

Přírodovědecká fakulta Masarykovy univerzity v Brně
Ústav teoretické fyziky a astrofyziky

Zdeněk Mikulášek

Proměnné hvězdy

Skripta

Brno 2002

Obsah

1	Úvod	6
1.1	Definice	6
1.2	Význam studia proměnných hvězd	6
2	Historie výzkumu proměnných hvězd	7
2.1	Prehistorie sledování proměnných hvězd	7
2.2	První vědecká pozorování	7
2.3	Začátky systematického studia	8
2.4	Příčiny proměnnosti. Výzkum proměnných hvězd ve 20. století	8
3	Elektromagnetické záření. Základy astronomické fotometrie.....	10
3.1	Elektromagnetické záření. Fotony.....	10
3.2	Zářivý výkon hvězd. Hvězdné velikosti.....	11
3.3	Tepelné záření. Záření absolutně černého tělesa.....	14
3.4	Efektivní teploty hvězd	16
3.5	Rozložení energie ve spektru. Absolutní spektrofotometrie	17
3.6	Monochromatické hvězdné velikosti. Zavedení barevných indexů	19
3.7	Heterochromatické hvězdné velikosti. Fotometrické barvy.....	21
4	Fotometrické systémy	23
4.1	Úvod.....	23
4.2	Historické fotometrické systémy.....	24
4.3	Johnsonův systém <i>UBV</i> , jeho modifikace a aplikace	25
4.3.1	Infračervený systém <i>JHKLM</i>	27
4.4	Strömgrenův systém <i>uvby(β)</i>	27
4.5	Absolutní kalibrace	28
4.6	Další fotometrické systémy	28
4.6.1	Ženevský systém <i>UBVB₁B₂V₁G</i>	28
4.6.2	Walravenův systém <i>VBLUW</i>	28
4.6.3	Systém International Halley Watch (<i>IHW</i>)	28
4.6.4	Systém družice Hipparcos	29
5	Redukce a transformace	30
5.1	Redukce na vliv zemské atmosféry	30
5.2	Transformace fotometrických barev	31
5.2.1	Normální transformace.....	32
6	Metody výzkumu proměnných hvězd.....	34
6.1	Světelná křivka	34

6.2	Čas pozorování.....	34
6.3	Perioda světelných změn.....	35
6.4	Světelné elementy. Skládání pozorování	36
6.5	Analýza časových řad.....	37
6.5.1	Základní úvahy.....	37
6.5.2	Obecné zákonitosti a problémy při hledání period.....	38
6.5.3	Metody minimalizace fázového rozptylu.....	39
6.5.4	Metody založené na modelování světelné křivky	40
6.5.5	Složitější situace.....	40
6.5.6	Zdánlivé periody (aliases)	41
6.5.7	Falešné periody	42
6.6	Graf (<i>O-C</i>).....	42
6.7	Výpočet (<i>O-C</i>) a zlepšování světelných elementů hvězdy.....	43
6.7.1	Výpočet (<i>O-C</i>), elementární (<i>O-C</i>), oprava základního extrému T_0	43
6.7.2	Zlepšování lineárních světelných elementů	46
6.7.3	Kvadratické světelné elementy a jejich zlepšování	47
6.7.4	Robustní regrese.....	48
7	Mechanismy proměnnosti.....	49
7.1	Typy proměnných hvězd.....	49
7.2	Základní členění mechanismů proměnnosti.....	49
	GEOMETRICKÉ PROMĚNNÉ HVĚZDY	50
7.3	Rotující proměnné hvězdy	50
7.3.1	Magnetické hvězdy	50
7.3.2	Hvězdná aktivita.....	50
7.4	Dvojhvězdy	51
7.4.1	Zákrytové dvojhvězdy.....	51
7.4.2	Interagující dvojhvězdy.....	51
	FYZICKÉ PROMĚNNÉ HVĚZDY	52
7.5	Nestacionární děje v okolí hvězdy	52
7.5.1	Látka ve dvojhvězdách.....	52
7.6	Nestacionární děje na povrchu hvězdy.....	53
7.6.1	Vnější příčiny	53
7.7	Aktivita hvězd a její projevy	53
7.7.1	Optická pozorování aktivity hvězd.....	53
7.7.2	Radiová a družicová pozorování hvězdné aktivity.....	55
7.7.3	Příčiny a modely hvězdné a sluneční aktivity	55
7.8	Pulzující proměnné hvězdy	57
7.8.1	Radiální pulzace	57
7.8.2	Mechanismus pulzací	59
7.8.3	Pás nestability a jeho vysvětlení.....	60
7.8.4	Závislost perioda–zářivý výkon a její vysvětlení	61
7.8.5	Hvězdy typu β Cephei.....	62
7.8.6	Sluneční oscilace	63
7.8.7	Pulzace radiální i neradiální. Mody pulzací	63
7.8.8	Helioseismologie a astroseismologie	64

7.8.9	Dlouhoperiodické proměnné hvězdy.....	65
7.9	Supernovy.....	66
7.9.1	Odezva dějů probíhajících v jádru hvězdy.....	66
7.9.2	Supernovy typu II.....	67
7.9.3	Supernovy typu Ib a Ic.....	68
7.9.4	Supernovy typu Ia.....	68
7.9.5	Role supernov ve vesmíru.....	69
7.10	Záblesky záření gama.....	69
8	Typy proměnných hvězd	70
8.1	algolidy.....	70
8.2	cefeidy.....	71
8.3	eruptivní trpaslíci.....	71
8.4	heliové proměnné.....	72
8.5	hvězdy typu SR.....	72
8.6	hvězdy typu RS Canum Venaticorum.....	73
8.7	hvězdy typu α^2 Canum Venaticorum.....	73
8.8	hvězdy typu β Cephei.....	74
8.9	hvězdy typu ZZ Ceti.....	75
8.10	hvězdy typu R Coronae Borealis.....	75
8.11	hvězdy typu S Doradus.....	75
8.12	hvězdy typu γ Doradus.....	75
8.13	hvězdy typu BY Draconis.....	75
8.14	hvězdy typu RR Lyrae.....	76
8.15	hvězdy typu β Lyrae.....	76
8.16	hvězdy typu YY Orionis.....	76
8.17	hvězdy typu FU Orionis.....	76
8.18	hvězdy typu δ Scuti.....	76
8.19	hvězdy typu T Tauri.....	76
8.20	hvězdy typu RV Tauri.....	77
8.21	hvězdy typu W Ursae Majoris.....	77
8.22	hvězdy typu W Virginis.....	77
8.23	miridy.....	77
8.24	novám podobné hvězdy.....	77
8.25	novy.....	78
8.26	polary.....	78
8.27	pulzary.....	78
8.28	roAp hvězdy.....	78
8.29	supernovy.....	78

8.29.1	supernovy typu Ia	79
8.29.2	supernovy typu Ib a Ic	79
8.29.3	supernovy typu II.....	79
8.30	symbiotické hvězdy	80
8.31	trpasličí novy	80

1 Úvod

1.1 Definice

Proměnné hvězdy jsou takové hvězdy, jejichž pozorovaná jasnost se s časem mění. Vnitřně jde o mimořádně pestrou skupinu osamocených hvězd a dvojhvězd, velice rozmanité jsou i příčiny pozorovaných změn a jejich projevy. Proměnnost hvězd je poměrně častý jev, odhaduje se, že asi 10 % hvězd jsou hvězdy zjevně proměnné. Čím více se zjemňují diagnostické metody, tím vyšší je procento proměnných hvězd v náhodném vzorku hvězd.

Rozpětí pozorovaných světelných změn je široké: od 1 milimagnitudy ($0,001 \text{ mag} \cong 1 \text{ ‰}$) do desítek magnitud ($10 \text{ mag} = 1 : 10^4$, $15 \text{ mag} = 1 : 10^6$). Rozličné jsou časové škály: od 10^{-4} s do časových měřítek změn, k nimž dochází v důsledku hvězdného vývoje.

Vývojové změny mohou být velmi pomalé, pokud souvisejí s jaderným vývojem (podle hmotnosti 10^6 až 10^9 let), řádově rychlejší, souvisí-li s přestavbou hvězdy v Kelvinově-Helmholtzově škále, kdy je hvězda ve stavu hydrostatické rovnováhy. Dojde-li v průběhu vývoje k jejímu narušení mění se hvězda v tzv. dynamické časové škály (podle typu hvězdy až desítky minut). K rychlým změnám tohoto druhu dochází buď na počátku hvězdného vývoje nebo v pozdních vývojových stadiích.

1.2 Význam studia proměnných hvězd

Proměnné hvězdy jsou zajímavé nejen tím, že se na nich, v nich nebo kolem nich něco děje, ale i tím, že se rozbořením jejich proměnnosti můžeme něco dovědět o objektech samotných. Všeobecně platí, že proměnné hvězdy na sebe prozrazují více než hvězdy s konstantní jasností.

Výzkumem proměnných hvězd získáváme často unikátní informace o výkonech, hmotnostech i o vnitřní stavbě hvězd, které bychom jinak jen stěží dokázali získat (zákrytové dvojhvězdy, pulzující hvězdy aj.).

2 Historie výzkumu proměnných hvězd

2.1 Prehistorie sledování proměnných hvězd

Přestože by se mezi hvězdami viditelnými pouhým okem našla řádka hvězd, které mění svou jasnost nepřehlédnutelným způsobem, jejich pozorování byla v počátcích astronomie velmi vzácná a nesystematická.

Hlavní zábranou sledování proměnných hvězd v zemích, ovlivněných starověkou řeckou a římskou kulturou, byla předpojatost učenců, kteří ve shodě s tehdy největší autoritou – Aristotelem – nepočítali s tím, že se by jasnost hvězd měla a mohla nějak měnit. Vyplývalo to z aristotelského náhledu na svět, kde se za sférou Měsíce žádné změny nepřipouštěly. Hvězdný vesmír se zdál být statickou kulisou, definovanou jednou provždy v jednom jediném tvaru.

Pokud se přece jenom nějaké změny pozorovaly, pak muselo jít o proměnné hvězdy s výjimečnou amplitudou světelných změn – o vzplanutí nov či supernov. Potíž je v tom, že tyto jevy byly ze zásady odmítány buď jako nedopatření nebo se soudilo, že tu jde o neobvyklé komety. O těch astronomové záznamy nevedli, neboť komety, coby meteorologický jev spadaly do kompetence meteorologů či kronikářů.

Čínští a japonští astronomové a astrologové touto předpojatostí netrpěli a neobvyklé jevy na obloze, včetně „návštěv hvězdných hostů“, pečlivě zaznamenávali. Máme tak od nich důležité informace například o všech supernovách, jež v posledním tisíciletí vzplanuly. Bohužel, vzhledem k tomu, že vzplanutí supernov byla významná podle jejich astrologie, jsou jejich záznamy nepřesné a subjektivně zbarvené.

2.2 První vědecká pozorování

Tycho Brahe objevil roku 1572 poblíž κ Cas „novou“ hvězdu. Přesně ji zakreslil do hvězdné mapy a stanovil její souřadnice. Její jasnost srovnával s jasností ostatních hvězd a získal tak vůbec *první světelnou křivku* proměnné hvězdy a současně první světelnou křivku poklesu jasnosti supernovy.

Z hlediska výzkumu proměnných hvězd jde o průlom v pohledu na tento typ hvězd. Ostatní učenci Tychonova pozorování zhusta znevažovali, označující novou hvězdu za atmosférický jev: za kometu či meteor. Tycho Brahe však pečlivým měřením prokázal, že jeho nova je nejméně šestkrát dál než Měsíc. V té době to byla jedna z posledních ran aristotelskému světovému názoru.

Periodicky proměnná hvězda byla poprvé uvědoměle pozorována v roce 1596, kdy David Fabricius sledoval omikron Ceti, jež střídavě mizela a znovu se objevovala. Znovu ji pozoroval v roce 1609 a nazval ji *Mira* – „Podivuhodná“. Znovu ji objevilo několik dalších pozorovatelů, v 1638 i holandský astronom John Phocylides HOLWARDA, který hvězdu studoval systematicky po celý rok – to je první případ systematického sledování proměnné hvězdy. Periodicitu světelných změn *Miry* jako první zjistil Ismael BOULLIAU (1605-94). Periodu stanovil

na 333 dny, což je v až dojemné shodě s dnešními určeními (332 dny). V seznamu známých proměnných hvězd přibývaly zejména nápadně se měnící dlouhoperiodické proměnné typu Mira a novy.

2.3 Začátky systematického studia

Iniciátory systematického výzkumu proměnných hvězd se stali Angličané Edward PIGOTT (?-1825) a John Goodricke. Ten v letech 1782–3 objevil světelné změny Algolu a hvězdu sám též systematicky pozoroval. Prokázal, že se mění s periodou necelých tří dní a správně vysvětlil příčinu jejich světelných změn.

Týž Goodricke objevil ještě další dvě periodické proměnné hvězdy: β Lyrae a δ Cephei, shodou okolností tu jde o představitelky dalších dvou typů proměnnosti hvězd. Pigott roku 1784 objevil další cefeidu η Aquilae a v roce 1795 R Coronae Borealis a R Scuti.

V roce 1786 Pigott publikoval *první katalog proměnných hvězd*, který obsahoval těchto 12 exemplářů:

Nova Cas (SN 1572)	Algol	R Leo
Mira Ceti	Nova Vul 1670	η Aquilae
P Cygni	χ Cygni	β Lyrae
Nova Oph (SN 1604)	R Hya	δ Cephei

Po roce 1844 se díky vystoupení Friedricha W. A. ARGELANDERA (1799-1875) zvýšil zájem o výzkum proměnných hvězd, které slibovaly zjištění povahy hvězd samotných. Argelander přišel s jednoduchou metodou odhadování jejich jasnosti – relativním srovnáváním s hvězdami srovnatelné jasnosti, jež se nacházely v bezprostředním okolí studované hvězdy. Tato všeobecně dostupná pozorovací metoda sloužila po řadu desetiletí jak profesionálním astronomům, tak i astronomům amatérům, jimž konečně slouží doposud. Ale i zde, díky dostupnosti moderní detekční techniky (hlavně CCD) se postupně přechází od subjektivních pozorovacích k metodám objektivním.

Argelanderův soupis proměnných hvězd má v roce 1844 44 položky, Argelander začal označovat proměnné hvězdy v jednotlivých souhvězdích postupně písmeny R, S, ...Z.

1880 byla známa už stovka proměnných, což umožnilo Edwardu C. PICKERINGOVI (1846-1919) provést jejich základní klasifikaci, již se přidržujeme doposud.

Během 19. století vzrost počet známých proměnných hvězd ze 12 na několik stovek. Příčinou a předpokladem byly: a) zvýšený zájem o hvězdy, b) spolehlivé hvězdné mapy, c) fotometrické přehledky, d) na konci století i harvardské fotografické přehledky a e) zapojení astronomů amatérů do výzkumu proměnných hvězd, což jim v podstatě umožnila Argelanderova stupňová metoda odhadu jasnosti.

2.4 Příčiny proměnnosti. Výzkum proměnných hvězd ve 20. století

Poznání *příčin proměnnosti* bylo zpočátku obtížné zejména pro velké množství typů proměnnosti. Nicméně počet proměnných hvězd narůstal a rýsovaly se již určitější skupiny proměnných hvězd s podobným chováním.

Spektroskopie ukázala, že většina ze známých proměnných hvězd má sytě oranžový nádech (miridy) se spektrem s molekulárními pásy. Soudilo se, že proměnnost je tu vlastností rozsáhlých chladných a hustých atmosfér. Protože se se změnou jasnosti měnila i spektra, byla Herschelova domněnka, že tyto hvězdy jsou posety tmavými skvrnami a ke změnám dochází v důsledku rotace, opuštěna. Zachována zůstala u některých polopravidelných proměnných hvězd, jejichž světelná křivka připomínala průběh výskytu slunečních skvrn.

Zcela jiným případem byl bílý Algol: V roce 1880 Pickering oprášíl již skoro sto let starou Goodrickovu domněnku o dvojhvězdné povaze proměnné hvězdy a dokázal, že výborně odpovídá pozorování. Z tvaru světelné křivky odvodil proměnnost i relativní rozměry obou složek.

O definitivní potvrzení domněnky se postaral až v roce 1888 Hermann Vogel, když zjistil, že Algol je jednosložková spektroskopická dvojhvězda, jejíž křivka radiální rychlosti přesně odpovídá dvojhvězdnému modelu. Bezpečně tak byl kombinací fotometrických a spektroskopických pozorování prokázán mechanismus proměnnost i tzv. *zákrytových dvojhvězd*.

Po úspěchu u Algolu zkoušeli astronomové štěstí u *cefeid*. δ Cephei sice objevil už Goodricke, ale řádně ji zkoumala až W. CERASKI roku 1880. I když se jedná o přísně periodickou hvězdu, pokus o vysvětlení zákryty ve dvojhvězdě selhal. Hvězdy jsou v minimu jasnosti červenější než v maximu, světelná křivka je asymetrická, vždy má pomalý nárůst, rychlý pokles (!) Radiální rychlost je proměnná, což dává možnost výpočtu fiktivní trajektorie dvojhvězdy. Bohužel, jak v roce 1914 ukázal Harlow Shapley, trajektorie neviditelné složky by v mnoha případech zasahovala do jasnější hvězdy – jedna hvězda by obíhala v druhé.

K odhalování nových proměnných hvězd se začaly využívat velmi účinné fotografické metody – pořizovaly se skleněné archívy, v nichž se srovnávaly tytéž oblasti nebe. Počet známých proměnných hvězd během 20. století vzrostl ze 700 na dnešních asi 50 000.

Novou kvalitu v objevování proměnných hvězd znamená činnost astrometrické družice *Hipparcos*, která sama objevila 12 000 nových proměnných hvězd a proměnnost 8 200 hvězd potvrdila.

Základním katalogem proměnných hvězd v současnosti je tzv. *General Catalogue of Variable Stars* od roku 1948 vydáván v Moskvě (nyní již 4. vydání katalogu – pojmenovací seznam až do roku 2000) – lze najít na webu. Po ověření proměnnosti je nově nalezené proměnné hvězdě přiděleno označení příslušné proměnné v souhvězdí, v němž leží. Před latinským názvem souhvězdí ve 2. pádu, respektive jeho třípísmenovou zkratkou, se uvádí písmenová, či číselná kombinace, a to v tomto pořadí: R, S, T, ...Z, RR, RS, RT, ...RZ, SS, ST, ..., SZ, TT,...ZZ, AA, AB, ...¹⁾ QQ, QZ, V 343, V 344 ...například V 3891 Sgr.

Existují však i jiné typy proměnných hvězd, které nebyly odhaleny pozorováním optickým – rentgenové nebo radiové zdroje.²⁾ Tam se udávají jejich označení z příslušného katalogu, přičemž z označení proměnné hvězdy lze vyčíst i přibližnou polohu objektu na obloze, jelikož označení obsahuje v zaokrouhlené podobě rektascenzi a deklinaci hvězdy.

¹⁾ V abecedě se nepoužívá písmeno J. Mohlo by se totiž snadno poplést s písmenem I.

²⁾ Vzhledem k tomu, že optické protějšky proměnných rentgenových či radiových zdrojů zpravidla též jeví proměnnost, jsou zařazovány mezi běžné proměnné hvězdy a označovány podle standardních zvyklostí.

3 Elektromagnetické záření. Základy astronomické fotometrie

Hlavním zdrojem informací o povaze proměnných hvězd je jejich *světelná křivka* – závislost jasnosti na čase. Povahu závisle proměnné veličiny – jasnosti – je třeba blíže specifikovat.

3.1 Elektromagnetické záření. Fotony

Elektromagnetické záření ve většině hvězd zprostředkovává přenos energie z centrálních oblastí na povrch, ve hmotnějších hvězdách se významně podílí na tlaku hvězdného materiálu. Zcela nezastupitelnou roli má při přenosu energie z povrchu hvězd do prostoru, jelikož se dokáže šířit i vakuem. Elektromagnetické záření navíc přenáší důležité informace o hvězdách, bez nichž bychom nemohli tyto objekty studovat.

Elektromagnetické záření nebo též jen *záření*, je podle Maxwellovy teorie elektromagnetického pole příčným vlněním, kde proměnné vektory magnetické indukce a elektrické intenzity jsou vzájemně kolmé a současně kolmé ke směru šíření (Poyntingův vektor). Základními charakteristikami elektromagnetického záření jsou *frekvence (kmitočet)* ν udávaná v hertzech (Hz) nebo *vlnová délka* λ udávaná v metrech nebo jeho zlomcích.

Ve vakuu se elektromagnetické záření šíří rychlostí c , která patří k základním fyzikálním konstantám. Frekvence a vlnová délka elektromagnetického záření ve vakuu jsou spolu vázány relací:

$$c = \nu \lambda.$$

Někdy se místo frekvence používá převrácené hodnoty vlnové délky – tzv. *vlnočet* $1/\lambda$.

Pokud má záření pouze jedinou vlnovou délku (kmitočet), hovoříme o tzv. *monochromatickém* záření. Reálné zdroje však nikdy zcela monochromatické záření nevysílají, vždy je to směs záření o různých vlnových délkách. Funkce zastoupení záření podle vlnové délky se nazývá *spektrum záření*. Jestliže se ve spektru vyskytují všechny vlnové délky a intenzita v nich je dostatečně hladkou spojitou funkcí, pak hovoříme o tzv. *spojitém spektru*.

Elektromagnetické záření je podle kvantové teorie tvořeno tzv. *fotony*. Fotony se počítají mezi ostatní elementární částice, jako jsou elektrony nebo protony, tzn. že je lze charakterizovat stejnými fyzikálními charakteristikami. Fotony v současném pojetí jsou částice pole, které zajišťují elektromagnetickou interakci. Pro foton je specifické, že má nulový náboj, jednotkový spin (je to tedy tzv. bozon) a nulovou klidovou hmotnost. Fotony se tak mohou pohybovat ve vakuu jedine rychlostí světla. Každému z fotonů lze přisoudit jak energii E_f . Pro foton o kmitočtu ν a vlnové délce ve vakuu λ platí:

$$E_f = h\nu = \frac{hc}{\lambda}.$$

h – Planckova konstanta, $h = 6,626\ 08 \cdot 10^{-34}$ J s. Vzhledem k tomu, že se v astrofyzice z praktických důvodů pro vyjadřování malých energií využívá jednotky 1 eV, je vhodné uvést Planckovu konstantu i s touto jednotkou: $h = 4,135\ 67 \cdot 10^{-15}$ eV s.

3.2 Zářivý výkon hvězd. Hvězdné velikosti

Hvězdy lze v prvním přiblížení považovat za zdroje elektromagnetického záření, které do prostoru září izotropně – rovnoměrně ve všech směrech. Celkový *zářivý výkon* L , nebo též *zářivý tok* zdroje (radiant output, radiant flux, luminosity), odpovídající celkové energii vyzáření ve všech vlnových délkách za jednotku času, se vyjadřuje ve watttech nebo zářivých tocích tzv. *nominálního Slunce* L_{\odot} , jehož výkon byl rozhodnutím Valného shromáždění IAU z roku 1997 definován: $L_{\odot} = 3,846 \cdot 10^{26}$ W.

V souvislosti se zářivým tokem či zářivým výkonem se též můžete setkat s veličinou nazývanou *zářivost* $I = \text{bolometrická intenzita záření}$ (radiant intensity), což je zářivý tok vysílaný do prostorového úhlu o velikosti 1 steradiánu – jednotka: $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$. V případě izotropně zářícího zdroje platí mezi zářivým výkonem a zářivostí jednoduchá relace: $L = 4 \pi I$. Časové změny zářivosti jsou příčinou světelných změn geometricky proměnných hvězd.

Bolometrická jasnost $F = \text{hustota zářivého toku } F$ (irradiance, flux (density)) je tok záření, který za sekundu projde 1 m^2 plochy kolmo nastavené ke směru přicházejících paprsků. Hustotu zářivého toku (bolometrickou jasnost) F vyjadřujeme ve W/m^2 , vzdálenost r v metrech. Snadno lze nahlédnout, že pak platí:

$$I = r^2 F, \quad \text{pro izotropní zářiče:} \quad L = 4\pi r^2 F$$

Základní metodou měření vzdálenosti je zjišťování tzv. *roční trigonometrické paralaxy*, což je úhlově vyjádřená velká poloosa elipsy, kterou v důsledku orbitálního pohybu Země kolem Slunce hvězdy opisují. Časem byla vypracována řada dalších důmyslných metod, které nám umožňují odhadovat i vzdálenosti velice vzdálených objektů, pro trigonometrickou paralaxu nedostupných.

Měření hustoty zářivého toku přicházejícího od hvězd patří k neobtěžnějším astrofyzikálním úlohám, neboť tu jde zpravidla o nesmírně nízké toky, které je navíc nutno registrovat v celém rozsahu elektromagnetického spektra. Pomineme-li instrumentální komplikace týkající se nestejné spektrální citlivosti detektorů záření, pak hlavní překážku představuje zemská atmosféra, která je pro řadu oborů elektromagnetického spektra prakticky nepropustná. Výsledky měření je pak nutno o vliv propustnosti atmosféry opravit nebo přímo vést pozorování z kosmického prostoru. Dalším, tentokrát neodstranitelným vlivem zkreslujícím naše měření, je zeslabení světla hvězdy působením mezihvězdné látky nacházející se mezi hvězdou a námi. Praktická měření se provádějí pomocí tzv. *bolometrů*, hovoříme zde o tzv. bolometrických měřeních a veličinách.

I z tohoto důvodu se v řadě astrofyzikálních aplikací místo bolometrických veličin, zahrnujících v sobě celý rozsah elektromagnetického spektra, používají veličiny vztahující se jen na jistý obor elektromagnetického záření vymezený zpravidla nějakým filtrem s přesně definovanou propustností. Mezi množstvím používaných oborů (tzv. fotometrických „barev“) zaujímá zvláštní postavení *vizuální obor*, definovaný filtrem V s propustností, jež odpovídá spektrální citlivosti lidského oka v denním (fotopickém) režimu vidění: maximum propustnosti

filtru leží u 550 nm, efektivní šířka filtru činí 89 nm. Hustota zářivého toku v barvě V se tak přímo ztotožňuje hustotou světelného toku, nebo-li *jasností* j . Jednotkou jasnosti je v principu W/m^2 , jasnost lze ovšem též vyjadřovat ve speciálních jednotkách zavedených pro světlo: $[j] = 1 \text{ lumen}/\text{m}^2$. Obdobně lze zavést i další „nevizuální“ *jasnosti* j_s definované vždy jako hustoty zářivého toku po průchodu určitým definovaným filtrem.

Nejvíce fotometrických měření bylo vykonáno v tzv. širokopásmovém standardním (Johnsonově nebo mezinárodním) fotometrickém systému a jeho dlouhovlnném rozšíření. Speciální filtry zde udávají jasnosti v barvě U (365 nm), B (440 nm), V (550 nm), R (700 nm), I (900 nm), J (1250 nm) atd. Měření jasnosti hvězd v řadě fotometrických barev si lze učinit uspokojivou představu o celkové hustotě zářivého výkonu F i o rozložení energie ve spektru hvězd, které je funkcí jejich povrchové teploty.

Astronomové z tradičních i praktických důvodů vyjadřují jasnost zdroje záření pomocí tzv. *hvězdné velikosti* vyjadřované v jednotkách zvaných *magnitudy*. Hvězdná velikost m je logaritmická veličina svázaná s příslušnou jasností j tzv. *Pogsonovou rovnicí*³:

$$m = -2,5 \log \left(\frac{j}{j_0} \right) \text{ mag},$$

kde j_0 je tzv. referenční jasnost, kterou má zdroj s hvězdnou velikostí $m = 0 \text{ mag}$ ⁴. Podle typu jasnosti rozeznáváme např. vizuální hvězdnou velikost m_V , bolometrickou hvězdnou velikost m_{bol} , aj.

Převodní vztahy mezi bolometrickou jasností F a bolometrickou hvězdnou velikostí m_{bol} vycházejí z definice, podle níž hvězda s bolometrickou hvězdnou velikostí $m_{bol} = 0 \text{ mag}$ působí mimo zemskou atmosféru hustotu zářivého toku $F_0 = 2,553 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2}$. Lze tedy psát:

$$F = 2,553 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} 10^{-0,4 \left(\frac{m_{bol}}{1 \text{ mag}} \right)}, \quad \left(\frac{m_{bol}}{1 \text{ mag}} \right) = -18,9824 - 2,5 \log \left(\frac{F}{1 \text{ W m}^{-2}} \right).$$

V případě vizuální hvězdné velikosti m_V je stanovena referenční jasnost $j_0 = 2,54 \cdot 10^{-6} \text{ lm m}^{-2} = 2,54 \cdot 10^{-6} \text{ lux}$, což odpovídá hustotě zářivého toku cca $3,2 \cdot 10^{-9} \text{ W m}^{-2}$.

Mezi bolometrickou hvězdnou velikostí a vizuální hvězdnou velikostí platí vztah:

$$m_{bol} = m_V + BC,$$

kde BC je tzv. *bolometrická korekce*, která vyjadřuje rozložení energie ve spektru zdroje, jež je v případě hvězd určeno v první řadě teplotou. Bolometrická korekce byla definována tak, aby byla nulová u hvězd o povrchové teplotě kolem 7000 K, jejichž záření má největší světel-

³) Konstanta 2,5 v Pogsonově rovnici byla z historických důvodů vybrána tak, aby platilo, že při rozdílu 5 mag je poměr jasnosti 1:100 ($\log(100) = 2$). Pro poměr jasností dvou objektů, jejichž hvězdná veličina je vzdálena právě o 1 mag, platí: $j_2/j_1 = 10^{0,4} = 2,511886$. Prosím nezaměňovat s výše vzpomínanou konstantou 2,5 v Pogsonově rovnici.

⁴) Veličinou je tedy hvězdná velikost, jednotkou 1 magnituda, která má povolenou zkratku mag. Rčení jako: „magnituda hvězdy je 4,7 mag“ nemají smysl. Rovněž nedoporučujeme psát do exponentu malé m : 4^m nedoporučujeme, protože „ m “ v exponentu je již vyhrazeno pro vyjádření úhlů v hms .

nou účinnost (hvězdy spektrálního typu F). Směrem k vyšším i nižším teplotám bolometrická korekce klesá, v extrémních případech dosahuje až několika magnitud! Tento fakt je vyjádřením skutečnosti, že u hvězd vysoké či nízké teploty se maximum vyzařované energie přesouvá do ultrafialové, respektive infračervené oblasti spektra, kde již není lidské oko citlivé.

V astrofyzice hvězd se v řadě aplikací zaměňují bolometrické veličiny snáze měřitelnými veličinami vizuálními. Je třeba mít neustále na paměti, že taková záměna někdy může zcela závažným způsobem zkreslit reálné vztahy mezi jednotlivými charakteristikami hvězd. Všude tam, kde nám půjde např. o celkové množství energie, které hvězda vydává prostřednictvím záření, je žádoucí použít správné, tedy bolometrické veličiny.

