

MASARYKOVA UNIVERZITA
FAKULTA PŘÍRODOVĚDECKÁ



Komplexní studium dvojhvězdy UX UMa

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Autor: Jiří Liška

Vedoucí práce: RNDr. Jan Janík, Ph.D.

BRNO 2009

Čestné prohlášení

Prohlašuji, že jsem diplomovou práci vypracoval samostatně za použití uvedené literatury a dle pokynů vedoucího diplomové práce.

V Brně dne 20. května 2009

.....

Chci poděkovat svému vedoucímu RNDr. Janu Janíkovi, Ph.D. za pomoc, cenné rady a trpělivost při psaní této práce. Dále děkuji za cenné připomínky Mgr. Gabrielu Szászovi, za pomoc při pozorování Mgr. Tomáši Henychovi, a také za poskytnutá data Bc. Rudolfovi Novákovi, RNDr. Miloslavu Zejdovi, Ph.D. a pozorovatelským skupinám Eridanus a AAVSO. Obrovský dík patří mé přítelkyni Bc. Zuzaně Bortlové za její trpělivost se mnou v době psaní této práce. V neposlední řadě chci poděkovat své rodině za podporu během studia.

Abstrakt

Diplomová práce se zabývá zákrytovou dvojhvězdou UX UMa, která je řazena do novám podobných proměnných. Jsou zde uvedeny obecné vlastnosti dvojhvězd a klasifikace kataklyzmických objektů. Dále byly shrnuty informace o systému UX UMa dostupné z literatury a provedena charakteristika světelných křivek tohoto objektu. Pro získání informací o těsných dvojhvězdách je potřeba vytvářet numerické modely, proto jsou zde uvedeny základní druhy tvorby modelů. Byly také rozebrány dva modely, model s horkou skvrnou a model s horkou linií, pro které byly vytvořeny programy a porovnány s jednodušším diskovým modelem od Djuraševiče.

Abstract

The Diploma thesis is concentrated to the eclipsing binary UX UMa, which is classified as the nova-like object. There are generally properties of the double stars and classification of cataclysmic objects mentioned here. It has been summarized information from the literature about the object UX UMa and was performed characterization of its light curves. It's necessary create the numerical models of the close binaries for obtaining information about them. Therefore a few types of numerical models are mentioned here. Two models, the model with hot spot and the model with hot line, were analyzed and created programs, which were compared with the simpler disc's model from Djuraševič.

Obsah

1	Úvod	7
2	Dvojhvězdy, kataklyzmické proměnné	8
2.1	Dvojhvězdy – obecně	8
2.2	Zákrytové dvojhvězdy	10
2.3	Kataklyzmické objekty	11
2.4	Novám podobné proměnné	13
2.4.1	Typ RW Tri	13
2.4.2	Typ UX UMa	13
2.4.3	Typ SW Sex	14
2.4.4	Typ VY Scl	14
3	Zdroje záření v soustavě UX UMa	15
3.1	Primární složka - bílý trpaslík	15
3.2	Sekundární složka - červený trpaslík	17
3.3	Akreční disk a horká skvrna	18
3.4	Přiléhající mezihvězdné okolí	19
4	Hlavní charakteristiky světelné křivky	20
4.1	Primární minimum a hump	20
4.2	Oblast mimo primární minimum	21
4.2.1	Sekundární minimum	21
4.2.2	Flickering	22
4.2.3	Ostatní nehomogenity světelné křivky	23
5	Modelování těsných dvojhvězd	25
5.1	Tvorba modelů z fotometrických pozorování	25
5.1.1	Model těsné dvojhvězdy	25
5.1.2	Model s akrečním diskem a s horkou skvrnou	26
5.1.3	Model s horkou linií	27
5.1.4	Model se spirálními rameny	27
5.2	Metoda mapování zákrytu	28
5.3	Numerické modely rozložení hmoty v akrečním disku	31
6	Pořízení světelných křivek a jejich analýza	33
6.1	Získávání a zpracování fotometrických dat	33
6.1.1	CCD kamera ATIK 16IC	36
6.2	Použitá fotometrická data	38
6.3	Charakteristika napozorovaných světelných křivek	39
6.3.1	Extrémně pekuliární světelné křivky	40
6.4	O-C diagram	42

7	Modelování objektu UX UMa	48
7.1	Model s horkou skvrnou – Djuraševićův kód	48
7.2	Model s horkou skvrnou a s horkou linií – vlastní program	50
7.2.1	Model bílého a červeného trpaslíka	50
7.2.2	Model akrečního disku	54
7.2.3	Model s horkou skvrnou	56
7.2.4	Model horké linie	56
7.2.5	Inverzní metoda	57
7.2.6	Výsledky z modelu s horkou skvrnou	58
7.2.7	Výsledky z modelu s horkou linií	59
8	Závěr	60
9	Literatura	62
10	Přílohy	66

1 Úvod

Dvojhvězdy se v pozorovaném vesmíru nacházejí velice často a umožňují nám získat mnohem více informací o hvězdách než osamocené hvězdy. Důkladným studiem jedné dvojhvězdy získáme jeden střípek z mozaiky, který nám vytvořila sama příroda.

V této práci se zaměřím na dvojhvězdný objekt nazývaný UX UMa, který nepatří mezi typické dvojhvězdy. Jedna z hvězd je totiž bílý trpaslík, který odebírá hmotu z druhé hvězdy a kolem sebe udržuje akreční disk doplňovaný přenášeným materiálem. Pozorované světelné změny celkové jasnosti tohoto objektu způsobené vzájemnými zákryty se tímto velice komplikují a samotný popis všech dějů, které v soustavě probíhají je velice náročný.

V první části se zmíním o všeobecných vlastnostech dvojhvězd, zvláště pak o jedné skupině nazvané kataklyzmické objekty a uvedu jejich základní klasifikaci. Dále budou shrnuty známé informace o soustavě UX UMa dostupné v literatuře a budou vyjmenovány zdroje záření, které se v této soustavě vyskytují. Zde je patrna souvislost s pozorovanými světelnými změnami a bude zde vyjmenována jejich charakteristika. Jednou z možností, jak získat informace o dvojhvězdách, je vytváření numerických modelů. Některé základní postupy tvorby modelů budou zmíněny v samostatné kapitole.

Vlastní praktická část této práce je věnována pozorování světelných změn tohoto objektu a následné analýze napozorovaných fotometrických křivek. Bude zde popsána změna periody opakování zákrytů a uvedena možná vysvětlení. Poslední část je věnována tvorbě modelů pro tuto dvojhvězdnou soustavu. Aplikoval jsem zde model s horkou skvrnou pomocí programu uveřejněného Djuraševicem. Také jsem vytvořil dva vlastní programy pro model s nehomogenní teplotou akrečního disku, prvním z nich je model s horkou skvrnou a druhý je model s horkou linií, které jsem rovněž na tento objekt použil. Na závěr shrnu získané informace, srovnám výsledky s literaturou a vyhodnotím také vlastnosti použitých programů.

2 Dvojhvězdy, kataklyzmické proměnné

V současné době panuje mezi astrofyziky názor, že osamocené hvězdy jsou spíše výjimkou. Například Abt a Levy (1976, 1978) uvádí, že více než 90 % hvězd v naší Galaxii je součástí páru či vícesložkového hvězdného systému. Poznání vzniku, vývoje a zániku dvojhvězd je z tohoto hlediska dostatečně významné.

2.1 Dvojhvězdy – obecně

Dvojhvězda je gravitačně vázaný útvar skládající se ze dvou hvězd, které obíhají kolem společného těžiště. K jejich charakterizaci je potřeba mnoha parametrů, avšak k základní představě nám poslouží znalost jejich hmotností (M_1, M_2), velikostí (poloměry R_1, R_2), jejich zářivých výkonů (L_1, L_2), spektrálních tříd, vzájemné vzdálenosti (a) a periody oběhu (T).

Poslední dvě charakteristiky jsou k sobě těsně vázané, vidíme to z třetího Keplerova zákona

$$\frac{a^3}{T^2} = \frac{G(M_1 + M_2)}{4\pi^2}. \quad (1)$$

Z něj mimo jiné vyplývá, že pro krátké periody (řádově v hodinách) musí být vzdálenost obou hvězd v soustavě velmi malá. Tyto blízké dvojhvězdy na sebe silově působí a navzájem si tak slapovými silami deformují tvar. Jejich tvary lze určit z rozložení silového potenciálu v soustavě řešením problému tří těles.

Pro libovolný bod $P(x, y, z)$ (viz obr. 1), který má hmotnost mnohem menší než je hmotnost obou těles, je velikost potenciálu dána vztahem spojující gravitaci a vzájemnou rotaci

$$\Phi = -\frac{GM_1}{s_1} - \frac{GM_2}{s_2} - \frac{\omega^2 r^2}{2}, \quad (2)$$

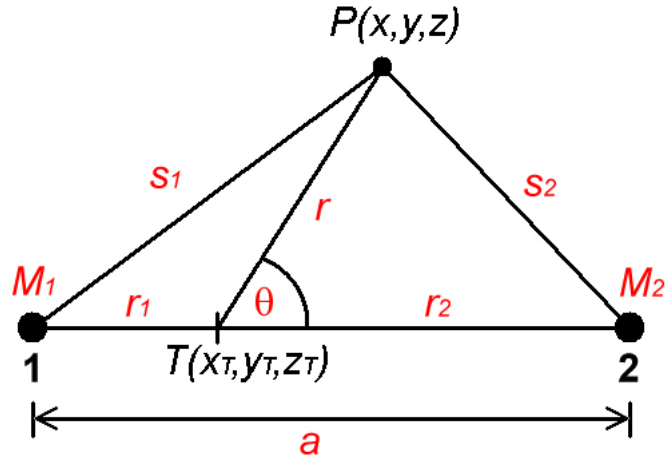
kde čtverec keplerovské úhlové rychlosti je $\omega^2 = (2\pi/T)^2 = G(M_1 + M_2)/a^3$ a veličiny r, s_1, s_2 jsou postupně – vzdálenost bodu P od těžiště soustavy, od těžiště primární složky a od těžiště sekundární složky a můžeme je zapsat takto

$$s_1^2 = r_1^2 + r^2 + 2r_1 r \cos \theta, \quad (3)$$

$$s_2^2 = r_2^2 + r^2 - 2r_2 r \cos \theta. \quad (4)$$

Velice významné jsou spojnice bodů, které spojují místa se stejně velkým potenciálem, označované jako ekvipotenciální hladiny. Důležitou ekvipotenciální hladinou v dvojhvězdě je ta, pro kterou platí vztah

$$\nabla \Phi = \text{grad } \Phi = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}, \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) = 0. \quad (5)$$



Obr. 1: Grafické zobrazení bodu $P(x, y, z)$ u těles 1 a 2 a jejich vzájemné vzdálenosti.

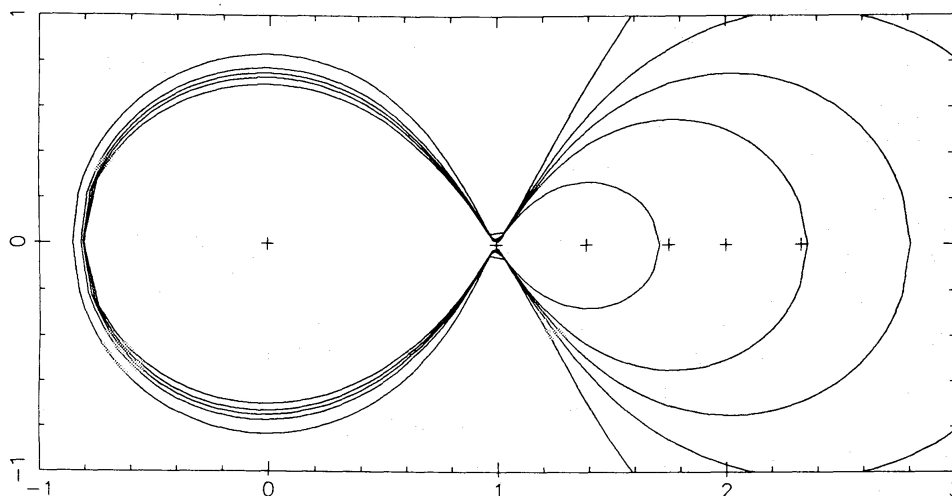
Hladina splňující tuto podmínku tvoří maximální hranici, při které je hvězda ještě stabilní a může vyplnit tento objem. Nazývá se Rocheovou mezí nebo také Rocheovými laloky po francouzském astronomovi Rocheovi, který je poprvé vypočítal (Roche 1847-50). Tyto laloky se dotýkají v jednom bodě nazývaném Lagrangeův bod L1 (Lagrange 1772). Tento bod leží na spojnici těžišť obou hvězd. Pokud spojnice leží na ose x a tedy $(x = R_{L1}, y = 0, z = 0)$, určíme vzdálenost bodu L1 z derivace potenciálu položené rovno 0 (Kruszewski 1963)

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = -\frac{1}{x^2} + q \left[\frac{1}{(1-x)^2} - 1 \right] + (1+q)(1+f)^2 x = 0, \quad (6)$$

kde q je poměr hmotnosti složek $q = M_2/M_1$ a f je nesynchronní parametr. Zpětně můžeme zjistit z rovnice (2) velikost kritického potenciálu Φ_{krit} udávající hraniční hodnotu potenciálu Rocheova laloku (opět při $x = R_{L1}, y = 0, z = 0$).

Má-li hvězda větší objem, stává se nestabilní, proto je látka předána druhé složce (či dokonce úplně ze soustavy uvolněna). Pokud jsou obě hvězdy vývojově na hlavní posloupnosti, je tato silová hranice od obou hvězd dostatečně daleko a tvar hvězd se velice blíží kouli. Během vývoje soustavy však dochází k rozpínání nejdříve první (hmotnější) a později i druhé složky, přičemž Rocheova mez sehraje velice důležitou úlohu při rozdělování hmoty.

Dvojhvězdy byly rozděleny do tří skupin podle toho, jak vyplňují Rocheovy laloky (obr. 3). Tuto klasifikaci zavedl český astrofyzik Kopal (1955) takto:



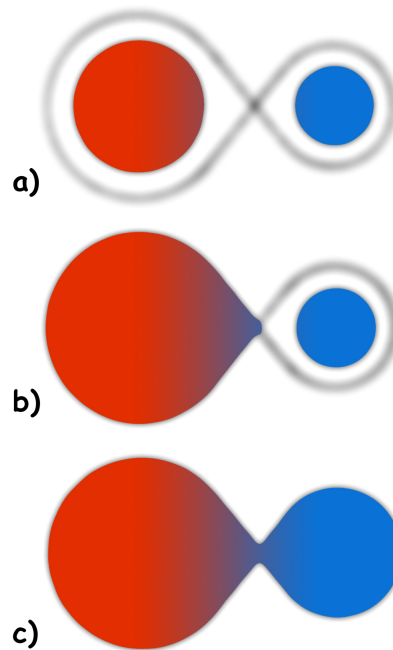
Obr. 2: Tvary a velikosti Rocheových laloků pro různé poměry hmotností obou složek dvojhvězdy q (0,1, 0,5, 1, 2 a 10), je zde zvolena vzdálenost těžiště primární složky a bodu L1 rovná jedné (Horne 1985).

Dvojhvězdy oddělené (detached systems) – dvojhvězdy dostatečně od sebe vzdálené tak, že jejich vzájemné slapové síly nemají velké deformační účinky a tvarově jsou velice blízké kouli. Toto zařazení se týká např. hvězd vývojově ve stádiu hlavní posloupnosti.

Dvojhvězdy polodotkové (semi-detached systems) – jedna z hvězd vyplňuje Rocheův lalok (často tato hvězda již opustila stádium hlavní posloupnosti) a přebytečná látka je předávána druhé složce, u které se může tvořit akreční disk.

Dvojhvězdy dotkové (contact systems) – obě složky vyplňují Rocheovu mez a dochází k vzájemné výměně hmoty. Tvoří se u nich společná atmosféra. Příkladem jsou dvojhvězdy typu W UMa.

Dvojhvězdy můžeme dělit také dle pozorovatelského hlediska viz např. Mikulášek a Krtička (2005). První skupinou jsou dvojhvězdy vizuální, ty můžeme přímo rozlišit okem nebo dalekohledem, interferometrem či obdobným přístrojem jako dvě hvězdy. U řady z nich se však pomocí jiných metod zjistilo, že dvojhvězdami ve skutečnosti nejsou, protože je dělí od sebe velká vzdálenost a jen náhodou se z daného místa pozorování promítají do stejné části oblohy (tzv. optické dvojhvězdy). Některé dvojhvězdy lze identifikovat přesným měřením polohy jedné, mnohem jasnější z dvojice hvězd. Tu slabší nelze rozlišit, ale pod jejím vlivem dochází k pravidelné změně polohy u jasné hvězdy. Toto vzájemné působení vyvolává periodický pohyb kolem společného těžiště. Nazýváme je dvojhvězdami astrometrickými. Další skupiny jsou dané analýzou záření. Patří sem spektrosko-



Obr. 3: Tvary dvojhvězd schématicky a) oddělená dvojhvězda, obě hvězdy mají své okraje daleko od Rocheova laloku, b) polodotyková dvojhvězda, mezi složkami je proud látky, c) dotyková dvojhvězda, mezi hvězdami existuje společná atmosféra.

pické dvojhvězdy, které identifikujeme ve spektru cyklickými posuny či změnami čar a další skupina dvojhvězdy zákrytové, o kterých se zmíním více v následující kapitole.

2.2 Zákrytové dvojhvězdy

Hlavním poznávacím znakem zákrytových dvojhvězd je pravidelně se opakující pokles jasnosti nebo-li zákryt či přechod. Zákryty či přechody nastanou v soustavě dvou hvězd, pokud je oběžná rovina správně nakloněna vůči pozorovateli. U roviny oběhu definujeme její normálu \vec{n} nebo-li kolmici k této rovině procházející těžištěm soustavy. Úhel, který svírá normála se směrem k pozorovateli, se nazývá inklinací a značí se i . Pokud je i blízké 90° , je velká pravděpodobnost, že dochází k zákrytům či přechodům. Zákrytem nazýváme pokles jasnosti, který je způsoben rozměrnější složkou, která zakrývá menší z hvězd. Přechod odpovídá změně jasnosti vlivem pohybu menší složky a jejího stínu před větší. V praxi se většinou nerozlišuje mezi zákryty a přechody a vše se označuje jako zákryt.

Pokles jasnosti odpovídající zákrytu jasnější složky se označuje jako primární (primární minimum) a má větší amplitudu, zákryt tmavší složky jako sekundární (sekundární minimum) a amplituda je zde menší. Pokud by byl inklinací úhel $i = 90^\circ$ a jednalo by se o hvězdy s kulovým tvarem, průběh jasnosti primárního

zákrytu by byl snadno popsateľný (např. v mé bakalářské práci (Liška 2007)). Nejdříve dochází k zakrývání primární složky a tudíž k lineárnímu poklesu jasnosti, poté se může vyskytnout konstantní část zákrytu a to v případě, že primární složka má menší průměr než sekundární a je tak určitou dobu za ní celá schována. Dále dochází k odkrývání jasnějšího objektu, což se projeví lineárním růstem jasnosti. V reálné soustavě při inklinacním úhlu $i \neq 90^\circ$ a navíc s vlivem okrajového ztemnění obou hvězd s obecně nekulovými tvary hvězd dojde k celkovému zaoblení světelných změn. Pak zákrytové dvojhvězdy dělíme dle světelných změn na tři základní skupiny pojmenované po prvních jejich známých zástupcích.

Typ β Per (hvězdy typu Algol či algolidy) – u těchto dvojhvězd jsou primární zákryty mnohem větší než sekundární. Oba zákryty jsou jasně ohraničené a mimo ně je jasnost soustavy prakticky konstantní. Dvojhvězdy mají mezi sebou velkou vzdálenost a mnohem více se podobají kouli než jak je tomu u ostatních typů zákrytových dvojhvězd. Periody změn jsou delší, řádově dny.

Typ β Lyr – tento typ má světelné křivky více zaoblené než je tomu u typu β Per. Prakticky se jasnost mění pořád, není žádná konstantní část. Tvary složek jsou silně deformované a jejich vzdálenost a tudíž i perioda oběhu většinou není velká.

Typ W UMa – u těchto soustav je těžko rozlišit mezi primárním a sekundárním zákrytem. Jasnost se mění neustále a světelné křivky jsou silně zaoblené. Jedná se o těsné dvojhvězdné systémy vyplňující Rocheovy laloky a tudíž se silně deformovanými tvary, ve kterých se dokonce vytváří společná atmosféra. Periody oběhu jsou řádově hodiny.

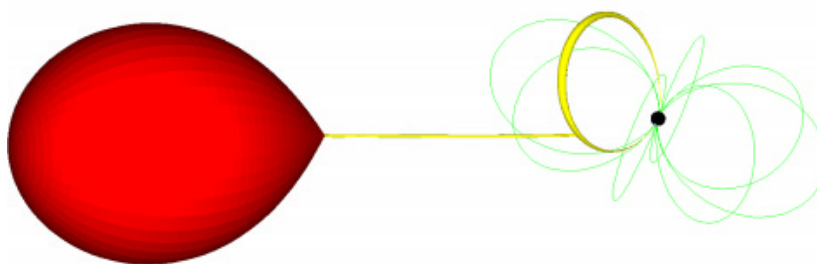
2.3 Kataklyzmické objekty

Kataklyzmické objekty nebo též kataklyzmické proměnné jsou skupinou proměnných hvězd, u kterých se vyskytují velké a zároveň rychlé a nepředvídatelné změny jasnosti spojené s přenosem látky mezi složkami dvojhvězdy. Díky tomu se tato skupina stala velice oblíbenou i mezi amatérskými pozorovateli, kteří mohou zachytit důležité projevy hvězd ať už CCD kamerou nebo i prostým okem.

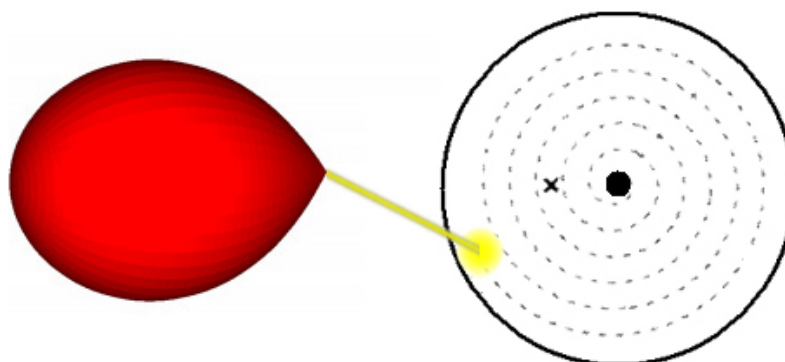
Jedná se o těsné dvojhvězdy, jejichž charakteristickým rysem je přenos látky mezi oběmi hvězdnými složkami. Jedna z hvězd – nazývejme ji dále primární složkou – je horkým kompaktním objektem. Pravděpodobně prodělala při svém vývoji stádium novy, při kterém ztratila svrchní obálku a stal se z ní elektronově degenerovaný bílý trpaslík. Druhá hvězda – sekundární složka – je již také v pokročilejším stádiu svého vývoje, ale dosud jako nova nevzplála. Dochází u ní k rozpínání svrchního obalu a materiál překračující jistou potenciálovou bariéru

přetéká k primární složce. Je mnohem chladnější než primární hvězda.

Důležitou charakteristikou je magnetické pole primární hvězdy. Při existenci silného pole, u polarů 10-80 MG, u intermediálních polarů 1-10 MG, je přenášeny materiál usměřován siločarami přímo na její povrch (obr. 4) a dopadá v místech polů. Pokud je toto pole slabé, dochází k postupnému nabalování hmoty v rovině oběhu a vzniká tak tzv. akreční disk (obr. 5). Látka dopadá na okraj disku. Toto místo se nazývá horkou skvrnou.



Obr. 4: Grafická představa o podobě polaru – primární hvězda má silné magnetické pole a tak proud látky dopadá na její povrch přímo (Kube, Gänsicke a Beurman 2000).



Obr. 5: Grafická představa o podobě polodotykové dvojhvězdy s akrečním diskem – proud látky ze sekundární složky se setkává s akrečním diskem, kde dochází k nárůstu teploty a tím pádem se zde nachází horká skvrna (vlastní obrázek, předloha použita z práce Kubeho, Gänsickea a Beurmana (2000)).

Pokud přehledněme náhodná pozorování výbuchu nov ve středověku popřípadně starověku, prvním pozorovaným zástupcem kataklyzmických proměnných byla proměnná U Gem objevená Hindem v roce 1855 (Hind 1856). V té době byla velice horkou modrou hvězdou a její jasnost klesala podobně jako u nov, avšak po třech měsících byla opět v maximu jasnosti (Pogson 1857). Jednalo se o první trpasličí novu. Do vývoje poznání kataklyzmických proměnných zasáhla také – v této práci studovaná – UX UMa, protože u ní byl jako u první z proměnných hvězd pozorován takzvaný flickering, což jsou rychlé změny v intervalu desítek

sekund až několika minut, s amplitudou jasnosti 0,01-0,2 mag (Linnel 1949, 1950). Flickering byl objeven u nov a také ve fázi před výbuchem u trpasličích nov.

