показват емисионни спектрални линии (Porter & Rivinius 2003). Материалът се изхвърля от екваториалните области на бързо въртящата се звезда и образува диск (Rivinius et al., 2013). В оптичната и инфрачервена област най-отличителните характеристики на Ве звездите са емисионните линии, инфрачервения ексцес и линейната поляризация. Движейки се по орбитата си, компактният обект може да премине близо до този диск или през него, като причинява смущения в структурата му.

Таблица 3.1: Дневник на наблюденията

Date-obs yyyyymmdd...hhmm	exp-time min	S/N	Orb. phase $H\alpha$
LSI+61 ⁰ 303			
20140217...1923	60 min	20	0.455
20140314...1746	60 min	42	0.396
20150805...0009	60 min	45	0.579
MWC 148			
20140113...1857	60 min	56	0.758
20140217...2031	60 min	44	0.870
20140218...1826	60 min	62	0.872
20140313...2002	60 min	54	0.946
20140314...1855	60 min	81	0.949
20140315...1833	60 min	46	0.952
MWC 656			
20150705...2259	30 min	55	0.691
20150804...0017	30 min	45	0.173
20150804...2229	30 min	56	0.188

3.1 Наблюдения

Оптичните спектри с високо разрешение на трите Ве рентгенови двойни звезди са получени с ешел спектрографа ESpRo, монтиран на 2.0 метровия телескоп в Националната астрономическа обсерватория Рожен. Спектрографът използва R2 решетка с 37.5 линии/мм. На него е монтирана CCD камера Andor 2048 x 2048 px, 13.5x13.5 μm px⁻¹ с Пелти охлаждане до -85^0 C (Bonev et al., 2016). Спектрографът има дисперсия от 0.06 Å px⁻¹ на 6560 Å и 0.04 Å px⁻¹ на 4800 Å. Спектрите са обработени по стандартен начин, включващ изваждане на bias, корекция за плоско поле и калибровка по дължина на вълната. Предварителната обработка на данни и измерване на различни параметри са извършени с помощта на различни процедури в астрономичния софтуер IRAF.

Дневникът на наблюдения е представен в Таблица 3.1, където са дадени датата, началото на експозиция, експозицията и съотношението сигнал/шум за дължина на вълната $\lambda = 6600$ Å. Орбиталната фаза е пресметната, като са използвани $HJD_0 = 2443366.775$ за LSI+61⁰303, $HJD_0 = 2454857.5$ за MWC 148 и $HJD_0 = 2453243.7$ за MWC 656. Орбиталният период е даден в параграф 3.2. Профилите на емисионните линии на LSI+61⁰303, MWC 148 и MWC 656 са

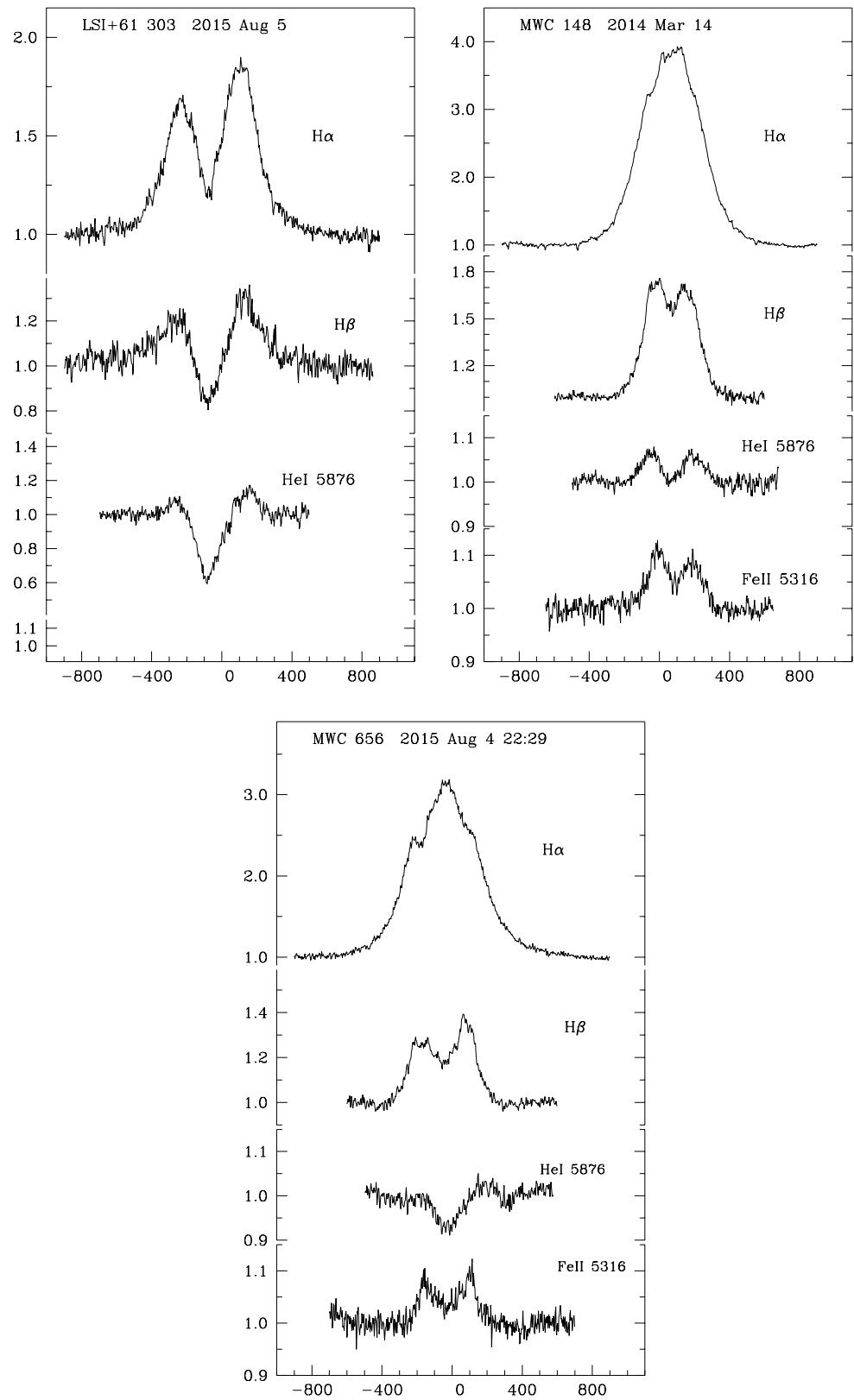
представени на фигура 3.1. Еквивалентната ширина (W) и разстоянието между пиковете (ΔV) за линиите $H\alpha$, $H\beta$ и $H\gamma$ са дадени в таблица 3.2, а тези за $HeI\lambda 5876$ и $FeII\lambda 5316$ са дадени в таблица 3.3. Типичната грешка за еквивалентната ширина е под $\pm 10\%$ за линии с $W > 1 \text{ \AA}$ и до $\pm 20\%$ за линии с $W \lesssim 1 \text{ \AA}$. Грешката за ΔV е от порядъка на $\pm 10 \text{ km s}^{-1}$. Струва се да се отбележи това, че в LSI+61⁰303 линии на FeII не са регистрирани, а в спектъра на MWC 656 от 2015-07-05 HeI $\lambda 5876$ линия не е видима (вероятно емисия запълва абсорбцията). В допълнение към спектрите, получени от Рожен, са използвани 98 спектъра на MWC 148 и 68 спектъра на MWC 656 (анализирани от Casares et al. 2012) от архива на 2.0 m Liverpool Telescope¹ (Steele et al., 2004). Спектрите са получени с Fibre-fed RObotic Dual-beam Optical Spectrograph (FRODOSpec; Morales-Rueda et al., 2004). Спектрографът работи в режим с висока резолюция, като дисперсията е 0.8 \AA px^{-1} на 6500 \AA , 0.35 \AA px^{-1} на 4800 \AA , и типично отношение $S/N \gtrsim 100$. Спектрите се обработват като се използва автоматичен пайлайн (Barnsley et al., 2012). Типичната грешка на еквивалентната ширина е $\pm 10\%$, а на ΔV грешката е от порядъка на $\pm 20 \text{ km s}^{-1}$.

3.2 Обекти: параметри на системите

LSI+61⁰303 (V615 Cas) е идентифицирана като γ -ray източник с помощта на *COSB* сателит (Swanenburg et al. 1981). За орбиталния период на LSI+61⁰303 използваме стойността $P_{orb} = 26.4960 \pm 0.0028 \text{ d}$ (Gregory 2002). Ексцентрицитетът е $e = 0.537$, който е получен на базата на радиалната скорост на първичната компонента (Casares et al. 2005; Aragona et al. 2009). За първичната компонента Grundstrom et al. (2007) намират, че това е звезда от спектрален клас B0V с радиус $R_1 = 6.7 \pm 0.9 R_\odot$. Очаква се звезда от спектрален клас B0V да има средна стойност за масата $M_1 \approx 15 M_\odot$ (Hohle et al. 2010). Приемаме стойност за $v \sin i = 349 \pm 6 \text{ km s}^{-1}$ (Hutchings & Crampton 1981, Zamanov et al. 2013).

MWC 148 (HD 259440) е идентифицирана като оптичен двойник на променливия TeV източник HESS J0632+057 (Aharonian et al. 2007). За орбиталния период имаме $P_{orb} = 315^{+6}_{-4} \text{ d}$ получен чрез рентгенови наблюдения (Aliu et al. 2014), което е в съответствие с предишните резултати от $321 \pm 5 \text{ days}$ (Bongiorno et al. 2011). За този обект Aragona et al. (2010) получават $T_{eff} = 27500 - 30000 \text{ K}$, $\log g = 3.75 - 4.00$, $M_1 = 13.2 - 19.0 M_\odot$ и $R_1 = 7.8 \pm 1.8 R_\odot$. За изчисленията в параграф 3.3.2 използваме $e = 0.83$, периастъра е във фаза 0.967 (Casares et al. 2012), а за $v \sin i = 230 - 240 \text{ km s}^{-1}$ (Moritani et al. 2015). MWC 656 (HD 215227) се намира в позиционната грешка на *AGILE* γ -ray източник AGL J2241+4454 (Lucarelli et al. 2010). Това е първата и единствена до момента двойна система, състояща се от Be звезда и черна дупка (Casares et al. 2014). За орбитал-

¹The Liverpool Telescope, намиращ се на остров La Palma и управляван от Liverpool John Moores University in the Spanish Observatorio del Roque de los Muchachos of the Instituto de Astrofisica de Canarias.



Фигура 3.1: Профили на емисионните линии на LSI+61°303, MWC 148 и MWC 656.

Таблица 3.2: Параметри на спектралните линии $H\alpha$, $H\beta$ и $H\gamma$.

object	$H\alpha$		$H\beta$		$H\gamma$	
date-obs	W_α	ΔV_α	W_β	ΔV_β	W_γ	ΔV_γ
yyyyymmdd.hhmm	Å	km s ⁻¹	Å	km s ⁻¹	Å	km s ⁻¹
LSI+61°303						
20140217.1923	-8.6	316	-0.71	416	+0.5	...
20140314.1746	-8.1	309	-1.12	411	+0.7	...
20150805.0009	-8.2	337	-1.16	421	+0.8	...
MWC 148						
20140113.1857	-29.5	105	-4.19	182	-1.38	188
20140217.2031	-30.9	92	-4.27	162	-1.24	178
20140218.1826	-29.3	87	-4.12	161	-1.12	171
20140313.2002	-29.0	...	-3.41	165	-0.77	149
20140314.1855	-28.5	...	-3.79	170	-1.04	159
20140315.1833	-26.8	...	-3.84	168	-1.01	175
MWC 656						
20150705.2259	-23.3	...	-2.26	246	-0.42	301
20150804.0017	-21.9	...	-2.12	244	-0.23	289
20150804.2229	-21.2	...	-1.98	246	-0.34	311

Таблица 3.3: Параметри на спектралните линии HeI 5876 и FeII 5316

object	HeI 5876		FeII 5316	
date-obs	$W_{HeI5876}$	$\Delta V_{HeI5876}$	$W_{FeII5316}$	ΔV_{FeII}
yyyyymmdd.hhmm	Å	km s ⁻¹	Å	km s ⁻¹
LSI+61°303				
20140217.1923	+0.39	455
20140314.1746	+0.17	456
20150805.0009	+0.40	416
MWC 148				
20140113.1857	-0.49	231	-0.49	210
20140217.2031	-0.37	243	-0.37	177
20140218.1826	-0.39	244	-0.39	182
20140313.2002	-0.39	246	-0.39	186
20140314.1855	-0.37	251	-0.37	185
20140315.1833	-0.51	264	-0.51	186
MWC 656				
20150705.2259	+0.0	...	-0.40	275
20150804.0017	+0.22	...	-0.48	240
20150804.2229	+0.19	...	-0.42	227

Таблица 3.4: Размер на диска, определен чрез H_α

Date-obs yyyyymmdd.hhmm	$R_{disc}(H\alpha)$ R_\odot (a)	$R_{disc}(H\alpha)$ R_\odot (b)	$R_{disc}(H\alpha)$ R_\odot (c)
LSI+61 ⁰ 303			
20140217.1923	33 ^a	32 ^b	36 ^c
20140314.1746	34 ^a	33 ^b	33 ^c
20150805.0009	29 ^a	31 ^b	34 ^c
MWC 148			
20140113.1857	156 ^a	165 ^b	180 ^c
20140217.2031	205 ^a	208 ^b	190 ^c
20140218.1826	226 ^a	211 ^b	178 ^c
20140313.2002	...	201 ^b	176 ^c
20140314.1855	...	189 ^b	172 ^c
20140315.1833	...	193 ^b	160 ^c
MWC 656			
20150705.2259	...	213 ^b	174 ^c
20150804.0017	...	216 ^b	162 ^c
20150804.2229	...	213 ^b	156 ^c

Note:(a)-Пресметнато, като е използвано ΔV_α и уравнение 3.5.

(b)-Пресметнато, като е използвано ΔV_β и уравнение 3.5. (c)-Пресметнато, като е използвано W_α и уравнение 3.8.

ния период използваме $P_{orb} = 60.37 \pm 0.04$ d получен чрез оптична фотометрия (Williams et al. 2010). Ексцентрицитетът има стойност $e = 0.10 \pm 0.04$, оценявана на базата на измерване на радиалните скорости, а $v \sin i = 330 \pm 30$ km s⁻¹ (Casares et al. 2014). За първичната компонента Williams et al. (2010) дават $T_{eff} = 19000 \pm 3000$ K, $\log g = 3.7 \pm 0.2$, $M_1 = 7.7 \pm 2.0$ M_⊕ и $R_1 = 6.6 \pm 1.9$ R_⊕. Casares et al. (2014) считат, че донорът на маса е гигант (B1.5-2 III) с маса в диапазона $M_1 = 10 - 16$ M_⊕. За звезда от спектрален клас B1.5-2 III се очаква да има радиус в диапазона $R_1 \approx 8.3 - 8.8$ R_⊕ (Straizys & Kuriliene 1981). От най-новите стойности за светимостта (Hohle et al. 2010), такива звезди имат маси в диапазона $M_1 \approx 8.0 - 10.0$ M_⊕ и радиуси $R_1 \approx 9.5 - 10$ R_⊕. Използваме $R_1 \approx 10$ R_⊕ за пресмятанията в параграф 3.3.2.

Таблица 3.5: Размер на диска, определен чрез $H\beta$, $H\gamma$, HeI5876 и FeII

Date-obs yyyyymmdd.hhmm	$R_{disc}(H\beta)$ R_\odot	$R_{disc}(H\gamma)$ R_\odot	$R_{disc}(HeI5876)$ R_\odot	$R_{disc}(FeII)$ R_\odot
LSI+61°303				
20140217.1923	19	...	16	...
20140314.1746	19	...	16	...
20150805.0009	18	...	19	...
MWC 148				
20140113.1857	52	49	32	39
20140217.2031	66	54	29	55
20140218.1826	66	59	29	52
20140313.2002	63	52	29	50
20140314.1855	60	56	27	50
20140315.1833	60	50	25	50
MWC 656				
20150705.2259	63	42	...	51
20150804.0017	64	46	...	66
20150804.2229	63	40	...	74

3.3 Околозвезден диск

3.3.1 Разделяне на пиковете в различни линии

В зависимост от формата на H_α линията, Hanuschik et al. (1988) разделят Ве звездите на два спектрални класа. Профилите на линията H_α в клас 1 имат симетрична двойнопикова структура. По-голямата част от звездите в извадката принадлежат към този клас. За разлика от клас 1, клас 2 се характеризира с асиметричен оствър единичен пик (или доминиращ пик с много по-слаб вторичен пик) с асиметрични крила. При някои звезди се наблюдава дълбоко централно поглъщане, което се дължи на силно самопоглъщане в обвивката, като причините за това са високите стойности на наклона на обвивката, спрямо лъча на зрение. Тези звезди са отделени като отделен подклас на клас 1. За тези Ве звезди разделянето на пиковете в различни линии следва приблизително зависимости, посочени по-долу (Hanuschik et al., 1988). По-голямо разделяне на пиковете в H_β и H_γ емисионни линии показва, че тези линии се формират по-близко до звездата. При някои звезди се наблюдават симетрични профили на H_β и H_γ и асиметричен профил на H_α , което показва, че асиметрията се поражда във външните области на околозвездата обвивка.

$$\Delta V_\beta \approx 1.8\Delta V_\alpha \quad (3.1)$$

$$\Delta V_\gamma \approx 1.2\Delta V_\beta \approx 2.2\Delta V_\alpha \quad (3.2)$$

$$\Delta V_{FeII} \approx 2.0\Delta V_\alpha \quad (3.3)$$

$$\Delta V_{FeII} \approx 1.1\Delta V_\beta, \quad (3.4)$$

Където уравнение 3.4 се получава чрез комбиниране на уравнения 3.1 и 3.3.

За LSI+61°303 използвайки измерванията в таблици 3.2 и 3.3, се получава $\Delta V_\beta = 1.30 \pm 0.04 \Delta V_\alpha$ и $\Delta V_{HeI5876} = 1.38 \pm 0.13 \Delta V_\alpha$. Съотношението $\Delta V_\beta/\Delta V_\alpha$ е значително под средната стойност за Ве звездите (виж уравнение 3.1).

За MWC 148 получаваме $\Delta V_\beta = 1.78 \pm 0.06 \Delta V_\alpha$, $\Delta V_\gamma = 1.07 \pm 0.03 \Delta V_\beta$, $\Delta V_{FeII5316} = 1.12 \pm 0.03 \Delta V_\beta$ и $\Delta V_{HeI5876} = 1.47 \pm 0.10 \Delta V_\beta$. Използвани са само три спектъра за H_α (получени на 2014-01-13, 2014-02-17 и 2014-02-18), когато двета пика в H_α са видими. Стойността на $\Delta V_\beta/\Delta V_\alpha \approx 1.78$ е много подобна на стойността 1.8, която е характерна за Ве звезди (виж уравнение 3.1). Отношението $\Delta V_{FeII5316}/\Delta V_\beta \approx 1.07$ е подобно на коефициента 1.1 за Ве звезди, стойността на $\Delta V_\gamma/\Delta V_\beta \approx 1.07$ има отново подобна стойност на коефициента 1.2 за Ве звездите.

Изчисляваме $\Delta V_\beta = 1.72 \pm 0.18 \Delta V_\alpha$ за MWC 656 (използвани са шест спектъра от Liverpool Telescope FRODOSpec, където двета пика са видими в $H\alpha$ и $H\beta$), $\Delta V_\gamma = 1.22 \pm 0.04 \Delta V_\beta$, $\Delta V_{FeII5316} = 1.01 \pm 0.10 \Delta V_\beta$. Тези три отношения са подобни за съответните стойности (уравнения 3.1, 3.2, 3.4) за Ве звездите. Не се наблюдават два пика на спектрите с висока резолюция, получени от 2.0 м

телескоп в обсерваторията Рожен. Въпреки това двата пика са ясно видими в някои от спектрите, получени от Liverpool Telescope.

Сравнението на разстоянието между пиковете на различните емисионни линии показва, че MWC 148 и MWC 656 имат околозвезден диск, който е подобен на този при нормалните Ве звезди. Отклонение от поведението при Ве звездите се наблюдава само при LSI+61°303. При тази звезда областта на излъчване на диска в $H\alpha$ е само 1.7 пъти по-голям от областта на излъчване на диска в $H\beta$, докато при нормалните Ве звезди е 3.3 пъти по-голяма. Това вероятно е още една индикация, че външните части на диска се отрязват от компактния обект, като резултат от сравнително краткия орбитален период.

3.3.2 Размер на диска

За профили с ротационно доминиране разделянето на пиковете зависи от размера на външния радиус (R_{disc}) на излъчващия диск (Huang, 1972).

$$\left(\frac{\Delta V}{2v \sin i} \right) = \left(\frac{R_{disc}}{R_1} \right)^{-j}, \quad (3.5)$$

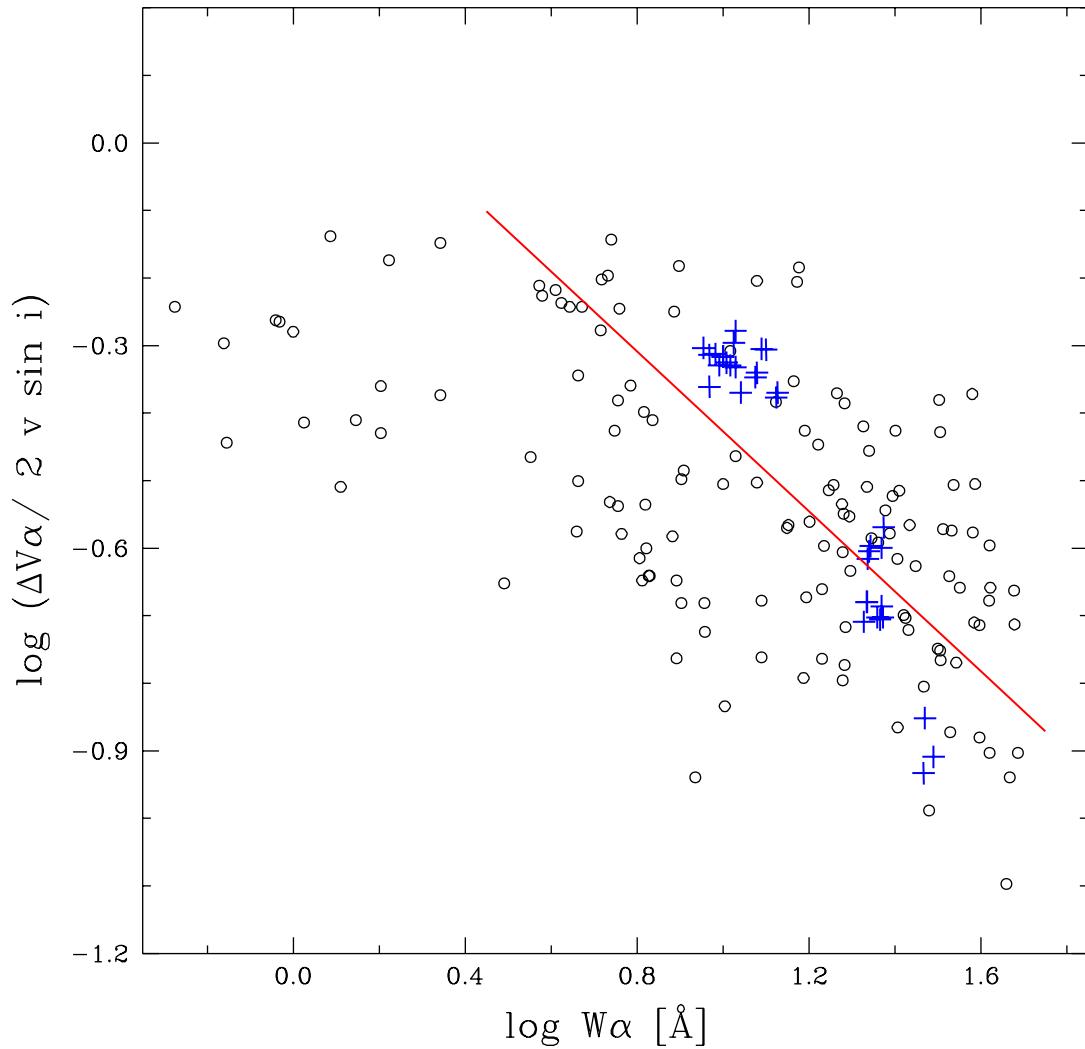
където $j = 0.5$ имаме при Кеплерово въртене, $j = 1$ при запазване на ъгловия момент, R_1 е радиусът на първичната компонента, а $v \sin i$ е проекцията на ротационната скорост. Уравнение 3.5 се осланя на предположенията, че Ве звездата се върти с критична скорост и формата на линията на профила е доминирана от кинематиката. Когато двата пика на емисионните линии са видими, може да изчислим радиуса на диска, като използваме уравнение 3.5. Пресметнатите размери на диска при различни емисионни линии са дадени в таблици 3.4 и 3.5.

Разделянето на пиковете при $H\alpha$ на LSI+61°303 е много ясно видимо във всички наши спекtri. Въпреки това, при MWC 656 $H\alpha$ емисионна линия изглежда, че има три пика (виж фигура 3.1). Два пика в $H\alpha$ емисионна линия при MWC 148 ясно се забелязват при наблюденията от януари и февруари от 2014 година. Двата пика не се различават при спекрите, получени през март, когато компаньонът е в периастър, което вероятно показва, че пертурбациите във външните части на диска са причинени от орбиталното движение на компактния обект.

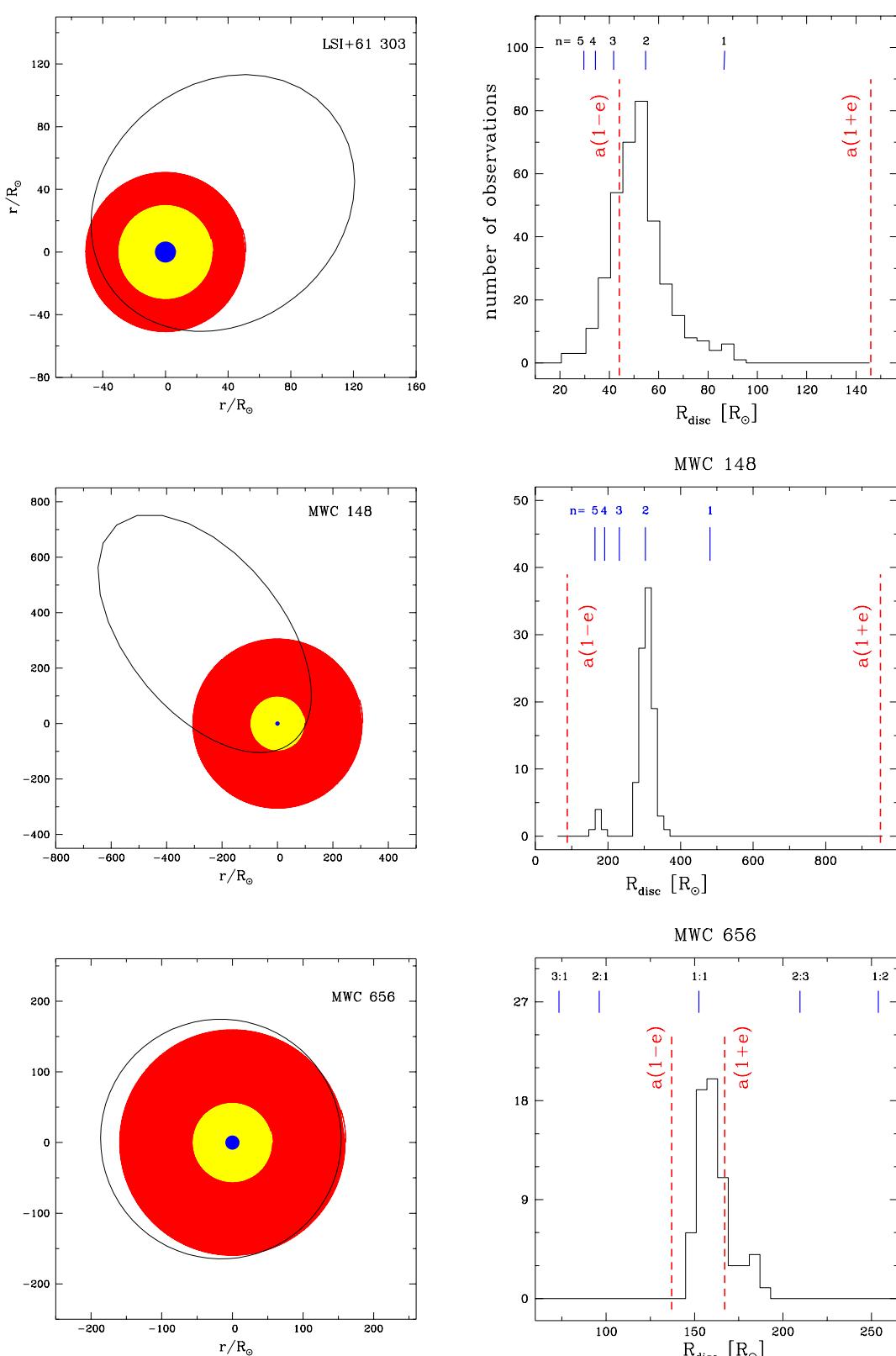
В линията $H\beta$ двата пика са видими във всички спекtri, получени от 2.0м телескоп в обсерваторията Рожен. Използваме тази възможност да оценим $R_{disc}(H\alpha)$ като са използвани ΔV_β ; отношението $\Delta V_\beta / \Delta V_\alpha$ (както е получено в параграф 3.3.1), и уравнение 3.5. Стойността на $R_{disc}(H\alpha)$, изчислени по този начин, са дадени в Табл. 3.4 и са обозначени с ^(b).

Определяне на размера на диска чрез W_α

Размерът на диска и W_α са свързани (виж работите на Hanuschik 1989; Grundstrom & Gies 2006). Това изразява факта, че когато размерът на диска R_{disc} нараства,



Фигура 3.2: Разстояние между пиковете в $H\alpha$ емисионна линия (нормализирано за звездното въртене и наклон), отнесено към W_α , в логаритмична скала. Чертите празни кръгове показват нормални Ве звезди, сините плюсове показват Be/X-ray двойни звезди. Непрекъснатата линия отразява уравнение $y = -0.592x + 0.165$ (виж параграф 3.3.2).



Фигура 3.3: Орбитата на компактния обект и околозвездият диск на LSI+61°303, MWC 148 и MWC 656. С червено е означен размерът на диска в $H\alpha$, жълтото показва размера в $H\beta$, синият кръг посочва размера на донора на маса. Хистограмите на размера на диска са показани вдясно. Вертикалните пунктирани линии (червени) показват разстоянието между компонентите при периастър и апоастър. Резонансите $n:m$ са показани в синьо, като за LSI+61°303 и MWC 148 са дадени само тези при $m=1$.

нараства и W_α .

На фигура 3.2 е показано $\log \Delta V_\alpha / 2v \sin i$ спрямо $\log W_\alpha$. На фигурата са представени 138 точки на Ве звезди, взети от Andrillat (1983), Hanuschik (1986), Hanuschik et al. (1988), Dachs et al. (1992), Slettebak et al. (1992) и Catanzaro (2013). На тази фигура стойностите за Ве/X-гау двойни звезди също са представени. Изследваните звезди попадат в разпределението на нормални Ве звезди. Съществува умерена до силна корелация между променливите с корелационен коефициент на Пирсън 0.63, ранговият коефициент на корелация по Спирман е 0.64 и $p\text{-value} \sim 10^{-15}$. Корелационните коефициенти са пресметнати само за "нормални" Ве звезди. Зависимостта има вид:

$$\log (\Delta V_\alpha / 2v \sin i) = -a \log W_\alpha + b, \quad (3.6)$$

като наклонът е по-плитък за звезди с $W_\alpha < 3 \text{ \AA}$ както е отбелоязано от Hanuschik et al. (1988). За 120 точки в интервала $3 \leq W_\alpha \leq 50 \text{ \AA}$, използвайки апроксимация по метод на най-малките квадрати, пресмятаме $a = 0.592 \pm 0.030$ и $b = 0.165 \pm 0.036$. Този фит, както и корелационните коефициенти, са пресметнати, като са използвани само нормални Ве звезди.

Използвайки уравнение 3.5 и уравнение 3.6 се получава

$$\left(\frac{R_{disc}}{R_1} \right)^{-j} = 1.462 W_\alpha^{-0.592}. \quad (3.7)$$

Като се имат предвид следните съображения:

- дисковете на Ве звездите са близки до Кеплерови дискове (Porter & Rivinius 2003, Meilland et al. 2012);
- Ве звездите се въртят със скорост, по-ниска от критичната (Chauville et al., 2001);
- при по-високи оптични дълбочини върхвете на емисионните линии са отместени към по-ниски скорости (Hummel & Dachs 1992),

се изчислява радиусът на диска, като се използва следната формула:

$$\frac{R_{disc}}{R_1} = \epsilon 0.467 W_\alpha^{1.184}, \quad (3.8)$$

където ϵ е безразмерен параметър (виж Zamanov et al. 2013), за който използваме $\epsilon = 0.9 \pm 0.1$.

Размерите на дисковете, пресметнати чрез уравнение 3.8, са дадени в таблица 3.4 и са означени с $(^c)$. Както може да се види, стойностите са съгласувани с тези, получени чрез конвенционални методи. Изчисляваме средните стойности, съотнесени към радиусите на съответните звезди:

$R_{disc}/\epsilon R_1 = 8.7 \pm 1.9$ (за LSI+61°303), $R_{disc}/\epsilon R_1 = 43 \pm 5$ (за MWC 148), и $R_{disc}/\epsilon R_1 = 18.0 \pm 1.1$ (за MWC 656).

3.4 Отрязване на диска

Орбитата на компактния обект, средният размер на $H\alpha$ диск, средният размер на $H\beta$ диск и Ве звездата са представени на фигура 3.3 (вляво). Координатите X и Y са представени в слънчеви радиуси. Хистограмите на размерите на $H\alpha$ диска, пресметнати чрез уравнение 3.8, са представени на фигура 3.3 (вдясно). За LSI+61⁰303 използваме нашите данни и публикуваните данни, взети от Paredes et al. (1994), Steele et al. (1996), Liu & Yan (2005), Grundstrom et al. (2007), McSwain et al. (2010) и Zamanov et al. (1999, 2013). Използваме спектри за MWC 148 и MWC 656, получени от Рожен и Liverpool Telescope. За трите звезди разпределението на стойностите R_{disc} има много добре изразен пик. Тенденцията за потока на емисията от диска да се групира при определени нива е свързана с отрязването на диска при определени радиуси на диска и зависи от орбитата на компактния обект (Coe et al., 2006). Okazaki & Negueruela (2001) предлагат, че тези ограничаващи радиуси се определят от най-близкото преминаване на спътника в системи с висок эксцентрицитет и чрез резонанси между орбиталния период и периодите на въртене на диска при нискоексцентрични системи.

Резонансните радиуси се дават чрез:

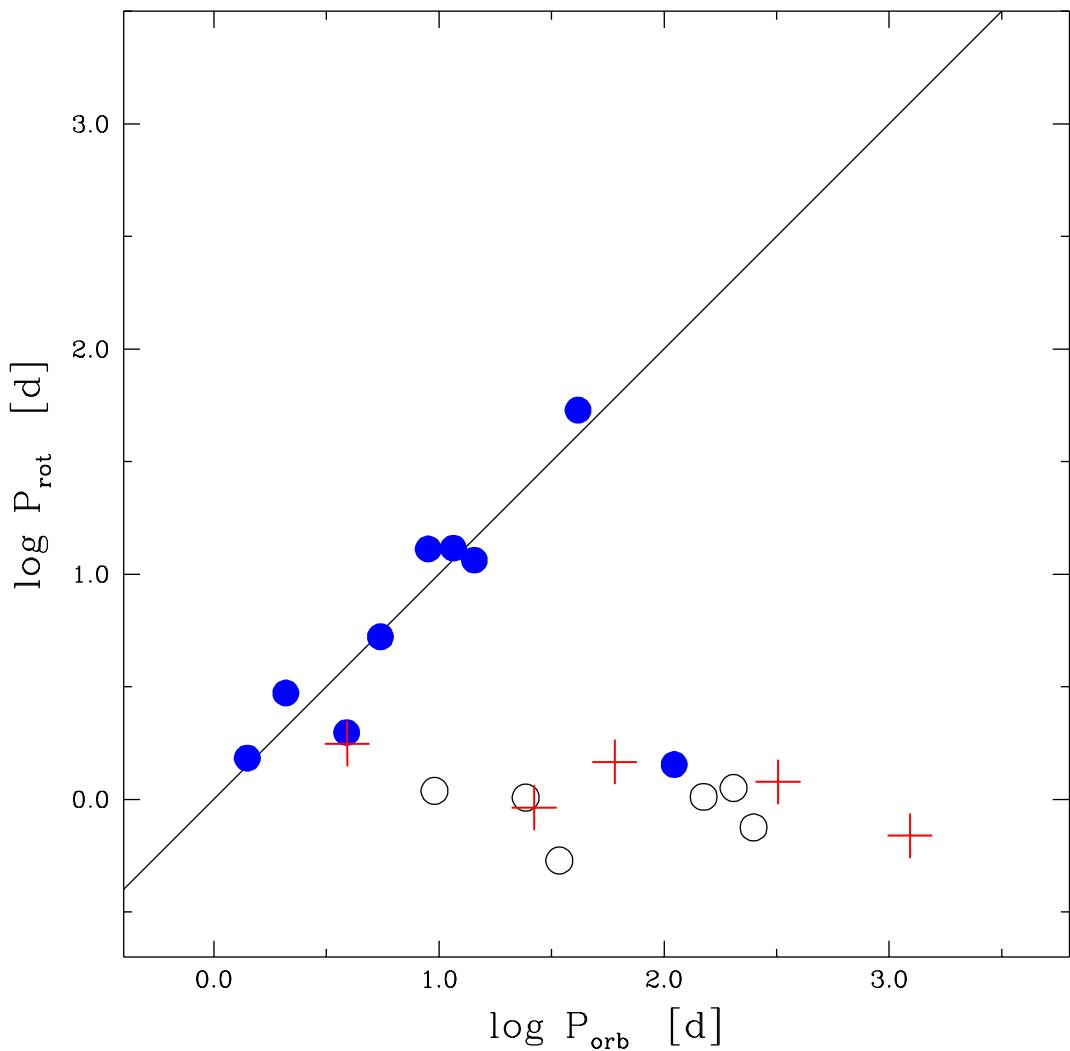
$$R_{n:m}^{3/2} = \frac{m (G M_1)^{1/2}}{2 \pi} \frac{P_{orb}}{n}, \quad (3.9)$$

където G е гравитационната константа, n е цяло число периоди на въртене на диска, и m е цяло число орбитални периода. Важните резонанси не са само с отношение $n : 1$, но и също с отношение $n : m$ като цяло.

За LSI+61⁰303 (приемайки $M_1 \approx 15 M_\odot$, $M_2 \approx 1.4 M_\odot$, $e \approx 0.537$), оценихме разстоянията между компонентите $a(1 - e) \approx 44 R_\odot$ и $a(1 + e) \approx 146 R_\odot$ съответно за периастър и апоастър. Както може да се види от фигура 3.3, размерът на диска е $R_{disc} \sim a(1 - e)$ и никога не се приближава до $a(1 + e)$. Резонансите, които съответстват на размера на диска, са между 5:1 и 1:1, а пикът в хистограмата съответства на резонанс с отношение 2:1.

За MWC 148 с наличните понастоящем данни ($M_1 \approx 15 M_\odot$, $M_2 \approx 4 M_\odot$, $e \approx 0.83$) оценяваме $a(1 - e) \approx 88 R_\odot$ и $a(1 + e) \approx 951 R_\odot$ за периастър и апоастър. На фигура 3.3 е очевидно, че $a(1 - e) < R_{disc} < a(1 + e)$. Резонансът със съотношение 2:1 е най-близо до пика на разпределението. Отбеляваме, че размерът на диска при тази звезда може да има бимодално разпределение (вторичен пик с по-малък интензитет изглежда се появява близо до 4:1 резонансен радиус).