Bolometrická jasnost F (hustota zářivého toku) určitého zdroje o zářivosti I (výkonu L) je nepřímě úměrná kvadrátu vzdálenosti r , v níž jasnost měříme. Porovnáme-li nyní jasnosti F_1 a F_2 téhož zdroje, změřené v různých vzdálenostech r_1 a r_2 , dostaneme pro jejich poměr:

$$\frac{F_2}{F_1} = \frac{I}{r_2^2} \frac{r_1^2}{I} = \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2.$$

Vyjádříme-li bolometrické jasnosti pomocí výše uvedené Pogsonovy rovnice bolometrickými hvězdnými velikostmi m_1 a m_2 , dostaneme důležitý vztah pro jejich rozdíl ve tvaru:

$$\left(\frac{m_2 - m_1}{1 \text{ mag}} \right) = -2,5 \log \left(\frac{F_2}{F_1} \right) = 5 \log \left(\frac{r_2}{r_1} \right).$$

Tento vztah ovšem neplatí jen pro bolometrické hvězdné velikosti, ale zcela obecně pro jakékoli hvězdné velikosti.

Ze vztahu jasně plyne, že hvězdná velikost závisí na vzdálenosti. K tomu, abychom mohli mezi sebou porovnávat zářivé výkony či svítivosti objektů tedy nutně musíme znát jejich vzdálenosti. Pak je vhodné zavést pojem *absolutní hvězdná velikost* M , což je hvězdná velikost zdroje pozorovaného z jisté dohodnuté vzdálenosti r_0 . Ve hvězdné astronomii byl tento „základní metr“ ztotožněn se vzdáleností $r_0 = 10$ parseků ($= 3,08568 \cdot 10^{17}$ m). Dosadíme-li do výše uvedené rovnice pozorovanou hvězdnou velikost m hvězdy vzdálené r (s roční paralaxou π) dostaneme pro rozdíl pozorované a absolutní hvězdné velikosti, čili pro tzv. *modul vzdálenosti* ($m - M$) vztah:

$$\left(\frac{m - M}{1 \text{ mag}} \right) = 5 \log \left(\frac{r}{1 \text{ pc}} \right) - 5 = -5 \log \left(\frac{\pi}{1''} \right) - 5, \quad (m - M)_{\odot} = -31,5721 \text{ mag}.$$

Modul vzdálenosti, jak konečně plyne z jeho názvu, závisí pouze na vzdálenosti.

Pozorujeme-li hvězdy soustředěné v nějaké fyzické skupině, jejíž členové jsou od nás víceméně stejně daleko (hvězdy ve hvězdokupách, galaxiích), jak je jejich modul vzdálenosti zhruba týž. Při sledování různých závislostí pozorovaných charakteristik hvězd zde můžeme předpokládat, že absolutní hvězdné velikosti od velikostí pozorovaných liší jen o konstantu.

Absolutní jasnost zdroje J se obecně rozumí jasnost, jakou by tento zdroj měl, kdyby se od nás nacházel ve standardní vzdálenosti 10 pc. S ní bezprostředně souvisí zářivost zdroje I podle vztahu:

$$I = 9,521406 \cdot 10^{34} \text{ m}^2 \text{ sr}^{-1} J.$$

Níže uvedené převodní vztahy mezi absolutní bolometrickou hvězdnou velikostí M_{bol} v magnitudách a zářivým výkonem izotropně vyzařujícího zdroje L ve wattech, případně ve výkonech nominálního Slunce L_{\odot} vycházejí z definice IAU z roku 1997, podle níž izotropní zdroj záření s absolutní bolometrickou hvězdnou velikostí $M_{bol} = 0$ mag emituje referenční zářivý tok (zářivý výkon) $L_0 = 3,055 \cdot 10^{28} \text{ W} = 79,43 L_{\odot}$. Lze tedy psát:

$$L = 3,055 \cdot 10^{28} \text{ W } 10^{-0,4 \left(\frac{M_{bol}}{1 \text{ mag}} \right)} = 79,43 L_{\odot} 10^{-0,4 \left(\frac{M_{bol}}{1 \text{ mag}} \right)},$$

$$\left(\frac{M_{bol}}{1 \text{ mag}} \right) = 71,2125 - 2,5 \log \left(\frac{L}{1 \text{ W}} \right) = 4,750 - 2,5 \log \left(\frac{L}{L_{\odot}} \right).$$

Referenční zářivost izotropně zářícího zdroje o nulové absolutní bolometrické hvězdné velikosti I_0 je s L_0 vázáno relací: $4 \pi \text{ sr } I = L$, tedy $I_0 = 2,431 \cdot 10^{27} \text{ W sr}^{-1}$. Izotropní světelný zdroj s vizuální absolutní hvězdnou velikostí $M_V = 0$ mag má svítivost I_0 , kde $I_0 = 2,42 \cdot 10^{29} \text{ cd} = 2,42 \cdot 10^{29} \text{ lm sr}^{-1}$. Tento zdroj vysílá světelný tok $\Phi_0 = 4 \pi \text{ sr } I_0 = 3,04 \cdot 10^{30} \text{ lm}$.

3.3 Tepelné záření. Záření absolutně černého tělesa

Už dávno bylo známo, že teplá tělesa září, a to tím víc, čím více jsou zahřátá. Vysílají přitom spojité záření, jehož spektrální složení se s teplotou rovněž mění. To nám přináší zásadní informaci o teplotě vyzařujícího tělesa.

Jistou idealizací je tzv. *záření absolutně černého tělesa*. Laboratorním zdrojem záření absolutně černého tělesa je dobře vodivý kovový blok udržovaný rovnoměrně na téže termodynamické teplotě T . Uvnitř bloku je dutina s vyčerněnými stěnami, které velmi dobře pohlcují záření. V dutině existuje záření, které vyzařují samotné stěny dutiny. Po krátké době se v dutině ustaví rovnováha popsána termodynamickou teplotou stěn dutiny. V dutině je pak tzv. *rovnovážné tepelné záření* nebo též *rovnovážný fotonový plyn* o teplotě T . Sledovat jej můžeme velice tenkým kanálkem spojujícím povrch bloku a zmíněnou dutinu.

Fyzikové dlouho tápali při sestavení vzorce pro popis spektra záření absolutně černého tělesa. Dílčím úspěchem bylo nalezení *Stefanova vztahu* pro celkový zářivý výkon: výkon je přímo úměrný 4. mocnině absolutní (termodynamické) teploty. Pro rozdělení energie ve spektru poskytl správný vztah až v roce 1900 Max Planck, který interpretoval tak, že zářivá energie není vysílána spojitě, ale po kvantech, jejichž energie je dána frekvencí záření (vlnovou délkou): $E = h\nu = hc/\lambda$, kde h je tzv. Planckova konstanta. $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$.

Planckův zákon pro záření absolutně černého tělesa vysvětlil již dříve známý Stefanův zákon, objasnil též jak a proč a se s rostoucí teplotou mění rozložení energie ve spojitěm spektru hvězd.

Vlastnosti rovnovážného tepelného záření:

- je izotropní (ve všech směrech má tytéž vlastnosti),
- je homogenní (ve všech místech dutiny má stejné vlastnosti),
- koncentrace fotonů a jejich rozdělení podle energií (podle kmity) závisí pouze na teplotě záření – nezávisí tedy ani na mechanismu vzniku záření, ani na absorpčních vlastnostech stěn,

d) spektrum popisuje tzv. Planckův zákon záření absolutně černého tělesa.

Vlastnosti spektra vyzařovaného absolutně černým tělesem (AČT):

- e) absolutně černé těleso je tzv. *kosinový zářič*, tzn. například, že koule zářící jako AČT nejeví okrajové ztemnění
- f) zvýšíme-li teplotu, vzroste tzv. monochromatický jas B_ν ve všech vlnových délkách. Závislosti B_ν na kmitočtu ν pro různé teploty se neprotínají!
- g) zvyšujeme-li teplotu, vlnová délka maxima λ_{max} vyzařované energie klesá. Kvantitativně závislost popisuje tzv. *Wienův zákon posuvu* (též Wienův posunovací zákon), který byl znám už před formulací Planckova zákona:

$$\lambda_{max} T = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ K m.}$$

Důsledek – zabarvení absolutně černého tělesa se mění v závislosti na teplotě.

Jiné vyjádření Wienova posunovacího zákona:

$$\frac{E_f(\lambda_{max})}{kT} = \frac{hc}{\lambda_{max} kT} = 4,963.$$

- h) plocha absolutně černého tělesa o výměře S a teplotě T vysílá do poloprostoru zářivý výkon Φ_e :

$$\Phi_e = \sigma T^4 S,$$

kde σ je Stefanova konstanta, $\sigma = 5,670 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$. Tento tzv. *Stefanův zákon* je nejdůležitějším astrofyzikálním vztahem, neboť dává do souvislosti celkové množství vyzářené energie a povrchovou teplotu vyzařujícího tělesa. Umožňuje tak „na dálku“ měřit teplotu kosmických objektů, což se v případě hvězd velice hodí.

- i) *Planckův zákon* vyjadřuje závislost monochromatického jasu absolutně černého tělesa $B_\nu(T)$, resp. $B_\lambda(T)$ na teplotě a frekvenci, případně vlnové délce:

$$B_\nu(\nu, T) = 2 \frac{h\nu^3}{c^2} \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right]^{-1}; \quad B_\lambda(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1 \right]^{-1},$$

kde k je Boltzmannova konstanta, $k = 1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$.

- j) V dlouhovlnné oblasti spektra, kde již platí, že $h\nu \ll kT$, je argument exponenciály blízký nule, takže lze využít rozvoje: $\exp(h\nu/kT) \cong 1 + h\nu/kT$. Za těchto okolností přechází Planckův zákon v zákon *Rayleighův-Jeansův*.

$$B_\nu(T) = 2 \frac{\nu^2}{c^2} kT.$$

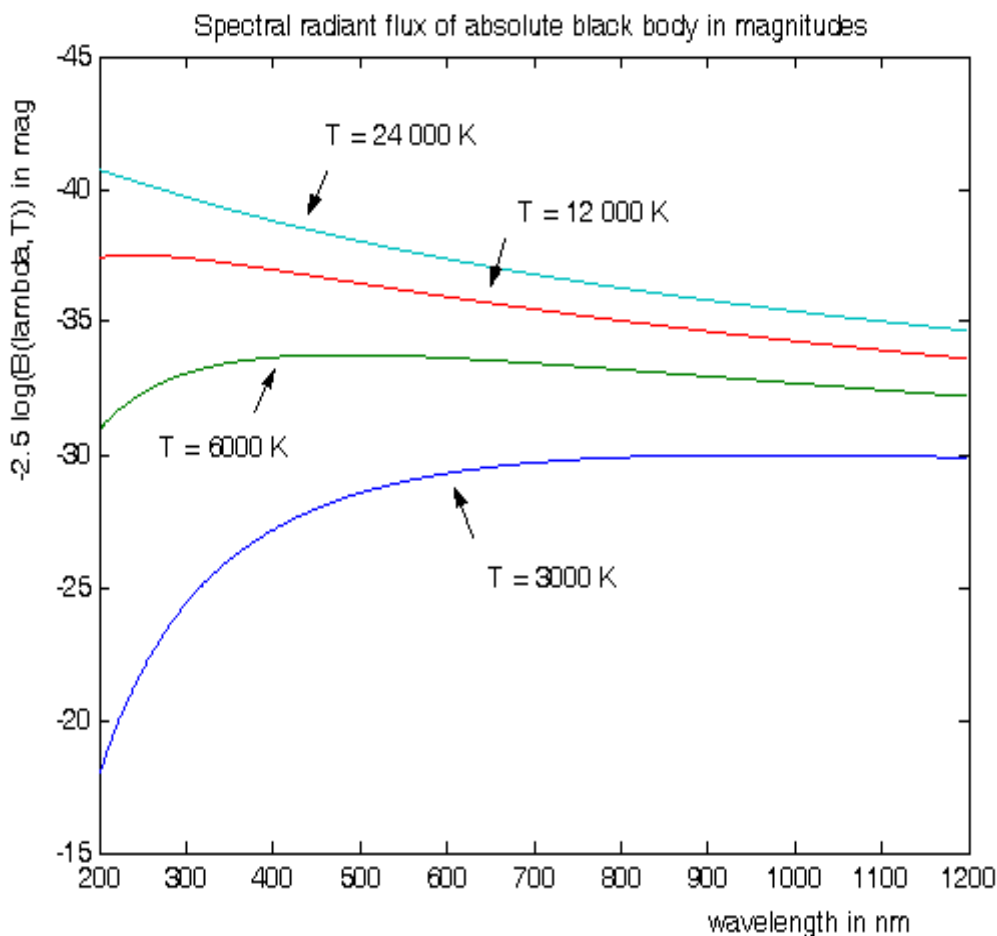
Příznačné je, že se zde nevyskytuje Planckova konstanta h , což souvisí s faktem, že v dlouhovlnné oblasti se elektromagnetické záření chová jen jako vlnění.

- k) V krátkovlnné oblasti ($h\nu \gg kT$), kde je $h\nu/kT$ mnohem větší než 1, lze 1 ve jmenovateli v Planckově zákonu zanedbat, přechází tento v tzv. *Wienův zákon*, objevený 1896:

$$B_\nu(T) = 2 \frac{\nu^2}{c^2} h \nu \exp(-h\nu/kT).$$

Tam se ovšem Planckova konstanta již objevuje.

Astronomové, kteří se na samém počátku 20. století zabývali měřením rozložení energie ve spektrech Slunce i dalších hvězd, došli k významnému závěru, že *naprostá většina hvězd září v prvním přiblížení jako absolutně černá tělesa*. Tento fakt jim umožnil určovat efektivní teplotu hvězdných atmosfér z průběhu jejich spojitého spektra, respektive z jejich barevných indexů.



3.4 Efektivní teploty hvězd

Už v roce 1837 se podařilo francouzskému fyziku Claudiu POUILLETOVI (1790-1868) pomocí primitivního bolometru změřit bolometrickou jasnost Slunce, čili tzv. *sluneční konstantu*. Téhož roku tato měření zopakoval John Herschel v jihoafrickém Kapském Městě a došel k témuž výsledku. Třebaže šlo spíše jen o hrubé odhady, dostali se docela blízko k dnešní hodnotě: $K = (1367,5 \pm 1,0) \text{ W m}^{-2}$. Při známém úhlovém poloměru slunečního kotouče lze ze sluneční konstanty určit i *zářivý výkon* vystupující z jednotky plochy Slunce. Všeobecně se tehdy soudilo, že tato veličina úzce souvisí s teplotou.

Efektivní teplota hvězdy T_{ef} je definována jako teplota, kterou by měla koule o poloměru hvězdy R zářící jako absolutně černé těleso, jež do prostoru vysílá zářivý výkon L , odpovídající zářivému výkonu hvězdy. Podle Stefanova zákona platí:

$$L = \sigma T_{ef}^4 4 \pi R^2,$$

kde σ je Stefanova-Boltzmannova konstanta, $\sigma = 5,67051 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$. Zavedeme-li bolometrické hvězdné velikosti M_{bol} a m_{bol} , lze též psát:

$$\left(\frac{M_{bol}}{1 \text{ mag}} \right) = 86,580 - 5 \log \left(\frac{R}{1 \text{ m}} \right) - 10 \log \left(\frac{T_{ef}}{1 \text{ K}} \right) = 42,368 - 5 \log \left(\frac{R}{R_S} \right) - 10 \log \left(\frac{T_{ef}}{1 \text{ K}} \right)$$

$$\left(\frac{m_{bol}}{1 \text{ mag}} \right) = 25,706 - 5 \log \left(\frac{\alpha}{1''} \right) - 10 \log \left(\frac{T_{ef}}{1 \text{ K}} \right), \quad \alpha = 206265'' \frac{R}{r} = 0,004651 \left(\frac{R}{R_S} \right) \pi,$$

$$\log(R/R_S) = 7,474 - 2 \log T_{ef} - 0,2 M_{bol} = 7,474 - 2 \log T_{ef} - 0,2 BC - 0,2 V_0 - \log \pi \quad ^5)$$

kde α je pozorovaný úhlový poloměr kulového tělesa vyjádřený v úhlových vteřinách. Předpokládáme přitom, že poloměr Slunce, určený na základě dlouhodobého pozorování jeho úhlového průměru: $(959,41 \pm 0,01)''$, činí $1 R_{\odot} = 6,95830 \cdot 10^8 \text{ m}$.

Všechny výše uvedené vztahy patří mezi základní a žádný astrofyzik zabývající se fyzikou hvězd se bez nich neobejde. Vyskytují se samozřejmě i v jiných modifikacích, občas se setkáte i s jinými konstantami, což je zpravidla důsledkem toho, že autoři vycházejí z jiných (často již zastaralých) definic výše uvedených veličin, i z jiných hodnot poloměru a zářivého výkonu Slunce.

Výše naznačený postup stanovení efektivní teploty hvězdných fotosfér zdaleka u většiny hvězd nelze použít. Přímá (interferometrická) měření úhlového průměru hvězd lze provést jen u těch největších a nejbližších hvězd, s výjimkou zákrytových dvojhvězd neznáme u většiny hvězd jejich poloměry. Naštěstí se ukazuje, že efektivní teplotu můžeme alespoň odhadnout na základě rozložení energie ve spektru hvězd reprezentovaného např. barevnými indexy, polohou maxima vyzařování ve spektru nebo vzhledem některých detailů samotného spektra, jimiž mohou být třeba výskyt a intenzita spektrálních čar citlivých na teplotu.

3.5 Rozložení energie ve spektru. Absolutní spektrofotometrie

Rozložení energie ve spektru hvězdy lze popsat pomocí *spektrální hustoty zářivé toku* F_{ν} , případně F_{λ} , pro něž platí:

$$F = \int F_{\nu} d\nu = \int F_{\lambda} d\lambda, \quad d\nu = \frac{\partial \nu}{\partial \lambda} d\lambda = -\frac{c}{\lambda^2} d\lambda \Rightarrow F_{\lambda} = \frac{c}{\lambda^2} F_{\nu}.$$

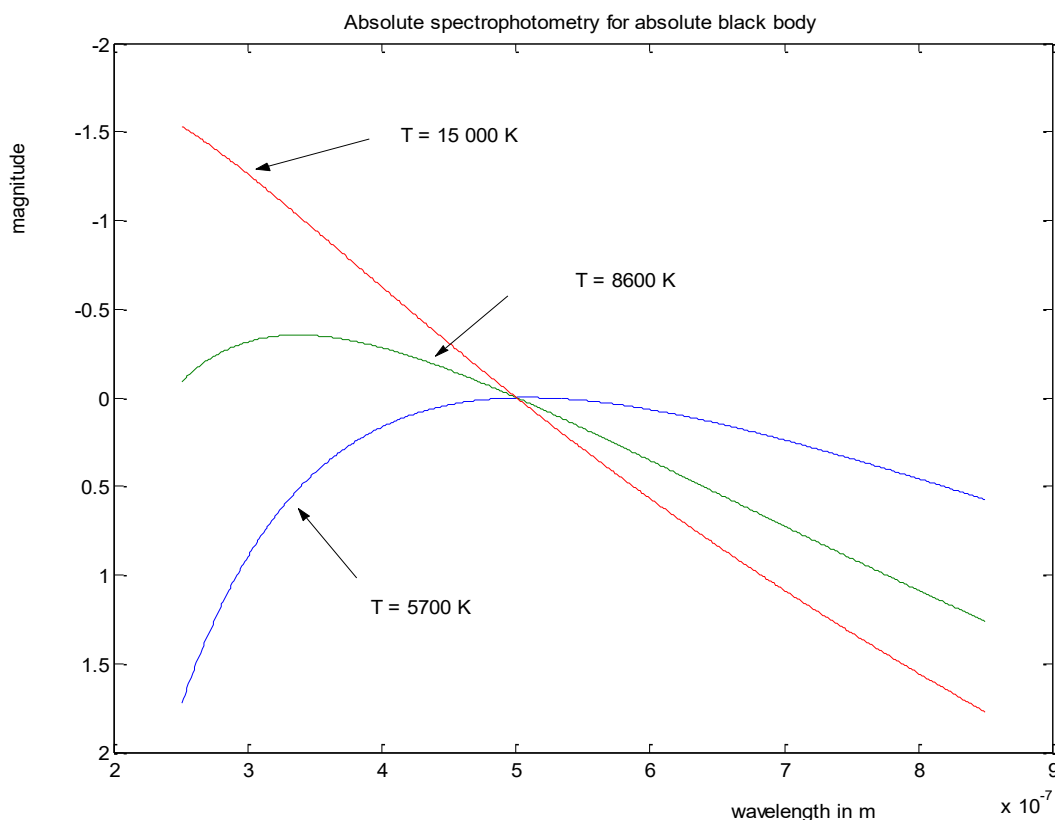
Jednotky vyplývají z definice, např. F_{λ} se může vyjádřit v jednotkách: $\text{W m}^{-2} \text{ nm}^{-1}$, F_{ν} má jednotky: $\text{W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$

⁵⁾ Za zmínku stojí, že pro zvlášť horké hvězdy spektrálního typu O, B, tedy pro rozsah efektivních teploty 10 000 až 40 000 K, se funkce $2 \log T_{ef} + 0,2 BC$ mění s efektivní teplotou dosti málo. To je příznivé, neboť z toho vyplývá, že i při poměrně nepřesném odhadu efektivní teploty hvězdy může z této rovnice dostat spolehlivou hodnotu odhadu poloměru hvězdy, pokud ovšem známe dobře paralaxu hvězdy.

Velmi účinným prostředkem pro posouzení rozložení energie ve spektru hvězdy je tzv. *absolutní spektrofotometrie*, kde se poměřuje průběh spektrální hustoty zářivé energie $F_\lambda(\lambda)$ vztažené k spektrální hustotě zářivé energie v nějaké referenční vlnové délce, nejčastěji $\lambda_r = 500$ nm. Pro tento účel se zavádí speciální diferenciální *spektrofotometrická hvězdná velikost* $m(\lambda)$:

$$\left(\frac{m(\lambda)}{1 \text{ mag}} \right) = -2,5 \log \left(\frac{F_\lambda(\lambda)}{F_\lambda(\lambda_r)} \right).$$

Z definice plyne, že *spektrofotometrická hvězdná velikost* $m(\lambda)$ je pro referenční vlnovou délku vždy rovna nule. Prakticky se absolutní spektrofotometrie provádí měřením jasnosti hvězdy úzkopásmovou fotometrií vymezenou filtry s velmi malou šířkou spektrální propustnosti (menší než 1 nm) v několika desítkách vybraných vlnových délek. Měření jsou to dosti náročná, opírají se vždy o velmi pečlivou kalibraci měřicího přístroje a důkladné očištění o vliv atmosférické a též mezihvězdné extinkce. Protagonistou tohoto typu měření je Saul J. ADELMAN, který se specializuje na výzkum horkých hvězd.



Vzhled závislosti $m(\lambda)$ na vlnočtu (převrácené hodnotě vlnové délky) u konkrétní hvězdy je složitou funkcí parametrů vyjadřujících vlastnosti její atmosféry, zejména pak její efektivní teplotou T_{ef} , gravitačním zrychlením při povrchu hvězdy g^* ($v \text{ ms}^{-2}$), vyjadřovaného obvykle veličinou $\log g$, $\log g = \log g^* + 2$ (logaritmus gravitačního zrychlení v soustavě CGS) a chemickým složením. Odchytky od ideálního průběhu daného zářením absolutně černého tělesa téže efektivní teploty jsou zvláště markantní pro hvězdy spektrální třídy A, kde intenzita čar nejhojnějšího z prvků – vodíku, dosahuje svého maxima. Pro informaci je však třeba pro-

diskutovat vzhled závislosti $m(\lambda)$ na λ pro ten nejjednodušší myslitelný případ absolutně černého tělesa s teplotou T .

$$m(\lambda, T) = 12,5 \log\left(\frac{\lambda}{\lambda_r}\right) - 2,5 \log\left(\frac{\exp(hc/\lambda_r kT) - 1}{\exp(hc/\lambda kT) - 1}\right) \cong 12,5 \log\left(\frac{\lambda}{\lambda_r}\right) + 1,086 \frac{hc}{kT} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_r}\right)$$

3.6 Monochromatické hvězdné velikosti. Zavedení barevných indexů

Podobně, jako v případě hvězdných velikostí absolutní spektrofotometrie lze zavést *monochromatické hvězdné velikosti* ve vlnové délce λ .

$$m(\lambda) = -2,5 \log\left(\frac{F_\lambda(\lambda)}{F_{0\lambda}(\lambda)}\right) \text{ mag} = -2,5 \log(F_\lambda(\lambda)) + C(\lambda),$$

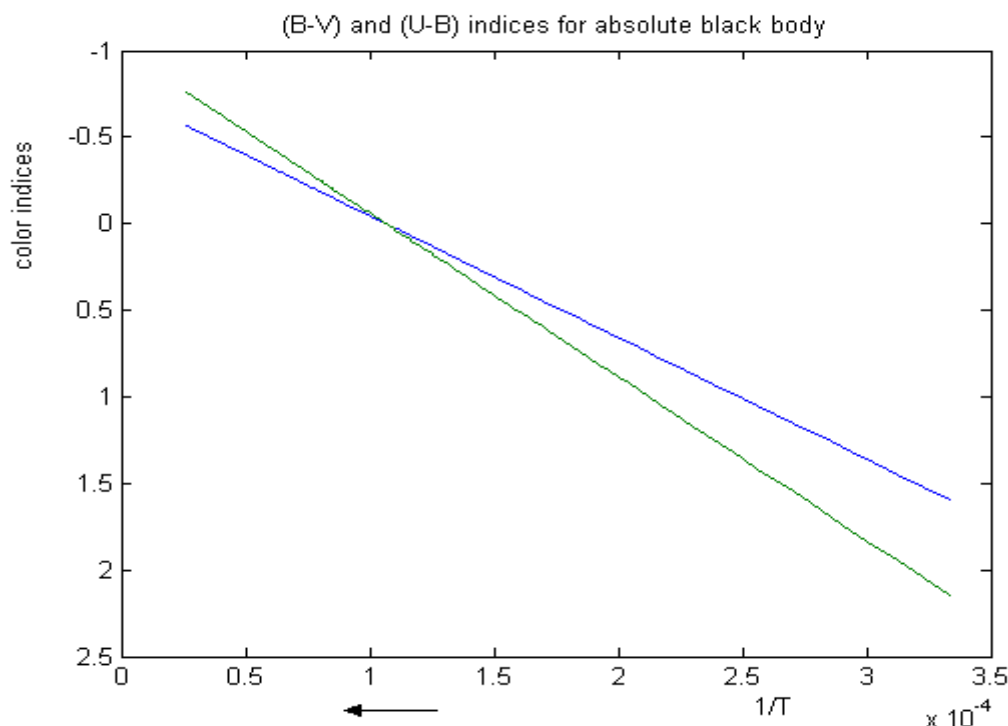
Konkrétní hodnota monochromatické hvězdné velikosti závisí na volbě referenční hodnotě spektrální hustoty $F_{0\lambda}(\lambda)$, jejíž velikost je věcí dohody. Konstanta $C(\lambda)$ se zpravidla volí tak, aby u nezčernalých hvězd spektrální třídy A0 ($T_{\text{ef}} = 9400$ K) byly všechny hvězdné veličiny $m(\lambda)$ sobě navzájem rovny.

Barevný index hvězdy CI je rozdílem hvězdných velikostí téže hvězdy určených ve dvou rozdílných barvách c_1 a c_2 (vlnových délkách), pro jejichž efektivní vlnové délky λ_{c1} a λ_{c2} platí: $\lambda_{c1} < \lambda_{c2}$:

$$CI = m(c_1) - m(c_2) = -2,5 \log\left(\frac{F_\lambda(c_1)}{F_\lambda(c_2)}\right) + [C(c_1) - C(c_2)]$$

Všeobecně pak platí, že čím vyšší je teplota hvězdy, tím menší je její barevný index. Vztah je to monotónní, takže barevný index může teplotu nahradit. Barevný index ovšem není jenom funkcí efektivní povrchové teploty (jak by tomu bylo v případě, kdyby povrch hvězd zářil přesně jako absolutně černé těleso), takže tato náhrada není stoprocentní.

Jak to dokazuje následující obrázek, v případě absolutně černého tělesa je barevný index víceméně lineární funkcí převrácené hodnoty teploty. Lineární je rovněž vzájemná závislost mezi dvojicemi různých barevných indexů, tzv. *trojbarevný diagram*.



$$CI(\lambda_1, \lambda_2, T)_{abb} = -2,5 \log \left(\frac{B_\lambda(\lambda_1)}{B_\lambda(\lambda_2)} \right) + K = -2,5 \log \left(\frac{\exp(hc/\lambda_2 kT) - 1}{\exp(hc/\lambda_1 kT) - 1} \right) + K =$$

$$\cong 1,086 \frac{hc}{k} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \frac{1}{T} + B = \frac{A(\lambda_1, \lambda_2)}{T} + B(\lambda_1, \lambda_2)$$

Předchozí úprava pro absolutně černé těleso a dvojici monochromatických hvězdných velikostí zdůvodňuje vzhled závislosti. Rovněž ukazuje, že pro teploty rostoucí nade všechny meze se již barevný index nemění a dosahuje svého minima.

Pakliže se tento vztah aplikuje na reálné světelné zdroje, jejichž rozložení energie ve spektru se obecně odlišuje od rozložení energie ve spektru absolutně černého tělesa, pak nalezená teplota se nazývá *barevná teplota*. Barevná teplota se obecně odlišuje od efektivní teploty, navíc pro různé barevné indexy obecně dostaneme jinou barevnou teplotu. Barevné teploty jsou silně ovlivněny mezihvězdnou extinkcí, kterou je nutno předem odečíst.

Z řady důvodů se zavádějí i složitější barevné indexy jako lineární kombinace naměřených hvězdných velikostí v rámci určitých fotometrických systémů, v nichž jsou měřeny hvězdné velikosti pro různé barvy $\{c_i\}$:

$$CI_j = \sum_i a_{ij} m(c_i),$$

Příkladem může posloužit astrofyzikálně důležitý systém *uvby*, kde se místo hvězdných velikostí v uvedených barvách často používá i složitějších barevných indexů: $y = V$, $(b-y)$, $m_1 = (v-b) - (b-y)$, $c_1 = (u-v) - (v-b)$.

3.7 Heterochromatické hvězdné velikosti. Fotometrické barvy

Bolometrické i monochromatické hvězdné velikosti, vztahující se k celému rozsahu elektromagnetického spektra respektive jen k určité vlnové délce, jsou idealizací, k níž má každodenní astrofyzikální praxe dosti daleko. Ve skutečnosti vždy měříme jasnost objektu v jistém oboru vlnových délek, popsaným *relativní spektrální citlivostí* detekčního zařízení $R(\lambda)$, jehož součástí je dalekohled (různá spektrální odrazivost zrcadel, propustnost čoček a dalšího skla), fotometr a vlastní detektor (fotonásobič, CCD matice). Hovoříme tu o *heterochromatické jasnosti a heterochromatické hvězdné velikosti*.