Hlavní vlastností této rozsáhlé skupiny proměnných hvězd jsou náhlé změny jasnosti, které se po čase opakují. Nazývají se výbuchy neboli outbursty. Čím větší je amplituda změn, tím delší je doba, za kterou dojde k opakování. U trpasličích nov je $\Delta m \sim 2-4$ mag a doba opakování je v rozsahu $t \sim 10-1000$ dní. Naproti tomu u nov je $\Delta m \sim 7-19$ mag a doba opakování je mnohem delší (delší než lidský život), ale je zatím neznámá, protože se ještě nepodařilo pozorovat dvakrát výbuch stejné novy.

Zde je uvedena klasifikace těchto objektů:

- ▷ klasické novy
- ▷ trpasličí novy
 - Z Cam
 - SU UMa
 - U Gem
- ▷ rekurentní novy
- ▷ novám podobné proměnné
 - RW Tri
 - UX UMa
 - SW Sex
 - VY Scl
- ▷ magnetické kataklyzmické proměnné
 - polary
 - intermediální polary

2.4 Novám podobné proměnné

Zástupci hvězd ze skupiny novám podobných proměnných (nova-like variables) jsou velice podobní novám, avšak jejich vzplanutí jsou mnohem častější a nemají tak velkou amplitudu. Jedná se zde o dvojici chladnějších hvězd, teplejší z nich je typu B a chladnější typu M. Je to poměrně heterogenní skupina a klasifikace je poněkud složitá. Uvádím zde klasifikaci použitou Warnerem (1995), doplněnou o vlastnosti jednotlivých skupin.

2.4.1 Typ RW Tri

Řada z hvězd typu RW Tri ukazují ve spektru tzv. P Cyg profil, což je přechod čáry z absorpční do emisní. UV kontinuum je hluboce zakrývané na rozdíl od čar, které jsou jen slabě zakrývané. Profily emisních čar jsou silně asymetrické, trpí červeným posuvem píku o přibližně 4 Å. Emise v UV oblasti jsou generované větrem.

2.4.2 Typ UX UMa

Hvězdy typu UX UMa jsou nazývané díky absorpčním čarám ve spektru jako katalyzmické proměnné s opticky tlustým diskem (Ferguson, Green a Liebert 1984). Optická spektra ukazují široký rozsah emisních spekter. Z prvních spektrálních pozorování byly široké mělké absorpční čáry přisouzeny k horkému podtrpaslíku (UX UMa, Walker a Herbig 1954) či bílému trpaslíku (V3885 Sgr, Wegner 1972), avšak později byly správně přiřazeny k opticky tlustému disku (Warner 1976). Dobře definované absorpční čáry umožňují dobře měřit radiální rychlost K_1 . Nelze pozorovat absorpční čáry samotné sekundární složky, proto se využívají pro měření radiální rychlosti K_2 úzké Balmerovy emise vznikající ozářením sekundární složky primární (UX UMa, Schlegel, Honeycutt a Kaitchuck 1983). Spektra z daleké ultrafialové oblasti ukazují také na přítomnost větru (emise NV, SiIV, CIV).

2.4.3 Typ SW Sex

Tyto hvězdy vykazují ve spektru jeden pík Balmerových a HeI emisí (odpovídá formování větru akrečního disku). Úzká centrální absorpce čar HI a HeI se objevuje náhle ve fázi 0,39-0,42 a mizí v 0,57-0,67. Nízké excitační čáry HI a HeI trpí malým nebo žádným zákrytem (ve fázi $\phi = 0$), vyšší excitační čáry jsou vždy jen jedno píkové a bývají většinou úplně zakryty (ve fázi $\phi = 0$). Křivky radiálních rychlostí (RV) ukazují velký fázový posuv $\sim 70^\circ$ oproti fotometrickým změnám.

2.4.4 Typ VY Scl

Poslední skupina hvězd má stejné vlastnosti jako předchozím tři skupiny, avšak jen ve stavu vysoké jasnosti (high state). Ve stavu nízké jasnosti (low state), kdy jasnost může být nižší než ve stavu vysoké jasnosti i o více než 5 mag (např. V794 Aql, TT Ari, MV Lyr), se liší. Široké čáry v optické oblasti odpovídající akrečnímu disku jsou v nízkém stavu vystřídány mnohem užšími silnými Balmerovými emisemi a v modré oblasti slabými emisemi HeI a HeII. Jejich původ je v chromosféře sekundární hvězdy. Vyskytují se zde i široké absorpční čáry HI a HeII, což odpovídá fotosféře primární hvězdy.

3 Zdroje záření v soustavě UX UMa

Naprostá většina informací o soustavě UX UMa k nám přichází v podobě elektromagnetického záření. Bohužel velká vzdálenost, která nás od ní dělí, nám znemožňuje pozorovat jednotlivé její komponenty. Pozorujeme pouze součet záření ze všech objektů zapojujících se do procesu záření (viz obr. 6). Díky fotometrickým a spektroskopickým studiím a teoretickým modelům se podařilo zjistit, že hlavní složkou je bílý trpaslík, kolem kterého se rozkládá akreční disk. Ten je doplňován materiálem ze sekundární složky, kterou je červený trpaslík. V každé části této kapitoly budou nejdříve obecně rozebrány charakteristiky každé z komponent a poté budou uvedeny známé informace o dané komponentě vyskytující se přímo v soustavě UX UMa.

3.1 Primární složka - bílý trpaslík

Hlavní – primární složkou v soustavě UX UMa je bílý trpaslík, proto se nejdříve zmíním právě o obecných vlastnostech bílých trpaslíků.

Bílý trpaslík (z angličtiny white dwarf) je pozůstatkem hvězdy, která v průběhu života prodělala několik stádií vývoje, opustila stádium hlavní posloupnosti a stal se z ní červený obr, který následkem svého rozpínání pozbyl svrchní oblasti a zůstalo z něj jen jádro. Toto jádro čelí následkům silné vlastní gravitace a vysokým hustotám odpovídajícím gradientem tlaku vzniklým elektronovou degenerací plynů, ze kterých je složeno. Díky tomu si udržuje stálou potenciální energii. Toto osamocené elektronově degenerované jádro označujeme jako bílý trpaslík.

Ačkoliv byl první bílý trpaslík objeven už roku 1862 Alvanem Clarkem u hvězdy Sírius (např. viz Flammarion 1877), první modely bílého trpaslíka složeného z elektronově degenerované látky propočítal až Fowler (1926). Jeho výpočty směřovaly k odhadu závislosti velikosti poloměru na celkové hmotnosti pro případ nerelativistické degenerace plynu

$$R = M^{-1/3}. \quad (7)$$

Chandrasekhar se zabýval vyššími hmotnostmi bílých trpaslíků, při kterých má plyn v nitru relativistickou povahu. Odvodil také maximální možnou hmotnost bílého trpaslíka na $M_{wd} \sim 1,4 M_{\odot}$ (Chandrasekhar 1931). Hmotnější hvězdy nejsou stabilní a stane se z nich neutronová hvězda či černá díra.

Spektrální čáry bílých trpaslíků vykazují silné rozšíření tlakem a také výrazný posuv do červené oblasti daný silnou gravitací, kterou musí foton překonat. Střední posuv odpovídá rychlosti $54 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Pak střední poloměr bílých trpaslíků vychází na $6\,800 \text{ km}$, hmotnost na $0,83 M_{\odot}$ a střední hustota na $10^9 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$. Ze spektrální charakterizace se rozlišuje několik typů bílých trpaslíků. Typ DA obsahuje atmosféru složenou prakticky z vodíku, DB z helia a existují i další typy, které mají atmosféry složené z těžších prvků. Vysvětlení rozdílných chemických atmosfér

spočívá v předchozím vývoji a také v existenci silného gravitačního pole.

Vlastnosti bílých trpaslíků se poněkud liší v případě, že jsou v soustavě s druhou hvězdou a tvoří tak kataklyzmický objekt, ve kterém hraje důležitou roli akreční proces. V práci Gänsicke (1999) jsou popsány základní charakteristiky těchto trpaslíků. V případě že by z důvodu akrece látky přesáhly hmotnost udávanou Chandrasekharem jako kritickou, došlo by k výbuchu supernovy Ia typu.

Teplota bílých trpaslíků je ovlivněna a) ochlazováním jádra – bílí trpaslíci v dvojhvězdách jsou v průměru teplejší než osamocení, b) množstvím přenesené a následně akreované látky, jedná se o fluktuace v časovém měřítku dnů ale i roků. Periody rotace bílých trpaslíků jsou ovlivněny magnetickým polem; při existenci silného magnetického pole (polary, intermediální polary) je rotace blízka k synchronní rotaci s periodou oběhu, avšak u bílých trpaslíků s malým magnetickým polem je perioda rotace vždy o mnoho menší a jedná se o nesynchronní rotaci (King a Lasota 1991).

Některé vlastnosti uváděné o bílém trpaslíku v soustavě UX UMa z různých publikací jsou sepsány v tabulce 1. Je vidět, že hmotnost $\sim 0,47 M_{\odot}$ je menší než by odpovídalo průměrnému osamocenému bílému trpaslíku na rozdíl od jeho poloměru, kde nejmenší publikovaná hodnota je 9 800 km (Baptista a kol. 1995). Spektrální třída byla poprvé určena krátce po jeho objevu jako B3 (Kuiper 1941), avšak v té době nebylo známo nic o akrečním disku. Proto hodnověrnější informace poskytl až Nather a Robinson (1974), kteří teplotu trpaslíka udávají 16 000 K a typově ho zařadili do skupiny DA.

Určení povrchové teploty bílého trpaslíka je dost komplikované, protože je potřeba zvážit jak moc je skryt v akrečním disku, jak moc je silný akreční proces a jaké má bílý trpaslík rozměry. Studium spekter prostřednictvím HST publikované Baptistou a kol. (1995) udává hodnotu 52 000 K (pro opticky tenký akreční disk), nebo 65 000 K (pro opticky tlustý akreční disk). Avšak Froning, Long a Knigge (2003) uvádí, že bílý trpaslík musí být chladnější než 40 000 K.

Pro vysvětlení flickeringu s periodou ~ 29 s předpokládá Petterson (1980), že bílý trpaslík je skryt v akrečním disku a má na svém povrchu malou zářící skvrnu, jejíž záření se odráží na vnitřní straně akrečního disku. Vlivem rychlého pohybu této zářivé oblasti se i velice rychle po disku přesouvá vyzářený paprsek a dodává tak světelné křivce charakteristický tvar, navíc vysvětluje tak fázový posuv o -360° . Modulace amplitudy způsobuje 2. harmonická frekvence s nižší amplitudou (25-50 %), která je způsobena příspěvkem od bílého trpaslíka. To potvrzuje i Bruch (2000), avšak udává 2 zdroje flickeringu a to vnitřní oblast akrečního disku spolu s povrchem bílého trpaslíka a místo dopadu proudu plynu ze sekundární složky na akreční disk.

Tab. 1: Informace o soustavě UX UMa uvedené v literatuře 1 – Linnel (1950), 2 – Nather a Robinson (1974), 3 – Frank a kol. (1981), 4 – Bailey (1981), 5 – Smak (1994b), 6 – Baptista a kol. (1995), 7 – Linnel a kol. (2008).

Parametry	1	2	3	4	5	6	7
i [°]	90		65	71	73	71	70,2
M_{wd} [M_{\odot}]	1,28	<0,1	0,1-0,5	~0,45	~0,7	~0,47	0,47
M_{rd} [M_{\odot}]	0,77		0,2-0,5	~0,45	~0,48	~0,47	0,47
$q = M_{wd}/M_{rd}$	1,66		1±0,4	~1	~1,45	~1	1
R_{wd} [R_{\odot}]	0,21	0,05				0,014	0,0165
R_{rd} [R_{\odot}]	0,15	0,53	0,58			0,51	
R_d [R_{\odot}]		0,5	0,44		0,51		0,488
T_{wd} [10^3 K]		16				52/≥ 65	20
a_0 [R_{\odot}]			1,29-1,43		1,5	1,39	1,3935
\dot{M} [$10^{-9}M_{\odot}/\text{yr}$]			7,57		10,5	10	5
D [pc]			340±110	215-376	328±12	345±34	312

3.2 Sekundární složka - červený trpaslík

Sekundárními složkami novám podobným proměnným jsou hvězdy v pokročilejších stádiích vývoje, které vyplňují prostor udaný Rocheovým lalokem. Přebytečný materiál je nucen opustit tuto hvězdu a přechází k primární složce. Dochází ke vzniku proudu materiálu.

Sekundární složku nelze identifikovat ve světelné křivce, proto se informace o ní objevily až mnohem později. Její hmotnost poprvé odhadli Struve (1948) na $1 M_{\odot}$ a Linnel (1950) $0,77 M_{\odot}$ za předpokladu $i \sim 90^{\circ}$, avšak později byla určena hmotnost přesněji viz tab. 1. Poslední publikovaná hodnota $0,47 M_{\odot}$ (Linnel a kol. 2008) velice dobře odpovídá těm dřívějším. Přiřazení spektrálního oboru provedli poprvé až Frank a kol. (1981), podle kterých se jedná o trpasličí hvězdu spektrální třídy K8V-M6V, nejpravděpodobněji M2V. Putte a kol. (2003) uvádí spektrální třídu M4+ s konstatováním, že jejich hodnota se mírně liší od hodnoty vypočtené ze závislosti spektrálního typu na orbitální periodě (Smith a Dhillon 1998), která vychází M0±3.

Významnou informaci přináší práce Putte a kol. (2003), ve které se autoři zabývají hledáním slabých sekundárních hvězd pomocí metody skew mapping, aby zjistili velikost radiální rychlosti K_2 . Pro objekt UX UMa publikovali hodnotu $K_2 = 262 \pm 14 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Na závěr se ještě zmíním o práci Dmitrienka (1995), ve které se fotometricky zabývá sekundárními složkami u třech soustav (AC Cnc, RW Tri a UX UMa) a u UX UMa vysledoval dvoudenní periodu změn s amplitudou

0,4 mag. Kromě několika dalších řešení uvažuje i fotometrické změny v sekundární složce.

3.3 Akreční disk a horká skvrna

Akreční disk je útvar, který se tvoří a je doplňován postupným přetokem látky ze sekundární složky přes bod L1 k primární složce. Tato látka nedopadá na povrch bílého trpaslíka přímo, ale pro zachování momentu hybnosti a s ohledem k velice malým rozměrům centrálního kompaktního tělesa se dostává na elipsovitou dráhu okolo trpaslíka. Částice nově přichozího materiálu se v rámci svých pohybů střetávají s dalšími částicemi, dochází tak ke vzájemnému ovlivňování a kolizím, čímž se látka nejen zahřívá, ale i sestupuje ve svých dráhách blíže k povrchu bílého trpaslíka. Materiál akrečních disků je tedy viskozní.

Klasický model akrečního disku byl popsán v práci Shakury a Sunyaeva (1973). Samotná charakterizace disku je složitá, nejedná se totiž o homogenní a izotermický útvar. Závislosti teploty a hustoty na vzdálenosti od vnějšího okraje ke středu jsou silně rostoucí, vztahem se dá popsat závislost teploty disku T_d na vzdálenosti od středu r takto

$$T_d = T_{in} \left(\frac{R_{wd}}{r} \right)^\alpha, \quad (8)$$

kde parametr α je různý v závislosti na aktivitě přenosu látky. Je zjištěno, že pro stacionární disk dobře odpovídá $\alpha \sim 0,75$, na rozdíl od hodnoty, kterou nabývá α při outburstu kataklyzmické proměnné $\alpha \sim 0,15$ (Djurašević 1996). Teplota T_{in} je teplota uvnitř disku a lze ji určit ze znalosti rychlosti akrece \dot{M}

$$T_{in} = \left(\frac{3GM_{wd}\dot{M}}{8\sigma\pi R_{wd}^3} \right)^{1/4}. \quad (9)$$

Kromě této sféricky symetrické teplotní nehomogenity ukazují numerické 3D simulace pohybu plynu poruchy způsobené spirálními hustotními vlnami (Bisikalo a kol. 1998; Makita, Miyawaki a Matsuda 2000). To je také prokázáno na modelech získaných z fotometrických světelných křivek (Khruzina 2005, 2007; Kjurkchieva a kol. 2006).

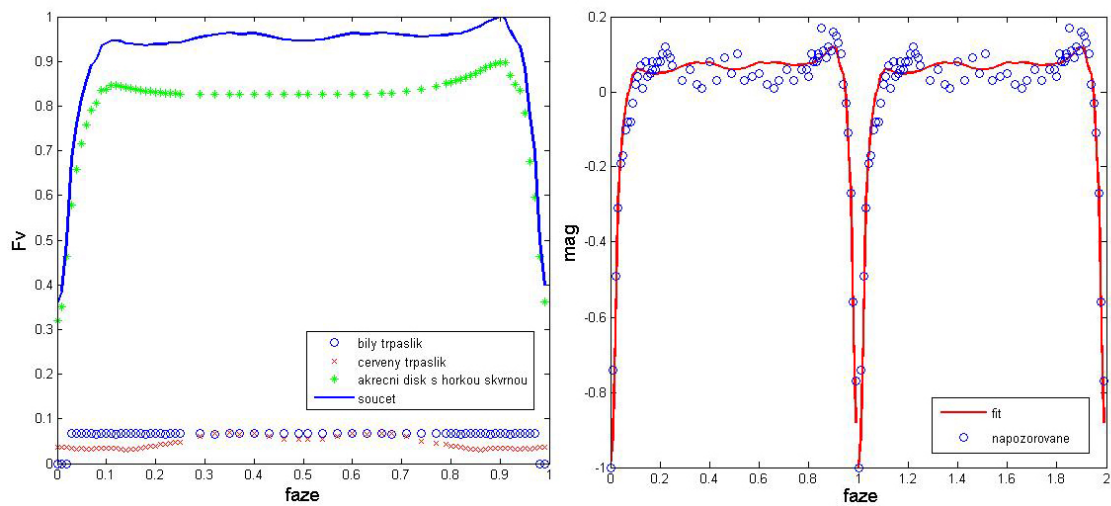
Významnou funkci plní v soustavě proud látky, který do disku přitéká ze sekundární složky a vytváří jakýsi most spojující obě složky. Jeho materiál se střetává s materiálem akrečního disku na jeho vnějším okraji. Zde dochází k lokálnímu nárůstu teploty látky díky čemuž se toto místo stává důležitým zdrojem záření v systému. Nazývá se horká skvrna (z angličtiny hot spot nebo někdy též bright spot). Teplota horké skvrny a tím pádem i její hustota toku záření je závislá

na množství akrece \dot{M} . Horká skvrna může být dokonce i nejzářivějším zdrojem celé soustavy. Pravděpodobně nevyzařuje jen horká skvrna, ale i samotný proud přispívá k celkové energii. Zahřátí způsobuje střet jeho látky s halem akrečního disku a vnitřní složkou dvojhvězdné obálky (Bisikalo a kol. 1998; Makita, Miyawaki a Matsuda 2000).

V současnosti stále není známo mnoho informací o akrečním disku a horké skvrně na jejím povrchu. Nather a Robinson (1974) uvádí teplotu akrečního disku 16 000 K (která je stejně velká jako jejich odhad teploty primáru). Řadu informací se dovídáme prostřednictvím tzv. mapování zákrytu popsaného v části 5.2. K důležitým poznatkům získaným touto metodou je kromě určení teplotního rozložení akrečního disku také velikost akrečního procesu, která je přibližně rovna $\dot{M} = 1 \cdot 10^{-8} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ (Linnel a kol. 2008), ale tato hodnota se mění vzhledem k aktivitě dvojhvězdy.

3.4 Přiléhající mezihvězdné okolí

K výčtu zdrojů záření je potřeba zahrnout i okolí přiléhající k oběma hvězdám, ačkoliv o něm není ještě známo příliš informací. Ze spektroskopických analýz v ultrafialovém oboru bylo zjištěno, že v čárách CIV a HeII se promítá emise způsobená existencí diskového větru (Baptista a kol. 1995; Knigge, Drew 1997a; Knigge a kol. 1997b). Prostorové rozdělení intenzity těchto čar ukazuje, že centrum akrečního disku vykazuje absorpci, která se mění v emisi pro vzdálenější oblasti disku. Obdobné chování spektrálních čar popsal Rutten a kol. (1993, 1994) pro Balmerovou sérii vodíku. Za vznik větru je pravděpodobně zodpovědná chromosféra akrečního disku. UV spektrum z dalekohledu IUE ukazuje P Cyg profil, což odpovídá promítnutí spektra větru do spektra hvězdy. Tento profil se vyskytuje ve fázi 0,65, z čehož lze určit odnos látky větrem přes L3 bod (Holm, Panek a Schiffer 1982).



Obr. 6: Příspěvky jednotlivých zdrojů záření do celkové světelné křivky udaných v relativních tocích (vlevo). Výsledná světelná křivka a její model (vpravo). Pro tento rozklad světelné křivky byl použit program popsáný v části 7.2.3. Tato světelná křivka byla napozorována 7./8.4.2009 ve filtru V .

4 Hlavní charakteristiky světelné křivky

Světelná křivka objektu UX UMa vzniká sečtením všech dílčích efektů (viz obr. 6), které v této soustavě probíhají. Ve fotometrii jsou nejzřetelnějšími efekty zákryty. Nejdůležitější z nich je primární zákryt (primární minimum) a nastává, když sekundární složka zakrývá primární těleso. Nejedná se zde jen o zákryt bílého trpaslíka, primární minimum nastává hlavně v důsledku zákrytu hlavního zdroje záření v soustavě, kterým je akreční disk a to díky jeho vysoké teplotě a velkým rozměrům. Navíc se zde vyskytuje i horká skvrna, případně horký proud látky, které způsobují charakteristické útvary ve světelné křivce (humpy). K zákrytu červeného trpaslíka např. bílým trpaslíkem či akrečním diskem (sekundární minimum) určitě také dochází, ale v optické světelné křivce se projeví minimálně a tak nelze odlišit od ostatních změn ve světelné křivce. Dále jsou pozorovatelné rychlé změny jasnosti nazvané flickering.

4.1 Primární minimum a hump

K hlavnímu nebo-li primárnímu minimu obecně dochází, pokud je jasnější složka (primární) zakrývávaná tmavší (sekundární) složkou. Celý průběh změny jasnosti je symetrický vůči středu minima jasnosti a ve světelné křivce se jedná o dominantní útvar.

V soustavě UX UMa byly primární zákryty objeveny Beljaskym (1933). Primární složkou je velice horký a jasný bílý trpaslík s malými rozměry, jeho zákryt sekundární složkou – červeným trpaslíkem – by znamenal velice rychlý pokles a vzestup jasnosti a delší období v minimu jasnosti s konstantní hodnotou mezitím. Avšak komplikací je akreční disk, který se zde zapojuje svým zářením a který svou rozlohou mnohonásobně překonává bílého trpaslíka. Navíc je trpaslík pravděpodobně úplně nebo z velké části skryt v disku. Primární minimum je tedy ve světelné křivce způsobeno zákrytem akrečního disku a zvláště pak jeho nejteplejší centrální oblasti obklopující bílého trpaslíka. V pracích Kjurkchievy a kol. (2006) a Khruziny a kol. (2007) a jejich modelech je ukázáno, že i bílý trpaslík může přispívat zdatelně do světelné křivky.

Akreční disk je velice složitý útvar, který má na svém povrchu různé nehomogenity a pak i příspěvek od něj je neskutečně složitý. Prvotní představa, že disk je homogenní kruhový plochý útvar o tloušťce d , nám může poskytnout jednoduchou představu o rozložení látky a zářivosti v soustavě a tudíž lze provádět i základní fitování světelných křivek. Na okraji disku se patrně nachází horká skvrna, která je dotována energií z látky přitékající od červeného trpaslíka. Její poloha ($\sim 30^\circ$ nebo $\sim 330^\circ$) a velká jasnost daná vysokou teplotou této oblasti způsobuje při zakrývání červeným trpaslíkem pozorované deformace ve světelné křivce nazvané humpy (neboli "hrboly"). Avšak tyto deformace nejsou vždy pozorované, pravděpodobně to způsobuje pokles jasnosti skvrny vzniklý menším přenosem látky. Tvar a hlavně

umístění humpů ve světelné křivce je ovlivněno její polohou na povrchu disku. Její jasnost je dána množstvím proudící látky ze sekundární složky. Samotný proud látky může také způsobovat deformace ve světelných křivkách (Kjurkchieva a kol. 2006, Khruzina a kol. 2007).

Dlouhodobé fotometrické sledování primárního minima ukazuje znatelné změny, které odpovídají řazení tohoto objektu do kataklyzmických proměnných. Na druhou stranu je amplituda změn oproti dalším objektům této skupiny minimální, což je v dobrém souladu se zařazením tohoto objektu do novám-podobným proměnným.

Charakteristikou primárního minima a humpů se důkladně zabýval Smak (1994a, 1994b, 1994c). Rozdělil světelné křivky tohoto objektu z článků Krzeminskiho a Walkera (1963); Johnsona, Perkinse a Hiltnera (1954) na dvě skupiny:

- 1) standardní světelné křivky – ty jeví dobře definovaný hump v intervalu fází $\phi = -0,4$ a $\phi = 0,1$
- 2) pekuliární světelné křivky – ty jeví buď slabě definovaný hump nebo dokonce depresi jasnosti ve fázi kde se obvykle hump vyskytuje.

Tyto výsledky potvrzují i novější publikace např. Dmitrienka (1994), Kjurkchievy a kol. (2006).

4.2 Oblast mimo primární minimum

Ve světelné křivce objektu UX UMa je zcela dominantí primární minimum. Krom něj jsou zde důležité i další deformace světelné křivky. Rozdělil jsem je na tři části, na sekundární minimum, flickering a ostatní nehomogenity světelných křivek.