За MWC 656 (приемайки $M_1 \approx 9 M_\odot$, $M_2 \approx 4 M_\odot$, $e \approx 0.1$) пресмятаме $a(1 - e) \approx 137 R_\odot$ и $a(1 + e) \approx 167 R_\odot$ съответно за периастър и апоастър. На фигура 3.3 се вижда, че резонанс със съотношение 1:1 е много близък до пика на разпределението и $a(1 - e) \lesssim R_{disc} \lesssim a(1 + e)$. Размерът на диска рядко надвишава $a(1 + e)$.



Фигура 3.4: Ротационен период на донора на маса (P_{rot}) спрямо орбиталния период P_{orb} . Запълнените сини кръгове представляват массивни рентгенови двойни звезди с донор на маса гигант/свръхгигант. Празните кръгове показват Ве рентгенови двойни звезди, червените плюсове отразяват γ -гау двойни звезди.

3.5 Ротационен период на донора на маса

В тесни двойни системи въртенето на компактния обект се ускорява от преноса на маса и приливни сили (Ablimit & Lü 2012). На базата на параметрите, посочени в параграф 3.2, оценяваме периодите на въртене на донора на маса $P_{rot} \approx 0.92$ d (за LSI+61⁰303); $P_{rot} \approx 0.91$ d (за MWC 148) и $P_{rot} \approx 0.86$ d (за MWC 656).

За γ -ray двойната звезда LS 5039, донорът на маса е O6.5V((f)) звезда с $R_1 = 9.3 \pm 0.6 R_\odot$, наклон $i \approx 24.9^\circ$, $v \sin i = 113 \pm 8 \text{ km s}^{-1}$ (Casares et al. 2005). Пресметнахме $P_{rot} = 1.764$ d. Поради краткия орбитален период $P_{orb} = 3.91$ d въртенето на донора на маса може да бъде псевдосинхронизирано с орбиталното движение (Casares et al. 2005).

Чрез радио наблюденията на пулсара PSR B1259-63/LS 2883 се определят $P_{orb} = 1236.72$ d и эксцентрицитет $e = 0.87$ (Wang et al. 2004; Shannon et al. 2014). За първичната компонента Negueruela et al. (2011) оценяват $R_1 = 9.0 \pm 1.5 R_\odot$, $v \sin i = 260 \pm 15 \text{ km s}^{-1}$, и $i_{orb} \approx 23^\circ$, които дават $P_{rot} = 0.689$ d.

На фигура 3.4 е даден ротационният период на донора на маса (P_{rot}) спрямо орбиталния период P_{orb} за няколко массивни рентгенови двойни звезди (виж Stoyanov & Zamanov, 2009). Непрекъснатата линия представлява синхронизация ($P_{rot} = P_{orb}$). Сред известните γ -ray двойни звезди с известна скорост на въртене на донора на маса, синхронизация има само при LS 5039. Останалият Be/ γ -ray двойни звезди не са близко до линията на синхронизация. Те се разполагат в регион, в който се разполагат и Be/X-ray двойните звезди. По отношение на въртенето на донора на маса Be/ γ -ray двойните звезди са подобни на Be/X-ray двойните звезди. Забавянето на въртенето на донора на маса се дължи както на приливно взаимодействие от компактния обект, така и на пренос на тъглов момент от звездата към диска (Porter 1998).

При Be звездата γ Cas Robinson & Smith (2000) намират, че рентгеновият поток се променя с период от $P = 1.1$ d, което те интерпретират като ротационен период на донора на маса. Подобен период се регистрира и при фотометрични наблюдения (Harmanec et al. 2000; Henry & Smith 2012). Тази периодичност е възможно да се дължи на взаимодействие между магнитното поле на Be звездата и нейния околозвезден диск или наличие на петно, което се върти заедно със звездата. Оптичните емисионни линии на MWC 148 са идентични на тези на γ Cas. Всички регистрирани линии (от Балмеровата серия, HeI и FeII) имат подобни еквивалентни ширини и профили със wine-bottle структура на линията $H\alpha$ (фиг. Fig. 1 в Zamanov et al. 2016). Като вземем предвид горните прилики, както сходства в средната рентгенова светимост на γ Cas и LSI+61⁰303 (Shrader et al., 2015) и сходствата в оптичните емисионни линии на γ Cas и MWC 148, може да се направи предположението, че периодичността от ~ 1 ден може да се регистрира в рентгеновата/оптична област на Be/ γ двойни звезди, което от своя страна да доведе до определяне на ротационния период на донора

на маса в тези системи.

3.6 Дискусия

Разгледаните рентгенови двойни звезди в тази глава имат ексцентрицитет, различен от нула. Възможно е оста на въртене на звездата да не е перпендикулярна към равнината на орбитата (Martin et al. 2009). Наклонът на оста на въртене на Ве звездата при LSI+61°303 спрямо зрителния лъч е $i_{Be} \sim 70^0$ (Zamanov et al. 2013). Aragona et al. (2014) получават $a_1 \sin i_{orb} = 8.64 \pm 0.52$. Ако приемем $M_1 = 15 M_\odot$, $M_2 = 1.4 M_\odot$, може да се оцени $i_{orb} \sim 67^0 - 73^0$. В този случай изглежда, че няма значително отклонение между орбиталната равнина и екваториалната равнина на Ве звездата (Hummel 1994). Профилите на емисионните линии при Ве звездите зависят от наклона на оста на въртене спрямо зрителния лъч. Емисионните линии на MWC 148 са много подобни на тези на γ Cas. Това навежда на мисълта, че наклонът на Ве звездата при MWC 148 спрямо зрителния лъч, е подобен на този на γ Cas. За γ Cas наклонът е в диапазон $40^0 - 50^0$ (Clarke 1990, Quirrenbach et al. 1997). За MWC 148 Casares et al. (2012) изчисляват $a_1 \sin i_{orb} = 77.6 \pm 25.9$, което за маса на донора $M_1 = 15 M_\odot$ и $4 M_\odot$ за маса на черна дупка, дава $45^0 \lesssim i_{orb} \lesssim 65^0$.

За MWC 656 Casares et al. (2014) дава $M_1 \sin^3 i_{orb} = 5.83 \pm 0.70$. Имайки предвид диапазона от $8 M_\odot \leq M_1 \leq 10 M_\odot$, това дава $53^0 \lesssim i_{orb} \lesssim 59^0$. Наклонът на Ве звездата може да се оцени по ширината на FeII, измерена в основата на линията ($FWZI = \text{full width at zero intensity}$) $FWZI/2 \sin i = (GM_1/R_1)^{1/2}$. От FWZI на FeII линията (Casares et al. 2012) и използвайки стойност $R_1 = 9.5 - 10.0 R_\odot$ пресмятаме $i_{Be} \approx 53 - 61^0$.

Няма голямо отклонение между двете равнини. Половината ъгъл на отваряне на околозвездните дисковете на Ве звездите е $\sim 10^0$ (Tycner et al. 2006; Cyr et al. 2015), което означава, че практически компактният обект орбитира в равнината на околозвездния диск. Фигура 3.3 и параграф 3.4 показват, че при тези три обекта имаме три различни ситуации:

- При LSI+61°303 неутронната звезда пресича диска при периастър, но не навлиза много надълбоко в диска;
- При MWC 148 по време на периастър компактният обект навлиза в най-вътрешните части на диска;
- При MWC 656 черната дупка акретира вещества от най-външните части на диска.

При MWC 656 черната дупка е причина за отрязване на диска на Ве звездата. При LSI+61°303 емисионната линия $H\alpha$ има двуников профил по всяко време, тъй като околозвездният диск е сравнително малък и неутронната звезда преминава само през най-външните му части през периастър. Компактния обект

на MWC 148 по време на преминаване през периастър причинява резки промени в характеристиките на линията $H\alpha - W_\alpha$, полуширината на половината максимум и радиалната скорост (виж. фиг. 4 of Casares 2012). При MWC 656 понеже черната дупка преминава през най-външните части и води до смущения в тях, а това от своя страна води до "размазване" на линията, поради което в този случай двойният пик на линията не е видим често.

Когато компактният обект предизвиква големи смущения, това ще доведе до наблюдаване на изкривени профили, например при 1A 535+262 (Moritani et al. 2011, 2013). Ако компактния обект въздейства върху малка част от външния диск, това ще доведе до промени в централната част на емисионната линия. Подобна допълнителна емисия е наблюдавана в $H\alpha$ линията в спектри на LSI+61⁰303 (Paredes et al. 1990; Liu et al. 2000; Zamanov & Marti 2000).

3.7 Заключение

От спектроскопичните наблюдения на трите Be/ γ -гау двойни звезди можем да направим заключението, че при LSI+61⁰303 неутронната звезда пресича външните части на диска при преминаването си през периастър, при MWC 148 компактния обект преминава дълбоко в диска при преминаването си през периастър, при MWC 656 черната дупка акретира вещества от външните части на околозвездния диск през целия орбитален цикъл. Хистограмите показват, че размерът на диска е отрязан от компактния обект по време на орбиталното му движение.

Глава 4

Апаратура за спектрополяриметрични наблюдения в НАО Рожен

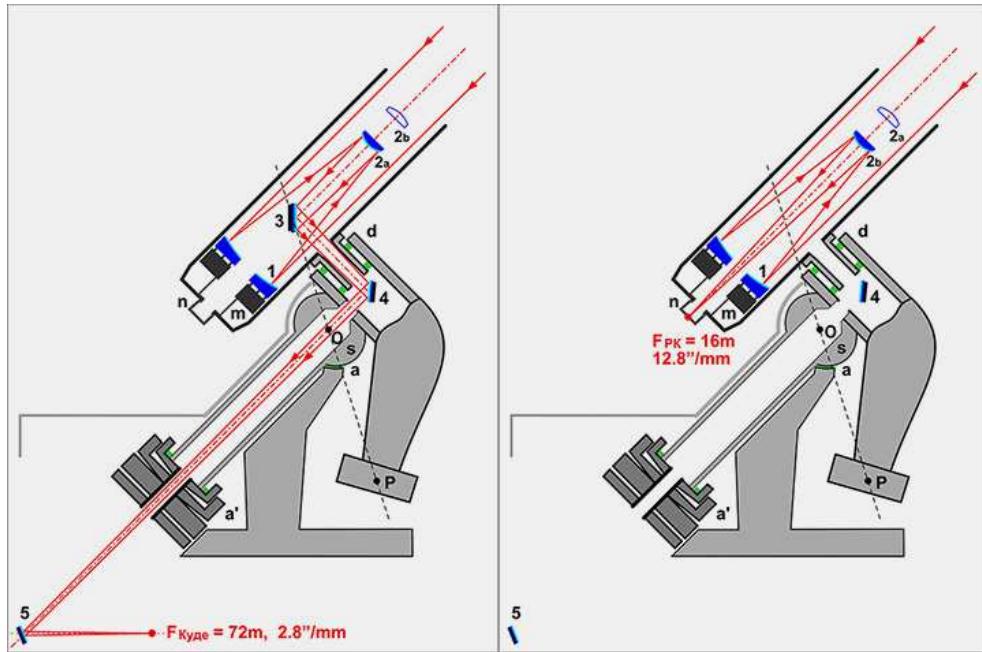
“Когато всичко между теорията и експеримента е съгласувано, вие не научавате нищо. Само когато нещата се пообъркат и изглежда, че нищо не работи, тогава вие научавате нещо.”

Ричард Файнман

В тази глава са описани инструментите в НАО Рожен, с които е получен наблюдателен материал, включен в дисертацията. Основно внимание е обърнато на изследванията на фокалния редуктор FoReRo2 в режим на спектрополяриметрични наблюдения. За получаване на спектрополяриметрични наблюдения с FoReRo2 се използват призма на Уоластон и $\lambda/2$ пластина. Използваме beam swapping техника за получаване на параметрите на Стокс Q и U (Bagnulo et al., 2009), които характеризират линейната поляризация на изследваните обекти. На моменти цитатът на Файнман ни преследваше, но въпреки известните трудности при усвояване на методиката за спектрополяриметрични наблюдения, в крайна сметка от това научихме нещо ново.

4.1 2m RCC телескоп

Главният телескоп в НАО Рожен е 2m RCC рефлектор с диаметър на главното огледало 2m и оптична система Ritchey-Chrétien-Coudé. Главното и вторичното огледала на телескопа имат хиперболична повърхност, което води до липса на сферична аберация и кома във фокалната равнина на телескопа. Всеки един телескоп е колектор на енергия, който зависи от диаметъра на главното огледало, и селектор по ъгъл, който се определя от фокусното разстояние на инструмента.



Фигура 4.1: Оптична схема на 2m RCC телескоп. Източник: <http://www.nao-rozhen.org>.

На Фигура 4.1 се виждат двете оптични системи на телескопа. В лявата част на схемата е оптичната система *coudé*, в която чрез две допълнителни плоски огледала светлинният сноп се отвежда на един етаж под телескопа, където е разположен куде-спектрограф. Вдясно е представена системата Ричи-Кретиен. Смяната от едната в другата система става с разместване на вторичните и диагонални огледала и балансировка на телескопа. Тъй като вторичните огледала имат различна кривина, ефективното фокусно разстояние е съответно 16 метра за RC фокуса и 72 метра за куде-фокуса.

В задната част на тубуса на телескопа при наблюдения в RC фокуса може да се монтира различна светоприемна апаратура като CCD камера, фокален редуктор FoReRo2, а от скоро и ешелен спектрограф. Поляриметричните наблюдения се извършват с фокалния редуктор. На разположение към 2m RCC телескоп са следните инструменти:

- CCD камера за широкоивични и тесноивични наблюдения;
- *Coudé* спектрограф;
- Електрофотометър;
- Ешелен спектрограф - ESpeRo;
- Фокален редуктор - FoReRo2.

4.2 Ешелен спектрограф ESpRo

Част от данните, представени в дисертацията, са получени с новия високо-дисперсионен спектрограф ESpRo (Echelle Spectrograph Rozhen). Спектрографът се захранва от оптично влакно, монтирано на блок, закрепен към Ritchey-Chrétien фокуса на 2m телескопа. Спектралният диапазон на спектрографа е между 3900Å и 9000Å, а разделителната способност $R \approx 30000 \sim 45000$. Детайлно описание на инструмента и възможностите му има в статията на Bonev et al., (2017). Първият публикуван резултат, базиран на наблюдения с ESpRo, е получен в нощта на 23/24 януари 2014г. и касае свръхновата SN2014J, отразен в следната астротелеграма: The Astronomer's Telegram, 5829 (Bonev et al., 2014).

4.2.1 Точност на спектралните наблюдения с ESpRo

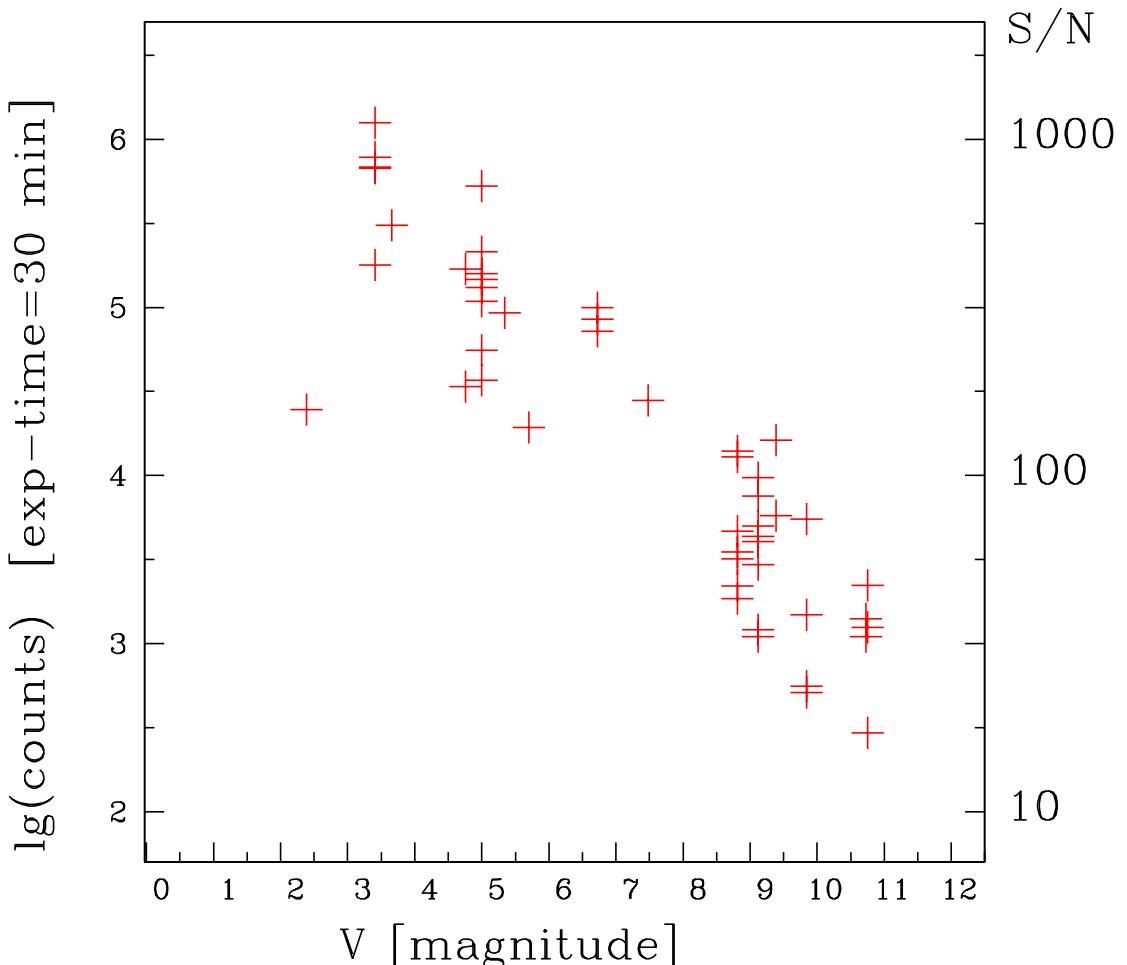
Полученият сигнал зависи както от яркостта на обекта, така и от размера на звездното изображение, което имаме за наблюдателната нощ. При по-голямо изображение по-малка част от светлината навлиза в оптичното влакно на спектрографа. На фигура 4.2 са представени звездните величини и полученият сигнал, приравнен за експозиция от 30 минути. Полученият сигнал е измерен за дължина на вълната $\lambda \approx 6600\text{\AA}$. Вижда се голямата разлика, която може да се получи при една и съща звездна величина. Спектрите са получавани в период от приблизително 3 години, през които спектрографът е претърпял развитие.

4.3 Фокален редуктор FoReRo2

Двуканалният фокален редуктор FoReRo2 (Focal Reducer Rozhen) е предоставен на НАО Рожен от проф. Клаус Йокерс от Института Макс Планк, Линдау Германия. Технически данни и описание на наблюдателните възможности на фокалния редуктор са описани в работата на Jockers et al., (2000). Двата основни оптични компонента на фокалния редуктор са колиматор и камера. Колиматорът се намира зад фокалната равнина на телескопа. Той превръща снопа, идващ от телескопа, в паралелен. Светосилата му е равна на тази на телескопа. Светосилната камера фокусира паралелния сноп върху детектора на светлина. Между тези два оптични елемента могат да се разполагат множество други, което позволява широк спектър от наблюдателни задачи и прави инструмента универсален.

Величината фокална редукция се определя от отношението на фокусните разстояния на камерата и колиматора. Ефективният фокус на телескопа f_{eff} зависи от отношението на фокусните разстояния на камерата и колиматора:

$$f_{eff} = f_{tel} \frac{f_{cam}}{f_{col}}, \quad (4.1)$$



Фигура 4.2: ADU единици за 30 минути като функция на звездната величина на наблюдаваната звезда с инструмента ESpeRo.

където f_{cam} е фокусното разстояние на камерата, а f_{col} е фокусното разстояние на колиматора.

Фокалната редукция подобрява осветеността върху детектора. Телесният ъгъл на снопа, достигащ фокалната равнина на телескоп със светосила $f/8$, е $\omega_{RC} \approx 1/80$ sterad, а преминавайки през фокалния редуктор, светосилата нараства до $\approx f/2.8$ и телесният ъгъл – съответно до $\omega_{RC+FR} \approx 1/10$ sterad. Осветеността върху единица площ на детектора (напр. един пиксел) нараства 8 пъти.

В паралелния ход на лъчите и във фокалната равнина може да се поставят различни оптични елементи, което определя различните наблюдателни възможности на инструмента. Основно те могат да се групират по следния начин :

- тесноивична и широкоивична фотометрия;
- спектроскопия с дълъг процеп;
- Фабри-Перо интерферометрия;
- поляриметрия и спектрополяриметрия.

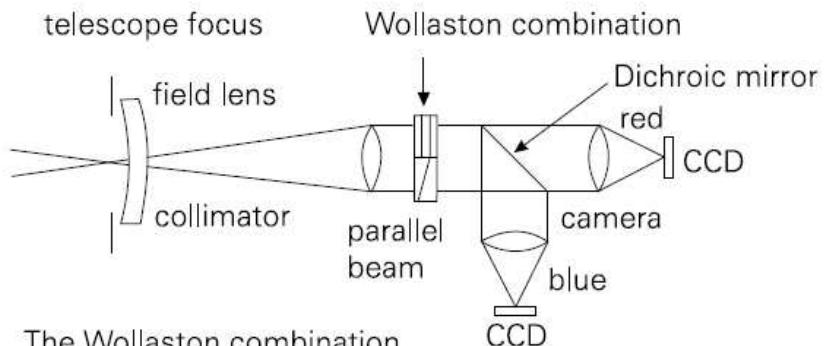
4.3.1 Устройство на инструмента

Оптичната схема на фокалния редуктор е показана на Фигура 4.3 а. Основните оптични елементи са полева леща и колиматор, който прави идващия от телескопа светлинен сноп успореден. Следва гнездо за интерферометрите на Фабри-Перо и призмата на Уоластон. След тях е разположен цветоделител. Има различен набор от цветоделители, които се използват в зависимост от филтри те, с които се наблюдава. Цветоделителят има свойството да пропуска червения край на спектъра и да отразява синия, като по този начин се наблюдава едновременно в два канала. След цветоделителя в двата канала има разположени гнезда за филтри и/или гризми. Накрая има разположени два камерни обектива, които фокусират светлината от двата канала върху две CCD камери.

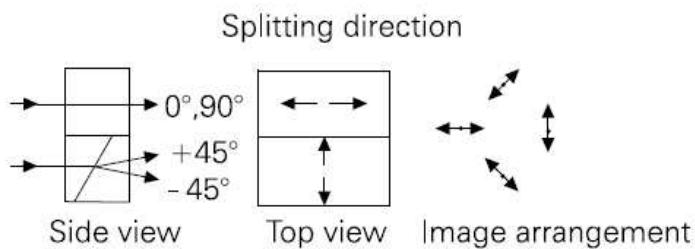
На Фигура 4.3 б е означена комбинация от две призми на Уоластон. Те са разположени една до друга, като втората е завъртяна на 45° спрямо първата. Всяка една от тях работи с половината сноп светлина, който идва от телескопа. На изхода на призмите имаме комбинация от линейно поляризирана светлина, която е завъртяна на ъгли 0° и 90° от първата призма и 45° и -45° от втората призма. По такъв начин на CCD-матрицата получаваме четири изображения на наблюдавания обект, на които светлината е линейно поляризирана и равнината на поляризация за всеки един от лъчите е завъртяна на съответните ъгли.

FoReRo2 разполага с две призми на Уоластон. По-често използваната, която позволява и получаването на спектрополяриметрични наблюдения, е тази, представена на Фигура 4.4. Призмата на Уоластон разделя неполяризираната светлина в две перпендикулярни линейно поляризирани изходящи снопа (двойно лъчепречупване). Тя се състои се от две правоъгълни призми от исландски шпат ($CaCO_3$), залепени по хипотенузата. Оптичните им оси са взаимно перпендикулярни. Светлината пада перпендикулярно на стената AB. В призмата лъчите (1) и (2) се разпространяват в едно направление на оптичната ос. На границата на двете призми лъчите се пречупват и разделят, като изходните лъчи трептят във взаимно перпендикулярни равнини.

a) Optical arrangement

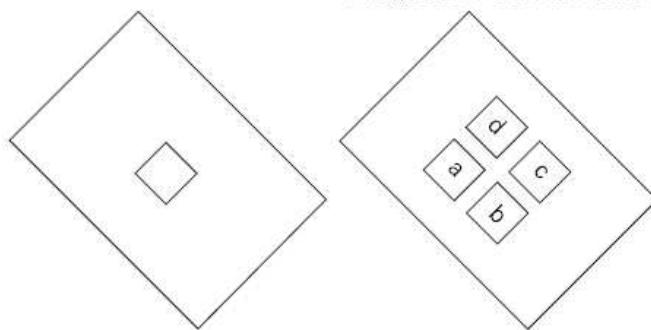


b) The Wollaston combination



c) focal plane mask

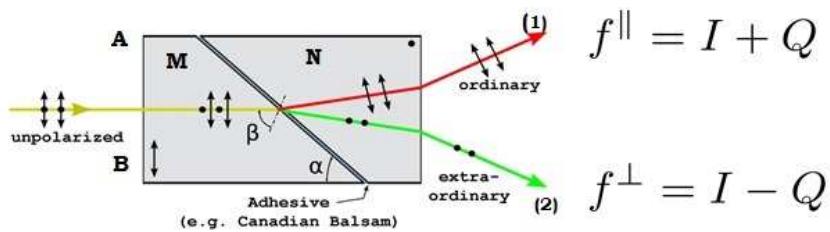
Image of mask through Wollaston combination



Фигура 4.3: Оптична схема на фокален редуктор FoReRo2 (Jockers et al., 2000)

4.3.2 FoReRo2 в режим на спектрополяриметрични наблюдения

При използване на FoReRo2 в режим на спектрополяриметрични наблюдения се използват $\lambda/2$ пластина, призма на Уоластон и гризма.



Фигура 4.4: Призма на Уоластон (Wikipedia, 2015).

4.3.3 Диспергиращ елемент гризма

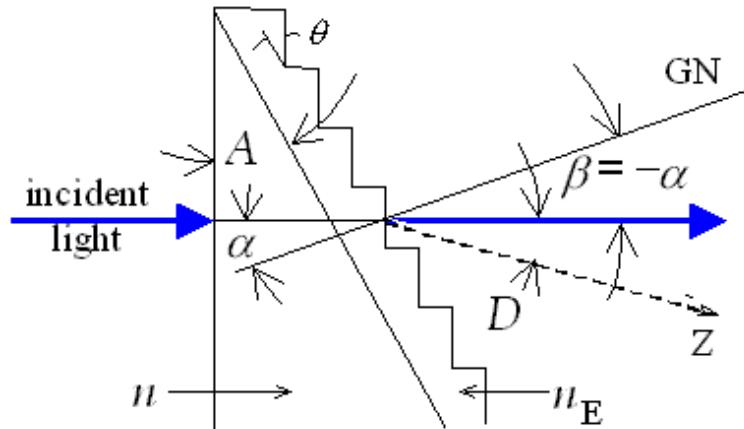
Призмата на Уоластон разделя светлината на два лъча, които трептят във взаимноперпендикулярни разнини. Диспергиращия елемент (гризма) се поставя след призмата на Уоластон, разделя светлината по дължина на вълната и полученият спектър се фокусира от камерен обектив върху матрицата на CCD камерата. Гризмите позволяват по-лек и компактен дизайн на спектрографа и работят с около 20% по-висока светлинна ефективност от отражателна решетка със същите размери. Недостатък е ниската спектрална разделителна способност, която постигаме с тях.

Наименованието grism идва от grating prism - призма с решетка. На хипотенузата на призмата има залепена прозрачна дифракционна решетка.

Спектралната разделителна способност R за процеп с ъглова ширина ϕ се определя по следния начин:

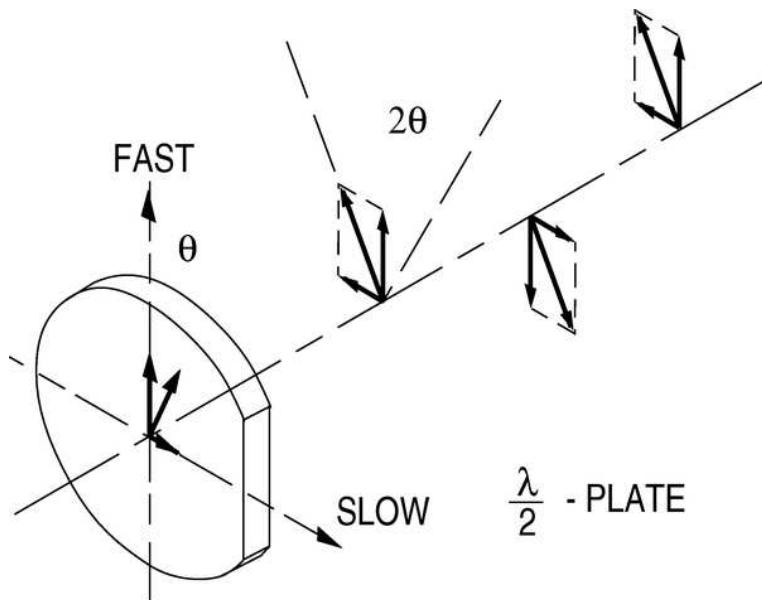
$$R = \frac{d}{D \tan \phi}, \quad (4.2)$$

където d е диаметърът на колимирания сноп, а D е апертурата на телескопа. Гризмата, с която са получени спектрите, има 300 линии/mm, дължината на право преминаване е 530 nm, работният дипазон е 480 – 750 nm.



Фигура 4.5: Схема на нискодисперсна гризма. Означенията са: GN – нормалата към решетката; Z – нулевият порядък на призмата; A – ъгълът при върха на призмата; D – ъгълът на отклонение между Z и спона падаща светлина върху призмата (NewportCorporation, 2015).

4.3.4 $\lambda/2$ пластина



Фигура 4.6: Въртене на равнината на поляризация с $\lambda/2$ пластина (NewportCorporation, 2015).

Между процепа и колиматора се разполага $\lambda/2$ пластина. Принципът на

действие на $\lambda/2$ пластина е представен на фигура 4.6. Нека разгледаме първо монохроматична вълна. $\lambda/2$ пластината има две оси, които се наричат бърза (FAST) и бавна (SLOW). Двете оси се характеризират с различни коефициенти на пречупване и следователно в тези направления електромагнитната вълна ще се движи с различни скорости. Нека равнината на поляризация се намира под ъгъл θ спрямо бързата ос. Можем да разложим електричния вектор на електромагнитната вълна на сума от две компоненти, разложени съответно по двете оси:

$$\vec{E} = \vec{E}_F + \vec{E}_S, \quad (4.3)$$

където \vec{E} е векторът на електричното поле на падащата вълна, \vec{E}_F е векторът на електрично поле, трептящ паралелно на бързата ос, \vec{E}_S е векторът на електрично поле, трептящ паралелно на бавната ос.

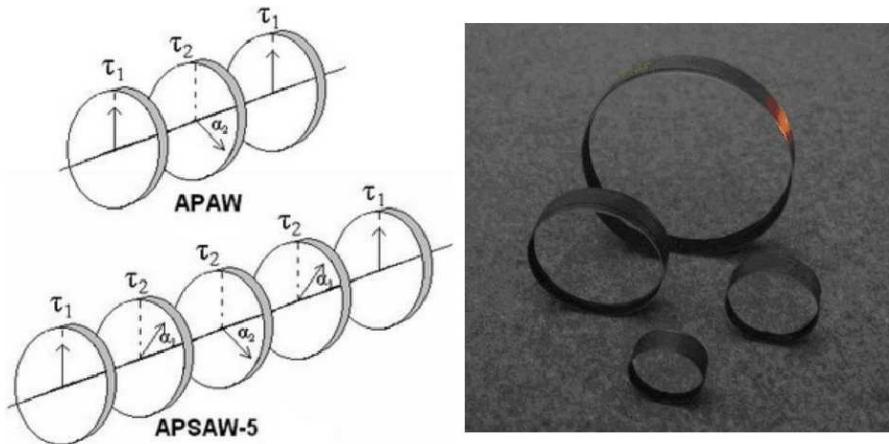
Двете вълни в момента на попадане върху пластиината са с нулева фазова разлика. Заради различните коефициенти на пречупване \vec{E}_S вълната се движи по-бавно и при излизането си от пластиината се намира в противофаза спрямо \vec{E}_F . След суперпозицията резултатната вълна е сума от двете вълни. В резултат на това равнината на преминалата вълна е завъртена на ъгъл θ симетрично спрямо бързата ос. Това дава резултантно завъртане на равнината на поляризация на ъгъл 2θ .

4.3.5 $\lambda/2$ пластина APSAW-5

Описаният начин на действие на $\lambda/2$ пластина в предишната точка е за монохроматична вълна. За вълни в широк спектрален диапазон се използват няколко фазови пластиини, подредени една след друга по определен начин. Пластиината APSAW-5 (Astropribor, Super-Achromatic True Zero-Order Waveplates), закупена от Обсерваторията в Арма в Северна Ирландия по общ проект с Института по астрономия с НАО, се състои от 5 двойнопречупващи полимерни площи, разположени между две стъклени пластиинки с широколентово покритие. Тази конструкция осигурява работа в широк спектрален диапазон. Оптичните им оси са разположени по определен начин една спрямо друга. Характеристики на $\lambda/2$ пластиината са представени в таблица 4.1

4.3.6 Определяне на нулпункта на $\lambda/2$ пластина

За да определим нулпункта на $\lambda/2$ пластиината използвахме следната опитна установка: дифузорът, който се използва за направата на спектрално плоско поле, отразява светлина, която не е 100% поляризирана. След дифузора и преди $\lambda/2$ пластиината се поставя призма на Glan. На изхода си призмата на Glan дава 100% поляризирана светлина. Има няколко положения на призмата на Glan (A, B, C и D), като тя е така ориентирана, че първоначално да дава 100% поляризирана светлина единствено в extra-ordinary лъча (положение D). Чрез



Фигура 4.7: Фазова пластина APSAW-5 (ASTROPRIBOR, 2015).

Таблица 4.1: Характеристики на фазовата пластина APSAW-5

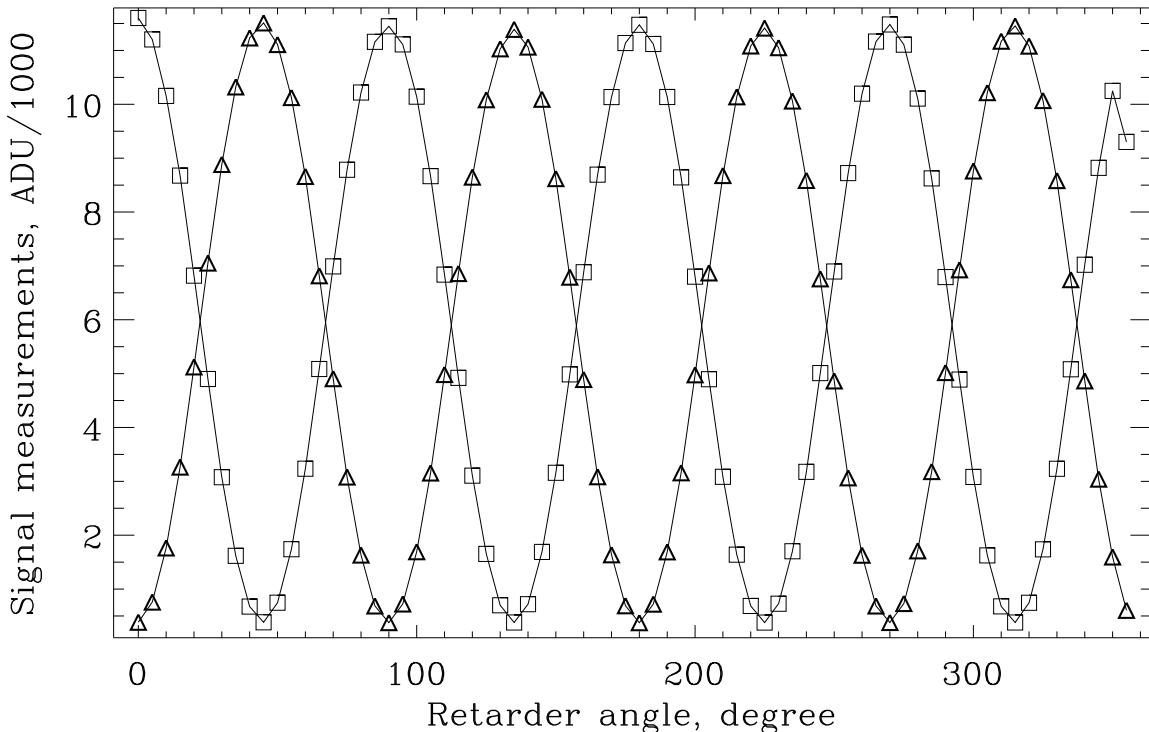
Фазово забавяне	$\lambda/2$
Отклонение	$\pm\lambda/100$
Деформация на вълновия фронт	< $0.5\lambda/\text{cm}$ per 632.8 nm
Отклонение на лъча	< 5"
Диапазон дължини на вълната	380 – 810 nm
Качество на повърхността	40 – 20 scratch - dig
Температурен диапазон	- 20 deg C to + 50 deg C
Праг на разрушение	500 W/cm ²
Диаметър	40 mm

въртене на $\lambda/2$ пластината се завърта равнината на поляризация,eto защо след $\lambda/2$ пластината и призмата на Уоластон става преразпределение на интензитета на светлината между ordinary и extra-ordinary лъчи. Експериментът с призма на Glan е проведен на 12 ноември 2018г, измерванията на интензитета на двата канала са направени през 5°. На ±10° около нулпункта измерванията са направени през 1°, а за по-добра точност на ±5° около нулпункта измерванията са направени през 0.5°.

Две неща са коригирани в резултат на предишни измервания на нулпункта на $\lambda/2$ пластината: посоката на въртене и нулпункта. През май 2017г. е променена посоката на въртене на $\lambda/2$ пластината, като единствената разлика, която се получава при промяна на посоката на въртене, е в знака на Стоксовия параметър.

тър U. Нулпунктът е променен от -18.26° на 22.95° , като знакът минус отразява посоката на въртене. Разликата $22.95^\circ - |-18.26^\circ| \approx 4.7^\circ$ има характерния размер на датчика за отчитане на нулпункта на $\lambda/2$ пластиината. Щъгълът от 22.95° отчита разликата между истинското положение на нулпункта на $\lambda/2$ пластиината и механичното положение на датчика за отчитана на въртенето.

На фигура 4.8 са представени резултатите от измерването, като се вижда как при въртене на $\lambda/2$ пластиината става преразпределение на интензитета между ordinary и extra-ordinary лъчи.



Фигура 4.8: Интензитет в extra-ordinary (обозначен с квадрати) и ordinary лъчи (обозначен с триъгълници).

4.3.7 Методът Beam swapping за обработка на поляриметрични наблюдения

Същност на метода

Beam swapping техниката е методика на обработка на поляриметрични наблюдения. Детайлно описание на методиката има в статията на Bagnulo et al. (2009). Същността на метода е следната: когато имаме инструмент, който никога не е перфектен, имаме следното съотношение:

$$\frac{f^{\parallel} - f^{\perp}}{f^{\parallel} + f^{\perp}} = \frac{k_{\parallel}(I + Q) - k_{\perp}(I - Q)}{k_{\parallel}(I + Q) + k_{\perp}(I - Q)}, \quad (4.4)$$

където с k_{\parallel} и k_{\perp} са коефициенти, които отчитат несъвършенствата на наблюдалната апаратура. Когато апаратурата се завърти спрямо входящата светлина на 90° , местата на двета лъча се разменят. Математически това изглежда така:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \left[\left(\frac{f^{\parallel} - f^{\perp}}{f^{\parallel} + f^{\perp}} \right)_{0^\circ} - \left(\frac{f^{\parallel} - f^{\perp}}{f^{\parallel} + f^{\perp}} \right)_{90^\circ} \right] = \\ & = \frac{1}{2} \left[\frac{k_{\parallel}(I + Q) - k_{\perp}(I - Q)}{k_{\parallel}(I + Q) + k_{\perp}(I - Q)} - \frac{k_{\parallel}(I - Q) - k_{\perp}(I + Q)}{k_{\parallel}(I - Q) + k_{\perp}(I + Q)} \right], \end{aligned} \quad (4.5)$$

$$\frac{(k_{\parallel} + k_{\perp})^2 IQ - \overbrace{(k_{\parallel} - k_{\perp})^2 IQ}^0}{(k_{\parallel} + k_{\perp})^2 I^2 - \underbrace{(k_{\parallel} - k_{\perp})^2 Q^2}_0} = \frac{Q}{I}. \quad (4.6)$$

В случая се пренебрегват членовете в уравнението от втори порядък, тъй като $k_{\parallel} \approx k_{\perp} \approx 1.0$ и получаваме израза 4.6 за степента на поляризация.