Funkci relativní spektrální citlivosti můžeme zásadním způsobem ovlivnit, jestliže při pozorování před detektor zařadíme vhodný barevný filtr propouštějící záření definovaným způsobem jen v určitém intervalu vlnových délek. Ať už tedy budeme měřit s filtrem nebo bez něj (roli širokopásmového filtru zde převezme celá detekční soustava), můžeme pro výkon zářivé energie zaznamenané detekčním zařízením psát:

$$E = \int_0^{\infty} R(\lambda) F_{\lambda}(\lambda) d\lambda.$$

Dalším častým pojmem ve fotometrii je tzv. *efektivní vlnová délka* příslušného detekčního zařízení, v případě zařazení barevného filtru pak určité *fotometrické barvy*:

$$\lambda_{ef} = \frac{\int_0^{\infty} \lambda R(\lambda) F_{\lambda}(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} R(\lambda) F_{\lambda}(\lambda) d\lambda}.$$

Efektivní vlnová délka λ_{ef} je, jak patrně, funkcí rozložení energie ve spektru sledovaného zdroje. To ukazuje na zjevnou nevýhodu širokopásmových filtrů, které jinak jsou docela oblíbené, protože poskytují detektoru dostatek světla. Jsou-li filtry naopak dostatečně úzkopásmové, pak lze výše uvedený vztah přepsat⁶⁾:

$$\lambda_{ef} = \frac{\overline{F(\lambda_{ef})} \int \lambda R(\lambda) d\lambda}{F(\lambda_{ef}) \int R(\lambda) d\lambda} = \frac{\int \lambda R(\lambda) d\lambda}{\int R(\lambda) d\lambda}.$$

Obdobně lze vyjádřit i druhý moment vlnové délky centrovaný k centru, tedy k efektivní vlnové délce:

⁶⁾ Ve většině případů toto však není možné provést. Efektivní vlnová délka příslušné fotometrické barvy bude pak záviset na rozložení energie ve spektru sledovaného objektu, tedy především na jeho teplotě. Obecně pak bude platit, že čím teplejší bude sledovaná hvězda, tím kratší bude efektivní vlnová délka barvy. Příkladně efektivní vlnová délka v barvě *B* pro spektrální typ B2 (25 000 K) je 433 nm, pro A0 440 nm a pro K2 (4000 K) někdy tato skutečnost může hrát důležitou roli.

$$\mu^2 = \frac{\int_0^{\infty} (\lambda - \lambda_{ef})^2 R(\lambda) F_{\lambda}(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} R(\lambda) F_{\lambda}(\lambda) d\lambda}, \quad \mu^2 \cong \frac{\int_0^{\infty} (\lambda - \lambda_{ef})^2 R(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} R(\lambda) d\lambda},$$

kde μ je veličina související s tzv. šířkou propustnosti příslušného filtru (barvy).

4 Fotometrické systémy

4.1 Úvod

V astronomické praxi se pro měření jasnosti kosmických objektů používá speciálních *fotometrických systémů* vymezených zpravidla speciálními filtry, které propouštějí světlo v jistém intervalu elektromagnetického spektra. Tyto filtry pak definují tzv. *barvy* fotometrického systému, kterých může být několik.

Výběr pásem toho kterého fotometrického systému je diktován jak astrofyzikálními⁷⁾, tak rýze i praktickými důvody (cena filtrů a jejich přístupnost na trhu, spektrální citlivost dostupných detektorů, nutnost vyhnout se některým spektrálními oblastem apod.). Šířka pásma propustnosti dělí používané fotometrické systémy do tří tříd: jednak jsou to *širokopásmové* systémy pokrývající nejméně 30 nm v každém z filtrů, dále pak *středněpásmové* systémy, jako *uvby* s pásmy od 10 do 30 nm, a konečně víceméně monochromatické *úzkopásmové* systémy s křivkou propustnosti několika málo nm, které propouštějí jen velice úzkou část spektra hvězdy, nebo dokonce vydělují jen některé vybrané spektrální čáry. Každý ze systémů má vypracován svůj redukční postup, jímž se pozorované hvězdné velikosti převádějí na standardní.

Za dobu existence astronomické fotometrie vzniklo obrovské množství nejrůznějších fotometrických systémů, ale jen několik jich vzbudilo mezi ostatními astronomy takový zájem, že je začali napodobovat i na svých observatořích. Po příslušné standardizaci⁸⁾ mohly tyto observatoře porovnávat své výsledky a pracovat na společných projektech. Postup přinesl své ovoce zejména při výzkumu proměnných hvězd.

Moderní fotometrické systémy používané ve hvězdné astronomii by měly obsahovat takové parametry jako:

- „monochromatická hvězdná velikost“ ve vizuální vlnové délce (nejčastěji V)
- „fotometrický gradient“ rozložení energie ve spektru (nejčastěji v okolí V)
- jeden nebo více parametrů zachycujících odchylku rozložení energie od záření absolutně černého tělesa příslušné efektivní teploty (nejčastěji kolem Balmerova skoku)
- parametr ukazující na míru mezihvězdné extinkce.

Pološířka fotometrických barev by měla být co nejmenší, aby se tím potlačil vliv členů druhého a vyššího řádu. Současně by měla být limitní hvězdná velikost co nejvyšší. Takovýto optimální fotometrický systém by se hodil pro co nejpřesnější stanovení spektrálního typu, luminozitivní třídy, typu hvězdné populace, velikosti mezihvězdné extinkce, což by bylo možné odvodit pouze pomocí

⁷⁾ Jiný systém bude vhodný pro sledování extrémně červených uhlíkových hvězd, chemicky pekulárních hvězd, nov či komet.

⁸⁾ Bohužel, ne vždy byly s dostatečnou přesností proměřeny a publikovány např. propustnosti užitých filtrů a citlivosti detektorů. Spousta originálních a neopakovatelných měření tak ztratila svou výpovědní hodnotu.

těchto parametrů nebo barevných indexů. Žádný takový ideální fotometrický systém neexistuje, všechny jsou jen jistým kompromisem, přiblížením k tomuto ideálu. Formálně je každý systém dán funkcemi citlivosti fotometru pro jednotlivé barvy a momentálním stavem ovzduší. Mohl by být definován určitým „normálním přístrojem“ v přesně definovaných atmosférických podmínkách, pracujícím v definované zenitové vzdálenosti. Něco takového by ovšem bylo samoúčelné.

Praktický fotometrický systém musí počítat s odlišnostmi instrumentálního vybavení a stavu atmosféry, takže kromě definice propustnosti idealizovaných fotometrických filtrů musí obsahovat i dostatečný počet dobře proměřených pečlivě vybraných konstantních hvězd, tzv. *hvězdných standardů*. Bez nich není možný převod z hvězdných velikostí změřených ve vlastním – *instrumentálním* fotometrickém systému na systém *standardní*. Nástinem způsobem standardizace, nebo též *homogenizace* se zabývají poslední dvě podkapitoly toho oddílu.

4.2 Historické fotometrické systémy

Vizuální hvězdné velikosti m_{viz}

Lidské oko, jakožto detektor světla, je nejcitlivější ve žlutozelené oblasti spektra, maximum citlivosti je kolem 550 nm pro vidění fotopické, 480 nm pro vidění skotopické, které se uplatní jen při velice nízkém osvětlení adaptované sítnice. První vizuální odhady jsou uvedeny v katalogu Hipparchově, jenž vlastně též kodifikoval systém hvězdných velikostí. Vizuální odhady jsou tabelovány též v několika velkých hvězdných katalozích z 19. století, např. HD katalogu. Přesnost těchto odhadů je nevelká – desetiny magnitudy, navíc je škála hvězdných velikostí v oblasti nízkých jasností silně deformovaná.

Fotografické hvězdné velikosti m_{pg}

Po vynálezu světlocitlivých fotografických emulzí začaly být velmi brzy jasnosti hvězd proměřovány na základě fotografií. Tento postup podstatně zvýšil objektivitu měření a též jejich dosah do oblasti velmi slabých hvězd. Protože běžné nesenzibilované fotografické desky byly citlivé spíše na krátkovlnné záření, lišily se fotografické hvězdné velikosti od hvězdných velikostí vizuálních v závislosti na barvě hvězd, která je zase funkcí jejich efektivní teploty. Astronomové velice brzy zjistili, že existuje velice dobře definovaná korespondence mezi spektrálním typem hvězd a barevným indexem ($m_{pg} - m_{viz}$). Vzhledem k tomu, že takovýto barevný index bylo možno zjišťovat i u hvězd, které pro jejich slabost nebylo tehdy možné spektroskopicky zkoumat, zastupoval barevný index parametr vyjadřující teplotu hvězdy.

Fotometrie s prvními fotocitlivými diodami

První fotoelektrická měření jasností hvězd prováděli Stebbins (1916) na Lickově observatoři v USA a Guthnick a Prager (1918) v Potsdamu v Německu. Přesnost měření vzrostla až na několik setin magnitudy. Maximum citlivosti diody používané Stebbinsem se nacházelo v modrozelené barvě kolem 500 nm. Naproti tomu diody užívané v Potsdamu byly nejcitlivější v modré oblasti spektra.

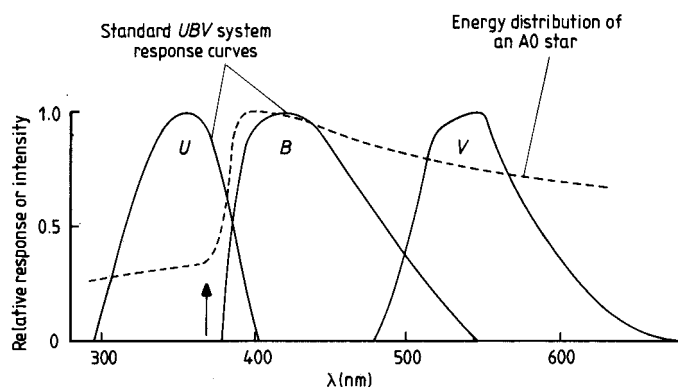
Fotometrie s fotonásobiči a barevnými filtry

V období mezi dvěma světovými válkami se postupně začalo používat fotometrů, jejichž detektorem byl fotonásobič se zdrojem vysokého napětí. Zvýšená citlivost fotonásobičů dovolila používat i různé barevné filtry vymezující sledovanou oblast elektromagnetického záření.

Existují v té době i měření v několika barvách, měření však nebyla nikdy důsledně standardizována, takže jsou nyní jen těžko využitelná.

4.3 Johnsonův systém *UBV*, jeho modifikace a aplikace

Nejznámějším a nejrozšířenějším hvězdným fotometrickým systémem založeným na třech širokopásmových filtrech je systém *UBV* zavedený Johnsonem a jeho spolupracovníky v polovině minulého století. Ten je v podstatě určen třemi filtry:



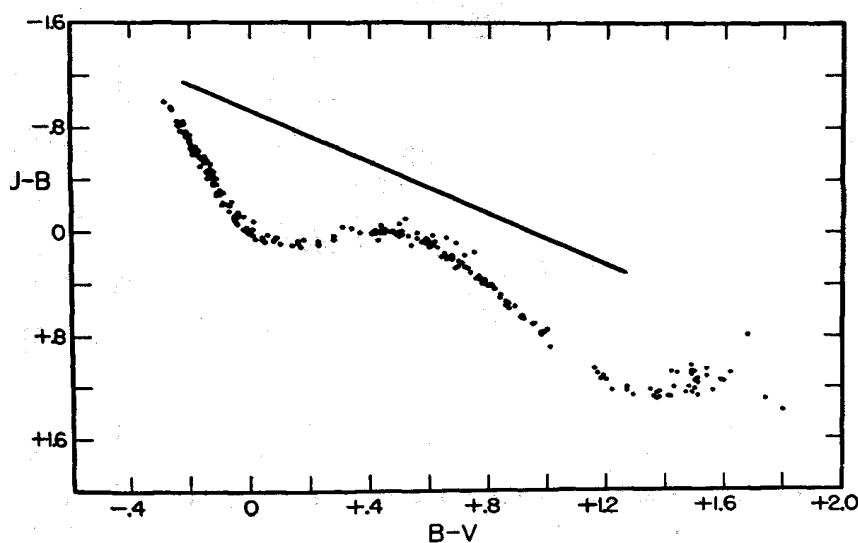
U : propustnost od 300 nm do 420 nm s maximem propustnosti kolem 365 nm;

B : propustnost od 360 nm do 500 nm s maximem u 440 nm;

V : propustnost od 460 nm do 740 nm s maximem u 545 nm.

Johnson a jeho spolupracovníci proměřili s použitím amerického fotonásobiče IP21 mnoho tisíc hvězda měření v *UBV* publikovali. Díky tomu a díky jasně definovaným vztahům mezi určitými fyzikálními vlastnostmi hvězd a barvami určenými barevnými indexy (*U-B*) a (*B-V*) se jejich systém stal nejpopulárnějším a nejužívanějším hvězdným fotometrickým systémem.

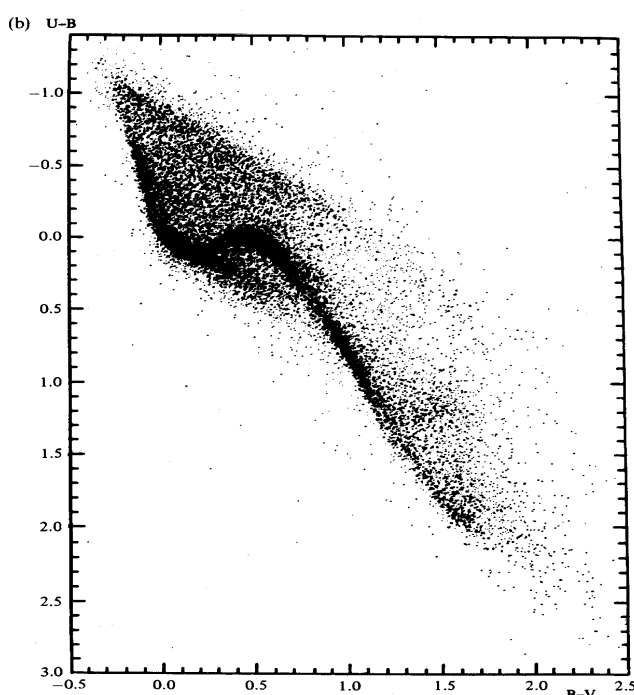
Systém byl záhy rozšířen do červené a infračervené oblasti spektra prostřednictvím širokopásmových filtrů *R* (700 nm), *I* (900 nm), *J* (1250 nm), *K* (2200 nm) a *L* (3400 nm), které se trefují do oblastí, které jsou minimálně postiženy spektrálními pásy vodní páry.



Na obrázku je znázorněna závislost barevných indexů ($U-B$) na ($B-V$) pro nezčervenale hvězdy hlavní posloupnosti. Všimněte si dohodnuté orientace os tohoto *trojbarevného diagramu* – v levém horním rohu jsou hvězdy namodralé s vysokou efektivní teplotou, v levém dolním pak pozdní načervenalé hvězdy s nízkou teplotou. Naznačena je i křivka závislosti pro absolutně černé těleso. Největší odchylka od tohoto průběhu je pozorována u spektrálního typu A0, s maximem Balmerova skoku a pro hvězdy chladné, kde rozložení energie silně modifikují molekulární spektrální pásy.

Pro hvězdy jiných luminozitivních tříd (jiných povrchových gravitačních zrychlení) vyhlíží tento diagram dosti odlišně. V zásadě tak lze pomocí polohy hvězdy na třibarevném diagramu odvodit jak její efektivní teplotu T_{ef} a tím i spektrální třídu, tak i luminozitivní třídu, tedy zářivý výkon L . Známe-li T_{ef} a L , můžeme odhadnout i poloměr hvězdy R . Neplatí to ovšem obecně (v některých případech poloha objektu na diagramu neurčuje hvězdné charakteristiky jednoznačně), velmi negativně se zde

ovšem projevuje vliv mezihvězdného zčervenání.



Barevný indexy ($B-V$) a ($U-B$) bývají často zkresleny působením mezihvězdného zčervenání, které je výsledkem skutečnosti, že extinkce více postihuje krátkovlnný konec elektromagnetického spektra. V oblasti optické platí, že velikost extinkce dané hlavně rozptylem světla na prachových částicích je nepřímo úměrná vlnové délce záření. Rozdíl mezi barevným indexem bez vlivu mezihvězdné extinkce ($B-V$)₀ a pozorovaným indexem ($B-V$) se nazývá *barevný exces* $E(B-V) = (B-V) - (B-V)_0$, obdobně $E(U-B) = (U-B) - (U-B)_0$. Definujme nyní veličinu Q , která je zjevně na extinkci nezávislá:

$$Q = (U - B) - \left[\frac{E(U - B)}{E(B - V)} \right] (B - V) = (U - B)_0 + E(U - B) - \left[\frac{E(U - B)}{E(B - V)} \right] [(B - V)_0 + E(B - V)],$$

Měřením se zjistilo, že čára zčervenání na diagramu ($U-B$) vs. ($B-V$) je velmi blízká přímce, pro jejíž směrnici platí: $\frac{E(U - B)}{E(B - V)} = 0,72 \pm 0,03$. Souvislost mezi nezčervenalým barevným

indexem ($B-V$)₀ a parametrem Q je komplikovaná, existují Q , pro něž lze najít až tři hodnoty ($B-V$)₀. Parametru Q se proto používá vlastně jen pro diagnostiku horkých hvězd, ranějších než A0. Nicméně právě pro horké hvězdy, které se přednostně nacházejí v oblastech s vysokou mezihvězdnou extinkcí, je tento vztah velmi užitečný. V tomto intervalu lze najít souvislost mezi ($B-V$)₀ a parametrem Q ve tvaru: ($B-V$)₀ = 0,332 Q .

4.3.1 Infračervený systém *JHKLM*

Jde o širokopásmový fotometrický systém, který je prodloužením systému *UBVRI* do infračervené oblasti spektra. Barvy *JHKLM* jsou centrovány tak, aby ležely v oblastech s minimální atmosférickou extinkcí, působenou zde především molekulárními pásy vody. *J* – 1,25 μm , *H* – 1,65 μm , *K* – 2,2 μm , *L* – 3,5 μm , *M* – 4,8 μm .

4.4 Strömgrenův systém *uvby*(β)

Určitou nevýhodou Johnsonova systému je to, že filtr *U* zasahuje i do oblastí za Balmerovým skokem, takže pomocí něj nelze snadno výšku Balmerova skoku určovat. Navíc se tento filtr překrývá s oblastí vyhrazenou pro filtr *B*. Astrofyzikálně šťastnější je proto středněpásmový systém *uvby*, který navrhl v polovině 60. let 20. století Bengt Strömgren. Obsahuje čtyři filtry:

u : pološířka 34 nm, maximum 350 nm;

v : pološířka 20 nm, maximum 410 nm;

b : pološířka 16 nm, maximum 465 nm;

y : pološířka 24 nm, maximum 545 nm.

Díky užším pásům je tento systém lépe definován a poskytuje též přesnější informaci o vlastnostech zkoumaných hvězd. Kalibrovaná hvězdná velikost *y* se přímo navazuje na johnsonovskou hvězdnou velikost *V*, což je umožněno díky klidnému průběhu rozložení energie ve žluté oblasti spektra. Pro astrofyzikální aplikace se nejčastěji používají barevné indexy (*b-y*) a (*u-b*), dále pak již zmíněné indexy velmi málo závislé na mezihvězdném zčervenání:

$$c_1 = (u-v)-(v-b); \quad m_1 = (v-b)-(b-y);$$

z nichž první index přímo souvisí s velikostí Balmerova skoku a druhý s obsahem kovových prvků (odtud *metalický index*), který se projevuje zejména v oblasti kolem vlnové délky 410 nm. Vyšší metalický index (větší *v*) znamená vyšší obsah kovů. V některých zdrojích bývají místo hvězdných velikostí v *uvby* uvedeny veličiny: *V*, (*b-y*), *c*₁ a *m*₁. Zbývající veličiny lze dopočítat podle definice:

$$\begin{aligned} b &= V + (b-y); & v &= V + 2 (b-y) + m_1; \\ u &= V + 3 (b-y) + 2 m_1 + c_1; & (u-b) &= 2 (b-y) + 2 m_1 + c_1; \end{aligned}$$

Jak hvězdné velikosti, tak barevné indexy všeho druhu jsou postiženy mezihvězdnou extinkcí. Jejich excesy způsobené mezihvězdnou extinkcí by měly být vzájemně úměrné, např:

$$E(c_1) = \alpha E(b-y),$$

kde konstantu úměrnosti α je nejlépe zjistit pozorováním (v tomto případě $\alpha = 0,20$). Veličina [*c*₁] = *c*₁ – 0,20 (*b-y*), je pak na mezihvězdném zčervenání nezávislá. Podobně můžeme zavést další obdobné veličiny: [*m*₁] = *m*₁ + 0,32 (*b-y*) a [*u-b*] = (*u-b*) – 1,50 (*b-y*)

Strömgrenův fotometrický systém bývá často doplněn dvěma filtry centrováním na střed vodíkové čáry H β (486 nm): středněpásmovým filtrem (pološířka 15 nm) a úzkopásmovým filtrem (pološířka 3 nm). Rozdíl hvězdných velikostí v těchto dvou filtrech určuje tzv. index β . Pozorování v obou filtrech jsou vedena simultánně, což potlačuje atmosférické vlivy, navíc zmíněný index nezávisí na mezihvězdné extinkci. Index β víceméně je lineárně úměrný ekvivalentní

šířce čáry H β . Pro teplé hvězdy (O až A) představuje parametr související s luminozitou hvězdy, pro hvězdy chladnější je pak nezávislým měřítkem efektivní teploty.

4.5 Absolutní kalibrace

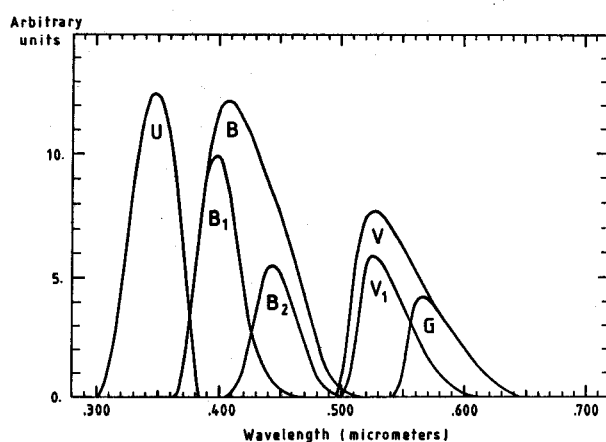
Absolutní kalibrace spektrální hustoty zářivého toku F_λ je mimořádně komplikovaný úkol. Za kalibrační hvězdu byla vybrána Vega s nominálním spektrálním typem A0V, již byla přisouzena hvězdná velikost v barvě $V = 0$ mag, F_λ v jednotkách $10^{-11} \text{ W nm}^{-1} \text{ m}^{-2}$:

barva	u	U	v	B	b	y	V	R	I	J	H	K	L	M
λ	0,35	0,365	0,41	0,44	0,46	0,55	0,55	0,7	0,9	1,25	1,65	2,2	3,5	4,8
F_λ	3,25	4,22	7,18	6,40	5,81	3,70	3,75	1,70	0,83	0,307	0,12	0,041	0,0064	0,0019

4.6 Další fotometrické systémy

4.6.1 Ženevský systém $UBVB_1B_2V_1G$

Sedmibarevný ženevský systém byl zaveden Golayem (1963) a představuje poněkud neobvyklý hybrid širokopásmového a středněpásmového fotometrického systému. Jeho barvy UBV jsou obdobou johnsonovských UBV , navíc jsou tu ovšem užší filtry (B_1 , B_2 , V_1 a G), které se nacházejí v oblastech zaujímaných barvami B a V . Měření jsou proslulá svou stabilitou.



Cramer a Maeder (1979) definovali soubor tří ortogonálních souřadnic X , Y , Z , které jsou lineární kombinací ženevských hvězdných velikostí a kalibrovali je pro luminozitní třídy III, IV a V. Pomocí těchto souřadnic mohou vypovídat řadu skutečností mj. i o velikosti povrchového magnetického pole.

4.6.2 Walravenův systém $VBLUW$

Nesmírně stabilní systém pracující na dvou fotometrech na světě (Jižní Afrika, Chile) – měří současně. V – 547 nm (72 nm), B – 432 nm (45 nm), L – 384 nm (23 nm), U – 363 nm (24 nm) a W – 325 (!) nm (14 nm). Pozor, nepoužívá magnitudy, ale přímo $\log_{10}(J)$.

4.6.3 Systém International Halley Watch (IHW)

Středněpásmový systém zachycující zajímavé oblasti ve spektru komet. 387 až 700 nm.

4.6.4 Systém družice Hipparcos

Na astrometrické Hipparcos se u jednotlivých hvězd prováděla též solidní fotometrie jednak ve velice širokém pásmu H_P a dvou systémech Tycho: B_T a V_T zhruba odpovídajících svým johnsonovským předlohám. Pro zjišťování vlastností proměnných hvězd se lépe hodí první barva, měření v ní jsou daleko spolehlivější.

Harmanec (1998) publikoval následující převodní vztah mezi hvězdnou velikostí V a hipparcovskou hvězdnou velikostí H_P ve tvaru:

$$V = H_p - 0,2964 (B-V) + 0,0050 (U-B) + 0,1110 (B-V)^2 + 0,0157 (B-V)^3 + 0,0072.$$

5 Redukce a transformace

5.1 Redukce na vliv zemské atmosféry

Při vlastním pozorování funguje zemská atmosféra jako jakýsi filtr propouštějící (nebo nepropouštějící) záření zkoumaných objektů, jehož vlastnosti se neustále mění. Zeslabení světla – *atmosférická extinkce* – je navíc různá v různých vlnových délkách. Atmosférická extinkce se kvantifikuje *extinkčním koeficientem* k , který je funkcí času a vlnové délky. Označíme-li $m_0(c)$ hvězdnou velikost hvězd pozorovanou za hranicemi zemské atmosféry v určité barvě a $m(c, z)$ hvězdnou velikost objektu pozorovaného z příslušného místa v zenitové vzdálenosti z , pak lze zjednodušeně psát:

$$m(c, z) = m_0(c) + k(c) X(z),$$

kde $k(c)$ je tzv. lineární extinkční koeficient příslušné barvě vyjádřený v magnitudách, X je bezrozměrná veličina nazývaná *vzdušná hmota*, která vyjadřuje relativní výšku sloupce vzduchu v zemské atmosféry vztaženou k výšce sloupce vzduchu v zenitu. ($X(0) = 1$). Pro planoparalelní atmosféru platí, že vzdušná hmota je nepřímě úměrná kosinu zenitové vzdálenosti. Ve skutečné zemské atmosféře je pro rozsah zenitových vzdáleností, v nichž se běžně pozoruje, možno použít aproximaci ve tvaru:

$$X = (1 - 0,0012 \tan^2 z) \sec z.$$

Vyneseme-li si pozorovanou hvězdnou velikost m (úměrnou např. velikosti výchylky měřícího přístroje) ve stabilní atmosféře v závislosti na vzdušné hmotě X sledovaného konstantně jasného objektu, pak bychom měli obdržet polopřímku ($1 \leq X$), jejíž sklon je roven extinkčnímu koeficientu a průsečík s osou y pak udává vněatmosférickou hvězdnou velikost objektu m_0 . Problém ovšem je, že celou tuto *Boguerovou* polopřímku nelze obdržet v z daného míst v jeden okamžik, takže zde bude hrát značnou roli konstantnost extinkce během pozorování. Ta se může během noci významně měnit, zejména při přechodu front. Jinak je noc v tomto ohledu přece jenom klidnějším obdobím, ve dne se extinkce mění daleko rychleji a výrazněji.

Další komplikaci přináší skutečnost, že i citlivost aparatury se během pozorování může měnit (tzv. změna nulového bodu). Vlivy tohoto druhu lze alespoň zčásti omezit *diferenciálním* měřením s vhodně zvolenou srovnávací hvězdou (hvězdami) podobného typu a vhodnou strategií pozorování. Vždy by měl pozorovatel do pořadu pozorování zařadit měření jasnosti standardních hvězd a hvězd extinkčních. Oprava o extinkci se zpravidla vztahuje k dotyčné noci.

Extinkce zemské atmosféry je způsobena zejména rozptylem procházejícího světla na náhodných shlucích molekul vzduchu – jde tedy o tzv. *Rayleighův rozptyl*, který je i příčinou blankytné barvy denní oblohy. Velikost tohoto rozptylu v dané barvě je víceméně konstantní a závisí jen na počtu molekul v zenitovém vzduchovém sloupci a je tak tedy úměrný okamžité velikosti atmosférického tlaku. Vzhledem k tomu, že změny tlaku nikdy nebývají příliš dramatické, lze pro střední hodnotu

Rayleighovy složky extinkce $R(\lambda)$ psát vyjádření vycházející z modelu izotermické standardní atmosféry s výškovou škálou 7996 m.

$$R(\lambda) = 0,107 \left(\frac{\lambda}{550 \text{ nm}} \right)^{-4} \frac{P(h)}{P(0)} \text{ mag} = 0,107 \left(\frac{\lambda}{550 \text{ nm}} \right)^{-4} \exp\left(\frac{-h}{7996 \text{ m}} \right) \text{ mag}.$$

Předložený vztah jasně ukazuje na výhodu vysokohorských observatoří a pozorování v dlouhovlnných oblastech spektra.

Další významnou a navíc silně proměnnou složkou atmosférické extinkce je rozptyl na drobných částicích prachu (aerosolech) $D(\lambda)$ o velikosti srovnatelné s vlnovou délkou světla. Na nich dochází k tzv. *Mieovu rozptylu*, který sice rovněž roste s klesající vlnovou délkou, ale s menším exponentem:

$$D(c) = D(V) \left(\frac{\lambda(c)}{550 \text{ nm}} \right)^{-1}.$$

Právě změny zaprášenosti zemské atmosféry mohou znamenat výrazné změny celkového extinkčního koeficientu. Všeobecně platí, že v nízko položených a městských observatořích je vliv prachové extinkce velmi významný, mnohdy převyšující i Rayleighovu složku extinkce.⁹⁾

Vzhledem k tomu, že extinkci nikdy neměříme monochromaticky, ale heterochromaticky – určitým intervalu vlnových délek, bude situaci komplikovat skutečnost, že extinkce je silně závislá na vlnové délce. Důsledkem pak bude, že extinkční koeficienty určené prostřednictvím teplejších hvězd budou vždy o něco větší než koeficienty zjištěné pomocí hvězd pozdějších spektrálních tříd. Bude-li proto hvězdné pole během pozorování klesat k obzoru, relativně rychleji v něm budou slábnout vlivem atmosférické extinkce hvězdy ranějších spektrálních tříd. Tento efekt může významně ovlivnit i ta pozorování, kde jasnost proměnné hvězdy vztahujeme k většímu množství hvězd rozložených kolem ní, jak je to v případě CCD pozorování¹⁰⁾.