4.2.1 Sekundární minimum

U sekundárního minima dvojhvězd se uplatňuje totožný princip jako u minima hlavního, avšak v tomto případě je zakrývaná sekundární složka tělesem primárním. Na viditelnost sekundárního minima má velký vliv poměr jasnosti sekundární složky ku jasnosti primární, protože pokud je sekundární složka mnohem slabší než primární, pak je toto minimum nepozorovatelné. Dalším parametrem, který má stejný důsledek na sekundární minimum, je velikost zakrývané plochy primárním tělesem. Jinak řečeno uplatňuje se zde vzájemná závislost hloubky sekundárního minima na rozměrech a tvaru primárního tělesa a úhlu sklonu oběžné dráhy. Některé soustavy mají obě minima prakticky stejně hluboká, ty řadíme do typu W UMa, častěji jsou sekundární minima méně hluboká, ty řadíme do typu β Lyr či typu Algol. Dokonce může docházet k tomu, že stín úplně mjí sekundární těleso nebo parametry soustavy jsou takové, že žádné sekundární minimum nenastává.

Dobrou ukázkou posledního zmíněného případu (i když ne z oblasti dvojhvězd) je soustava hvězda a exoplaneta, u které pozorujeme přechody exoplanety před hvězdným diskem. Přechod stínu exoplanety po hvězdném povrchu je primární minimum, sekundární minimum nebo-li zákryt exoplanety hvězdou je naprosto nepozorovatelné z důvodu velkých rozdílů jasností.

U objektu UX UMa je sekundární minimum v optickém oboru nerozlišitelné, protože sekundární složka přispívá málo k celkovému toku záření a je zakrývána pouze z malé části. O identifikaci sekundárního minima v infračerveném oboru se neúspěšně pokoušeli Krzeminski a Walker (1963), kteří očekávali dle parametrů soustavy (Linnel 1950) jeho amplitudu $\sim 0,16$ mag. Dle fotometrických modelů lze ukázat, že k zákrytu dochází, ale jeho nalezení ve světelné křivce je nesmírně zkomplikováno dalšími deformacemi světelné křivky.

4.2.2 Flickering

Pro světelné křivky kataklyzmických hvězd je charakteristický tzv. flickering, což jsou rychlé variace jasnosti v řádu sekund až minut s nízkou amplitudou tisícín až desetin magnitudy. Poprvé byly objeveny a popsány v soustavě UX UMa a to díky rychlé fotometrii vykonané Linnellem (1949, 1950) pomocí fotonásobiče. Vypozoroval změnu jasnosti v konstantní fázi (mimo hlavní zákryt) v časovém rozmezí od desítek sekund po několik minut s amplitudou od 0,01 do 0,1 mag. Tyto variace byly následně zkoumány např. Johnsonem, Perkinsem a Hiltnerem (1954). Ti objevili závislost velikosti amplitudy na vlnové délce; měření v ultrafialovém oboru ukazovalo amplitudy dvojnásobné oproti barvě modré či žluté. Flickering se dle jejich měření vyskytuje v intervalu fází 0,4-0,8.

Walker a Herbig (1954) uvádějí časový interval od 1-10 minut s amplitudou 0,01-0,18 mag ve filtru U , ve fázi 0,4-0,9. Warner a Nather (1972) se zaměřili na hledání pravidelností těchto variací a našli sinusovou závislost s periodou ~ 29 s a semi-amplitudou 0,002 mag, avšak v následujících měřeních Nather a Robinson (1974) charakterizovali u flickeringu plynulou změnu periody mezi 30,3 a 28,54 s a fázový posuv -360° a těmito variacím přiřadili původ v neradiálních pulzacích s módy $l = 2$ a $m = \pm 2$ na povrchu primárního tělesa. Tato tzv. pohybující se vlna jasnosti (traveling wave) se přesune podél rovníku za polovinu pulzační frekvence. Poznávají také, že flickering nemusí být vždy pozorovaný.

Petterson (1980) porovnal flickering u objektů UX UMa a DQ Her (Nova Herculi 1934). U obou jsou tyto rychlé oscilace sinusové a koherentní po mnoho cyklů. U dvojhvězdy UX UMa je perioda kratší a proměnlivá (řádově rozdíl sekund během jednotlivých nocí), oscilace mají poloviční semi-amplitudu a nejsou vždy pozorovatelné, kdežto u objektu DQ Her je perioda dlouhodobě stejná ~ 71 s, semi-amplituda je 0,04 mag a oscilace jsou pozorovány vždy. Dalším rozdílem

je fázový posuv, který má u dvojhvězdy UX UMa opačnou hodnotu (-360°) než u DQ Her ($+360^\circ$). Vysvětlení je v geometrii soustavy. Bílý trpaslík je u obou objektů ukryt v akrečním disku. Na svém povrchu má jasnou emisní skvrnu rychle se posunující po povrchu. Tato skvrna je z většiny pozorovatelná prostřednictvím odrazu jejího záření na povrchu akrečního disku, ale i zlomek jejího záření lze pozorovat přímo ($\sim 1\%$). Opačný fázový posuv u UX UMa vysvětluje Patterson jako odraz na opozitní straně akrečního disku než je tomu u DQ Her. Jeho numerické modelování ukazuje, že rozdíly jsou způsobeny různými inklinacími úhly, které podle nejlepších fitování vychází pro DQ Her $i = 90^\circ$ a pro UX UMa $i = 75^\circ$. Proměny amplitudy a periody sinusových oscilací Patterson vysvětluje výskytem 2. harmonické frekvence, která má u DQ Her amplitudu jen 4 % základní amplitudy, na rozdíl od objektu UX UMa, kde je amplituda 2. harmonické mezi 25 % až 50 % základní amplitudy a tato hodnota se během zatmění mění.

V práci Schlegela, Honeycutta a Kaitchucka (1983) je uvedena jako zdroj flickeringu horká skvrna. Baptista a kol. publikují o flickeringu ve spektrech v UV oboru z přístroje PRISM na teleskopu HST, že má mnohem větší amplitudu než v optickém oboru (Baptista a kol. 1994, 1995), avšak nelze najít periodu těchto oscilací. Obnovení periody oscilací je uvedeno v práci Kniggeho a kol. (1998), na základě pozorování pomocí přístroje FOS na HST. Flickering ukazuje stejné znaky (koherentnost, $P \sim 29$ s, fázový posuv -360°), navíc byla zjištěna změna barev. Před a po zákrytu jsou spektra oscilací velmi modrá na rozdíl od načervenalých oscilací v průběhu zákrytu. Fitováním spekter modelem absolutně černého tělesa pro fáze mimo zákryt dostali nekonečnou teplotu. Pro fit ze spekter v průběhu zákrytu leží teplota v rozmezí $20\,000\text{ K} \leq 30\,000\text{ K}$. Předpokládají dvousložkový model. U obou složek směřuje světlo z kompaktního zdroje poblíž centra disku, přičemž světlo je pak přetvořeno v atmosféře na pozorované oscilace. To by odpovídalo magneticky kontrolované akreci na diferenciálně rotující povrchové vrstvě bílého trpaslíka Warner (1995).

Bruch (2000) se zabýval lokalizací flickeringu u 4 zákrytových kataklyzmických hvězd. Určil zdroj flickeringu ve dvou místech – vnitřní okraj akrečního disku spolu s povrchem bílého trpaslíka a místo dopadu proudu látky ze sekundární složky na akreční disk. Z napozorovaných dat vytvářel rozptylové křivky (scatter curves), k jejich měření použil dvě odlišné metody (ensemble a single method). Existenci těchto oscilací přiřazuje variabilitě akrečního procesu, ať už v přenosu ze sekundární složky na povrch disku či z disku na povrch bílého trpaslíka.

4.2.3 Ostatní nehomogenity světelné křivky

Pokud bychom vzali světelnou křivku přes celou její fázi a odečetli bychom od ní vliv primárního zákrytu spolu s humpy, sekundární zákryt i flickering, výsledkem

by nebyla křivka s konstantní jasností, jak bychom očekávali, ale byly by zde nepravidelné odchylky, zcela reálné a nezpůsobené nepřesností pozorování. Navíc by v každém následujícím cyklu byly pravděpodobně změněny. Toto chování nemůže být vysvětleno zákrytem nějakého zdroje sekundární složkou, její stín míří pravděpodobně do prázdné oblasti. Změny jasnosti budou úzce spojeny s akrečním diskem.

Doposud byl brán akreční disk jako homogenní těleso. Avšak z pozorování bylo ukázáno, že akreční disk je nehomogenní (Dmitrienko 1994). Vysvětlení těchto nepravidelností může spočívat v existenci spirálních struktur. Ty způsobí nejen nehomogenní rozložení teploty v disku spojené s rozdílným tokem záření od různých částí disku, ale i díky jejich vyvýšenostem nad okolní povrch způsobují zákryty teplejších oblastí disku či bílého trpaslíka (v části 5.1.4).

5 Modelování těsných dvojhvězd

Tato kapitola je věnována principům tvorby modelů těsných dvojhvězd. Nejdříve budou uvedeny metody použitelné na studium fotometrických a spektroskopických světelných křivek a dále uvedu základy numerické simulace.

5.1 Tvorba modelů z fotometrických pozorování

Existuje řada programů řešících světelné křivky dvojhvězd PHOEBE ([e3]), NIGHT-FALL (Wichmann [e1]), BINSYN (Linnel 1996), FOTEL (Hadrava [e2]) a další, ale z těchto programů nelze získat vlastnosti dvojhvězd, ve kterých je započten akreční disk. Tímto se zabývá program od Djuraševiče (1991, 1992), který započítává do modelu navíc horkou skvrnu na okraji disku. V této části uvedu hlavní zásady tvorby tohoto modelu s akrečním diskem.

5.1.1 Model těsné dvojhvězdy

Těsné dvojhvězdy mají tvar silně ovlivněn Rocheovými laloky. Proto je potřeba řešit rovnice rozložení potenciálu v soustavě. Na obr. 2 jsou zobrazeny velikosti Rocheových laloků pro různé poměry hmotností obou hvězd (pro různé q). Důležité jsou hodnoty vzdálenosti mezi primární a sekundární složkou a vzdálenost bodu L1 od jedné z hvězd. Samotné hvězdy dle Djuraševiče (1992) je výhodné udávat ve sférických souřadnicích díky rotační symetrii, využijeme tedy transformace kartézských souřadnic do sférických

$$\begin{aligned}x &= r_1 \cos \eta, \\y &= r_1 \sin \eta \cos \varphi, \\z &= r_1 \sin \eta \sin \varphi.\end{aligned}\tag{10}$$

Z rovnice (2) upravené pro sférické souřadnice určíme hodnotu kritického potenciálu φ_{krit} a z toho pak tvar obou složek. V úvahu se bere vyplněnost Rocheových laloků oběma složkami S_1 , S_2

$$S_1 = R_1/R_{k1},\tag{11}$$

$$S_2 = R_2/R_{k2},\tag{12}$$

kde R_1 a R_2 jsou poloměry obou hvězd a R_{k1} a R_{k2} jsou poloměry dané kritickým potenciálem. Pro sekundární složku, u které se předpokládá přetok na primární hvězdu, je očekáváno úplné zaplnění laloku.

Dále je potřeba si zavést prostorový element hvězdy. Dle Wilsona a Devinneho (1971) bude rozdělen povrch obou složek ve sférických souřadnicích na velké

množství elementárních povrchů (buněk) – zde je uvedena rovnice odpovídající první složce

$$dS_1(R_1, \eta, \phi) = \frac{R_1^2(\eta, \phi) \sin \eta d\eta d\phi}{\cos \varepsilon}. \quad (13)$$

Výstupní tok záření z jedné prostorové buňky se určí na základě předpokladu, že hvězda má efektivní teplotu po celém povrchu stejnou a září jako absolutně černé těleso. Vyzářená energie je dána Planckovým zákonem vyzařování absolutně černého tělesa

$$B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/\lambda kT) - 1}, \quad (14)$$

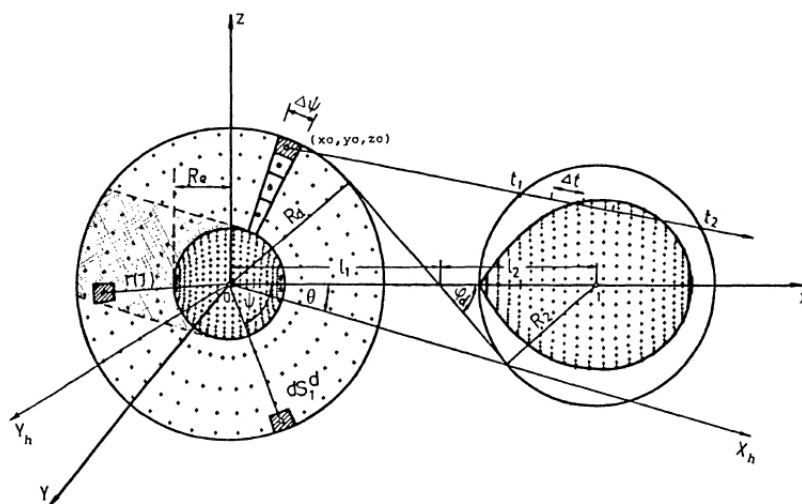
kde h je Planckova konstanta, c je rychlost světla ve vakuu a k je Boltzmanova konstanta. Lepší aproximace skutečných dvojhvězd se získá zavedením nehomogenní teploty na povrchu, kde vzájemně přivrácené strany jsou teplejší než odvrácené díky vzájemnému ozáření. Při aplikacích těchto modelů na reálná fotometrická data je potřeba zahrnout také propustnost fotometrického filtru (případně účinnost detektoru). Zavede se efektivní vlnová délka $\lambda_{eff}(T)$, která je ovlivněna parametrem $\varphi(\lambda)$, neboli propustností filtru v závislosti na vlnové délce záření. Při fotometrii jsou nejčastěji používané filtry *UBV* (Johnson a Morgan 1953) respektive *BVRI*. Dalším efektem, který se může do modelu započítat, je vliv okrajového ztemnění.

Důležitou částí programu je řešení zákrytů obou složek při vzájemném oběhu, při kterém je nutné znát geometrii soustavy. Je potřeba mít představu o sklonu dráhy (u zákrytových dvojhvězd je inklinací úhel velmi blízký 90°). Poté je potřeba sledovat hvězdy během jejich oběhu a zohlednit, kdy je která část povrchu pozorovatelná a kdy je skryta za druhou složkou.

5.1.2 Model s akrečním diskem a s horkou skvrnou

U těsných dvojhvězd, kde dochází k přenosu látky ze sekundární složky, se tvoří plochý akreční disk (vyjma bílých trpaslíků či neutronových hvězd se silným magnetickým polem, u kterých se akreční disky netvoří). Ten je zpravidla velmi silným zdrojem záření a tudíž je jeho existenci nutno do modelu započítat. Za předpokladu opticky tlustého disku, lze zvolit disk jako tenký válec, který má poloměr menší než je Rocheův lalok primární složky. Přesnější modely počítají s eliptickým akrečním diskem (Khruzina 2000). Poté se postupuje obdobně jak v případě modelu hvězdy. Jeho povrch se rozdělí na malé plošky s určenou normálou. Ze sklonu normály a směru pozorovatele se určí účinná ploška, které se pak přiřadí teplota a z čehož se spočítá hustota toku záření. Tepelně homogenní disk je nejjednodušší aproximací, ale pro přesnější model je lepší započítat distribuční funkci teploty danou rovnicí (8).

Při přenosu látky se proud materiálu nejdříve střetává s akrečním diskem. Při vzájemné srážce obou materiálů způsobí tlaková vlna (Shock wave) mohutný lokální nárůst teploty. Toto místo je označováno jako horká skvrna (Hot Spot) nebo někdy jasná skvrna (Bright Spot). Ve světelné křivce se přítomnost horké skvrny projeví jako velká deformace symetrického průběhu jasnosti, která se označuje slovem hump. V programu se horká skvrna umístí na okraj disku, přičemž je potřeba několika parametrů, kterými jsou její teplota, poloha a rozměr. Pak lze relativně velice přesně vypočítat tvary světelných křivek.



Obr. 7: Model s akrečním diskem (Djurašević 1992).

Tímto modelem se první zabýval Gorbatskii (1967), o něco později Smak (1970), který tento model dokonce aplikuje na objekt UX UMa (Smak 1994b). Důležité jsou v tomto ohledu práce Djurašević (1991, 1992), který pomocí inverzní metody a nelineární metody nejmenších čtverců fituje světelné křivky těsných dvojhvězd s akrečním diskem a horkou skvrnou na jeho povrchu. Tento model v poslední době ztrácí své příznivce, protože nedokáže vysvětlit menší výchylky ve světelných křivkách a pozornost se tak přesouvá na dokonalejší modely.

5.1.3 Model s horkou linií

Dle numerických simulací se předpokládá, že proud látky odtékající ze sekundární složky se nezahřívá jen v místě dopadu do akrečního disku (horká skvrna), ale horká oblast kopíruje proud po určité délce. Tento efekt se dá popsat modelem s horkou linií (Hot line) (Khruzina 2001). Zde Khruzina popsala tvar horké linie jako elipsoid (viz obr. 8), s poloosami a, b, c který má střed O umístěný v rovině disku. Pak jeden z vrcholů elipsoidu směřuje k bodu L1. Tento útvar nazvala stopkou či trnem (v angličtině Spindle).

Je zde řada volných parametrů, které je potřeba správně zvolit. Kromě rozměrů a, b, c je zde dále zapotřebí určit polohu linie, její sklon a také teplotní rozložení. Všechny tyto parametry silně ovlivňují vypočtenou světelnou křivku. Khruzina (2001) také bere v úvahu eliptický tvar akrečního disku. Důkladný rozbor vlivu eliptického tvaru akrečního disku na světelnou křivku viz (Khruzina 2000).

5.1.4 Model se spirálními rameny

U řady hvězd model akrečního disku s horkou skvrnou na jeho okraji dokáže vysvětlit pouze základní tvar světelné křivky v okolí minima. Se započtením horké linie se již světelná křivka velice blíží realitě, avšak neřeší kratší časové změny, které v dané soustavě nastávají ve světelné křivce v intervalu fází s "konstantní jasností". Znatelné zlepšení poskytuje model se spirálními rameny (Spiral arms) od Khruziny a kol. (2005).

V disku je očekávána existence jednoho nebo dvou spirálních ramen, která se liší od povrchu disku nejen odlišnou teplotou, ale i vyvýšením nad diskem. V práci Khruziny (2005) se udávají rozměry a umístění spirálních ramen těmito vztahy

$$Z = z(x, y) \cdot h, \quad (15)$$

$$h = \frac{\xi}{\sqrt{[\rho/R_d(\psi) - \exp(\eta(\psi - \delta - B))]^2 + \varepsilon^2}}. \quad (16)$$

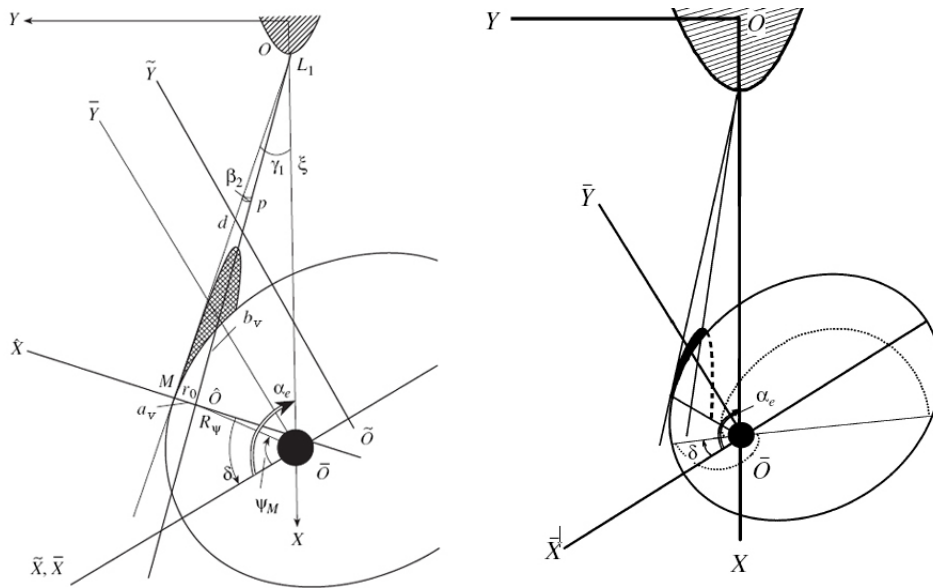
Pro grafickou představu jsou spirální ramena zobrazena na obr. 8.

V práci Khruziny a kol. (2005) je zvolen předpoklad nehomogenního rozložení teploty daného spirálními rameny. Oblast za rameny je teplejší díky větší hustotě materiálu. Existence spirálních ramen je předpokládána numerickými simulacemi například Bisikala a kol. (1998, 2006); Makity, Miyawaki a Matsudy (2000) a Kuznetsova a kol. (2001). Více je tomu věnována část (5.3).

Pro fotometrické modely je důležité vyvýšení ramen nad okolní povrch disku, kterým jsou způsobeny zákryty teplejších oblastí disku a také i bílého trpaslíka. Pomocí takového modelu jsou již světelné křivky velice podobné těm napozorovaným. Nevýhodou při samotném modelování je větší počet volných parametrů, proto je potřeba zjistit výšku ramen, sklon případně tvar spirálních ramen a teplotu disku způsobenou přítomností spirálních struktur.

5.2 Metoda mapování zákrytu

Metoda mapování zákrytu (anglicky eclipse mapping method), je metoda umožňující určit rozložení jasnosti v okolí primární hvězdy (bílého trpaslíka, neutronové



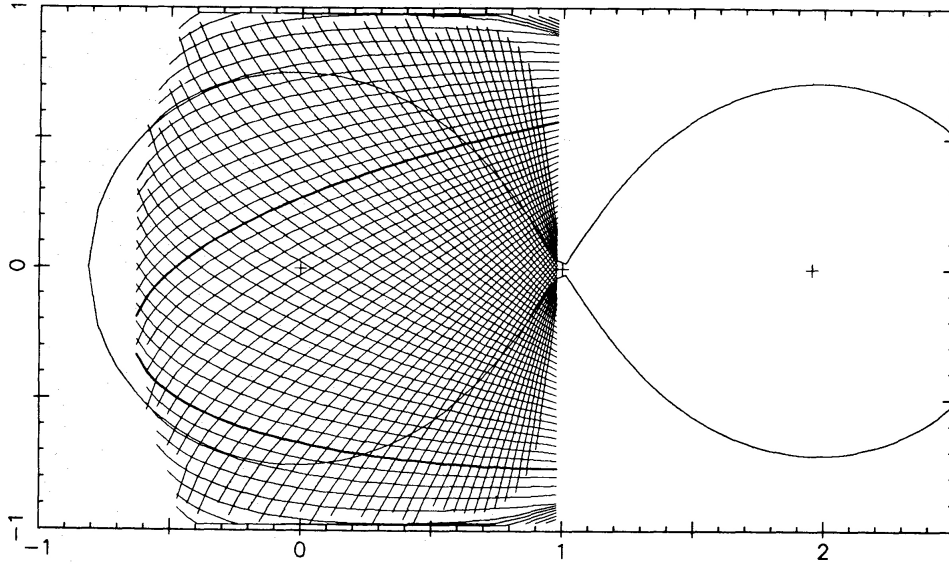
Obr. 8: Model s akrečním diskem a horkou linkou z práce Khruziny (2001) (vpravo), model s akrečním diskem a horkou linkou, obsahující navíc uvnitř disku 2 spirální ramena (Khruzina 2005) (vlevo).

hvězdy) a jeho akrečního disku ze světelné křivky. Tuto metodu jako první důsledně rozebral Horne (1985), ačkoliv důležité základy byly položeny již mnohem dříve.

Tvorba dvojrozměrných map jasností povrchu z jednorozměrné světelné křivky je složitý problém. Pro jeho řešení je nutno vzít v úvahu řadu předpokladů. Je potřeba znát parametry soustavy jako poměr hmotnosti, oběžnou dobu, inklinací úhel. U těsných dvojhvězd s akrečním diskem je zvolena sekundární složka vyplňující svůj Rocheův lalok, díky čemuž pak známe její tvar i rozměry. Dále je předpokládáno, že během zákrytu akrečního disku a primárního tělesa nedochází k žádným dalším světelným změnám, a že akreční disk je opticky tlustý.

Při tvorbě map se vychází z geometrie zákrytu. Nejdříve se zobrazí Rocheův lalok primárního tělesa, ve kterém se nachází i akreční disk. Stín, který je vytvořen sekundární složkou se postupně během zákrytu posouvá po povrchu Rocheovy oblasti. Díky tomu lze tuto oblast rozdělit na část zakrývanou a na část, kde se stín vůbec nedostane (obr. 9). Při konstrukci map se zanedbávají vertikální nehomogenity, o kterých nelze získat žádnou informaci ze světelné křivky. Navíc jsou kladeny vysoké nároky na přesnost měření.