Приложение на метода

Beam swapping техниката включва два метода на обработка на данни: метода на разликите (The “Difference” Method) и метода на отношенията (The “Ratio” Method). С подробности двете методики са разгледани в статията на Bagnulo et al. (2009), като в настоящото изложение ще се спрем на тяхното конкретно приложение при обработка на наблюдения на 8 ъгъла на $\lambda/2$ пластината. Стоксовите параметри $P(\lambda)_Q$ и $P(\lambda)_U$ за двета метода се получават по следния начин:

The “Difference” Method

$$\begin{aligned} P(\lambda)_Q = & \frac{1}{4} \left[\left(\frac{f(\lambda)^{\parallel} - f(\lambda)^{\perp}}{f(\lambda)^{\parallel} + f(\lambda)^{\perp}} \right)_{0^\circ} - \left(\frac{f(\lambda)^{\parallel} - f(\lambda)^{\perp}}{f(\lambda)^{\parallel} + f(\lambda)^{\perp}} \right)_{45^\circ} \right] \\ & + \frac{1}{4} \left[\left(\frac{f(\lambda)^{\parallel} - f(\lambda)^{\perp}}{f(\lambda)^{\parallel} + f(\lambda)^{\perp}} \right)_{90^\circ} - \left(\frac{f(\lambda)^{\parallel} - f(\lambda)^{\perp}}{f(\lambda)^{\parallel} + f(\lambda)^{\perp}} \right)_{135^\circ} \right] \end{aligned} \quad (4.7)$$

За определяне на параметъра $U(\lambda)$ използваме следната формула:

$$\begin{aligned} P(\lambda)_U = & \frac{1}{4} \left[\left(\frac{f(\lambda)^{\parallel} - f(\lambda)^{\perp}}{f(\lambda)^{\parallel} + f(\lambda)^{\perp}} \right)_{22.5^\circ} - \left(\frac{f(\lambda)^{\parallel} - f(\lambda)^{\perp}}{f(\lambda)^{\parallel} + f(\lambda)^{\perp}} \right)_{67.5^\circ} \right] \\ & + \frac{1}{4} \left[\left(\frac{f(\lambda)^{\parallel} - f(\lambda)^{\perp}}{f(\lambda)^{\parallel} + f(\lambda)^{\perp}} \right)_{112.5^\circ} - \left(\frac{f(\lambda)^{\parallel} - f(\lambda)^{\perp}}{f(\lambda)^{\parallel} + f(\lambda)^{\perp}} \right)_{157.5^\circ} \right] \end{aligned} \quad (4.8)$$

The “Ratio” Method

$$P(\lambda)_Q = \frac{\left[\left(\frac{f(\lambda)^\parallel}{f(\lambda)^\perp} \right)_{0^\circ} \left(\frac{f(\lambda)^\perp}{f(\lambda)^\parallel} \right)_{45^\circ} \left(\frac{f(\lambda)^\parallel}{f(\lambda)^\perp} \right)_{90^\circ} \left(\frac{f(\lambda)^\perp}{f(\lambda)^\parallel} \right)_{135^\circ} \right]^{1/4} - 1}{\left[\left(\frac{f(\lambda)^\parallel}{f(\lambda)^\perp} \right)_{0^\circ} \left(\frac{f(\lambda)^\perp}{f(\lambda)^\parallel} \right)_{45^\circ} \left(\frac{f(\lambda)^\parallel}{f(\lambda)^\perp} \right)_{90^\circ} \left(\frac{f(\lambda)^\perp}{f(\lambda)^\parallel} \right)_{135^\circ} \right]^{1/4} + 1} \quad (4.9)$$

$$P(\lambda)_U = \frac{\left[\left(\frac{f(\lambda)^\parallel}{f(\lambda)^\perp} \right)_{22.5^\circ} \left(\frac{f(\lambda)^\perp}{f(\lambda)^\parallel} \right)_{67.5^\circ} \left(\frac{f(\lambda)^\parallel}{f(\lambda)^\perp} \right)_{112.5^\circ} \left(\frac{f(\lambda)^\perp}{f(\lambda)^\parallel} \right)_{157.5^\circ} \right]^{1/4} - 1}{\left[\left(\frac{f(\lambda)^\parallel}{f(\lambda)^\perp} \right)_{22.5^\circ} \left(\frac{f(\lambda)^\perp}{f(\lambda)^\parallel} \right)_{67.5^\circ} \left(\frac{f(\lambda)^\parallel}{f(\lambda)^\perp} \right)_{112.5^\circ} \left(\frac{f(\lambda)^\perp}{f(\lambda)^\parallel} \right)_{157.5^\circ} \right]^{1/4} + 1} \quad (4.10)$$

Полагаме $P(\lambda)_Q = \frac{Q(\lambda)}{I(\lambda)}$, $P(\lambda)_U = \frac{U(\lambda)}{I(\lambda)}$ и степента на поляризация се пресмята чрез:

$$P(\lambda)_L = \sqrt{P(\lambda)_Q^2 + P(\lambda)_U^2}. \quad (4.11)$$

Позиционният тъгъл се пресмята по следния начин (Bagnulo et al., 2009):

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan \frac{U}{Q} + \Theta_0, \quad (4.12)$$

където Θ_0 е:

$$\Theta_0 = \begin{cases} 0 \text{ deg} & \text{if } Q > 0 \text{ and } U \geq 0 \\ 180 \text{ deg} & \text{if } Q > 0 \text{ and } U < 0 \\ 90 \text{ deg} & \text{if } Q < 0 \end{cases}$$

$$\Theta_0 = \begin{cases} 45 \text{ deg} & \text{if } Q = 0 \text{ and } U > 0 \\ 135 \text{ deg} & \text{if } Q = 0 \text{ and } U < 0. \end{cases}$$

За характеризиране на качеството на обработка на поляриметрични наблюдения се използват така наречените нулеви параметри за двета метода.

Нулевите параметрите за The “Difference” method се изразяват по следния начин:

$$N(\lambda)_Q^D = \frac{1}{4} \left[\left(\frac{f(\lambda)^\parallel - f(\lambda)^\perp}{f(\lambda)^\parallel + f(\lambda)^\perp} \right)_{0^\circ} - \left(\frac{f(\lambda)^\parallel - f(\lambda)^\perp}{f(\lambda)^\parallel + f(\lambda)^\perp} \right)_{45^\circ} \right] - \frac{1}{4} \left[\left(\frac{f(\lambda)^\parallel - f(\lambda)^\perp}{f(\lambda)^\parallel + f(\lambda)^\perp} \right)_{90^\circ} - \left(\frac{f(\lambda)^\parallel - f(\lambda)^\perp}{f(\lambda)^\parallel + f(\lambda)^\perp} \right)_{135^\circ} \right] \quad (4.13)$$

$$N(\lambda)_U^D = \frac{1}{4} \left[\left(\frac{f(\lambda)^\parallel - f(\lambda)^\perp}{f(\lambda)^\parallel + f(\lambda)^\perp} \right)_{22.5^\circ} - \left(\frac{f(\lambda)^\parallel - f(\lambda)^\perp}{f(\lambda)^\parallel + f(\lambda)^\perp} \right)_{67.5^\circ} \right] - \frac{1}{4} \left[\left(\frac{f(\lambda)^\parallel - f(\lambda)^\perp}{f(\lambda)^\parallel + f(\lambda)^\perp} \right)_{112.5^\circ} - \left(\frac{f(\lambda)^\parallel - f(\lambda)^\perp}{f(\lambda)^\parallel + f(\lambda)^\perp} \right)_{157.5^\circ} \right] \quad (4.14)$$

Нулевите параметрите за The “Ratio” Method имат вида:

$$N(\lambda)_Q^R = \frac{\left[\left(\frac{f(\lambda)^\parallel}{f(\lambda)^\perp} \right)_{0^\circ} \left(\frac{f(\lambda)^\perp}{f(\lambda)^\parallel} \right)_{45^\circ} \left(\frac{f(\lambda)^\perp}{f(\lambda)^\parallel} \right)_{90^\circ} \left(\frac{f(\lambda)^\parallel}{f(\lambda)^\perp} \right)_{135^\circ} \right]^{1/4} - 1}{\left[\left(\frac{f(\lambda)^\parallel}{f(\lambda)^\perp} \right)_{0^\circ} \left(\frac{f(\lambda)^\perp}{f(\lambda)^\parallel} \right)_{45^\circ} \left(\frac{f(\lambda)^\perp}{f(\lambda)^\parallel} \right)_{90^\circ} \left(\frac{f(\lambda)^\parallel}{f(\lambda)^\perp} \right)_{135^\circ} \right]^{1/4} + 1} \quad (4.15)$$

$$N(\lambda)_U^R = \frac{\left[\left(\frac{f(\lambda)^\parallel}{f(\lambda)^\perp} \right)_{22.5^\circ} \left(\frac{f(\lambda)^\perp}{f(\lambda)^\parallel} \right)_{67.5^\circ} \left(\frac{f(\lambda)^\perp}{f(\lambda)^\parallel} \right)_{112.5^\circ} \left(\frac{f(\lambda)^\parallel}{f(\lambda)^\perp} \right)_{157.5^\circ} \right]^{1/4} - 1}{\left[\left(\frac{f(\lambda)^\parallel}{f(\lambda)^\perp} \right)_{22.5^\circ} \left(\frac{f(\lambda)^\perp}{f(\lambda)^\parallel} \right)_{67.5^\circ} \left(\frac{f(\lambda)^\perp}{f(\lambda)^\parallel} \right)_{112.5^\circ} \left(\frac{f(\lambda)^\parallel}{f(\lambda)^\perp} \right)_{157.5^\circ} \right]^{1/4} + 1} \quad (4.16)$$

Сравненията между прилагането на двета метода показват, че няма разлики в резултатите, които се получават. В началото на усвояването на методиката започнахме прилагането на “Difference” method, за момента той е предпочтитаният от нас метод при обработка на спектрополяриметрични наблюдения.

4.4 Методика на спектрополяриметрични наблюдения

Прилагаме два типа спектрополяриметрични наблюдения: с използването на процеп и безпроцепни спекtri. Последователността на получаване на спекtri е следната: разполага се процеп във фокалната равнина на телескопа, след него светлината преминава през $\lambda/2$ пластина, призмата на Уоластон, която разделя спона на две части. Тези два светлинни спона са отклонени на малък ъгъл един от друг, преминават през гризма и получените спекtri са фокусирани от камерен обектив върху матрицата на CCD камерата. Заради разделение на светлинния спон на два спона от призмата на Уоластон (разположена в паралелния спон след колиматора), получаваме два спектъра на изследвания обект, в които електричният вектор има взаимноперпендикулярни равнини на трептене. За обработка на получените наблюдения се използват скриптове, разработени за астрономичния софтуер IRAF. Примерното им използване е демонстрирано в Допълнение 1.

Обработката на изображения включва няколко типа изображения. Такива изображения са кадри за шума на изчитане на матрицата и офсетна подложка на изображенията (bias frames), плоски полета (flat fields), спекtri на калибрационни лампи, кадри на изследвания обект (science frames) и звезди стандарти. Поради естеството на методиката и математическото съкращаване на плоските полета в нея, не използваме плоски полета в обработката на изображенията. В началото на усвояване на методиката са използвани плоски полета, като няма разлика в получените резултати с и без използване на плоско поле.

4.4.1 Стъпки при обработка на спектрополяриметрични наблюдения

При обработка на спектрополяриметрични наблюдения следваме следната последователност:

- изваждане на bias
- извлечане на едномерни спектри
- калибровка по дължина на вълната
- прилагане на Beam swapping техника
- корекция за инструментална поляризация
- корекция за хроматизъм на $\lambda/2$ пластината
- корекция на позиционен ъгъл

Първите три стъпки са стандартни при обработката на спектри. Прилагането на Beam swapping техника коригира инструменталната поляризация на елементите разположени след $\lambda/2$ пластината.

На фигура 4.9 са представени Стокс $Q(\lambda)$ и $U(\lambda)$ на звезда с нулева степен на поляризация HD212311, получени за ъгли на $\lambda/2$ пластината 0° и 45° за $Q(\lambda)$ и 22.5° и 67.5° за $U(\lambda)$, както и след прилагане на beam swapping техника само с тези два ъгъла. Понеже звездата има нулева степен на поляризация, се вижда как комбинирането на ъгли на $\lambda/2$ пластината 0° ; 45° ; 22.5° и 67.5° , води до това Стоксовите параметри $Q(\lambda)$ и $U(\lambda)$ да са много по-близки до нула, както се очаква за такъв поляриметричен стандарт.

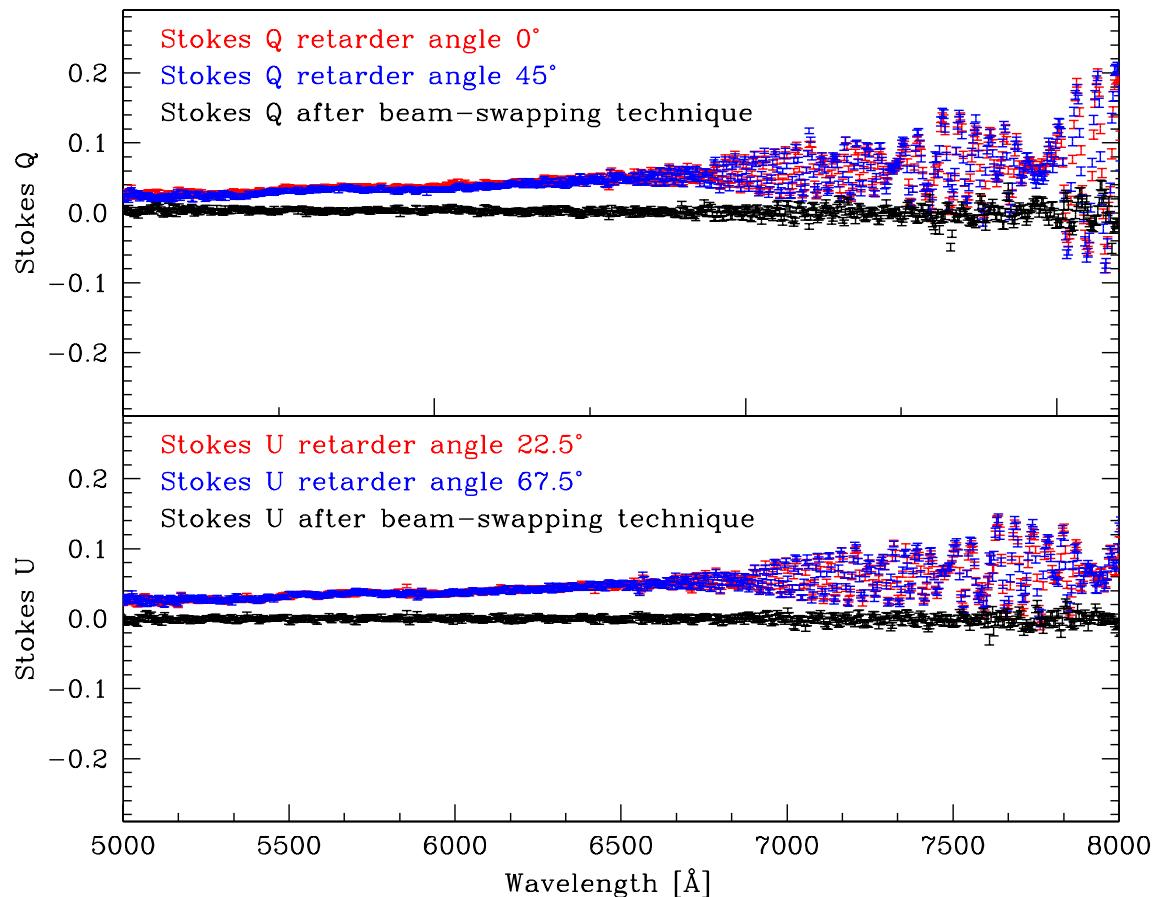
Некомпенсирана инструментална поляризация остава на елементите, разположени преди $\lambda/2$ пластината. Това налага използването на звезди с нулева степен на поляризация, с които коригираме за остатъчната инструментална поляризация. За корекция на инструменталната поляризация използваме следните уравнения:

$$q_{corr}(\lambda) = q_{obs}(\lambda) - q_{zpol}(\lambda), \quad (4.17)$$

$$u_{corr}(\lambda) = u_{obs}(\lambda) - u_{zpol}(\lambda), \quad (4.18)$$

където $q_{zpol}(\lambda)$ и $u_{zpol}(\lambda)$ са стоксовите параметри на нулевия поляриметричен стандарт.

Корекцията за хроматизъм на $\lambda/2$ пластината се прави като се използва функция, която зависи от дължината на вълната. От наблюдаваните позиционни ъгли на звездите с висока степен на поляризация изваждаме съответните им стойности на дължина на вълната $\lambda \approx 5500\text{\AA}$. Така се получават “приравнени” позиционни ъгли за различните стойности. Събират се медианно всички стойности, с които разполагаме и получените данни се фитират с полином от висока степен. Получената функция $achrom(\lambda)$ има вида, представен на фигура 4.10 а. На фигура 4.10 б е представен позиционния ъгъл на LSI +5979 преди и след корекция за хроматична aberrация. Корекцията се прави като се използват следните уравнения:

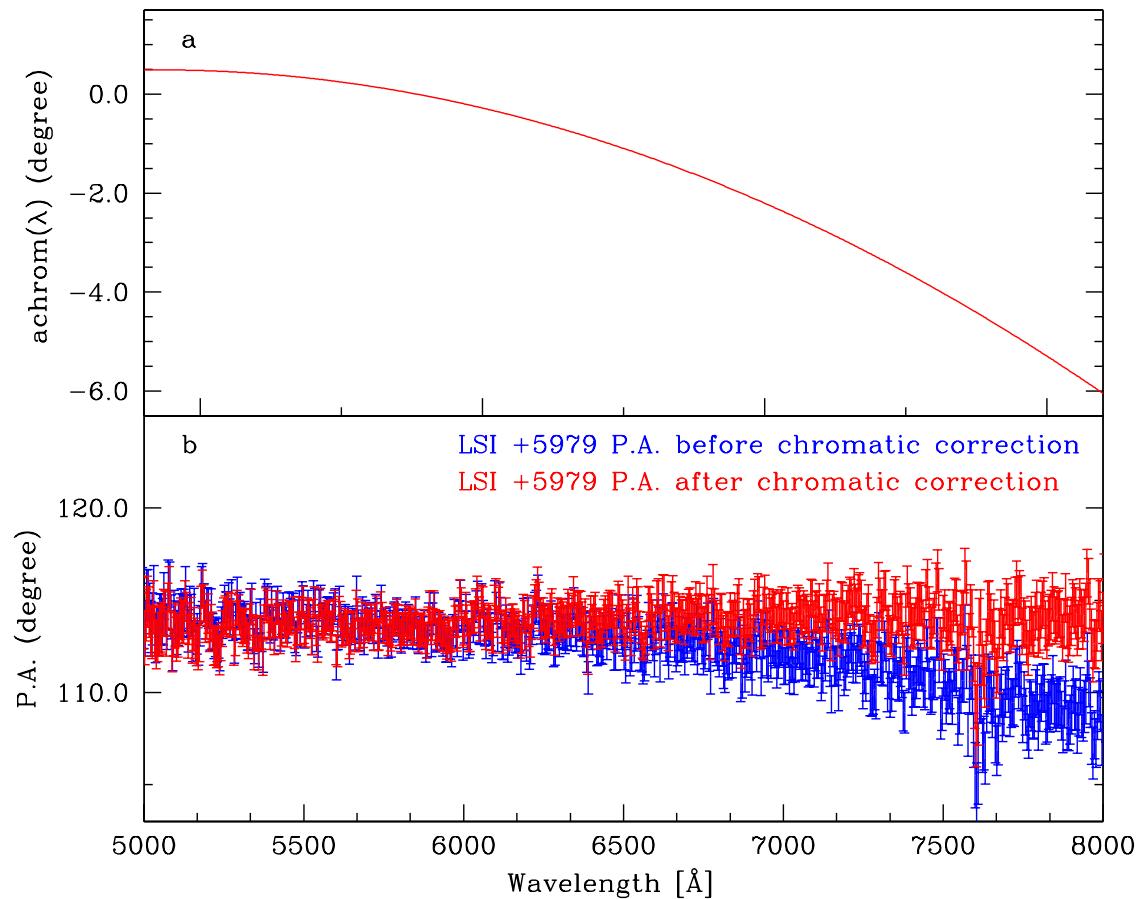


Фигура 4.9: Стокс $Q(\lambda)$ и $U(\lambda)$ на звезда с нулева степен на поляризация HD212311, получени за ъгли на $\lambda/2$ пластината 0° и 45° , 22.5° и 67.5° , както и след прилагане на beam swapping техника.

$$q_{achrom}(\lambda) = \cos[2achrom(\lambda)]q_{corr}(\lambda) + \sin[2achrom(\lambda)]u_{corr}(\lambda), \quad (4.19)$$

$$u_{achrom}(\lambda) = -\sin[2achrom(\lambda)]q_{corr}(\lambda) + \cos[2achrom(\lambda)]u_{corr}(\lambda), \quad (4.20)$$

От получените стойности за $q_{achrom}(\lambda)$ и $u_{achrom}(\lambda)$ се пресмятат степента на



Фигура 4.10: Корекционна функция за хроматизъм на $\lambda/2$ пластиината - а, позиционен ъгъл преди и след корекция за хроматизъм - б.

поляризация - $P_{achrom}(\lambda)$ и позиционният ъгъл - $\Theta_{achrom}(\lambda)$.

Два типа поляриметрични стандарти са необходими за правилна обработка на спектрополяриметрични наблюдения. Чрез наблюденията на стандартни звезди с нулева степен на поляризация коригираме инструменталната поляризация. Стандартните звезди с висока степен на поляризация са нужни от една страна да се сравнят стойностите, които се получават, с каталожните стойнос-

ти на степента на поляризация. Наблюдаваният позиционен ъгъл е отместен спрямо каталожния и това е последната корекция, която трябва да се извърши. Отместването може да се дължи както на неточно позициониране на инструмента FoReRo2, така и на отместване на нулпункта на $\lambda/2$ пластината.

Последната корекция, която се прави, е корекция за позиционния ъгъл. За целта се използват стандартни звезди с висока степен на поляризация. От каталожните стойности се изважда наблюданата стойности на позиционния ъгъл - $\Delta\Theta$. Използваме следните уравнения:

$$q_\lambda = P_{achrom}(\lambda) \cos[2(\Theta_{achrom}(\lambda) - \Delta\Theta)], \quad (4.21)$$

$$u_\lambda = P_{achrom}(\lambda) \sin[2(\Theta_{achrom}(\lambda) - \Delta\Theta)], \quad (4.22)$$

$$\Theta_\lambda = \Theta_{achrom}(\lambda) - \Delta\Theta, \quad (4.23)$$

където q_λ и u_λ са параметрите на Стокс. Θ_λ е позиционният ъгъл, коригиран за отместването.

4.4.2 Наблюдения на стандартни звезди

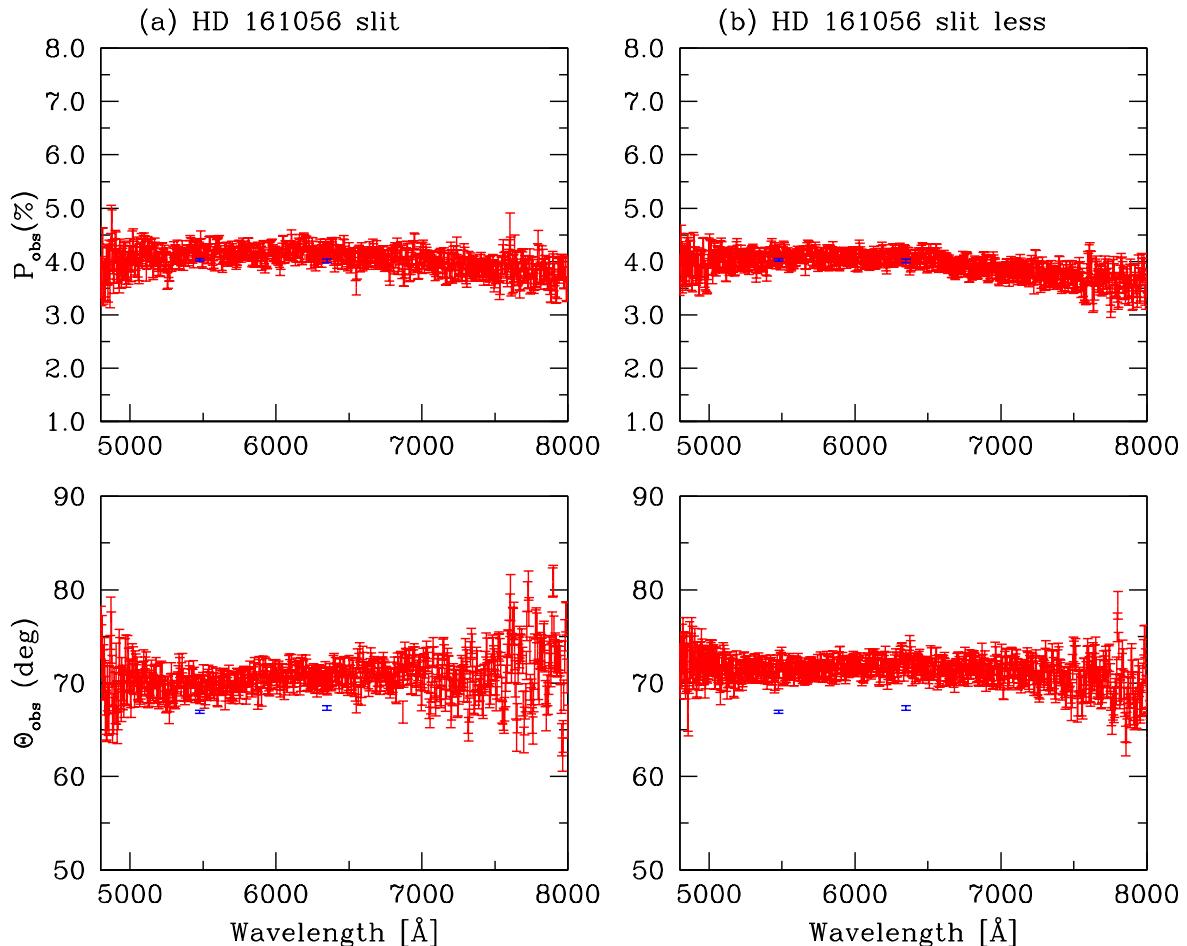
Каталожни стойности на стандартни звезди с нулева и висока степен на поляризация има публикувани в статиите на Schmidt et al. (1992), Hsu & Breger (1982) и Turnshek et al. (1990). За улеснение при избор на стандартните звезди с висока и нулева степен на поляризация, за конкретната наблюдателна нощ, използваме списъците на Nordic Optical Telescope¹ ².

Съществена част от спектрополяриметричните наблюдения са наблюдения на стандартни звезди с висока и нулева степен на поляризация. Чрез стандартните звезди с нулева степен на поляризация коригираме инструменталната поляризация, която не може да се коригира чрез Beam swapping техника - инструментална поляризация, която се дължи на оптичните елементи, разположени преди $\lambda/2$ пластината. Има два начина, по които са получени спектрополяриметрични наблюдения - с и без процеп. Има разлика между резултатите, получени с процеп, преди и след алуминизацията на главното огледало.

Преди алуминизацията на главното огледало на 2.0m телескоп няма разлика при наблюденията с и без процеп. На фигура 4.11 са представени наблюденията на стандартна звезда с висока степен на поляризация - HD 161056 с процеп (a) и без процеп (b), получени преди алуминизацията на главното огледало. Сините точки представляват каталожните стойности на степента на поляризация и позиционния ъгъл (Schmidt et al., 1992). И в двата случая на наблюдение стойностите, които получаваме, съвпадат с каталожните стойности. Отместването от позиционния ъгъл $\Delta\Theta$ използваме като корекция във формули 4.21; 4.22 и 4.23.

¹<http://www.not.iac.es/instruments/turpol/std/hpstd.html>

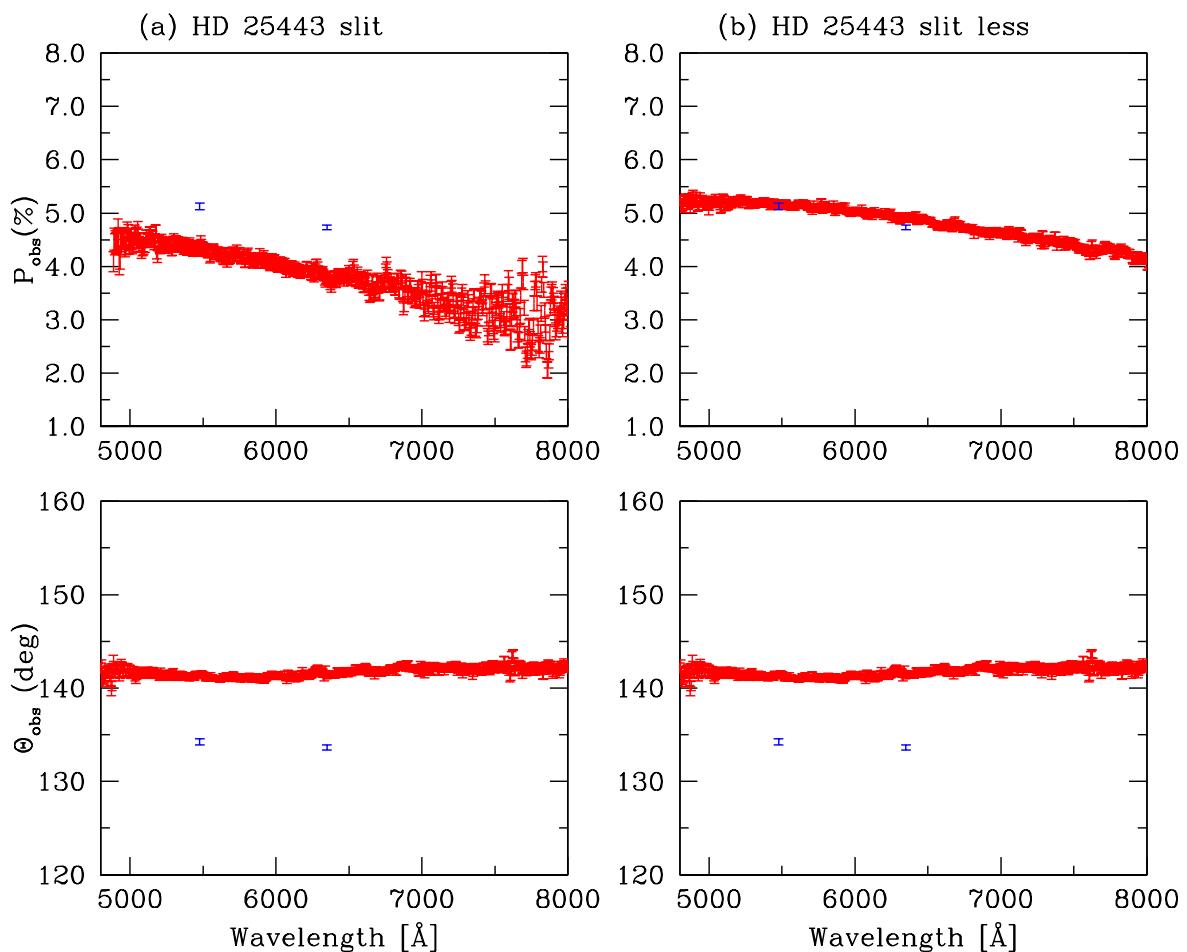
²<http://www.not.iac.es/instruments/turpol/std/zpstd.html>



Фигура 4.11: Стандартна звезда с висока степен на поляризация - HD 161056. На фигурата са представени наблюдения с процеп (а) и без процеп (б). Сините точки представляват стойностите на степента на поляризация и позиционния ъгъл, във филтри V и R съответно.

След алуминизацията на главното огледало на 2.0m телескоп има съществена разлика при наблюденията с и без процеп. На фигура 4.12 са представени наблюденията на стандартна звезда с висока степен на поляризация - HD 25443 с процеп (а) и без процеп (б) след алуминизацията на главното огледало. Сините точки представляват каталожните стойности на степента на поляризация и позиционния ъгъл (Schmidt et al., 1992; Turnshek et al., 1990). В случая на

наблюдения с процеп, резултатите, които се получават, силно се различават от каталожните стойности. При безпроцепните наблюдения имаме добро съвпадение с каталожните стойности. Методиката на обработка на данни преди и след алуминизацията е една и съща. Разликата идва от това, че при наблюдения с процеп има инструментална поляризация, която не може да се коригира правилно с наблюдения на стандартна звезда с нулева степен на поляризация.



Фигура 4.12: Стандартна звезда с висока степен на поляризация - HD 25443. На фигурата са представени наблюдения с процеп (а) и без процеп (б). Сините точки представляват стойностите на степента на поляризация и позиционния ъгъл, във филтри V и R съответно.

На фигура 4.13 са представени Стоксовите параметри Q и U на стандартна звезда с нулева степен на поляризация - HD 212311 от ноцта на 23/24 ноември 2018г. с процеп (а) и без процеп (б). Получените стойности отразяват инструменталната поляризация. От графиката се вижда, че по абсолютна стойност Стоксовите параметри Q и U при наблюдения с процеп надвишават Стоксовите параметри Q и U при безпроцепни наблюдения. Правилна корекция на инструменталната поляризация има само в случая на безпроцепни наблюдения.

За всички стандартни звезди с нулева степен на поляризация, които сме наблюдавали в период от около 3 години, на фигура 4.14 е представена Q - U диаграма на средните стойности на наблюдаваните Стоксови параметри \bar{Q} и \bar{U} в интервал от дължина на вълната между 5500 Å и 7500 Å. С червено са отбелязани наблюденията с процеп преди алуминизацията на главното огледало. Със синьо са отбелязани наблюденията с процеп след алуминизация на главното огледало. С черно и зелено са отбелязани безпроцепните наблюдения, съответно преди и след алуминизацията на главното огледало. От графиката се вижда, че стойностите на Стоксовите параметри Q и U на спекрите, получени без процеп, са разположени много по-близко до нулата. Със стойностите, получени с процеп след алуминизацията на главното огледало на 2.0m телескоп (оцветени в синьо), не можем правилно да коригираме инструменталната поляризация. Във всички останали случаи методиката работи.

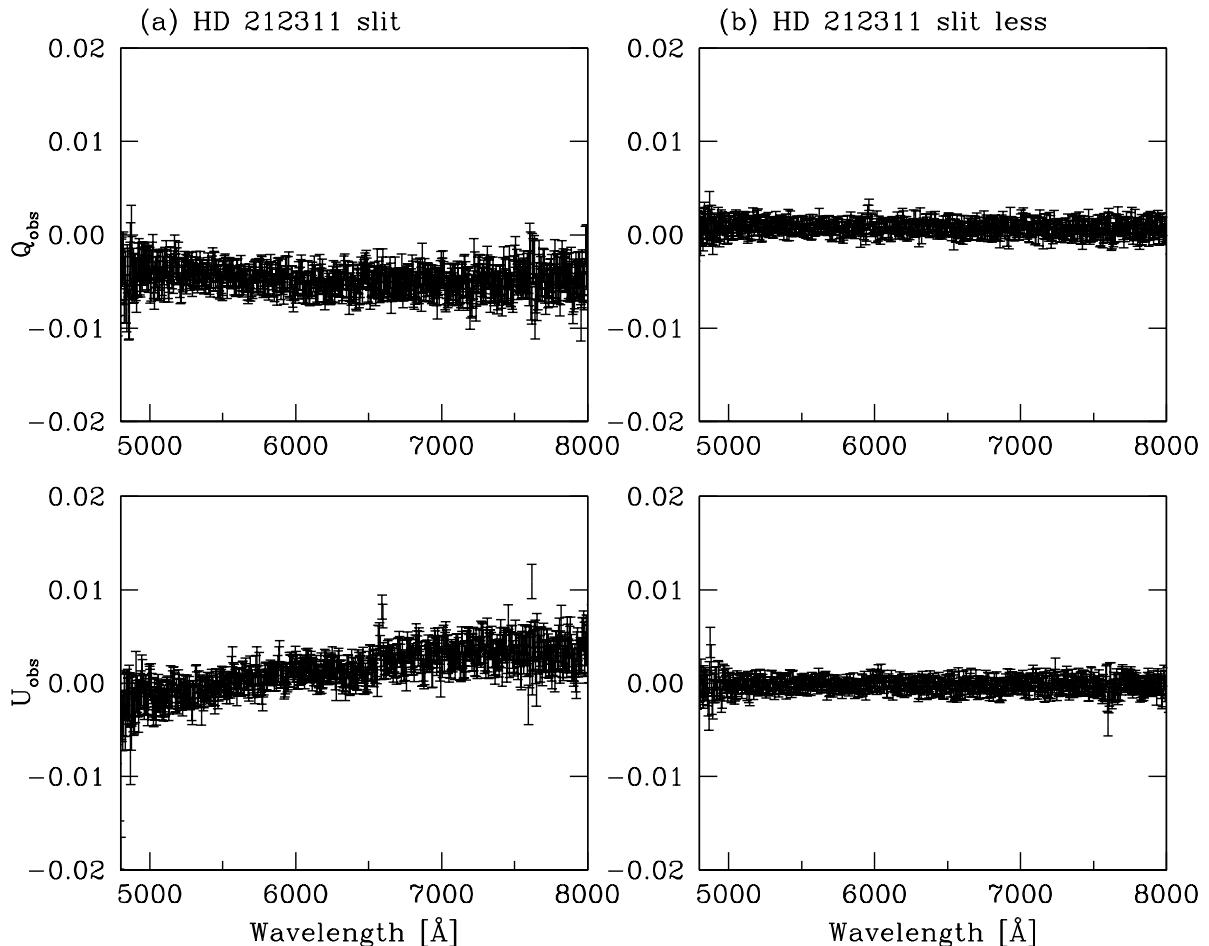
Основният извод, който може да се направи в момента, при наличие на кома на телескопа от недобра юстировка след алуминизация на главното огледало на 2.0m телескоп, единственият начин, при който може да се компенсира правилно инструменталната поляризация, е безпроцепни спектрополяриметрични наблюдения. Предимствата са по-кратки експозиции, повече сигнал, по-лесно центриране на обекта в маската. Недостатъкът е влошената спектрална разделителна способност, в сравнение със спектрополяриметричните наблюдения, получени с процеп.