5.2 Transformace fotometrických barev

Stěžejní součástí analýzy fotometrických dat je tzv. transformace fotometrických barev. Pokud se nám už podaří odečíst vliv zemské atmosféry a získáme hvězdné velikosti objektů takové, jaké bychom naměřili vně ovzduší, je záhodno tyto výsledky transformovat tak, abychom je mohli porovnat i s daty, která jste pořídili před dvěma třemi lety, nebo s daty získanými z jiných pozorovacích stanovišť, jinými filtry a detektory. I když měříme v nějakém

⁹⁾ Prachová extinkce jeví silné sekulární a sezónní variace. Na observatořích vysokohorských je zaprášenost minimální v zimě, kdy je vrstva inverze pod úrovní hvězdárny, v létě, kdy se dostává nad pozorovací stanoviště, bývá zaprášenost značná. V Brně je nejčistší vzduch počátkem října, pak zaprášenosti víceméně monotónně přibývá, aby se pak počátkem října vzduch opět výrazně vyčistil.

¹⁰⁾ CCD pozorování mají oproti pozorování fotometrem tu výhodu, že všechny hvězdy zaznamenané na snímku mají k sobě úhlově, tedy jsou zachyceny za prakticky identických atmosférických podmínek (stejná zenitová vzdálenost, stejná vzdušná hmota). Navíc jsou tato pozorování prováděna „současně“. Toto jsou ideální podmínky pro diferenciální fotometrii, kde se jasnost proměnné hvězdy vztahuje k blízkým srovnávacím hvězdám. Nicméně s extinkcí je záhodno počítat zejména tehdy, jsou-li mezi hvězdami významné rozdíly v barvě srovnávacích hvězd, takže se začnou uplatňovat i extinkční členy druhého řádu. Jejich vliv je značný hlavně u širokopásmové fotometrie. Škody dané ignorováním vlivu atmosférické extinkce jsou však dosti potlačeny faktem, že se tu pozoruje zejména v červené barvě, kde atmosféra již tolik nevadí. Ale i zde se doporučuje vést pozorování tak, aby vzdušná hmota příliš nepřekročila bezpečnou hranici $X = 2$.

dobře definovaném systému, jakým je *UBV*, případ *uvby*, nikdy se nám nepodaří dosáhnout toho, aby naše zařízení mělo relativní spektrální citlivost, která přesně odpovídá definici. I kdybychom se nám to nakrásně povedlo, nebudeme se z této skutečnosti těšit déle než jednu sezónu, protože vlastnosti dalekohledu (např. spektrální odrazivost všech zrcadel), spektrální propustnosti filtrů, citlivosti detektorů apod. s časem mění. *Normální* transformace jsou ty, při nichž od instrumentálních barev přechází do systému do standardního fotometrického systému. Občas však potřebujeme přejít od jednoho fotometrického systému na druhý, abychom mezi sebou mohli hvězdné velikosti, či barevné indexy získané v různých fotometrických systémech porovnávat. Těmto transformacím se říká transformace *speciální*.

Pokud předem neznáme rozložení energie ve spektru hvězdy $F(\lambda)$, pak je v principu nemožné převést hvězdné velikosti získané v jedné (zpravidla instrumentální) barvě na hvězdné velikosti v barvě druhé¹¹⁾. Chceme-li tuto transformaci provést, musíme jasnost hvězdy zjišťovat alespoň ve dvou odlišných barvách. Platí to prosím i v tom nejjednodušším případě, kdy by sledovaný objekt zářil jako absolutně černé těleso o jisté efektivní teplotě. Lze ukázat, že v tomto případě vystačíme s jednoduchou lineární transformační rovnicí typu:

$$\begin{bmatrix} m(c_1) \\ m(c_2) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_{11} & b_{12} \\ b_{21} & b_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} m(c_1') \\ m(c_2') \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}.$$

Tedy platí:

$$m(c_2) - m(c_1) = B_{21} [m(c_2') - m(c_1')] + A_{21}.$$

Speciálně pro monochromatické hvězdné velikosti definované vlnovými délkami $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_1', \lambda_2'$, ve Wienově aproximaci Planckova zákona dojdeme ke vztahu:

$$m(\lambda_2) - m(\lambda_1) = \frac{\lambda_1' \lambda_2' (\lambda_2 - \lambda_1)}{\lambda_1 \lambda_2 (\lambda_2' - \lambda_1')} [m(\lambda_2') - m(\lambda_1')] + A_{21} \cong \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2' - \lambda_1'} [m(\lambda_2') - m(\lambda_1')] + A_{21}.$$

5.2.1 Normální transformace

Příkladem takové transformace budiž převod z instrumentálního systému *UBV* do standardního systému *UBV*. Hodnoty mimoatmosférických hvězdných velikostí v instrumentálním systému označme malými písmeny s indexem 0, v standardním systému velkými. Měřením jasností *hvězdných standardů* (zvláště vybraná množina neproměnných hvězd s dobře změřenými jasnostmi v daném systému) je možné stanovit pro daný přístroj a danou pozorovací sezónu definovat transformační funkci pomocí níž lze instrumentální velikosti převést na standardní. Při definici Johnsonova systému byl učiněn silně zjednodušující předpoklad, že lze tuto složitou transformační funkci vyjádřit lineárními vztahy typu:

$$\begin{aligned} V &= v_0 + H_1 (B-V) + H_2, \\ (B-V) &= H_3 (b-v)_0 + H_4, \\ (U-B) &= H_5 (u-b)_0 + H_6, \end{aligned}$$

¹¹⁾ Toto je častá situace, kdy pozorovatelé nadšeně pozorují nějakou slabou hvězdu v tzv. *integrálním světle* bez použití jakéhokoli filtru. Rezignují tak zcela na možnost vypovědět cokoli o charakteristikách světelné křivky s výjimkou stanovení časových okamžiků situací, o nichž se předpokládá, že na barvě světla nezávisí (okamžik minima jasnosti zákrytové dvojhvězdy).

kde koeficienty H_i lze pro danou sezónu považovat za konstanty. Dlužno poznamenat, že tyto vztahy používá většina pozorovatelů, třebaže dávají dosti nespolehlivé výsledky. Týká se to zejména indexu $(U - B)$, kde běžně vznikají chyby až 0,1 mag! Používá se proto složitějších vztahů – např. bilineárního (Harmanec a kol., 1977) :

$$(U-B) = H_5 (u - b)_0 + H_6 (b - v)_0 + H_7.$$

Z povahy problému transformace je zřejmé, že v praxi musí být jak lineární tak bilineární přiblížení nedostatečné, pečliví zpracovatelé fotometrických dat používají komplikovanější verze vztahů, kde se vyskytují i třetí mocniny $(B-V)$, transformační funkce se popisuje několika desítkami koeficientů, které se stanovují centrálně pro všechna měření na daném přístroji v dané sezóně. Podrobněji třeba Harmanec, Horn, Juza (1994).

Stále je třeba mít na mysli, že jakékoli barevné transformace jsou jen jistou náhražkou, která dobře funguje pouze tehdy, omezíme-li se na neproměnné hvězdy s běžným rozložením energie ve spektru. V případě proměnných hvězd může taková transformace vést i k zavádějícím výsledkům. Představme si, že se konkrétní hvězda výrazně mění jen v jediné barvě. V důsledku transformačních vztahů může tato dominantní proměnnost prosáknout i do jiných barev, a to třeba i v opačné fázi. Podobně zavádějící mohou být transformovaná měření hvězd s výraznými emisními čarami (novy, WR hvězdy) nebo hvězd s abnormálním rozložením energie ve spektru (CP hvězdy).

6 Metody výzkumu proměnných hvězd

6.1 Světelná křivka

Světelná křivka je závislost hvězdné velikosti, či jasnosti sledovaného objektu na čase udávaného zpravidla v juliánských dnech. Hvězdná velikost se udává v magnitudách, někdy též v jejích zlomcích (milimagnitudách – mmag). Hvězdnou velikost proměnné hvězdy určujeme zpravidla relativně¹²⁾, a to pomocí poměru jasnosti zkoumané hvězdy j_h a jasnosti jiné, vhodně zvolené *srovnávací hvězdy* j_s , která by měla být hvězdou neproměnnou. Pak vynásíme na vertikální osu veličinu Δm :

$$\Delta m = -2,5 \log \frac{j_h}{j_s},$$

běžně však v opačném směru tak, aby při vzrůstu jasnosti šla světelná křivka vzhůru. Pokud je známa hvězdná velikost srovnávací hvězdy (tu můžeme určit i fotometrickým měřením vůči tzv. standardním hvězdám se známou hvězdnou velikostí), pak můžeme vynášet přímo hvězdnou velikost proměnné hvězdy v závislosti na čase.

Zpravidla bývá důležité uvést v jakém spektrálním oboru jsme jasnosti obou hvězd porovnávali. Měření sice můžeme provádět v instrumentálním fotometrickém systému, kde je spektrální citlivost určena jen vlastnostmi zemské atmosféry, přístroje a detektoru, mnohem lepší je však měření jasnosti provádět ve vhodně zvoleném mezinárodním fotometrickém systému (*UBV (R,I,J..), uvby* aj.).

U proměnných hvězd však nemusí být závisle proměnnou veličinou jenom jasnost nebo jasnosti příbuzná veličina, ale i jiná veličina, například radiální rychlost, indukce magnetického pole, intenzita nějaké spektrální čáry nebo výška Balmerova skoku. Postup zpracování takového pozorování bývá velmi často podobný jako zpracování klasické světelné křivky.

6.2 Čas pozorování

Světelné změny zpravidla vztahujeme k okamžiku pozorování vyjádřeného v juliánských dnech a jejich zlomcích. Juliánské datum je volně plynoucí časový údaj odpovídající počtu dnů, které uplynuly od jistého, časově dostatečně vzdáleného počátku. Čas¹³⁾ pozorování vyjádřený v příslušném pásmovém (letním pásmovém) čase je nutno nejprve převést na čas svě-

¹²⁾ Od pravidla se občas upouští, pokud se souběžně zpracovávají data o velkém počtu hvězd, která se získávají třeba celooblohovými snímky. Tuto metodiku používá např. *ženevská* fotometrie, kde měření mnoha hvězd je redukováno na standardní systém a hvězdné velikosti proměnných jsou určovány zásadně statisticky jako chyby opakovaných měření.

¹³⁾ Problémy s určováním a udáváním času jsou zevrubně zmiňovány v učivu předmětů *Obecná astronomie* a *Astronomická pozorování*.

toový (UTC) a pak na tzv. *geocentrické juliánské datum* – JD_{geoc} . Pokud nás zajímá například periodičita světelných změn toho kterého objektu, je praktické tento údaj vztáhnout na Slunce, které se v Galaxii v časové škále stovek let pohybuje rovnoměrně a přímočaře. Pomocí tzv. *heliocentrické korekce*¹⁴⁾ se skutečné juliánské datum, v němž bylo pozorování na příslušné místě Země provedeno: JD_{geoc} , se převede na tzv. *heliocentrické juliánské datum* – JD_{hel} . Takto se pozorování provedené ze zrychleně se pohybující Země vztáhne na Slunce, které prostorem putuje mnohem rovnoměrněji.

6.3 Perioda světelných změn

U některých typů proměnných hvězd se pozorované světelné i jiné změny opakují se značnou pravidelností. Proměnnost hvězdy určuje nějaký *periodický děj*, jehož perioda pak odpovídá *periodě světelných změn* příslušné proměnné hvězdy. V některých případech se můžeme setkat i s kombinací několika periodických dějů, případně periodického děje s nějakými aperiodickými změnami, či trendy.

Výsledování periodicity proměnné hvězdy a nalezení délky periody jejích změn mnohé vypovídá o fyzikální podstatě pozorovaných změn i o proměnné hvězdě samotné. Navíc umožňuje stanovit předpověď chování hvězdy směrem do budoucnosti i do minulosti.

Pozor, ani po opravě na heliocentrický čas obecně nemusí pozorovaná perioda (frekvence) dějů souhlasit s periodou (frekvencí) tohoto děje, kterou by udal pozorovatel spojený s pozorovaným objektem, a to v důsledku Dopplerova jevu. V prvním přiblížení je tu rozhodující hodnota radiální rychlosti RV . Je-li P' pozorovaná perioda, f' pozorovaná frekvence a P vlastní perioda, f vlastní frekvence, pak platí jednoduchá relace:

$$\frac{P}{P'} = \frac{f'}{f} = 1 - \frac{RV}{c}.$$

Jestliže se k nám objekt blíží, jeví se nám frekvence dějů, které tam probíhají, vyšší, vzdaluje-li se, je tomu naopak. Tento vztah je důležitý i v situaci, kdy se radiální rychlost mění – třeba v důsledku oběžného pohybu Země nebo složek dvojhvězdy.

V katalozích jsou však výhradně uváděny periody pozorované, a to z toho důvodu, že u řady objektů velikost radiální rychlosti neznáme. Ta se standardně měří z posunu spektrálních čar, jejichž laboratorní frekvence (vlnové délky) známe.

V pozorovatelské praxi se lze setkat s rozličnými modifikacemi i stupni periodicity proměnnosti:

- a) ideální proměnnost – světelné křivky získané v různých cyklech jsou v rámci přesnosti měření zcela identické;
- b) sekulární (dlouhodobé) změny – tvar světelné křivky nebo délka periody se dlouhodobě mění;
- c) více period – světelná křivka je výsledkem superpozice několika periodických změn, probíhajících nezávisle a s různými, zpravidla nesoudělnými periodami nebo frekvencemi;

¹⁴⁾ Heliocentrická korekce může dosáhnout maximálně 500 sekund. Pakliže se světelné změny dějí ve škále dní, pak je možné heliocentrickou korekci zanedbat a obě juliánská data ztotožnit.

- d) aperiodické (neperiodické) změny, trendy – přes periodické změny se překládají aperiodické změny a trendy, které periodické změny modulují a mění jejich úroveň.

Reálná pozorování je zpravidla obtížné hned správně rozšifrovat, a to hned z několika důvodů:

- pozorování jsou vždy zatížena chybami, ať už *náhodnými*, s nimiž se dokáže dosti dobře vyrovnat teorie chyb nebo tzv. *vyrovnávací počet*, nebo *systematickými*, jež nelze redukovat bez znalosti příčin toho, proč vznikají;
- zřídka se nám *podaří* pozorováním v jednom kuse získat celou světelnou křivku dostatečně dobře pokrytou body.

Z těchto důvodů se jako výhodné jeví využít periodičnosti dotyčné proměnné hvězdy a pozorované úseky světelné křivky získané v různých cyklech seskládat do jediné světelné křivky obsahující všechna pozorování. K tomu je nutno znát tzv. *světelné elementy*.

Jen výjimečně si můžeme být hned od počátku jisti, že perioda světelných změn, kterou se nám podařilo stanovit, je skutečně reálná. Nejčastěji se dopustíme těchto přehmatů:

- a) reálná perioda je ve skutečnosti dvojnásobná, ve světelné křivce jsou dvě na první pohled nerozeznatelné vlny. Zde je vhodné buď zpřesnit pozorování (zvětšit jejich počet), nebo získat dodatečnou informaci o periodicitě změn jinak než fotometricky;
- b) skutečná perioda je s fiktivní periodou v poměru malých přirozených čísel – to byl i případ periody Merkuru, o němž se až donedávna soudilo, že jeho oběžná perioda se shoduje s rotační;
- c) perioda může být zdánlivá v důsledku určitého pravidelného rozložení okamžiků pozorování – hovoříme tu často o tzv. aliasech – více viz 6.6.3.

6.4 Světelné elementy. Skládání pozorování

Světelnými elementy proměnné hvězdy s jednou periodou světelných změn jsou *perioda* a juliánské datum nějakého významného okamžiku, od něhož pak začínáme počítat tzv. *fázi* světelné křivky. V tomto okamžiku jasnost hvězdy zpravidla dosahuje jednoho z extrémů – maxima (u cefeid) nebo minima (u zákrytových dvojhvězd). Pomocí okamžiku *základního minima* nebo *základního maxima* M_0 v juliánském datování a periody P vyjádřené ve dnech, lze pak předpovědět heliocentrické juliánské datum příslušného extrému podle vztahu:

$$JD_{hel}(\text{Max.}, \text{min.}) = M_0(\text{Max.}, \text{min.}) + E \cdot P,$$

kde E je tzv. epocha, číslo cyklu, matematicky jde vždy o celé číslo. Předpověď pro Zemi JD_{geoc} zjistíte z JD_{hel} odečtením heliocentrické korekce.

Pro konstrukci *skládané světelné křivky* využíváme pak tzv. (*fotometrické*) *fáze* proměnné hvězdy φ :

$$\varphi(t) = \text{FRAC} \left[\frac{JD_{hel}(t) - M_0}{P} \right].$$

Fáze proměnné hvězdy tak zastupuje čas, nabývá hodnot od 0 do 1.

Rozptyl bodů zkonstruované skládané světelné křivky může být výsledkem:

- a) rozptylu (náhodných chyb) měření;

- b) aperiodičností světelných změn, případně světelných změn probíhajících s jinou (jinými) periodou (periodami);
- c) nepřesností stanovení periody.

6.5 Analýza časových řad

6.5.1 Základní úvahy

Každé jednotlivé pozorování kterékoli fyzikální veličiny spojené se zkoumaným objektem, pokud je provedeno v určitém čase, představuje jeden bod (*i*-tý) *časové řady* pozorování daného objektu. Jde vlastně o uspořádanou dvojici čísel t_i, y_i , kterou případně můžeme doplnit o váhu w_i *i*-tého měření.

Pokud zjistíte, že se zkoumaná veličina (dále už jen jasnost) prokazatelně mění, bude nás přirozeně zajímat, jakou povahu tyto změny mají, zda jsou pravidelné, polopravidelné nebo zcela nepravidelné. V případě pravidelných, opakujících se změn, budeme chtít znát periodu. Vzhledem k povaze astronomických pozorování konaných zpravidla z jednoho místa na povrchu Země to nemusí být zrovna jednoduchý úkol. Rotace Země, rušení pozorování Měsícem, sezónní změny podmínek viditelnosti objektu, jakož i nepravidelné změny oblačnosti vedou k tomu, že:

- a) pozorování v sobě obsahují kdejaké vzorkovací periody (perioda 1 hvězdného dne je při pozorování ze Země skoro povinná)
- b) pozorování jsou zpravidla rozložena v čase velmi nerovnoměrně (vzdálenost sousedních pozorování může být několik minut i několik let.

Správná a úplná analýza astronomických časových řad tak bývá záležitostí, kterou ani v době všeobecné dostupnosti výkonných počítačů, nelze dělat zcela mechanicky. Je třeba určitého citu pro věc a klidného zvážení, co lze z daných pozorovacích dat ještě určit, a co už asi ne.

Prvním krokem analýzy by vždy mělo být grafické znázornění příslušné časové řady. Z něj získáme prvotní představu o tom, co můžeme od analýzy této řady očekávat a jakou strategii dalšího postupu zvolit.

- Příhodí-li se nám, že studovaný soubor je dostatečně bohatý a pozorování v něm následují dostatečně hustě za sebou, může se stát, že přímo z takového grafu budeme moci odhadnout skutečnou periodu změn¹⁵). Každopádně ale z grafu budeme moci odhadnout, zda nedochází k trvalému vzestupu nebo poklesu studované veličiny nebo zda nejvýraznější změny jasnosti nejsou sice plynulé, ale zjevně nepravidelné, bez zjevné jedné periody změn.
- Pokud časová řada sestává z měření pořízená několika různými pozorovateli nebo přístroji, je vždy užitečné je v grafu odlišit různými symboly, abychom se tak přesvědčili, že mezi jednotlivými skupinami měření neexistují systematické rozdíly (při detailním zpracování s těmito rozdíly musíme počítat vždy).
- Je třeba si uvědomit, že z dané časové řady v principu nelze určit hodnotu periody, která by byla delší než trvání celé série pozorování. To, že je změna vsutku periodická, budeme moci tvrdit teprve tehdy, budeme-li vycházet z dat pokrývajících několik cyklů.

¹⁵) Toto se člověku přihodí tak jednou dvakrát v životě.

- V principu lze zkoumat, zda není v datech přítomna nějaká perioda, která je menší než minimální časový interval mezi sousedními pozorováními, musíme si však být vědomi, že i když takovou periodu nalezneme, může to být perioda zdánlivá, vzniklá jenom v důsledku fázového skládání. Dejme tomu, že bychom zjistili, že hvězda jeví periodu kolem jednoho dne. Pokud měříme hvězdu pravidelně v týž okamžik hvězdného času (např. při průchodu hvězdy meridiánem), pak nemůžeme v principu vyloučit, že hvězda nemá periodu poloviční nebo třetinovou. K tomu bychom potřebovali nové časové řady s rozestupy měření nejméně o řád menšími. Tedy na prokázání existence periody cca 0,1 dne se sinusovou světelnou křivkou jsou nezbytná měření s hustotou měření cca 0,01 dne. Jde-li o dvojitou sinusovku (např. eliptické proměnné), je třeba mít k dispozici řadu s kadencí 0,005 dne.

Začínáme-li tedy studium proměnné hvězdy o níž nevíme zjehla nic (proměnná srovnávací nebo kontrolní hvězda), měli bychom začít hustými celonočními pozorováními, abychom si učinili představu, jaké nejrychlejší změny jasnosti můžeme u daného objektu očekávat. Teprve tehdy, kdy vyloučíme změny na časové škále jedné noci, si můžeme dovolit danou hvězd pozorovat během noci méně než třikrát.

6.5.2 Obecné zákonitosti a problémy při hledání period

Hledáním periodických jevů v časových řadách se zaobírá řada dalších vědních disciplín. Tam se zpravidla daří získávat souvislé pozorovací řady s konstantním rozstupem po sobě následujících měření. V takových případech se s velkou výhodou k rozborům periodicity využívá klasické Fourierovy analýzy. V případě studia hvězd se s podobnou situací prakticky nesetkáme, proto o ní ani nebudeme mluvit.

V astronomické literatuře najdeme celou řadu matematických, zpravidla počítačových metod k hledání periodicity, a nové se stále objevují. Jsou však vždy obměnou dvou základních principů, pomocí nichž lze v datech s nepravidelným časovým rozložením hledat:

1. Metody, které pro každou zkoušku periodu setřídí data do fázového diagramu a v jednotlivých malých fázových intervalech (binech) pak zkoumají míru rozptylu bodů. Za nejlepší se považuje ta perioda, pro níž je rozptyl ve všech fázích intervalu minimální.
2. Metody, které předem předpokládají určitý tvar světelné křivky, zpravidla ve formě jejího modelu, a pak hledají takovou periodu, pro níž shoda modelové funkce s pozorovanými daty nejlepší. Ona shoda se hledá nejčastěji regresními metodami založenými na metodě nejmenších čtverců.

První metoda *minimalizace fázového rozptylu* má tu výhodu, že toho o tvaru světelné křivky předpokládá velice málo, a je tedy vhodná pro situaci, kdy o dotyčné proměnné hvězdě nevíme prakticky nic. Výhodou druhé metody je, že dostaneme kromě odhadu periody i odhad nejistoty jejího určení, jakož i matematický popis tvaru proložené křivky změn, což se může pro další zpracování hodit. Musíme se však strefit do tvaru světelné křivky. Kdybychom třeba pro zákrytovou dvojhvězdu předpokládali světelnou křivku ve tvaru sinusovky, což je docela běžný předpoklad metody (2), asi bychom se k reálné oběžné periodě nepropracovali.

Doporučení je tedy jasné: nejprve použít některou z variant metody minimalizace fázového rozptylu, najít periodu, ze tvaru světelné křivky odhadnout typ proměnné hvězdy a pro model její světelné křivky upřesnit nalezenou periodu a zjistit další charakteristiky světelné křivky a získat předpověď světelného chování hvězdy.

Při hledání periody zcela neznámé proměnné hvězdy metodou minimalizace fázového rozptylu je nezbytné zadat minimální a maximální předpokládanou periodu změn. Zde se nejčastěji klade za nejdelší periodu délka celé časové řady, za minimální se pak minimální časová vzdálenost mezi po sobě následujícími měřeními. Stěžejní ovšem je správná volba kroku prohledávání, s nímž měníme zkoumou periodu. Pokud bychom zvolili ten krok příliš velký, mohlo by se stát, že bychom správnou periodu mohli přeskočit. Na druhou stranu nemá smysl volit tento krok příliš krátký, neboť bychom si tak zbytečně prodlužovali celý výpočet. Pokud očekáváme sinusoidální světelnou křivku, pak stačí volit tak velký krok, se rozdíl fází na začátku a na konci časové řady změní právě o desetinu periody. Je zřejmé, že za těchto okolností je rozumné od period přejít ke frekvencím, kde prohledávací krok je lineární. Je-li T délka časové řady a $\Delta\varphi$ požadovaný krok ve fázi (v případě sinusovky 0,1), pak krok pro prohledávání ve frekvencích je $\Delta f = \Delta\varphi/T$.

Je potřeba si uvědomit, jaké nároky tato podmínka klade. Jestli např. máme pozorování pokrývající 100 dní s minimální vzdáleností 0,1 dne, pak pro $\Delta\varphi = 0,1$ musíme zvolit frekvenční krok $0,001 \text{ d}^{-1}$ (cyklů za den) v intervalu možných period od 100 dní do 0,1 dne to bude $(1/0,1 - 1/100)/0,001 = 9990$ zkoumých frekvencí. Budou-li ale data pokrývat 1000 dní (3 roky), bude zapotřebí zkoumých frekvencí desetkrát víc. Existují-li v datech výrazné sezónní přestávky, je účelné časovou řadu rozdělit na menší skupiny. Je-li v datech periodicitata, měla by se projevit i při zpracování v menších skupinách. Pak se můžeme opět vrátit k hromadnému zpracování ale interval prohledávaných frekvencí lze významně zúžit.

6.5.3 Metody minimalizace fázového rozptylu

V literatuře se setkáme s množstvím metod, z nichž ovšem většina je dosti náročná na čas a proto se používají jen zřídka. Jsou však i výjimky...

Dostí známou variantou metody minimalizace fázového rozptylu je *Morbeyho varianta* z roku 1973. Spočívá v tom, že se data znormují a zkvantují na celočíselné hodnoty od 1 do 11. Pro každou zkoumou periodu se pak znormují fáze do intervalu celočíselných hodnot 1 až 10 (např. fázím 0,0 až 0,1 se přidělí index 1, apod.). Fázový rozptyl pro danou periodu se pak definuje jako součet rozdílů maximální a minimální hodnoty proměnné pro každou skupinu podmnožinu dat se stejným indexem normované fáze. Ideálně by pak měl být celkový fázový rozptyl nulový, pro nesetříděná data pak dostáváme hodnotu $10 \times (11-1) = 100$. Vtip metody spočívá v tom, že data není nutno pro každou zkoumou periodu řadit vzestupně podle fáze, což je náročné na výpočetní čas.

Dnes nejrozšířenější a nejznámější je metoda navržená *Stellingwerfem* (1978) která spočívá v minimalizaci bezrozměrného parametru θ , charakterizujícího míru kvality proložení střední světelnou křivkou. Pro každou zkoumou periodu vypočteme fáze pro jednotlivá pozorování $\{m_i, t_i\}$, $i = 1, 2, \dots, N$, a každé z nich zařadíme do M odpovídajících *fázových binů* pokrývajících všechny fáze od 0 do 1 (třeba po desetínách). n_k nechť je počet pozorování v k -tém binu a s_k nechť je odhad rozptylu kolem střední hodnoty m_k v daném binu:

$$\theta = \frac{\sum_{j=1}^M \left[\sum_{i=1}^{n_k} (m_{ki} - \overline{m_k})^2 \right]}{(N - M) S},$$

kde S je odhad celkového rozptylu celého materiálu ($M = 1$):

$$S = \sum_{i=1}^N \frac{(m_i - \bar{m})^2}{N-1}.$$

Během výpočtu lze experimentovat s volbou počtu vzorků M a ještě tzv. *reprezentací* – použití vzájemně posunutých fázových intervalů. Např. pro hledání periody hvězdy s jednoduchou křivkou se doporučuje pracovat s 5 ekvidistantními fázovými biny ve dvou reprezentacích vzájemně posunutých o fázi 0,1. Pokud pracujeme se složitějšími křivkami s více minimy a maximy, musíme volit nejen větší počet fázových binů, ale i příslušně kratší krok ve zkusmých frekvencích. Jestliže pro jednoduše periodickou křivku stačí volit zkusmé frekvence tak, aby fázová diference následujících frekvencí byla 0,1, pak třeba pro křivku s očekávanými 5 minimy to již musí být pouze 0,02 a místo 5 fázových binů je nutno vzít binů 25, jinak hrozí, že při použití této metody mineme nějaké významné setřídění.

6.5.4 Metody založené na modelování světelné křivky

Víme-li předem, jaký tvar by měla mít proměnná hvězda, jejíž periodu hledáme, pak ji musíme nejprve vyjádřit ve formě určitého modelu – funkce fotometrické fáze φ a souboru dalších parametrů, který můžeme formálně zapsat v podobě vektoru β . Nejčastěji je takovou vhodnou funkcí trigonometrický polynom až do řádu k :

$$y(\beta, \varphi) = A_0 + \sum_{j=1}^k [A_j \cos(2\pi \varphi) + B_j \sin(2\pi \varphi)]; \quad y(\beta, \varphi) = A_0 + \sum_{j=1}^k A_j \cos[2\pi(\varphi - \varphi_{0j})],$$

kde vektorem parametrů β jsou buď: $\beta = \{A_0, A_1, \dots, A_k, B_1, \dots, B_k\}$ nebo $\beta = \{A_0, A_1, \dots, A_k, \varphi_{01}, \dots, \varphi_{0k}\}$. Hledání optimální periody lze pak řešit instrumentářem nelineární metody nejmenších čtverců, kde hledáme periodu P , tak aby následující suma S byla minimální:

$$S(\beta, P) = \sum_{i=1}^N [m_i - y(\beta, t/P)]^2.$$

Závislost $S(\beta, P)$ na periodě je pak tzv. *periodogram*. V jeho grafické podobě lze snad najít vhodné periody včetně ovšem i zdánlivých a falešných period. Čím hlubší bude hodnota funkcionálu S pro příslušnou periodu, tím pravděpodobnější je, že jste našli reálnou periodu.

Upozorňuji, že vše záleží na tom, do jaké míry jsme se při výběru regresního modelu do tvaru světelné křivky konkrétní proměnné hvězdy střelili. Nepodařilo-li se nám to, můžeme dostat zcela zcestné výsledky – mnohé nám napoví fázový diagram.