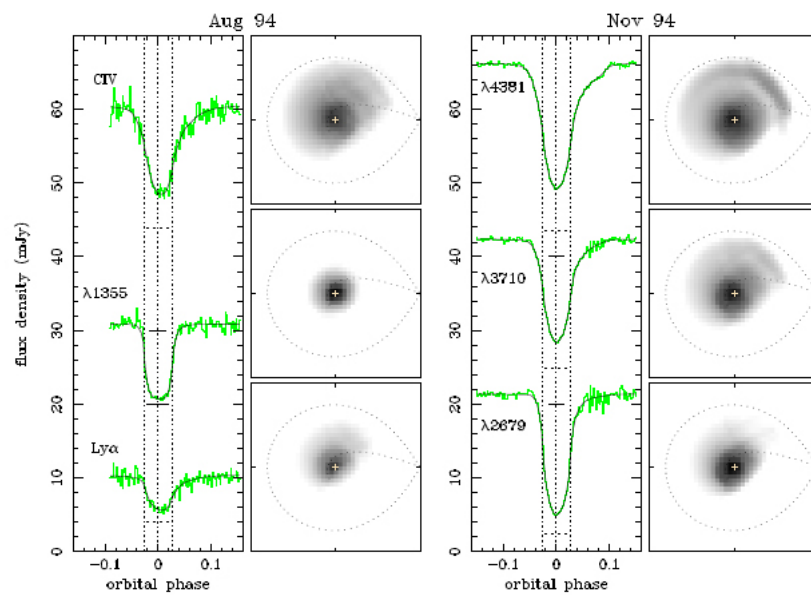
Samotná rekonstrukce obrazu je řešena metodou maxima entropie (MEM), která se často v astronomii používá právě na různé rekonstrukce obrazů ať už při tvorbě rádiových, gamma či rentgenových obrazů. Obecný algoritmus pro řešení různých rekonstrukcí obrazu je popsán například v práci Skillinga a Bryana (1984).



Obr. 9: Rozdělení akrečního disku podle posunu stínu ze sekundární složky (Horne 1985).

Často používaný program pro řešení maximalizace entropie je MEMSYS od Gulla a Skillinga (1984) a jeho vyšší verze např MEMSYS 3 (Gull a Skilling 1989).

U objektu UX UMA bylo již několikrát použita metoda mapování zákrytu (Rutten, Paradijs a Tinbergen 1992; Baptista a kol. 1995 1998; Linnel a kol. 2008). Použitím této metody lze zjistit distribuční funkce teploty v akrečním disku a s ním související přenos hmoty ze sekundární složky a také polohu horké skvrny. Rutten, Paradijs a Tinbergen (1992) uvádí polohu skvrny $35 \pm 10^\circ$ (přibližně stejnou polohu horké skvrny určili i u dalších novám podobným objektů). Teplotní profil dobře odpovídá zákonu pro stálou akreci $T \propto R^{-3/4}$, z čehož vycházeli při fitování přenosu hmoty a získali hodnotu $\dot{M} \pm 8 \cdot 10^{-9} M_\odot \text{yr}^{-1}$. Podobné hodnoty určili i Baptista a kol. (1995) je to $\dot{M} = 10^{-8.0 \pm 0.2} M_\odot \text{yr}^{-1}$, později Baptista a kol. (1998) uvádějí dokonce změnu v akreci během 4 měsíců (srpen-listopad 1994) z hodnoty $\dot{M} = 10^{-8.3 \pm 0.1} M_\odot \text{yr}^{-1}$ na hodnotu $\dot{M} = 10^{-8.1 \pm 0.1} M_\odot \text{yr}^{-1}$. Práce z poslední doby od Puebla, Diaze a Hubeneho (2007) uvádí hodnotu $\dot{M} = 1,7 \cdot 10^{-8} M_\odot \text{yr}^{-1}$ a Linnel a kol. (2008) $\dot{M} = 1 \cdot 10^{-8} M_\odot \text{yr}^{-1}$. Avšak všechny tyto hodnoty jsou silně závislé na předpokládané vzdálenosti soustavy.



Obr. 10: Mapa akrečního disku vytvořená ze změn jasnosti ze spektra pořízeného dalekohledem HST (Baptista a kol. 1998)

5.3 Numerické modely rozložení hmoty v akrečním disku

V této části se jen velmi stručně zmíním o numerických modelech rozložení hmoty v akrečních discích těsných dvojhvězd. Akreční disk je silně nehomogenní útvar, který se navíc neustále vyvíjí a přetváří a to nejen díky přítoku další látky, ale i vlivem slapového působení sekundární složky. Proto je jeho charakteristika velice složitá. Jednou z možností jak se o něm co nejvíce dozvědět je vytvářet jeho numerické modely simulující dynamický vývoj akrečního disku.

Modely akrečních disků lze počítat jako dynamické chování N -těles a řešit tak Newtonovy pohybové rovnice. Newtonovy rovnice lze analyticky řešit pouze pro případ dvou těles a dále pro případ tří těles avšak jen při určitých omezených podmínkách. Pro více těles se již musí použít numerické metody, které umožňují řešit integrály a derivace, avšak pouze přibližně. Nejjednodušší z nich je Eulerova metoda, k dalším již složitějším metodám patří např. Runge-Kuttova, Adamsovy metody, metoda prediktor a korektor atd.

Dále je potřeba zahrnout v modelech i vlastnosti disku, jednou z nich je například viskozita (ta je důvodem pro sestup částic k centrálnímu tělesu). Disky velice dobře odpovídají tekutinám a pak tvorba dynamických modelů spočívá v řešení hydrodynamických rovnic (níže uvedené rovnice jsou z práce Verbunta (1982)). První z nich je rovnice kontinuity odpovídající zákonu zachování hmotnosti

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v) = 0. \quad (17)$$

Zde vystupuje v jako rychlost proudění a ρ je hustota kapaliny. Další rovnice popisuje zákon zachování hybnosti tekutiny (Navier-Stokesova rovnice)

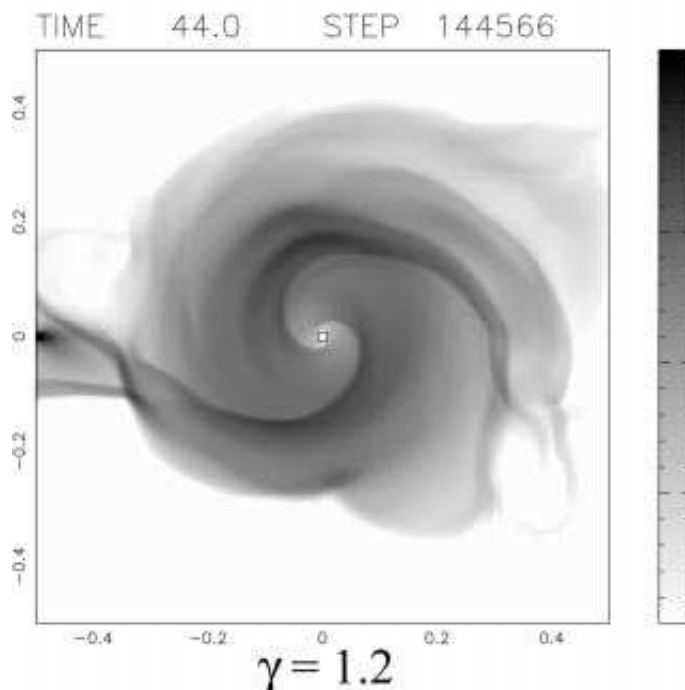
$$\rho \left\{ \frac{\partial v}{\partial t} + (v \cdot \nabla) \cdot v \right\} = -\rho \nabla \Phi - \nabla p - \nabla t, \quad (18)$$

kde p je celkový tlak tekutiny, Φ je gravitační potenciál a t je tenzor tlaku viskózní kapaliny. Poslední důležitou rovnicí je zákon zachování energie

$$\rho \left\{ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + (v \cdot \nabla) \cdot \varepsilon \right\} = -p \nabla \cdot v - (t \cdot \nabla) \cdot v - \nabla \cdot q, \quad (19)$$

kde q je celková ztráta energie, zahrnující v sobě ztráty zářením i vedením.

Při zohlednění dalších aspektů daných například samotnou charakterizací viskozity, záření, opacity disku, velikostí akrece, magnetického pole a podobně, lze pak řešit tyto výše zmíněné rovnice a získat model akrečního disku. Z takovýchto modelů pak dostaneme informaci o rozložení hustoty materiálu a distribuci rychlostí.



Obr. 11: Rozložení hustoty látky v akrečním disku získané numerickým 3D-simulováním (Makita, Miyawaki a Matsuda 2000). Bílý čtvereček uprostřed značí polohu centrálního objektu. Dobře lze vidět nejen proud přitékající látky ale i spirální strukturu uvnitř disku.

Díky těmto 3D-simulacím se podařilo ukázat, že proud látky přenášející materiál ze sekundární složky tvoří s akrečním diskem jedno těleso. Jejich interakce nezáleží na teplotě plynu vnějších oblastí disku (Bisikalo a kol. 1997a). Významné jsou také práce zabývající se formováním spirálních struktur v akrečních discích. První práce na toto téma od Bisikala a kol. (1998) a Makity, Miyawaki a Matsudy (2000) ukazují, že spirály v discích jsou hustotní vlny. Oblasti za tlakovými spirálními vlnami mají vyšší teplotou než má akreční disk (Kuznetsov a kol. 2001). Prostorová charakteristika těchto spirálních útvarů byla rozebrána Bisikalem (2006), ten odvodil, že plyn vnějších oblastí disku dostává vertikální složku zrychlení prostřednictvím interakce proudu s halem disku.

6 Pořízení světelných křivek a jejich analýza

Z literatury ale i z naměřených fotometrických dat lze vidět, že objekt UX UMa není obyčejná dvojhvězda typu Algol (změny jasnosti se neprojevují jen jako dobře definované zákryty), ale projevují se zde různé deformace světelné křivky. V této kapitole budu popisovat postup získání naměřených dat a charakterizaci světelných křivek z různých nocí. V poslední části jsem se zaměřil na dosud nevysvětlené změny periody této soustavy.

6.1 Získávání a zpracování fotometrických dat

Hvězdy dělí od pozorovatele velká vzdálenost, proto nejsou pozorovatelné okem ani dalekohledem jako kotoučky ale jen jako body¹. Ty jsou pak rozmazány vlivem vlnění atmosféry, nedokonalostí použité optiky (nepřesnost v zaostření, difrakce na vstupní pupile, koma atd.), snímací techniky a v neposlední řadě i přesností montáže a jejího navádění za pozorovanou hvězdou.

Důležitou informací o hvězdě je její zářivý výkon L , neboli množství energie, kterou hvězda vyzáří za časovou jednotku do prostoru (např. Mikulášek 2005)

$$L = 4\pi\sigma R^2T^4. \quad (20)$$

Zde je $\sigma \doteq 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$ Stefan-Boltzmanova konstanta, R poloměr hvězdy a T je teplota jejího povrchu. Hvězdným standardem je zářivý výkon Slunce $1 L_{\odot} = 3,846 \cdot 10^{26} \text{ W}$. Velikost zářivého výkonu hvězd však neumíme zjistit přímo, ale umíme určit hustotu zářivého toku F (neboli bolometrickou jasnost), což je množství záření, které projde za jednotku času jednotkou plochy. Pak zářivý výkon lze snadno vypočítat při znalosti vzdálenosti hvězdy r

$$L = 4\pi r^2 F. \quad (21)$$

V astronomii se také používá fyzikální veličina zvaná hvězdná velikost m . Rozdíl hvězdných velikostí dvou hvězd je definován pomocí Pogsonovy rovnice (Pogson 1856)

$$m_2 - m_1 = -2,5 \log \frac{F_2}{F_1}. \quad (22)$$

Existuje řada hvězdných velikostí mezi kterými je potřeba rozlišovat. Bolometrickou hvězdnou velikost m_{bol} získáme z bolometrické jasnosti, což je hustota zářivého toku ze všech vlnových délek záření. Hvězda, která má $m_{bol} = 0$, má hustotu zářivého toku $F_0 = 2,553 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}$. Pokud bereme v úvahu jen určitý interval vlnových délek, zavádíme barevné hvězdné velikosti dané použitým fotometrickým filtrem. Speciálním případem je vizuální hvězdná velikost m_v , která přibližně odpovídá tomu, jak je hvězda jasná při pohledu okem. Matematicky je vizuální velikost

¹existují výjimky – Slunce a někteří hvězdní obři v největších teleskopech

popsána pomocí referenční jasnosti $j_0 = 3,2 \cdot 10^{-9} \text{Wm}^{-2}$. Poslední zde zmíněnou velikostí je absolutní hvězdná velikost M_v . Ta je rovna hvězdné velikosti, kterou by měla hvězda pozorovaná z určité vzdálenosti $r = 1 \text{ pc}$.

Ve fotometrii proměnných hvězd jsou důležité detektory. Ty umožňují zachytit záření a následně analyzovat jak velké množství záření dopadlo a jakou mělo energii. V praxi se setkáme s několika typy detektorů, které jsou zde vypsány a doplněny o krátký komentář:

Lidské oko – jedná se o nejsnadněji dostupný detektor, jeho funkčnost je založena na určování poměru intenzit od dvou objektů a to v logaritmické škále. Bohužel se zapojují i subjektivní vjemy a vlivy okolního prostředí (popsáno detailněji např. v práci Zejdy a kol. (1994)) a přesné určování jasností hvězd tímto způsobem je komplikované a nevede vždy k přesným výsledkům. O použitelnosti vizuálních dat více uvádí např. Sobotka (2000). Obrovskou výhodou oka jako detektoru je jeho dlouhodobé použití v astronomii a tak o některých proměnných objektech máme informace o změnách jejich jasností po několik staletí.

Fotografická deska, fotografický film – přes sto let používaný detektor v astronomii, v současnosti je vystřídán dokonalejšími fotoelektrickými detektory. Po dopadu toku energie na tento detektor se excitují atomy citlivých zrněk fotografické emulze, které se díky tomu zbarví. Dopad proudu fotonů z hvězdy vytvoří na detektoru obarvený kotouček, u kterého se při delší expozici zvětšuje poloměr. Měření poloměrů kotoučků na detektoru se dá získat údaj o jasnosti dané hvězdy. Závislost množství dopadnutého záření na průměru exponovaného kotoučku bohužel není zcela lineární, ale popisuje se tzv. graduační křivkou. Při nízkém toku fotonů se zrnko emulze nemusí vůbec obarvit (podexpozice), naopak při větším množství záření dochází k přeexponování.

Fotonásobič – tento detektor se řadí do fotoelektrických detektorů. Je založen na fotoelektrickém jevu, který byl vysvětlen Einsteinem (1905). Foton s energií E neboli kvantum elektromagnetického záření dopadne na materiál, ve kterém se část této energie využije k uvolnění elektronu z atomu. Tuto energii nazýváme výstupní práce. Zbytek energie se navíc spotřebuje na kinetickou energii elektronu. Ve fotonásobiči je světlo soustředěno na katodu, ze které se uvolněné elektrony přesunou na soustavu dynod. Tento energiový signál je zde zesílen v podobě proudu sekundárních elektronů vyražených z dynod, které jsou urychlovány vysokým napětím v násobiči. Fotonásobiče jsou citlivé hlavně v modré oblasti spektra a umožňují zachytit velice malé a krátké změny intenzit osvětlení.

CCD kamera – další fotoelektrický detektor, v poslední době je nejrozšířenějším detektorem. Obsahuje v sobě CCD čip (Charge Coupled Device) neboli zařízení

se spřaženými náboji, který je velice používanou elektronickou součástí. Uplatňuje se ve scannerech, kamerách, fotoaparátech, různých čtečkách čárových kódů a ve vědeckých CCD kamerách. Je to nejčastěji křemíková obdélníková destička, která obsahuje velké množství elementárních polovodičových detektorů. Ty jsou schopné zachytit prostřednictvím fotoelektrického jevu dopadající světlo a změnit ho v uvolněný náboj. Ten se poté pomocí elektrod vyčte a z informace o velikosti uvolněného náboje z jednotlivých buněk se prostřednictvím AD (analog-digital) převodníku a počítače sestaví obraz. Rozdíl oproti fotonásobiči je ve vytváření dvourozměrných snímků oblohy, na kterých lze zachytit mnoho hvězd. Tyto snímky je možné uchovávat a kdykoliv znova analyzovat. Dalším rozdílem je vysoká citlivost CCD kamer v červené oblasti spektra a malá citlivost v oblastech s kratší vlnovou délkou.

V rámci této práce jsem pracoval jen s CCD kamerou a proto se o ní zmíním poněkud více. CCD kamera umožňuje vytvářet snímky hvězdného pole s vybranými objekty a ukládat je do počítače, kde se provádí samotná analýza obrazu. Pro opravy nedostatků pozorovací soustavy (CCD kamery a dalekohledu) se používají následující tři korekční snímky:

Dark frame neboli temný snímek slouží k redukci tepelného šumu. Dark frame by se měl pořizovat při stejné teplotě kamery a se stejnou expoziční dobou jako má samotný vědecký snímek, ale při uzavřené závěrce (přikryté kameře), aby na čip nedopadalo žádné rušivé záření. Ze statistických zákonitostí vyplývá, že pro lepší vlastnosti temného snímku je lépe pořídít více těchto snímků a pak je zprůměrovat, neboli vytvořit Master dark.

Bias někdy též offset slouží ke korekci tzv. vyčítacího šumu. Čip a okolní elektronika se totiž mnohem více zahřívají, při vyčítání samotného snímku. Bias je tedy obdobou temného snímku, ale je pořízen za co nejkratší čas, co kamera umožňuje. Opět je vhodné Bias zprůměrovat z několika snímků. Některé fotometrické programy mají použití Biasu zahrnuto automaticky.

Flat field či světlý snímek slouží k redukci nehomogenit snímků, které jsou způsobené nerovnoměrným osvětlením čipu např. vlivem stínů prachových zrnků, nebo kvůli viřetaci (nehomogenní osvětlení plochy dané objektivem či celou optickou soustavou). Získává se kratšími expozicemi homogenní ozářené plochy. Jeden z nejčastějších způsobů tvorby Flat fieldů je snímání oblohy z večera nebo z rána, kdy je ještě dostatečně homogenní a zároveň nesvítí hvězdy. Dalším způsobem pořízení flat fieldů je snímání části osvětlené kopule hvězdárny, či použití pauzovacího papíru před objektivem. Je nutné pořídít a následně při zpracování použít pro každý filtr jiný flat field.

Správné použití korekčních snímků je znázorněno na tomto schématu (Šarounová [e11]) (zde předpokládáme, že bias je automaticky korigován softwarem):

$$\text{zpracovaný snímek} = \frac{\text{surový snímek} - \text{Dark frame}}{\text{Flat field} - \text{Dark frame pro Flat field}}. \quad (23)$$

Důležitým charakterem CCD kamer je jejich linearita. Při časově konstantním osvětlení CCD čipu, by měla na libovolně zvoleném pixelu lineárně růst intenzita v závislosti na délce expozice. Při dostatečně dlouhé expoziční době, kdy už je přeplněn rozsah intenzity na pixelu (typicky hodnota 65 536 ADU – tolik je také úrovní jasu na 16-bitovém snímku) dojde k přetečení signálu do dalšího pixelu. Ve snímku se to projeví tvorbou jasných čárek směřujících od místa přetečení. Tento děj odpovídá kamerám bez antibloomingu (Non-ABG). Kamery, které mají antiblooming, obsahují speciální elektrodu, která při vysoké hodnotě intenzity automaticky odvede elektrony a tím nedojde k přetečení do vedlejších pixelů. Zároveň tím však klesá rozsah, ve kterém je kamera lineární. Důsledkem ztráty linearity pro vysoké intenzity osvětlení se kamery s antibloomingem nehodí příliš na fotometrii. Více dalších informací o CCD kamerách a pořizování a zpracování snímků viz např. Berry a Burnell (2005).

Ve fotometrii je důležité použití fotometrických filtrů, které umožňují srovnávat různá data pořízená různými přístroji a také získat více informací o studovaném objektu. Existuje velké množství filtrů, které se liší šířkou a oblastí spektrální propustnosti. V současnosti nejčastěji používané fotometrické filtry jsou označovány jako širokopásmový Johnsonův systém *UBV* použitý a popsán poprvé Johnsonem a Morganem (1953), který byl následně doplněn o další filtry směrem do delších vlnových délek (*RIJHKLM*). Další skupina filtrů je označena jako Strömgrenův středněpásmový systém *ubvy* (Strömgren 1966), který je díky užšímu spektrálnímu záběru jednotlivých filtrů lépe definován a přináší přesnější informaci o pozorovaných objektech.

6.1.1 CCD kamera ATIK 161C

Tuto část jsem věnoval kameře CCD ATIK 161C, která je v současnosti jedna z nejlevnějších CCD kamer aplikovatelných v astronomii. Pořídil jsem si ji za účelem amatérského sledování proměnných hvězd a napozoroval jsem s ní 4 minima objektu UX UMa, které jsem v této práci použil pro okamžiky minim. Chtěl bych zde zmínit její vlastnosti a zamyslet se nad její použitelností v oblasti proměnných hvězd. Inspirací k její koupi mi byla informace na 40. konferenci o výzkumu proměnných hvězd a také na stránkách Sekce pozorovatelů proměnných hvězd [e13], kde je zmínka o jejím použití pro napozorování přechodu exoplanety P. Klimentem.

Jedná se o černobílou CCD kameru (prodávají se i barevné verze), která v sobě obsahuje CCD čip SONY ICX424AL. Nejdůležitější parametry jsou uvedeny v ta-

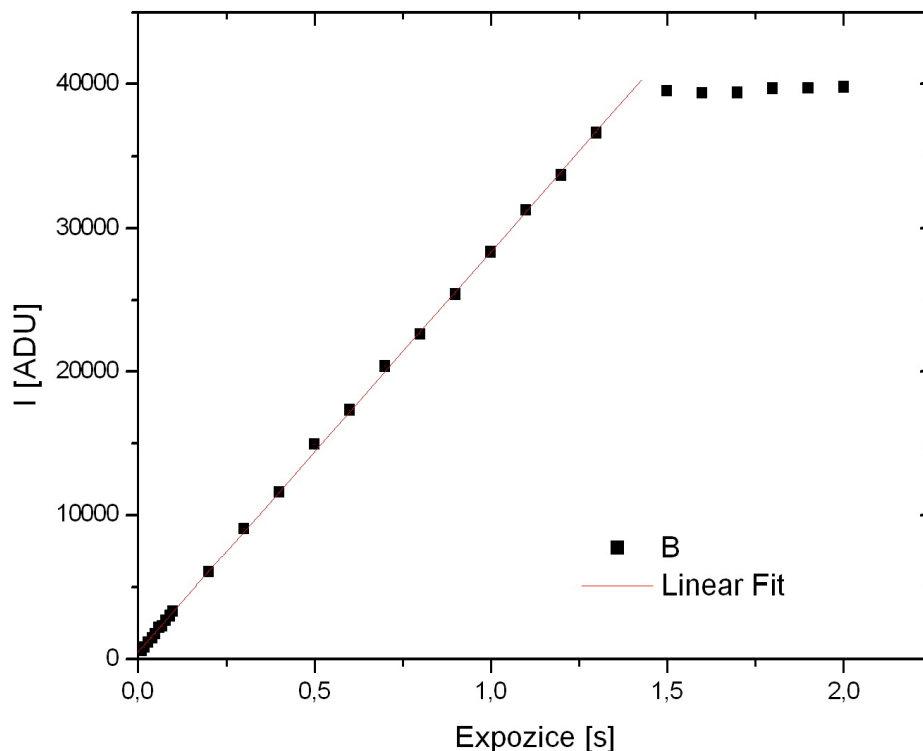
bulce 2. Citlivost kamery udává výrobce v oblasti vlnových délek zhruba mezi 300 nm až 1000 nm, přičemž nejvyšší citlivost je poblíž 500 nm. Napozorované informace jsou z čipu vyčítány přes 16 bitový AD převodník (Analog-Digital), což znamená, že snímek má 65 536 úrovní jasu. Samotný čip je termoelektricky chlazen (Peltierův článek) a teplotní šum je tímto zmírněn. To je výhodou oproti podobným levným CCD kamerám př. DSI 1, DSI 2 (fa Meade), G1 (fa Moravské přístroje).

Tab. 2: Souhrn informací o černobílé CCD kameře ATIK 16IC udávaných výrobcem [e14]

Parametry	jejich charakteristika
čip	SONY ICX424AL
rozlišení	659× 494 pixelů
rozměr 1 pixelu	7,4× 7,4 μm
AD převodník	16 bitů
vyčítací šum	7 e ⁻
rozsah expozice	1/1000 s – ∞ s
binning	1×1 až 8×8
váha/potřebné napětí a proud	~ 350 g/ 12V, 0,55 A
ovládací program	Artemis, pluginy pro Maxim DL a AstroArt
připojení	USB

Kamera obsahuje antiblooming, což je prakticky největší nevýhoda oproti mnohem dražším (nejméně o řád) profesionálním CCD kamerám. V případě, že je daný pixel přeplněn elektrony, antibloomingová elektroda odvede nadbytečný proud z čipu. Tímto se zabrání přetečení informace do dalších pixelů, což se stává u profesionálních CCD kamer. Antiblooming nastává již při nižších intenzitách, což bohužel o dost sníží samotný rozsah intenzit. Pak již není 65 536 úrovní jasu, ale mnohem méně. To ovlivní i samotnou linearitu CCD kamery. Naštěstí se u kamery ATIK 16IC antiblooming začne projevovat, přibližně někde kolem hodnoty jasu 40 000 ADU. Do té doby je kamera lineární. Linearitu kamery jsem ověřil pořizováním snímků stejně osvětlené plochy s časově konstantním jasem při různých expozičních dobách (obr. 12). S delší expozicí rostla hodnota intenzity v každém pixelu. Graf je lineární až po hodnotu přibližně 40 000 ADU.

Z toho vyvozují, že kamera je použitelná pro fotometrická měření, ale musí se ohlídat rozsah intenzit nabývajících u proměnné i u srovnávací hvězdy. Navíc i flat field musí mít vhodný rozsah intenzit. Pro jasné hvězdy je to limitující a je nutno snížit expozici, čímž zase vzroste vliv vyčítacího šumu. Avšak pro fotometrii slabých hvězd je možné bez problému kameru použít. Výrobce kamery nabízí také filtrový karusel, který doplněním o patřičné fotometrické filtry umožní získávat barevnou fotometrii.