4.4.3 Грешки при спектрополяриметричните наблюдения

Възможностите на инструмента за спектрополяриметрични наблюдения се определят от следните ограничения:

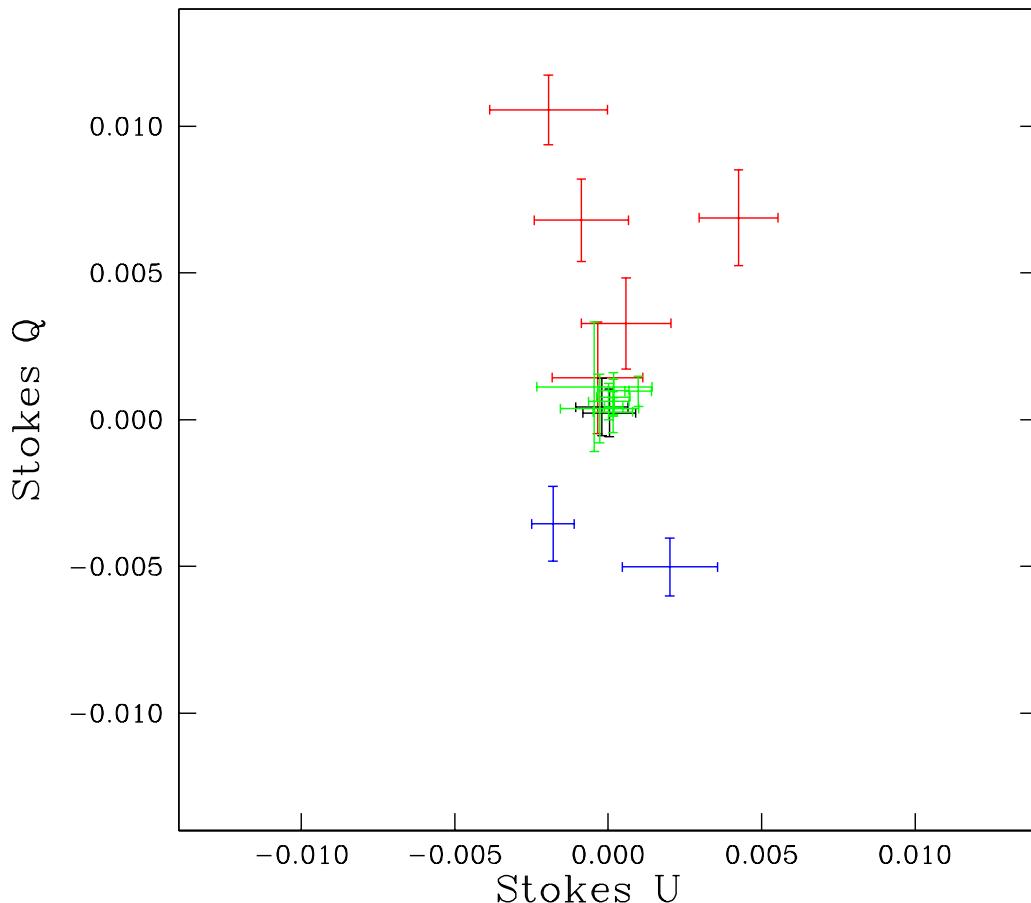
- спектрална разделителна способност;
- времева разделителна способност;
- точност на спектрополяриметричните наблюдения.

В момента единствената техника, която работи, е безпроцепна спектрополяриметрия. Безпроцепната спектрополяриметрия намалява спектрална разделителна способност в сравнение с използването на спектрополяриметрия с процеп. Времевата разделителна способност се определя от яркостта на обекта и



Фигура 4.13: Стандартна звезда с нулева степен на поляризация - HD 212311 наблюдавана след алуминизация на главното огледало на 2.0m телескоп. На фигурата са представени наблюдаваните Стоксови параметри Q и U с процеп (а) и без процеп (б).

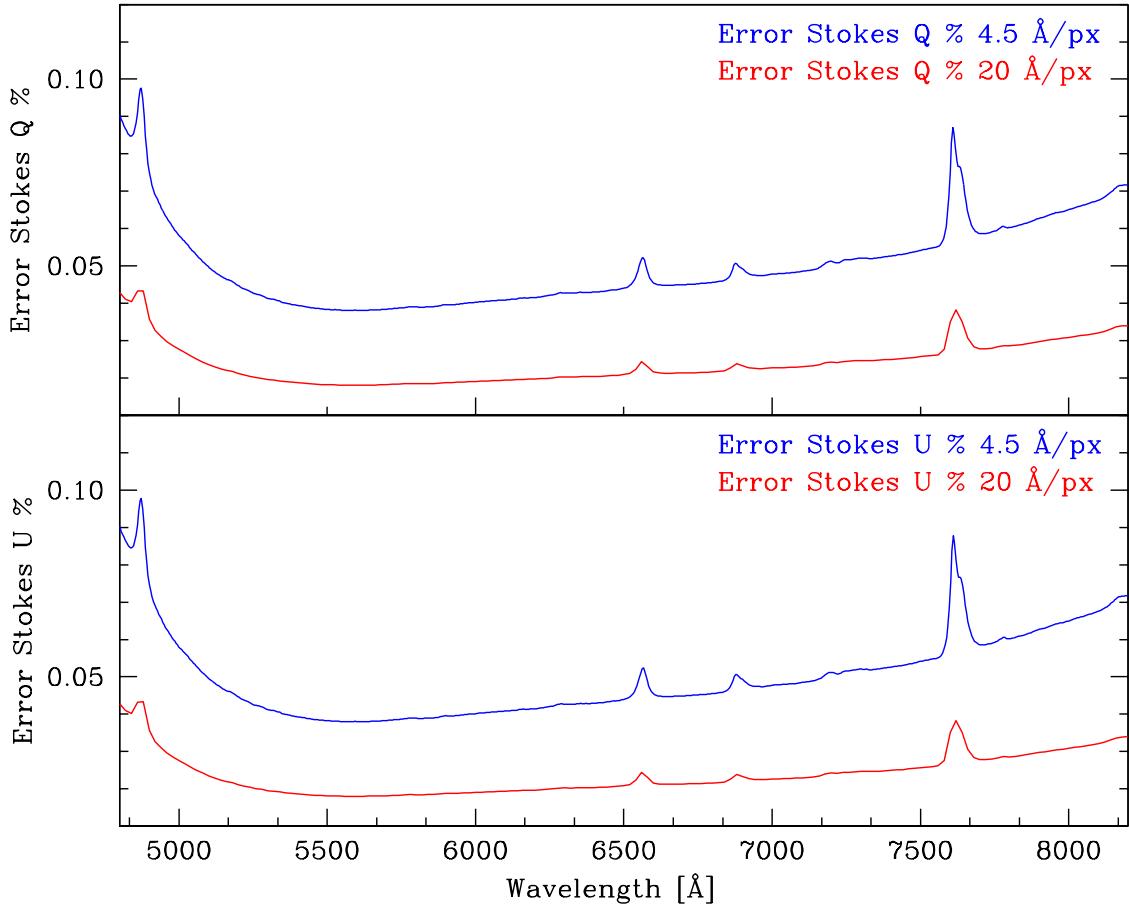
точността, която искаме да постигнем. За илюстрация на възможностите на спектрополяриметрични наблюдения с FoReRo2 на фигура 4.15 са представени грешките в Стоксови параметри Q и U при дисперсия $4.5 \text{ \AA}/\text{px}$ и $20 \text{ \AA}/\text{px}$ за звездата HD 21447 (Turnshek et al., 1990). Звездата е с нулева степен на поляризация и звездна величина $V = 5.09^m$ (Oja, 1993), наблюдавана в нощта на 06/07 декември 2018 г., като пълното време за експонация за 8-те щита на $\lambda/2$



Фигура 4.14: На фигурата са представени средните стойности на наблюдаваните Стоксови параметри \bar{Q} и \bar{U} за звезди с нулева степен на поляризация в интервал от дължина на вълната между 5500 Å и 7500 Å. С червено и черно са отбелязани получените наблюдения преди алуминизацията на главното огледало, съответно с и без процеп. Със синьо и зелено са отбелязани получените наблюдения след алуминизацията на главното огледало, съответно с и без процеп.

пластината е 160s.

За определяне на грешките на параметрите q_λ и u_λ използваме следните уравнения (Bagnulo et al., 2009):



Фигура 4.15: Грешки в Стоксови параметри Q и U за звездата HD 21447 ($V = 5.09^m$) при дисперсия $4.5 \text{ \AA}/\text{px}$ и $20 \text{ \AA}/\text{px}$.

$$\sigma_{q_\lambda} = \frac{1}{2\sqrt{N}} \frac{\sigma_{f_{q_\lambda}}}{f_{q_\lambda}}, \quad (4.24)$$

$$\sigma_{u_\lambda} = \frac{1}{2\sqrt{N}} \frac{\sigma}{f_{u_\lambda}}, \quad (4.25)$$

където $\sigma_{f_{q_\lambda}} = \sqrt{f_{q_\lambda}}$ и $\sigma_{f_{u_\lambda}} = \sqrt{f_{u_\lambda}}$. N е броят двойки експозиции. При наблюдения на 8 ъгъла N=2 - по две двойки ъгли съответно за q_λ и u_λ параметри. Параметрите f_{q_λ} и f_{u_λ} са средни стойности за един ъгъл в единия от лъчите.

Таблица 4.2: Наблюдавани $\overline{P}(\%)$ и $\overline{\Theta}$ (deg.) на Cyg X-1.

JD	Exp-time [s]	Orbital phase	$P(\%)$	Θ (deg.)
2457869.481944	8×60	0.30	4.73 ± 0.39	135.0 ± 1.8
2457955.419444	8×90	0.64	5.03 ± 0.17	135.1 ± 1.1
2457956.409722	8×120	0.82	5.11 ± 0.31	137.5 ± 1.3

$$f_{q_\lambda} = \frac{1}{8} \sum_{\alpha=0^\circ; 45^\circ; 90^\circ; 135^\circ} (f(\lambda)^{\parallel} + f(\lambda)^{\perp})_\alpha \quad (4.26)$$

$$f_{u_\lambda} = \frac{1}{8} \sum_{\alpha=22.5^\circ; 67.5^\circ; 112.5^\circ; 157.5^\circ} (f(\lambda)^{\parallel} + f(\lambda)^{\perp})_\alpha, \quad (4.27)$$

Грешките $\sigma_{p(\%)}$ и σ_θ се определят от следните уравнения:

$$\sigma_{p_\lambda}(\%) = 100 \cdot \frac{\sqrt{q_\lambda^2 \sigma_{q_\lambda}^2 + u_\lambda^2 \sigma_{u_\lambda}^2}}{p_\lambda} \quad (4.28)$$

$$\sigma_\theta = \frac{180 \sigma_{p_\lambda}}{2\pi p_\lambda}, \quad (4.29)$$

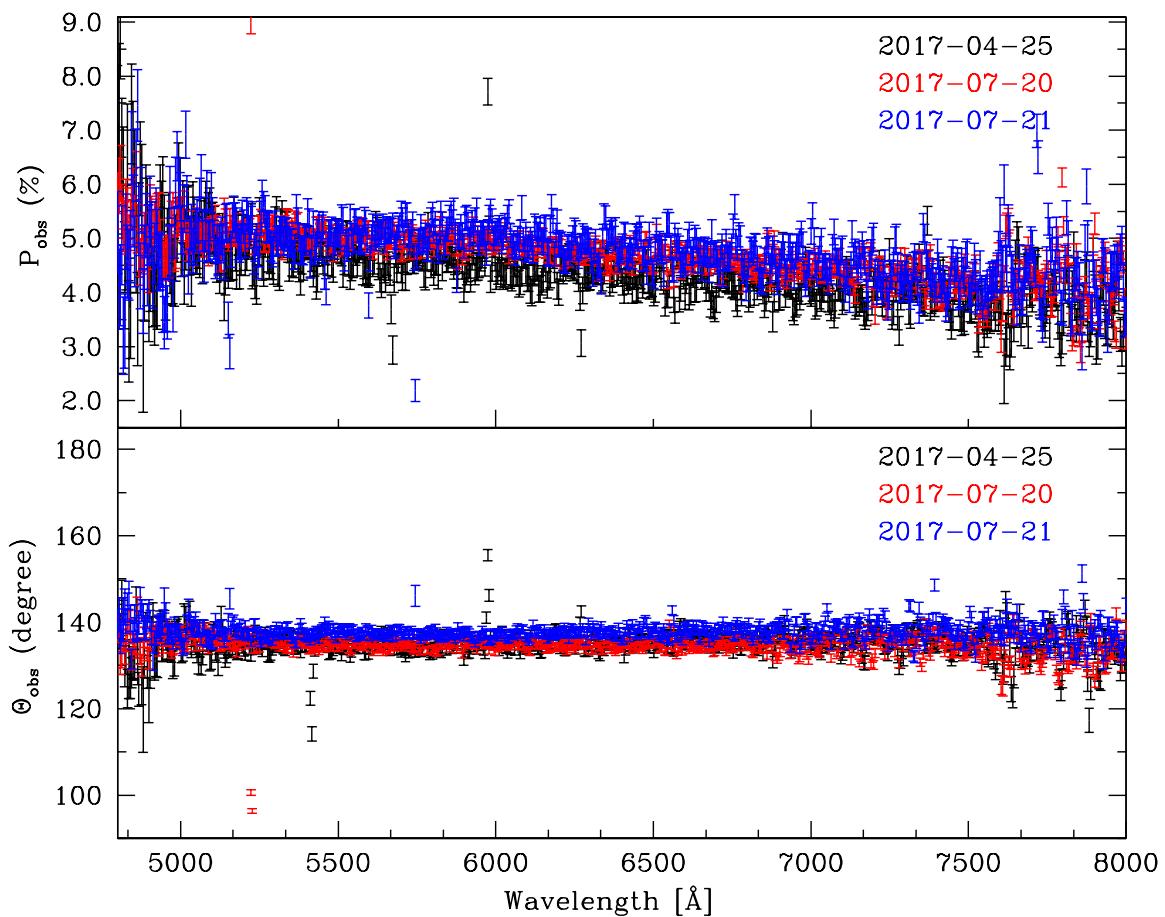
понеже $\sigma_{q_\lambda} \approx \sigma_{u_\lambda}$ то $\sigma_{p_\lambda} \approx \sigma_{q_\lambda}$.

За пример за възможностите за наблюдения, що се отнася до точността на спектрополяриметричните наблюдения, сме избрали звездата Cyg X-1. Системата се състои от звезда донор от спектрален клас O9.7 Iab (Walborn, 1973) и компактен обект черна дупка (Bolton, 1972; Webster & Murdin, 1972). Орбиталният период на системата е $P=5.5998$ days (LaSala et al., 1998).

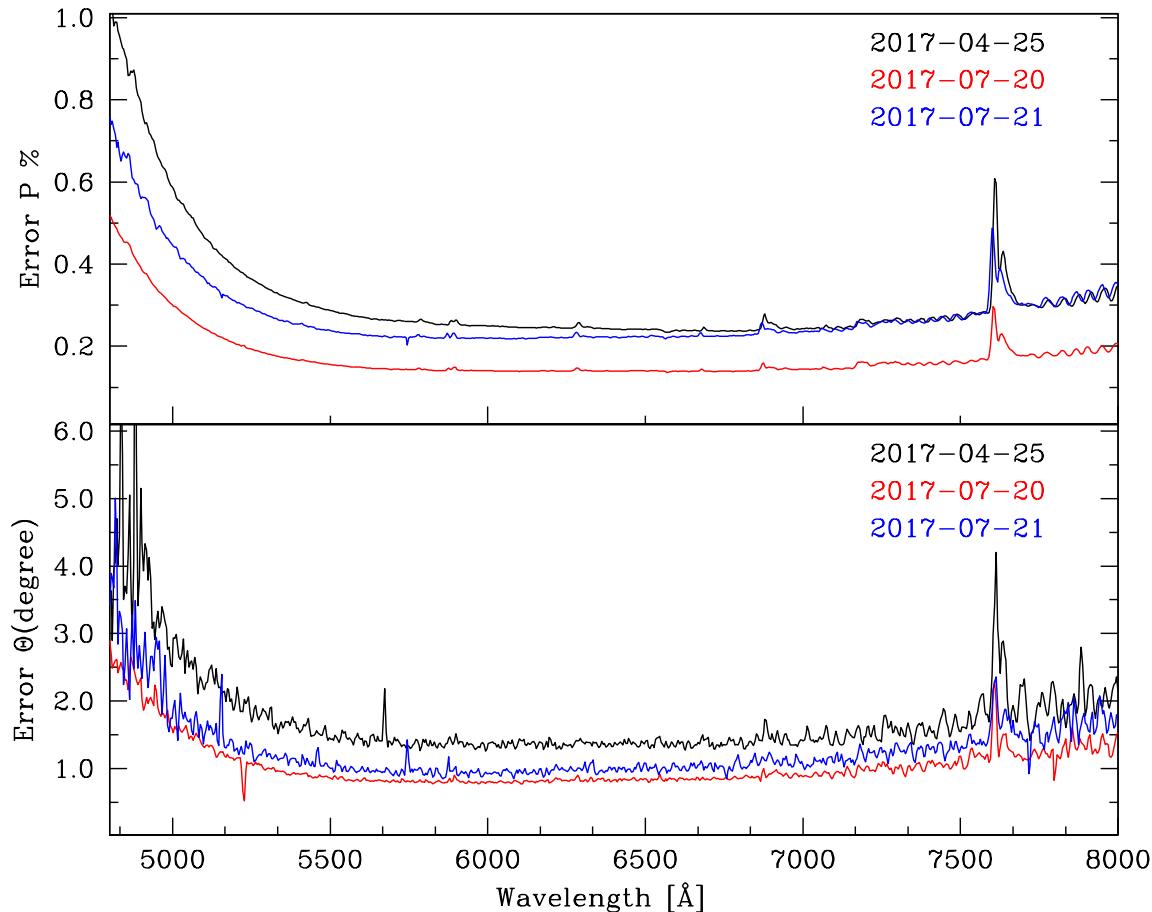
Данни за наблюденията за Cyg X-1, направени с FoReRo2, са показани в таблица 4.2. В първата колонка е показан Юлиански ден, втората колонка показва експозиция за всеки един тъгъл на $\lambda/2$ пластината. Орбиталната фаза в трета колонка е пресметната като са използвани период $P=5.5998$ days и $JD_0 = 2450235.29$ (LaSala et al., 1998). В четвърта и пета колонка са представени наблюдаваните средни стойности $\overline{P}(\%)$ и $\overline{\Theta}$ (deg.) в интервал от дължина на вълната между 5000 Å и 6000 Å. Поляризационният спектър на Cyg X-1 е показан на фигура 4.16.

Линейната поляризация на Cyg X-1 е изследвана от Nagae et al.(2009) в оптичната част на спектъра. Степента на поляризация и позиционния тъгъл, които получаваме за Cyg X-1 (фиг. 4.16), са много близки до получените от цитираните по-горе автори. Cyg X-1 показва променлива степен на поляризация $\Delta P \approx 0.2\%$, която корелира с орбиталната фаза (Nagae et al., 2009). Най-ниските стойности, които получаваме за грешката в степента на поляризация, са между

0.2% и 0.3%. Най-ниските стойности за грешките при определяне на позиционния ъгъл са между 1° и 2° (фиг. 4.17). Тоест за този начин на обработка на данни (с дисперсия $4.5\text{\AA}/\text{px}$) и тези експозиции, ефектът от промяната на степента на поляризация, в засивимост от орбиталната фаза, остава скрит за нас. Повишена точност на наблюденията бихме имали при по-дълги експозиции, такива направени без процеп или при дисперсия, надвишаваща значително $4.5\text{\AA}/\text{px}$.



Фигура 4.16: Степен на поляризация и позиционен ъгъл на Cyg X-1.



Фигура 4.17: Грешки в степен на поляризация и позиционен ъгъл на Cyg X-1

4.4.4 Особености при калибровката по дължина на вълната

При наблюдение на даден ъгъл на $\lambda/2$ пластината върху един кадър се получават два спектъра, в които лъчите трептят във взаимноперпендикуларни равнини (o-ray и e-ray). За калибровка по дължина на вълната се използва набор от спектрални лампи. В нашите наблюдения е използвана Ne лампа за калибровъчен спектър. В хода на усвояване на методиката за спектрополяриметрични наблюдения с FoReRo2 са използвани два начина за калибровка по дължина на вълната:

- а) двата спектъра се калибрират заедно, като се използват съответните калибровъчни спектъра за o-ray и e-ray лъчите;
- б) първо разделяме двата спектъра от кадъра и след това ги калибрираме по дължина на вълната като отделни спектри.

След калибровка по дължина на вълната се прилага Beam swapping техника.

При първия начин на калибровка често се получаваха систематични отклонения в калибровката на единия спрямо другия лъч. До какво може да доведе това? При изследване на спектрополяриметъра FORS на ESO Very Large Telescope, Bagnulo et al. (2013) изследват какво влияние могат да имат неточностите в калибровката по дължина на вълната. Ако това е инструментален ефект, това може да доведе до регистриране на неистинска поляризация в линиите.

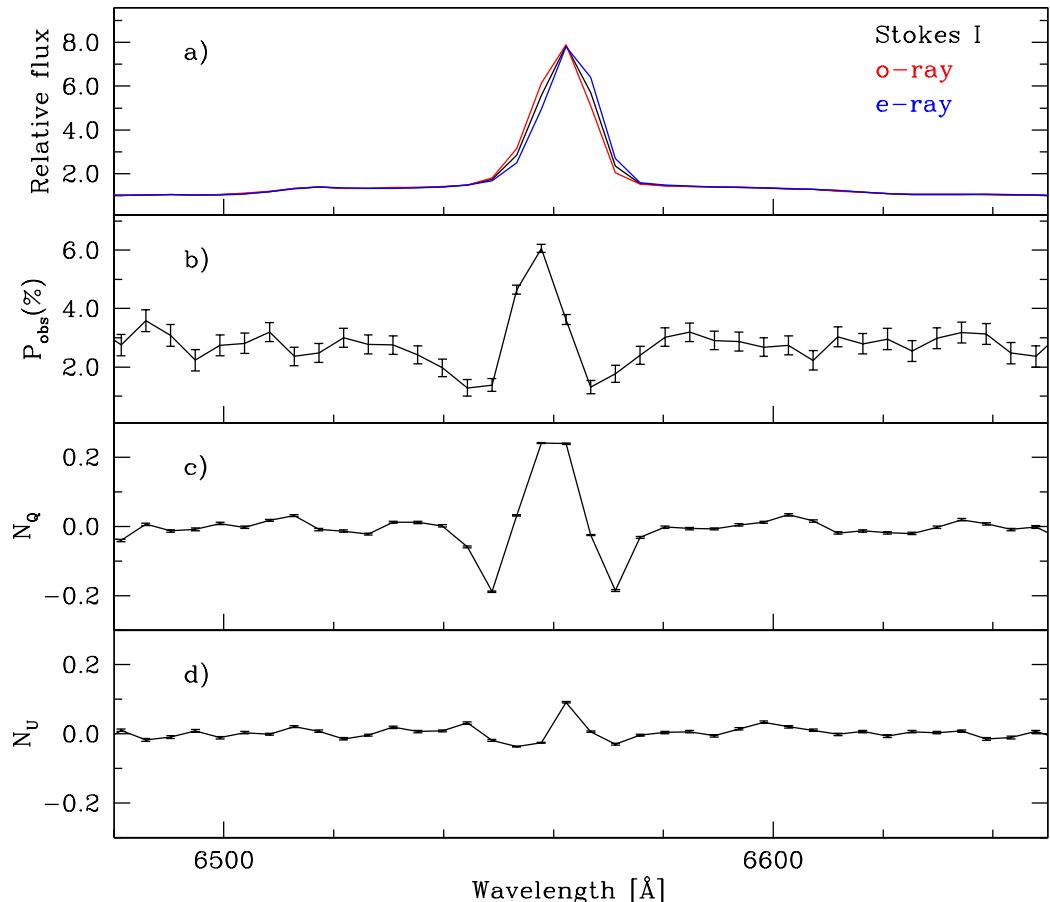
Същият ефект се наблюдава и при звездата RS Oph, наблюдавана с FoReRo2, когато калибровката по дължина на вълната е извършена в случай а).

На фигура 4.18 е представен поляризационен спектър на RS Oph около линията H_{α} , наблюдаван на 2017-07-21. В случая калибровката е извършена по начина, описан в случай а), като отместването между o-ray и e-ray е от 1.73 Å. Наблюдаваната поляризация в линията е от неточност в калибровката по дължина на вълната. Нулевите параметрите могат да служат като индикация за калибровка по дължина на вълната. При неточности се наблюдават и отклонения в тях: на фигура 4.18 с) и д) представляват нулевите параметрите за Стокс Q и U съответно.

На фигура 4.19 е представен поляризационен спектър на RS Oph около линията H_{α} , наблюдаван в същата нощ, като в случая калибровката по дължина на вълната е извършена по начина, описан в случай б). Отместването между o-ray и e-ray е от 0.06 Å. В случая не се наблюдава поляризация в линията H_{α} , което показва, че точният метод за калибровка по дължина на вълната е този, описан в случай б. Скалите на нулевите параметрите са запазени същите, като при тях се наблюдават по-ниски стойности, отколкото когато калибровката по дължина на вълната се извършва по описания в случай а) начин.

Наблюденията на RS Oph са направени в периода между 2017-07-21 и 2018-07-07 и са около 10 години след последното избухване на системата (Narumi et al. 2006). Дневник на наблюденията е представен в таблица 4.3, където са дадени: датата, начало на експозицията, ъглите на $\lambda/2$ пластината, на които е наблюдавано, време на експозиция. На фигура 4.20 са представени наблюдаваните степен на поляризация и позиционен ъгъл на RS Oph. В диапазон от дължина на вълната между 5500 Å и 7500 Å наблюдаваната степен на поляризаци е $2.83\% \pm 0.11$ и позиционен ъгъл $47^\circ.2 \pm 0^\circ.9$. В периода на наблюдения не се забелязва променливост в степента на поляризация и позиционния ъгъл.

В таблица 4.4 са представени Юлианска ден, орбитална фаза, средните стойности на наблюдаваните Стоксови параметри \bar{Q}_{obs} и \bar{U}_{obs} в интервал от



Фигура 4.18: Поляризационен спектър на RS Oph около линията H_{α} , калибриран по дължина на вълната описан в случай а. В а) е представен нормализираният Стокс I параметър, както и нормализирани интензитети в о-гей и е-гей; б) степен на поляризация; с) и д) представляват нулпараметрите за Stoks Q и Stokes U съответно.

дължина на вълната между 5500 Å и 7500 Å. Орбиталната фаза е пресметната като са използвани стойности за орбиталния период $P_{orb} = 453.6$ дни и $T_{conj} = 2445043.54 \pm 5$ (Brandi et al. 2009).

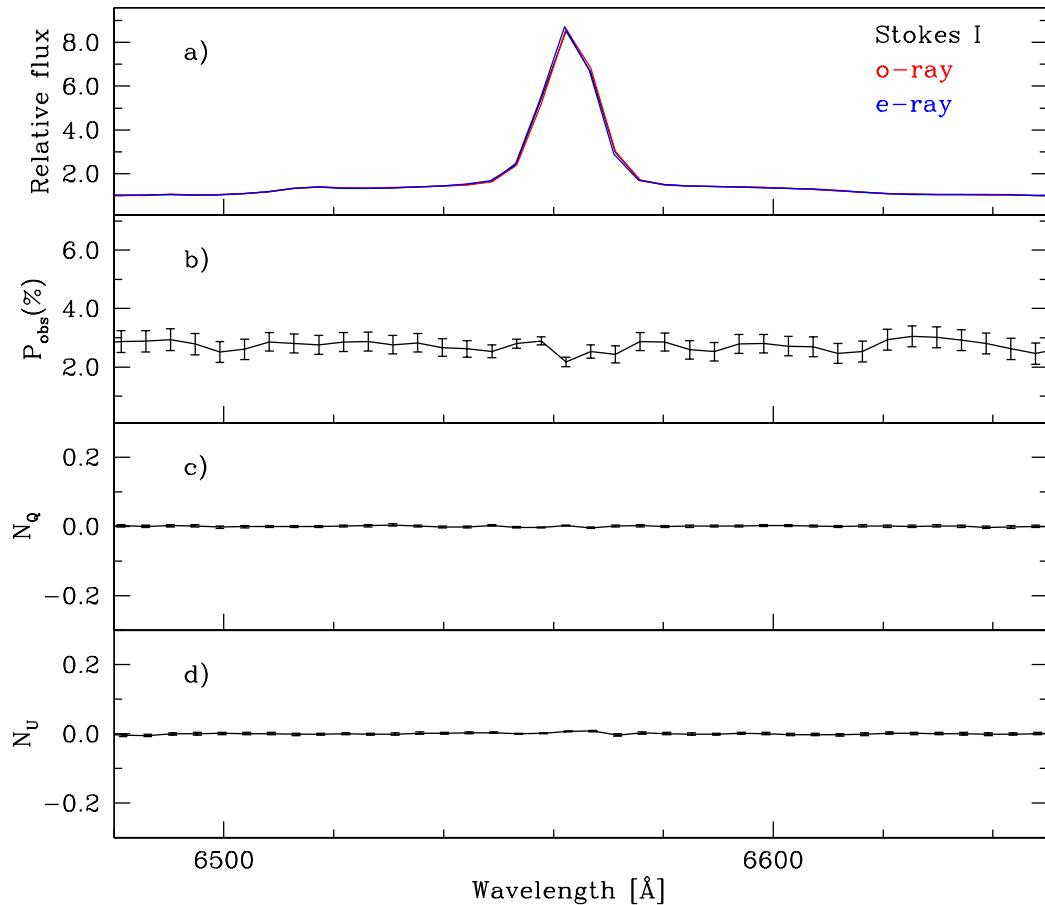
Cropper (1990) наблюдава променлива линейна поляризация след избухването на системата през 1985г., което е доказателство за наличие на вътрешно

Таблица 4.3: Дневник на наблюденията на RS Oph.

Date	UT	Retarder angles	Exp-time [s]
2017-07-21	20:32:26	0°, 22.5°, 45°, 67.5° 90°, 112.5°, 135°, 157.5°	8×100
2018-02-17	03:38:29	0°, 22.5°, 45°, 67.5° 90°, 112.5°, 135°, 157.5°	16×90
2018-03-11	03:13:19	0°, 22.5°, 45°, 67.5° 90°, 112.5°, 135°, 157.5°	8×60
2018-07-07	20:54:00	0°, 22.5°, 45°, 67.5° 90°, 112.5°, 135°, 157.5°	16×60

Таблица 4.4: Наблюдавани Стоксови параметри \bar{Q}_{obs} и \bar{U}_{obs} в интервал от дължина на вълната между 5500Å и 7500Å.

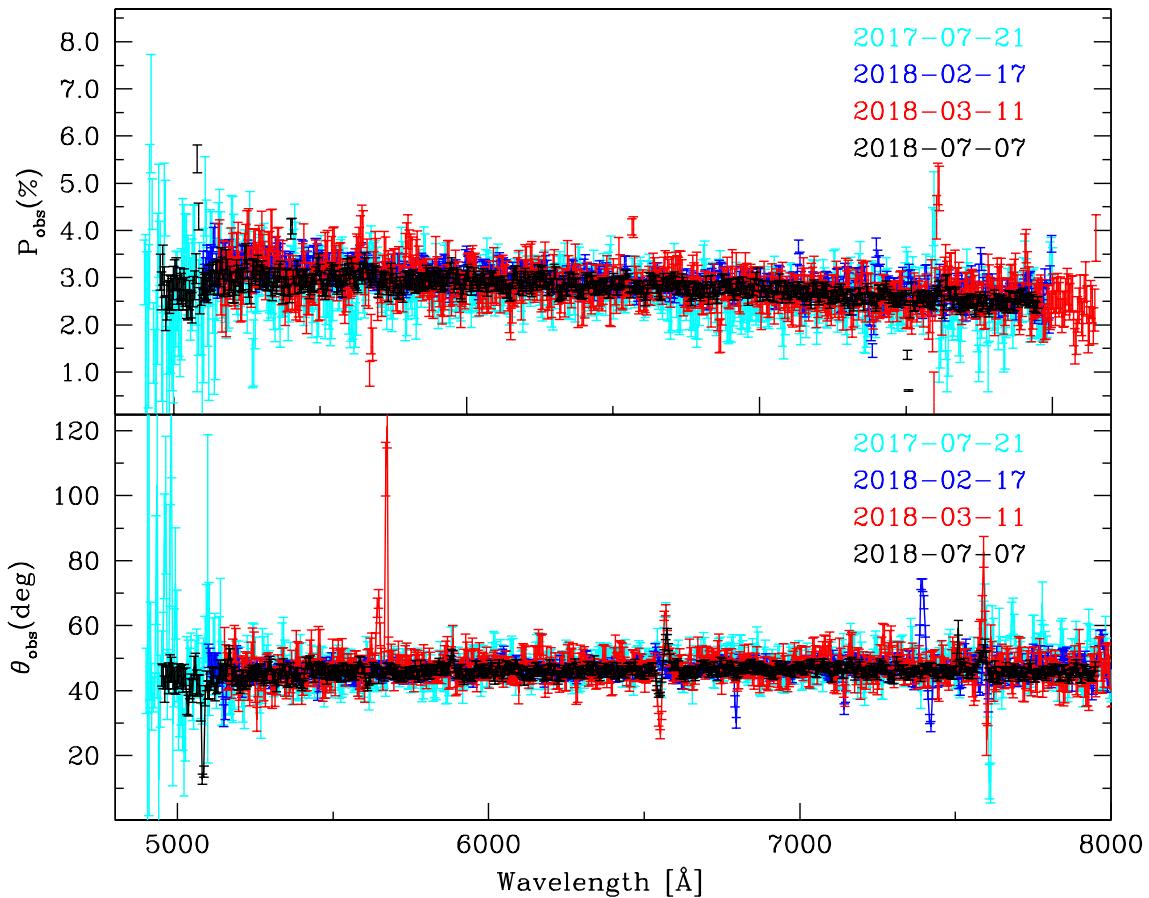
Object	JD	Orbital phase	\bar{Q}_{obs}	\bar{U}_{obs}
RS Oph	2457956.3558	0.47	-0.002 ± 0.003	0.027 ± 0.004
	2458166.6517	0.93	-0.002 ± 0.002	0.029 ± 0.003
	2458188.6342	0.98	-0.003 ± 0.003	0.028 ± 0.003
	2458307.3708	0.24	-0.001 ± 0.002	0.028 ± 0.002



Фигура 4.19: Поляризационен спектър на RS Oph около линията H_{α} , калибриран по дължина, на вълната описан в случай б. В а) е представен нормализирания Стокс I параметър, както и нормализирани интензитети в о-гау и е-гау; б) степен на поляризация; с) и д) представляват нулевите параметрите за Стокс Q и U съответно.

присъща поляризация от системата. Използвайки девет звезди от полето на RS Oph, Copper (1990) определя позиционния ъгъл на $46.6^{\circ} \pm 4.5^{\circ}$. Получаваме стойност за позиционния ъгъл, близка до цитираната (фиг. 4.20). Най-вероятно поляризацията, която наблюдаваме (фиг. 4.20), се дължи само на поляризация от междузвездната среда. Това може да се използва като добра отправна точка

за следващите поляриметрични наблюдения по време на следващото избухване на системата. Спектрополяриметричните наблюдения на RS Oph, представени тук, са оформени в статията Spectropolarimetric observations of the recurrent nova RS Oph, изпратени за рецензия (Nikolov et al., Ac.A., submitted).



Фигура 4.20: Наблюдавани степен на поляризация и позиционен ъгъл на RS Oph.

4.5 Заключение

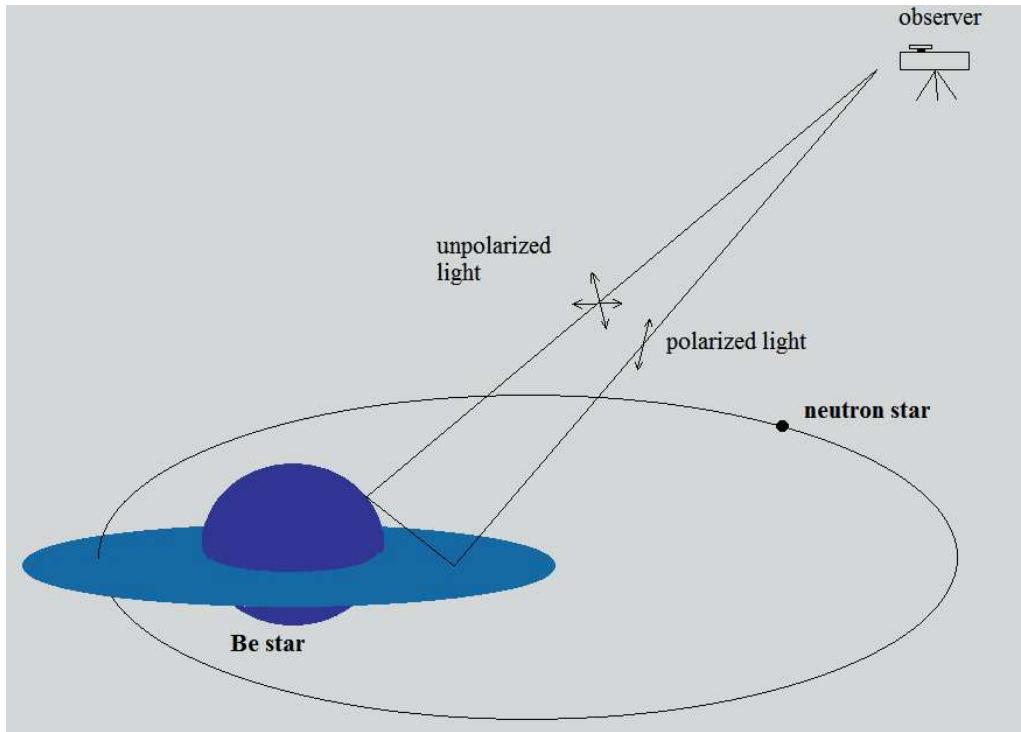
Спектралните изследвания от НАО Рожен са широко застъпени от времето на създаването на обсерваторията. В последните години, с включването в експлоатация на нов ешелен спектрограф, тези възможности се разшириха. Анализ на инструмента FoReRo2 в режим на спектрополяриметрични наблюдения показва, че с него може да се получава наблюдателен материал с научна стойност.

Глава 5

Спектрополяриметрични наблюдения на Ве рентгенови двойни звезди

"Добрите наблюдения не умират никога, а теориите повяжват..."
Харлоу Шепли

В съвременните астрономични наблюдения спектрополяриметричните изследвания заемат все по-важна роля и се извършват за всички дължини на вълната. Поляризираната светлина идва от широк клас обекти: млади звездни обекти и прилежащите им дискове, активни галактични ядра, междузвездна среда, радиогалактики, симбиотични звезди и др. Наличната апаратура в НАО Рожен – фокален редуктор FoReRo2, монтиран на 2m телескоп, ни дава възможност за провеждане на този тип изследвания. Спектралният диапазон, в който можем да наблюдаваме, е между 4800Å и 8200Å. В този диапазон от дължини на вълната поляризираната светлина при рентгеново двойните звезди се дължи на диска около звездата донор. Когато неполяризираната светлина се разсейва от свободни електрони (Томпсъново разсейване) в диска на звездата, разсейната светлина е линейно поляризирана. Когато този процес се наблюдава от източник, който е сферично симетричен спрямо лъча на зрение (Halonen & Jones, 2012a, 2012b, 2013), разпределението на равнините на разсейване е симетрично и в резултат на това поляризирана светлина не се наблюдава. Тази симетрия се нарушава, когато оста на диска е под ъгъл спрямо зрителния лъч и тогава се наблюдава поляризирана светлина. Характерна особеност на околовзвездните дискове при Ве звездите е тяхната емисия в Балмеровата серия. В тези линии може да се наблюдава деполяризиращ ефект, който се дължи на това, че излъчването идва от диска и не е претърпяло разсейване. На фигура 5.1 схематично е посочен начинът на възникване на поляризирана светлина при Ве рентгеновите двойни звезди.



Фигура 5.1: Възникване на линейна поляризирана светлина при Be рентгенови двойни звезди.

5.1 Наблюдения

Спектрополяриметричните наблюдения на Be рентгеновите двойни звезди са получени с помощта на инструмента *FoReRo2*, монтиран на 2.0 м телескоп в Националната Астрономическа Обсерватория Рожен. Спектрите са обработени със стандартни процедури, които включват изваждане на bias, калибровка по дължина на вълната, като за целта е използван астрономичния софтуер IRAF. Приложена е Beam swapping техника на обработка, като всички звезди са наблюдавани на 8 ъгъла на $\lambda/2$ пластината съответно: 0° , 22.5° , 45° , 67.5° , 90° , 112.5° , 135° , 157.5° . Дневникът на наблюденията е представен в таблица 5.1, където са дадени: датата, началото на експозицията, броят експозиции по време на експозиция, отношението сигнал/шум, измерено около дължина на вълната $\lambda \approx 6500 \text{ \AA}$. За измерването на EW на H_α са използвани също стандартни инструменти на IRAF.

Таблица 5.1: Дневник на наблюденията.