Často se též využívá standardní procedury diskrétní Fourierovy transformace, kde se pozorování převádějí z prostoru času do prostoru frekvencí. Zde musíme být při výběru reálných period velmi obezřetní, neboť většinou se vám zde nabízejí falešné periody související spíše s vlastnostmi určité periodicity pořizování dat.

6.5.5 Složitější situace

Dlouhodobý trend

Je zcela běžné, že se na světelných změnách konkrétní hvězdy uplatňuje více mechanismů, z nichž jen jeden vede k periodickým změnám, další se projevují nejčastěji systematickým poklesem nebo naopak vzestupem světelné křivky, který je modulován periodickou složkou. Při hledání periody je vhodné tento sekulární člen odečíst (týká se to zejména metod minimalizace fázového rozptylu) (a) nebo ještě lépe – přímo vtělit do modelu světelné křivky (b).

V případě (a) lze velikost sekulárního členu odhadnout tak, že hodnotami celé časové řady proložíme vhodnou funkci – nejčastěji polynomem, jehož funkční hodnoty pak odečteme. Nevýhodou tohoto postupu je, že je dosti háklivý na rozložení okamžiků pozorování v čase. V případě použití modelu světelné křivky lze tento model doplnit o člen odpovídající dlouhodobému trendu např. takto:

$$y(\beta, P, t) = A_0 + \sum_{j=1}^k [A_j \cos(2\pi t/P) + B_j \sin(2\pi t/P)] + \sum_{l=1}^p C_l \left(\frac{t - \bar{t}}{t_s} \right)^l,$$

kde \bar{t} je aritmetický průměr okamžiků pozorování, t_s je standardní odchylka okamžiků pozorování (většinou v JD). Polynom v tomto tvaru nevnese v dalším zpracování problémy v práci s příliš velkými čísly – hodnota zlomku $(t - \bar{t})/t_s$ i jeho mocnin bývá rozumně veliká.

Multiperiodické změny

Některé proměnné hvězdy mění své charakteristiky v několika periodách (např. hvězdy typu δ Sct). Za těchto okolností nejčastěji postupuje tak, že se pro výraznější z nich najde střední periodická světelná křivka a její hodnoty se odečtou od příslušných pozorovaných hodnot a hledají se další periody. Tento postup ale bývá občas nestabilní a přináší rozporuplné výsledky.

6.5.6 Zdánlivé periody (aliasy)

Budeme-li prohledávat periodicitu v určitém rozsahu frekvencí, lze očekávat, že se nám nabídnou více period. V zásadě to může znamenat, že zkoumaná veličina vykazuje složitější periodické chování popsané kombinací změn v několika periodách. Dříve než ovšem k takovému závěru dojdeme, měli bychom se přesvědčit, zda tyto nabízené periody nejsou ve skutečnosti periody jen zdánlivé, které jsou výsledkem určitého rozložení zkoumaných dat v prostoru frekvencí. Je tedy nutno předem identifikovat všechny očekávané zdánlivé, falešné a přidružené (konjugované) periody.

Vznik falešných period si můžeme demonstrovat na následujícím příkladu. Představte se, že sledujeme proměnnou hvězdu, která má periodu přesně $P = 10/11$ dne, pravidelně každý den přesně o půlnoci světového času. Fázi v den 0 si označme 0,0. Příštího dne, $t = 1,00$ d, bude fáze $t/P = 1,10$, čili 0,10, další den pochopitelně 0,20 atd. Bude-li ovšem perioda 10 dní, pak dostaneme též výsledek, stejně jako v případě, kdy perioda bude 10/21 dne, 10/31 dne nebo dokonce $-10/9$ dne(!) (světelná křivka je zde časově obrácená). Co mají všechny tyto periody společného? Vypočteme si kolik cyklů uplyne po jednom dni u základní periody: 1,100, u první z falešných (spurious) period (desetidenní) je to pak 0,100 cyklů, u další 2,100 cyklu, případně 3,100 cyklu nebo $-0,900$ cyklu. Liší se tedy od základního cyklu o celé číslo k .

Předpokládejme, že měření provádíme s nějakou obecnou vzorkovací periodou P_v (třeba jednoho hvězdného dne: $365,2442/366,2442 = 0,99727$ tropického dne), pak během něj hvězda vykoná c_0 cyklů: $c_0 = P/P_v$. Pro falešné periody P_k spřažené (konjugované) se vzorkovací periodou P_v , pak platí: $c_k = P/P_k = c_0 + k = P/P_v + k$, kde $k = \pm 1, \pm 2$. Úpravou pak dostaneme pro hodnoty falešných period známý *Tannerův vztah* ve tvaru:

$$\frac{1}{P_k} = \frac{1}{P} + \frac{k}{P_v}; \quad k = \pm 1, \pm 2, \dots$$

Pokud je světelná křivka se dvěma vlnami (eliptické proměnné, některé dvojhvězdy typu W UMa), je to efektivně totéž, jako by byla poloviční, a pro k tedy platí: $k = \pm 1/2, \pm 1, \pm 3/2, \dots$

Snad každá pozorovací řada pozemských pozorování je vzorkována s frekvencí jednoho hvězdného dne $P_v = 0,99727d$, při pozorování slabých hvězd, kdy se pozorovatelé vyhýbají úplňkům by se mohlo projevit vzorkování s periodou synodického měsíce $P_v = 29,5 d$ a pravidelně se projevuje sezónní vzorkování s periodou tropického roku $P_v = 365,2442 d$.

Jak se bránit proti vzniku zdánlivých period? Důsledným narušováním vzorkování. V případě hvězdného dne je účinné sledování hvězdy i v době několika hodin před a po její horní kulminaci nebo ještě lépe sledováním hvězdy z jiné zeměpisné délky či z kosmického prostoru¹⁶⁾. Se sezónním vzorkováním je to horší, zde platí, že hvězda by se měla sledovat souvisle po co nejdelší období v roce, a navíc nezávisle na fázi Měsíce.

6.5.7 Falešné periody

Je dobré odlišovat zdánlivé periody vzniklé přítomností určité periodicity v časovém rozložení jednotlivých pozorování a mezi falešnými periodami, které rovněž lze rozbořením materiálu nalézt. Ty vznikají jako důsledek určité periodicity v *systematických chybách* měření, nejčastěji posunech. Falešná perioda o délce jednoho hvězdného dne se např. projeví tehdy, pozorujeme-li celou noc hvězdu a nekorigujeme-li její jasnost (špatně korigujeme) o extinkci. Stejně tak občas v materiálu najdeme falešnou periodu o délce 1 roku. Obecně bychom měli být vždy ostražití, objeví-li se nám v analýze periody jednoho dne, roku a jejich zlomků.

Test na falešné periody je zřejmý – měly by se totiž stejnou měrou i měření kontrolních neproměnných hvězd podobných vlastností a polohy na obloze.

6.6 Graf ($O-C$)

Sledujeme-li nějaký významný okamžik světelné křivky (minimum, maximum) určité proměnné hvězdy po delší dobu, je vhodné zkonstruovat si tzv. *graf ($O-C$)*, což je časová závislost rozdílu okamžiku pozorovaného extrému ($O - Observed$) a vypočteného okamžiku ($C - Calculated$). V grafu ($O-C$) se na vodorovnou osu však častěji než čas udává epocha E .

Interpretace pozorovaného grafu ($O-C$) je jednou z nejučinnějších „diagnostických“ metod chování periodických proměnných hvězd. V případě, že grafem ($O-C$) je:

- b) přesně vodorovná přímka procházející $(O-C) = 0$, pak je to indikace skutečnosti, že hvězda má jen jednu periodu světelných změn a že použité světelné elementy jsou v pořádku. Tyto „bezproblémové“ hvězdy je možno bez obav na několik let opustit a věnovat se jiným.
- c) vodorovná přímka neprocházející $(O-C) = 0$. To znamená, že perioda je jediná, určena je správně, zato okamžik základního minima nebo maxima si opravu vyžaduje.
- d) šikmá přímka procházející bodem $E = 0$, $(O-C) = 0$, ukazuje, že okamžik základního extrému je určen správně, periodu je nutno opravit o směrnici přímky proložené závislostí $(O-C); E: \delta P = d(O-C)/dE$.
- e) parabola svědčí o tom, že se perioda lineárně zkracuje nebo prodlužuje (parabola otevřená vzhůru - například při tzv. pomalém přenosu látky mezi složkami algolidy.)

¹⁶⁾ Všelékem na problémy se zdánlivými periodami je použití fotometrie z družice Hipparcos, kde okamžiky pozorování žádnou periodicitu nejeví.

- f) polynom vyššího stupně. Změny periody jsou komplikovanější, do vzorce pro předpověď okamžiku extrému nutno zavést další členy, jde v podstatě o Taylorův rozvoj se středem v epoše $E = 0$:

$$JD_{hel} = M_0 + E P_0 + \frac{1}{2} E^2 \left. \frac{\partial P}{\partial E} \right|_0 + \dots = M_0 + E P_0 + \frac{1}{2} E^2 P_0 \dot{P}_0 + \dots,$$

$$P(t) \approx P_0 + \dot{P}_0(t - T); \quad P \cong P_0 + P_0 \dot{P}_0 E;$$

- g) sinusoida nebo podobná funkce. Zde je nepřirozenějším vysvětlením fakt, že proměnná hvězda obíhá kolem společného těžiště v soustavě s jinou hvězdou, která se jinak spektrálně nebo i světelně nemusí projevovat. Jde o tzv. *light-time effect*.

6.7 Výpočet ($O-C$) a zlepšování světelných elementů hvězdy

Jak jsme ukázali, jedním z neúčinnějších nástrojů výzkumu proměnných hvězd je studium jejich grafů závislosti hodnot ($O-C$) na čase, eventuálně na epoše E . Jednotlivé hodnoty se tradičně vztahují k okamžikům extrémů světelné křivky, nejčastěji k maximům, v případě zákrytových dvojhvězd pak k minimům jejich světelných křivek. Zachycení reálného okamžiku extrému jasnosti proměnné hvězdy je však svízelná pozorovatelská úloha, která je nesmírně ztížena kdejakými pozorovacími chybami a nestabilitami. Chceme-li přitom určit okamžik extrému vskutku spolehlivě, jsme nuceni pozorovat nejen v samotný okamžik extrémů, ale i v jeho širokém časovém okolí. Kromě ploché části musíme zachytit dostačující části vzestupné a sestupné větve světelné křivky. Takto je ovšem určení polohy jednotlivých bodů v ploše grafu ($O-C$) výsledkem obvykle několika desítek pozorování v okolí pozorovaného okamžiku O , přičemž hodnota pozorování v bezprostřední blízkosti okamžiku O je paradoxně nejmenší. Určení skutečného okamžiku extrému a stanovení jeho nejistoty je tak vždy mlhavé a sporné. Existuje řada vzájemně konkurujících metod určení okamžiku minima/maxima světelné křivky, jejichž výsledky jsou až překvapivě různé.

Má to dvě základní příčiny: a) sám okamžik extrému je vždy špatně definován a je proto sporný, b) proces nalezení momentu extrému a jeho nejistoty je výsledkem zpracování, jehož detaily nám většinou navždy zůstanou utajeny.

6.7.1 Výpočet ($O-C$), elementární ($O-C$), oprava základního extrému T_0

Mnohem spolehlivější přitom je opřít se zejména o ty části světelné křivky (křivky radiálních rychlosti), kde jsou změny nejrychlejší, tedy o vzestupné nebo sestupné větve studovaných periodických křivek. Předpokládejme pro jednoduchost, že hvězda jeví jen ony periodické změny, dlouhodobé trendy, že se nám podařilo úspěšně odečíst. Pro rozbor světelné křivky hvězdy přitom užíváme výchozí světelné elementy – okamžik základního minima/maxima T_0 a periodu P_0 , pomocí nichž proložíme stávajícími pozorováními světelnou křivku ve tvaru funkce $m(\beta, \varphi)$.

Nyní získáme nějakou novou skupinu N pozorování m_i získaných v časech t_i . Budeme-li předpokládat, že vzhled světelné křivky se nezměnil, pouze mohlo dojít k jistému vývoji světelných elementů. To se projeví tím, že ony nové pozorovací body $\{t_i, m_i\}$ budou vůči předpověděnému průběhu světelné křivky $m(\beta, \varphi) = m(\beta, (t_i - T_0)/P_0)$, systematicky posunuty ve vo-

dorovném směru, a to o hodnotu $\overline{(O-C)}$. Střední hodnotu tohoto posuvu ΔT mezi pozorovanou skutečností a předpovědí světelnou křivkou opírající se o světelné elementy $T_0; P_0$ lze vyjádřit vypočítat např. metodou nejmenších čtverců:

$$\begin{aligned} S(\boldsymbol{\beta}, \Delta T) &= \sum_{i=1}^N \left[m_i - m \left(\boldsymbol{\beta}, \frac{t_i - T_0 - \Delta T}{P_0} \right) \right]^2 \cong \sum_{i=1}^N \left[m_i - m \left(\boldsymbol{\beta}, \frac{t_i - T_0}{P_0} \right) + \Delta T \frac{\partial m}{\partial T} \right]^2 = \\ &= \sum_{i=1}^N \left[\Delta m_i + \Delta T \frac{m'(\varphi_i)}{P_0} \right]^2. \end{aligned}$$

Při výpočtu jsme předpokládali, $\Delta T \ll P$, takže je na místě linearizace Taylorovým rozvojem. Výraz ΔT není nic jiného než hodnota hledaného $\overline{(O-C)}$ vztaženého ke světelným elementům T_0, P_0 .

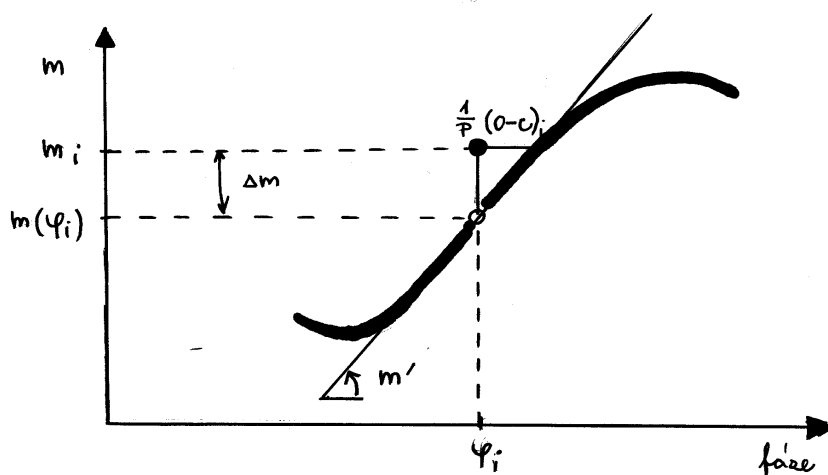
$$\frac{\partial S}{\partial \Delta T} = 0 \Rightarrow 0 = \sum_{i=1}^N \left[\Delta m_i + \frac{\Delta T m'(\varphi_i)}{P_0} \right] \frac{m'(\varphi_i)}{P_0} \Rightarrow \overline{(O-C)} = -P_0 \frac{\sum_{i=1}^N \Delta m_i m'(\varphi_i)}{\sum_{i=1}^N m'(\varphi_i)^2}.$$

Vztah pro sumu čtverců si můžeme ještě upravit do zajímavého tvaru:

$$S(\boldsymbol{\beta}, \Delta T) = \sum_{i=1}^N \left[\frac{\Delta m_i P_0}{m'(\varphi_i)} + \overline{(O-C)} \right]^2 \left(\frac{m'(\varphi_i)}{P_0} \right)^2 = \sum_{i=1}^N \left((O-C)_i - \overline{(O-C)} \right)^2 w_i,$$

kde $(O-C)_i$ je tzv. *elementární (O-C)* definovaná nyní pro každé jednotlivé měření, a w_i je váha příslušného měření.

$$(O-C)_i = -P_0 \frac{m_i - m(\varphi_i)}{m'(\varphi_i)}; \quad w_i = \left(\frac{m'(\varphi_i)}{P_0} \right)^2.$$



To, že veličina zde označená jako elementární hodnota $(O-C)$ má význam i rozměr této veličiny je konečně patrné z přiloženého náčrtku. Pro stanovení váhy veličiny $(O-C)_i$ je třeba odhadnout nejistotu jejího určení $\delta(O-C)_i$, která je podle definice veličiny rovna:

$$\delta(O-C)_i = P_0 \frac{\delta m_i}{m'(\varphi_i)} \quad \Rightarrow \quad w_i \approx \frac{1}{\delta^2(O-C)_i} \approx (m'(\varphi_i))^2.$$

Při stejných nejistotách naměřených veličin je nejistota $(O-C)_i$ nepřímo úměrná derivaci křivky změn v dotyčném bodě – nejmenší je v blízkosti inflexních bodů křivky, v okolí extrémů roste nade všechny meze. Váha příslušného bodu pak bude přímo úměrná čtverci derivace v dotyčném místě.

Poměrně snadno teď lze vypočítat jak střední hodnotu určení $\overline{(O-C)}$, dále standardní odchylku jedné elementární hodnoty $s(O-C)$ a odhad nejistotu určení $\overline{(O-C)}$, $\delta\overline{(O-C)}$:

$$\overline{(O-C)} = \frac{\sum_{i=1}^N (O-C)_i w_i}{\sum w_i}; \quad s(O-C) = \sqrt{\frac{N \sum_{i=1}^N [(O-C)_i - \overline{(O-C)}]^2 w_i}{(N-1) \sum_{i=1}^N w_i}}; \quad \delta\overline{(O-C)} = \frac{s(O-C)}{\sqrt{N}}.$$

Aplikace 1 – odhad nejistoty určení $(O-C)$ hladké jednoduché světelné křivky

Pro jednoduchost předpokládejme, že světelná křivka proměnné hvězdy má tvar kosinusovky s poloviční celkovou amplitudou A a je určena N měřeními, která ji více či méně rovnoměrně pokrývají. Standardní odchylka hvězdné velikosti jednoho měření necht' je s (magnitud), pro váhovanou nejistotu elementární hodnoty $(O-C)$, $s(O-C)$ platí:

$$\delta(O-C)_i = \frac{s P}{2\pi A \sin(2\pi\varphi_i)}, \quad w_i = (\sin(2\pi\varphi_i))^2, \quad s(O-C) = \sqrt{\frac{w_i \delta(O-C)_i^2}{N \bar{w}}} = P \frac{s}{\pi A}$$

$$\delta\overline{(O-C)} = \frac{s(O-C)}{\sqrt{N}} = P \frac{s}{\pi A \sqrt{N}}.$$

Tento odhad je velice užitečný třeba pro případ světelných křivek chemicky pekulárních hvězd. Číselný příklad ze života: $P = 2.45$ d, $s = 0.005$ mag, $A = 0.05$ mag, $s(O-C) = 0,078$ d = 1,9 h. Máme-li nyní k dispozici $N = 25$ takových měření, efektivní nejistota nalezení střední hodnoty $(O-C)$ je $s(O-C)/\sqrt{N} = 0,016$ d = 23 minut.

Aplikace 2 – nejistota určení okamžiku minima jasnosti zákrytové dvojhvězdy

Předpokládejme schematicky, že světelnou křivku lze aproximovat trojúhelníkovým profilem o hloubce A a šířce D dní. Oblast minima jasnosti necht' je pokryta N měřeními se standardní odchylkou s magnitud. Pak ovšem:

$$\delta(O-C)_i = \frac{sD}{2A}, \quad w_i = 1, \quad \delta\overline{(O-C)} = D \frac{s}{2A\sqrt{N}}.$$

Číselný příklad ze života: $D = 5$ h = 0,2 d, $A = 0,7$ mag. a) CCD měření: $s = 0,005$ mag, potom očekávaná nejistota určení okamžiku minima jasnosti je 0,0007 d = 1 min. b) vizuální pozorování zkušeným pozorovatelem: $s = 0,1$ mag, očekávaná nejistota určení okamžiku minima jasnosti je:

0,014 d = 20 minut. Takto bychom měli při zpracování přidělit takovému pozorování váhu 400krát menší než pozorování vedenému CCD technikou.

Pokud hodnoty $(O-C)_i$ nejeví žádný zjevný trend, můžeme si (např. pro účely předpovědi) výchozí periodu P_0 podržet a změnit pouze hodnotu okamžiku základního extrému z T_0 ¹⁷⁾ na T :

$$E_i = \frac{t_i - T_0}{P_0}; \quad \bar{E} = \frac{\sum_{i=1}^N E_i w_i}{\sum_{i=1}^N w_i};$$

$$T = T_0 + \overline{(O-C)} + P_0 E_0; \quad E_0 = \text{round}(\bar{E}) \cong \text{round}\left(\frac{\bar{t} - T_0}{P_0}\right),$$

který je vztažen k váhovanému těžišti oněch N pozorování, z nichž byl odvozen. E_0 je na celé číslo zaokrouhlený počet cyklů od výchozího okamžiku extrému po nový počátek. Aby byl zachován způsob počítání cyklů (epoch), vztahujeme jejich počítání stále k T_0 . Předpověď okamžiku extrému JD_{ext} se takto změní:

$$JD_{ext} = T + P_0 (E - E_0).$$

6.7.2 Zlepšování lineárních světelných elementů

V případě, že vzhled závislosti $(O-C)$ na epoše E nasvědčuje tomu, že je záhodno v lineárních světelných elementech upravit i periodu, je třeba využít pro tuto úpravu pokud možno všechna existující měření. Pro jednoduchost stále předpokládejme, že k určování světelných elementů užíváme jen jednu fotometrickou barvu, a navíc, že rozdíly v poloze střední hvězdné velikosti mezi jednotlivými pozorovateli¹⁸⁾ byly opraveny, takže jde o relativně homogenní fotometrický materiál.

Opět řešíme pomocí MNČ, s tím že Taylorově rozvoji budeme uvažovat i změnu periody $\Delta P = P - P_0$, a změnu vektoru parametrů vyjádření světelné křivky $\Delta \boldsymbol{\beta} = \boldsymbol{\beta} - \boldsymbol{\beta}_0$

$$S(\boldsymbol{\beta}, \Delta P, \Delta T) = \sum_{i=1}^N [m_i - m(\boldsymbol{\beta}, \varphi_i)]^2 \cong \sum_{i=1}^N \left[m_i - m\left(\boldsymbol{\beta}_0, \frac{t_i - T_0}{P_0}\right) - \Delta \boldsymbol{\beta} \frac{\partial m}{\partial \boldsymbol{\beta}} - \Delta T \frac{\partial m}{\partial T} - \Delta P \frac{\partial m}{\partial P} \right]^2 =$$

$$= \sum_{i=1}^N \left[\Delta m_i - \Delta \boldsymbol{\beta} \frac{\partial m}{\partial \boldsymbol{\beta}} + \Delta T \frac{m'(\varphi_i)}{P_0} + \Delta P \frac{(t_i - T_0) m'(\varphi_i)}{P_0^2} \right]^2, \quad \frac{\partial S}{\partial \Delta T} = \frac{\partial S}{\partial \Delta P} = \frac{\partial S}{\partial \Delta \boldsymbol{\beta}} = 0.$$

Jde tedy o problém řešení 2+dim($\boldsymbol{\beta}$) rovnic s tímž počtem neznámých. Hledání nových elementů a parametrů vyjadřujících světelné křivky postupně několikrát opakujeme, až najdeme konečné řešení. Pokud jsou pozorování ve fázovém diagramu rovnoměrně rozložena a není

¹⁷⁾ Bývá zvykem, že jako základní minimum/maximum se vybírá takový extrém, který bezprostředně předcházal prvnímu z měření, a to z toho důvodu, aby se zpracovatelé vyhnuli zmatkům, které by sebou neslo používání záporných epoch.

¹⁸⁾ Ty existují skoro vždycky, vzájemné posuvy však málokdy korelují s konkrétní hodnotou světelných elementů, proto je lze během zpracování odečíst.

zjevná korelace mezi tímto rozložením a epochou, můžeme úlohu rozdělit do dvou kroků – nejdříve opravíme světelnou křivku, pak světelné elementy, pak znovu světelnou křivku atd.

Nalezení světelných elementů je pak řešení dvou rovnic o dvou neznámých:

$$\begin{aligned} S(\boldsymbol{\beta}, \Delta P, \Delta T) &= \sum_{i=1}^N [m_i - m(\boldsymbol{\beta}, \varphi_i)]^2 \cong \sum_{i=1}^N \left[m_i - m\left(\boldsymbol{\beta}, \frac{t_i - T_0}{P_0}\right) - \Delta T \frac{\partial m(\varphi_i)}{\partial T} - \Delta P \frac{\partial m(\varphi_i)}{\partial P} \right]^2 = \\ &= \sum_{i=1}^N \left[\Delta m_i + \Delta T \frac{m'(\varphi_i)}{P_0} + \Delta P \frac{(t_i - T_0) m'(\varphi_i)}{P_0^2} \right]^2 = \sum_{i=1}^N \left[\frac{\Delta m_i P_0}{m'(\varphi_i)} + \Delta T + \Delta P E_i \right]^2 \left(\frac{m'(\varphi_i)}{P_0} \right)^2. \end{aligned}$$

Hned od počátku pomocí vztahu uvedeného na konci předchozí podkapitoly vztáhneme počátek elementů k těžišti.

Uvedený vztah lze zapsat i symbolikou s elementárními hodnotami ($O-C$):

$$S(\Delta T, \Delta P) = \sum_{i=1}^N [(O-C)_i - \Delta T - \Delta P E_i]^2 w_i; \quad \frac{\partial S}{\partial \Delta T} = \frac{\partial S}{\partial \Delta P} = 0.,$$

což lze interpretovat jako proložení závislosti ($O-C$) na epoše E přímkou, přičemž jednotlivé body *elementárních hodnoty* ($O-C$) mají různou váhu – přímo úměrnou čtverci derivace křivky změn v dané fázi. Standardními metodami pak vyjadřujeme nejistoty určení všech parametrů.

$$\Delta P = \frac{\sum_{i=1}^N (O-C)_i (E_i - \bar{E}) w_i}{\sum_{i=1}^N (E_i - \bar{E}) w_i}; \quad \bar{E}^2 = \frac{\sum_{i=1}^N E_i^2 w_i}{\sum_{i=1}^N w_i}; \quad \delta P = \frac{s(O-C)}{\sqrt{N(\bar{E}^2 - \bar{E}^2)}},$$

kde $s(O-C)$ je standardní váhovaná odchylka proložení závislosti ($O-C$)_{*i*} na E_i . Střed světelných elementů umístíme do těžiště prokládané přímky:

$$T = T_0 + \Delta T + E_0 P; \quad \delta T = \frac{s(O-C)}{\sqrt{N}}.$$

Předpověď okamžiku extrému JD_{ext} se takto změní:

$$JD_{ext} = T + P (E - E_0).$$

6.7.3 Kvadratické světelné elementy a jejich zlepšování

Zatímco se u valné většiny periodicky proměnných hvězd můžeme dobře spokojit s lineárními světelnými elementy, v nichž je perioda veličinou zcela konstantní, existují proměnné hvězdy u nichž se perioda prokazatelně mění. Okamžitě je to patrné z grafu závislosti ($O-C$) na epoše E – nemá tvar přímky.

Z povahy změn periody lze usuzovat na příčiny tohoto jevu – může jím být např. přítomnost třetího tělesa u zákrytové dvojhvězdy (light-time efekt), přenos látky mezi složkami těsné dvojhvězdy nebo zpomalování rotace aktivního pulsaru. Pokud známe příčinu změn, je možné sestavit adekvátní model pro změnu periody a vypočítat jeho parametry. Někdy je však příčina změn nejasná, ví se pouze, že se tato perioda mění. Pro cíle předpovědi je pak na místě změnu periody nějak aproximovat, nejjednodušeji předpokladem, že časová derivace periody

je konstantní veličina. Světelné změny jsou pak popsány trojicí tzv. *kvadratických světelných elementů*: T_0 , P_0 a \dot{P} , kde T_0 je okamžik, kdy nastal základní extrém světelné křivky, P_0 je pak perioda v ten okamžik.

$$P(t) \approx P_0 + \dot{P}(t - T_0); \quad P = \frac{dt}{d\varphi}; \quad \varphi_1 = \frac{t - T_0}{P_0};$$

$$\varphi = \int_{T_0}^t \frac{dt}{P} = \int_{T_0}^t \frac{dt}{P_0 + \dot{P}(t - T_0)} = \frac{1}{\dot{P}} \ln(1 + \dot{P} \varphi_1) \cong \varphi_1 - \frac{1}{2} \dot{P} \varphi_1^2.$$

$$JD_{ext} \cong T_0 + P_0 E + \frac{1}{2} P_0 \dot{P} E^2; \quad P \cong P_0 + P_0 \dot{P} E;$$

Ve vztazích pro fázi se pak použije buď přesný vztah pro fázi φ nebo jeho aproximace v případě, že součin $\dot{P} \varphi_1$ je malý vzhledem k jedničce. Řeší opět nelineární regresí v gradientní aproximaci.

6.7.4 Robustní regrese

Pokud se v pozorovacím materiálu nenacházejí žádné hrubé chyby nebo odlehlé body, pak je metoda nejmenších čtverců ideálním prostředkem pro hledání parametrů proměnné hvězdy díky své obecnosti a pružnosti v modelování i velmi kuriózních situací. Bohužel metoda ztrácí svou účinnost výskytem bodů, které nesledují tzv. normální rozdělení odchylek (Gaussova křivka). Zde musí nastoupit některá z modifikací MNČ, která vliv těchto bodů minimalizuje např. tím, že jim přiděluje menší váhu, než bodům poblíž těla normálního rozdělení. Jedna z variant této tzv. robustní regrese je popsána v mém materiálu *Regrese všeho druhu*.

7 Mechanismy proměnnosti

7.1 Typy proměnných hvězd

S tím, jak v historii rostl počet známých proměnných hvězd, vyvstávala i potřeba rozčlenit je do určitých typů objektů se stejným chováním a také asi stejnou příčinou svých změn. V současnosti je takových základních typů proměnnosti známo přes padesát. Obvykle se tato skupina označuje podle první prozkoumané hvězdy dané skupiny: tak například *hvězdy typu W Ursae Majoris* jsou zákrytové dvojhvězdy s vlastnostmi podobnými jejich hlavní představitelce W Ursae Majoris.

Hlavním rozlišovacím znakem vždy byl a ještě stále je vzhled *světelné křivky*. S rozvojem pozorovací techniky přes vizuální odhady, fotografii, fotonásobiče až po CCD prvky, se neustále zlepšuje přesnost pozorování (v současnosti standardně několik tisíců magnitud) i jeho časové rozlišení (až 10^{-4} s). Časem nabyly na důležitosti další rozlišovací znaky příslušnosti k určitému typu proměnnosti: vzhled spektra, spektrální změny (změny intenzity, ekvivalentní šířky a profilu spektrálních čar), změny radiální rychlosti.