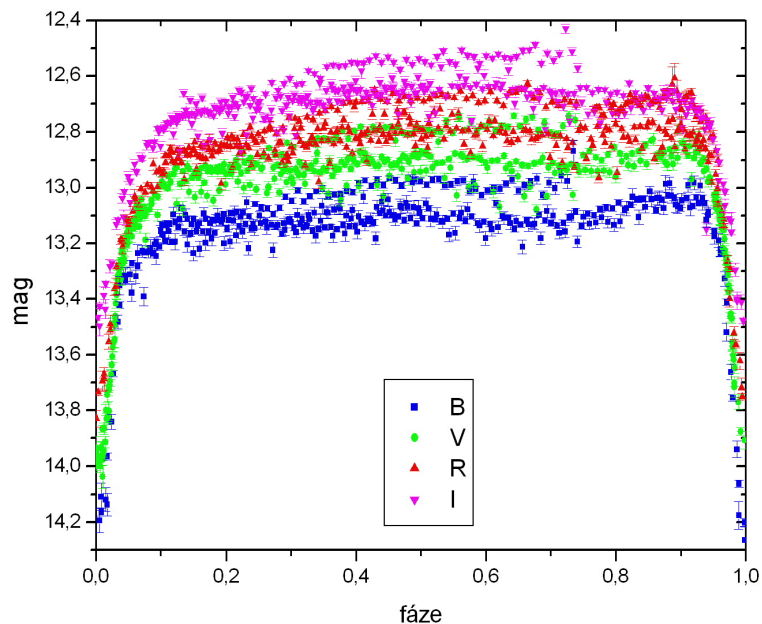


Obr. 12: Ukázka linearity CCD kamery ATIK 16IC, je zde zobrazena závislost intenzity zvoleného pixelu na expoziční době.

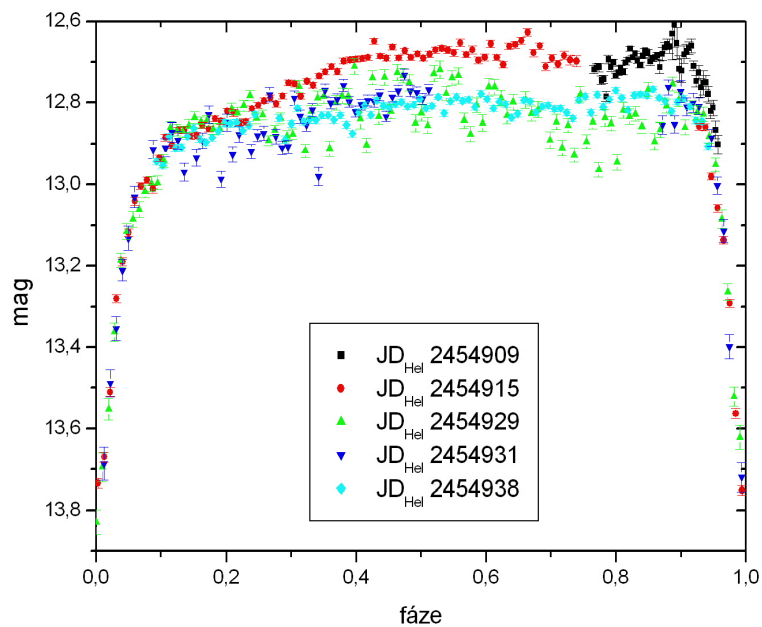
6.2 Použitá fotometrická data

V této práci jsem využil řadu zdrojů fotometrických dat. Použitá pozorování jsou shrnuta s informacemi o pozorovateli, použité kameře, použitém filtru a délce expozice v tabulce 5. Tato uvedená data jsem měl k dispozici v podobě snímků z CCD kamer, proto jsem musel provést správné korekce těchto snímků. Využil jsem k tomu program C-Munipack od Motla [e17], ve kterém jsem také vyhodnotil fotometrické změny proměnného objektu. Jako srovnávací hvězdu jsem použil [SPB96]1744. Samotná UX UMa mění svoji jasnost přibližně v rozmezí 12,5-14 mag (pro filtr V).

Z mých pozorování jsem vytvořil fázovou světelnou křivku pro různé barvy (obr. 13) a také fázovou křivku pro jednu barvu (R), na které lze vidět změny tvaru světelné křivky v průběhu několika nocí (obr.14).



Obr. 13: Fázová křivka pro 4 fotometrické barvy B, V, R, I získaná v juliánském datovém intervalu JD 2454909 a 2454939

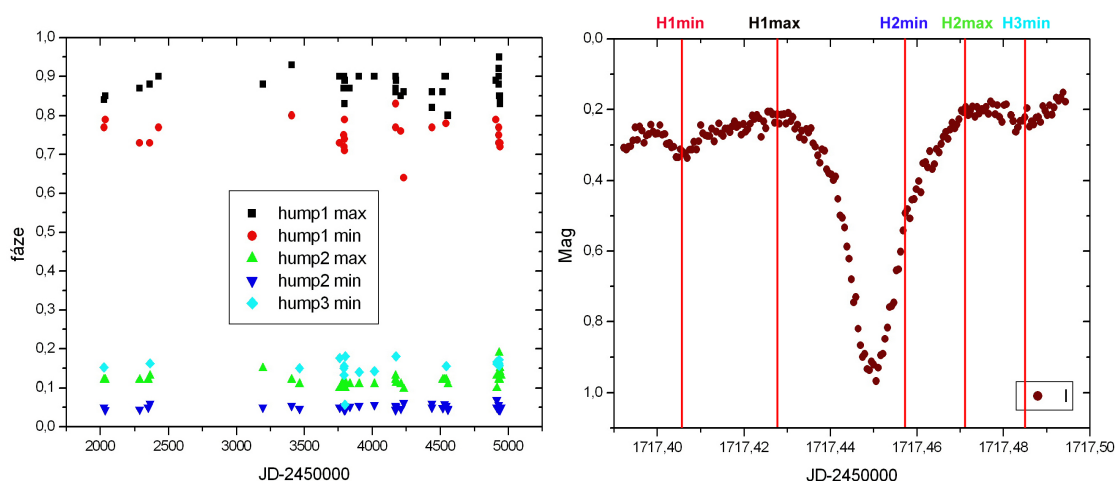


Obr. 14: Fázová křivka pro fotometrickou barvu R získaná v 5 nocích v juliánském datovém intervalu JD 2454909 a 2454939

Dále jsem využil data z rozsáhlé databáze AAVSO (Americká asociace pozorovatelů proměnných hvězd neboli "American Association of Variable Star Observers"). K dispozici jsem měl 29 světelných křivek ve filtru V (Visual), 2 s filtrem R (Red), 32 bez filtru C (Clear). V této databázi je navíc velký počet vizuálních pozorování, které jsem ale nepoužil kvůli jejich velké nepřesnosti.

6.3 Charakteristika napozorovaných světelných křivek

Důležité parametry světelných křivek objektu UX UMa jsou okamžik minima jasnosti, maximální a minimální jasnost, lokalizace a amplituda deformací (humpů) a charakteristika flickeringu. CCD kamera není ideální detektor na sledování rychlých změn jasnosti, mnohem vhodnější je fotonásobič, proto jsem v této práci vynechal zkoumání flickeringu, protože by byla potřeba krátké expozice (\sim několik sekund), které by byly postiženy velkou chybou měření.



Obr. 15: Časová závislost výskytu humpů v různých fázích (vpravo), a ztotožnění humpů se světelnou křivkou

Nejdříve zde uvedu naměřené okamžiky minim (tab. 3), jejich přesnost je limitována střídáním expozic ve čtyřech filtrech a také poměrně dlouhými expozičními dobami. Pomocí efemeridy (26) jsem získal hodnoty O-C, které docela dobře odpovídají poslednímu trendu v O-C diagramu (pomalému růstu periody) viz obr. 17.

Dále jsem se zabýval polohou a jasností deformací (humpů) ve světelných křivkách. Označil jsem si tyto 3 deformace jako hump² 1,2 a 3 dle obr. 15. Všechny tři deformace jsou pravděpodobně svázané s existencí proudu přenášené látky a horké

²v literatuře se pod pojmem hump bere v úvahu celá deformace přes interval fáze přibližně $-0,7-0,1$; moje označení slovem hump je potřeba chápat jako libovolnou deformaci světelné křivky

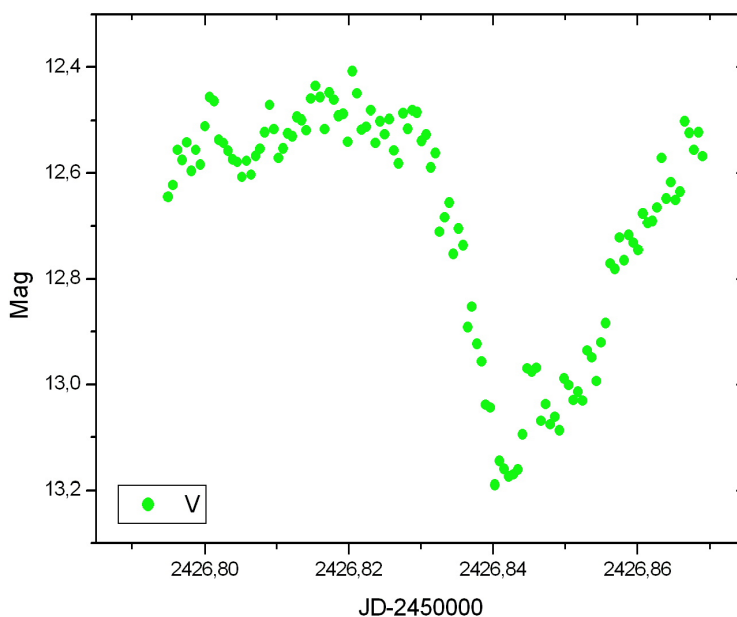
Tab. 3: Okamžiky minim naměřené v průběhu dvou let ve čtyřech fotometrických barvách (*BVRI*) a minima nefiltrované (*C*)

Minimum JD-2 450 000	0-C [den]	filtr	CCD kamera	dalekohled [cm]
4440,56089	0,00181	<i>B</i>	APOGEE U47UV	RL 60/240
4440,56073	0,00165	<i>V</i>	APOGEE U47UV	RL 60/240
4440,56100	0,00192	<i>R</i>	APOGEE U47UV	RL 60/240
4440,56091	0,00183	<i>I</i>	APOGEE U47UV	RL 60/240
4915,52236	0,00214	<i>B</i>	ST8 SBIG	RL 62/278
4915,52211	0,00189	<i>V</i>	ST8 SBIG	RL 62/278
4915,52238	0,00216	<i>R</i>	ST8 SBIG	RL 62/278
4915,52236	0,00214	<i>I</i>	ST8 SBIG	RL 62/278
4929,48622	0,00234	<i>B</i>	ST8 SBIG	RL 62/278
4929,48598	0,00210	<i>V</i>	ST8 SBIG	RL 62/278
4929,48604	0,00216	<i>R</i>	ST8 SBIG	RL 62/278
4929,48610	0,00222	<i>I</i>	ST8 SBIG	RL 62/278
4931,45224	0,00164	<i>B</i>	ST8 SBIG	RL 62/278
4931,45317	0,00258	<i>V</i>	ST8 SBIG	RL 62/278
4931,45272	0,00213	<i>R</i>	ST8 SBIG	RL 62/278
4931,45342	0,00283	<i>I</i>	ST8 SBIG	RL 62/278
4938,53319	0,00244	<i>V</i>	ST8 SBIG	RL 62/278
4932,43613	0,00219	<i>C</i>	ATIK 16IC	RL 7,6/70
4933,41932	0,00202	<i>C</i>	ATIK 16IC	RL 7,6/70
4934,40263	0,00196	<i>C</i>	ATIK 16IC	RL 7,6/70
4946,39974	0,00213	<i>C</i>	ATIK 16IC	RL 7,6/70

skvrny na akrečním disku. Po proměření světelných křivek jsem vynesl fáze viditelnosti maxima a minima humpů (1,2,3) v závislosti na čase (v průběhu 8 let), přičemž hump 2 a 3 má stejnou oblast maxima. Humpy 2 a 3 lze identifikovat prakticky ve stejné fázi ($\varphi_{H2min} = 0,051 \pm 0,003$, $\varphi_{H2max} = 0,122 \pm 0,005$, $\varphi_{H3min} = 0,15 \pm 0,01$), to však neplatí o humpu 1, u kterého se jeho minimum posouvá mezi fází 0,65-0,85, avšak poloha jeho maxima už není tak pohyblivá. Polohy minima humpu 1 a 3 odpovídají závěrům Smaka (1994b), který udává výskyt ve fázi 0,6 a 0,1. Vypozorovaná variabilita výskytu deformací souvisí s akrečním přenosem.

6.3.1 Extrémně pekuliární světelné křivky

Světelné křivky objektu UX UMa lze dělit na standardní světelné křivky s dobře definovanými humpy a pekuliární, kde se humpy vůbec nevyskytují nebo je na jejich místě oblast deprese (Smak 1994b). Při prohlídce všech pro mne dostupných světelných křivek, narazil jsem na silně deformované světelné křivky. Zavedl jsem zde ještě třetí skupinu, protože si myslím, že světelné křivky s takovým tvarem se nedají zařadit ani do jedné ze skupin. Tvar primárního zákrytu je naprosto nesymetrický, silně deformovaný s abnormálními výchyly a může být i mnohem více plytký. Navíc je jasnost v minimu vyšší. Takovýto tvar jsem našel u tří světelných křivek – dvou nefiltrovaných a jedné získané ve filtru *V*. Všechny tři křivky jsou z databáze AAVSO, takže těžko lze zjistit, jestli nejsou silně deformované jen kvůli chybnému pozorování. Avšak tyto křivky jsou od stejných pozorovatelů (Baldwin a Samolyk [e5]), kteří předtím a potom napozorovali velké množství dobrých světelných křivek tohoto objektu. Pokud by se jednalo o reálné změny, dvojhvězda UX UMa by prodělala velkou změnu.



Obr. 16: Silně deformovaná světelná křivka dle pozorování Baldwina a Samolyka [e5]

6.4 O-C diagram

V této části práce jsem se zaměřil na určení okamžiků minim ze svých napozorovaných dat a sestavení O-C diagramu, což je časová závislost rozdílu mezi okamžikem napozorovaného minima a okamžikem minima předpovězeného efemeridou.

Nekonstantní tvar O-C diagramu u této dvojhvězdy je historicky dobře známý a dlouhodobě sledovaný jev. V 60. letech 20. století byla v O-C diagramu nalezena cyklická změna periody oběhu soustavy s periodou 10 600 dní (Mandel 1965). Tato změna periody po několik let dobře odpovídala pozorováním a bylo vypracováno několik příčin; Smak (1972) navrhl vysvětlení v přenosu látky ze sekundární složky na primární a její ukládání v akrečním disku. Další navrženou možností byla existence neviditelného třetího průvodce soustavy případně dokonce dvojice neviditelných průvodců (Nather a Robinson 1974) s úhrnou hmotností

$$M_3 \cdot \sin i = 0,032M_{\odot}, \quad (24)$$

a dále taky možnost apsidálního pohybu uvažovaná Pringlem a propočtená v práci Africana a Wilsona (1976).

Kukarkin (1977) prošel všechna v literatuře publikovaná minima, zavedl pro každé měření odhad jeho přesnosti a podotýká, že fotografická minima mají menší přesnost než minima vizuální z důvodu dlouhých expozičních dob, během kterých se jasnost objektu UX UMa může silně změnit. Hledáním periody došel k periodě 10 520 dní opět blízké k údajované Mandelem (1965), ale je k ní kritický. Hladký průběh změn periody zákrytů je narušován odchylkami, což vyvrací vysvětlení v přítomnosti dalšího tělesa či apsidálního pohybu.

Následující práce vycházející z nových pozorování potvrzují Kukarkinovu domněnku nestability periody. Odchylka od Mandelovy periody je čím dál větší (Quigley a Africano 1977, 1978, 1979; Panek a Howell 1980). Rozdíl od předpovězené periody může být způsoben fluktuací přenosu hmoty nebo změnou velikostí, jasnosti či polohy horké skvrny (Quigley a Africano 1978). Rubenstein, Paterson a Africano (1991) vylučují za příčinu změn nejen apsidální pohyb a přítomnost dalšího tělesa ale i polohu horké skvrny. Její poloha se mění až moc často a navíc její zářivý výkon nemůže tak moc deformovat světelnou křivku, aby to ovlivnilo minimum – může ovlivňovat periodu o řád méně. Vysvětlení hledají v magnetickém cyklu sekundární složky (ačkoliv na to je potřeba pravděpodobně více energie). Fitováním hledali sinusovou závislost a našli tři nejlépe odpovídající periody 7,1, 10,7 či 30,5 let. Romanishin a kol. (1994) našli zase periodu 8,25 let, která je ovšem odpovídající jen pro posledních 20 let.

Kjurkchieva a Marchev (1994) podotýkají, že zprůměrovaná hodnota O-C z několika světelných křivek opět dobře odpovídá Mandelově hypotéze. Baptista

a kol. (1995) publikují revidovanou efemeridu zákrytů

$$T_{min} = \text{JD}_{\odot} 2443904,87872(\pm 3) + 0,196671278(\pm 2), \quad (25)$$

a vypočetli předpokládanou změnu periody

$$|\dot{P}| < 1,3 \times 10^{-12} \text{ s} \cdot \text{s}^{-1} \text{ neboli } P_0/|\dot{P}| > 4,1 \times 10^8 \text{ let.} \quad (26)$$

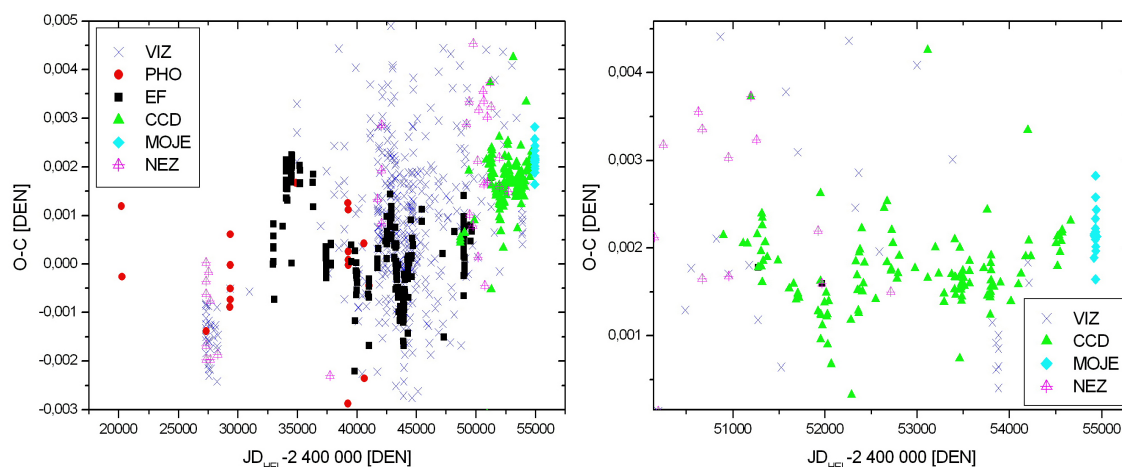
Také porovnali velikost přenosu hmoty mezi oběma složkami se změnou periody a zjistili, že by přenos musel být o řád vyšší než ukazuje pozorování, aby se tím daly vysvětlit změny periody. Proto se přiklánějí k vysvětlení v magnetickém cyklu sekundární složky.

V bakalářské práci (Liška 2007) jsem se zabýval O-C diagramem této soustavy a ověřil jsem neplatnost periodické změny v O-C diagramu s periodou 10 600 dní předpokládanou v práci Mandela (1965). Také jsem provedl proložení O-C diagramu polynomem 2. stupně z hodnot získaných fotonásobiči a CCD kamerami, pro který jsem ale nevzal v úvahu měření starší než JD 2 432 500. Po odečtení této parabolické funkce, jsem však nezískal konstantní graf, ale nepravidelné oscilace s amplitudou až 3 minut. Proto jsem se v této práci opět na tento problém zaměřil.

Pro určování okamžiků minim jsem použil program AVE [e9], dále program HEC34 prof. Harmance (2005), u obou je aplikovaná metoda Kwee a van Woerdena (1956) a také pro vizuální kontrolu i program FTW. Charakteristikami těchto programů jsem se zabýval ve své bakalářské práci (Liška 2007). Z této práce jsem také použil určené okamžiky minim a to jmenovitě od pozorovatelů: Novák, R., Zejda, M., Král, L., Folta, M., Hynek, T. (poslední tři zmínění pozorovatelé působí v organizaci Eridanus [e7]) a také od skupiny pozorovatelů AAVSO [e5]. Dále jsem použil okamžiky minim z databází O-C diagramů O-C gateway [e10], z databáze Kreinera [e4], Nelsona [e8], AAVSO [e6] a jejich udávané okamžiky jsem porovnal s hodnotami uvedenými samotnými pozorovateli v literatuře a opravil chyby vzniklé přepisováním do těchto databází.

Získal jsem tak 20 fotografických minim, 440 vizuálních, 234 fotoelektrických a 164 CCD (z toho 11 vlastních) a dalších 37 minim bez uvedeného detektoru. Z těchto dat jsem sestavil O-C diagram (obr. 17) dle předpokládané efemeridy (26).

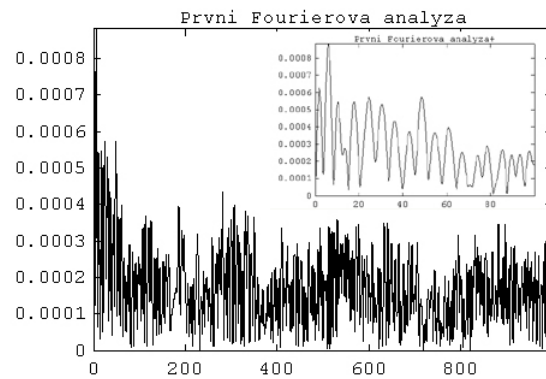
Z databází a literatury jsem získal velké množství vizuálních a fotografických minim, která jsem se rozhodl zde zahrnout, abych doplnil "hluchá" místa O-C diagramu, ačkoliv jsou zatížena velkou chybou. Pro jejich použití jsem zavedl chybu určení O-C, kterou jsem zvolil takto: měření neznámého původu a fotografická měření 0,005, vizuální 0,003, měření fotonásobičem 0,001 a s CCD kamerou 0,002. Větší přesnost u vizuálních měření než fotograficky určených okamžiků minim jsem zvolil kvůli dlouhým expozicím, které jsou u této dvojhvězdy dost limitujícím faktorem.



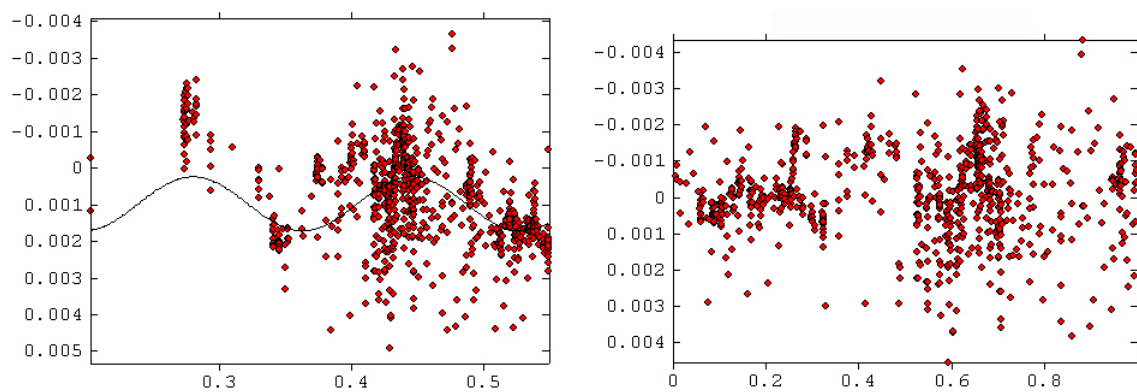
Obr. 17: Kompletní O-C diagram objektu UX UMA (vlevo), jeho detail v rozsahu přibližně 10 let (vpravo). Jenotlivé symboly značí způsob pozorování: VIZ-vizuální, PHO-fotografické, EF-fotonásobičem, CCD-CCD kamerou, MOJE-napozorovaná vlastní měření a poslední položka NEZ označuje neznámého původu.

Na takto připravená data O-C diagramu jsem nejdříve aplikoval program AVE, který kromě určování okamžiků minim má v sobě zaimplementováno 6 procedur, které hledají periody (ale bez započtení vah jednotlivých hodnot). Ve všech procedurách se objevila velice silná perioda v rozsahu 16 500-17 100 dnů. Tato hodnota lze odečíst i ze samotného grafu. Pro ověření těchto prvotních výsledků a zohlednění váhy jednotlivých měření, jsem na tato data aplikoval program vytvořený pro hledání sinusových závislostí pomocí Fourierovy analýzy – program Period98 [e15].