Date-obs yyyy-mm-dd	UT start	exp-time [s]	S/N <i>H</i> α
LSI+61⁰303			
2015-03-18	20:05	4x300s	95
2017-07-22	00:25	8x300s	110
2018-10-05	19:58	8x300s	108
2018-11-11	19:44	16x180s	103
2018-12-07	00:08	8x300s	110
MWC 148			
2018-12-07	01:35	16x150s	127
MWC 656			
2017-07-20	23:48	8x60s	46
2018-10-07	19:30	24x90s	92
2018-11-11	18:20	24x60s	110
LS I +59 79			
2016-11-01	23:16	8x500s	52
2017-07-21	00:19	8x300s	46
2017-07-23	00:18	8x100s	52
2018-10-08	20:05	8x240s	112
2018-11-11	18:55	8x300s	160
X Per			
2015-11-11	21:27	24x10s	59
2016-11-02	00:54	24x45s	147
2018-02-16	21:43	24x10s	80
2018-10-05	21:02	16x60s	103
2018-10-07	21:55	24x10s	94
2018-11-11	20:42	48x8s	132
2018-12-07	01:16	12x30s	140

5.2 Междузвездна поляризация

Наблюдаваната поляризация от обектите е векторна сума от собствената за тях поляризация и междузвездната поляризация. За да получим стойности на собствената поляризация при обектите, е необходимо да се извади векторно междузвездната поляризация. Често междузвездната поляризация доминира над поляризацията при изследваните обекти и правилната ѝ оценка е важна за точния анализ впоследствие.

Откритието на междузвездната поляризация е направено случайно при наблюдения на затъмнително двойни звезди. Ако при една от звездите има поляризирана светлина, то ще се наблюдава промяна на поляризираната светлина на системата, като тази промяна ще е свързана с фазата на системата. През 1946г. Janssen наблюдава системата U Sagittae (Janssen, 1946). Системата показва поляризация, като степента на поляризация варира по време, променя се и позиционният ъгъл. Две статии, публикувани през 1949г. са в основата на откритието на междузвездната поляризация: *Observation of the Polarized Light From Stars* (Hall, 1949) и *Polarization of Light From Distant Stars by Interstellar Medium* (Hiltner, 1949). Наблюденията на CQ Сеп (Hiltner, 1949) показват, че съществува поляризация, която не зависи от фазата на системата. Този резултат се интерпретира като наличие на поляризация, която се дължи на преминаване на светлината на звездата през междузвездната среда. За откритието на междузвездната поляризация Struve & Zebergs (1962) правят следния коментар:

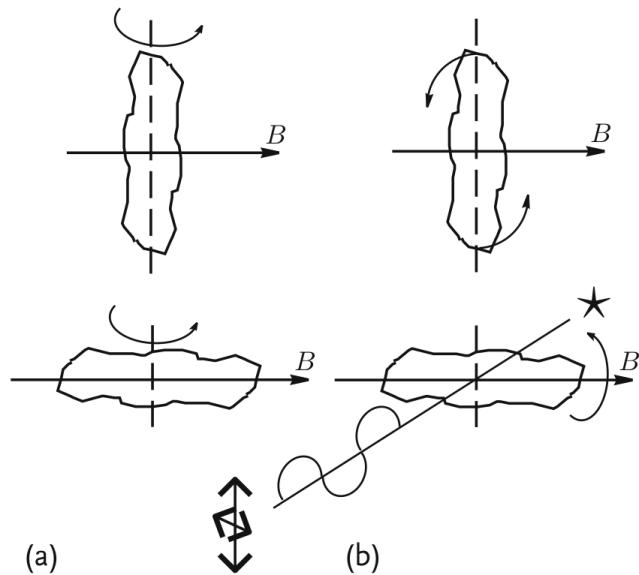
“Откритието на междузвездната поляризация винаги ще остане един от най-ярките примери за чисто случайно откритие, като например откритието на рентгеновите лъчи от Вилхелм Ръонтген през 1885г.”

Съществуват няколко механизма за подравняване на удължени прахови зърна, което води до поляризиране на светлината от междузвездната среда. Описание на различните механизми има в статията на Lazarian (2003), като тук само ще споменем някои от тях:

- Механизъм на Davis–Greenstein (Davis & Greenstein, 1951). Механизмът изисква зърната да имат парамагнитни свойства. На фигура 5.2 са показани парамагнитни зърна с тяхната ос на въртене. Локалното магнитно поле ориентира парамагнитните зърна, така че тяхната ос става успоредна на магнитното поле в този регион. Долната част на (b) показва, че прахови зърна с такава ориентация ще погълнат повече светлина по дължината на зърното. Така се получава поляризация, като равнината на поляризация е перпендикулярна на линиите на магнитното поле. Картинката е взета от книгата *Stellar Polarimetry* (Clarke, 2010).

- Механизъм на Gold (Gold 1952a, 1952b). Подравняването на праховите зърна се дължи на удари на молекули със зърната, като дългите оси на праховите зърна се ориентират по посока на движение на молекулите. Този процес може да обясни само локално подравняване на праховите зърна.
- Механизъм на Dolginov (Dolginov, 1972) - при този механизъм подравняването се получава от анизотропни корпукулярни и/или радиационни потоци.

Механизмите, които изискват наличие на магнитно поле, са предпочитани, защото векторните карти на поляризация на звездите от дадено поле трасират структурата на галактичното магнитно поле. Подобни карти за изследване на междузвездната поляризация до MWC 656 и LS I +59 79 са представени на фигура 5.12 и 5.15.



Фигура 5.2: Ориентация на парамагнитни зърна от локално магнитно поле (David Clarke - Stellar Polarimetry).

5.2.1 Закон на Серковски

Наблюдаваната линейна поляризация показва пик в оптичната област на спектъра. Изследвания на зависимостта на степента на поляризация от дължината на вълната за междузвездна поляризация има отразени в няколко статии (Serkowski, 1971, 1973; Serkowski et al., 1975). Емпиричният закон, описващ междузвездната поляризация, носи името на Серковски и има следния вид:

$$P_{ISP}(\lambda) = P_{max} \exp(-K \ln^2 \frac{\lambda_{max}}{\lambda}), \quad (5.1)$$

където $P_{ISP}(\lambda)$ е в проценти и е за дължина на вълната λ . P_{max} е максималната степен на поляризация за дължина на вълната λ_{max} . Първоначално за стойността на параметъра К Серковски приема $K=1.15$ (Serkowski, 1973;), което е осреднена стойност за голям брой звезди. Тази стойност на параметъра К добре описва наблюденията в диапазон между 3600\AA и 10000\AA . Параметърът P_{max} се асоциира с поляризационните свойства на праховите зърна на междузвездната среда и тяхната колонкова плътност, докато параметърът λ_{max} е свързан с размера на тези прахови зърна (Coyne et al., 1974; Serkowski et al., 1975).

За фитиране на данните със закона на Серковски сме използвали програмата Curve Expert¹. Избрали сме тези нощи, в които е наблюдавано с новите CCD камери (Andor) и получените спектри са без използване на процеп. За всичките обекти λ_{max} се намира в интервала между 5500\AA и 6300\AA . При фитирането на данните нямаме много точки в по-малките дължини на вълните и за наблюденията с CCD камера Versarray това понякога се оказва проблем. Малки отклонения в данните около 4800\AA - 5000\AA може да доведат до големи вариации в стойностите на параметъра K. Ето защо подборът на данните ни е такъв, че обхваща само най-добрите наблюдения, с които разполагаме за тези обекти. За наблюденията на LS I +59 79 от 2018-10-08 сме фитирали данните, като сме използвали в първия случай K като свободен параметър. Добро фитиране на данните за LS I +59 79 имаме и в случая, когато $K=1.15$ е с фиксирана стойност. Стойностите за получените параметри в закона на Серковски са представени в таблица 5.2.

5.2.2 Връзката между параметрите K и λ_{max} за междузвездната поляризация

Dyck & Jones (1978) наблюдават седем звезди в интервала между $1\mu\text{m}$ и $2.2\mu\text{m}$ и откриват, че степента на линейна поляризация пада по-бързо към големи дължини на вълната, отколкото предсказва закона на Серковски. Отклонението от този закон те интерпретират с това, че междузвездната поляризацията се състои от смес от графитни и силикатни зърна. При наблюденията на HD 183143 и HD 22253 Codina-Landaberry & Magalhaes (1976) получават за параметъра K стойности $K=1.47$ и $K=0.19$ съответно. Параметърът K дава заостреността на кривата, описвана от закона на Серковски.

Изследвайки 105 звезди в интервала от дължини на вълната между $0.36\mu\text{m}$ и $2.0\mu\text{m}$ Whittet et al. (1992), намират следната линейна зависимост между па-

¹<https://www.curveexpert.net>

Таблица 5.2: Параметри на закона на Серковски.

Object	K	P_{max} [%]	λ_{max} Å
LSI+61°303			
2018-10-05	0.969 ± 0.0048	1.35 ± 0.001	6303 ± 26
2018-11-11	1.636 ± 0.01	1.38 ± 0.0004	6202 ± 4
2018-12-07	1.382 ± 0.016	1.31 ± 0.0005	6322 ± 5
MWC 148			
2018-12-07	0.924 ± 0.003	3.93 ± 0.0003	5554 ± 3
MWC 656			
2018-10-07	1.837 ± 0.016	0.603 ± 0.0003	5289 ± 9
2018-11-11	1.679 ± 0.013	0.578 ± 0.0001	5655 ± 6
LS I +59 79			
2018-10-08	0.739 ± 0.014	3.982 ± 0.0003	4967 ± 26
	1.15	3.946 ± 0.0016	5424 ± 5
2018-11-11	1.157 ± 0.0087	3.971 ± 0.0012	5274 ± 8
X Per			
2018-10-05	1.5836 ± 0.0125	0.827 ± 0.0002	5777 ± 6
2018-10-07	1.6001 ± 0.0121	0.93 ± 0.0003	5786 ± 5
2018-11-11	1.5537 ± 0.009	0.941 ± 0.0003	6169 ± 3
2018-12-07	1.6187 ± 0.0062	0.922 ± 0.0001	6386 ± 2

метрите K и λ_{max} :

$$K = 0.01 \pm 0.05 + (1.66 \pm 0.09)\lambda_{max}, \quad (5.2)$$

като стойността на λ_{max} е в $\mu\text{м}$.

На фигура 5.3 са представени стойностите на параметрите K и λ_{max} за различните обекти. На фигурата данните за обектите са взети от таблица 5.2, като представените грешки за обектите са в интервал 3σ . Непрекъснатата червена линия отразява уравнение 5.2, като двете непрекъснати черни линии са грешките на уравнението в интервал 3σ . На фигурата се забелява, че има рязко отклонение от тази зависимост при обектите MWC 656, X Per, LSI+61°303 и в някои случаи на LSI + 59 79. Това показва наличието на вътрешна поляризация при тези обекти. Стойността за MWC 148 е много близко до стойноста, описана от уравнение 5.2, но при тази звезда имаме деполяризиращ ефект в линията H_α (фиг.5.9), което също е доказателство за наличието на собствена за звездата поляризация.

5.2.3 Връзка между $E(B - V)$ и степента на поляризация на междузвездната среда

На базата на анализ на около 5500 звезди, Fosalba et al. (2002) намират следните зависимости между $P(\%)$ и $E(B-V)$ и разстоянието $d[\text{Кpc}]$ до звездите:

$$P(\%) \approx 0.13 + 181d - 0.47d^2 + 0.036d^3 \quad (5.3)$$

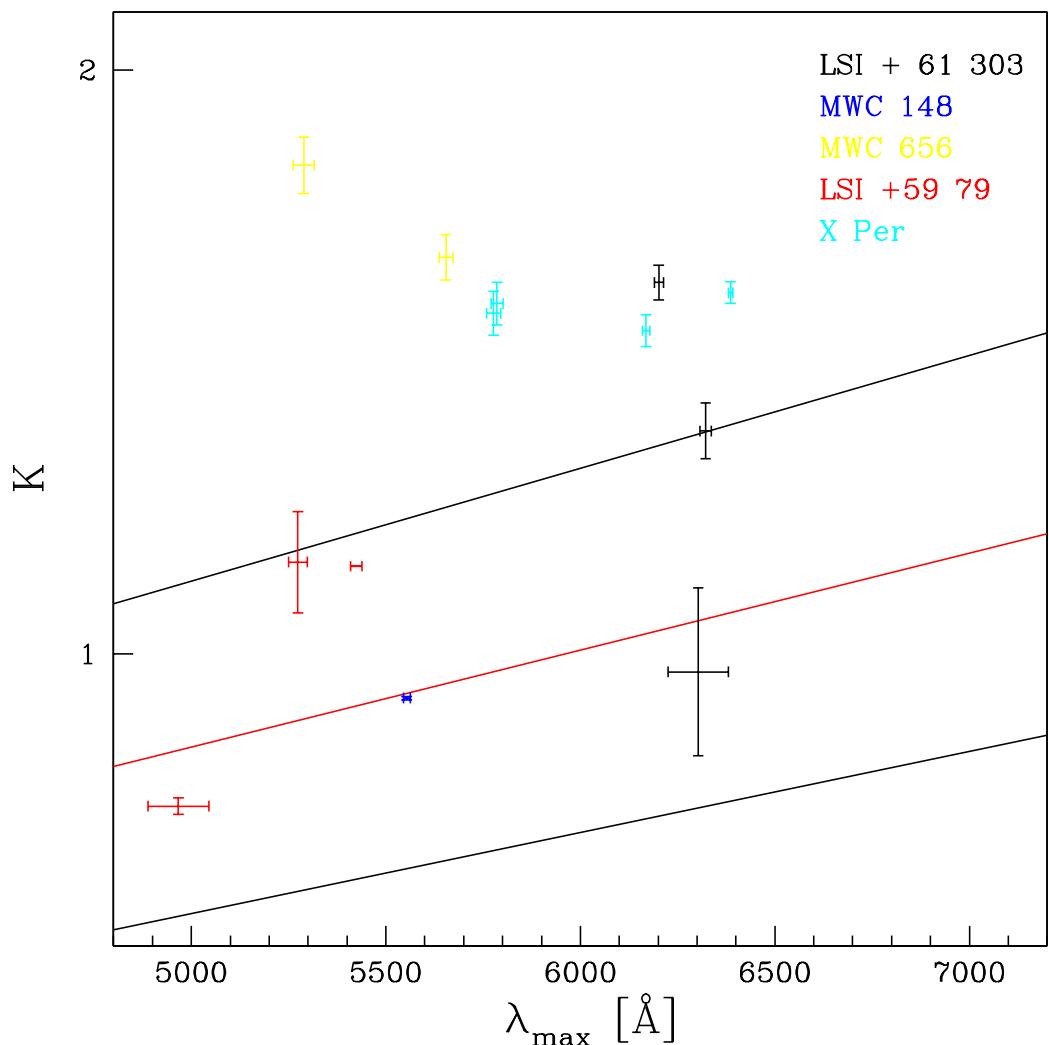
$$E(B - V) \approx 0.08 + 0.5d - 0.135d^2 + 0.0104d^3 \quad (5.4)$$

На фигура 5.4 са представени зависимостите на $P(\%)$ и $E(B-V)$, изразени чрез полиноми от трета степен (уравнение 5.3 и 5.4). Фигурата е взета от Fosalba et al. (2002).

Зависимостта между $P(\%)$ и $E(B-V)$ от същия автор има следния вид:

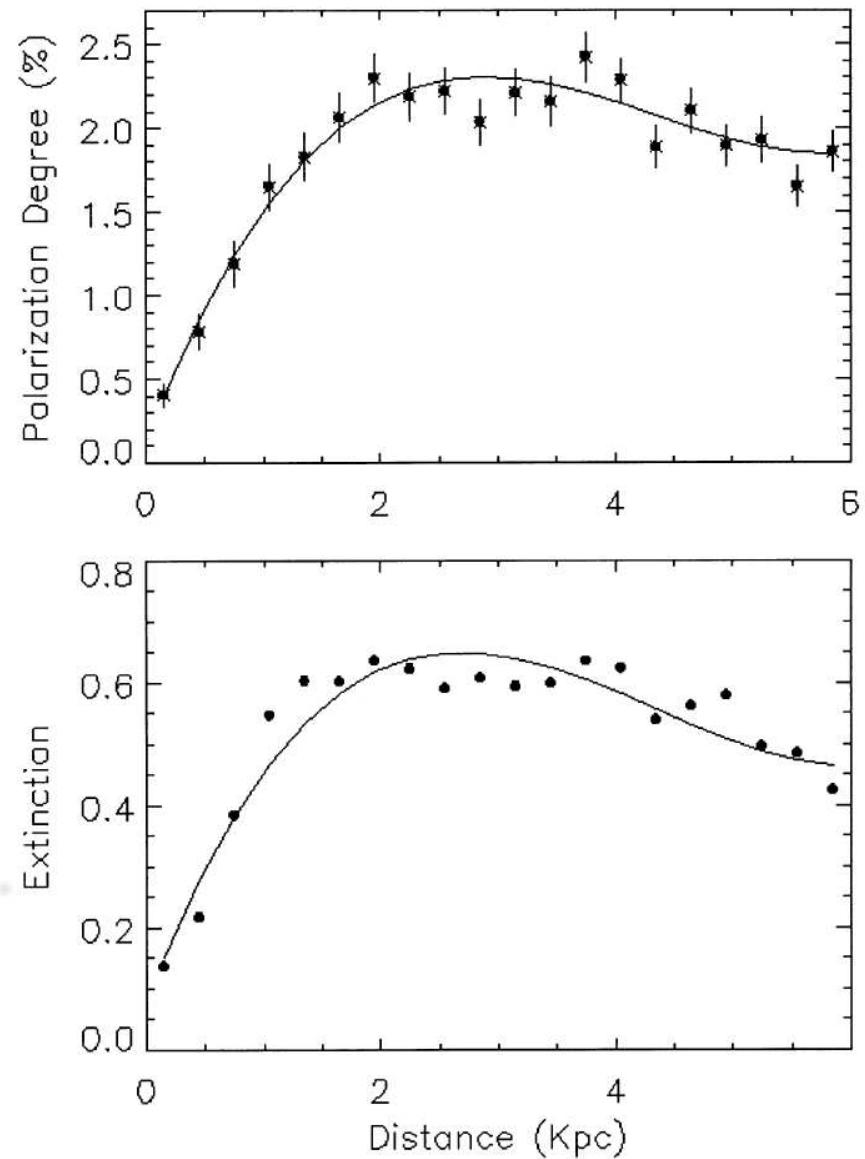
$$P(\%) \approx 3.5E(B - V)^{0.8} \quad (5.5)$$

В таблица 5.3 са дадени разстоянията до обектите, като са използвани данни от каталога на Gaia Data Release 2; Bailer-Jones et al., (2018). За разстоянията грешките съответстват на най-малкото и най-голямото разстояние до обекта. В (a) са представени данни за $P(\%)$, пресметнати чрез уравнение 5.3. Стойностите за $E(B-V)$ в (b) са пресметнати чрез уравнение 5.4. Стойностите за $P(\%)$ в (c) са пресметнати чрез уравнение 5.5, като стойности за $E(B-V)$ са използвани тези, посочени в таблица 2.4. В (d) са представени средни стойности и стандартното отклонение за P_{max} , получени от фит на данните със закона на Серковски. Вижда се, че колонките (c) и (d) на таблицата силно се различават една от друга. В случаите на LSI+61°303, MWC 656 и X Per получаваме по-високи стойности



Фигура 5.3: Връзката между параметрите K и λ_{max}

чрез оценката на $P(\%)$ от $E(B-V)$, отколкото са наблюдаваните $P_{max}(\%)$. Това може да се дължи на това, че позиционният ъгъл, присъща на обектите е много различен от позиционния ъгъл на междузвездната поляризация. В случая об-



Фигура 5.4: Връзката между $P(\%)$, $E(B-V)$ и разстоянието d до звездите (по Fosalba et al., 2002)

щия ефект е на намаляване на степента на поляризацията, която наблюдаваме.

5.3 LSI+61⁰303

Наблюдението на LSI+61⁰303 от 2015-03-18 е извършено на 4 ъгъла на $\lambda/2$ пластиината съответно: 0° , 22.5° , 45° , 67.5° . В същата вечер е наблюдавана само звезда

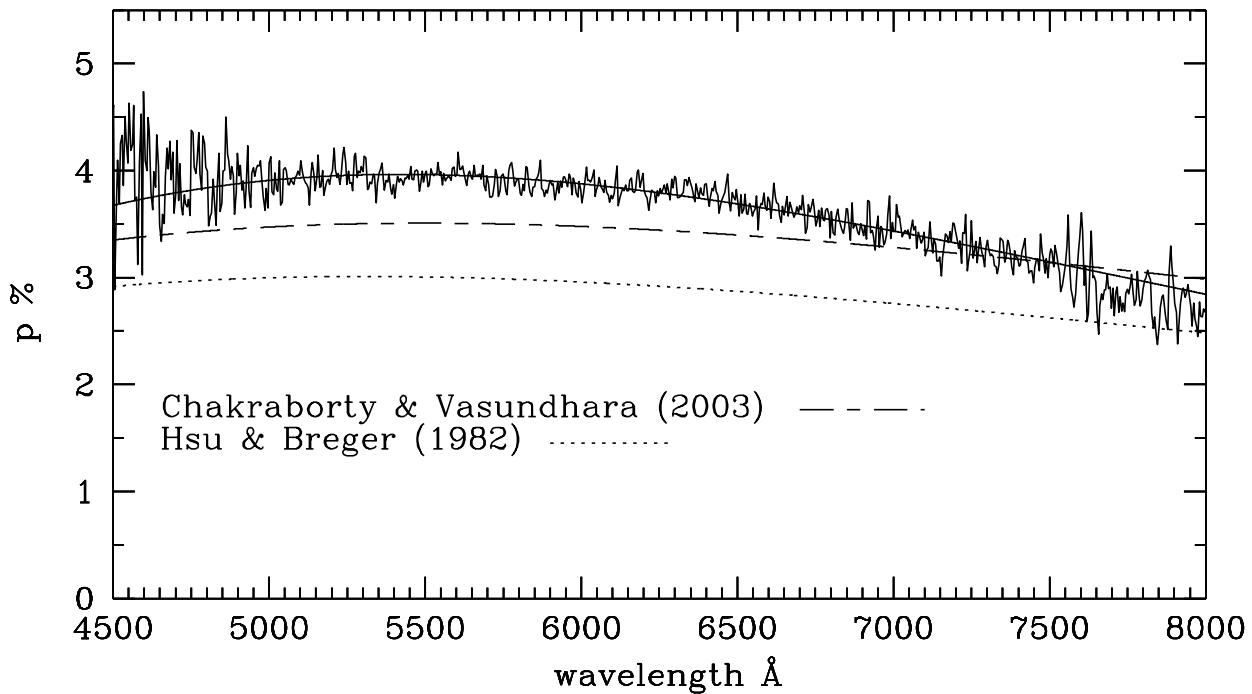
Таблица 5.3: Връзка между $E(B-V)$ и $P(\%)$.

Object	Distance Kpc	$P(\%)$ (a)	$E(B-V)$ (b)
LSI+61°303	$2.445^{+0.258}_{-0.214}$	2.27 ± 0.04	0.647 ± 0.006
MWC 148	$2.555^{+0.333}_{-0.266}$	2.86 ± 0.04	0.649 ± 0.001
MWC 656	$2.237^{+0.184}_{-0.158}$	2.23 ± 0.05	0.639 ± 0.009
LSI +59 79	$2.515^{+0.210}_{-0.180}$	2.28 ± 0.03	0.649 ± 0.003
X Per	$0.793^{+0.037}_{-0.034}$	1.28 ± 0.04	0.397 ± 0.011

Object	$E(B-V)$ таб. 2.4	$P(\%)$ (c)	$P_{max}(\%)$ (d)
LSI+61°303	0.870 ± 0.074	3.13 ± 0.21	1.35 ± 0.04
MWC 148	0.764 ± 0.055	2.82 ± 0.16	3.93 ± 0.0003
MWC 656	0.269 ± 0.019	1.22 ± 0.07	0.59 ± 0.02
LSI +59 79	0.575 ± 0.026	2.25 ± 0.08	3.97 ± 0.02
X Per	0.356 ± 0.003	1.53 ± 0.01	0.91 ± 0.05

Note: (a) $P\%$, пресметнато чрез уравнение 5.3; (b) $E(B-V)$, пресметнато чрез уравнение 5.4; (c) $P(\%)$, пресметнато чрез уравнение 5.5, като са използвани стойности за $E(B-V)$ от Глава 1; (d) средни стойности за $P(\%)$ от фит със закона на Серковски.

с висока степен на поляризация HD 43384 по същия начин, както LSI+61⁰303. Не е наблюдавана звезда с нуева степен на поляризация и не е коригирано за инструментална поляризация. Опитът, който придобихме след това при наблюдения с процеп показва, че наблюденията на звезда с нуева степен на поляризация е нужна при отчитането на инструменталната поляризация, която може и да е променлива с времето (вж. фиг. 4.14). След обработка и анализ на HD 43384 се оказа, че имаме съвпадение на нашите наблюдения в един тесен участък около линията H_{α} с данните, публикувани от Chakraborty & Vasundhara (2003) (виж фиг. 5.5).



Фигура 5.5: Наблюдавана степен на поляризация на HD 43384. Резултатите са сравнени с тези, получени от Chakraborty & Vasundhara (2003) и Hsu & Breger (1982)

Hsu & Breger (1982) публикуват за стандартната звезда HD 43384 степен на поляризация $p\% = 2.94 \pm 0.04\%$ и позиционен ъгъл $\theta = 169.8 \pm 0.7$. Те опреде-

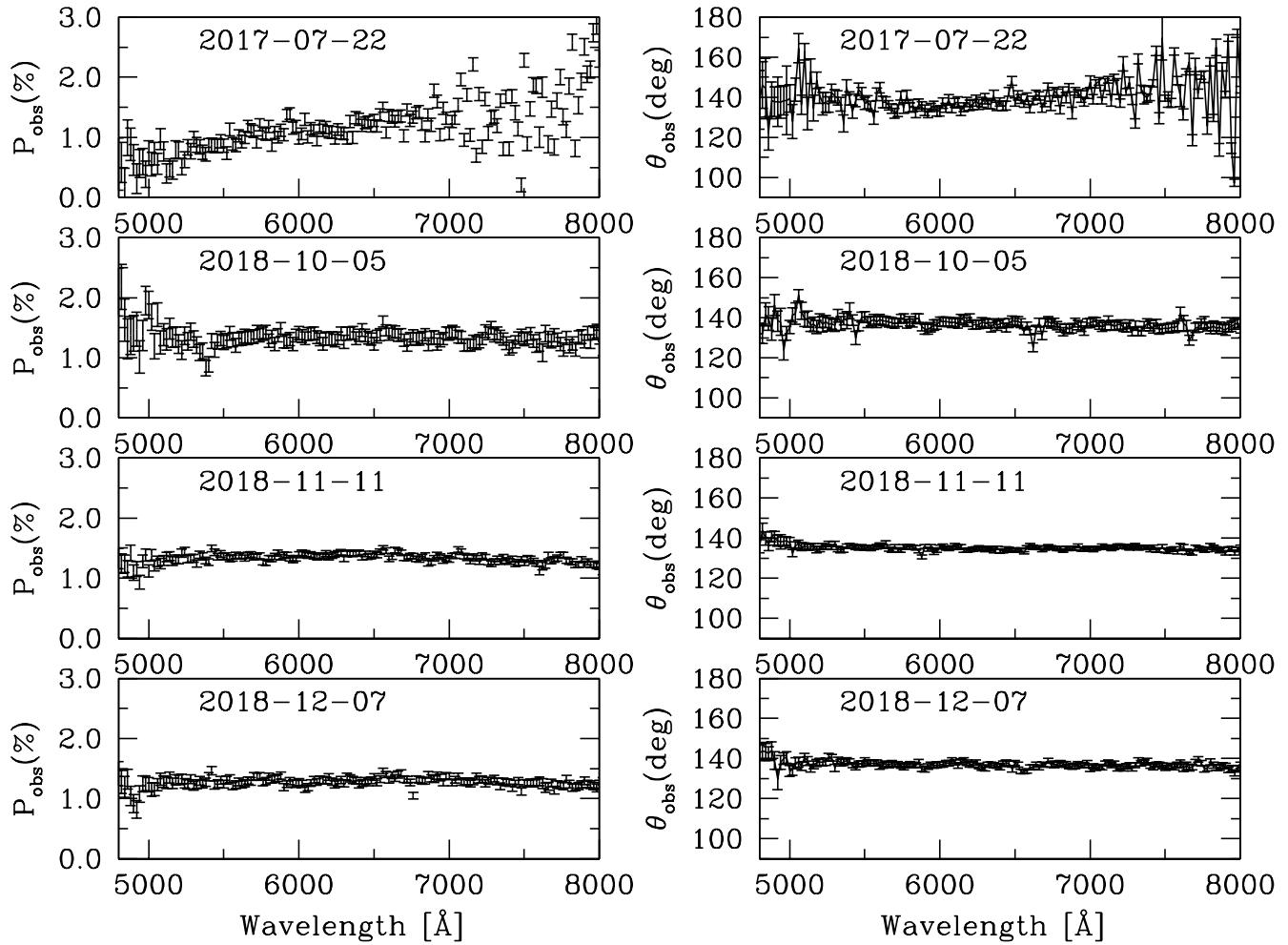
лят следните стойности за параметрите в закона на Серковски: $\lambda_{max} = 5310\text{\AA}$, $P_{max} = 3.10\%$ и $K=1.15$. Chakraborty & Vasundhara (2003) показват, че степента на поляризация е с 0.49% по-висока, отколкото стойностите, посочени от Hsu & Breger (1982). Chakraborty & Vasundhara (2003) определят следните стойности за параметри в закона на Серковски: $\lambda_{max} = 5498 \text{ \AA}$, $P_{max} = 3.50\%$ и $K=1.15$. Нашите наблюдения на HD 43384 в интервал от дължини на вълната от 6500\AA до 7500\AA са близки по стойност до стойностите, получени от Chakraborty & Vasundhara (2003). Определихме следните стойности за параметрите в закона на Серковски: $\lambda_{max} = 5420 \text{ \AA}$, $P_{max} = 3.96\%$ и $K=2.19$ (Nikolov et al., 2018). След наблюденията на тази стандартна звезда преценихме, че е нужно всяка нощ да се коригира за инструментална поляризация като се използват звезди с нулема степен на поляризация. Другият начин за оценка и корекция на инструменталната поляризация е като се използва само стандарта звезда с висока степен на поляризация. Разликата между каталожните и наблюдалите стойности на параметрите Q и U съответно може да се използва като оценка и корекция на инструменталната поляризация. След наблюденията на HD 43384 изборът ни на стандартни звезди се съсредоточи върху тези, отразени в статиите на Schmidt et al. (1992) и Turnshek et al. (1990). Има възможност някои стандартни звезди да показват променлива степен на поляризация и трябва да се внимава при избора на такъв тип звезди. Опитът ни показва, че звезди в интервала от звездни величини между $V = 5^m$ и $V = 8^m$ са най-подходящи при спектрополяриметрични наблюдения с инструмента ФоПeРo2.

Първите спектрополяриметрични наблюдения на LSI+61⁰303 са публикувани от Nagae et al. (2006, 2009). За да определим присъщите на системата степен на поляризация и позиционен ъгъл, трябва да познаваме Стоксовите компоненти Q_λ и U_λ на междузвездната среда. Компонентите в закона на Серковски за междузвездната среда са $P_{peak} = 2.20 \pm 0.18\%$, $K = 0.92 \pm 0.1$, позиционният ъгъл е $\theta = 126.5 \pm 3.7$ (Nagae et al., 2009). От тях определяме Стоксовите компоненти Q_λ и U_λ на междузвездната среда. За да определим Стоксовите параметри, присъщи на системата (q_{int} и u_{int}), използваме уравненията:

$$q_{obs}(\lambda) = q_{int}(\lambda) + P_{ISP}(\lambda) \cos 2\theta_{ISP}, \quad (5.6)$$

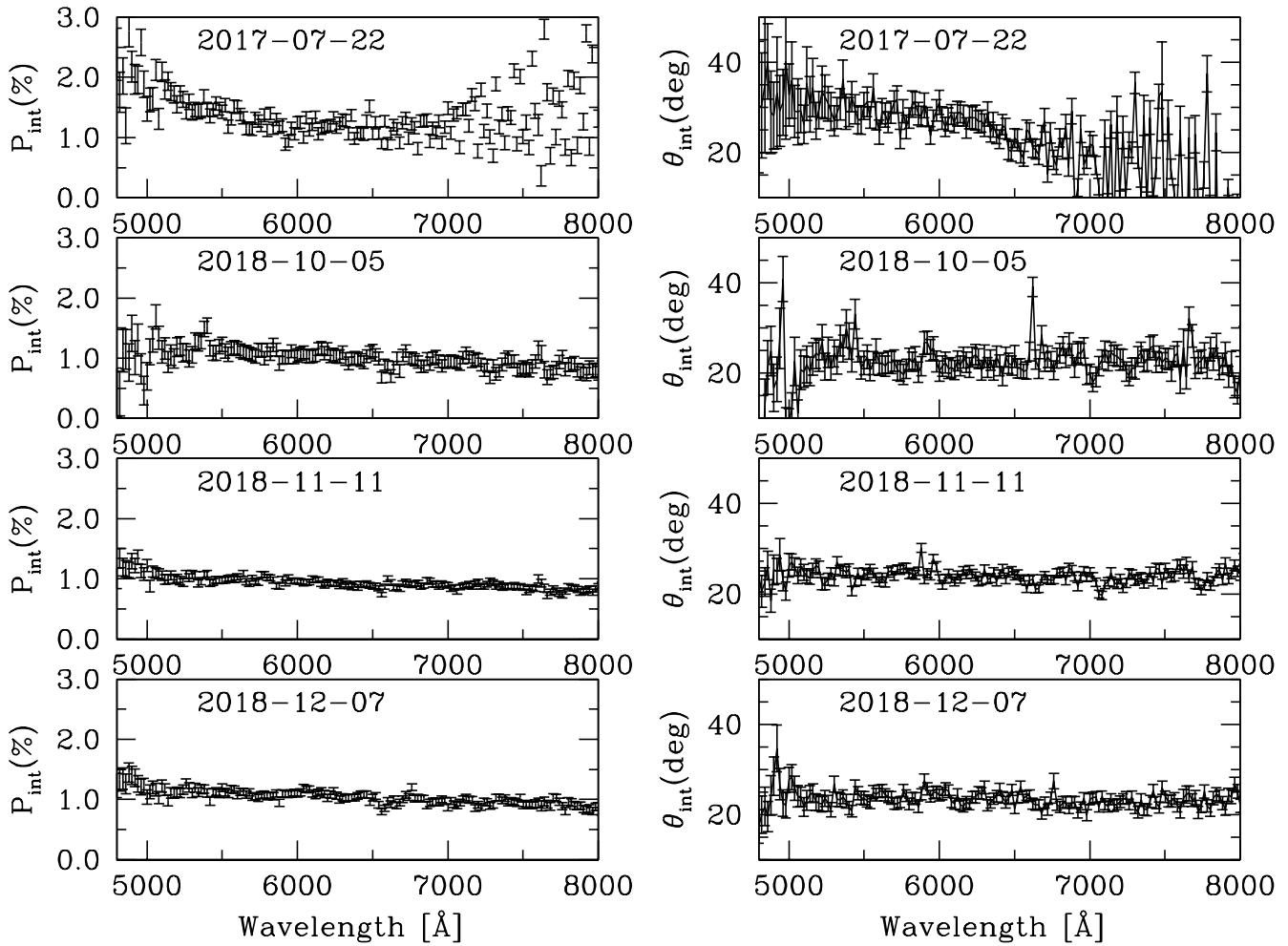
$$u_{obs}(\lambda) = u_{int}(\lambda) + P_{ISP}(\lambda) \sin 2\theta_{ISP}, \quad (5.7)$$

където q_{obs} и u_{obs} са наблюдаваните Стоксови параметри. P_{ISP} и θ_{ISP} са съответно степен на поляризация и позиционен ъгъл на междузвездната поляризация. След това пресмятаме степента на поляризация $P_{int}\%$ и позиционния ъгъл θ_{int} на LSI+61⁰303. Стойностите, които получаваме за LSI+61⁰303, са близки до тези, публикувани от Nagae et al. (2006, 2009). На фигура 5.6 е представен поляризационния спектър на LSI+61⁰303. На фигура 5.7 са представени собствените степен на поляризация и позиционен ъгъл на LSI+61⁰303, след корекция за междузвездна поляризация, като са използвани уравнения 5.6 и 5.7. Прави



Фигура 5.6: Наблюдавани степен на поляризация и позиционен ъгъл на LSI+61⁰303

впечатление, че в наблюденията от 2017-07-22 има силно влияние на фрингджовете от CCD камерата за дължина на вълната λ по-голяма от 7000 Å. Това е отразено както върху степента на поляризация, така и върху позиционния ъгъл. С новата CCD камера подобен проблем не се наблюдава.



Фигура 5.7: Степен на поляризация и позиционен ъгъл на LSI+61⁰303 след корекция за междузвездна поляризация

5.4 MWC 148

5.4.1 Наблюдавани степен на поляризация и позиционен ъгъл на MWC 148

Наблюденията на MWC 148 са получени в нощта на 6 срещу 7 декември 2018г. Звездата е наблюдавана на 8 ъгъла на $\lambda/2$ пластината, като на всеки ъгъл са получени по две експозиции по 120 секунди, всяка. Средните стойности на

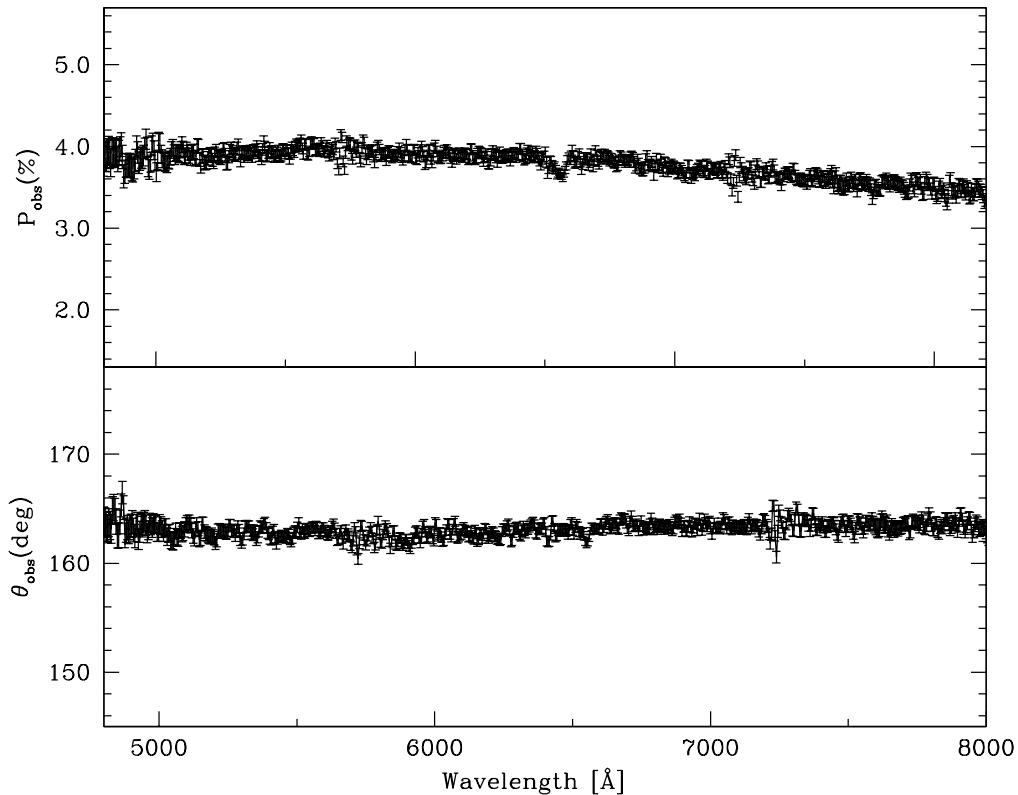
наблюдаваните параметри на Стокс в интервала от 5500\AA до 7500\AA са: $\bar{Q} = -0.033 \pm 0.001$ и $\bar{U} = 0.019 \pm 0.001$. За степента на поляризация и позиционния ъгъл имаме съответно: $P_{obs}(\%) = 3.83 \pm 0.12$ и $\theta_{obs} = 168.3^0 \pm 0.67^0$.