Spektrální výzkum, výzkum kinematiky proměnných hvězd v Galaxii a měření paralax novými astrometrickými metodami (Hipparcos) umožnily odhadnout vzdálenosti řady jednotlivých proměnných hvězd a vypočítat jejich absolutní hvězdné velikosti. Tím bylo umožněno znázornit jednotlivé typy proměnných hvězd v ploše *H-R diagramu*. Tento zcela nový pohled na problematiku výzkumu proměnných hvězd ukázal, že určité typy proměnných hvězd zde zaujímají své specifické místo. Poloha konkrétní hvězdy na H-R diagramu je dána její hmotností a vývojovým stadiem. Z tohoto pohledu se hvězdná proměnnost začala vykládat jako jistá „nemoc“, kterou si hvězda v průběhu svého vývoje chtě nechtě musí prodělat (obdobu tzv. dětských nemocí).

Ale ani tento vyšší stupeň poznání nepřináší odpověď na základní otázku: „Jak a proč se jasnost proměnných hvězd mění?“ K tomu je zapotřebí nejprve vytipovat několik *základních mechanismů hvězdné proměnnosti* a pomocí nich a teorie hvězdné stavby zkonstruovat soubor základních *modelů proměnnosti*. Pak je možné rozebírat vlastnosti a chování reálných proměnných hvězd, jejichž proměnnost lze zpravidla vyložit spolupůsobením několika mechanismů proměnnosti.

7.2 Základní členění mechanismů proměnnosti

Mechanismy proměnnosti proměnných hvězd dělíme do dvou základních typů, na mechanismy:

- A) **geometrické**, kde se světelný tok z hvězdy nebo hvězdné soustavy nemění, mění se však její svítivost

B) **fyzické**, neboli skutečné proměnné hvězdy, u nichž se reálně mění jejich zářivý výkon v daném spektrálním oboru.

Podle tohoto základního členění dělíme proměnné hvězdy na *fyzické proměnné hvězdy* a *geometrické proměnné hvězdy*.

GEOMETRICKÉ PROMĚNNÉ HVĚZDY

7.3 Rotující proměnné hvězdy

Ke změnám geometrie (úhlu pohledu) proměnné hvězdy vůči pozorovateli dochází ze dvou základních důvodů:

- a) sledovaná hvězda rotuje, což je ovšem zcela standardní situace;
- b) hvězda je členkou podvojně soustavy, což je rovněž velmi časté.

Má-li se při těchto změnách hvězda měnit, musí být splněna podmínka, že její záření musí vykazovat jisté odchylky od přísně osové symetrie. Fakt, že některé rotující hvězdy a dvojhvězdy viditelné světelné variace nevykazují, je dán skutečností, že záření těchto hvězd je nesmírně izotropní, jejich fotosféry jsou fotometricky značně homogenní, jejich tvar je velmi přesně osově symetrický.

7.3.1 Magnetické hvězdy

U rotujících proměnných hvězd bývá příčinou osové asymetrie přítomnost silného magnetického pole. Je-li to magnetické pole zhruba dipólové, musí ještě platit, že osa tohoto dipólu nesmí souhlasit osou rotační, což je však většinou splněno. Pozorované změny jsou přísně periodické, perioda odpovídá rotační periodě objektu. Ta bývá velmi rozmanitá: od 10^{-4} s u těch nejrychlejších *pulzarů* až po několik let u zvláště pomalu rotujících chemicky pekulárních hvězd.

Tyto proměnné hvězdy vykazují světelné změny s nevelkou amplitudou (do 0,1 mag). Jde o *magnetické chemicky pekulární hvězdy*¹⁹⁾ (Ap hvězdy) se silným globálním magnetickým polem s výraznou dipólovou strukturou. Povrchové chemické složení těchto hvězd je odlišné od chemického složení vnitřních částí v důsledku velmi pomalých procesů, při nichž jsou některé ionty vypuzovány do svrchnějších částí fotosféry, jiné klesají dovnitř hvězdy.

Makroskopické magnetické pole v různé míře stabilizuje povrchové vrstvy hvězdy, což se pak projeví různými chemickým složením v horizontálním směru. Záření vystupující z různých částí fotosféry pak vykazuje rozdílné rozložení energie ve spektru, přičemž ovšem efektivní teplota je tu ve všech bodech stejná.

S tím, jak se vůči nám hvězda otáčí, předvádí nám různé „barevné“ partie svého povrchu. To vede ke změnám jasnosti v různých spektrálních oborech, běžně pozorujeme vzájemně opačné orientované světelné křivky. Pozorované rotační periody se pohybují v rozmezí asi půl dne až několik desítek či stovek dní.

7.3.2 Hvězdná aktivita

Osovou anizotropii záření rotující hvězdy mohou vyvolat i mohutná lokální magnetická pole tzv. *aktivních oblastí*, na něž se vážou další projevy hvězdné aktivity, zejména dlouho žijící *fotosféric-*

¹⁹⁾ Více se dozvíte ve předmětu *Horké hvězdy*

ké skvrny podobné slunečním skvrnám. Tyto skvrny jsou temnější z toho důvodu, že fotosféra v těchto oblastech je chladnější než jinde. Příkladem proměnných hvězd, u nichž existence rozsáhlých oblastí pokrytých skvrnami hraje v jejich proměnnosti rozhodující roli, jsou *hvězdy typu RS Canum Venaticorum*, přezdívané i jako „skvrnití psi“. U těchto hvězd mohou chladnější skvrny pokrývat až polovinu povrchu hvězdy. Světelné změny mohou dosahovat až několika desetin magnitudy.

7.4 Dvojhvězdy

Perioda pozorovaných změn souhlasí s periodou oběhu. Anizotropie ve dvojhvězdách, zejména na těch těsných, je dána jejich vzájemným zastiňováním a vzájemným ovlivněním (interakcí) jejich složek.

7.4.1 Zákrytové dvojhvězdy

Zde je anizotropie dána tím, že se složky dvojhvězdy navzájem stíní – do prostoru vrhají stín a polostín, jejichž hranice mají podobu dvou sousých dvojkruželů o vrcholových úhlech $2\alpha_2$ a $2\alpha_1$, s osou na spojnici středů obou hvězd. S ohledem na to, že rozměry soustavy lze vůči její vzdálenosti vždy zanedbat, můžeme předpokládat, že vrcholy obou dvojkruželů splývají.

7.4.2 Interagující dvojhvězdy

Dalším jevem způsobujícím osovou anizotropii záření vzhledem k ose orbitálního pohybu je *slapová deformace složek* v těsných systémech. Komponenty nabývají kapkovitý tvar. Jak se soustava otáčí, mění se jejich průřezy kolmé na směr k pozorovateli a tím i pozorovaná jasnost. Dalším momentem je zde fakt, že jas slapově deformovaných hvězd není všude stejný, menší je v oblastech s menším gravitačním zrychlením. U těsných zákrytových dvojhvězd to pak znamená, že se v důsledku slapové deformace složek jasnost soustavy mění i mezi zákryty.

Jiným efektem, který u těsných soustav hraje důležitou roli, je tzv. *efekt odrazu*, vyjadřující fakt, že se hvězdy navzájem osvětlují. Toto záření se ve fotosférách jejich kolegyně dílem rozptýlí a vyzáří do prostoru, dílem se absorbuje a slouží k nahřátí svrchních vrstev této hvězdy. V každém případě to vede ke skutečnosti, že jas k sobě přivrácených částí hvězd je větší, než jas částí odvrácených. Při oběhu nám pak hvězdy natáčejí různé části svých fotosfér, což se projeví periodickým kolísáním jasnosti soustavy.

Zvláště významný je efekt odrazu v takových soustavách, kde jednu složku tvoří normální hvězda a druhou je zhroucená složka, která v důsledku akrece látky pocházející z normální složky vyzařuje do prostoru mocné rentgenové záření. To se v povrchových vrstvách druhé komponenty zachytí a nahřeje její fotosféru až o 1000 kelvinů. Vzhledem k tomu, že se rentgenová složka v optickém oboru neprojevuje a je velice malá, takže ani nic nezakryje, pozorujeme jen světelné projevy natáčení normální složky. Jde tedy vlastně o svéráznou rotující proměnnou hvězdu s nestejnými polokoulemi.

V těsných dvojhvězdách často dochází k výměně látky mezi složkami, v soustavě pozorujeme *plynné proudy, akreční disky, horké skvrny*. Tato látka a útvary v ní se projevují i vlastním zářením nebo absorpcí záření složek dvojhvězdy. Během oběhu se konfigurace této látky mění, mění se i světelný příspěvek látky mezi složkami. Interpretace těchto světelných změn je ne-

snadná, protože je obtížné sestavit dobře fyzikálně fungující modely zohledňující všechny důležité procesy probíhající v soustavách s masivním přetokem látky.²⁰⁾

FYZICKÉ PROMĚNNÉ HVĚZDY

U těchto proměnných hvězd dochází k reálným změnám jejich charakteristik v čase, které se přitom mohou týkat různých částí hvězdy nebo jejího okolí. Jde o změny:

- a) v okolí hvězdy
- b) v povrchových vrstvách, většinou projevy hvězdné aktivity
- c) v podpovrchových vrstvách, nejčastěji pulzace
- d) v jádru – rychlé fáze hvězdného vývoje, supernovy

7.5 Nestacionární děje v okolí hvězdy

Kolem hvězd se často nachází množství opticky aktivního materiálu. Jeho původ je různý. Mohou to být třeba zbytky zárodečného materiálu, který nebyl spotřebován na stavbu hvězd. S takovým materiálem se často setkáváme u velmi mladých hvězd typu T Tauri, FU Orionis. Může to být v průběhu pokročilejšího vývoje hvězdy odvržená obálka hvězdy (hlavně novy a supernovy). Při expanzi obálky dochází ke střetu s okolní mezihvězdnou látkou, vznikají zde rázové vlny, materiál se při střetu nahřívá na teplotu milionů kelvinů, což vede ke vzniku měkkého rentgenového záření. Z hvězd se do prostoru může dostat látka i méně násilným způsobem – hvězdným větrem a pulzacemi hmotných hvězd a hvězd v pozdním stadiu jejich vývoje.

7.5.1 Látka ve dvojhvězdách

U interagujících dvojhvězd navíc přistupuje látka, kterou si složky během svého vzájemného soužití navzájem vyměňují. Zde bývá uloženo nejvíce látky v tzv. *akrečním disku*, prstenci kolem látky přijímající složky, který zde vzniká z toho důvodu, že přetékající látka si s sebou nese jistý moment hybnosti a ten jí nedovolí dopadnout přímo na hvězdu-příjemkyni. Akreční disk může absorbovat a rozptylovat světlo složek, mívá však i vlastní zdroj energie, který materiál disku zahřívá na teplotu několika tisíc kelvinů. Je to jeden z důsledků turbulentního tření, jímž se v rámci disku zajišťuje tok momentu hybnosti z vnitřních částí disku do vnějších. Během tohoto procesu klesá materiál z vnitřních partií na hvězdu, uvolňuje se potenciální energie, která se z větší části mění v energii neuspořádaného pohybu mikročástic.²¹⁾

Zmíněný proces s ohledem na povahu tření (turbulentní) zpravidla není spojitý, v některých případech se „zapne“ naráz a dojde k prudkému uvolnění energie, která pak vyvolá přímo explozi, vzplanutí. Takto si vysvětlujeme vzplanutí *trpasličích nov*.

Trpasličí novy jsou těsné dvojhvězdy sestávající ze zhroutené složky – bílého trpaslíka – a normální hvězdy, jež vyplňuje svůj Rocheův lalok. Tato složka neustále dodává látku do akrečního dis-

²⁰⁾ V případě horkých interagujících dvojhvězd, projevujících se jako hvězdy se závojem, našli Svatopluk Kríž s Petrem Harmancem (1975) důkazy o zákrytech hvězd plynným proudem mezi složkami.

²¹⁾ Je třeba dodat, že mince přerozdělování momentu v rámci disku má i svou druhou stranu, jíž je únik látky do prostoru. Že k tomuto ději vskutku dochází, potvrzují i nedávné třírozměrné hydrodynamické výpočty krymských astronomů D. V. Bisikala, O. A. Kuzněčova, A. A. Bojarčuka a V. M. Ččetkina.

ku, kde, pokud hustota převyšuje jistou kritickou mez, se náhle rozvine turbulence, která je schopná způsobit, že část disku spadne do gravitačního jádra bílého trpaslíka. Rychlým sestupem části látky dovnitř se uvolní značné množství energie, což se projeví i optickým zjasněním o několik magnitud.

Světelná křivka je jistou miniaturou vzplanutí novy – pozorujeme zde náhlé zjasnění, trvající desítky hodin, po němž následuje pomalejší, dny trvající pokles. Poté soustava přejde do klidového stavu a přenos látky z druhé složky pokračuje. Vzplanutí trpasličích nov se opakují s časovou prodlevou několika měsíců.

Dalším zdrojem nestability bývá i plynný proud přinášející hmotu do akrečního disku. Přetok nebývá obecně stacionární, látka se ke druhé složce dostává po jistých dávkách. Na styku plynného proudu, vystupujícího z Lagrangeova bodu, s akrečním diskem vzniká tzv. *horká skvrna*, jež může být i nejvydatnějším zdrojem světla v soustavě trpasličích hvězd. Její momentální teplota i rozsah pak v rozhodující míře ovlivňuje pozorovanou jasnost soustavy. Nestacionárnost přenosu se projevuje i tzv. *mihotáním* (flickeringem) světla horké skvrny.

7.6 Nestacionární děje na povrchu hvězdy

7.6.1 Vnější příčiny

Nejčastější vnější příčinou nestacionárních procesů ve fotosférických vrstvách hvězd je dopad látky zvnějšku. Zde je nejčastějším zdrojem přenosu látky v těsných dvojhvězdách.

Příkladem mohou být třeba *klasické novy*, což jsou těsné dvojhvězdy sestávající z bílého trpaslíka a normální trpasličí složky, jež vyplňuje svůj Rocheův lalok. Látka bohatá na vodík, jež vytéká z této složky, se přes zásobník v akrečním disku kolem bílého trpaslíka postupně ukládá na jeho povrchu. Tíha přenesené látky stlačuje degenerovanou hvězdu, která postupně mírně kontrahuje. Uvolněná gravitační energie se z části transformuje na vnitřní energii a vede k postupnému zvyšování teploty hvězdného nitra.

Neohřívá se ovšem jen nitro, ale i vrstva s přeneseným materiálem bohatým na vodík. Vzrostli v ní teplota nad určitou tzv. zápalnou teplotu, dojde k zažehnutí *překotných termonukleárních reakcí* (CNO cyklus), jejichž prostřednictvím se ve velmi krátké době uvolní značné množství energie. Ta způsobí explozi vnějšku hvězdy, který se do prostoru rozletí rychlostí několika tisíc km/s. Pozorujeme pak vzplanutí klasické novy, při němž se soustava náhle zjasní o 7 až 19 magnitud. Pak následuje pomalejší, řadu měsíců trvající pokles. Nastupuje znovu klidné mezidobí o délce řádově 10^5 let, při němž se na bílém trpaslíku, jenž předchozím vzplanutím nijak neutrpěl, znovu uloží kritické množství jaderné traskaviny a k explozi dojde znovu.

7.7 Aktivita hvězd a její projevy

7.7.1 Optická pozorování aktivity hvězd

Už v roce 1913 objevili Eberhardt a Karl Schwarzschild emisní jádra čar H a K u hvězd slunečního typu. Dokázali tak vlastně existenci jejich rozsáhlých *chromosfér*. Prvním překvapením byla skutečnost, že oproti očekávání má řada hvězd nesrovnatelně vyšší aktivitu než Slunce. Rovněž byl popřen základní předpoklad, že mohutnost projevů hvězdné aktivity je *pouze* funkcí jejich spektrálního typu.

V druhé polovině 20. stol. pak sledoval Olin C. Wilson (1978) chování vápníkových čar u několika desítek hvězd slunečního typu (tj. hvězd hlavní posloupnosti spektrálního typu G a K). V intenzitách pozorovaných centrálních emisí zjistil variace dvou typů:

- a) krátkodobé, v časové škále několika dní, které nepochybně souvisejí s pohybem aktivních oblastí na disku rotující hvězdy
- b) dlouhodobé, s periodou od 8 do 12 let, které jsou obdobou slunečního základního jedenáctiletého cyklu.

Byly pozorovány hvězdy, u nichž se neprojevoval ani náznak aktivity, což by mohlo být vysvětleno tak, že tyto hvězdy právě procházejí stadiem jisté deprese hvězdné aktivity, obdobné *Maunderovu minimu* sluneční aktivity.

Projevy hvězdné aktivity byly objeveny i u dalších hvězd, zejména u chladných hvězd hlavní posloupnosti třídy M, čili u tzv. *červených trpaslíků*. Spektrální typ řady z nich obsahuje přídomek *e* – například M5V *e*, který značí, že ve spektru jsou pozorovány emisní čáry, nejčastěji vodíku a čáry H a K. Vzhledem k tomu, že teploty těchto červených trpaslíků jsou nižší než 3 500 K, neměl by zde být k záření vybuzen ani ionizovaný vápník, natož pak vodík. Výskyt těchto čar tak jasně dokazuje existenci relativně mohutné chromosféry.

Hvězdy tohoto typu jsou nezdědky fyzicky proměnnými hvězdami, přičemž nejčastěji se zde setkáváme z tzv. *eruptivními trpaslíky* – hvězdami, které vykazují několik minut trvající zjasnění, při nichž se ve výjimečných případech může výkon hvězdy zvýšit až o dva řády. Vše se vysvětluje častými bílými erupcemi, které jsou nejméně o řád mohutnější a mnohem častější než sluneční bílé erupce.

Silnou hvězdnou aktivitu jeví i hvězdy typu *T Tauri*, hvězdy, které jsou v poslední fázi svého gravitačního smršťování, které předchází okamžiku, kdy se hvězda stane hvězdou hlavní posloupnosti. U hvězd tohoto typu pozorujeme hned několik projevů mimořádně mohutné hvězdné aktivity: prudké změny jasnosti dané častými erupcemi, proměnné emise v čarách vodíku a H a K, které dokazují existenci chromosféry. Z hvězd vane hvězdný vítr o několik řádů mohutnější než sluneční.²²⁾

U *obrů a veleobrů* byla rovněž potvrzena existence mohutných chromosfér, jakož i očekávaný výron látky působený hvězdným větrem. Ten občas bývá natolik mohutný, že ovlivňuje i průběh vývoje hvězdy.

Zvláštním případem jsou proměnné hvězdy typu *RS Canum Venaticorum*, které nacházíme zpravidla v těsných dvojhvězdách. U nich lze vysledovat několik projevů hvězdné aktivity:

- fotosférické skvrny, které mohou opanovat až 50% pozorovaného povrchu hvězdy;
- chromosférickou aktivitu;
- mohutné erupce.

Z optických pozorování hvězd pozdního spektrálního typu vyplývá, že u těchto hvězd chromosféry běžně existují. Aktivita mnohých hvězd je výrazně vyšší než aktivita sluneční. Závěry potvrzují i pozorování mimo optickou oblast.

²²⁾ Slunečním větrem ztratí Slunce $4 \ll 10^{-13} M_{\odot}$.

7.7.2 Radiová a družicová pozorování hvězdné aktivity

Hvězdné koróny, horké miliony kelvinů, září zejména v rentgenové oblasti, fotosféry i chromosféry jsou příliš chladné na to, aby se v tomto oboru vůbec nějak projevíly. Chromosféry se pak projevují spíše v oboru ultrafialového záření. Vzhledem k tomu, že veškeré krátkovlnné záření přicházející z kosmu je při svém průchodu hustějšími částmi zemské atmosféry spolehlivě pohlceno, je nutno toto záření pozorovat nad nimi - z družic nebo stratosférických balonů²³).

Pozorování z paluby těchto i jiných družic jasně ukázala, že valná většina hvězd (i když ne všechny) spektrálních typů F až M jeví silné emise v ultrafialovém oboru spektra, což svědčí o existenci atmosférických vrstev s teplotami kolem 200 000 K. Tyto hvězdy produkují rentgenové záření, které svědčí o tom, že ve svrchních částech atmosféry těchto hvězd je přítomen řídký plyn o teplotě 10^6 až 10^8 K. Výkon hvězd v rentgenové oblasti bývá zpravidla větší než rentgenový výkon Slunce, ve výjimečných případech se setkáváme až se 100 000násobkem tohoto slunečního výkonu.

Z toho ovšem plyne, že většina hvězd střední a dolní části hlavní posloupnosti má horké koróny. Hvězdám spektrálního typu ranějšího než F, ve shodě s naším očekáváním, rozsáhlé horké koróny chybějí. U těchto hvězd totiž není rozvinuta podpovrchová konvektivní vrstva.

Horké hvězdy spektrálního typu O a B naproti tomu rozměrné chromosféry mají, což zřejmě souvisí se silným odtokem látky do prostoru, působeným mohutným, zářivě řízeným hvězdným větrem.

U obrů a veleobrů spektrálního typu ranějšího než K2 pozorujeme silné emise v ultrafialové oblasti, dokládající existenci chromosfér, i rentgenové záření, svědčící o přítomnosti koróny. U chladnějších hvězd tohoto typu však pozorujeme už jen chromosféry spolu s masivním odtokem látky do prostoru. Podobné chování pozorujeme i u mladých hvězd typu T Tauri. Zdá se, že všeobecně platí pravidlo: Hvězdy se silným hvězdným větrem nemívají koróny.

7.7.3 Příčiny a modely hvězdné a sluneční aktivity

Na základě pozorování aktivity Slunce a dalších hvězd lze nyní již načrtnout všeobecně platný model hvězdné aktivity.

V roce 1940 LUDWIG BIERMANN (1907-1986) a Martin Schwarzschild předložili první *model sluneční aktivity*, jehož cílem bylo hlavně vysvětlit existenci vnějších vrstev sluneční atmosféry – sluneční chromosféry a koróny. Tyto vrstvy měly být vytvářeny a zahřívány *zvukovými vlnami*, které jsou nepochybně generovány při konvektivních pohybech. Zvukové vlny se bez odporu šíří fotosférou, při přechodu do řídkých vrstev atmosféry se však postupně mění ve vlny rázové. Ty se střetávají s tímto materiálem, předávají mu svou energii – disipují, rozpadají se. Akustické a později rázové vlny tak zajišťují transport potřebné energie z konvektivní vrstvy do chromosféry a koróny, aniž by tím byl nějak dotčen stav standardní hvězdné atmosféry, čili fotosféry.

Naznačený model však nevyhovoval, a to ani u Slunce samotného. Nevysvětloval totiž, proč dochází k pozorované variaci mohutnosti sluneční chromosféry a koróny, nevysvětloval nijak exis-

²³) Největší pokrok v tomto směru představovala činnost družice *Einstein*, která se specializovala na průzkum měkkého rentgenového záření jednotlivých hvězd, a dále družice IUE, která zkoumala hvězdy v ultrafialové oblasti.

tenci slunečního cyklu. Už vůbec jej není možné aplikovat na další hvězdy, kde se (u hvězd téhož typu) běžně setkáváme s poměrem úrovně aktivity $1 : 10^4$.

Pozorování sluneční a hvězdné aktivity jasně ukazují na to, že ve fungujícím modelu musejí hrát rozhodující roli lokální magnetická pole, která stojí v pozadí všech projevů hvězdné aktivity. Při vysvětlování aktivity hvězd je tak nezbytné především vysvětlit, jak taková magnetická pole ve hvězdách vznikají.

Základním mechanismem vzniku magnetických polí je tzv. *dynamový mechanismus*, při němž dochází k zesilování slabých (náhodných) magnetických polí. Ve hvězdách tento mechanismus funguje v součinnosti již zmiňovaných vertikálních konvektivních pohybů a *rotace!* Magnetické pole vzniklé v nitru zamrzává do plazmatu a vzestupnými proudy je vynášeno k povrchu hvězdy. Zde se toto pole rozbíjí, disipuje. Vznikají přitom mohutné *magnetohydrodynamické vlny*, které se šíří vodivým prostředím fotosféry i vyšších vrstev hvězdy. Podobně jako akustické vlny dokáže nezbytnou energii nad fotosféru transportovat i samotné magnetické pole. Rozpadem magnetohydrodynamických vln dochází k ohřevu plazmatu, a tím i k neustálému vytváření dynamicky nestálé chromosféry a koróny.

Důkazem rámcové platnosti naznačeného mechanismu je zajímavý fakt, který v roce 1967 objevil ROBERT KRAFT (1967). Ten zjistil, že všeobecně platí: čím rychleji zkoumaná hvězda rotuje, tím silnější má ve spektru chromosférické emise v čarách H a K. Velmi podobná souvislost byla odhalena i v úrovni rentgenové emise vyjadřující velikost a mohutnost hvězdné koróny. Tam se navíc ukázalo, že rentgenový výkon hvězdy je úměrný čtverci ekvatoreální rotační rychlosti hvězdy.

Ukazuje se tedy, že mohutnost hvězdné aktivity silně závisí na rychlosti rotace. Je to ve shodě s naší představou, že lokální magnetická pole jsou generována dynamovým mechanismem, jehož účinnost je přímo úměrná čtverci rotační rychlosti.

Rychle rotující hvězdy tedy všeobecně vykazují vyšší aktivitu, než hvězdy poměrně líně rotující (takovou je i naše Slunce). Jaké mohou být důvody rychlé rotace hvězdy?

- a) Jde o mladé hvězdy, jež jak známo rotuje rychle. Jejich otáčky se však pozvolna snižují v důsledku interakce hvězdy s okolím. Mladé hvězdy jsou tak často velmi aktivní. Tento fakt umožňuje i určit stáří hvězdy nebo hvězdné soustavy, již je hvězda součástí.
- b) Jde o složky těsné dvojhvězdy s vázanou rotací (rotační perioda je shodná s oběžnou). Příkladem jsou proměnné typu RS Canum Venaticorum.

Slunce rotuje pomalu, proto je jeho aktivita relativně nízká.

Naznačeným mechanismem lze dobře vysvětlit vlastnosti aktivity chladnějších hvězd. U horkých hvězd, kde chybí rozsáhlá konvektivní zóna, je nutno hledat vysvětlení jinde. Zde pozorování zcela jasně naznačují, že úroveň aktivity horkých hvězd se zvedá s rostoucí teplotou.

U hvězd typu O a B jsou chromosféry, případně i koróny vytvářeny rychlým odtokem látky do prostoru v důsledku tlaku UV záření. Hvězdný vítr neustále obrušuje vnější vrstvy hvězdy, atmosféry těchto hvězd jsou značně nepokojné. Naproti tomu atmosféry hvězd třídy A jsou mimořádně klidné a stabilní. Nedevastují je ani účinky konvektivní vrstev, ani hvězdný vítr.

U pomalu rotujících hvězd třídy A se mohou prosadit i mimořádně pomalé procesy, jakými jsou například zářivá separace chemických prvků, při níž v zářivém poli hvězdy některé ionty stoupají směrem vzhůru, jiné klesají. Povrchové chemické složení těchto hvězd bývá tak často diametrálně

odlišné od chemického složení samotné hvězdy. Hvězdám tohoto typu říkáme hvězdy *chemicky pekuliární*. U řady z nich pozorujeme silná dipólová, zřejmě fosilní magnetická pole, která dále stabilizují hvězdu a určují dynamiku pomalých procesů. Na povrchu takových magnetických hvězd pak nacházíme oblasti s odlišným chemickým složením i jinou stavbou fotosféry. Vzhledem k tomu, že dipóly globálních magnetických polí svírají s osou rotace obecný úhel, pozorujeme periodické změny indukce magnetického pole, spektra i jasnosti hvězdy.

Hvězdy spektrálního typu A7 až F0 jsou jistým přechodem mezi chladnějšími hvězdami s rozvinutými konvektivními oblastmi s činností slunečního typu a neaktivními hvězdami třídy A, u nichž se pro změnu setkáváme s řadou projevů chemické pekuliárnosti.

7.8 Pulzující proměnné hvězdy

Příčinou světelných změn pulzujících hvězd jsou změny povrchových charakteristik – poloměru (radiální pulzace), tvaru hvězdy (neradiální pulzace) a tomu odpovídající změny povrchové efektivní teploty, k nimž v důsledku periodických pulzací dochází. Největší amplitudu světelných změn jeví proměnné hvězdy pulzující *radiálně* – hvězdy kulového tvaru, jejichž poloměr se cyklicky mění.

Ani u nich však nejsou změny rozměrů hvězdy nijak nápadné: nejznámější cefeida δ Cephei²⁴⁾ je veleobrem o středním poloměru $53 R_{\odot}$, jehož poloměr se v důsledku pulzací mění o $\pm 2 R_{\odot}$, stejně jako poloměr další známé cefeidy η Aquilae, jejíž střední poloměr činí $68 R_{\odot}$. U krátkoperiodických cefeid typu RR Lyrae je tomu podobně: poloměr hlavní představitelky tohoto typu proměnných hvězd se mění v rozsahu $(7,2 \pm 0,9) R_{\odot}$.

V Hertzsprungově-Russellově diagramu se setkáváme s pulzujícími proměnnými hvězdami především v tzv. *páseu nestability*, který se zde táhne z oblasti veleobrů třídy G, protíná hlavní posloupnost v oblasti pozdních typů A a raných F, zasahuje až do oblasti bílých trpaslíků pozdního typu B a raného typu A. V páseu nestability nacházíme *klasické cefeidy* typu δ Cephei, cefeidy typu *W Virginis*, krátkoperiodické cefeidy populace II – *hvězdy typu RR Lyrae*, dále pulzující hvězdy hlavní posloupnosti – *hvězdy typu δ Scuti* a konečně pulzující bílé trpaslíky typu *ZZ Ceti*. V oblasti červených veleobrů a nadobrů se setkáváme dlouhoperiodickými proměnnými hvězdami, ať už pravidelnými nebo polopravidelnými, na horní části hlavní posloupnosti pak s pulzujícími hvězdami typu *β Cephei*.

Hvězdné pulzace jsou velmi častou příčinou hvězdné proměnnosti. Na obloze mezi proměnnými hvězdami zcela převažují, v katalogu proměnných hvězd GCVS tvoří celých 70 % všech uvedených hvězd (známé zákrytové dvojhvězdy jsou až na druhém místě). Je však dobré si uvědomit, že tuto statistiku silně zkresluje výběrový efekt, který zvýhodňuje hvězdy s velkým zářivým výkonem. Pokud bych studovali zastoupení různých typů proměnných hvězd ve vzorku hvězd okolí Slunce, musíme konstatovat, že nejčastěji se zde setkáme s eruptivními červenými trpaslíky, hvězdami pozorovatelsky znevýhodněnými svou nízkou absolutní jasností.