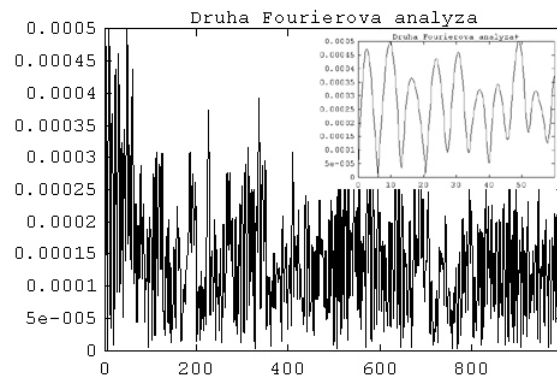
Časové údaje jsem nejprve snížil o pět řádů, aby se programu snadno hledala perioda ($(\text{čas pozorování}(\text{JD})-2\,400\,000)/100\,000$). Poté jsem Fourierovou analýzou hledal periodu v datech mezi 100 dny – ∞ . Program našel velice silnou frekvenci 6,008, což odpovídá periodě 16 644 dní (45,6 let). Po odečtení této závislosti jsem prohledal opět všechny periody ve stejném rozsahu a tentokrát byly nalezeny dvě podobně silné frekvence 9,7957 (10 208 dní) a 49,1225 (2 036 dní), ale nebyly o moc větší než ostatní nalezené frekvence.



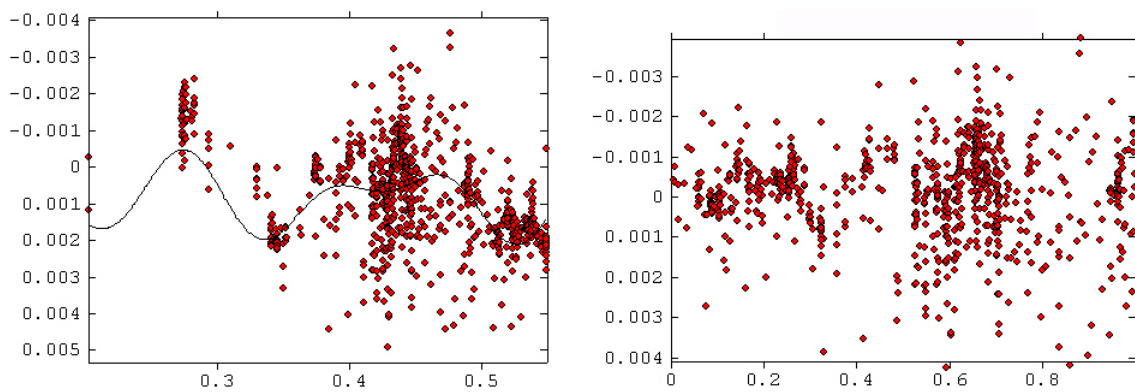
Obr. 18: Výsledek první fourierovy analýzy objevil nejsilnější frekvenci 6,008 (16 644 dní).



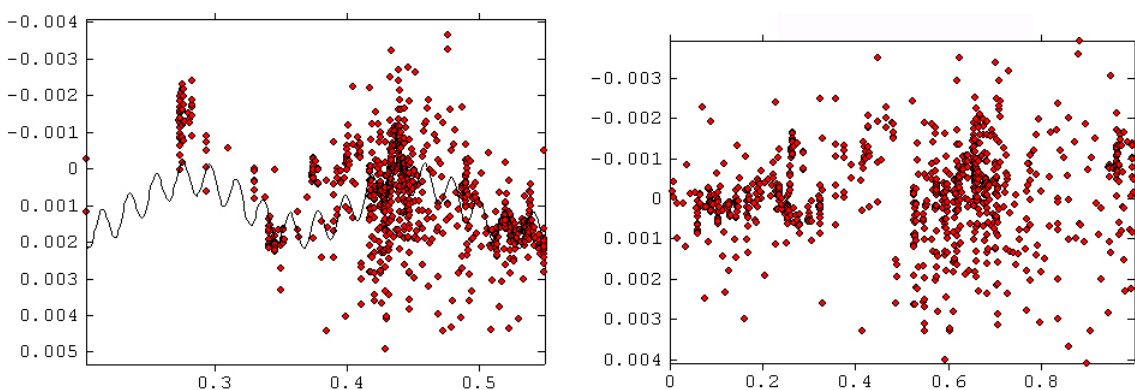
Obr. 19: Aplikace 1. Fourierovy analýzy, sinusová závislost odpovídá velice dobře grafu O-C (vlevo). Výsledek po odečtení této závislosti (vpravo)



Obr. 20: Výsledek druhé fourierovy analýzy objevil dvě nejsilnější frekvence 9,7957 (10208 dní) a 49,1225 (2036 dní), avšak nejsou o moc zřetelnější než jiné frekvence



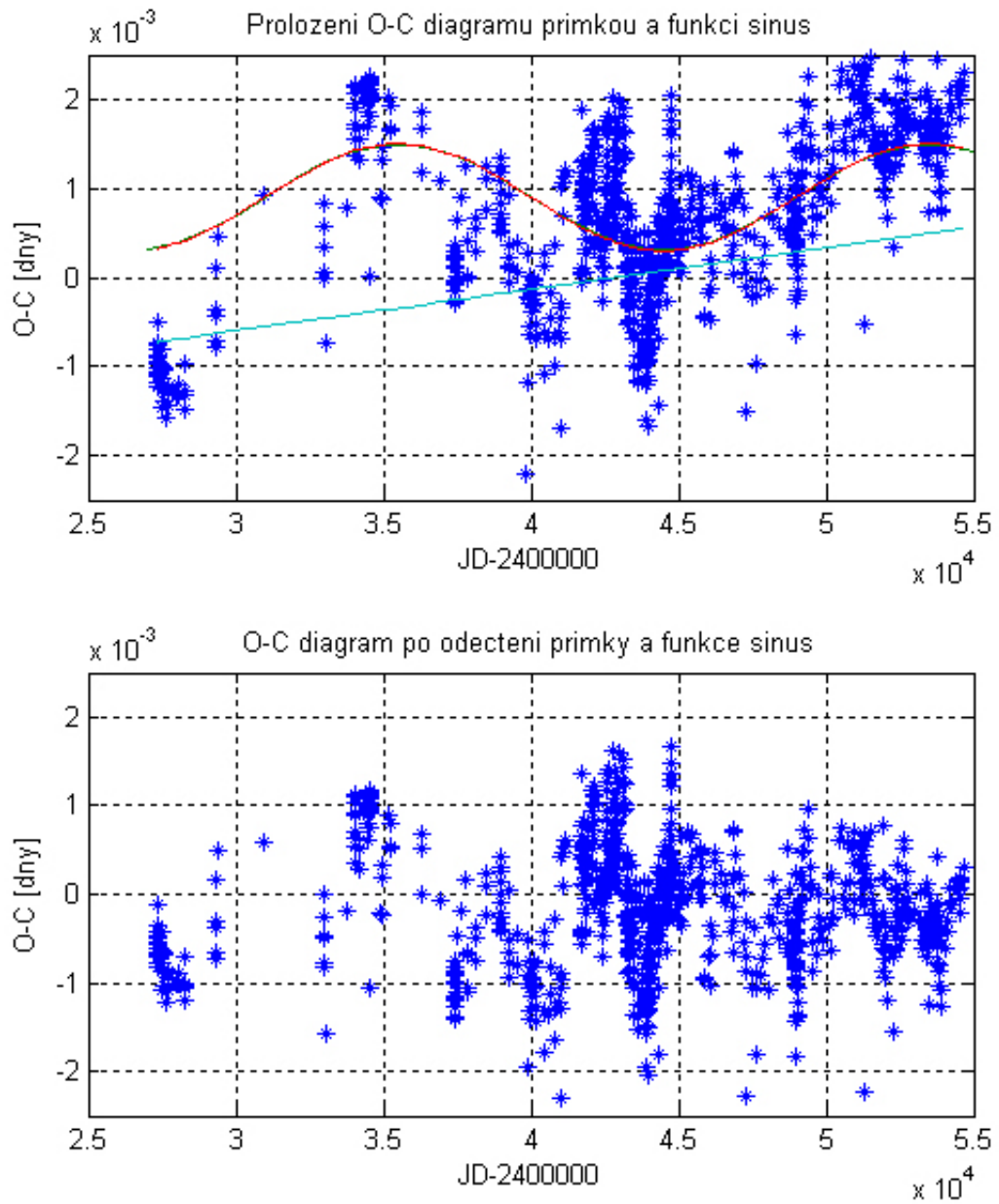
Obr. 21: Aplikace 2. Fourierovy analýzy na O-C diagram pro nižší frekvenci (vlevo). Výsledek po odečtení této závislosti (vpravo)



Obr. 22: Aplikace 2. Fourierovy analýzy na O-C diagram pro vyšší frekvenci (vlevo). Výsledek po odečtení této závislosti (vpravo)

Dalším ověřením periody sinusové funkce v O-C diagramu jsem provedl následujícím způsobem. Ze všech minim vizuálních, fotografických či minim neznámého původu jsem vypočítal klouzavý průměr. Tyto hodnoty jsem použil spolu s daty získanými fotonásobiči a CCD kamerami a dal jsem je proložit funkcí sinus. K tomu jsem použil výpočetní metodu Simplex (metoda vytvořená Nelderem a Meadem roku 1965), která umožňuje nafitovat různé křivky při znalosti obecné rovnice funkce a několika sad předpokládaných parametrů této funkce. Kvůli sklonu průběhu grafu bylo nutné provést navíc lineární korekci (taktéž metodou Simplex). Výsledek proložení uvádím na obr. 23 nahoře, kde jsou současně zobrazeny obě dvě funkce. Po odečtení těchto funkcí opět nevychází konstantní tvar O-C diagramu, nýbrž oscilace kolem nulové hodnoty s amplitudou do tří minut (obr. 23).

Z těchto zjištěných výsledků a hlavně nalezením periody v O-C diagramu o velikosti 16 644 dní však nechci vyvozovat závěr, že se zde dějí takto pravidelné děje. Jen jsem chtěl ukázat, že lze najít oscilace periody zákrytů u této soustavy, které se v současnosti zdají být přibližně periodické s periodou 16 644 dní a že by bylo do budoucna zajímavým námětem, sledovat tuto dvojhvězdu, zda se tato perioda skutečně potvrdí či nikoliv. Ale v tuto chvíli nechci vyvozovat žádné ukvapené názory, jak tomu bylo u řady autorů v 70. letech minulého století. Na druhou stranu, jejich mylné myšlenky způsobily důležitý rozvoj v problematice O-C diagramů. Důležité je také konstatovat, že zjištěná perioda popisuje jen hrubé rysy O-C diagramu a po odečtení jejího vlivu jsou zde další nevysvětlené oscilace pravděpodobně již neperiodické.



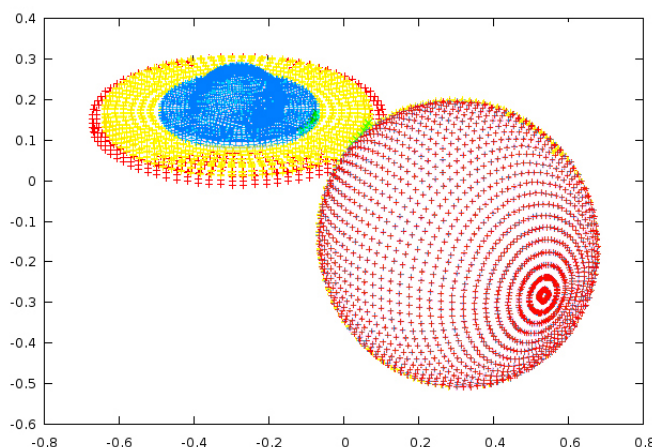
Obr. 23: O-C diagram s proloženou přímkou a funkcí sinus (nahore), O-C diagram po odečtení obou funkcí (dole)

7 Modelování objektu UX UMa

Získané světelné křivky popsané v předchozí kapitole jsem použil k tvorbě modelů pomocí Djuraševičova programu a dále jsem vytvořil vlastní programy, které řeší modely s horkou skvrnou a s horkou linií.

7.1 Model s horkou skvrnou – Djuraševičův kód

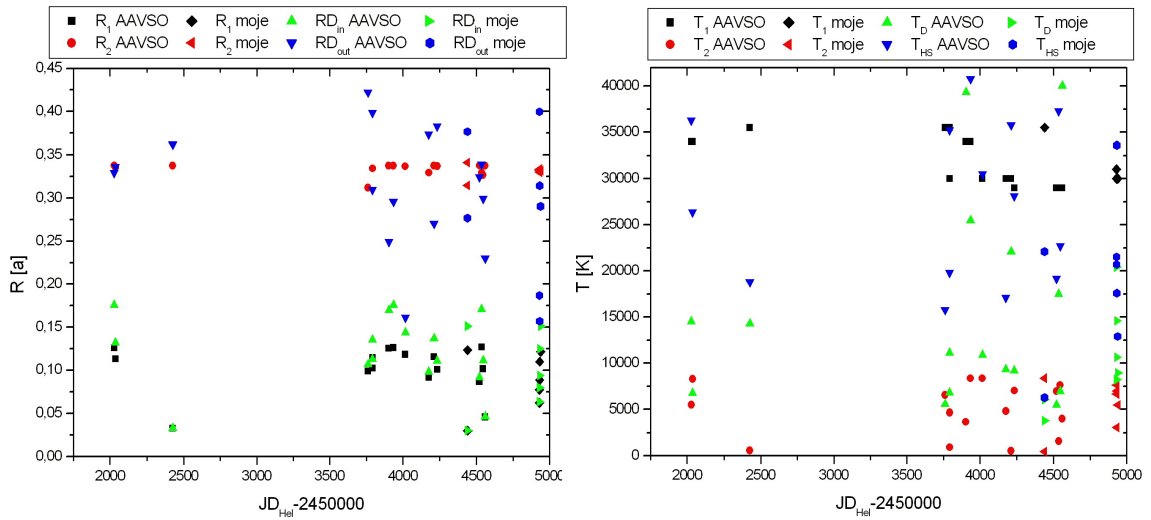
Na ověření použitelnosti modelu s horkou skvrnou na okraji povrchu akrečního disku jsem použil programový kód od Djuraševiče (1991, 1992). Řada světelných křivek objektu UX UMa lze tímto modelem dobře nafitovat a díky němu získat parametry soustavy. Menší odchylky ve fázi mimo zákryt již tento model popsat nedokáže. Velká část světelných křivek již není vhodně popsatelná tímto modelem, odchylky jsou již velice výrazné a pak ani vypočtené parametry soustavy takto získané nejsou použitelné. Tyto světelné křivky odpovídají pekulárním křivkám ve Smakově klasifikaci světelných křivek tohoto objektu (Smak 1994b). Proto jsem vytvořil program počítající místo horké skvrny s horkou linií, viz část (7.2.4).



Obr. 24: Složený výsledek z výpočtu parametrů objektu UX UMa z noci 24./25.3.2008 z pozorování ve třech filtrech. Modrá barva odpovídá filtru B (září hlavně bílý trpaslík a přilehlý akreční disk), vzdálenější a zároveň chladnější oblasti lze dobře vidět ve filtru V (žlutá barva) a hlavně pak ve filtru I (červená barva). Zelené body značí polohu horké skvrny v jednotlivých barvách.

Hledáním modelů v mnoha světelných křivkách, ať už mých či z databáze AAVSO, jsem získal informace o této soustavě. Uvádím zde například graf, ve kterém jsou vyneseny vypočtené poloměry primární a sekundární hvězdy a také vnější a vnitřní poloměr akrečního disku (obr. 25). Další graf ukazuje teploty složek, disku a horké skvrny (obr. 25). Nyní uvedu zjištěné průměrné hodnoty různých parametrů. Pro inklinací úhel $i = 68 \pm 1^\circ$ vychází teplota bílého trpaslíka $T_{wd} = 32\,000 \pm 1\,000$ K, červeného trpaslíka $T_{rd} = 5\,000 \pm 1\,000$ K. Teplota akrečního disku se silně mění v intervalu 5 000 až 40 000 K, samotné okrajové hodnoty je nutno brát s rezervou. Tato

teplota pak také silně souvisí s teplotou horké skvrny, u které teplota spadá do intervalu 6 000 až 60 000 K. Polární poloměry složek vycházejí $R_{wd} = 0,1 \pm 0,01 a$, $R_{rd} = 0,333 \pm 0,003 a$, pro akreční disk má vnější a vnitřní poloměr velikost $RD_{out} = 0,31 \pm 0,03 a$, $RD_{in} = 0,12 \pm 0,02 a$ a jeho tloušťka je $t_D = 0,06 \pm 0,02 a$, kde a je vzdálenost těžišť obou složek. Důležitými parametry jsou úhlová velikost horké skvrny $\theta_{HS} = 25 \pm 6^\circ$ a také poloha skvrny, která se však mění. Nejčastěji se nachází $\psi_{HS} = -30^\circ$, ale program pro některé světelné křivky (s hůře definovanými humpy) vypočítal i kladný úhel polohy skvrny. Rozměr, poloha i teplota skvrny silně závisí na akrečním procesu a jejich změny jsou díky tomu očekávány.



Obr. 25: Vypočítané poloměry z Djuraševićova programu pro primární a sekundární hvězdu a dále vnější a vnitřní poloměr akrečního disku. Jejich velikost je násobkem parametru a , což je vzdálenost mezi těžišti obou složek (vlevo). Vypočítané teploty pro primární a sekundární hvězdu a dále pro akreční disk a horkou skvrnu (vpravo).

7.2 Model s horkou skvrnou a s horkou linií – vlastní program

Pro vyřešení problému pekulárních fotometrických křivek objektu UX UMa jsem využil popisu modelu horké linie z práce Khruziny a kol. (2001) a vytvořil jsem program v Matlabu, který započítává do sumy záření i energii plynoucí z horké linie. Pro porovnání aplikatelnosti tohoto programu jsem využil dvou publikací, kde byl na tomto objektu aplikován obdobný program (Kjurkchieva a kol. 2006, Khruzina a kol. 2007). V prvních částech popisují vlastní řešení modelu dvojhvězdy s akrečním diskem kolem bílého trpaslíka a méně komplikovaný model s horkou skvrnou. Poté se zmíním o modelu s horkou linií.

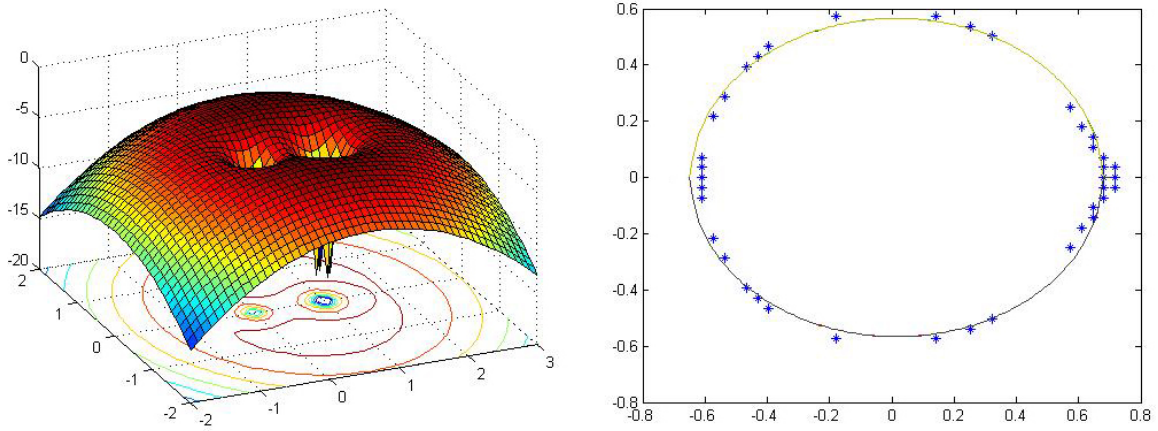
7.2.1 Model bílého a červeného trpaslíka

Model obou hvězd byl vytvořen využitím sférické symetrie. Bílého trpaslíka jsem definoval jako kouli, což je díky jeho velice malého poloměru a velké vzdálenosti od Rocheovy hranice dostatečně přesné. U červeného trpaslíka v této soustavě je očekáváno vyplnění Rocheova laloku. Pro splnění této podmínky jsem se rozhodl použít jako tvar červeného trpaslíka elipsoid. Parametrické vyjádření elipsoidu vypadá takto

$$\begin{aligned}x &= a \cdot \sin \theta \cdot \cos \varphi \\y &= b \cdot \sin \theta \cdot \sin \varphi \\z &= c \cdot \cos \theta,\end{aligned}\tag{27}$$

přičemž φ je úhel z intervalu $[0, 2\pi]$, θ z intervalu $[0, \pi]$ a a, b, c jsou konstanty udávající zploštění elipsoidu. Pokud je položeno $a = b = c = R$, tato rovnice udává tvar koule o poloměru R , čehož jsem využil pro bílého trpaslíka.

Pro získání konstant a, b, c u červeného trpaslíka jsem použil následující postup. Použitím rovnice (6) jsem vypočítal vzdálenost bodu R_{L1} od středu primární hvězdy, pro předem zadaný poměr hmotností $q = M_1/M_2$. Tento poměr jsem zvolil $q = 0,93$, abych mohl porovnávat s článkem Khruziny a kol. (2007), kde byl tento poměr zvolen jako nejlépe odpovídající soustavě UX UMa. Dosazením této hodnoty do rovnice (2) jsem si vyjádřil hodnotu kritického potenciálu Φ_{krit} . Tuto rovnici jsem dále použil pro vykreslení husté sítě rozložení potenciálu v této soustavě s parametrem q v rovině $X - Y$ (obr. 28). Z těchto hodnot jsem zvolil ty, které se nacházely v intervalu $-\delta \leq \phi_{krit} \leq +\delta$, kde jsem odchylku δ zvolil příhodně tak, aby mi tyto body vykreslily Rocheovy laloky. Z obou laloků jsem zvolil ten, který odpovídal sekundární složce. Souřadnice těchto bodů jsem použil pro nafitování elipsy (obr. 28) metodou Simplex (Nelder a Mead 1965). Pro konstrukci elipsoidu či koule a pro další výpočty je potřeba úhly φ a θ rozdělit na n dílů. Tímto způsobem získáme matice souřadnic o rozměrech $n \times n$ pro tyto úhly.



Obr. 26: Rozložení potenciálu v rovině $X - Y$ (vlevo), správný fit tvaru sekundární složky (vpravo)

Nyní je možné umístit obě tělesa do soustavy souřadnic. Do středu soustavy souřadnic bylo položeno těžiště obou hvězd \vec{T} , určené obecnou rovnicí

$$\vec{T} = \frac{\sum_i \vec{r}_i \cdot M_i}{\sum_i M_i}, \quad (28)$$

ze které snadno určíme souřadnice středu primární hvězdy $[-1/(q-1), 0, 0]$ a sekundární $[q/(q-1), 0, 0]$. To odpovídá jednotkové vzdálenosti mezi oběma složkami ($a = 1$). Zde se dále musí zahrnout sklon orbitální dráhy vůči pozorovateli neboli inklinací úhel i . Před jeho aplikací je nutné znát polohu hvězd v dráze. Předpokládáme kruhovou dráhu, pohyby jsou periodické, pak je poloha každé z hvězd dána fází f . Při počítání pohybů obou hvězd je nutné zahrnout i vlastní rotaci hvězd. Zde předpokládáme synchronní rotaci obou složek s periodou P , která je vyvolána slapovým působením. Použitím transformačních matic, například uvedu matici rotace o úhel α vůči ose Z

$$\begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha & 0 \\ -\sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (29)$$

vypočteme nejdříve rotaci hvězdy kolem svého středu, poté určíme posuv středu kolem celkového těžiště a na závěr vypočteme natočení hvězdy v rovině.

Dalším krokem je určení malých plošných dílků. Pro kouli to lze udělat snadno rovnicí:

$$dS_1(R_1, \theta, \varphi) = R_1^2 \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (30)$$

Pro elipsoid jsem zvolil složitější postup. Pro každý bod jsem vypočítal malý délkový

interval v ose $X - Y$ a v ose $Y - Z$ (dl_{xy}, dl_{yz}) a plochu danou těmito intervaly jsem spočítal jako obsah lichoběžníku $S = (a + c) \cdot h/2$ neboli

$$dS^{(i,j)} = \frac{(dl_{xy}^{(i,j)} + dl_{xy}^{(i+1,j)}) \cdot dl_{yz}^{(i,j)}}{2}. \quad (31)$$

Malé délkové elementy jsem dále použil pro určení úhlů, pod kterými se daná ploška zobrazí pozorovateli, jinak vyjádřeno, určil jsem směr normály plošky. Pro složku úhlu v horizontální rovině $\alpha^{(i,j)} = \arcsin((x^{(i,j)}(+\delta) - x^{(i,j)}(-\delta))/dl_{xy}^{(i,j)})$, analogicky lze spočítat úhel $\beta^{(i,j)}$ i pro vertikální rovinu. Tyto úhly α, β jsou pro kouli totožné s úhly θ, φ . Pokud sledujeme tyto tělesa z jednoho směru, pak se účinná ploška mění v závislosti na těchto úhlech $dS_{ucin} = dS \cos(\alpha) \cos(\beta)$. Při rotaci hvězdy a jejím pohybu po dráze se samozřejmě mění nejen úhel mezi pozorovatelem a normálou každé z plošek, ale i velikosti účinných plošek. To se musí ve výpočtu patřičně zohlednit.

Pro ověření dobrého vypočtení plošek, lze spočítat jejich sumu, což je přibližně rovno ploše koule, respektive elipsy. Malé rozdíly jsou dány nízkým počtem bodů $n \times n$. Při zvětšení čísla n získáme přesnější výsledek. Další zkouškou, tentokrát pro účinné plošky, je sumace účinných plošek směřujícím k pozorovateli. Výsledkem jsou přibližné obsahy kruhu či elipsy.