На базата на изследване на поляризирана светлина от звезди в околността на MWC 148 (field star method), включващо 28 звезди, разположени на ъглово отстояние до три градуса около MWC 148, Yudin (2014) получава следните стойности за параметрите на междузвездната среда: $p_{is} \approx 2\%$ и $\Theta_{is} \approx 165^0$. Интересно е да се отбележи, че изследването му включва звезди до разстояние 1.5 кpc. След векторно изваждане на стойностите на междузвездната поляризация се получава стойностите за собствената поляризация до обекта: $p_{cs} \approx 1.5 - 2\%$ и $\Theta_{cs} \approx 165^0$ (cs=circumstellar, Yudin, 2014). Разстоянието до обекта според Gaia Data Release 2 е $2.555^{+0.333}_{-0.266}$ kpc, което навежда на мисълта, че може да се очаква по-висока стойност за степента на поляризация на междузвездната среда. Стойността на параметъра K от закона на Серковски за MWC 148 е $0,924 \pm 0.003$ (виж табл. 5.2). Не се наблюдава голямо отклонение от зависимостта на K(λ_{max}) (виж фиг. 5.3). Екстинкцията до MWC 148 е $E(B-V) = 0.764 \pm 0.055$, като пресметнатата чрез тази ексикция поляризация, дължаша се на междузвездната среда е $P(\%) = 2.82 \pm 0.16$. Като използваме тази стойност за оценка на междузвездната поляризация до MWC 148 и поради факта, че позиционните ъгли на вектора на поляризация на междузвездната среда и собствената поляризация на обекта са много близки, това ни позволява да вадим стойностите на p_{obs} и p_{is} като числа. На базата на тези допускания, получаваме за присъщата поляризация за обекта стойност $p_{cs} \approx 1\%$. На фигура 5.8 са представени наблюдаваните стойности на степента на поляризация и позиционния ъгъл при MWC 148.

5.4.2 Поляризация в линията H_α

На фигура 5.9 са представени нормализираният поток около линията H_α , степента на поляризация и позиционния ъгъл. Наблюдава се деполяризиращ ефект в линията H_α , което е индикация за присъствие на собствена за обекта поляризация. Интересно е да се проследи дали има вариации в поляризацията в линията H_α и континуума около нея. Липсата на такива би говорило за това, че поляризацията в линията H_α отразява само поляризацията, която идва от междузвездната среда. От друга страна, наблюдения със спектрографа ESpRo през януари 2016 г. и януари 2018 г. показват променливост в линията H_α (Stoyanov et al., 2018).

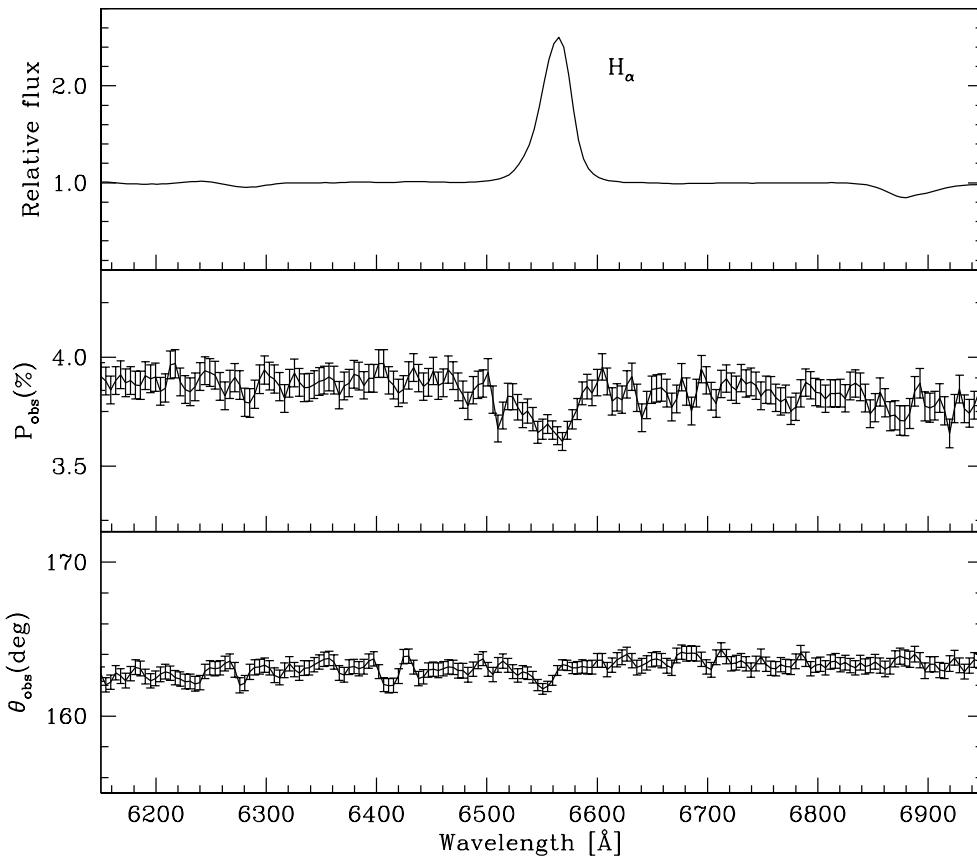
Минимума на поляризацията на линията H_α е $P \approx 3.5\%$, като стойността е малко по-висока от това, което получаваме като оценка по $E(B-V)(\text{DIB } 6613) = 0.819 \pm 0.054$ за степента на поляризация за междузвездната среда $P(\%) = 2.98 \pm 0.16$. Тази стойност е пресметната само за стойността за $E(B-V)$ на DIB 6613, която е малко по-висока от останалите. Избрана е за сравнение тази стойност, защото оценката е по ивица, която е по-близко до линията H_α .



Фигура 5.8: Степен на поляризация и позиционен ъгъл на MWC 148

5.4.3 Сравнение с предишни наблюдения

Поляриметрични наблюдения на MWC 148 има посочени в работите на Hiltner (1951), Serkowski et al. (1969) и Yudin & Evans (1998). Coyne et al. (1974) дава стойности за $\lambda_{max} = 6200 \text{ \AA}$ и $P_{max} = 4.05\%$. На фигура 5.10 са представени получените от нас данни, сравнени с публикуваните по-рано в литературата. В рамките на грешката имаме добро съвпадение в областта на ефективната дължина на вълната на филтър V. Има загатнати възможности за краткосрочна променливост в степента на поляризация в рамките на часове от Yudin & Evans (1998). Краткосрочната променливост говори за промени близко до самата звезда, докато дългосрочната променливост е индикация за глобално преразпределение на вещества на по-далечни разстояния от звездата. Интерес представляват бъдещи изследвания на тази звезда и особено тези, съсредоточени около линията H_α , което би ни дало възможност да изследваме по-точно компонентите на междузвездната поляризация до обекта.



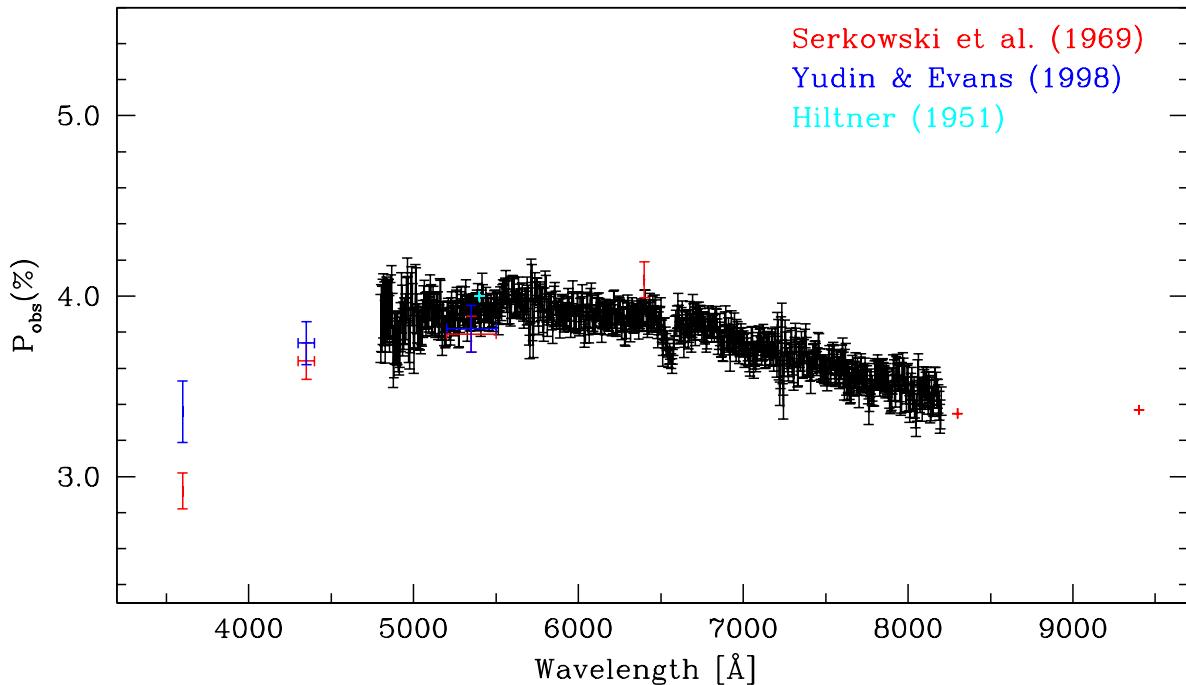
Фигура 5.9: Поляризационен спектър на MWC 148 около линията H_{α}

5.5 MWC 656

Наблюденията на MWC 656 са направени в три нощи в рамките на една година, като обхващат периода от 2017-07-20 до 2018-11-11. Наблюдаваните степен на поляризация и позиционен ъгъл на MWC 656 са представени на фигура 5.11. Вижда се промяна в позиционния ъгъл на MWC 656, което е индикация за собствена за системата поляризация.

5.5.1 Междузвездна поляризация до MWC 656

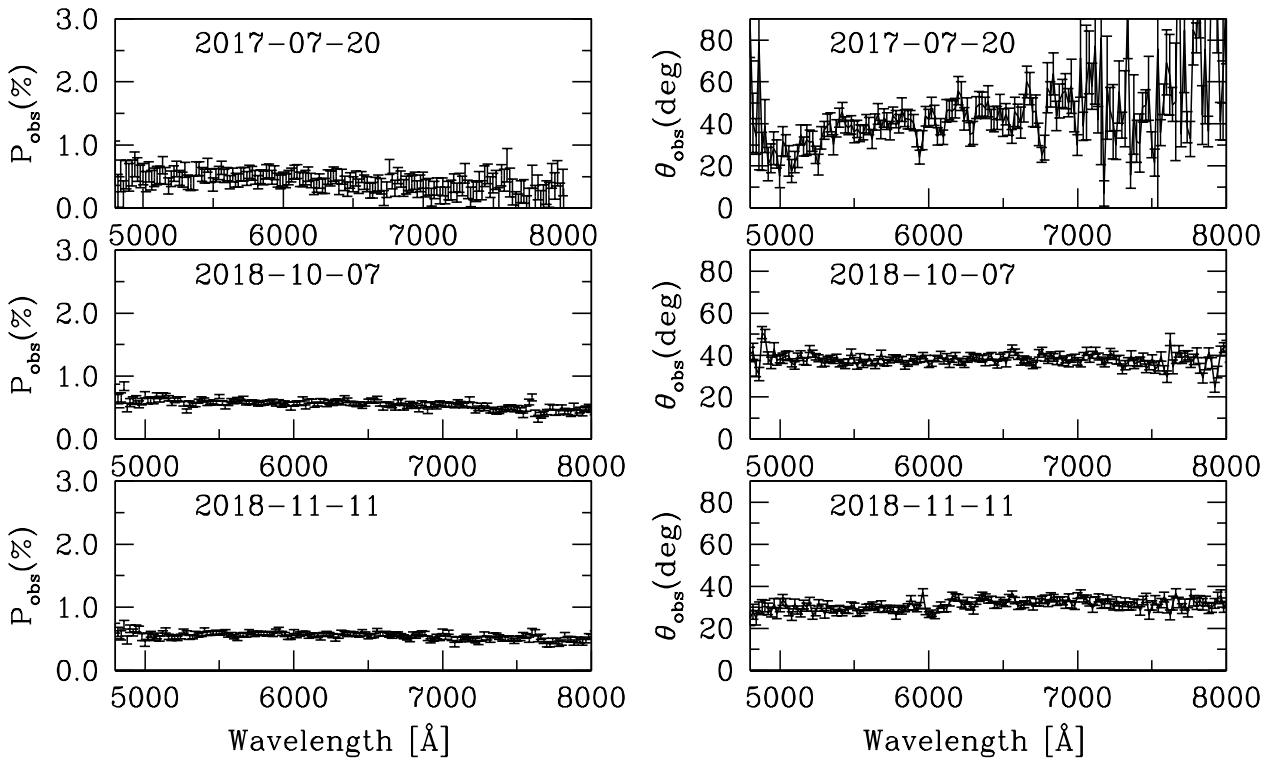
Изследване на междузвездната поляризация до MWC 656 правим чрез изследване на степента на поляризация и позиционен ъгъл на звезди, разположени на ъглово отстояние до 10 градуса около MWC 656 и разстояние, сравнимо с обекта



Фигура 5.10: Сравнение на получените данни за степен на поляризация на MWC 148 с публикувани по-рано данни в литературата.

(field star method). В таблица 5.4 са представени данни за степента на поляризация и позиционен ъгъл на звезди в околността на MWC 656. Разстоянията до звездите са взети от Gaia DR2 каталог. Данните за степента на поляризация и позиционен ъгъл са взети от каталога на Heiles(2000). Средните стойности за степен на поляризация и позиционен ъгъл на MWC 656, представени в таблицата, са за интервала от дължини на вълната между 5000 \AA и 6000 \AA . Стойностите са осреднени за трите наблюдения, които имаме. Данни за звезди в околността на MWC 656 са представени на фигура 5.12. Стойностите за разпределението на праха в тази област са взети от работата на Schlegel et al. (1998).

В околността на MWC 656 няма много звезди на подобно разстояние, затова сме взели разстояние от 3σ и 5σ съответно. Оценката за позиционния ъгъл при тези две извадки от звезди е сходна, като в случая отклонението от средната стойност е голямо. Отклонението от средната стойността на поляризацията при тези звезди също е голяма. Затова изборът ни за оценка на междузвездната поляризация до MWC 656 е чрез уравнение 5.5, като стойността за $E(B-V)$ е взета от таблица 2.4. За позиционен ъгъл използваме стойността на позиционния



Фигура 5.11: Наблюдавани степен на поляризация и позиционен ъгъл на MWC 656

ъгъл на звезди до разстояние 3σ в околността на MWC 656.

5.5.2 Оценка на вътрешната поляризация на MWC 656

Около линията H_{α} не се наблюдава деполяризиращ ефект (фиг. 5.13). От друга страна MWC 656 показва отклонение от зависимостта $K(\lambda_{max})$ (виж фиг. 5.3). За трите наблюдения на MWC 656 се забелязва малка промяна в наблюдаваните $P_{obs}(\%)$ и Θ_{obs} , което е показателно за наличие на вътрешна поляризация при обекта. В таблица 5.5 са показани стойности за оценката на вътрешната поляризация при MWC 656, на базата на горните съображения.

За да пресметнем орбиталната фаза на системата, използваме период от $P_{orb} = 60.37 \pm 0.04$ дни (Williams et al., 2010). В таблица 5.6 са показани стойности за орбиталната фаза, степента на поляризация, позиционния ъгъл и $EW(H\alpha)$. Системата загатва за променливост, която зависи от орбиталната фаза. Голямата грешка при \overline{P}_{int} се дължи на грешката при $\overline{\Theta}_{isp}$, с която пресмятаме Стоксовите параметри на междузвездната среда. По-показателно за променливост е $\overline{\Theta}_{obs}$,

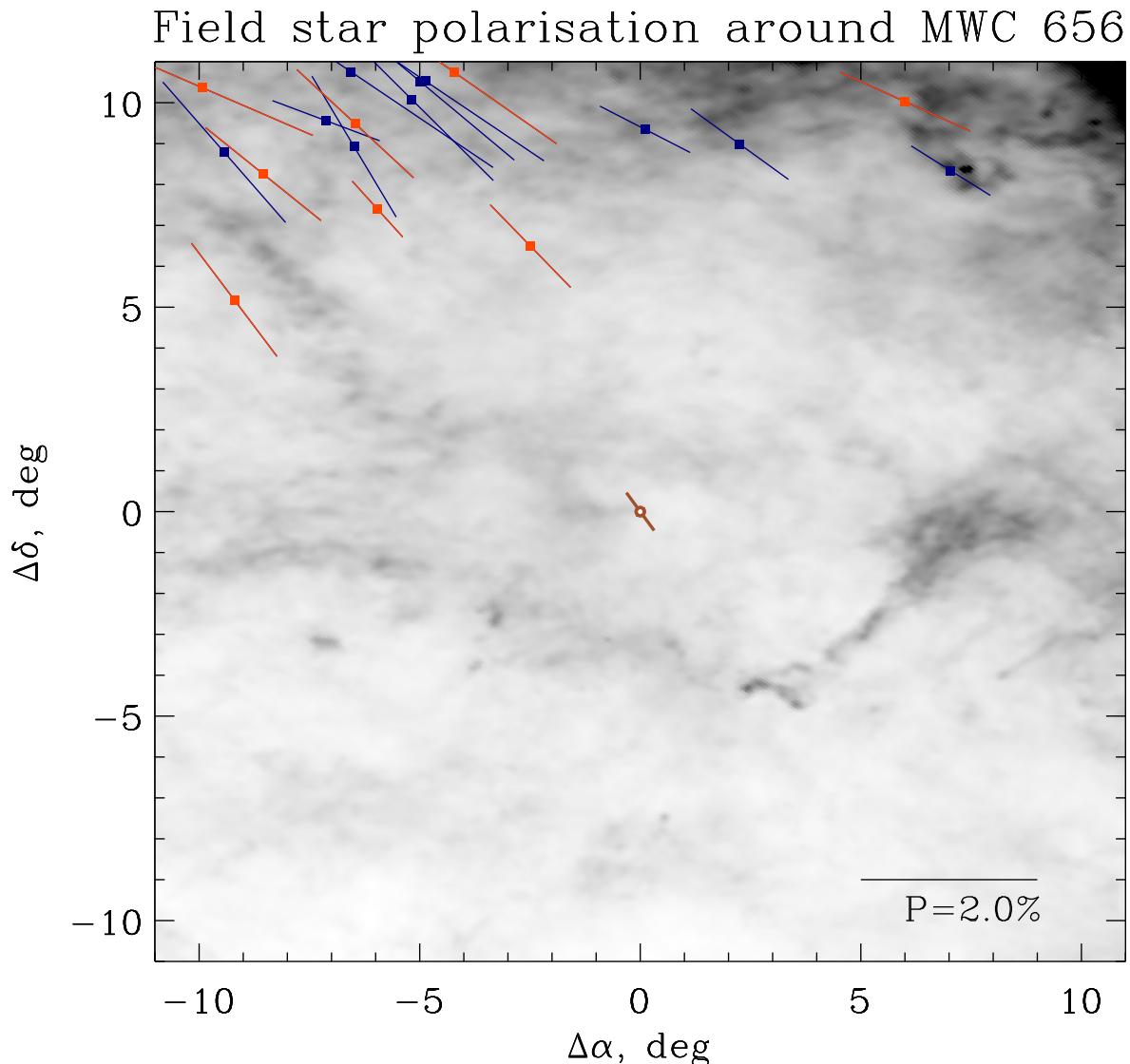
Таблица 5.4: Степен на поляризация и позиционен тъгъл за звезди в околността на MWC 656 .

Object	Distance pc	$\overline{P}(\%)$ (a)	$\overline{P.A.}$ (deg.) (b)	
MWC 656	2237.43^{+184}_{-158}	0.56 ± 0.04	34.2 ± 4.3	
Object	Брой звезди	\overline{r} pc	$\overline{P}(\%)$	$\overline{P.A.}$ (deg.)
до 3σ около MWC 656	9	2558.11 ± 317.798	1.722 ± 0.745	46.8 ± 12.4
до 5σ около MWC 656	19	2445.89 ± 562.602	1.974 ± 0.896	48.7 ± 11.6

Note: (a) $\overline{P}(\%)$ за интервала от дължини на вълната между 5000\AA и 6000\AA ;
 (b) $\overline{P.A.}$ (deg.) за интервала от дължини на вълната между 5000\AA и 6000\AA

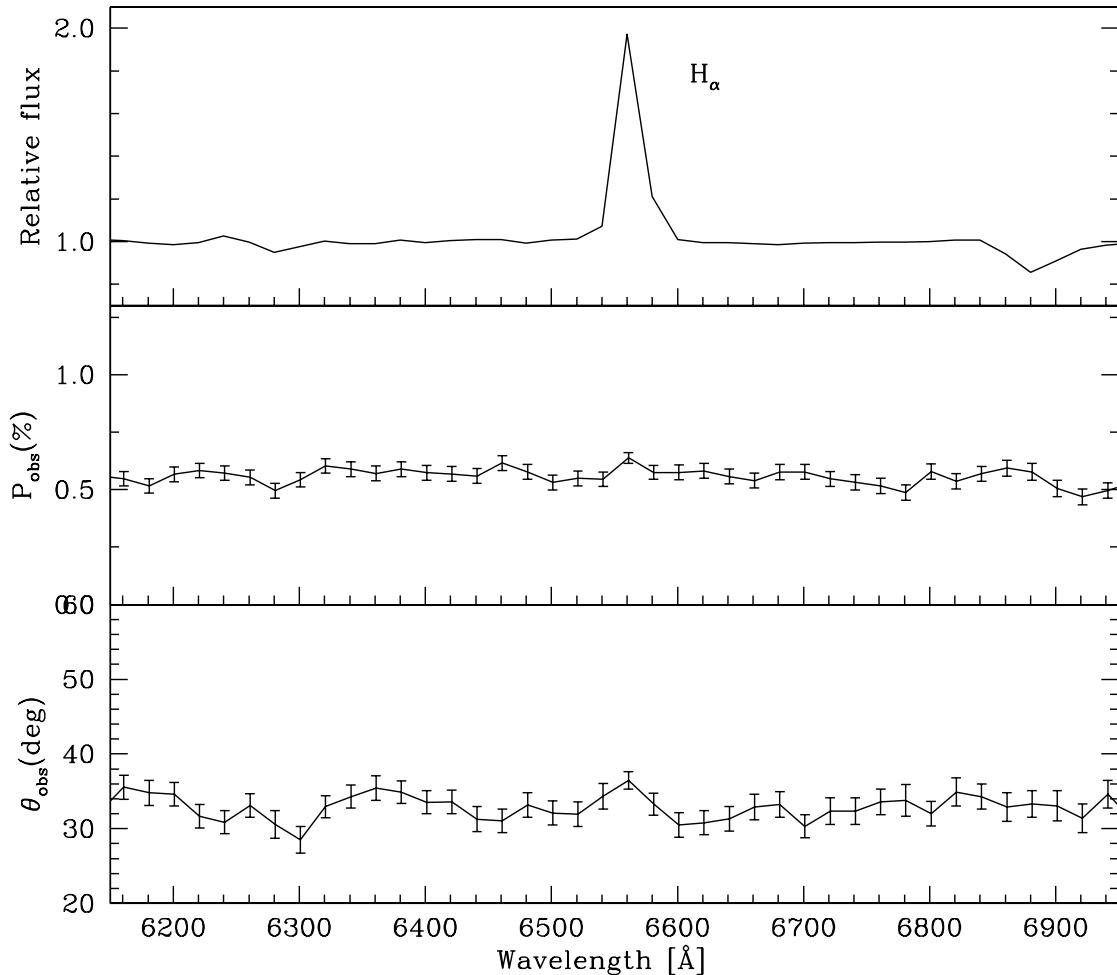
Таблица 5.5: Вътрешна поляризация при MWC 656.

P_{obs} (%) (a)	Θ_{obs} (deg.) (a)	P_{is} (%) (b)	Θ_{is} (deg.) (b)	P_{int} (%) (c)	Θ_{int} (deg.) (c)
0.51 ± 0.08	35.5 ± 7.6	1.22 ± 0.07	46.8 ± 12.4	0.78 ± 0.19	144 ± 14.5
0.59 ± 0.05	37.7 ± 1.8	1.22 ± 0.07	46.8 ± 12.4	0.68 ± 0.19	144 ± 12.6
0.57 ± 0.04	29.5 ± 2.2	1.22 ± 0.07	46.8 ± 12.4	0.82 ± 0.25	148 ± 12.6



Фигура 5.12: Степен на поляризация и позиционен ъгъл на звезди в околността на MWC656

какъвто случай имаме също и при X Per. MWC 656 също показва променливост в $\text{EW}(\text{H}\alpha)$, което също изглежда да има връзка с вътрешноприсъщата степен на поляризация при системата. MWC 656 е перспективен обект за изследване с инструмента FoReRo2.



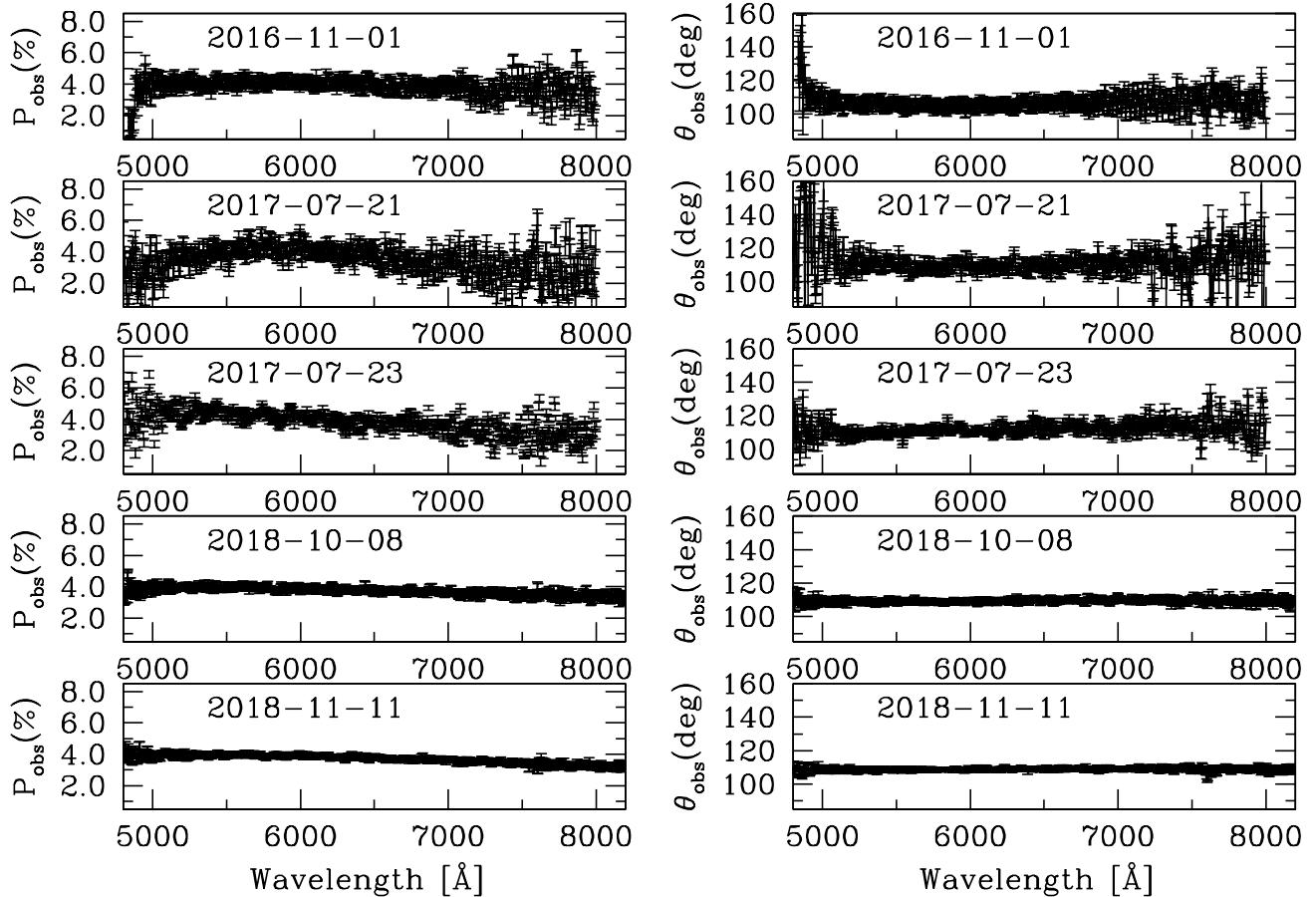
Фигура 5.13: Поляризационен спектър на MWC 656 около линията H_{α}

5.6 LSI +59 79

Наблюденията на LSI +59 79 са направени в 5 нощи, като обхващат период от две години - от 2016-11-01 до 2018-11-11. Резултати от наблюдаваните степен на поляризация и позиционен ъгъл има представени на фигура 5.14. Първите две наблюдения са в диапазон от дължина на вълната между 4800 \AA и 8000 \AA . Наблюдават се фринджове при $\lambda > 7000\text{\AA}$. Не се забелязва промяна в степента на поляризация и позиционния ъгъл в нашите наблюдения. Средно от петте наблюдения за степен на поляризация и позиционен ъгъл в диапазона между 5000 \AA и 6000 \AA имаме: $\overline{P}(\%) = 4.04 \pm 0.18$ и $\overline{P.A.}(\text{deg.}) = 108.9 \pm 2.2$.

Таблица 5.6: Степен на поляризация и орбитална фаза на MWC 656.

Date-obs yyyy-mm-dd	P_{obs} (%)	Θ_{obs} degree	Orb. phase	EW($H\alpha$) Å	P_{is} (%)
2017-07-20	0.51 ± 0.08	35.5 ± 7.6	0.06	-22.94 ± 0.53	0.78 ± 0.19
2018-10-07	0.59 ± 0.05	37.7 ± 1.8	0.41	-20.21 ± 0.59	0.68 ± 0.19
2018-11-11	0.57 ± 0.04	29.5 ± 2.2	0.99	-24.90 ± 0.58	0.82 ± 0.25



Фигура 5.14: Наблюдавани степен на поляризация и позиционен ъгъл на LSI +59 79

5.6.1 Междузвездна поляризация до LSI +59 79

Изследване за междузвездната поляризация до LSI +59 79 правим чрез изследване на степента на поляризация и позиционен ъгъл на звезди, разположени

Таблица 5.7: Степен на поляризация и позиционен ъгъл за звезди в околността на LSI +59 79.

Object	Distance pc	$\overline{P}(\%)$ (a)	$\overline{P.A.}$ (deg.) (b)
LSI +59 79	2515.52^{+210}_{-180}	4.04 ± 0.18	108.9 ± 2.2
Object	Брой с разстояние звезди	\bar{r} pc	$\overline{P}(\%)$ $\overline{P.A.}$ (deg.)
до 1σ около LSI +59 79	22	2652.45 ± 130.100	3.84 ± 0.83
до 3σ около LSI +59 79	78	2554.56 ± 367.877	3.85 ± 1.19

Note: (a) $\overline{P}(\%)$ за интервала от дължини на вълната между 5000Å и 6000Å;
 (b) $\overline{P.A.}$ (deg.) за интервала от дължини на вълната между 5000Å и 6000Å

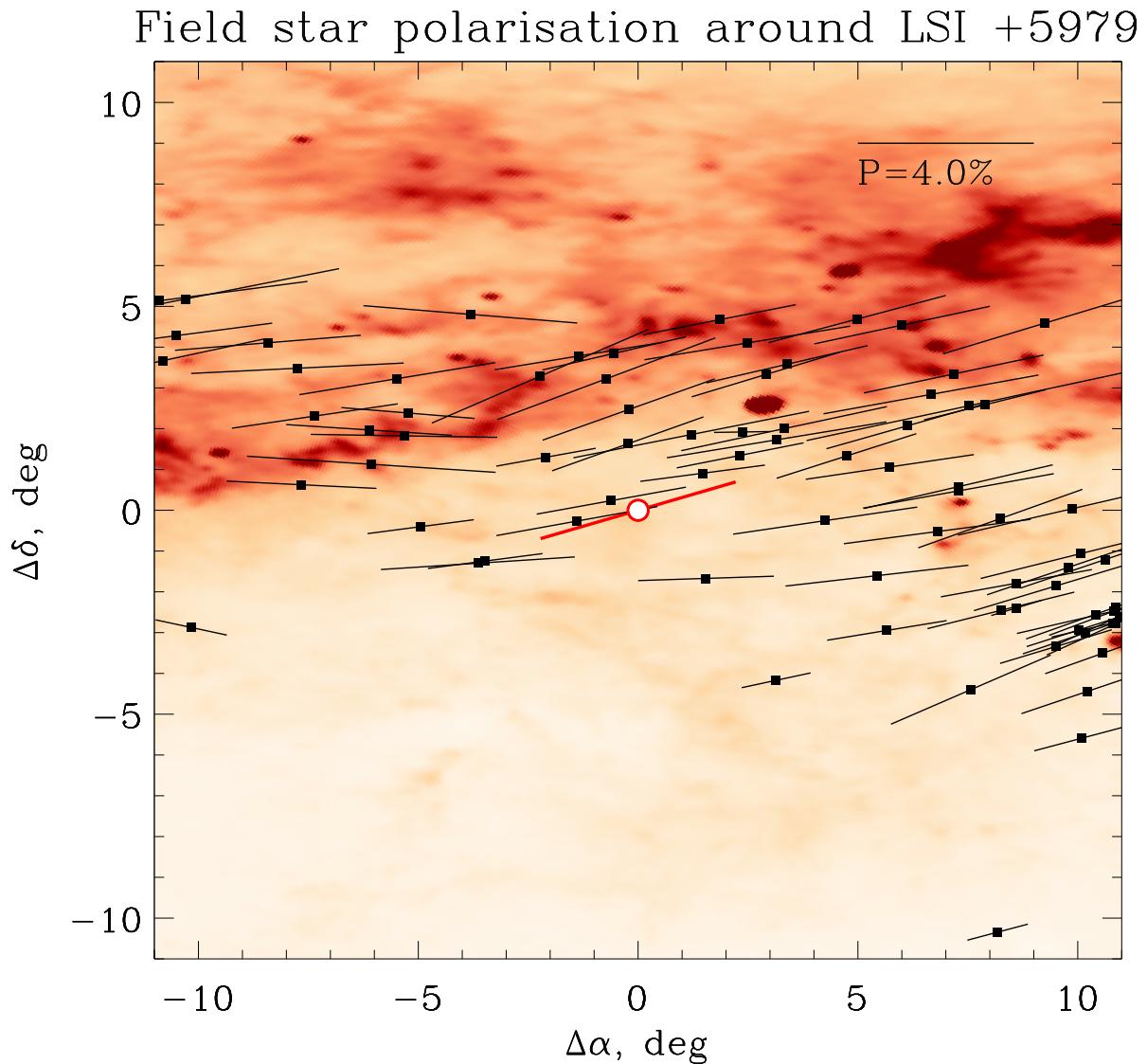
на ъглово отстояние до 10 градуса около LSI +59 79 и разстояние, сравнимо с обекта (field star method). В таблица 5.7 са представени данни за степента на поляризация и позиционен ъгъл на звезди в околността на LSI +59 79. Разстоянията до звездите са взети от Gaia DR2 каталог. Данните за степен на поляризация и позиционен ъгъл са взети от каталога на Heiles(2000). Средните стойности за степен на поляризация и позиционен ъгъл за LSI +59 79, представени в таблицата, са за интервала от дължини на вълната между 5000Å и 6000Å. Стойностите са осреднени за петте наблюдения, които имаме.

На фигура 5.15 са представени данни за звезди в околността на LSI +59 79. Разпределението на праха в тази област е взето от работата на Green et al. (2018).

На фигура 5.18 са представени нормализираният поток около линията H_α , степента на поляризация и позиционният ъгъл. Не се наблюдава деполяризиращ ефект в линията H_α . Оценката чрез E(B-V) до LSI +59 79 дава за $P(\%) = 2.25 \pm 0.08$, докато чрез фитиране на наблюдения със закона на Серковски се получава $P(\%) = 3.97 \pm 0.02$ (таблица 5.3). В същото време данните за LSI +59 79 попадат в рамките на 3σ грешката в уравнението, свързващо параметрите K и λ в закона на Серковски (фиг. 5.3) - Whittet et al. (1992).

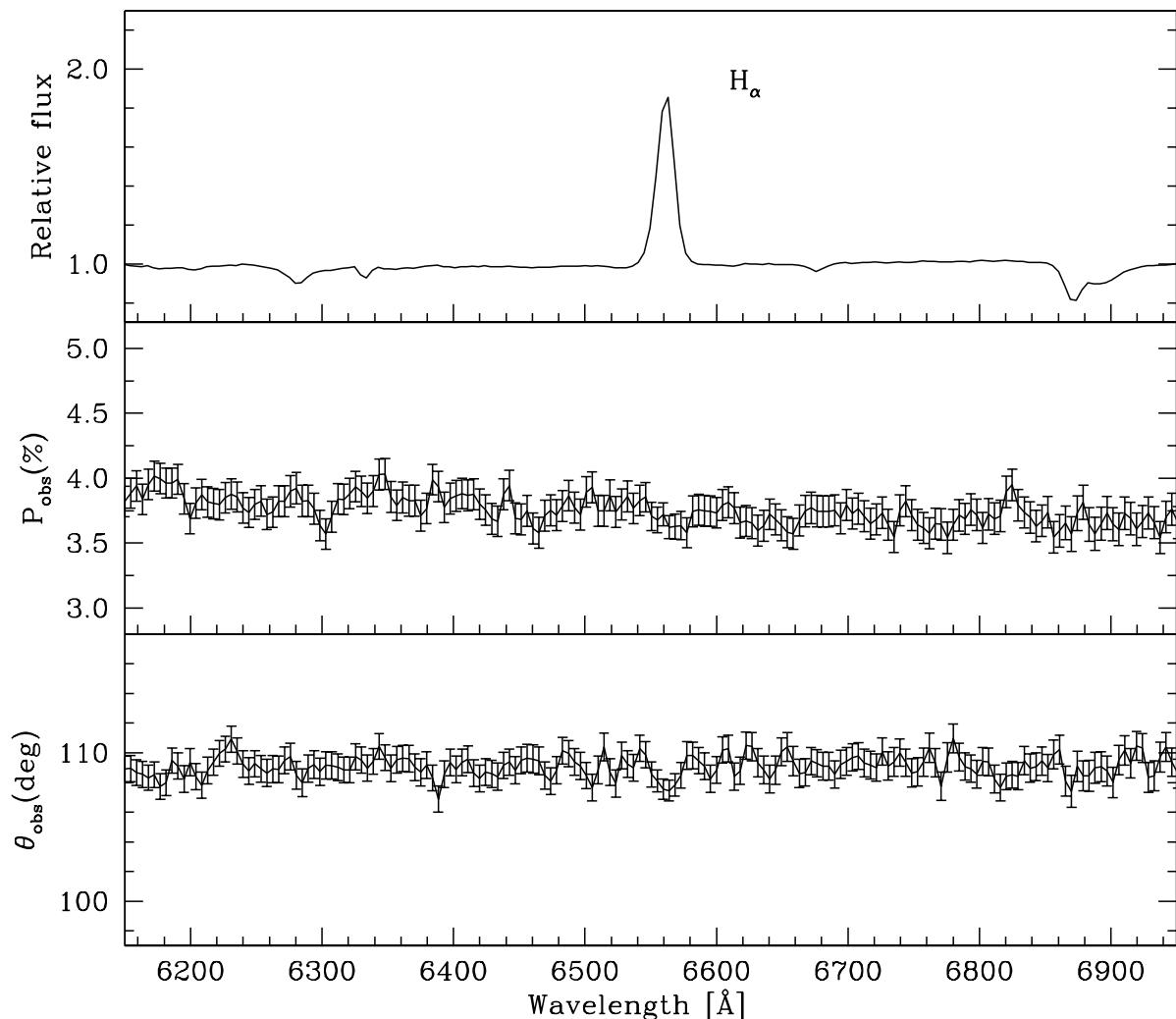
5.6.2 Оценка на вътрешната поляризация на LSI +59 79

Анализът на междузвездната поляризация чрез изследване на близко разположени звезди показва, че доминиращия компонент на наблюдаваната поляриза-



Фигура 5.15: Степен на поляризация и позиционен ъгъл на звезди в околността на LSI +59 79.