7.8.1 Radiální pulzace

Hvězda je gravitačně vázaný útvar ve stavu hydrostatické rovnováhy: v každém bodě hvězdy jsou v přísné rovnováze síly dostředivé (gravitace) a síly odstředivé (gradient tlaku). Jde přitom o rovnováhu stabilní, což znamená, že při jejím narušení dojde vždy k posílení té silové

²⁴⁾ V roce 1977 se podařilo skupině francouzských astronomů pomocí interferometru GI2T prokázat, že poloměr δ Cep se vskutku mění s amplitudou, která odpovídá našemu očekávání.

složky, která se snaží systém navrátit do rovnovážné polohy. Hvězda se ovšem v rovnovážné poloze nezastaví, ale setrvačností bude pokračovat ve svém pohybu na opačnou stranu. Proti tomuto pohybu se postaví stále rostoucí rozdíl mezi silami odstředivými a dostředivými. Pohyb se zastaví a změní se v opačný. Pakliže takto pulzuje celá hvězda, hovoříme o radiálních pulzacích. Lze ukázat, že u nevelkých rozkmitů perioda děje nezávisí na jeho amplitudě a odpovídá periodě *vlastních kmitů hvězdy*.

Perioda vlastních kmitů hvězdy, nebo též *základní perioda pulzací*, je funkcí její střední hustoty. V prvním přiblížení platí, že perioda pulzující hvězdy P je nepřímo úměrná odmocnině z její střední hustoty $\bar{\rho}$:

$$P \sim \frac{1}{\sqrt{G\bar{\rho}}}.$$

Výše uvedenou závislost lze odvodit pomocí věty o viriálu, podle níž je v gravitačně vázaném útvaru absolutní hodnota potenciální (gravitační) energie rovna dvojnásobku její vnitřní (kinetické) energie. Ve hvězdě je tato energie dána součtem kinetických energií chaotického pohybu všech částic. Souhrnně lze psát:

$$E_k = 1/2 M (v_s)^2,$$

kde v_s je střední kvadratická rychlost částic. Kvadrát této rychlosti lze vypočítat podle věty o viriálu:

$$E_p \sim \alpha G \frac{M^2}{R} = 2 E_k = M v_s^2 \quad \rightarrow \quad v_s^2 = \alpha G \frac{M}{R},$$

kde α je koeficient související s rozložením hmoty ve hvězdě, zpravidla blízký jedné (standardně 1,6). Střední rychlost částic zhruba odpovídá i rychlosti zvuku. Základní periodu radiálních pulzací P_{pz} lze pak zhruba ztotožnit s časem, který je zapotřebí k přenesení informace o změně tlaku z jednoho „konce“ hvězdy na druhý. Tento čas je pak roven $2R/v_s$ a tedy:

$$P_{pz} \approx \frac{2R}{v_s} = \sqrt{\frac{4R^3}{\alpha GM}} \cong \frac{1}{\sqrt{G\bar{\rho}}}.$$

Teoretický závěr, jež má pro fyziku pulzujících hvězd rozhodující význam, se vcelku dobře shoduje s naší zkušeností – rozměrné a velmi řídké dlouhoperiodické proměnné typu o Ceti, zvané miridy, pulzují s periodou několika stovek dní, hustější cefeidy desítky dnů a extrémně hustí bílí trpaslíci mají periody pod hodinu. Zmíněná relace stojí v pozadí i pověstného vztahu *zářivý výkon – perioda* u klasických cefeid.

Amplituda kmitů v nitru radiálně pulzující hvězdy silně závisí na vzdálenosti od centra. V centru hvězdy je definitivně nulová – zde leží *uzel* stojatého vlnění, zatímco na povrchu hvězdy je kmitna. Pokud hvězda osciluje v tzv. *základním modu*, pak pulzace v rámci celé hvězdy probíhá ve stejném směru – v téměř okamžiku se celá hvězda buď rozpíná nebo smršťuje. Hvězda však může kmitat i ve vyšších harmonických frekvencích, ve *vyšších modech*. Nutně přitom musí být splněna podmínka, že na povrchu hvězdy je kmitna a ve středu uzel, navíc ovšem uvnitř hvězdy existují další uzly (uzlové koule), tj. geometrická místa hvězdy, která se během radiálních pulzací nehýbou. Látka hvězdy v sousedících mezikoulích se pohybuje v daném okamžiku v opačném směru.

Radiální pulzace hvězd lze přirovnat k základnímu rezonančnímu tónu v polozavřených lineárních rezonátorech – tzv. *píšťalách* (klarinet, varhany píšťala). Základní tón ($n = 0$) má vlnovou délku λ_0 odpovídající čtyřnásobku délky píšťaly l , $\lambda_0 = 4l$. Vyšší modus ($n = 1$) odpovídá stojatému vlnění, v němž kromě povinného uzlu na uzavřeném konci najdeme ještě jeden uzel uvnitř vzduchového sloupce, přičemž na otevřeném konci trubice zůstává kmitna. Uzel se nachází ve dvou třetinách délky trubice a vlnová délka tohoto vlnění je tudíž $\lambda_1 = 4/3 l$, $\lambda_0/\lambda_1 = 3$. Další modus ($n = 2$) obsahuje ve vzduchovém sloupci dva uzly nacházející se ve $2/5$ a $4/5$ jeho délky (počítáno od uzavřeného konce píšťaly). Vlnová délka vlnění $\lambda_2 = 4/5 l$, $\lambda_0/\lambda_2 = 5$. V akustickém spektru zvuku, který z polouzavřeného rezonátoru vychází, najdeme kromě základní frekvence, určené délkou rezonátoru, ještě tóny o frekvenci $(2n + 1)$ krát větší, než je frekvence tónu základního.

Situace ve hvězdách je ovšem o to složitější, že:

- 1) hvězda není lineárním, ale prostorovým (kulově symetrickým) rezonátorem,
- 2) rychlost zvuku není v rámci rezonátoru konstantní, ale klesá se vzdáleností od středu koule.

Výsledkem pak je, že:

- uzly vyšších harmonických modů nacházíme obecně jinde – u 1. modu je poloměr uzlové koule $0,6 R$ (nikoli $2/3$), u 2. modu $0,5$ a $0,85 R$ (nikoli $2/5$ a $4/5$);
- poměr mezi periodou základního modu a periodou vyššího modu není $3:1$, jak je to v případě polozavřeného lineárního rezonátoru, ale podstatně menší, asi $1,5:1$;
- na rozdíl od vlnění v lineárním rezonátoru, jehož amplituda má sinusový průběh, je průběh závislosti amplitudy na vzdálenosti od centra hvězdy mnohem komplikovanější. Pulzace se prakticky netýkají centrálních částí hvězdy – amplituda je s ohledem na amplitudu pulzací povrchových částí takřka zanedbatelná. Radiální pulzace, třebaže postihují celou hvězdu, jsou záležitostí jen vnějšího, velmi řídkého obalu hvězdy, který obsahuje jen procenta její celkové hmotnosti. Pulzace tak nemohou ovlivnit stav hvězdného nitra, zejména nemají žádný vliv na produkci hvězdné energie.

Naprostá většina klasických cefeid a hvězd typu W Virginis pulzuje v základním modu. Existují však i výjimky, jakou je třeba Polárka, která kmitá v 1. harmonické. Proměnné typu RR Lyrae pulzují jak v základním modu, tak v 1. harmonické, některé z nich v obou současně. Miridy pulzují rovněž v základním modu, situace je u nich však komplikovanější než u pulzujících hvězd pásu nestability, protože pulzace zde vedou ke vzniku rázové vlny, která při svém průchodu atmosférou výrazně mění její průzračnost.

7.8.2 Mechanismus pulzací

V nitru každé reálné pulzující hvězdy hraje důležitou roli tření, které převádí uspořádaný pohyb pulzací na neuspořádaný pohyb tepelný. Kdyby v pulzujících hvězdách nepůsobil mechanismus, který neustále tyto ztráty uhrazuje, pulzace hvězd by se záhy zatlumily a hvězda by přešla do stavu dokonalé hydrostatické rovnováhy. Pozorování velkého počtu pulzujících proměnných hvězd však prokázala, že amplituda jejich pulzací se dlouhodobě nemění.

V kterékoli části hvězdy je stále k dispozici tok zářivé energie prostupující hvězdou z centra na povrch. Právě z tohoto energetického zdroje čerpají pulzace svou energii. K tomu, aby se ve hvězdě pulzace udržely, je nezbytné, aby zde existovaly dostatečně rozsáhlé oblasti

hvězdy, které by ve fázi největšího smrštění dokázaly zadržet potřebné množství procházející zářivé energie a tuto naakumulovanou energii v okamžiku následující expanze opět vyzářit.

Už z toho, že valná většina hvězd viditelně nepulzuje, je zřejmé, že uvedená podmínka bývá splněna jen zřídkakdy. Hvězdná látka se tak totiž nechová. Když ji adiabaticky stlačíte, zvýší se nejen její hustota, ale i teplota, jež způsobí, že opacita látky poklesne – látka zprůhlední, pro procházející zářivý tok znamená menší překážku. Takovéto chování hvězdné látky ovšem hvězdné pulzace potlačuje a stojí tak na téže straně barikády jako disipace mechanické energie v důsledku tření.

Naštěstí ve hvězdě přece jen existují jisté výjimky, a to oblasti s částečně ionizovanou látkou, kde při smrštění se část tepla vynaloží na ionizaci atomů. Po expanzi dochází k houfné rekombinaci a tomu odpovídajícímu uvolnění ionizační (rekombinační) energie. Z teoretických modelů pulzujících hvězd vyplynulo, že největší význam má ta oblast, kde se vedle sebe ve srovnatelném zastoupení nacházejí jedenkrát ionizované atomy helia (He II) a zcela ionizované atomy téhož prvku (He III).

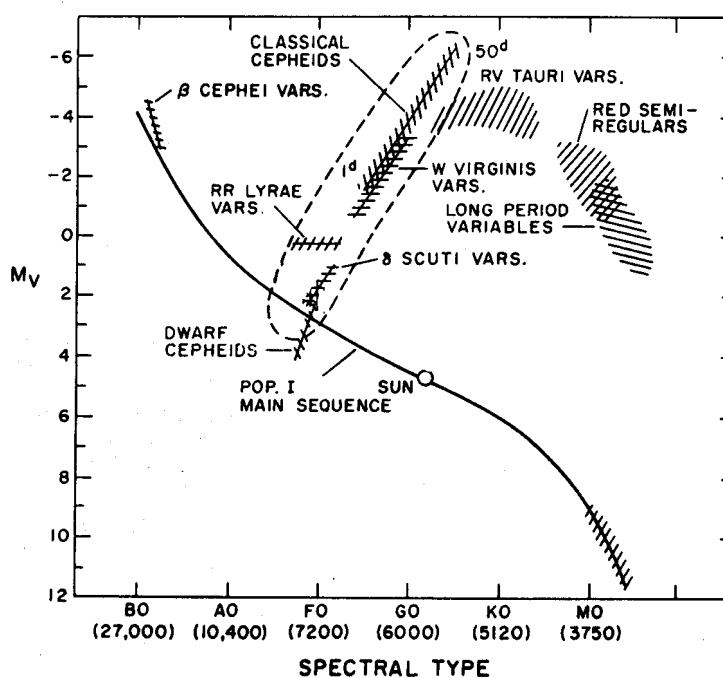
Aby byl zmíněný tepelný stroj patřičně účinný, musí být aktivní vrstva He II/He III uložena v optimální hloubce pod hvězdným povrchem. Ve hvězdách s nižší efektivní teplotou je tato vrstva uložena příliš hluboko ve hvězdě, čili v místech, kde je amplituda pulzací tak nicotná, že se jimi vlastnosti vrstvičky takřka nemění a zadržené teplo je jen nepatrné. Naopak pulzující hvězdy nesmějí být příliš horké, protože v nich je aktivní vrstva uložena ve vyšších, relativně velmi řídkých a málo hmotných podpovrchových vrstvách hvězdy. Malá hmotnost aktivní vrstvy znamená i nedostačující množství zadržené energie, které není s to dotovat provoz pulzující hvězdy.

7.8.3 Pás nestability a jeho vysvětlení

Výše stanovená podmínka týkající se efektivní teploty hvězdy s výraznými radiálními pulzacemi se projevuje existencí takřka vertikálního pásu nestability v H-R diagramu o šířce 600 až 1000 kelvinů. Platí, že pokud v této oblasti diagramu najdeme hvězdu, pak je velmi pravděpodobně pulzačně nestabilní. V takové hvězdě se velmi snadno rozvinou a udrží radiální pulzace. Pokud v průběhu svého vývoje hvězda pásem nestability projde, pak se může stát pulzující proměnnou hvězdou typu, který záleží na hmotnosti a chemickému složení hvězdy.

Nejhmotnějším a nejzářivějším osazenstvem pásu nestability jsou *klasické cefeidy* – veleobři pulzující s periodou dnů až desítek dnů. Tyto proměnné hvězdy též jeví největší amplitudy světelných změn, velmi výrazné jsou i pozorované změny radiálních rychlostí (rozkmit až 50 km/s) i změny efektivní povrchové teploty. Všechna pozorování do sebe dobře zapadají a potvrzují naši základní představu o cefeidách jako o radiálně pulzujících hvězdách, jejichž oscilace jsou dotovány zadržováním zářivé energie ve vrstvě, v níž je srovnatelnou mírou zastoupeno jednou a zcela ionizované helium.

Kratší periody, nižší výkony a menší amplitudy světelných křivek mají po řadě hvězdy typu *W Virginis*, *RR Lyrae*, *δ Scuti* a konečně bílí trpaslíci typu *ZZ Ceti*, kteří kmitají s periodou 100–1000 s (zpravidla v 1. harmonickém modu).



Hvězdy typu *RR Lyrae* jsou obří hvězdy sluneční hmotnosti, které jsou ve velmi pokročilém stadiu svého vývoje. Běžně se s nimi setkáváme v kulových hvězdokupách, které sdružují ty nejstarší hvězdy v galaxiích. Jde tedy o hvězdy první generace, u nichž se z důvodu jejich nízké povrchové teploty dlouho nedařilo stanovit zastoupení helia v jejich vnějších vrstvách, které svým chemickým složením odráží složení materiálu, z něhož hvězdy vznikly.

Nicméně už sám fakt, že hvězdy typu *RR Lyrae* existují a pulzují, ukazuje, že musejí od svého zrodu obsahovat helium, a to v zastoupení, které odpovídá běžnému zastoupení. Toto zjištění má mimořádnou důležitost pro teorie raného vývoje vesmíru, neboť jim ukládá za úkol vysvětlit též, kde se ve vesmíru vzalo *prvotní helium*, a to ještě před érou vznikání prvních hvězd.

Hvězdy typu *δ Scuti* jsou vůbec nejpočetněji zastoupenými pulzujícími hvězdami pásu nestability. Jejich početnost je dána tím, že se jedná o příslušnice hlavní posloupnosti, na níž hvězdy během svého vývoje stráví nejdéle dobu. Pozorované světelné křivky těchto hvězd jsou velmi komplikované a lze je vysvětlit superpozicí řady pulzací, z nichž některé nejsou radiální. Navíc amplitudy světelných změn jsou nicotné, 10^{-2} i 10^{-3} mag, což odsouvá tyto hvězdy z oblasti zájmu většiny pozorovatelů proměnných hvězd.

7.8.4 Závislost perioda–zářivý výkon a její vysvětlení

Závislost mezi periodou a absolutní hvězdnou velikostí klasických cefeid odhalila HENRIETTA SWAN LEAVITTOVÁ (čti *levitová*) (1868-1921), která sama odhalila asi 2400 hvězd tohoto typu, převážně na fotografických snímcích Malého Magellanova oblaku. Vynesla do grafu závislost pozorované střední hvězdné velikosti cefeid z MMO na logaritmu jejich periody a shledala, že jde o prakticky přímkovou závislost, od níž se reálné hvězdy odchyľují o $\pm 0,5$ mag. Protože hvězdy z MMO jsou od nás všechny zhruba stejně vzdáleny (asi 60 kpc), indikuje to, že i absolutní hvězdné velikosti těchto hvězd jsou funkcí periody. Tento fakt umožnil s nebývalou spolehlivostí měřit vzdálenosti cefeid a tím i vzdálenosti soustav, v nichž se tyto cefeidy nacházejí. Cefeidy jsou k tomu účelu zvláště vhodné, neboť jsou to jedny z nejsvítivějších hvězd, které ve vesmíru nacházíme – jsou tedy viditelné do veliké dálky.

Zatímco sklon závislosti absolutní hvězdné vizuální velikosti cefeid M_V na logaritmu jejich periody známe s vysokou přesností a spolehlivostí, se stanovením polohy tzv. *nulového bodu*

– absolutní hvězdné velikosti fiktivní cefeidy o periodě 1 den²⁵) – je to o dost svízelnější. Zde je totiž nezbytné znát spolehlivě vzdálenost alespoň jediné z cefeid. Tu jsme však až done dávna neznali, i ta nejbližší z cefeid, Polárka, byla příliš daleko, než aby bylo možné stanovit její paralaxu. Situace se poněkud změnila po misi astrometrické družice Hipparcos, z níž vyplynula následující relace:

$$\left(\frac{M_V}{1 \text{ mag}} \right) = -2,80 \log \left(\frac{P}{1 \text{ d}} \right) - 1,43.$$

Nově určená hodnota nulového bodu, jež je založena na vzdálenostech zjištěných družicí Hipparcos, se opět poněkud liší od předchozí hodnoty, která byla určena nepřímými metodami. Touto poslední recalibrací nulového bodu se daří významně potlačit rozpor mezi stářím vesmíru vypočteným z tempa jeho rozpínání a pomocí stáří nejstarších pozorovaných objektů v něm.

Při užívání uvedeného vztahu svítivost–perioda musíme mít na paměti, že platí pouze pro ty cefeidy, které pulzují v základním modu. Cefeidy, oscilující v 1. harmonickém modu, mají při tomtéž výkonu kratší periodu. Naštěstí lze oba případy snadno rozlišit již pouhým pohledem na světelnou křivku – zatímco u cefeid kmitajících v základním modu je tato křivka zjevně asymetrická, cefeidy pulzující v 1. harmonickém modu mají světelné křivky docela symetrické.

Teoretické objasnění pozorované relace mezi periodou cefeid a jejich zářivým výkonem spočívá ve faktu, že klasické cefeidy jsou hmotnými veleobry, kteří se při svém vývoji dostali do oblasti pásu nestability. Vzhledem k tomu, že pás nestability je relativně úzký, závisí poloha cefeidy v tomto pásu především na jejím zářivém výkonu, a ten opět na hlavně na hmotnosti příslušné hvězdy. Všeobecně platí, že v rámci té části pásu nestability, kde se setkáváme s cefeidami, směrem k vyšším zářivým výkonům:

- a) roste absolutní jasnost hvězd (tj. klesá jejich absolutní hvězdná velikost);
- b) klesá povrchová teplota hvězd;
- c) roste jejich hmotnost a poloměr;
- d) výrazně klesá jejich střední hustota.

S ohledem na to, že vnitřní stavba cefeid různé hmotnosti je dosti podobná, lze uplatnit základní relaci pro vlastní kmity hvězdy, podle níž je perioda pulzací nepřímo úměrná odmocnině její střední hustoty, a tedy musí platit:

- e) perioda hvězdy roste.

Spojením bodu a) a e) pak dospíváme k objasnění pozorovaného vztahu mezi periodou pulzací a zářivým výkonem, absolutní hvězdnou velikostí hvězdy.

7.8.5 Hvězdy typu β Cephei

O těchto radiálně i neradiálně pulzujících horkých hvězdách, které se mění v rozmezí nejvýše 0,3 magnitudy, víme, že mechanismus jejich pulzací je podobný jako u cefeid, s tím rozdílem, že zde k žádoucí akumulaci energie dochází v důsledku *fotoionizace* prvků skupiny železa. Ty jsou v podpovrchových vrstvách těchto horkých hvězd hlavní příčinou opacity hvězdného

²⁵⁾ V minulosti byla hodnota nulového bodu závislosti $M_V - \log P$ klasických cefeid několikrát korigována, a to vždy směrem k větším absolutním jasnostem. Každá taková recalibrace měla závažné důsledky na náš náhled na vzdálenosti ve vesmíru, na jeho stáří a vývoj.

materiálu. Jde o jeden ze závěrů, které vyplynuly z nedávné revize tabulek závislosti opacity hvězdného materiálu na teplotě.

7.8.6 Sluneční oscilace

Až do 60. let 20. století se všeobecně soudilo, že hvězdné pulzace postihují jen určité, víceméně vzácné typy hvězd, které jsou k pulzacím náchylné. Ty „normální“, tuctové hvězdy, jakých je ve vesmíru většina, se zdály být vůči pulzacím odolné.

Pocit byl podporován i „teoretickým zdůvodněním“, že pulzace hvězd se velmi rychle utlumí, pokud nejsou náročným způsobem energeticky dotovány zvláštním mechanismem, který je stále udržuje. Případné pulzace svrchních vrstev hvězdy měla zvlášť účinně tlumit dynamicky rozháraná konvektivní vrstva se silnými vertikálními pohyby zajišťujícími přenos tepla z nitra na povrch. To vše by ovšem vedlo k tomu, že by pulzovalo jen nepatrné procento hvězd.

Pochybnosti o tomto závěru vzrostly už v roce 1962, kdy Robert Leighton, Robert Noyes a George Simon (1962) zjistili neočekávané *oscilace Slunce*, hvězdy velice vzdálené od pásu nestability, která by měla být zaručeně klidná. Při spektroskopickém průzkumu vertikálních pohybů způsobených konvekcí, speciálně při studiu dějů spojených se vznikem a zánikem granulí zjistili určité zákmity o amplitudě desítky m/s s charakteristickou periodou 5 minut. Zpočátku se myslelo, že tu jde o lokální záležitost, že je to jakási odezva na narušení fotosféry vzestupnými konvektivními proudy. Celou záhadu se podařilo rozlousknout až po 8 letech.

V roce 1970 John W. Leibacher, Robert F. Stein a Roger K. Ulrich (1970) konečně podali správné vysvětlení záhadných pětiminutových slunečních oscilací. Ukázali, že se jedná o zcela globální jev, který postihuje celý povrch, ale i vnitřek Slunce. Jde o *superpozici* obrovského množství stojatých akustických vln, které putují Sluncem. Slunce je tak rozměrným akustickým *rezonátorem*, který osciluje, kmitá v několika milionech *akustických modů*. Brzy nato se potvrdilo, že podobné oscilace jsou společné všem hvězdám. Klasické pulzující hvězdy a hvězdy běžné, „neproměnné“ tak odlišuje jen amplituda pozorovaných oscilací.

7.8.7 Pulzace radiální i neradiální. Mody pulzací

Hvězdné pulzace mají povahu podélného vlnění, které se šíří i vzduchem a kapalinami (na rozdíl od vlnění příčného, které se šíří jen v tuhých tělesech). Podélné vlnění prostupuje tělesem hvězdy a interferuje samo se sebou – vzniká tzv. stojaté vlnění. Největší amplitudu má stojaté vlnění odpovídající určitým modům, popsáním uspořádanou trojicí vlnových čísel $\{n, l, m\}$ (jde o vlnění v třírozměrném rezonátoru).

V prostorových rezonátorech jsou pro vznik stojatého vlnění, jež vzniká interferencí, nepostradatelné odrazy na stěnách rezonátoru. Pokud je tímto rezonátorem třeba těleso Země, pak k nezbytným odrazům seizmických vln dochází na povrchu Země. Kde však může dojít k odrazům v tělese Slunce, či jiné hvězdy, u nichž žádnou podobnou diskontinuitu nenajdeme? Vypadá to tak, že v plynných, neohrazených hvězdách se mohou ustavit jen radiální oscilace, kde pevným koncem (uzlovým bodem) je střed hvězdy. Uvážíme-li však, že tu máme co do činění s akustickými vlnami o délce 10^4 až 10^5 km, je zřejmé, že touto diskontinuitou, čili povrchem může být hvězdná fotosféra, jejíž tloušťka je proti vlnové délce zanedbatelná. Vlna přicházející z nitra se tak na povrchu hvězdy odráží podle klasických zákonů pro odraz vlnění.

Kromě odrazu akustických vln od povrchu hraje při šíření těchto vln důležitou roli i lom tohoto vlnění daný tím, že směrem dovnitř hvězdy roste teplota, a tím i rychlost zvuku, čili klesá index lomu. Vlna postupující šikmo do hvězdy se tak láme směrem od normály. Sledujeme-li pak směr po-

stupu takové vlny, která se právě odrazila od povrchu, vidíme, že se trajektorie vlny neustále zakřivuje směrem k povrchu. Vlna tak při svém postupu dosáhne jisté maximální hloubky, pak začne opět symetricky vystupovat nahoru. Takováto vlna může interferovat sama se sebou, ve hvězdě může vzniknout stojaté vlnění.

Ve hvězdě se naprostá většina vlnění vlastní interferencí zruší, zbudou jen taková, která splňují určité podmínky. Pro jednoduchost předpokládejme, že hvězda pulzuje jen v jediném pulzačním modu. Pak na jejím povrchu najdeme oblasti, které pulzují ve fázi i v antifázi. Tyto plochy od sebe oddělují *uzlové kružnice*. V rotující hvězdě, kde základní symetrii pulzací určuje osa rotace hvězdy, jsou uzlové kružnice obdobou systému poledníků a rovnoběžek na zemském globu. Příslušný pulzační modus je popsán dvojicí celých čísel l a m . Pokud $l = m = 0$, pak je to případ čistě *radiálních pulzací*, který jsme již diskutovali.

Je-li m různé od nuly, lze si představit příslušný modus jako *postupnou vlnu*, která běží kolem hvězdy rovnoběžně s rovinou rovníku buď ve směru rotace ($m > 0$) nebo proti směru rotace ($m < 0$). Čas, který tato vlna cestující kolem hvězdy potřebuje k celému oběhu je $|m|$ násobek příslušné pulzační periody. Vlna po hvězdě postupuje, aniž by se horizontálního pohybu účastnily reálné částice. (V tom se liší od radiálních pulzací, kde částice pulzační pohyb skutečně vykonávají.) Po povrchu hvězdy putuje i $|m|$ pomyslných *azimutálních uzlových kružnic*, procházejících rotačními póly, které povrch hvězdy dělí na $2|m|$ stejných dílů (jako dužina pomeranče).

Oscilace mají ještě další stupeň volnosti – hvězda kmitá vzhledem k ekvatoreální rovině, přičemž l vyjadřuje počet *uzlových rovnoběžek*. Je-li $l = 1$, pak leží tato kružnice na rovníku, při $l = 2$ jsou tu dvě uzlové rovnoběžky uložené symetricky vzhledem k rovníku. Všeobecně platí, že čím vyšší je číslo l , tím méně hluboko tyto mody do nitra hvězdy zasahují. Dalším parametrem je počet uzlových sfér uvnitř hvězdy. V základním modu není žádný uzel, v 1. harmonické jeden, v 2. harmonické dva apod. Stejně jako u radiálních pulzací je amplituda vyšších harmonických v nitru výrazně menší než relativní amplituda základního modu.²⁶⁾

Pokud hvězdy neradiálně pulzují, pak se tak většinou děje současně ve velkém počtu modů, jejichž účinky se navzájem překládají. Výsledkem je neobyčejně komplikovaný pohyb, který bychom mohli popsat nespíše jako chvění. Nicméně právě toto chvění nám přináší o vlastnostech hvězd zcela neocenitelné informace.

7.8.8 Helioseismologie a astroseismologie

Na první pohled chaotické chvění slunečního povrchu s typickou amplitudou 0,1 m/s a menší bylo rozloženo do asi 10^7 různých modů pulzací, převážně neradiálních. Oscilace lze rozdělit do dvou kategorií:

- a) mody s periodami od 3 do 8 minut a relativně malými horizontálními vlnovými délkami (l se mění od 0 do 1000, i více). Nejvíce energie mají mody pětiminutové, proto se jim též říká *pětiminutové oscilace*, které byly vesměs identifikovány jako tlakové *p-mody*;

²⁶⁾ Síla, která se snaží vybuzený stav navrátit do rovnovážného stavu, souvisí s tlakem (pressure), proto se těmto typům oscilací říká *p-mody*. Existují zřejmě ještě tzv. gravitační, čili *g-mody*, nebyly však s jistotou u Slunce, ani u jiných hvězd prokázány.

- b) mody s delšími periodami kolem 160 minut, jejich vysvětlení je poněkud kontroverzní, někdy se připisuje gravitačním *g-modům*.

Dlouhodobým pozorováním neustálých změn radiální rychlosti jednotlivých bodů na slunečním povrchu je možné rozložit sluneční oscilace do jednotlivých modů a získat tak spektrum slunečních oscilací. Ze vztahu mezi pozorovanou vlnovou délkou jednotlivých modů a jejich periodou je možné vypočítat, jakou střední rychlostí se ta která vlna šířila slunečním nitrem. Vzhledem k tomu, že každý z modů zasahuje do Slunce jinak hluboko, je možné stanovit funkci závislosti rychlosti zvuku na vzdálenosti od centra. Přesně stejným způsobem postupuje seismologie, která vyšetřuje vlastnosti zemského tělesa.

Protože rychlost zvuku bezprostředně závisí na teplotě hvězdného nitra v dané hloubce, je možné též určit, jak závisí teplota na vzdálenosti od středu Slunce. Takto lze testovat současné modely slunečního nitra a provádět jejich opravy. To se již skutečně stalo, například v tom, že se ukázalo, že konvektivní zóna zasahuje hlouběji, než se dříve předpokládalo – až 30% pod povrch.

Z rozdílu v pozorovaných periodách modů s opačnými azimutálním číslem m zase bylo možné odhadnout, jak se mění úhlová rychlost slunečního nitra. Doposud se předpokládalo, že Slunce rotuje jako tuhé těleso, nyní však díky helioseismologii víme, že uvnitř rotuje rychleji. Toto zjištění zřejmě sehraje důležitou roli při vysvětlování příčin sluneční a hvězdné aktivity.

Sluneční oscilace prostupují celé Slunce, a jak se zdá, podpovrchová konvekce jim zřejmě příliš nepřekáží. Je docela možné, že právě z energie uspořádaného konvektivního pohybu čerpají sluneční oscilace svou energii

Děje-li se něco takového u Slunce, není jistě důvod předpokládat, že u jiných hvězd je tomu jinak. Je však zřejmé, že z velké vzdálenosti, kdy se nám kotouček hvězd smrští na jediný bod, není možné se současnou pozorovací technikou pozorovat vyšší mody oscilací, které jsou u Slunce zvláště silné. Je nutno se omezit jen na ty nejjednodušší.

Neradiální pulzace pozorujeme u A hvězd typu δ Scuti²⁷⁾, které zpravidla pulzují s periodou několika minut nebo desítek minut. Jde o hvězdy, které jsou příslušníky pásu nestability, tam jsou kmity posilovány zadržováním zářivé energie postupující z nitra hvězdy v zóně He II/He III.