Další postup se týká určení toku záření, který vypočteme integrací hustoty záření přes celou plochu. Samotnou hustotu záření směřující z dané plošky určíme rovnicí

$$dF = I(\lambda, T) dS(r, \theta, \varphi). \quad (32)$$

Důležitý je zde předpoklad, že hvězda v každé části svého povrchu září jako absolutně černé těleso o teplotě T . Díky tomu lze určit potřebnou intenzitu záření z Planckova zákona

$$I(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/\lambda kT) - 1}, \quad (33)$$

kde h je Planckova konstanta, c je rychlost světla ve vakuu a k je Boltzmanova konstanta.

Pokud bychom chtěli počítat celkový tok energie hvězdy (bolometrický tok), museli bychom rovnicí (33) integrovat přes celý rozsah vlnových délek. Naštěstí se při aplikacích těchto modelů na reálná fotometrická data musí zahrnout propustnost fotometrických filtrů (případně stejným způsobem i účinnost detektoru). Zavede se efektivní vlnová délka $\lambda_{eff}(T)$

$$\lambda_{eff}(T) = \frac{\int_0^{\infty} \lambda \varphi(\lambda) B(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^{\infty} \varphi(\lambda) B(\lambda, T) d\lambda}, \quad (34)$$

kde $\varphi(\lambda)$ je funkce propustnosti filtru a závisí na vlnové délce. Při fotometrii jsou nejčastěji používané filtry *UBVRI* (Johnson a Morgan 1953). Pro účely programů fitujících světelné křivky je vhodné vztah (34) neintegrovat, ale určit si předem závislost $\lambda_{eff}(T)$ pro každý filtr zvlášť polynomem. Zde jsem následoval postup uvedený v práci Djuraševiče (1991, 1992), který použil koeficienty polynomu vypočteného v práci Strajzhise (1977), pro $T_n = T/20\,000$ a T z rozsahu teplot $3\,000 \leq T \leq 30\,000$ K a s integračním krokem 5 000 K pro fotometrické filtry *U*, *B*, *V* (obr. 27). Tento postup vypadá následovně

$$\lambda_{eff}(T_n) = a_0 + a_1 T_n + a_2 T_n^2 + a_3 T_n^3 + a_4 T_n^4 + a_5 T_n^5 + a_6 T_n^6. \quad (35)$$

Je však potřeba dát pozor na jednotky, protože tento vztah je spočítán v jednotkách CGS. Pak i další aplikace je řešena s ohledem k těmto jednotkám a tak Planckův zákon se změní ve tvar:

$$B(\lambda_{eff}, T) = \frac{CC1}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(CC2/\lambda_{eff}T) - 1}, \quad (36)$$

kde $CC1 = 3,7418498 \cdot 10^{15}$ a $CC2 = 14388,3361$ (Djuraševič 1992). Rozšířil jsem použitelnost tohoto postupu i na další filtry *R*, *I* a spočítal jsem konstanty a_0 - a_6 i pro CCD kameru ST8 Sbig s CCD čipem KAF-1600, při znalosti její účinnosti. Tímto mohu analyzovat i nefiltrovaná pozorování vykonaná touto kamerou.

	<i>(U filter)</i>		<i>(B filter)</i>		<i>(V filter)</i>	
	Coefficients	Errors	Coefficients	Errors	Coefficients	Errors
a_0	0.385069	0.000013	0.502331	0.000030	0.587412	0.000026
a_1	-0.144159	0.000014	-0.419152	0.000032	-0.292201	0.000028
a_2	0.414514	0.000012	1.20383	0.000028	0.858647	0.000024
a_3	-0.650540	0.000009	-1.86520	0.000021	-1.34591	0.000019
a_4	0.564496	0.000007	1.59389	0.000016	1.15680	0.000014
a_5	-0.253617	0.000005	-1.705470	0.000012	-0.513418	0.000010
a_6	0.045968	0.000003	0.126112	0.000008	0.091891	0.000007

Obr. 27: Koeficienty polynomu udávajícího závislost efektivní vlnové délky na teplotě T_n pro fotometrické filtry *U*, *B*, *V* (Djuraševič 1992).

Nyní je nutno doplnit informaci o teplotě obou hvězd. U bílého trpaslíka, vzhledem k jeho malým rozměrům, je brána teplota jako homogenní po celém povrchu o hodnotě T_{wd} . Avšak pro případ objemného červeného trpaslíka, který je mnohem chladnější než bílý trpaslík a jeho akreční disk, je nutno počítat s nehomogenním rozložením teploty jeho povrchu. Ta strana, jež je přivrácena k bílému trpaslíku, je jeho zářením zahřáta a je teplejší než strana odvrácená. Tento efekt se nazývá irradiation effect nebo taky reflection effect a byl popsán např. v práci Wilsona (1990). Tuto podmínku jsem zajistil lineárním poklesem teploty dané plošky se vzdáleností od bodu L1, pro který jsem si určil jeho teplotu danou rovnicí (8) (Szász 2009).

Pokud známe hustoty toků záření z jednotlivých dílků, můžeme přistoupit k výpočtu zákrytu. Samotná geometrie zákrytu v mém programu je takováto. Pozorovatel se dívá ve směru od kladné do záporné části osy Y . Pak se bílý trpaslík zobrazí jako kruh v rovině $X-Z$, se stejným poloměrem R_{wd} a se středem v $X_{wd}(f)$ a $Z_{wd}(f)$, kde písmenem f značím fázi. Tuto plochu vypočteme takto

$$(x - X_{wd}(f)) + (z - Z_{wd}(f)) \leq R_{wd}. \quad (37)$$

Červený trpaslík má opět komplikovanější profil, jeho tvar je elipsa se středem $X_{rd}(f)$ a $Z_{rd}(f)$, a zaujímá v rovině plochu danou obecnou rovnicí

$$\frac{x - X_{rd}(f)}{a_2} + \frac{z - Z_{rd}(f)}{b_2} \leq 1, \quad (38)$$

kde a_2 , b_2 jsou parametry zploštění a jsou obecně různé od a , b uvedených výše. Odhadnout je lze jako $a_2 = (x_{rd\max}(f) - x_{rd\min}(f))/2$ a $b_2 = (z_{rd\max}(f) - z_{rd\min}(f))/2$.

Samotné řešení zákrytů bílého a červeného trpaslíka spočívá ve dvou částech.

a) $Y_{wd} < Y_{rd}$

V těchto fázích může dojít k zákrytu bílého trpaslíka a zároveň nenastane nikdy zákryt červeného trpaslíka. Díky tomu, můžeme dosadit souřadnice každého bodu bílého trpaslíka $x_{wd}(f)$, $z_{wd}(f)$ za souřadnice x , z v nerovnici (38). Pokud je nerovnice splněna, daný element plochy je červeným trpaslíkem zakryt a tak ho položíme roven 0. V opačném případě na nás plošný element vyzařuje předem danou energii.

b) $Y_{wd} > Y_{rd}$

Situace je přesně opačná. Pokud souřadnice bodů červeného trpaslíka splňují nerovnici (37) pro bílého trpaslíka, je tok záření z této plošky nulový.

Takovýmto způsobem projdeme všechny body v dané fázi a na závěr spočteme sumu všech elementů toků záření od prvního i od druhého zdroje. Součet těchto dvou hodnot nám dá jeden bod světelné křivky, ovšem vyjádřený v tocích. Abychom

dostali kompletní světelnou křivku, provedeme cyklus výpočtů přes celou periodu a převedeme změny toků na změny hvězdné velikosti pomocí Pogsonovy rovnice (22).

7.2.2 Model akrečního disku

Model akrečního disku jsem vytvořil středovým otočením logaritmické spirály o úhly φ v rozsahu $[0, 2\pi]$, abych mohl případně zkoumat vlastnosti disku složeného ze spirálních ramen, viz práce Khruziny a kol. (2007). Navíc logaritmickou spirálu lze nalézt v přírodě na mnoha místech (spirální ramena galaxií, tropické cyklóny, schránky měkkýšů apod. [e12]). Logaritmická spirála má definici

$$R_s = a \cdot e^{k \cdot \theta}, \quad (39)$$

kde a a k jsou kladná čísla. Pro $k = 0$ se spirála změní v kružnici, pro $k \rightarrow \infty$ je z ní přímka. Zvolil jsem tedy hodnotu $k = 0,0001$, aby byly body spirály dobře rozmístěny (např. pro případ $k = 1$ jsou body silně koncentrované k hodnotě 0). Důležitá je podmínka ohraničující vnější poloměr R_{out} a vnitřní poloměr R_{in} spirály a zároveň i akrečního disku.

$$r_s = \frac{(R_{out} - R_{in}) \cdot (r_s - r_{smin})}{r_{sMAX} - r_{smin}} + r_{smin}, \quad (40)$$

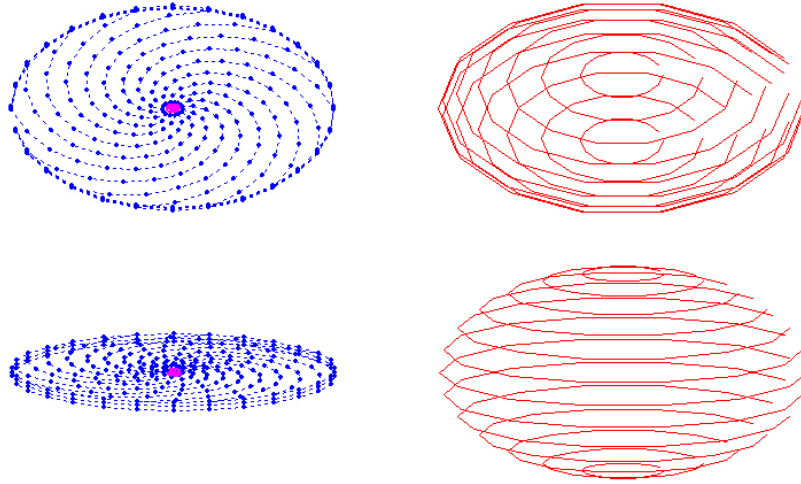
kde r_{smax} a r_{smin} je největší a nejmenší poloměr určený z rovnice (39) a ze všech zadaných úhlů θ . Souřadnice bodů spirály jsem určil vztahy

$$\begin{aligned} x &= r_s \cdot \cos \theta \\ y &= r_s \cdot \sin \theta. \end{aligned} \quad (41)$$

Ty jsem pak postupně otáčel o úhel φ náležející do intervalu $[0, 2\pi]$. Tímto způsobem jsem získal síť $n \times n$ souřadnic x a y , u kterých jsem zvolil výšku rovnou polovině tloušťky disku $z = t_D/2$.

Malé elementy plochy lze spočítat následovně. Rozdělil jsem si plochu disku na n soustředných prstenů, každý s různou šířkou, nejvnitřnější a nejokrajnější měli přibližně poloviční šířku těch ostatních. Každý prstenec jsem dále rozdělil na n částí. Každá tato ploška byla ztotožněna se souřadnicemi x_D, y_D, z_D . Účinná ploška se vypočítá snadno, jen vynásobením plošky $\cos i$.

Dosud jsem neuvažoval tloušťku disku, kterou je nutné také správně v modelu zohlednit. Pro poměrně malý inklinací úhel nehraje tloušťka tak velkou roli. Avšak pro úhel $i = 90^\circ$ by nebyl disk vůbec pozorován, proto je nutno zavést zde druhou část akrečního disku, která tento problém opraví. Provedl jsem to třemi kružnicemi, které se nacházejí vodorovně ve třech různých výškách $-t_D/2, 0, t_D/2$ a tvoří tak válec. Poloměry jsou totožné s maximálním poloměrem akrečního disku. Jejich



Obr. 28: Tvar modelu objektu dvojhvězdy s akrečním diskem pro fázi 0,75. Horní obrázek odpovídá pohledu shora, dolní obrázek pohledu z boku (oba obrázky odpovídají pohledu pozorovatele s inklináčním úhlem 72°). Červenou barvou označený je červený trpaslík, fialovou barvou bílý trpaslík a modrá barva je přiřazena akrečnímu disku.

plošky lze spočítat jako části plochy obalu válce. Snadno spočteme také jejich účinné plošky. Teplota těchto plošek pak také odpovídá teplotě vnějšího okraje akrečního disku.

Rozložení teploty disku jsem nejdříve testoval jako homogenní s konstantní hodnotou T_D , později jsem použil rovnici (8) a ověřoval jsem různé koeficienty α . Pokud není průběh teploty konstantní, pak už nezáleží tolik na poloměru disku při jeho zakrývání, nejdůležitější je teď středová část, kde je teplota mnohem vyšší než na jeho okraji. Tok energie z jednotlivého elementu plochy se získá nejdříve výpočtem efektivní vlnové délky pro danou teplotu z rov. (35), poté dosazením do Planckova zákona (36) a zjištěním intenzity záření z dané plošky. Samotná hustota toku odpovídá rovnici (32).

Zákryty způsobené akrečním diskem jsou v případě takto jednoduchého akrečního disku řešeny takto. Jeho kruhový tvar je změněn sklonem dráhy vůči pozorovateli v elipsu, která má střed v centru disku a tudíž i ve centru bílého trpaslíka avšak v Z -souřadnici posunutý o hodnotu $z \cdot \sin i$. Stačí jen definovat parametry elipsy pomocí inklináčního úhlu. Elipsa bude vypadat takto

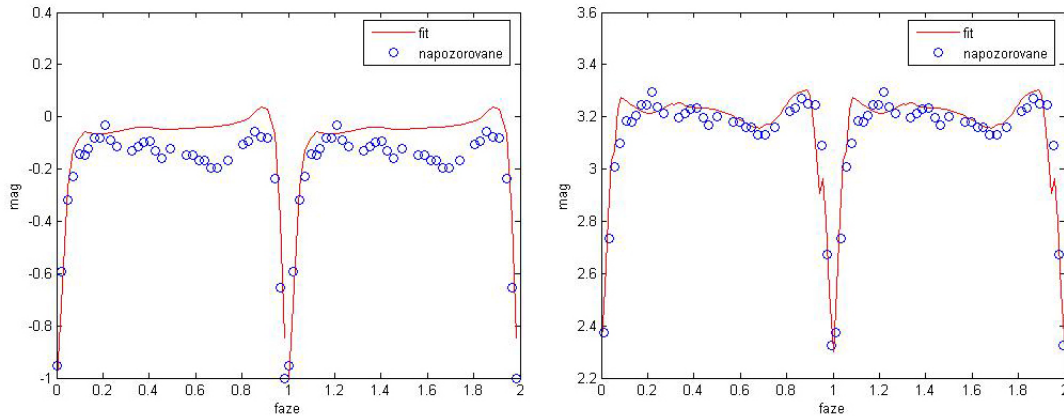
$$\frac{x - X_{wd}}{a_{out}} + \frac{z - (Z_{wd} + t_D/2 \cdot \sin i)}{b_{out}}, \quad (42)$$

přitom parametr a_{out} se nezmění, a bude mít velikost $a_{out} = R_{out}$, zatímco ve vertikální souřadnici dojde ke změně $b_{out} = R_{out} \cdot \sin i$. Druhou parametrizací je vnitřní oblast disku, ve které je schován bílý trpaslík. Zavedeme druhou rovnici

elipsy, s parametry $a_{in} = R_{in}$, $b_{in} = R_{in} \cdot \sin i$, se kterou vhodně vyřešíme problém zákrytu bílého trpaslíka.

7.2.3 Model s horkou skvrnou

V předchozích částech popsané řešení vzájemných zákrytů mezi červeným trpaslíkem, bílým trpaslíkem a akrečním diskem, můžeme využít pro model se započtením horké skvrny na vnějším okraji disku. Poloha horké skvrny je v mém programu volena uprostřed pláště akrečního disku. K tomu je nutno zavést tři nové parametry, teplotu horké skvrny T_{HS} , úhel mezi středem horké skvrny a vnějším okrajem akrečního disku protínajícího osu Y s vrcholem úhlu ve středu bílého trpaslíka ψ_{hs} a úhlovou velikost horké skvrny θ_{HS} .



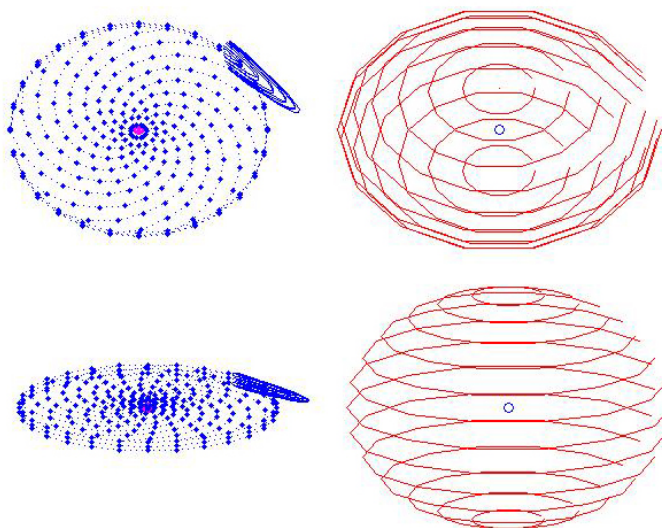
Obr. 29: Zde je ukázán rozdíl v aplikaci dvou modelů – model s horkou skvrnou (vlevo), který velmi dobře odpovídá pro oblast primárního minima a model s horkou linií (vpravo), který lze použít na celou světelnou křivku, jen nedokáže vysvětlit drobné odchylky.

7.2.4 Model horké linie

Tímto modelem jsem se nechal inspirovat v průkopnické práci Khruziny a kol. (2001). Sekundární složka vyplňující svůj Rocheův lalok postupně přetéká k bílému trpaslíku a materiál kolem něj vytváří akreční disk. Samotný proud látky se zahřívá pravděpodobně díky stěrávání hmoty s okolním plynem, který můžeme označit jako okolohvězdnou obálku a halo akrečního disku.

Tento proud jsem v modelu ztvárnil jako část elipsoidu (viz obr. 30) dle popisu Khruziny a kol. (2001), kde je nazvaný jako stopka (anglicky Spindle). Problém modelu elipsoidu jsem už popsal v části (7.2.1). Zde je potřeba změnit rozsah úhlů, ve kterých je elipsoid definován; φ je v rozsahu $[0, \pi]$. Elementární

plošky a jejich úhly normál vypočtu stejným postupem jak je uvedeno v části (7.2.1).



Obr. 30: Grafické znázornění modelu s horkou linií z mého programu. Horní obrázek odpovídá pohledu shora, dolní pohledu z boku. Je to vypočteno pro inklinací úhel 72° a fázi 0,75.

Důležitá je zde volba teploty povrchu této horké linie. Prvním přiblížením je zvolení homogenní teploty celého jejího povrchu. Toto však rozhodně skutečnosti neodpovídá. Víme, že místo setkání vnitřní části tohoto proudu s akrečním diskem se silně zahřívá vlivem velkého tření, přičemž na vnější straně již není tento efekt tak silný. Samotná špička blízko červeného trpaslíka je pravděpodobně nejchladnější. Použil jsem proto lineární aproximaci. Počáteční zadaná teplota horké linie odpovídá teplotě na špičce tohoto elipsoidu. Druhá mnohem vyšší teplota je teplota vnějšího okraje akrečního disku. Mezi těmito hraničními body se teplota lineárně mění se vzdáleností. Vnější body elipsoidu jsem zvolil o 20 % chladnější.

7.2.5 Inverzní metoda

Dosud popsané programy v této kapitole se zabývají tzv. přímou metodou řešení světelné křivky. To znamená, že nám program vypočte modelovou světelnou křivku (někdy též syntetickou) ze zadaných parametrů. Otázkou ovšem zůstává, které parametry nejlépe odpovídají soustavě a jak tyto parametry zjistit. Tím se zabývá tzv. inverzní metoda. K tomu je potřeba využít program na minimalizaci funkce mnoha proměnných. Souhrn různých metod a jejich charakterizace jsou popsány v práci Pršy [e16]. Já jsem využil nelineární metodu nejmenších čtverců založenou na rozvoji gradientu (gradient-development algorithm). Je to modifikace Marquardtova algoritmu (Marquardt 1963) popsaná Djuraševićem (1991). Hlavní myšlenka této procedury je, že suma čtverců rozdílů mezi pozorovanou světelnou

křivkou a vypočtenou musí být nejmenší a tudíž její derivace se rovná 0.

Nejdříve se zadají odhadem parametry soustavy a_j, \dots, a_n , ze kterých se vypočte syntetická světelná křivka s jednotlivými body $y_0(\theta_i)$ ve fázi θ_i . Poté se využije Taylorova rozvoje a u každého z těchto parametrů se udělá rozvoj 1. řádu o hodnotu $\delta a_j, \dots, \delta a_n$. Těmto změněným parametrům odpovídá světelná křivka popsaná vztahem

$$y(\theta_i) = y_0(\theta_i) + \sum_{j=1}^m \left[\frac{\partial y(\theta_i)}{\partial a_j} \right]_0 \delta a_j, \quad (43)$$

kde $y(\theta_i)$ je bod světelné křivky ve fázi θ_i . Nyní určíme rozdíly mezi jednotlivými napozorovanými body světelné křivky a hodnotami vypočtenými z rovnice 43. Další krok spočívá ve výpočtu jednotlivých kvadrátů těchto rozdílů a jejich následném součtu S . Pro minimalizaci platí že derivace podle jednotlivých parametrů jsou rovny 0, pak můžeme psát

$$\frac{\partial S}{\partial \delta a_k} = -2 \sum_{j=1}^N \left\{ y^0(\theta_i) - y_0(\theta_i) - \sum_{j=1}^m \left[\frac{\partial y(\theta_i)}{\partial a_j} \right]_0 \delta a_j \right\} \left[\frac{\partial y(\theta_i)}{\partial a_k} \right]_0 = 0. \quad (44)$$

Využijeme dvou substitucí

$$\beta_k = \sum_{i=1}^N [y^0(\theta_i) - y_0(\theta_i)] \left[\frac{\partial y(\theta_i)}{\partial a_k} \right]_0, \quad (45)$$

$$\alpha_{jk} = \sum_{i=1}^N \left[\frac{\partial y(\theta_i)}{\partial a_j} \right]_0 \left[\frac{\partial y(\theta_i)}{\partial a_k} \right]_0, \quad (46)$$

a soustavu rovnic (44) přepíšeme do jednoduchého tvaru

$$\beta_k = \sum_{j=1}^m (\delta a_j \alpha_{jk}) \quad (47)$$

kde $k = 1, 2, \dots, m$. K prvním odhadnutým parametrům modelu vhodně zvolíme parametry δa_j , ze kterých získáme mnohonásobným výpočtem syntetické světelné křivky soustavu rovnic (47). Po vyřešení všech těchto rovnic nám vyjdou hodnoty parametrů, pro které má pozorovaná světelná křivka vůči té vypočtené nejmenší hodnotu kvadrátů rozdílů.

Aplikací inverzní metody lze vypočítat nejlépe odpovídající syntetické světelné křivky (tzv. fitování), jen je potřeba vhodně volit počáteční parametry soustavy. Nutný je uživatelský dohled nad výsledky, protože ne vždy je výsledek správný. Kvůli dlouhé výpočetní době jednotlivých derivací, je vhodné některé parametry nastavit jako pevné.

7.2.6 Výsledky z modelu s horkou skvrnou

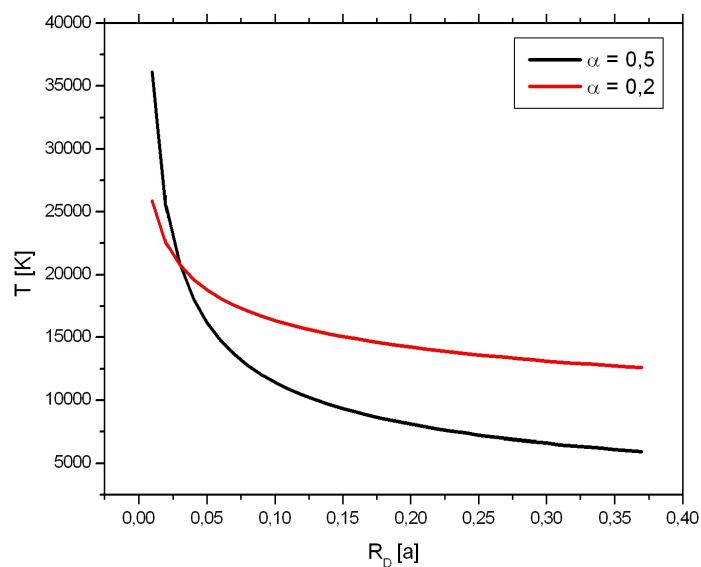
U programu, který počítá model s horkou skvrnou, jsem pevně definoval některé parametry. Teplotu červeného trpaslíka jsem zvolil $T_{rd} = 3420\text{ K}$, teplotu bílého trpaslíka (který je téměř celý schován v akrečním disku) $T_{wd} = 27600\text{ K}$, jeho poloměr $R_{wd} = 0,015 a$, poloměr (polární) červeného trpaslíka $R_{rd} = 0,35 a$, který udává Rocheův lalok pro pevně zvolené $q = 0,93$, a posledním parametrem je tloušťka akrečního disku $t_D = 0,027 a$, kde a je vzdálenost těžišť obou složek. Ostatní parametry jsem řešil inverzní metodou.