ция се дължи на междузвездната поляризация. Позиционните ъгли на звездите са сравнително еднородно ориентирани, като за LSI +59 79 имаме леко отклонение от общия тренд. В таблица 5.8 са представени резултатите за вътрешнопри-
същата на LSI +59 79 степен на поляризация и позиционен ъгъл. Използвани са оценки за степен на поляризация и позиционен ъгъл за междузвездната среда, съответно за звезди до разстояние 1σ (първи ред, колонка (b)) и 3σ (втори ред, колонка (b)). В колонка (a) са посочени наблюдаваните степен на поляризация и позиционен ъгъл, като това са осреднени стойности от петте наблюдения в

Фигура 5.16: Поляризационен спектър на LSI +59 79 около линията H_{α}

диапазона от дължина на вълната между 5000\AA и 6000\AA . В колонка (с) са представени резултатите за вътрешноприсъщите степен на поляризация и позиционен ъгъл, като в случая са извадени векторно стоксовите параметри Q и U получени наблюдалено и за междузвездната среда, а след това са пресметнати P_{int} и $\Theta_{int}(\text{deg.})$. Получаваме стойности за P_{int} между $P_{int}=0.71 \pm 0.85$ и $P_{int}=0.90 \pm 1.20$. Грешката в случая по абсолютна стойност е по-висока от получения резултат и това се дължи най-вече на голямото отклонение от средната стойност за степента на поляризация на междузвездната среда, която използваме като оценка на грешката при съответните пресмятания.

Таблица 5.8: Вътрешна поляризация при LSI +59 79 .

P_{obs} (%) (a)	Θ_{obs} (deg.) (a)	P_{is} (%) (b)	Θ_{is} (deg.) (b)	P_{int} (%) (c)	Θ_{int} (deg.) (c)
4.04 ± 0.18	108.9 ± 2.2	3.84 ± 0.83	103.7 ± 6.7	0.71 ± 0.85	144.4 ± 7.0
4.04 ± 0.18	108.9 ± 2.2	3.85 ± 1.19	102.3 ± 7.8	0.90 ± 1.20	145.4 ± 8.1

Note: (a) наблюдавани степен на поляризация и позиционен ъгъл; (b) степен на поляризация и позиционен ъгъл за междузвездната среда, съответно за звезди до разстояние 1σ и 3σ ; (c) вътрешноприсъщи за LSI +59 79 степен на поляризация и позиционен ъгъл.

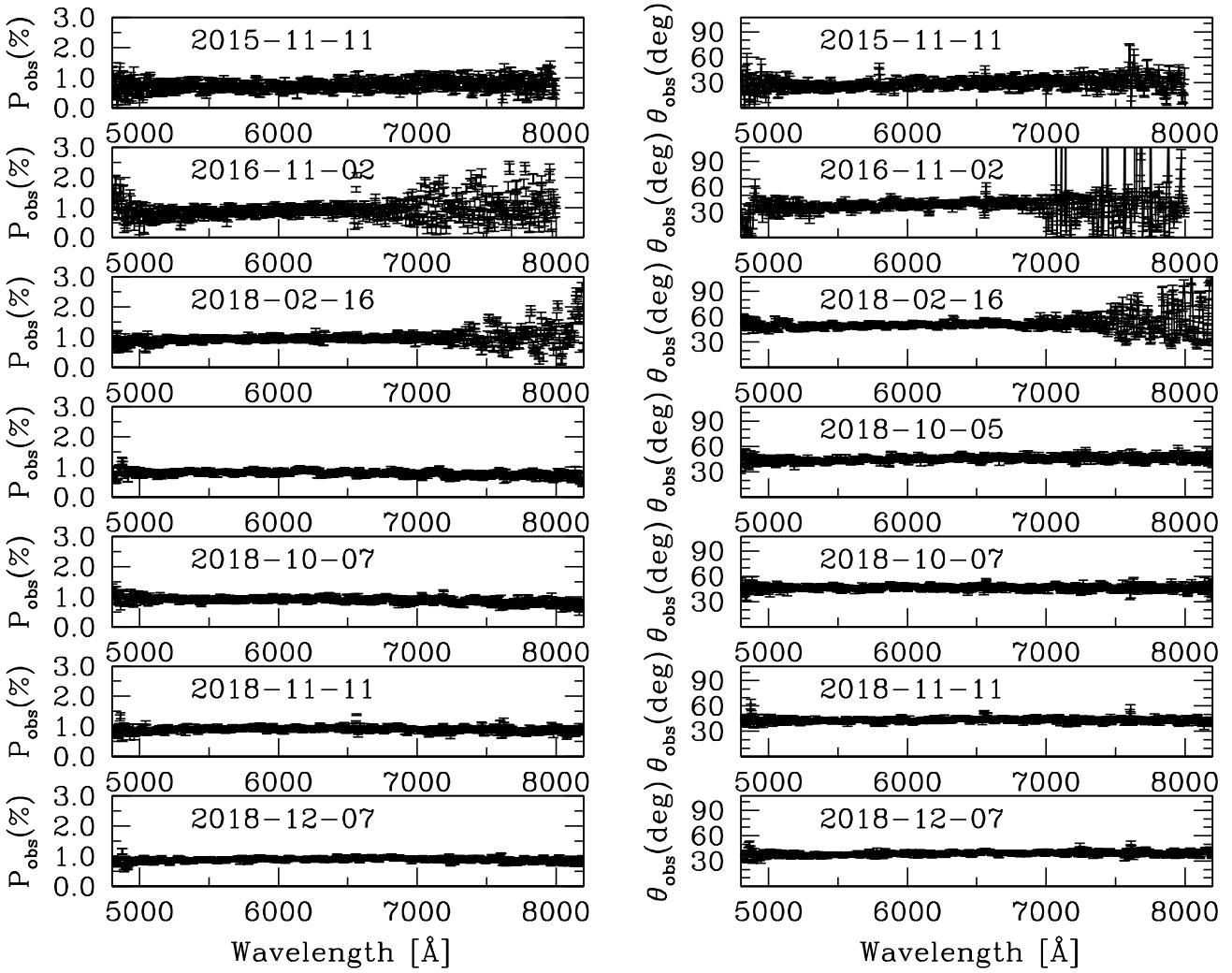
Таблица 5.9: Степен на поляризация, позиционен ъгъл и $EW(H\alpha)$ на X Per.

Date-obs yyyy-mm-dd	\overline{P}_{obs} (%)	$\overline{\Theta}_{obs}$ degree	\overline{P}_{int} (%)	$\overline{\Theta}_{int}$ degree	$EW(H\alpha)$ Å
2015-11-11	0.71 ± 0.10	26.5 ± 4.4	1.15 ± 0.11	167.3 ± 2.6	-37.7 ± 1.4
2016-11-02	0.81 ± 0.13	36.6 ± 4.5	0.89 ± 0.12	170.9 ± 4.0	-34.0 ± 1.8
2018-02-16	0.92 ± 0.06	49.3 ± 2.3	0.48 ± 0.07	175.9 ± 1.8	-17.5 ± 0.6
2018-10-05	0.82 ± 0.06	43.7 ± 2.5	0.68 ± 0.06	169.7 ± 2.4	-20.5 ± 1.2
2018-10-07	0.92 ± 0.05	46.2 ± 2.1	0.59 ± 0.07	173.1 ± 2.7	-20.8 ± 0.6
2018-11-11	0.92 ± 0.07	42.7 ± 2.1	0.69 ± 0.07	174.2 ± 2.4	-20.8 ± 0.6
2018-12-07	0.89 ± 0.05	37.7 ± 1.9	0.80 ± 0.06	173.4 ± 1.7	-20.0 ± 0.4

5.7 X Per

5.7.1 Наблюдавани степен на поляризация и позиционен ъгъл на X Per

Наблюденията на X Per обхващат периода от 2015-11-11 до 2018-12-07. За това време са получени седем наблюдения, като в тях се забелязва промяна на наблюдаваните степен на поляризация $P_{obs}(\%)$ и позиционен ъгъл Θ_{obs} . Получените поляризационни спектри са представени на фигура 5.17. В таблица 5.9 са представени средните стойности за наблюдаваните \overline{P}_{obs} и $\overline{\Theta}_{obs}$, както и за вътрешноприсъщите за системата \overline{P}_{int} и $\overline{\Theta}_{int}$. Средните стойности на представените величини са за интервал от дължина на вълната между 5000 Å и 6000 Å. В последната колонка са представени данни за $EW(H\alpha)$. В таблица 5.9 се забелязват промени в наблюдаваните \overline{P}_{obs} и $\overline{\Theta}_{obs}$.



Фигура 5.17: Наблюдавани степен на поляризация и позиционен ъгъл на X Per

5.7.2 Междузвездна поляризация до X Per

Освен промяна в наблюдаваните степен на поляризация $\overline{P_{obs}}$ и позиционен ъгъл Θ_{obs} , при X Per се наблюдава също и силно отклонение от зависимостта $K-\lambda_{max}$ (фиг. 5.3). Това говори за наличие на вътрешноприсъща за системата поляризация. За степен на поляризация до X Per, чрез оценка на $E(B-V)$, имаме $P_{obs}(\%) = 1.53 \pm 0.01$, като това се явява поляризация, дължаща се на междузвездната среда. За параметрите на междузвездната среда до X Per Roche et al.(1997) дават следните стойности: $P_{IS,max}(\%) = 1.24 \pm 0.01$, $\lambda_{max} = 0.62 \pm 0.01 \mu m$

и $\Theta_{IS,max}^0 = 60 \pm 1$. Вижда се, че в случая на X Per, оценката, която получаваме за поляризацията на междузвездната среда чрез връзката ѝ с E(B-V), е близка до тази публикувана от Roche et al.(1997). По нашите наблюдения, чрез фит със закона на Серковски, получаваме $P_{obs,max}(\%) = 0.91 \pm 0.05$.

5.7.3 Вътрешната поляризация на X Per

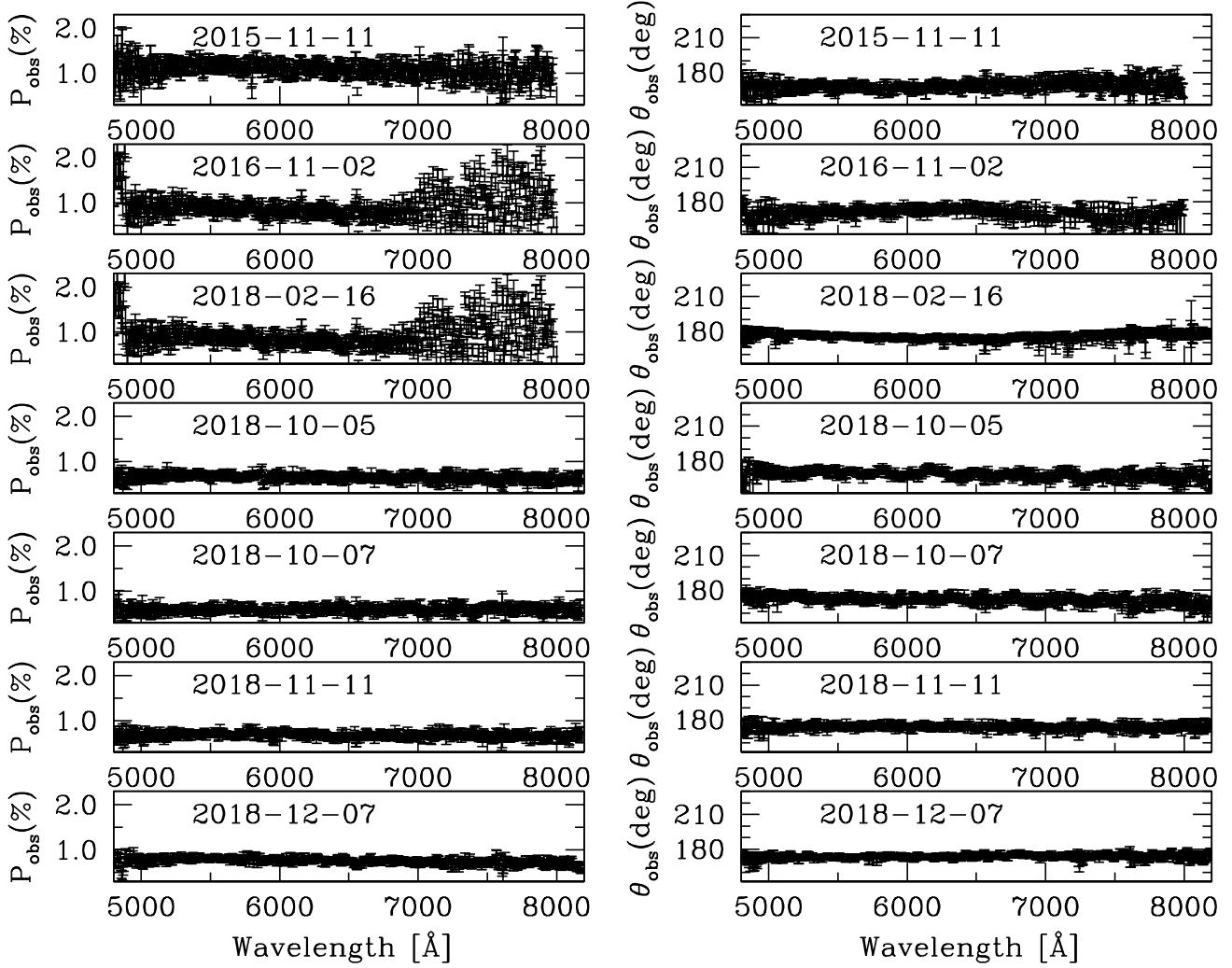
Използваме данни за междузвездната среда, публикувани от Roche et al.(1997), за да пресметнем Стоксовите параметри $q_{int}(\lambda)$ и $u_{int}(\lambda)$, присъщи на системата, както и $P_{int}(\lambda)$ и $\Theta_{int}(\lambda)$. Получените резултати са представени на фигура 5.18. От таблица 5.9 и фигура 5.18 се вижда, че вътрешноприсъщата степен на поляризация се променя, позиционният ъгъл остава сравнително постоянен, променя се и $EW(H\alpha)$. С намаляване на вътрешноприсъщата поляризация от обекта, наблюдаваният позиционен ъгъл се доближава до позиционния ъгъл на междузвездната среда.

На фигура 5.19 са представени средните стойности на вътрешноприсъщите за системата \overline{P}_{int} и $EW(H\alpha)$. Вижда се корелацията, която има между тях. Чрез фитиране на данните с уравнение от вида $y=a + bx$, получихме следната зависимост:

$$P_{int}(\%) = (-0.031821 \pm 0.000139)EW(H\alpha). \quad (5.8)$$

От получената зависимост може да се направи изводът, че областта, в която се формира $H\alpha$ линията, е същата която води до това да се наблюдава поляризирана светлина от X Per. На фигура 5.19 получената зависимост е представена с червена линия. От друга страна, това че свободният член е нула, може да се дължи или на грешка при фитирането, или оценката за междузвездната поляризация до този обект е леко подценена. Стойност нула на $EW(H_\alpha)$, означава че има някаква емисия от диска, която компенсира абсорбцията във фотосферата на звездата.

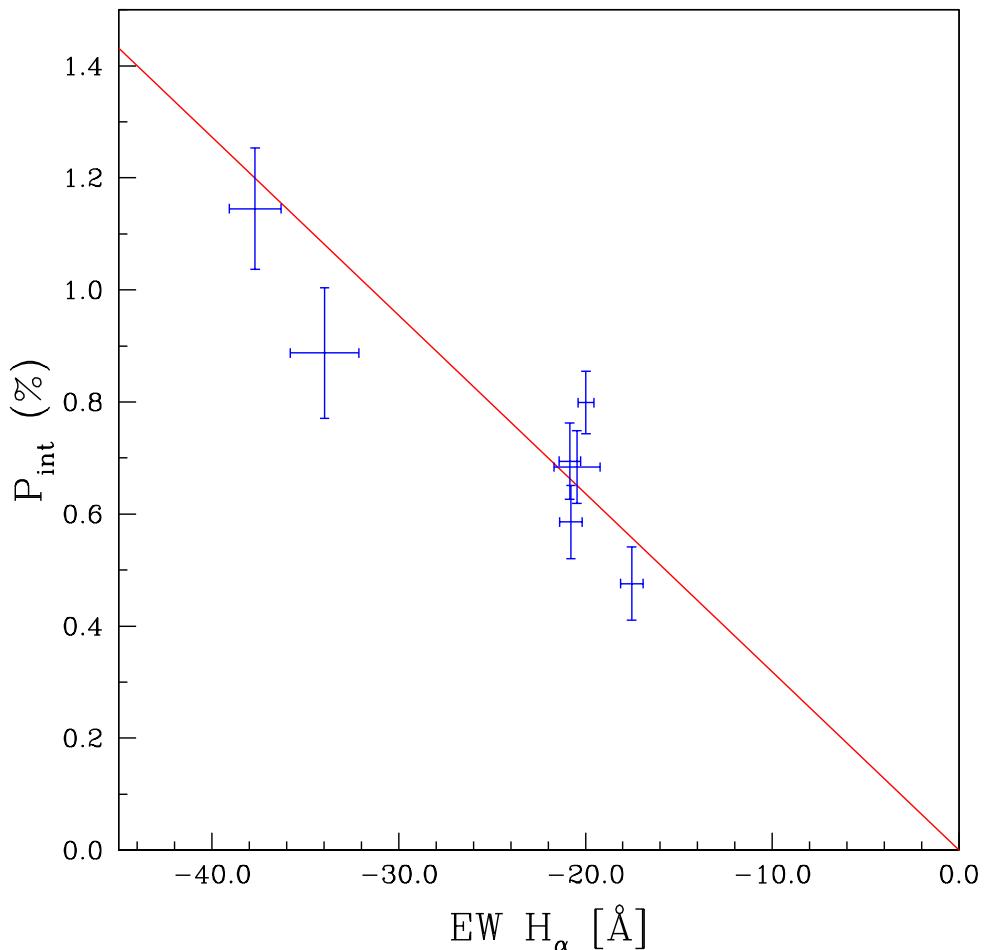
На фигура 5.20 е представен поляризационен спектър на X Per около линията H_α . Избрани са наблюденията, при които $EW(H_\alpha)$ има най-голяма и най-малка стойност. Макар и не толкова ясно изразено, както при MWC 148, при $EW(H_\alpha) = -37,7 \pm 1,4$ също има следи от деполяризиращ ефект в тази линия. Интересно е да се отбележи, че при $EW(H_\alpha) = -17.5 \pm 0.6$ (спектърът е получен без процеп) такъв ефект не се наблюдава. И при двете наблюдения нулевите параметри нямат отклонения, което говори да добра калибровка по дължина на вълната, тоест това не може да бъде инструментален ефект. Интересно е да се отбележи, че съществува връзка между $EW(H\alpha)$ и излъчването в рентгеновата област, като намаляването в рентгеновия поток е свързано с намаляване на $EW(H\alpha)$ (Zamanov et al., 2019).



Фигура 5.18: Вътрешноприсъщи степен на поляризация и позиционен ъгъл на X Per

5.7.4 Сравнение с предишни наблюдения

Поляриметрични наблюдения на X Per има отразени в статиите на Roche et al. (1997) и Kunjaya & Hirata(1995). Получаваме сходни стойности за P_{int} и Θ_{int} , в сравнение с цитираните по-горе статии. Roche et al. (1997) наблюдава X Per по време на загуба на диска на Be звездата и намира корелация между P_{int} и звездната величина във филтър V, която корелация свързва с промяната на емисията от диска. Предимствата на спектрополяриметричните наблюдения са,

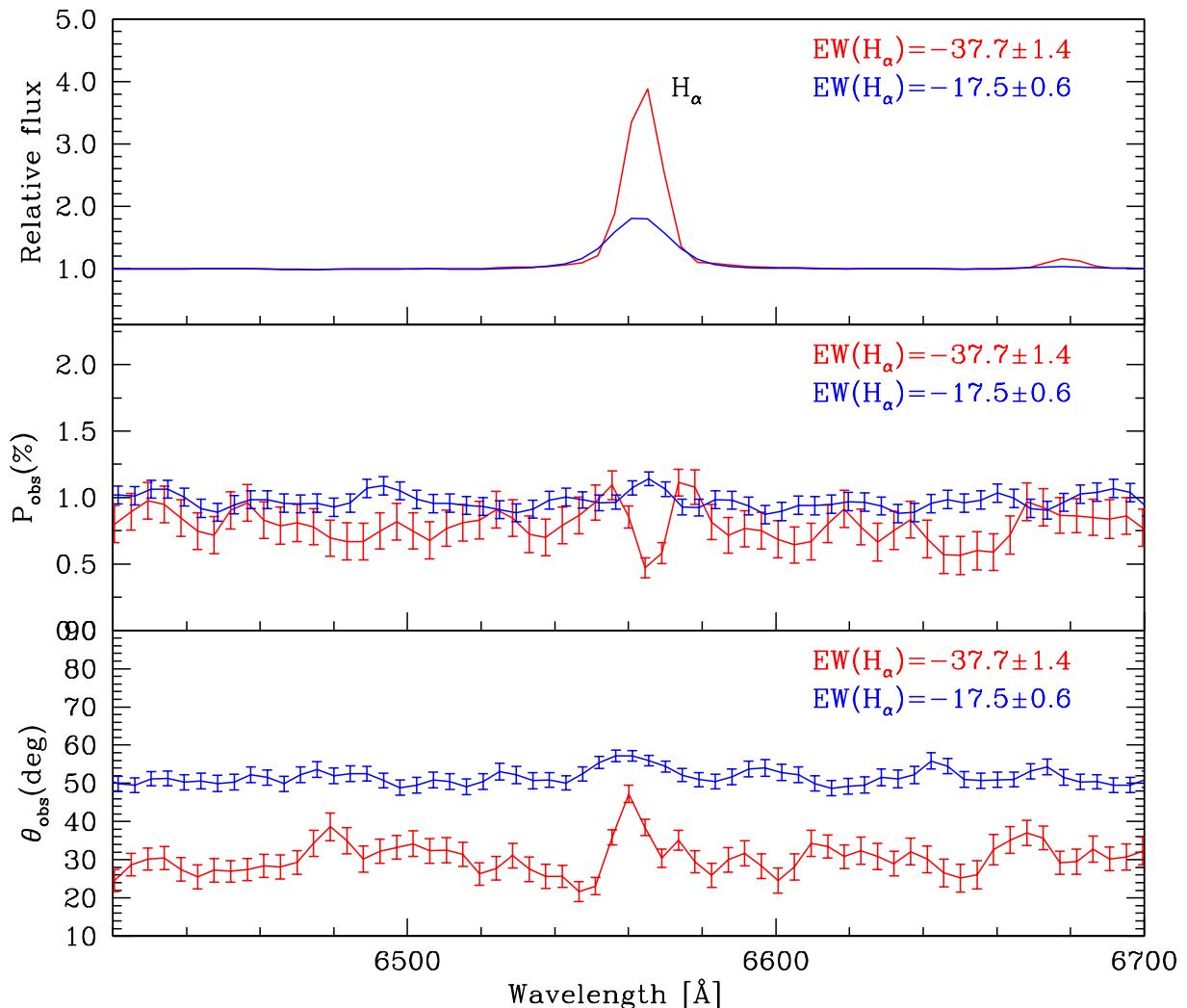


Фигура 5.19: Корелация между $P_{int}(\%)$ и $\text{EW}(H_{\alpha})$

че може да изследваме и поляризацията в линиите и да търсим корелации като тази, посочена на фигура 5.19.

5.8 Заключение

Спектрополяриметрични изследвания на Be рентгенови двойни звезди е нов начин за изследване на изучаваните обекти от групата, в която работят. Този тип изследване допълва изследванията, които правим до момента. За всички



Фигура 5.20: Поляризационен спектър на X Per около линията H_{α}

изследвани обекти, за които има публикувани по-ранно данни в литературата, получаваме сходни стойности.

Глава 6

Допълнение 1

В допълнението са описани скриптовете на IRAF и последователността при обработка на спектрополяриметрични наблюдения, като е даден пример с обработката на X Per.

6.1 Подготовка за извлечане на едномерни спектри

Име на скрипта: gotofloat8.cl.

Първата задача е да си подгответим кадрите със спекtri за получаване на едномерни спекtri. Понеже камерата записва информацията във формат от -32 768 до 32 767 каунта, първите 9 реда от скрипта прехвърлят информацията само в положителни стойности, като намират тези стойности, които са по-малки от нула и добавят към тях 65536. Следващият блок от скрипта изважда mbias.fits и последният, трети блок от скрипта, изразва част от кадрите.

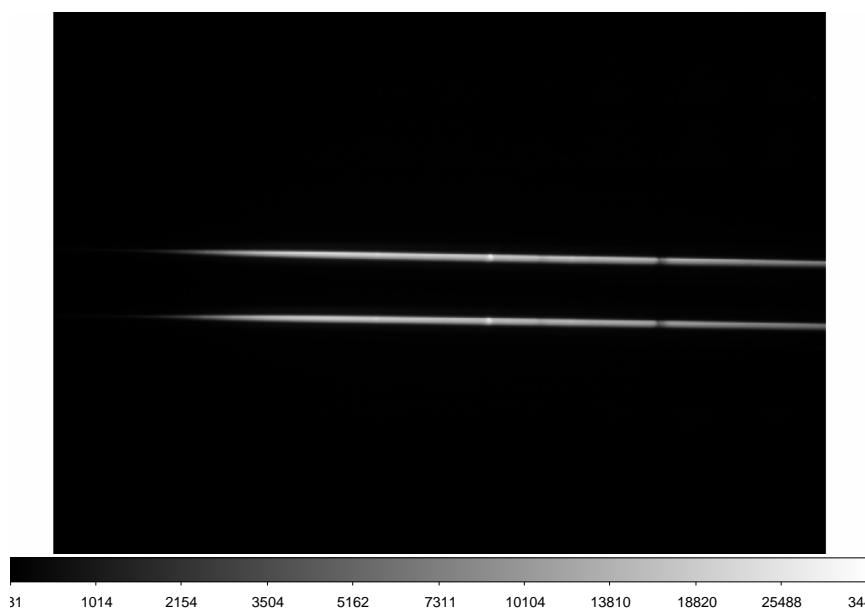
```
imexpr  "(a < 0? a + 65536 : a)"    gtf00.fit  a = xper_sprw_000_-0001.fit
imexpr  "(a < 0? a + 65536 : a)"    gtf22.fit  a = xper_sprw_022_-0001.fit
imexpr  "(a < 0? a + 65536 : a)"    gtf45.fit  a = xper_sprw_045_-0001.fit
imexpr  "(a < 0? a + 65536 : a)"    gtf67.fit  a = xper_sprw_067_-0001.fit
imexpr  "(a < 0? a + 65536 : a)"    gtf90.fit  a = xper_sprw_090_-0001.fit
imexpr  "(a < 0? a + 65536 : a)"    gtf112.fit a = xper_sprw_112_-0001.fit
imexpr  "(a < 0? a + 65536 : a)"    gtf135.fit a = xper_sprw_135_-0001.fit
imexpr  "(a < 0? a + 65536 : a)"    gtf157.fit a = xper_sprw_157_-0001.fit
imexpr  "(a < 0? a + 65536 : a)"    gtfne.fit  a = Ne_1.fit
ls
imarith  gtf00.fit - mbias.fits      bsa00.fits
imarith  gtf22.fit - mbias.fits      bsa22.fits
imarith  gtf45.fit - mbias.fits      bsa45.fits
imarith  gtf67.fit - mbias.fits      bsa67.fits
```

```

imarith gtf90.fit - mbias.fits bsa90.fits
imarith gtf112.fit - mbias.fits bsa112.fits
imarith gtf135.fit - mbias.fits bsa135.fits
imarith gtf157.fit - mbias.fits bsa157.fits
imarith gtfne.fit - mbias.fits bsane.fits
ls
imcopy bsa00.fits[400:2000,*] a00.fits
imcopy bsa22.fits[400:2000,*] a22.fits
imcopy bsa45.fits[400:2000,*] a45.fits
imcopy bsa67.fits[400:2000,*] a67.fits
imcopy bsa90.fits[400:2000,*] a90.fits
imcopy bsa112.fits[400:2000,*] a112.fits
imcopy bsa135.fits[400:2000,*] a135.fits
imcopy bsa157.fits[400:2000,*] a157.fits
imcopy bsane.fits[400:2000,*] ne1.fits
ls

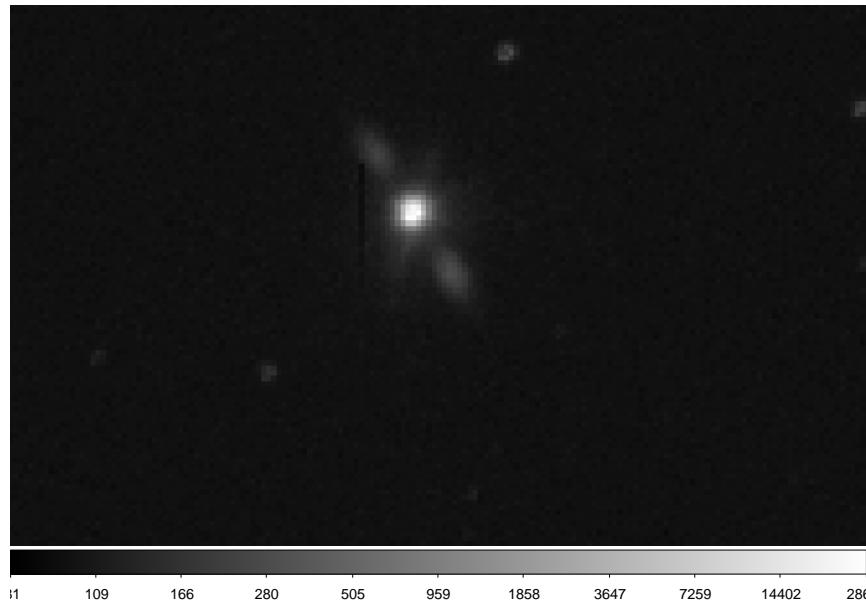
```

Изходните изображения, които се получават - от a00.fits до a157.fits, са 8-те изображения за всеки един ъгъл на $\lambda/2$ пластиината. Последното изображение ne1.fits е спектърът за сравнение. На фигура 6.1 е показано изображението, което се получава за ъгъл на $\lambda/2$ пластиината от 0° , след прилагане на скрипта. Виждат се двата спектъра, които се получават след призмата на Уоластон, както и емисията в линията H_α .

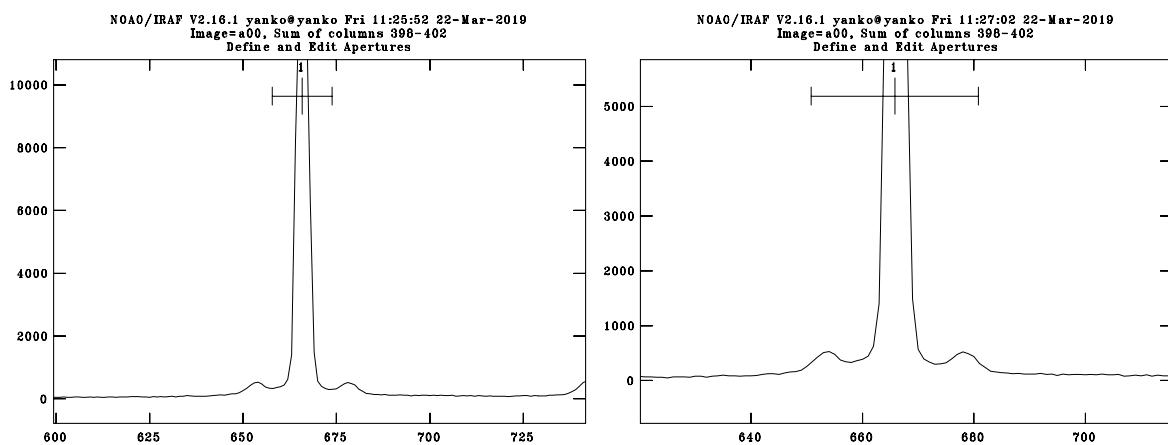


Фигура 6.1: Два спектъра на ъгъл на $\lambda/2$ пластиината от 0° след прилагане на скрипт gotofloat8.cl.

След подготване на кадрите следва извлечане на едномерни спектри. За целта използваме процедурата apall на IRAF. Броят на зададените апертури е две. На фигура 6.3 има изображение на звезда, като отраженията отстрани на звездата се дължат на $\lambda/2$ пластиината. При тестове с размера на апертурата, за да отчетем и тези отражения, които с въртенето на $\lambda/2$ пластиината се променят, сме използвали апертура с два размера. Опитът показа, че няма съществени разлики при използване на една от двете апертури.

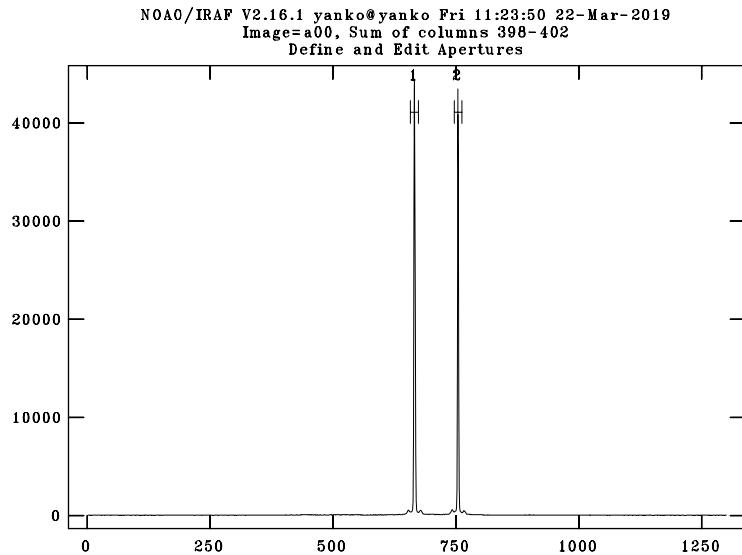


Фигура 6.2: Изображение на звезда след $\lambda/2$ пластиината.



Фигура 6.3: Избор на апертура при използване на процедурата apall на IRAF.

Двете апертури изглеждат по начина, показан на фигура 6.4.



Фигура 6.4: Положение на апертура 1 и 2 при използване на процедурата apall.

Изважда се фонът, при извличане на едномерни спектри на лампата за калибровка указваме референтен спектър на ъгъла, на който е правен спектърът за сравнение.

6.2 Разделяне на спектрите

Име на скрипта dm8first.v2.cl.

Целта на този скрипт е да раздели спектрите от апертури 1 и 2, като условно отбелязваме апертурите като a и b, които съответстват на ordinary и extra-ordinary лъчи. Опитът показва, че калибровката по дължина на вълната е по-точна при разделяне на спектрите на този етап като отделни спектри.

```

wspectext    a00.ms.fits[* ,1]      a00.a.txt
wspectext    a00.ms.fits[* ,2]      a00.b.txt
wspectext    a22.ms.fits[* ,1]      a22.a.txt
wspectext    a22.ms.fits[* ,2]      a22.b.txt
wspectext    a45.ms.fits[* ,1]      a45.a.txt
wspectext    a45.ms.fits[* ,2]      a45.b.txt
wspectext    a67.ms.fits[* ,1]      a67.a.txt
wspectext    a67.ms.fits[* ,2]      a67.b.txt
wspectext    a90.ms.fits[* ,1]      a90.a.txt

```

```

wspectext a90.ms.fits[* ,2] a90.b.txt
wspectext a112.ms.fits[* ,1] a112.a.txt
wspectext a112.ms.fits[* ,2] a112.b.txt
wspectext a135.ms.fits[* ,1] a135.a.txt
wspectext a135.ms.fits[* ,2] a135.b.txt
wspectext a157.ms.fits[* ,1] a157.a.txt
wspectext a157.ms.fits[* ,2] a157.b.txt
wspectext ne1.ms.fits[* ,1] ne1.a.ms.txt
wspectext ne1.ms.fits[* ,2] ne1.b.ms.txt
ls
rspectext a00.a.txt a00.a.ms.fits
rspectext a00.b.txt a00.b.ms.fits
rspectext a22.a.txt a22.a.ms.fits
rspectext a22.b.txt a22.b.ms.fits
rspectext a45.a.txt a45.a.ms.fits
rspectext a45.b.txt a45.b.ms.fits
rspectext a67.a.txt a67.a.ms.fits
rspectext a67.b.txt a67.b.ms.fits
rspectext a90.a.txt a90.a.ms.fits
rspectext a90.b.txt a90.b.ms.fits
rspectext a112.a.txt a112.a.ms.fits
rspectext a112.b.txt a112.b.ms.fits
rspectext a135.a.txt a135.a.ms.fits
rspectext a135.b.txt a135.b.ms.fits
rspectext a157.a.txt a157.a.ms.fits
rspectext a157.b.txt a157.b.ms.fits
rspectext ne1.a.ms.txt ne1.a.ms.fits
rspectext ne1.b.ms.txt ne1.b.ms.fits
ls

```

След разделяне на спектрите следва тяхната калибровка поотделно за а и б със съответните им референтни спекtri за калибровка ne1.a.ms.fits и ne1.b.ms.fits. Тук идва особеността при безпроцепните спекtri. Реално ролята на процеп играе размера на изображението на звездата. При недобро водене на телескопа изображението се премества и съответно калибровката по дължина на вълната не е точна. Отместване може и да възникне, ако оста на $\lambda/2$ пластиината не е успоредна на оста на телескопа, така при въртенето ѝ може да се получи отместване. Не е възможно след всяка смяна на ъгъла на $\lambda/2$ пластиината да слагаме и махаме процеп. Затова използваме калибровка, която можем да направим в началото на нощта, и за всеки спектър измерваме отместването, което има дадена линия, например линията H_α . Измерваме отместването за единия лъч (например а) за даден ъгъл на $\lambda/2$ пластиината и с това число коригираме за двета лъча а и б за този ъгъл.