Z mých napozorovaných světelných křivek mi vyšly tyto parametry: inklinací úhel $i = 71,3 \pm 0,4^\circ$, teplota uvnitř akrečního disku $TD_{in} = 29500 \pm 1500\text{ K}$, koeficient distribuce teploty v akrečním disku $\alpha = 0,50 \pm 0,01$ a vnější poloměr akrečního disku $RD_{out} = 0,37 \pm 0,01 a$. Pro horkou skvrnu jsem získal informace o její poloze $\psi_{HS} = 23^\circ \pm 7^\circ$, její velikosti $\theta_{HS} = 18^\circ \pm 6^\circ$ a její teplotě $T_{HS} = 17600 \pm 4500\text{ K}$.

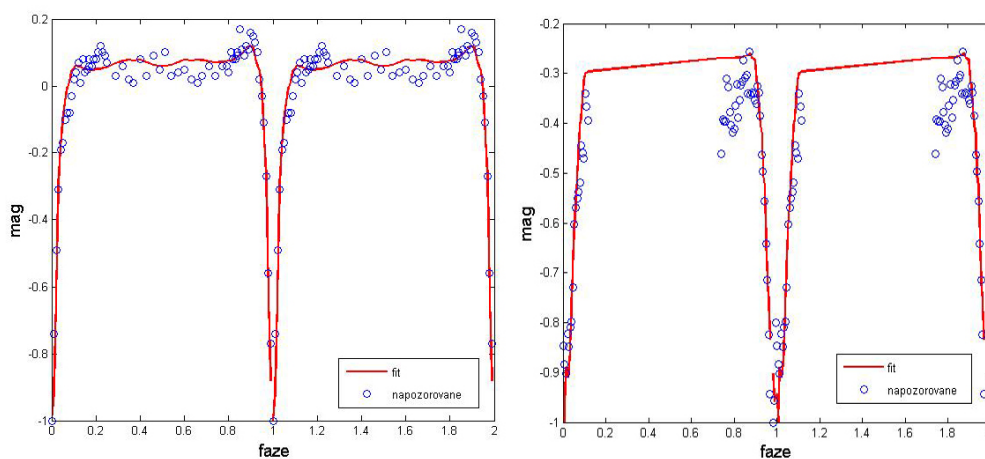
Zaměřil jsem se také na extrémně pekuliární světelnou křivku popsanou v části 6.3.1. Pro vytvoření odpovídajícího modelu (obr.32) jsem již musel vzít poněkud odlišné vstupní parametry, nejvíce se lišila tloušťka disku $t_D = 0,04 a$. Další parametry pro tuto světelnou křivku mají následující hodnoty: inklinací úhel $i = 72,2 \pm 0,4^\circ$, vnější poloměr akrečního disku $RD_{out} = 0,37$, jeho vnitřní teplota $TD_{in} = 24000\text{ K}$ a koeficient rozložení teploty jen $\alpha = 0,2$. Poloha horké skvrny vyšla $\psi_{HS} = 35^\circ$, její velikosti $\theta_{HS} = 13^\circ$ a její teplota $T_{HS} = 29000\text{ K}$. Zajímavou hodnotou je nízký koeficient α , o kterém z teorie víme, že jeho nízká hodnota odpovídá outburstu ve dvojhvězdě. Vlastnosti teploty jsem ukázal na obr. 31.

7.2.7 Výsledky z modelu s horkou linií

Tento model obsahuje mnohem více volných parametrů. Je potřeba vhodně nastavit nehomogenní teplotu horké linie, což je samo o sobě složitý problém. Dalšími parametry udávají polohu horké linie a její tvar (u elipsoidu jsou to délky velkých poloos a, b, c). Samotné řešení je mnohem komplikovanější než v případě horké skvrny, proto se mi bohužel nepodařilo správně nastavit počáteční parametry, aby program vypočetl zcela správné hodnoty. Mezi podařenými výsledky tohoto modelu je nafitovaná světelná křivka na obr. 29, která ukazuje mnohem přesnější proložení v oblasti fází mimo primární než je tomu pomocí modelu s horkou skvrnou.



Obr. 31: Porovnání dvou průběhů teplot v akrečním disku (směrem od bílého trpaslíka) daných různým koeficientem α . Černá křivka odpovídá typickému průběhu teploty získaných z předchozích měření, červená je pro extrémně pekuliární světelnou křivku napozorovaná Baldwinem a Samolygem 1./2.6.2002.



Obr. 32: Porovnání dvou napozorovaných světelných křivek a jejich vypočteným modelem. Moje světelná křivka ze 24./25.3.2009 (vlevo) a extrémně pekuliární napozorovaná Baldwinem a Samolygem 1./2.6.2002 (vpravo).

8 Závěr

V teoretické části jsem sepsal kromě základních vlastností dvojhvězd i známé vlastnosti objektu UX UMa, který byl hlavní náplní této práce. Ze všech dostupných publikací jsem se pokusil vytvořit ucelený obraz informací o tomto objektu. Z pozorovatelského hlediska jsou důležitými efekty zákryty, které lze díky relativně velké amplitudě zachytit i pomocí poměrně malého dalekohledu. Na druhou stranu je velice složité vysvětlit, co je v dané chvíli zakrýváno a co se všechno podílí na zakrývání, případně které efekty se ještě do světelných změn zapojují. Toto by pravděpodobně nebylo možné objasnit bez přispění numerických modelů této soustavy.

V průběhu dvou let jsem naměřil 21 barevných fotometrických křivek zákrytové dvojhvězdy UX UMa ve filtrech *BVRI*, a také 4 nefiltrované křivky (celkem z 10 nocí). Jedná se o standardní světelné křivky s dobře definovaným humpem, který však nemá velkou amplitudu. Důkladnou prohlídkou dalších světelných křivek jsem narazil na několik silně tvarově peculiárních křivek, které by mohly být znakem výbuchu neboli outburstu.

V mých světelných křivkách jsem určil okamžiky minim. Ty jsem využil spolu s okamžiky minim získanými od dalších pozorovatelů či z databází pro sestavení O-C diagramu. Z něj lze jasně vidět, že dochází ke změnám periody opakování zákrytů. Amplituda těchto změn je až 0,0025 dne (3,6 minut). Provedl jsem hledání periody v těchto změnách pomocí programu AVE, metodou Simplex a také programem Period98 a byla nalezena nejsilnější perioda 16 644 dní. Avšak po odečtení vlivu nalezené sinusové závislosti s touto periodou nedochází k silnému vylepšení O-C diagramu. Stále jsou zde jisté výchyly s amplitudou až 3 minut, které se nepodařilo odstranit ani přidáváním dalších sinusových závislostí. Proto i k samotné nalezené periodě je nutno přistupovat s opatrností. Pokud by skutečným dějem, který toto způsobuje, byl magnetický cyklus sekundární složky jak uvádějí Rubenstein, Paterson a Africano (1991) (jako je tomu například u Slunce), pak by tyto změny nemusely být přísně harmonické. Potom by i perioda 16 644 dní neboli 45,6 let byla docela vyhovující. Avšak již samotní autoři této myšlenky uvádějí, že by bylo potřeba pravděpodobně mnohem větší energie, aby se daly tímto změny v O-C diagramu vysvětlit.

Hlavními výsledky této práce jsou parametry soustavy určené aplikací modelů na světelné křivky. Nejdříve byl aplikován program vytvořený Djuraševičem (1991). Jeho výhodou je jeho komplexní použitelnost na výpočet všech parametrů dvojhvězdné soustavy s akrečním diskem a také značná rychlost výpočtu. Do výčtu záření se započítává kromě primární a sekundární hvězdy také akreční disk s horkou skvrnou. Nadstavbou tohoto programu je i grafický výstup, kterým lze danou soustavu prostorově znázornit. Nedostatky spočívají v jednoduchém předpokladu

homogenního rozložení teploty povrchu akrečního disku. Díky tomu jsou výsledné hodnoty vlastností akrečního disku a také bílého trpaslíka poněkud odlišné od dosud publikovaných hodnot. Souhrn vypočítaných parametrů soustavy je v tabulce 4.

Mé programy započítávají nehomogenní teplotu akrečního disku a přináší tak již značné zpřesnění. Pomocí koeficientu α , udávajícího míru poklesu teploty od centra k okraji disku, lze získat informaci o samotné stavbě disku a lze podle něj také určit sílu akrece. Ve svém modelu jsem také zahrnul vliv ozáření červeného trpaslíka bílým trpaslíkem a akrečním diskem. Ačkoli je to v mém programu aproximováno jen lineárním poklesem teploty, i tak lze výsledky považovat za reálnější. Můj program s horkou skvrnou jsem použil na mé světelné křivky. Výsledky jsou uvedeny v tabulce 4. Také jsem tento program použil na jednu silně pekulární světelnou křivku z databáze AAVSO, napozorovanou ve filtru V . Koeficient udávající distribuci teploty akrečního disku vyšel mnohem nižší $\alpha \sim 0,2$ oproti typické hodnotě $\alpha \sim 0,5$, což by odpovídalo outburstu. Pro něj také svědčí vyšší jasnost a menší amplituda změn (o 0,4 mag), než mají světelné křivky od stejných pozorovatelů v rozdílných nocích. Program s horkou linií obsahuje mnohem více volných parametrů, které se nepodařily vhodně určit. Přesto se mi podařilo velice dobře nafitovat oblast světelné křivky ve fázích mimo zákryt, kde model s horkou skvrnou selhává.

9 Literatura

- Abt, H.A., Lewy, S.G., 1976, *Astrophys. J. Suppl.*, 30, 273
Abt, H.A., Lewy, S.G., 1978, *Astrophys. J. Suppl.*, 36, 241
Africano, J., Wilson, J., 1976, *PASP*, vol. 88, 8-9
Bailey, J., 1995, *MNRAS*, 197, 31-39
Baptista, R., Long, K., Horne, K., et al., 1994, *AAS*, 18511605
Baptista, R., Horne, K., Hilditch, R.W., et al., 1995, *ApJ*, 448, 395-415
Baptista, R., Horne, K., Wade, R.A., et al., 1998, *MNRAS*, 000, 1-21
Beljavsky, S., 1933, *Variable stars*, 4, 196
Berry, R., Burnell, J., *The Handbook of Astronomical IMAGE processing*, William-Bell, Inc. 2005
Bisikalo, D., et al., 1997, *Astron. Rep.*, 41, 794
Bisikalo, D., et al., 1997, *MNRAS*, 41, 794
Bisikalo, D., et al., 1998, *MNRAS*, 300, 39
Bisikalo, D., et al., 2005, *Astron. Rep.*, 49, 701
Bisikalo, D., et al., 2006, *ApSS*, 22
Bruch, Bruch, A., 2000, *A&A*, 359, 998-1010
Carroll, B.W., Ostlie, D.A., 2007, *An Introduction to Modern Astrophysics*, [Kniha]
Dmitrienko, E.S., 1994, *Astronomy Letters*, 20, 104
Dmitrienko, E.S., 1994, *Astronomy Letters*, 21, 171
Djurašević, G., 1991, *Publ. Obs. Astron. Belgrade*, 42, 1
Djurašević, G., 1992, *Ap&SS*, 196, 241
Djurašević, G., 1996, *Ap&SS*, 240, 317-329
Einstein, A., 1905, *AnP*, 322, 132-148
Ferguson, D.H., Green, R.F., Liebert, J., 1984, *ApJ*, 287, 320-333
Flammarion, C., 1877, *Astronomical register*, 15, 186-189
Fowler, R.H., 1926, *MNRAS*, 87, 114-122
Frank, et al., 1981, *MNRAS*, 195, 505
Froning, C.S., Long, K.S., Knigge, C., 2003, *ApJ*, 584, 433-447
Gänsicke, B., 1999, *ASPC*, 169, 315-325
Gorbatskii, V.G., 1967, *Astrofiz.*, 3, 245
Gull, S.F., Skilling, J., 1984, *IEE Proceedings*, 131, 646-659
Gull, S.F., Skilling, J., 1989, *Quantified Maximum Entropy - MEMSYS 3 Users' Manual*, Royston, England
Chandrasekhar, S., 1931, *ApJ*, 74, 81
Cherepashchuk, A.M., 1995, *Space Science Reviews*, 74, 313-324
Harmanec, P., Mayer, P., *Dvojhvězdy*, *Astronomický ústav UK*, 2005, [Skriptá]
Hind, R., 1856, *MNRAS*, 16, 56
Holm, A.V., Panek, R.J., Schiffer, F.H., 1982, *ApJ*, 252, L35-L37
Horne, K., 1985, *MNRAS*, 213, 129-141
Johnson, H.L., Morgan, W.W., 1953, *ApJ*, 117, 313-352

- Johnson, H.L., Perkins, B., Hiltner, W.A., 1954, *Astrophys. J. Suppl. Series*, 1, 91-118
- Kopal, Z., 1955, *Annales d'Astrophysique*, 18, 379
- Khruzina, T.S., 2000, *Astron. Rep.*, 44, 446
- Khruzina, T.S., 2001, *Astron. Rep.*, 45, 255
- Khruzina, T.S., 2005, *Astron. Rep.*, 49, 783
- Khruzina, T.S., et al., 2007, *Astron. Rep.*, 51, 318
- King, A., Lasota, J.P., 1991, *ApJ*, 378, 674-681
- Kjurkchieva, D., Marchev, V., 1994, *IBVS*, 4122, 1
- Kjurkchieva, D., et al., 2006, *Ap&SS*, 306, 217
- Knigge, C., Drew, J.E., 1997, *ApJ*, 486, 445
- Knigge, C., et al., 1997, *ASPC*, 121, 745
- Knigge, C., et al., 1998, *ApJ*, 499, 414-428
- Krzemiński, W., Walker, M.F., 1963, *ApJ*, 138, 146
- Kruszewski, A., 1963, *Acta Astron.*, 13, 106
- Kube, J., Gänsicke, B.T., Beurmann, K., 2000, *A&A*, 356, 490-500
- Kuiper, G.P., 1941, *Pub.A.A.S.*, 10, 206
- Kukarkin, B.V., 1977, *MNRAS*, 180, 5P-10P
- Kuznetsov, O., 2001, *Astron. Rep.*, 45, 872-881
- Kwee, K.K., Woerden H.van, BAN, 1956, 12, 327-328
- Lagrange, J.-L., 1772, *Prix de l'Académie Royale des Sciences de Paris*, 6., 272-282
- Linnell, A.P., 1949, *Sky and Telescope*, 8., 166
- Linnell, A.P., 1950, *Harvard Circ. No.* 26,65
- Linnell, A.P., Hubeny, I. 1996, *ApJ*, 471, 958
- Linnel, A.P, et al., 2008, *ApJ*, 688, 568
- Liška, J., 2007, *Bakalářská práce*, Masarykova Univerzita
- Makita, M., Miyawaki, K., Matsuda, T., 2000, *MNRAS*, 316, 906
- Mandel, O.E., 1965, *Variable stars*, 15, 474
- Marquardt, D.W., 1963, *J. Soc. Ind. Appl. Math.*, 11, 431
- Mikulášek, Z., *Proměnné hvězdy*, ÚTFA PřF MU, Brno, 2002, [Skriptá]
- Mikulášek, Z., Krtička, J., *Základy fyziky hvězd*, ÚTFA PřF MU, Brno, 2005, [Skriptá]
- Mikulášek, Z., Krtička, J., *Fyzika horkých hvězd*, ÚTFA PřF MU, Brno, 2007, [Skriptá]
- Mukai, K., 2006, *ESASP*, 604, 213
- Nather, R.E., Robinson, E.L., 1974, *ApJ*, 190, 637-651
- Nelder, J.A., Mead, R., 1965, *Comput. J.*, 7, 308
- Panek, R.J., Howell, 1980, *Astron. Journal*, 85, 560-563
- Petterson, J.A., 1980, *ApJ*, 241, 247-256
- Pogson, N., 1856, *MNRAS*, 17, 12-17
- Pogson, N., 1857, *MNRAS*, 17, 200-203
- Puebla, R., Diaz, M., Hubeny, I. 2007, *ApJ*, 134, 1923
- Putte, D.V., et al., 2003, *MNRAS*, 342, 151-162

- Quigley, R., Africano, J., 1977, BAAS, 9, 557-558
Quigley, R., Africano, J., 1978, PASP, 90, 445-450
Quigley, R., Africano, J., 1979, BAAS, 11, 445
Roche, É., 1847-50, Acad. des sciences de Montpellier, 1, 243
Romanishin, W., et al., 1994, IAPPP, 56, 1-5
Rubenstein, E.P., Patterson, J., Africano, J.L., 1991, PASP, 103, 1258-1263
Rutten, R.G.M., Paradijs, van J., Tinbergen, J., 1992, A&A, 260, 213-226
Rutten, R.G.M., et al., 1993, AnIPS, 10, 137
Rutten, R.G.M., et al., 1994, A&A, 283, 441-454
Shakura, N.I., Sunyaev, R.A., 1973, A&A, vol. 24, 337-355
Schlegel, E.M., Honeycutt, R.K., Kaitchuck, R.H., 1983, ApJS, 53, 397-412
Skillington, J., Bryan, R.K., 1984, MNRAS, 211, 111-124
Smak, J., 1970, Acta Astron., vol. 20, 311-326
Smak, J., 1972, Acta Astron., vol. 22, 1-9
Smak, J., 1994, Acta Astron., 44, 45-58
Smak, J., 1994, Acta Astron., 44, 59-74
Smak, J., 1994, Acta Astron., 44, 257-263
Smith, D.A., Dhillon, V.S., 1998, MNRAS, 301, 767-781
Sobotka, P., 2000, Bakalářská práce, Masarykova Univerzita
Strajzhis, V., 1977, Mnogotsvetnaya fotometriya zvezd, MOKSLAS, Vilnyus, 83
Strömgren, B., 1966, ARA&A, 4, 443-472
Struve, O., 1948, ApJ, 108, 153
Szász, G., 2009, osobní sdělení
Štefl, V., Fyzika chladných hvězd, ÚTFA PřF MU, Brno, 2005, [Skripta]
Walker, M.F., Herbig, G.H., 1954, ApJ, 120, 278-304
Warner, B., Nather, E. R., 1972, MNRAS, 159, 429-444
Warner, B., 1976, The Observatory, 96, 49-53
Warner, B., Cataclysmic variable stars, 1995, Cambridge Astrophysics Series, Cambridge, New York: Cambridge University Press [kniha]
Wegner, G., 1972, PASA, 2, 107
Wilson, R.E., Devinney, E.J., 1971, ApJ, 166, 605-619
Wilson, R.E., 1990, ApJ, 356, 613-622
Verbunt, V., 1982, Space Sci. Rev., 32, 379-404
Vanýsek, V., 1980, Základy astronomie a astrofyziky, Praha, ACADEMIA, [Kniha]
Zejda, M., a kol., 1994, Contributions of the Public Observatory and Planetarium in Brno, 30, 3-104
Zverev, M.S., & Kukarkin, B.V., 1937, Variable stars, 5, 125

ELEKTRONICKÉ ZDROJE

Wichmann R. (<http://www.lsw.uni-heidelberg.de/~rwichman/Nightfall.html>)

- Hadrava P. (<http://www.asu.cas.cz/~had/fotel.html>)
- Program PHOEBE (<http://phoebe.fiz.uni-lj.si/?q=node/21>)
- Kreiner, J.M. (<http://www.as.ap.krakow.pl/o-c/>)
- AAVSO (<http://www.aavso.org/>)
- AAVSO-databáze O-C (<http://www.aavso.org/cgi-bin/tom.pl>)
- Hvězdárna Ostrava (<http://ostrava.astronomy.cz/czstar.php?id=57>)
- Nelson B. (http://binaries.boulder.swri.edu/omc/UX_UMa_OC.xls.htm)
- Program AVE (<http://www.astrogea.org/soft/ave/introave.htm>)
- O-C gateway (<http://var.astro.cz/ocgate/>)
- Šarounová L. (<http://www.asu.cas.cz/lenka/prednasky/318ccd.htm>)
- Logaritmická spirála http://en.wikipedia.org/wiki/Logarithmic_spiral
- Sekce proměnných hvězd a exoplanet
(<http://var2.astro.cz/e-perseus-detail.php?id=1218487384>)
- ATIK INSTRUMENTS (<http://www.atik-instruments.com/>)
- Program Period98 (<http://www.univie.ac.at/tops/Period98/>)
- Prša, A., PHOEBE Scientific Reference (<http://phoebe.fiz.uni-lj.si/?q=node/21>)
(<http://c-munipack.sourceforge.net/>)

10 Přílohy

Tab. 4: Určené parametry soustavy UX UMa pomocí dvou programů, Djuraševićova a mého. Oba započítávají do světelné křivky vliv horké skvrny. Údaje označené symbolem * představují přímo zadané parametry.

Vlastnost	Djuraševićův program	Můj program
q	$0,76 \pm 0,3$	0,93*
i [°]	68 ± 1	$71,3 \pm 0,4$
R_{wd} [a]	$0,1 \pm 0,01$	0,015*
R_{rd} [a]	$0,333 \pm 0,003$	0,35*
RD_{out} [a]	$0,31 \pm 0,01$	$0,37 \pm 0,01$
RD_{in} [a]	$0,12 \pm 0,02$	0,023*
t_D [a]	$0,06 \pm 0,02$	0,027*
T_{wd} [K]	$32\,000 \pm 1\,000$	27\,600*
T_{rd} [K]	$5\,000 \pm 1\,000$	3\,420*
TD [K]	5\,000-40\,000	/
TD_{in} [K]	/	$29\,500 \pm 1\,500$
α	/	$0,50 \pm 0,01$
ψ_{HS} [°]	~ -30	23 ± 7
θ_{HS} [°]	25 ± 6	18 ± 6
T_{HS} [K]	6\,000-60\,000	$17\,600 \pm 4\,500$

Tab. 5: Seznam pozorování, která jsem měl k dispozici, doplněný o další informace.

Pozorovatel	Datum	JD	Filtr	CCD kamera	Expozice [s]
Zejda M.	15.4.1998	919,0	<i>C</i>	ST-7	60
Zejda M.	16.1.1999	1195,0	<i>C</i>	ST-7	60
Zejda M.	19.4.1999	1288,0	<i>C</i>	ST-7	45
Novák R.	30.4.1999	1299,0	<i>C</i>	ST-7	30
Novák R.	9.5.1999	1308,0	<i>C</i>	ST-7	40
Novák R.	13.5.1999	1312,0	<i>C</i>	ST-7	40
Novák R.	16.5.1999	1315,0	<i>C</i>	ST-7	40
Novák R.	18.5.1999	1317,0	<i>C</i>	ST-7	40
Novák R.	19.5.1999	1318,0	<i>C</i>	ST-7	40
Novák R.	21.5.1999	1320,0	<i>C</i>	ST-7	40
Novák R.	24.5.2000	1723,0	<i>I</i>	ST-7	40
Novák R.	21.6.2000	1717,0	<i>I</i>	ST-7	40
Novák R.	27.6.2000	1723,0	<i>I</i>	ST-7	40
Novák R.	28.6.2000	1724,0	<i>I</i>	ST-7	40
Novák R.	14.1.2001	1924,0	<i>I</i>	ST-8	20
Novák R.	3.2.2001	1943,0	<i>I</i>	ST-8	20
Novák R.	8.2.2001	1949,0	<i>I, C</i>	ST-8/ST-7	20/20
Novák R.	11.2.2001	1951,0	<i>I</i>	ST-8	20
Novák R.	12.2.2001	1952,0	<i>I</i>	ST-8	20
Zejda M.	18.3.2001	1987,0	<i>C</i>	ST-7	60
Zejda M.	12.7.2002	2468,0	<i>C</i>	PixCel237	25
Folta M.	31.12.2002	2640,0	<i>C</i>	ST-7	180
Folta M., Král L.	1.2.2003	2672,0	<i>C</i>	ST-7	180
Hynek T	22.3.2003	2721,0	<i>C</i>	ST-7	180
Zejda M.	22.3.2003	2721,0	<i>R</i>	ST-7	65
Zejda M.	11.1.2004	3290,0	<i>C</i>	ST-7	35
Novák R.	14.2.2005	3416,0	<i>C</i>	ST-7	30
Zejda M.	22.1.2006	3758,0	<i>R</i>	ST-7	60
Novák R.	24.2.2006	3791,0	<i>C</i>	ST-7	60
Novák R.	27.2.2006	3794,0	<i>C</i>	ST-7	60
Novák R.	1.3.2006	3796,0	<i>C</i>	ST-7	60
Novák R.	2.3.2006	3797,0	<i>C</i>	ST-7	60
Novák R.	5.3.2006	3800,0	<i>C</i>	ST-7	60
Novák R.	6.3.2006	3801,0	<i>C</i>	ST-7	60
Novák R.	7.3.2006	3802,0	<i>C</i>	ST-7	60
Liška J.	13.3.2007	4173,0	<i>V, R, I</i>	ST-7	45/30
Liška J.	5.12.2007	4440,0	<i>B, V, R, I</i>	APOGEE	60/50/40
Liška J.	18.3.2009	4909,0	<i>R</i>	ST-8	60
Liška J.	24.3.2009	4915,0	<i>B, V, R, I</i>	ST-8	45/30
Liška J.	7.4.2009	4929,0	<i>B, V, R, I</i>	ST-8	45/30
Liška J.	9.4.2009	4931,0	<i>B, V, R, I</i>	ST-8	45/30
Liška J.	10.4.2009	4932,0	<i>C</i>	ATIK 16IC	3x10
Liška J.	11.4.2009	4933,0	<i>C</i>	ATIK 16IC	3x10
Liška J.	12.4.2009	4934,0	<i>C</i>	ATIK 16IC	3x10
Liška J.	16.4.2009	4938,0	<i>B, V, R, I</i>	ST-8	45/30
Liška J.	24.4.2009	4946,0	<i>C</i>	ATIK 16IC	3x10