6.3 Beam swapping техника

Име на скрипта dm8third.v2.cl

```

specplot    a00.ac.fits,a00.bc.fits
specplot    a22.ac.fits,a22.bc.fits
specplot    a45.ac.fits,a45.bc.fits
specplot    a67.ac.fits,a67.bc.fits
specplot    a90.ac.fits,a90.bc.fits
specplot    a112.ac.fits,a112.bc.fits
specplot    a135.ac.fits,a135.bc.fits
specplot    a157.ac.fits,a157.bc.fits

sarith     a00.ac.fits - a00.bc.fits    00m.fits
sarith     a00.ac.fits + a00.bc.fits    00p.fits
scopy      00p.fits      StokesI00.fits
sarith     a22.ac.fits - a22.bc.fits    22m.fits
sarith     a22.ac.fits + a22.bc.fits    22p.fits
scopy      22p.fits      StokesI22.fits
sarith     a45.ac.fits + a45.bc.fits    45p.fits
scopy      45p.fits      StokesI45.fits
sarith     a45.ac.fits - a45.bc.fits    45m.fits
sarith     a67.ac.fits - a67.bc.fits    67m.fits
sarith     a67.ac.fits + a67.bc.fits    67p.fits
scopy      67p.fits      StokesI67.fits
sarith     a90.ac.fits - a90.bc.fits    90m.fits
sarith     a90.ac.fits + a90.bc.fits    90p.fits
scopy      90p.fits      StokesI90.fits
sarith     a112.ac.fits - a112.bc.fits   112m.fits
sarith     a112.ac.fits + a112.bc.fits   112p.fits
scopy      112p.fits      StokesI112.fits
sarith     a135.ac.fits + a135.bc.fits   135p.fits
scopy      135p.fits      StokesI135.fits
sarith     a135.ac.fits - a135.bc.fits   135m.fits
sarith     a157.ac.fits - a157.bc.fits   157m.fits
sarith     a157.ac.fits + a157.bc.fits   157p.fits
scopy      157p.fits      StokesI157.fits
ls
sarith     00m / 00p      q1.fits
sarith     45m / 45p      q2.fits
sarith     22m / 22p      u1.fits
sarith     67m / 67p      u2.fits
sarith     90m / 90p      q3.fits
sarith     135m / 135p    q4.fits

```

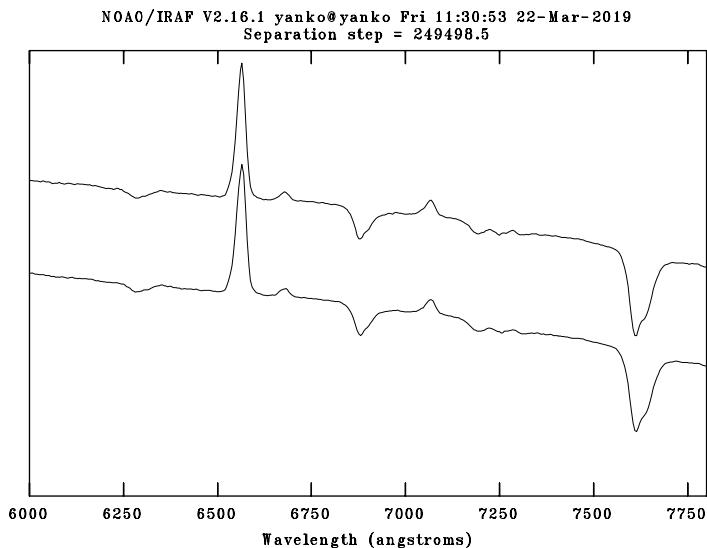
```

sarith 112m / 112p   u3.fits
sarith 157m / 157p   u4.fits
ls
sarith q1 - q2   q12.fits
sarith u1 - u2   u12.fits
sarith q3 - q4   q34.fits
sarith u3 - u4   u34.fits
ls specplot q12,u12,q34,u34
sarith q12 - q34   4qnull.fits
sarith u12 - u34   4unull.fits
sarith 4qnull.fits / 4.0   qnull.fits
sarith 4unull.fits / 4.0   unull.fits
sarith q12 + q34   4q
sarith u12 + u34   4u
sarith 4q / 4.0   q
sarith 4u / 4.0   u
ls
sarith q * q   QQ
sarith u * u   UU
sarith QQ + UU   PP
sarith PP sqrt "   P
sarith P * 100   P100
imcalc q.fits,u.fits theta.fits   "180.*0.5*atan2(im2,im1)/3.14159265359"
splot P100.fits
imcalc a00.ac.fits,a00.bc.fits,a45.ac.fits,a45.bc.fits,a90.ac.fits,a90.bc.fits,a135.ac.fits,a135.bc.fits
fq.fits "(im1+im2+im3+im4+im5+im6+im7+im8)/8"
imcalc fq.fits errq.fits "1/(2*sqrt(2*im1))"
imcalc a22.ac.fits,a22.bc.fits,a67.ac.fits,a67.bc.fits,a112.ac.fits,a112.bc.fits,a157.ac.fits,a157.bc.fits
fu.fits "(im1+im2+im3+im4+im5+im6+im7+im8)/8"
imcalc fu.fits erru.fits   "(1/(2*sqrt(2*im1)))"
scopy P.fits   Pc.fits   w1=4500 w2=8450
scopy q.fits   qc.fits   w1=4500 w2=8450
scopy u.fits   uc.fits   w1=4500 w2=8450
scopy errq.fits   errqc.fits   w1=4500 w2=8450
scopy erru.fits   erruc.fits   w1=4500 w2=8450
imcalc Pc,qc,errqc,uc,erruc errp100 "100*((sqrt(im2*im2*im3*im3+im4*im4*im5*im5))/im1)"
imcalc Pc,errqc, errtheta "(im2*180)/(2*im1*3.14159265359)"
ls

```

Целта на функцията specplot в началото на скрипта е да проверим за всеки един ъгъл на $\lambda/2$ пластината дали имаме отместване на единия лъч спрямо другия. Случва се понякога да сгрешим при използването на процедурата specshift и така да имаме разместване на единия спрямо другия лъч, при което може

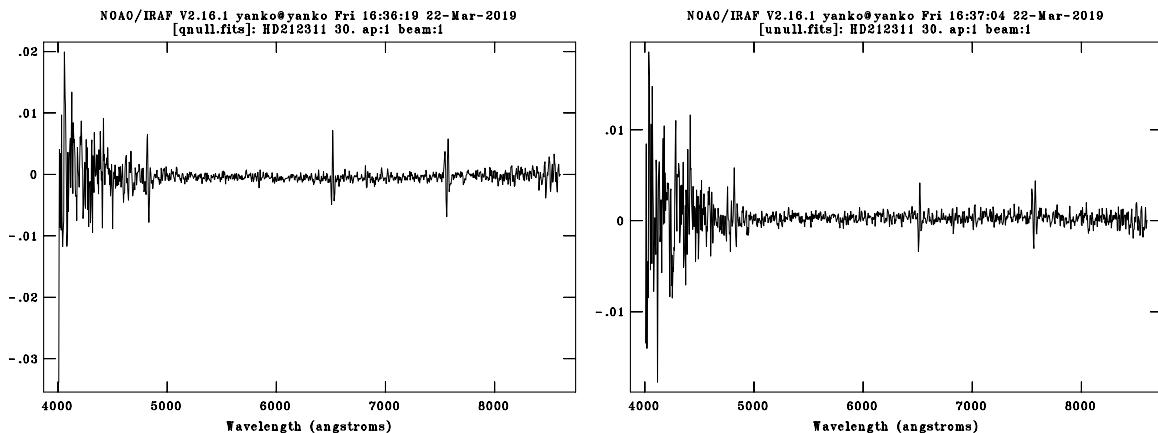
да се получи фалшива поляризация в линията. След това чрез процедурата sarith прилагаме Beam swapping техника, като в случая използваният метод е "Difference" метод. Процедурите imcalc изчисляват грешките. Предимството на sarith е че борави със спектрите, като отчита дължината на вълната. При използване на imcalc е важно броят пиксели да е еднакъв, в противен случай дава грешка и не сработва. Случва се понякога изображението на камерата да е флипнато, при което местата на лъчите a и b се сменят. Тогава трябва в скрипта, където имаме разлика на единия от другия лъч, да сменим местата. Дали е флипнато изображението може да се разбере, като се вземе предвид стойностите на Стоксовите параметри Q и U на звездата с висока степен на поляризация.



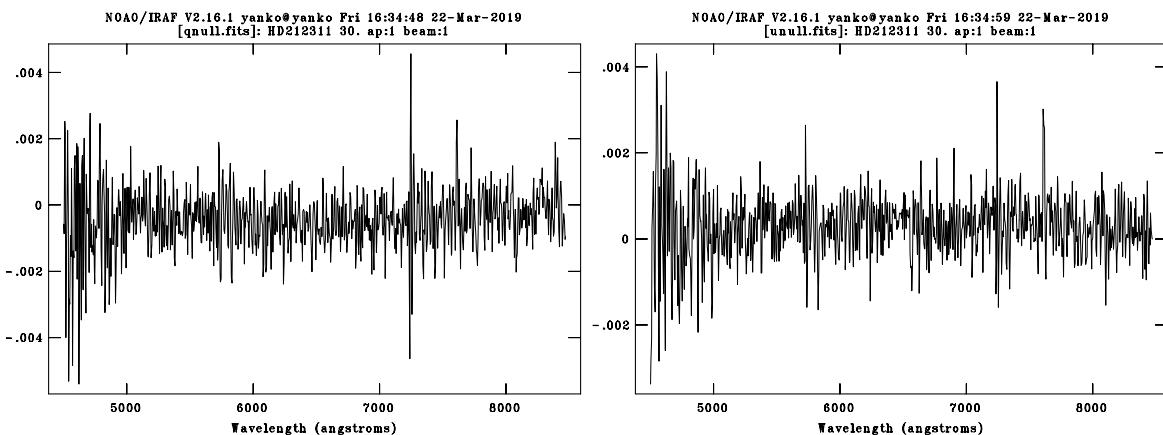
Фигура 6.5: Проверка за калибровка за всеки ъгъл на $\lambda/2$ пластината чрез specplot.

Нулевите параметри могат да служат като проверка за това колко точни е калибровката по дължина на вълната. В случая на фигура 6.6 имаме отместване, което съответства на дължина на вълната на линията H_{α} , което е инструментален ефект. Този ефект се анулира, когато имаме добра калибровка по дължина на вълната, както е в случая на фигура 6.7. Скалите на двете фигури са различни, за да се покаже как изглеждат нулевите параметри в работен прозорец на IRAF.

Дотук обработката на данни е еднаква за стандартните звезди и обекта. Получените стойности за Q_{λ} и U_{λ} на звездата с нулева степен на поляризация отразяват инструменталната поляризация. Тя се коригира, като се използва следващия скрипт.



Фигура 6.6: Нул параметри при неточности при калибровката по дължина на вълната.



Фигура 6.7: Нул параметри при добра калибровка по дължина на вълната.

6.4 Корекция за инструментална поляризация

Име на скрипта: zerocorr.cl

```

sarith qhp - qzp    q
sarith uhp - uzp    u
sarith q * q      QQ
sarith u * u      UU
sarith QQ + UU    PP
sarith PP sqrt "   P
sarith P * 100     P100
imcalc q.fits,u.fits theta.fits      "180.*0.5*atan2(im2,im1)/3.14159265359"

```

```

imexpr "(a < 0?a + 180 : a)" theta_p.fits a = theta.fits
imdel theta.fits
imcopy theta_p.fits theta.fits
imdel theta_p.fits
splot P100.fits

```

От Стоксовите параметри Q_λ и U_λ на стандартната звезда с висока поляризация и обекта изваждаме Стоксовите параметри Q_λ и U_λ на звездата с нулема степен на поляризация. След това се пресмята степен на поляризация и позиционен ъгъл. Тук трябва да се съобрази спрямо стойностите на Q_λ и U_λ добавката Θ_0 , която трябва да се добави към позиционния ъгъл. Скриптът не прави това. Този скрипт се прилага за стандартната звезда с висока поляризация и обекта.

6.5 Корекция за хроматизъм на $\lambda/2$ пластиината

Име на скрипта: achrom.cl.

```

imcalc qc.fits,uc.fits,achrom_sl_c.fits q_n.fits
"cos(2*im3*3.14159265359/180)*im1+sin(2*im3*3.14159265359/180)*im2";
imcalc qc.fits,uc.fits,achrom_sl_c.fits u_n.fits
sin(2*im3*3.14159265359/180)*im1+cos(2*im3*3.14159265359/180)*im2";
imcalc q_n.fits,u_n.fits theta_n.fits "180.*0.5*atan2(im2,im1)/3.14159265359"
imexpr "(a < 0 ? a+180 : a)" theta_np.fits a = theta_n.fits
imdel theta_n.fits
imcopy theta_np.fits theta_n.fits
imdel theta_np.fits
imcalc q_n.fits,u_n.fits P100_nprocent.fits "100*sqrt(im1**2+im2**2)"
imcalc q_n.fits,u_n.fits P100_n.fits "sqrt(im1**2+im2**2)"
specplot theta.fits,theta_n.fits

```

Този скрипт се прилага за стандартната звезда с висока поляризация и за обекта. Ролята му е да коригира за хроматизма на пластиината, като корекцията се отразява и върху Стоксовите параметри Q_λ и U_λ .

6.6 Корекция за позиционен ъгъл

Име на скрипта: highcorr.cl.

```

imcalc theta_n,P100_n qhpzc "im2*cos(2*(im1-5.11)*3.14159265359/180)"
imcalc theta_n,P100_n uhpzc "im2*sin(2*(im1-5.11)*3.14159265359/180"
imcalc theta_n theta_hpzc "im1-5.11"

```

Последният скрипт се прилага само върху обектите. Стойностите на $\Delta\Theta$, която в случая е равна на 5.11, е разликата между наблюдаваните и каталожните стойности на позиционния ъгъл на звездата с висока степен на поляризация. Взема се от наблюдението на съответната звезда за дадена нощ. Има вариации

в този ъгъл, така че е желателно всяка една нощ да се наблюдават стандартни звезди с нулема и висока степен на поляризация.

От придобития опит с обработка на спектрополяриметрични наблюдения може да се твърди, че методът не е прекалено сложен. Трудността е при получаване на наблюдателен материал, но веднъж имайки добър наблюдателен материал, не е трудно той да се обработи, като се следват описаните процедури. Усвояването на спектрополяриметричните наблюдения и прилагането им върху изследване на рентгенови двойни звезди беше и една от целите на докторантурата ми.

Ако имате въпроси, желаете скриптовете и корекционната функция за хроматизъм на $\lambda/2$ пластиината, или имате коментари по методиката, може да пишете на адрес: ynikolov@nao-rozhen.org.

Глава 7

Основни резултати и приноси

7.1 Основни резултати и приноси

Основните резултати и приноси от дисертацията са:

- Определена е междузвездната екстинкция до 9 Ве рентгенови двойни звезди чрез използване на междузвездната K I линия и междузвездните DIB ивици на 5997Å, 5780Å и 6613Å.
- Определен е размерът на диска при Ве звездите в системите LSI+61°303, MWC 148 и MWC 656. При LSI+61°303 неутронната звезда пресича диска при периастър, но не навлиза много надълбоко в диска; при MWC 148 по време на периастър компактния обект навлиза в най-вътрешните части на диска; при MWC 656 черната дупка акретира вещества от най-външните части на диска. Хистограмите при трите звезди показват, че размерът на диска е отрязан от компактния обект по време на орбиталното му движение.
- Изследван е инструментът FoReRo2 в спектрополяриметричен режим на наблюдения. Описани са възможностите на инструмента. Дискутирана е методиката на обработка на спектрополяриметрични наблюдения и са написани скриптове за обработка на този тип наблюдения. Анализът на инструмента FoReRo2 в режим на спектрополяриметрични наблюдения показва, че с него може да се получава наблюдателен материал с научна стойност.
- Получени са спектрополяриметрични наблюдения на X Per, LSI+61°303, MWC 148, MWC 656 и LSI+5979. Предимство на нашите наблюдения е, че за разлика от поляриметрията, може да изследваме W_α , която е свързана с размера на диска.

- Оценена е междузвездната поляризация до MWC 656 и LSI+5979. Анализирани са причините за възникване на междузвездна поляризация. Оценена е вътрешноприсъщата поляризация при X Per, LSI+61°303, MWC 148, MWC 656 и LSI+5979. При LSI+61°303 и LSI+5979 не се наблюдава променливост по време на нашите наблюдения. При X Per и MWC 656 се наблюдава корелация между вътрешноприсъщата поляризация на обектите и $EW(H_\alpha)$.

7.2 Публикации по дисертацията

Резултати от дисертацията са отразени в следните публикации:

1. Nikolov, Y. M.; Golev, V.; Borisov, G.; Zamanov, R. K.; Tasheva, A.; Boeva, S., 2018, A&AT, 30, 40N - Spectropolarimetric observations of the Be/X-ray binary star LSI+61 303
2. Nikolov, Y. M.; Zamanov, R. K.; Stoyanov, K. A.; Martí J., 2017, BlgAJ, 27, 10N - Interstellar extinction toward Be/X-ray binary stars
3. Zamanov, R. K.; Stoyanov, K. A.; Martí J.; Latev, G. Y.; Nikolov, Y. M.; Bode, M. F.; Luque-Escamilla, P. L., 2016, A&A, 593A, 97Z - Optical spectroscopy of Be/gamma-ray binaries
4. Zamanov, R. K.; Boeva, S.; Latev, G. Y.; Martí J.; Boneva, D.; Spassov, B.; Nikolov, Y.; Bode, M. F.; Tsvetkova, S. V.; Stoyanov, K. A., 2018, MNRAS, 480, 1363Z - The recurrent nova RS Oph: simultaneous B- and V- band observations of the flickering variability
5. Nikolov, Y. M.; Zamanov, R. K.; Stoyanov, K. A., Ac.A. - Spectropolarimetric observations of the recurrent nova RS Oph, submitted.

7.3 Цитати

Забелязани са следните цитирания на статия 2016A&A...593A..97Z

1. Xing, Yi; Wang, Zhongxiang; Takata, Junpei, 2017, ApJ, 851, 92X - Superorbital Modulation at GeV Energies in the γ -Ray Binary LS I + 61 303
2. Li, Jian; Torres, Diego F.; Cheng, K.-S.; de Oña Wilhelmi, Emma; Kretschmar, Peter; Hou, Xian; Takata, Junpei, 2017, ApJ, 846, 169L - GeV Detection of HESS J0632+057
3. Malacaria, C.; Kollatschny, W.; Whelan, E.; Santangelo, A.; Klochkov, D.; McBride, V.; Ducci, L., 2017, A&A, 603A, 24M - Optical spectroscopy of the Be/X-ray binary V850 Centauri/GX 304-1 during faint X-ray periodical activity

4. Monageng, I. M.; McBride, V. A.; Coe, M. J.; Steele, I. A.; Reig, P., 2017, MNRAS, 464, 572M - On the relationship between circumstellar disc size and X-ray outbursts in Be/X-ray binaries

Забелязано е следното цитиране на статия 2018MNRAS.480.1363Z

1. Ilkiewicz, Krystian; Mikolajewska, Joanna; Miszalski, Brent; Gromadzki, Mariusz; Monard, Berto; Amigo, Pia, 2019arXiv190202621I LMC S154: the first Magellanic symbiotic recurrent nova

7.4 Участия на конференции

- 1) „Spectropolarimetric observations of Be/X-ray binary stars“, постер, представен на EWASS 2018, 3 – 6 April 2018, Liverpool, United Kingdom.
- 2) „Spectropolarimetric observation of RS Oph“, доклад, представен на XI Bulgarian - Serbian Astronomical Conference 14-18 May 2018, Belogradchik, Bulgaria.
- 3) “Spectropolarimetric observation of polarimetric standard stars”, постер, представен на XII годишна конференция на Съюза на астрономите в България, 5-8 октомври 2017г. гр., Ивайловград.
- 4) “Spectropolarimetric Observation of the Be/X-ray binary star LSI +61° 303 ”, постер, представен на X Serbian-Bulgarian Astronomical Conference, June 2016, Belgrade, Serbia
- 5) „Определяне на междузвездната екстинция до избрани рентгенови-двойни звезди“, доклад, представен на XI годишна конференция на Съюза на астрономите в България, 14- 16 юли, 2016г., Кърджали.

7.5 Участие в докторантски школи

- 1) OPTICON Awareness conference and SREAC 7, Септември 2016, Охрид, Македония.
- 2) Училище за докторанти „The current and future observing facilities: a guided tour“, Белград, Сърбия, 2-7 септември 2018г.

7.6 Изнесени семинари и доклади

В чужбина:

- 1) Изнесен семинар на тема: „Bulgarian National Astronomical Observatory Rozhen and its opportunities from students training to top science research“, 24 октомври 2018 г., обсерваторията в град Арма, Северна Ирландия.
- 2) Изнесен доклад на тема „Optical spectropolarimetric observation of Be/X-ray stars“ на докторантско училище „The current and future observing facilities: a guided tour“, проведено в град Белград, 2-7 септември 2018г., Сърбия.

Изнесени доклади пред специализираното научно звено:

- 1) Изнесен доклад на тема: „Спектрополяриметрични наблюдения на рентгенови двойни звезди“, Копривница, 26-27 юни, 2018г., работна среща на Институт по Астрономия с НАО.
- 2) Изнесен доклад на тема: „Спектрополяриметрични наблюдения на массивни рентгенови двойни звезди“, на работен семинар на Институт по Астрономия с НАО, проведена във Велинград, 26-29 ноември 2018г.
- 3) Изнесен доклад на тема: „Спектрополяриметрични наблюдения на стандартни звезди“, на работен семинар на Институт по Астрономия с НАО, проведена на Витоша, 9-10 ноември 2017г.

Работни посещения в чужбина

- 1) 16 септември – 9 октомври 2017г., обсерватория в град Арма, Северна Ирландия.
- 2) 14-31 октомври 2018г., обсерватория в град Арма, Северна Ирландия.

7.7 Благодарности

На първо място дължа признателност и благодарности към научния си ръководител проф. дфн. Радослав Заманов, както за наученото от него, така и за подкрепата, която ми е оказвал в точните моменти, в които съм имал нужда. Специални благодарности имам към Кирил Стоянов, който често ми беше като енциклопедия по въпросите за рентгеново двойните звезди и не само. Наблюденията с ESpeRo са негово дело. Благодаря и за гостоприемството в обсерваторията Арма и наученото от Галин Борисов и Ставро Бануло. Двамата имат най-голям принос в усвояването на методиката за обработка на спектрополяриметрични наблюдения. Доц. Валери Голев допринесе с познанията си при ключовото разрешаване на проблема за картите на междузвездна поляризация при LSI + 59 79 и MWC 656. Наученото от него много ценя. Полезни бяха и дискусиите с проф. Таню Бонев и Пламен Николов, които много допринесаха да има функциониращ инструмент в поляриметричен режим на наблюдения. Безценни са дискусиите, които сме провели, както по време на тестове на инструмента, така и във всеки един момент, в който съм имал някакви въпроси. Валери Маринков и Румен Богдановски допринесаха с това да има функционираща $\lambda/2$ пластина. От всеки от наблюдалите, с които съм работил заедно на 2.0м телескоп по време на 14 годишната ми служба като оператор, съм научавал по нещо както за телескопа, така и за обектите, които са изследвали. Благодарности имам и към Георги Латев и Светлана Боева, за съдействие при оформяне на дисертацията и помош при участие в различни научни форуми. Посещението ми в обсерваторията в град Арма и част от средствата по техническото обезпечаване на докторантурата са осигурени от Програмата за подпомагане на млади учени и докторанти – 2017 г., договор № ДФНП – 17-5 / 24.07.2017 г. на тема: „Спектрополяриметрични изследвания на Ве-рентгенови двойни звезди“. Изследванията са частично финансиирани от договор КП-06-H28/2 от 08.12.2018 г., договор DN 08-1/2016г. и договор DN 18/13 от 12.12.2017 г., Фонд Научни Изследвания.

Представените изследвания в дисертацията, касаещи спектрополяриметричните изследвания на Ве рентгенови двойните звезди, са частично финансиирани по Национална програма “Млади учени и постдокторанти“, Министерство на образованието и науката, одобрена с РМС № 577 от 17 август 2018 година.

Глава 8

Библиография

- Ablimit I., Lü G., 2013, SCPMA, 56, 663
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Aye, K.-M., et al. 2005, A&A, 442, 1
- Aharonian, F., Anchordoqui, L., Khangulyan, D., & Montaruli, T. 2006, JPCS, 39, 408
- Aharonian, F. A., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2007, A&A, 469, L1
- Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2009, ApJ, 693, 303
- Aleksić, J., Ansoldi, S., Antonelli, L. A., et al. 2015, A&A, 576, A36
- Aliu, E., Archambault, S., Aune, T., et al. 2014, ApJ, 780, 168
- Andrillat, Y. 1983, A&As, 53, 319
- Anupama, G. C., & Mikołajewska, J. 1999, A&A, 344, 177
- Aragona, C., McSwain, M. V., Grundstrom, E. D., et al. 2009, ApJ, 698, 514
- Aragona, C., McSwain, M. V., & De Becker, M. 2010, ApJ, 724, 306
- ASTROPRIBOR, <http://astropribor.com>
- Bagnulo S., Jehin E., Ledoux C., Cabanac R., Melo C., Gilmozzi R., ESO Paranal Science Operations Team, 2003, Msngr, 114, 10
- Bagnulo, S., Landolfi, M., Landstreet, J. D., et al. 2009, PASP, 121, 993
- Bagnulo, S., Fossati, L., Kochukhov, O., & Landstreet, J. D. 2013, A&A, 559, A103
- Bailer-Jones, C. A. L., Rybizki, J., Fouesneau, M., Mantelet, G., & Andrae, R. 2018, AJ, 156, 58
- Barnsley, R. M., Smith, R. J., & Steele, I. A. 2012, AN, 333, 101
- Beeckmans, F., & Hubert-Delplace, A. M. 1980, A&A, 86, 72
- Bohlin, R.C., Savage, B.D., & Drake, J.F. 1978, ApJ, 224, 132
- Bolton, C. T. 1972, Nature, 235, 271

- Bongiorno, S. D., Falcone, A. D., Stroh, M., et al. 2011, ApJ, 737, L11
- Bonev, T., Tomov, T., Swierczynski, E., et al. 2014, ATel, 5829,
- Bonev, T., Markov, H., Tomov, T., et al. 2017, BlgAJ, 26, 67
- Brandi E., Quiroga C., Mikołajewska J., Ferrer O. E., García L. G., 2009, A&A, 497, 815
- Campbell, E. K., Holz, M., Gerlich, D., & Maier, J. P. 2015, Nature, 523, 322
- Casares, J., Ribó, M., Ribas, I., et al. 2005, MNRAS, 364, 899
- Casares, J., Ribó, M., Ribas, I., et al. 2012, MNRAS, 421, 1103
- Casares, J., Negueruela, I., Ribó, M., et al. 2014, Nature, 505, 378
- Catanzaro, G. 2013, A&A, 550, A79
- Chevalier, C., & Illovaisky, S. A. 1998, A&A, 330, 201
- Chakraborty P., Vasundhara R., 2003, ExA, 16, 69
- Chauville, J., Zorec, J., Ballereau, D., et al. 2001, A&A, 378, 861
- Chaty S., 2013, AdSpR, 52, 2132
- Clarke, D. 1990, A&A, 227, 151
- Clarke, D. 2010, Stellar Polarimetry by David Clarke. Wiley, 2010. ISBN: 978-3-527-40895-5,
- Coe, M. J., Reig, P., McBride, V. A., Galache, J. L., & Fabregat, J. 2006, MNRAS, 368, 447
- Coyne, G. V., Gehrels, T., & Serkowski, K. 1974, AJ, 79, 581
- Cropper, M. 1990, MNRAS, 243, 144
- Cyr, R. P., Jones, C. E., & Tycner, C. 2015, ApJ, 799, 33
- Dachs, J., Hummel, W., & Hanuschik, R. W. 1992, A&As, 95, 437
- Davis, L., Jr., & Greenstein, J. L. 1951, ApJ, 114, 206
- Delgado-Martí, H., Levine, A. M., Pfahl, E., & Rappaport, S. A. 2001, ApJ, 546, 455
- Dobrzycka, D., & Kenyon, S. J. 1994, AJ, 108, 2259
- Dolginov, A. Z. 1972, Ap&SS, 18, 337
- Dyck, H. M., & Jones, T. J. 1978, AJ, 83, 594
- Duldig, M. L., Greenhill, J. G., Thomas, R. M., et al. 1979, MNRAS, 187, 567
- Eger, P., Laffon, H., Bordas, P., et al. 2016, MNRAS, 457, 1753
- Ehrenfreund, P., & Foing, B. H. 1996, A&A, 307, L25

- Everall, C., Coe, M. J., Norton, A. J., Roche, P., & Unger, S. J. 1993, MNRAS, 262, 57
- Ferrigno, C., Farinelli, R., Bozzo, E., et al. 2013, A&A, 553, A103
- Finger, M. H., Cominsky, L. R., Wilson, R. B., Harmon, B. A., & Fishman, G. J. 1994, AIP Conf. Proc., 308, 459
- Foing, B. H., & Ehrenfreund, P. 1994, Nature, 369, 296
- Friedemann, C. 1992, Bulletin d'Information du Centre de Donnees Stellaires, 40, 31
- Friedman, S. D., York, D. G., McCall, B. J., et al. 2011, ApJ, 727, 33
- Fosalba, P., Lazarian, A., Prunet, S., & Tauber, J. A. 2002, ApJ, 564, 762
- Germany, L., Protor, R., Fluke, C. et al.: 2009, The Swinburne Astronomy Online Encyclopedia, <http://astronomy.swin.edu.au/cosmos/>
- Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R., & Rossi, B. B. 1962, Physical Review Letters, 9, 439
- Giovannelli F., Bisnovatyi-Kogan G. S., Bruni I., Corfini G., Martinelli F., Rossi C., 2015, AcA, 65,
- Giovannelli F., Ferrari-Toniolo M., Giangrande A., Persi P., Bartolini C., Guarnieri A., Piccioni A., 1981, SSRv, 30, 407
- Codina-Landaberry, S., & Magalhaes, A. M. 1976, A&A, 49, 407
- Gold, T. 1952, Nature, 169, 322
- Gold, T. 1952, MNRAS, 112, 215
- Green, G. M., Schlafly, E. F., Finkbeiner, D., et al. 2018, MNRAS, 478, 651
- Gregory, P. C. 2002, ApJ, 575, 427
- Grundstrom, E. D., & Gies, D. R. 2006, ApJl, 651, L53
- Grundstrom, E. D., Caballero-Nieves, S. M., Gies, D. R., et al. 2007, ApJ, 656, 437
- Harmanec, P., Habuda, P., Štefl, S., et al. 2000, A&A, 364, L85
- Harmanec, P. 2002, Exotic Stars as Challenges to Evolution, 279, 221
- Hartmann, J. 1904, ApJ, 19, 268
- Hall, J. S. 1949, Science, 109, 166
- Halonen R. J., Jones C. E., 2012, ASPC, 464, 125
- Halonen R. J., Jones C. E., 2012, AIPC, 1429, 263
- Halonen, R. J., & Jones, C. E. 2013, ApJ, 765, 17
- Hanuschik, R. W. 1986, A&A, 166, 185
- Hanuschik, R. W., Kozok, J. R., & Kaiser, D. 1988, A&A, 189, 147

- Hanuschik, R. W. 1989, *Ap&SS*, 161, 61
- Heger, M. L. 1919, *PASP*, 31, 304
- Heger M. L., 1922, *LicOB*, 10, 146
- Heiles, C. 2000, *AJ*, 119, 923
- Henry, G. W., & Smith, M. A. 2012, *ApJ*, 760, 10
- Herbig, G. H. 1975, *ApJ*, 196, 129
- Herbig, G. H. 1995, *ARAA*, 33, 19
- H. E. S. S. Collaboration, Abramowski, A., Aharonian, F., et al. 2015, *A&A*, 577, A131
- Hiltner, W. A. 1949, *Science*, 109, 165
- Hiltner, W. A. 1949, *ApJ*, 109, 471
- Hiltner, W. A. 1951, *ApJ*, 114, 241
- Hinton, J. A., Skilton, J. L., Funk, S., et al. 2009, *ApJ*, 690, L101
- Hobbs, L. M., York, D. G., Thorburn, J. A., et al. 2009, *ApJ*, 705, 32
- Hohle, M. M., Neuhäuser, R., & Schutz, B. F. 2010, *AN*, 331, 349
- Houdashelt, M. L., Bell, R. A., Sweigart, A. V., & Wing, R. F. 2000, *AJ*, 119, 1424
- Howarth, I. D. 1983, *MNRAS*, 203, 801
- Hsu, J.-C., & Breger, M. 1982, *ApJ*, 262, 732
- Huang, S.-S. 1972, *ApJ*, 171, 549
- Hummel, W. 1994, *A&A*, 289, 458
- Hummel, W., & Dachs, J. 1992, *A&A*, 262, L17
- Hummel, W., & Vrancken, M. 1995, *A&A*, 302, 751
- Hunt, L. K., Massi, M., & Zhekov, S. A. 1994, *A&A*, 290,
- Hutchings, J. B., & Crampton, D. 1981, *PASP*, 93, 486
- Janot-Pacheco, E., Motch, C., & Mouchet, M. 1987, *A&A*, 177, 91
- Janssen, E. M. 1946, *ApJ*, 103, 380
- Jockers K., et al., 2000, *KFNTS*, 3, 13
- Johnston, S., Manchester, R. N., Lyne, A. G., Nicastro, L., & Spyromilio, J. 1994, *MNRAS*, 268, 430
- Johnston, S., Manchester, R. N., Lyne, A. G., et al. 1992, *ApJl*, 387, L37
- Kunjaya, C., & Hirata, R. 1995, *PASJ*, 47, 589
- Kos, J., & Zwitter, T. 2013, *ApJ*, 774, 72

- LaSala, J., Charles, P. A., Smith, R. A. D., Balucinska-Church, M., & Church, M. J. 1998, MNRAS, 301, 285
- Lazarian A., 2003, JQSRT, 79, 881
- Liu, Q. Z., Hang, H. R., Wu, G. J., Chang, J., & Zhu, Z. X. 2000, A&A, 359, 646
- Liu Q. Z., Yan J. Z., 2005, NewA, 11, 130
- Liu, Q. Z., van Paradijs, J., & van den Heuvel, E. P. J. 2006, A&A, 455, 1165
- Liu, Q. Z., van Paradijs, J., & van den Heuvel, E. P. J. 2007, A&A, 469, 807
- Lucarelli, F., Verrecchia, F., Striani, E., et al. 2010, ATel, 2761,
- Lyubimkov, L. S., Rostopchin, S. I., Roche, P., & Tarasov, A. E. 1997, MNRAS, 286, 549
- Martí J., Luque-Escamilla P. L., Paredes J. M., Iwasawa K., Galindo D., Ribó M., Marín-Felip V., 2017, A&A, 598, A81
- Martin, R. G., Tout, C. A., & Pringle, J. E. 2009, MNRAS, 397, 1563
- McCuskey, S. W., Pesch, P., & Snyder, G. A. 1974, AJ, 79, 597
- McSwain, M. V., Grundstrom, E. D., Gies, D. R., & Ray, P. S. 2010, ApJ, 724, 379
- Meilland, A., Millour, F., Kanaan, S., et al. 2012, A&A, 538, A110
- Mikołajewska, J., & Shara, M. M. 2017, ApJ, 847, 99
- Mondal, A., Anupama, G. C., Kamath, U. S., et al. 2018, MNRAS, 474, 4211
- Morales-Rueda, L., Carter, D., Steele, I. A., Charles, P. A., & Worswick, S. 2004, AN, 325, 215
- Moritani, Y., Nogami, D., Okazaki, A. T., et al. 2013, PASJ, 65,
- Moritani, Y., Nogami, D., Okazaki, A. T., et al. 2011, PASJ, 63, 25
- Moritani, Y., Okazaki, A. T., Carciofi, A. C., et al. 2015, ApJl, 804, L32
- Munari, U., & Zwitter, T. 1997, A&A, 318, 269
- Nagae, O., Kawabata, K. S., Fukazawa, Y., et al. 2006, PASJ, 58, 1015
- Nagae, O., Kawabata, K. S., Fukazawa, Y., et al. 2009, AJ, 137, 3509
- Narumi, H., Hirosawa, K., Kanai, K., et al. 2006, IAU Circ., 8671, 2
- Negueruela, I., Ribó, M., Herrero, A., et al. 2011, ApJl, 732, L11
- Nikolov Y. M., Golev V., Borisov G., Zamanov R. K., Tasheva A., Boeva S., 2018, A&AT, 30, 409
- Nikolov, Y. M., Zamanov, R. K., Stoyanov, K. A., & Martí, J. 2017, BlgAJ, 27, 10
- Oja, T. 1993, A&As, 100, 591
- Okazaki, A. T., & Negueruela, I. 2001, A&A, 377, 161

- Paredes J. M., et al., 1990, BAOM, 12, 191
- Paredes, J. M., Marziani, P., Martí, J., et al. 1994, A&A, 288
- Paredes, Josep M., Ribó, M., Bosch-Ramon, V., et al. 2007, ApJ, 664, L39
- Paredes J. M., et al., 2013, APh, 43, 301
- Porter, J. M. 1998, A&A, 333, L83
- Porter, J. M., & Rivinius, T. 2003, PASP, 115, 1153
- Puspitarini, L., Lallement, R., & Chen, H.-C. 2013, A&A, 555, A25
- Quirrenbach, A., Bjorkman, K. S., Bjorkman, J. E., et al. 1997, ApJ, 479, 477
- Reig, P. 2011, Ap&SS, 332, 1
- Reig, P., & Fabregat, J. 2015, A&A, 574, A33
- Reig, P., Negueruela, I., Fabregat, J., Chato, R., & Coe, M. J. 2005, A&A, 440, 1079
- Ribó, M., Negueruela, I., Blay, P., Torrejón, J. M., & Reig, P. 2006, A&A, 449, 687
- Rivinius, T., Carciofi, A. C., & Martayan, C. 2013, A&Ar, 21, 69
- Robinson, R. D., & Smith, M. A. 2000, ApJ, 540, 474
- Roche, P., Larionov, V., Tarasov, A. E., et al. 1997, A&A, 322, 139
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, ApJ, 500, 525
- Serkowski, K., Gehrels, T., & Wisniewski, W. 1969, AJ, 74, 85
- Serkowski K., 1971, CoKit, 554, 107
- Serkowski K., 1973, IAUS, 52, 145
- Serkowski, K., Mathewson, D. S., & Ford, V. L. 1975, ApJ, 196, 261
- Shannon, R. M., Johnston, S., & Manchester, R. N. 2014, MNRAS, 437, 3255
- Shenavrin V. I., Taranova O. G., Nadzhip A. E., 2011, ARep, 55, 31
- Schmidt, G. D., Elston, R., & Lupie, O. L. 1992, AJ, 104, 1563
- Shrader, C. R., Hamaguchi, K., Sturmer, S. J., et al. 2015, ApJ, 799, 84
- Skopal A., 2015, NewA, 36, 128
- Slettebak, A., Collins, G. W., II, & Truax, R. 1992, ApJs, 81, 335
- Snijders, M. A. J. 1987, Ap&SS, 130, 243
- Steele, I. A., Coe, M. J., Fabregat, J., et al. 1996, A&As, 120, 213
- Steele, I. A., Negueruela, I., Coe, M. J., & Roche, P. 1998, MNRAS, 297, L5
- Steele I. A., et al., 2004, SPIE, 5489, 679
- Stoyanov, K. A., Zamanov, R. K., Latev, G. Y., Abedin, A. Y., & Tomov, N. A. 2014, AN, 335, 1060

- Stoyanov, K. A., Zamanov, R. K., & Iliev, I. K. 2018, ATel , 11233, 1
- Stoyanov, K. A., & Zamanov, R. K. 2009, AN, 330, 727
- Straizys, V., & Kuriliene, G. 1981, Ap&SS, 80, 353
- Swanenburg, B. N., Bennett, K., Bignami, G. F., et al. 1981, ApJl, 243, L69
- Tauris, T. M., van den Heuvel, E. P. J., & Savonije, G. J. 2000, ApJl, 530, L93
- Tauris, T. M., & van den Heuvel, E. P. J. 2006, Compact stellar X-ray sources, 39, 623
- Turnshek, D. A., Bohlin, R. C., Williamson, R. L., II, et al. 1990, AJ, 99, 1243
- Tycner, C., Gilbreath, G. C., Zavala, R. T., et al. 2006, AJ, 131, 2710
- van den Heuvel E. P. J., 2009, ASSL, 359, 125
- van Paradijs J., 1998, ASIC, 515, 279
- Viotti, R., Ferrari-Toniolo, M., Giangrande, A., Persi, P., & Baratta, G. B. 1982, Be Stars, 98, 423
- Wang, N., Johnston, S., & Manchester, R. N. 2004, MNRAS, 351, 599
- Walborn, N. R. 1973, ApJl, 179, L123
- Webster, B. L., & Murdin, P. 1972, Nature, 235, 37
- Whittet, D. C. B., Martin, P. G., Hough, J. H., et al. 1992, ApJ, 386, 562
- Williams, S. J., Gies, D. R., Matson, R. A., et al. 2010, ApJl, 723, L93
- Yudin, R. V., & Evans, A. 1998, A&As, 131, 401
- Yudin, R. V. 2014, MNRAS, 445, 1761
- Zamanov, R. K., Martí, J., Paredes, J. M., et al. 1999, A&A, 351, 543
- Zamanov R., Martí J., García-Hernández M. T., 2017, BlgAJ, 27, 57
- Zamanov R. K., Martí J., 2000, ASPC, 214, 731
- Zamanov, R., Stoyanov, K., Martí, J., et al. 2013, A&A, 559, A87
- Zamanov R., Stoyanov K., Martí J., 2016, BlgAJ, 24, 40
- Zamanov, R. K., Boeva, S., Latev, G. Y., et al. 2018, MNRAS, 480, 1363
- Zamanov, R., Stoyanov, K. A., Wolter, U., et al. 2019, A&A, 622, A173
- Zhong J., et al., 2015, RAA, 15, 1154
- This work has made use of data from the European Space Agency (ESA) mission Gaia (<https://www.cosmos.esa.int/gaia>), processed by the Gaia Data Processing and Analysis Consortium (DPAC, <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>). Funding for the DPAC has been provided by national institutions, in particular the institutions participating in the Gaia Multilateral Agreement.