7.8.9 Dlouhoperiodické proměnné hvězdy

Kapitolou samou pro sebe jsou dlouhoperiodické proměnné hvězdy, známé též jako hvězdy typu Mira, respektive *miridy*. Jsou to chladné hvězdy asymptotické větve obrů o hmotnostech Slunce. Tyto hvězdy na sebe velice upozorňují zejména amplitudou svých světelných změn (rekord drží χ Cygni s amplitudou 14 magnitud), ale i relativně vysokým zářivým výkonem – jsou to jedny z nejzářivějších hvězd v Galaxii, viditelné i na velkou vzdálenost.

Vysoké amplitudy světelných změn jsou charakteristické pouze pro krátkovlnné obory spektra, v červeném a zejména infračerveném oboru jsou amplitudy mnohem menší. Totéž pochopitelně platí i pro bolometrické změny. Zatímco rekordmanka χ Cygni se ve vizuálním oboru mění v rozsahu 14 mag, bolometricky činí amplituda změn pouze 3,3 mag. Je to důsledek skutečnosti, že v průběhu cyklu dochází k velmi drastickým změnám v rozložení energie ve spektru.

²⁷⁾ Ve stejném místě H-R diagramu se nacházejí i *magnetické hvězdy* typu Ap, z nichž u některých byly pozorovány neradiální pulzace, jejichž spektrum i amplituda se mění s periodou rotace. DAVID W. KURTZ (1982) v nich odhalil tzv. *magnetické pulzátory*, hvězdy, u nichž je určující osou symetrie osa jejich magnetického dipólového magnetického pole.

Světelné křivky mirid jsou poněkud asymetrické, pozorujeme zde rychlejší vzestup do maxima a pomalejší pokles. Světelné křivky jsou poměrně stabilní, změny probíhají dosti periodicky. Pozorované periody v rozsahu 100 dní až 2 roky dobře souhlasí s velmi nízkou střední hustotou těchto červených obrů.

S klasickými miridami jsou spřízněny tzv. *polopravidelné proměnné hvězdy* s menší amplitudou světelných změn a s méně přísnou periodicitou.

Pulzace těchto rozměrných chladných hvězd jsou radiální, spory se však vedou o tom, zda kmitají v základním modu nebo v 1. harmonické. Pulzace mirid čerpají svou energii z stejného zdroje, jako ostatní typy pulzujících proměnných, tedy ze zářivého toku vycházejícího z centrálních částí hvězdy. Rozdíl je v tom, že k akumulaci zářivé energie a k jejímu převodu na energii kinetickou dochází zřejmě ve vrstvě ionizovaného vodíku. Pulzace, jež se hvězdou šíří, brzy nabude povahu rázové vlny, která se pak prodírá hvězdou z nitra na povrch. Pozorované světelné změny jsou pak především výsledkem interakce horké rázové vlny, která prochází rozměrnou atmosférou o nízké efektivní teplotě. Látka zde, navzdory své řídkosti, je opticky velmi málo průhledná, a to hlavně v důsledku absorpce vyvolané molekulami oxidu titanu TiO. Při středu rázové vlny dochází k disociaci těchto molekul, což vede k prudkému poklesu opacity.

U mirid se tak silně mění viditelné světlo zejména proto, že se v této oblasti střídavě objevují a mizí pásy TiO, dochází tu k velmi prudkým změnám ve vzhledu a charakteru spektra. U polopravidelných proměnných hvězd nejsou tyto efekty tak výrazné, hlavně tu nemá průchod rázové vlny atmosférou tak devastující účinek. Pásy TiO ve spektru pozorujeme stále, což se pak projeví pozorovanou menší amplitudou světelných změn.

7.9 Supernovy

7.9.1 Odezva dějů probíhajících v jádru hvězdy

Posledním typem mechanismů proměnnosti hvězd jsou odezvy na rychlé děje probíhající v centrálních oblastech hvězdy, k nimž dochází v důsledku hvězdného vývoje. Vývoj hvězdy je většinou velmi povolný a klidný, vše se děje na časových škálách milionů let. Je to dáno povahou příčiny hvězdného vývoje, a tou je povětšinou pozvolná změna chemického složení nitra v důsledku jaderných reakcí. Obal hvězdy má vždy dostatek času přizpůsobit se změněným vlastnostem hvězdného jádra a charakteristiky hvězdy se mění většinou nepostřehnutelně.

Nicméně občas ve vývoji vnitřku hvězdy dochází k bouřlivým epizodám, při nichž dochází k prudkým zlomům ve výkonu jádra. Většinou při nich hraje rozhodující roli elektronová degenerace a zapálení nových zdrojů jaderného hoření. Ony události se však na změně vnějších charakteristik hvězdy takřka neprojeví, poněvadž jádro hvězdy je obaleno mocnou vrstvou hvězdného materiálu, v níž se důsledky centrálních revolucí náležitě podusí, rozmělní a časově rozmažou.

Zvláštní kategorií proměnných hvězd, jejichž proměnnost je spojena s ději probíhajícími uvnitř hvězdy jsou tzv. *supernovy*. Jsou to proměnné hvězdy výjimečné tím, že jejich proměnnost je jednorázová. Jako supernova hvězda může vybuchnout jen jedenkrát ve svém životě. Výbuch supernovy je natolik drastickou událostí, že se se po něm hvězda kvalitativně zcela

změní – buď přestane jako gravitačně vázaný útvar existovat – rozplyne se, nebo se změní v neutronově degenerovanou hvězdu, případně v černou díru.

Pro vzplanutí supernov napsala příroda hned několik scénářů²⁸⁾, setkáváme se s několika typy supernov, jež mají různou příčinu destrukce a různý další osud. Z logiky věci budeme o nich pojednávat v opačném pořadí, než by se dalo podle jejich označení očekávat.

7.9.2 Supernovy typu II

Supernovy typu II jsou výsledkem vývoje mimořádně hmotných hvězd, v nichž se během jaderné evoluce vytvořilo dostatečně hmotné jádro složené především ze železa a dalších prvků skupiny železa (nikl, chróm), jejichž jádra jsou velmi silně vázána a jsou tak jaderně nehořlavá. Dění v centrálních oblastech hmotné hvězdy těsně před explozí je ohromně dynamické, ve hvězdě existuje řada vrstviček, některé z nich jsou aktivní – probíhají v nich termonukleární reakce, jiné jsou neaktivní, žádné významné reakce v nich nehoří. V centru roste teplota i hustota, stále rychleji se zapalují nové a nové termonukleární zdroje, vše v časové škále stovek let, později i dnů. Navenek se hvězda jeví jako veleobr a nedává na sobě nic znát.²⁹⁾

Po překročení kritické hmotnosti elektronově degenerovaného železného jádra dojde k prudkému kolapsu, kdy se začnou volné elektrony houfně spojovat s protony v jádrech. Vznikají tak neutrony a jádra se rozpadají. Zhroucení se až do okamžiku vzniku neutronové hvězdy děje prakticky volným pádem, látka padá dovnitř rychlostí desítek tisíc km/s. Uvolňuje se množství potenciální energie, která z jádra uniká prostřednictvím neutrin. V okamžiku kolapsu převyší výkon hvězdy v oblasti neutrin její zářivý výkon až o 7 řádů. Naprostá většina vzniklých neutrin bez odporu projde tělesem hvězdy, nicméně některá se v ní zachytí. Svou kinetickou energii předají hvězdné látce, která se tím silně zahřeje na velmi vysokou teplotu. V důsledku toho v nitru vznikne mohutná rázová vlna, která se nadzvukovou rychlostí šíří hvězdou směrem na povrch. Má dostatek energie k tomu, aby celou hvězdu rozmetala do prostoru. Na vodík bohatý obal hvězdy je pak v podobě rychle se rozpínající mlhoviny navrácen do okolního prostoru.

V maximu svého lesku dosahují supernovy typu II asi -18 . absolutní bolometrické velikosti. Vrchol je následován postupným poklesem výkonu, a to zhruba o 6 až 8 magnitud za rok.

Při kolapsu a následném průchodu rázové vlny hvězdou vzniká množství prvků nejrůznějších atomových čísel, vznikají i radioaktivní izotopy, z nichž důležitý je izotop Ni^{56} s poločasem rozpadu 6,1 dne, Co^{57} (270 dnů) a Na^{22} (2,6 roku). Pozvolný radioaktivní rozpad těchto prvků je totiž dodatečným zdrojem energie supernovy v době poklesu její jasnosti.

Po vzplanutí supernov typu II bychom na místě hvězdy měli najít její zhroucený zbytek – rychle rotující neutronovou hvězdu projevující se jako pulzar. Typickým příkladem je SN 1054, v jejímž pozůstatku, Krabí mlhovině, takový pulzar pozorujeme. V mnoha jiných případech se to však nepovedlo a názory na to, proč, se liší.

²⁸⁾ V poslední době se hovoří ještě o dalším typu supernov – o tzv. *hypernovách*, které by měly být důsledkem přímého zhroucení velmi hmotné hvězdy na černou díru. Při tomto kolapsu by se měla ve zlomku sekundy uvolnit ještě mnohem větší energie než v případě vzplanutí standardních supernov v podobě ničivého záblesku záření gama. Takto se totiž tyto stále tajemné jevy též vysvětlují.

²⁹⁾ Viz případ supernovy 1987 A ve Velkém Magellanově oblaku.

7.9.3 Supernovy typu Ib a Ic

Vedle supernov typu II, které jsou tečkou za vývojem hmotných hvězd s počáteční hmotností od 11 do 50 Sluncí, pozorujeme ještě jasnější supernovy typu I. Pro supernovy tohoto typu je charakteristické, že se v jejich spektru nevyskytují čáry vodíku. Podle spektrálních příznaků se tento typ dělí na tři podtypy: Ia, u nějž nacházíme velmi intenzivní čáru Si II na 615 nm, u typů Ib a Ic nikoli. Ve spektru supernov typu Ib nacházíme silné čáry He, které ovšem u podtypu Ic nenajdeme.

Supernovy typu Ib a Ic jsou všeobecně o 1,5 až 2 magnitudy slabší než supernovy typu Ia, takže se podobají spíše supernovám typu II. Navíc se zdá, že i příčiny jejich vzplanutí jsou v mnohém shodné s příčinami explozí supernov typu II. Podobně jako tyto supernovy nacházíme supernovy typu Ib a Ic výhradně ve spirálních či nepravidelných galaxiích, přednostně poblíž míst, kde v současnosti vznikají nové hvězdy. Jde tedy o hmotné hvězdy, které ve svém jaderném vývoji dojdou až do železného konce, po němž následuje gravitační kolaps jádra.

Soudí se, že vzplanutí supernovy typu Ib, a zřejmě i typu Ic, je výsledkem složitého vývoje těsných dvojhvězd s hmotnými složkami.

7.9.4 Supernovy typu Ia

Tyto velice jasné supernovy se kromě mohutnějšího zářivého výkonu (v maximu svého lesku dosahuje jejich absolutní hvězdná velikost $-19,6$ mag) vyznačují i tím, že jejich světelné křivky jsou prakticky identické. To je povyšuje do role tzv. *standardních svíček*, objektů, pomocí nichž lze poměřovat vzdálenosti vzdálených hvězdných soustav.

Vzhledem k tomu, že je nacházíme ve všech typech galaxií (tj. i v takových, kde tvorba hmotnějších hvězd již dávno ustala), je zřejmé, že předchůdci tohoto typu supernov musejí být méně hmotné hvězdy. Všeobecně se proto soudí, že supernovy typu Ia vznikají v důsledku jaderné detonace vzniklé zapálením termonukleárních reakcí v elektronově degenerovaném uhlíko-kyslíkovém bílém trpaslíku.

Bezprostřední příčinou vzplanutí je pozvolný nárůst hmotnosti uhlíkokyslíkového bílého trpaslíka, k němuž dochází v důsledku přenosu látky z druhé složky těsné dvojhvězdy. Zvyšování hmotnosti vede k tomu, že se rozměry trpaslíka neustále zmenšují, čímž se v jeho nitru uvolňuje potenciální energie, která látku hvězdy stále více nahřívá. Překročí-li hmotnost degenerované hvězdy jistou kritickou mez (asi $1,3 M_{\odot}$), zvýší se centrální teplota hvězdy natolik, že se zde zažehnou termonukleární reakce, které brzy rozhoří v celé hvězdě.³⁰⁾ V důsledku toho se v nitru hvězdy začne dále prudce zvyšovat teplota, která nakonec přeroste i teplotu degenerace. Sevření krunýře elektronové degenerace povolí, látka hvězdy se změní v plyn, který divoce expanduje do prostoru. Následný výbuch jaderné reakce uhasí a rozhodí veškerý materiál hvězdy do prostoru rychlostí až 10^4 km/s. Nicméně ještě dříve než se tak stane, se stačí více než polovina uhlíku a kyslíku z bílého trpaslíka změnit na železo.

Tento pohled na věc dobře souhlasí se spektrálními vlastnostmi supernov typu Ia, kde převládají těžší prvky. Odhaduje se, že jsou to právě supernovy typu Ia, které více než supernovy jiných typů obohacují mezihvězdný materiál o prvky skupiny železa i o uhlík a kyslík.

³⁰⁾ Tato skutečnost je zřejmě příčinou, proč se světelné křivky supernov typu Ia tak podobají – vybuchují nám tu objekty s navlas stejnou hmotností a vnitřkem.

Podobně jako u supernov jiných typů je světelný výkon supernov typu Ia po maximu lesku určen tempem radioaktivního rozpadu nestabilních izotopů niklu, kobaltu a dalších radioaktivních prvků.

7.9.5 Role supernov ve vesmíru

V galaxiích typu naší Galaxie ročně odchází z hvězdné scény asi jedna hvězda. Přitom nejméně každá padesátá zakončí svou kariéru efektním ohňostrojem supernovy typu I nebo II. Supernovy mají velmi důležitou roli v dění ve hvězdných soustavách:

- Obohacují mezihvězdnou látku o prvky těžší než helium. V důsledku tohoto procesu obsahují mladší objekty stále více a více těžších prvků. Těžší prvky zřejmě mají důležitou roli při vzniku planetárních systémů a planet zemského typu, jež mohou být nositelkami života.
- Šířící se rázové vlny *vznikající* na střetu rozpínajících se obálek supernov s oblaky chladného a relativně hustého plynu dokáží spustit nebo *alespoň* stimulovat proces tvorby nových hvězd z materiálu obsaženého v molekulových oblacích.
- Svým kosmickým zářením mohly ovlivnit vznik a vývoj života na Zemi.
- Supernova zvaná Geminga před 340 000 let vyčistila zaprášený prostor v okolí Slunce a umožnila nám tak nahlédnout do vzdáleného vesmíru.
- Supernovy mohou být i nebezpečné, musely by se však nacházet do vzdálenosti 30 světelných let. Tam se však žádná hvězda, která by se snad hotovila k takovému zániku, nenachází.

7.10 Záblesky záření gama

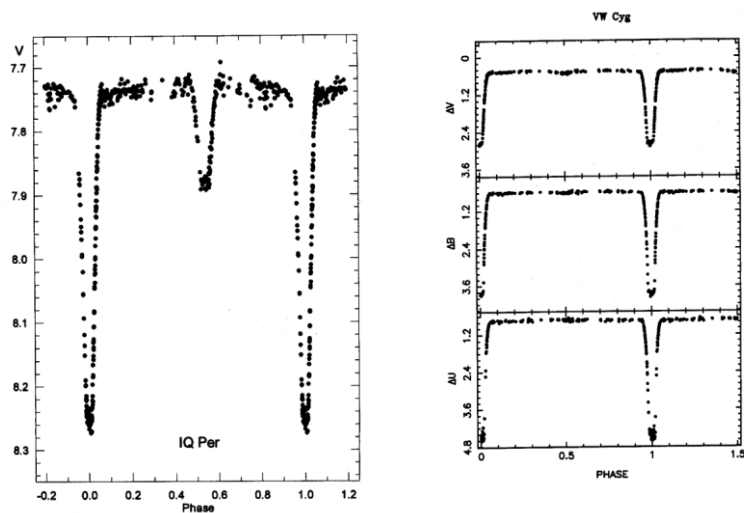
Po řadu let pozorované záblesky záření gama jsou zřejmě nejenergetičtější jevem ve vesmíru souvisejícím s hvězdami – během několika desítek sekund se tu uvolní energie několikanásobně větší, než kolik jí Slunce má vyzářit v celé své aktivní kariéře – tedy 10^{45} J. Jedním z možných vysvětlení je splynutí dvou neutronových hvězd které se k sobě postupně přiblížily v důsledku ztráty energie orbitálního pohybu gravitačním vyzařováním nebo vzplanutí hypotetické *hypernovy*, k němuž by mohlo dojít, zhroutí-li se hmotná hvězda přímo na černou díru.

Záblesky k nám přicházejí z kosmologických vzdáleností, účinek záblesku by dokázal sterilizovat život v celé galaxii.

8 Typy proměnných hvězd

8.1 algolidy

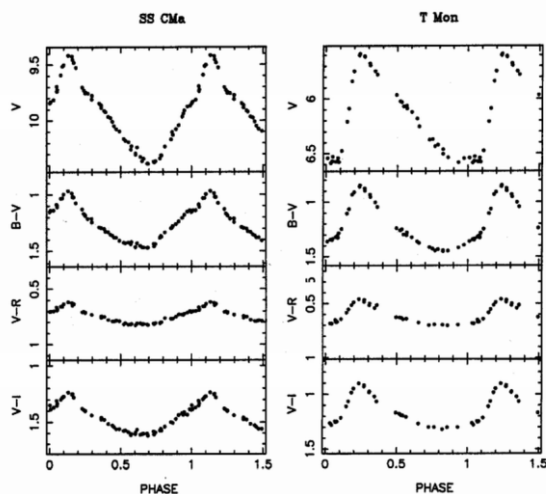
zákrytové dvojhvězdy typu Algol. Ve světelné křivce lze snadno vysledovat okamžik začátku a konce zákrytu, mimo něj se jasnost soustavy mění jen nepatrně v důsledku efektu odrazu nebo slapově deformovaného tvaru složek. Sekundární minimum bývá mělké nebo chybí. Periody jsou od 0,2 dne do 10 000 dnů, světelné změny činí i několik magnitud.



Z vývojového hlediska může jít o oddělené systémy sestávající zpravidla ze dvou hvězd hlavní posloupnosti – zde se jasnost soustavy mimo zákryty nemění, protože hvězdy jsou od sebe relativně daleko a jsou takřka kulové (případ hvězdy IQ Persei – sekundární zákryt tam je úplný, primární je prstencový).

Může jít též o polodotykové soustavy, v nichž sekundární složku tvoří podoba vyplňující Rocheův lalok (případ polodotykové soustavy VW Cyg složené z primáru A5 + K5 III). Malé změny mimo zákryty jsou zde dány faktem, že podoba přispívá k celkovému světlu dvojhvězdy jen malým dílem.

8.2 cefeidy

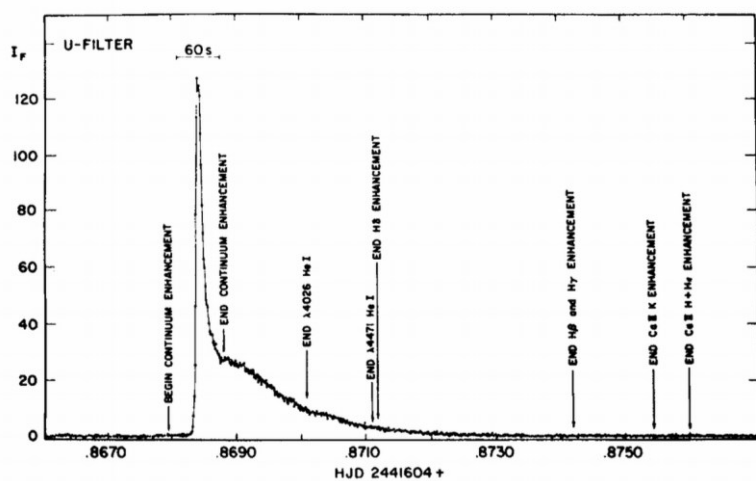


nebo též *klasické cefeidy*, případně hvězdy typu δ *Cephei* jsou radiálně pulzující nadobří či veleobří (luminozitní třídy Ib – II) spektrálního typu F–K. Periody pulzací jsou od 1 dne do 135 dní, amplitudy světelných změn až 2 mag. Křivka radiálních rychlostí je ve fázi se světelnou křivkou: maximum rychlosti expanze odpovídá maximu jasnosti hvězdy. Jde o hmotné hvězdy v pokročilém stadiu vývoje, v jejichž nitru se již zapálily heliové reakce. Jsou to typické členky plochého pod systému Galaxie, vyskytují se občas v mladších otevřených hvězdokupách. Dobře vyjádřená závislost mezi periodou pulzací a zářivým výkonem je důsledkem skutečnosti, že cefeidy jsou různě hmotné a tudíž různě zářivé hvězdy, jež se při svém vývoji právě dostaly do pásu nestability. Příčinou udržení pulzací je akumulace tepla získaného při prostupu zářivé energie ve vrstvě, v níž je srovnatelné množství jedenkrát a dvakrát ionizovaného helia

dlohoperiodické proměnné hvězdy

viz **miridy**

8.3 eruptní trpaslíci



nebo též hvězdy typu *UV Ceti*. Chladné, málo hmotné hvězdy hlavní posloupnosti s emisemi v čáře $H\alpha$ (K3Ve–M6Ve). Příčinami změn jsou silné erupce, zpravidla mohutnější než ty sluneční. S ohledem na malý zářivý výkon hvězdy mohou erupcemi zapříčiněná zjasnění dosáhnout až 6 mag (výraznější jsou směrem do krátkovlnné oblasti spektra) Nástup do maxima bývá rychlý, řádově sekundy, desítky sekund, po-

kles v minutách. Erupce se objevují zhruba po hodině. Jde o nejpočetněji zastoupený typ proměnných hvězd.

fuory

viz proměnné typu **FU Orionis**

8.4 heliové proměnné

rotující chemicky pekuliární hvězdy spektrálních typů B0 – B9 s anomálním zastoupením helia (u teplejších heliových proměnných je helia oproti normálu nadbytek, u chladnější naopak nedostatek). Pozorovány jsou u nich změny intenzity spektrálních čar He I a Si III. Variace jsou dány nehomogenním rozložením těchto prvků po povrchu hvězdy. Nestejnorodost je důsledkem složitých a pomalých procesů probíhajících v klidné atmosféře vystavené působení silného magnetického pole. Periody změn (desítky hodin až několik dní) odpovídají době otočky.

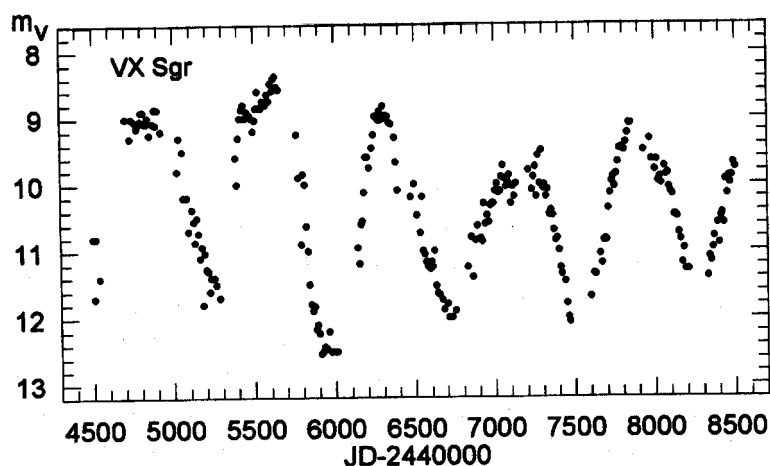
8.5 hvězdy typu SR

jsou obři a veleobři pozdních spektrálních tříd s jistou periodou pulzací. Periodicita dějů je zde občas narušována jistými nepravidelnostmi. Periody bývají od 20 do 2000 dní, amplitudy 1–2 mag, světelné chování této rozmanité skupiny hvězd je velice různé. Mechanismus proměnnosti je zřejmě podobný jako u *mirid*. Podle GCVS 1985 se hvězdy typu SR dále člení do čtyř podtypů:

SRa – jejich světelné změny jsou takřka přesně periodické, periody v rozmezí 100 až 400 dnů, amplitudy až 2 mag. Jedná se o obry a veleobry pozdních spektrálních tříd s emisemi vodíku. Jsou zřejmě velice podobné *miridám*.

SRb – světelné změny nejsou již tak přísně periodické, perioda většinou 80 až 120 dní. U řady z nich se objevuje i další, o řád delší perioda. Amplitudy změn jsou vesměs pod 1 mag. Jedná se o obry a veleobry spektrálních typů M, C a S.

SRc – světelné změny určuje více period jedna bývá řádově stovky, druhá tisíce dní dlouhá. Amplitudy kolem 1 mag. Vesměs jde o hmotné červené veleobry třídy M se silnou koncentrací ke galaktické rovině.



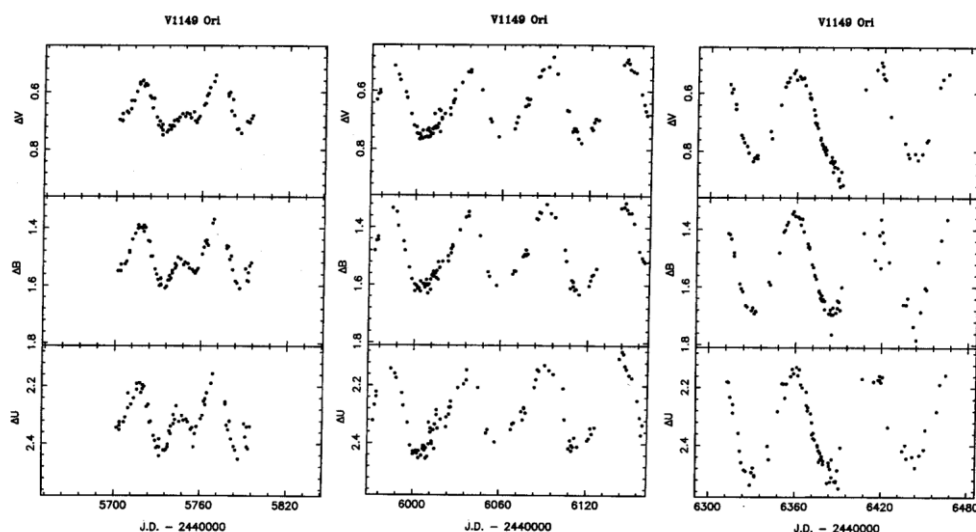
SRd – světelné změny jsou poměrně přísně periodické, přičemž pro každou hvězdu lze vytipovat soubor period, v nichž se střídavě mění, v období změny periody se může jasnost hvězdy měnit dosti chaoticky. Amplitudy jsou v rozmezí 0,1 až 4 mag. Hvězdy tohoto typu jsou teplejší obři a veleobři typu G, K a M, většinou s emisemi ve spektru.

hvězdy typu Z Andromedae

viz *symbiotické hvězdy*

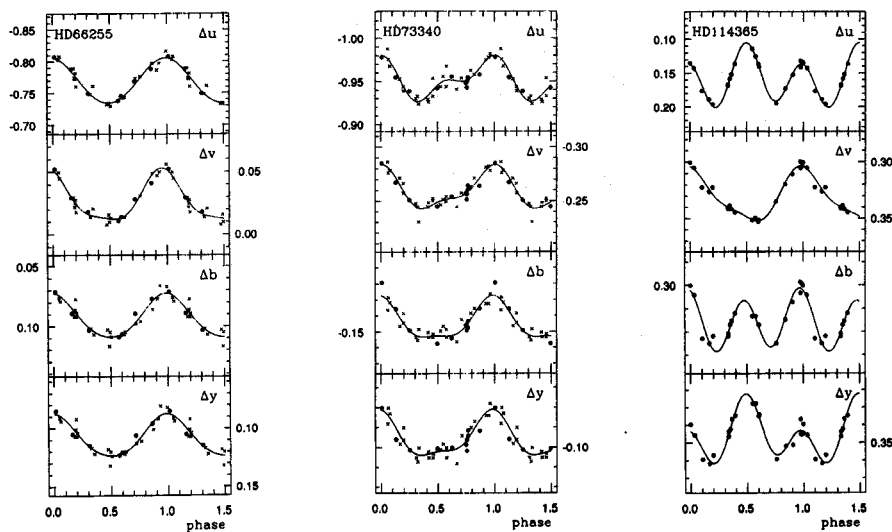
8.6 hvězdy typu RS Canum Venaticorum

jsou těsné dvojhvězdy, jejichž složkami jsou hvězdy pozdějších spektrálních typů G–M s výraznou chromosférickou aktivitou, která se projevuje například variacemi intenzity emise v čárách Ca II, dále v radiovém a rentgenovém oboru. Příčin pozorovaných změn jasnosti v optickém oboru je mnoho: mohou tu hrát roli vzájemné zákryty složek, rotace nehomogenní fotosféry pokryté temnými skvrnami slunečního typu, dále erupce aj. Perioda rotace skupin skvrn na povrchu se může poněkud lišit od rotační periody (skvrny se po fotosféře pohybují), což vede k postupné změně tvaru světelné křivky mimo zákryty. Amplituda těchto změn se počítá na desetiny magnitudy a mění se v rámci dlouhodobého cyklu hvězdné aktivity. Hvězdám se někdy posměšně přezdívá *skvrnití psi*.



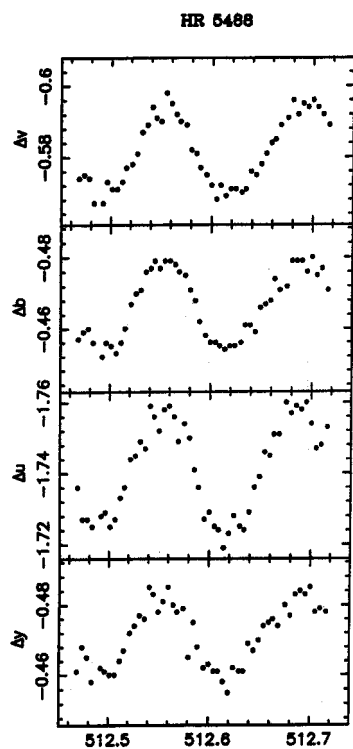
8.7 hvězdy typu α^2 Canum Venaticorum

jsou rotující chemicky pekuliární hvězdy spektrálního typu B8 – A7 V se silným dipólovým magnetickým polem. Ke světelným změnám, doprovázeným změnami intenzity některých spektrálních čar a variacemi podélné složky indukce magnetického pole, dochází v důsledku nehomogenního rozložení chemických prvků po povrchu hvězdy. To je výsledkem pomalých procesů v klidné atmosféře navíc stabilizované mohutným globálním magnetickým polem. Rotační periody činí 0,5 až 160 dní, světelné amplitudy nepřesahují 0,1 mag.



8.8 hvězdy typu β Cephei

jsou pulzující horké hvězdy horní části hlavní posloupnosti v úzkém rozmezí spektrálních typů B0–B2, které vykazují světelné změny o amplitudě 0,01 až 0,3 mag a změny radiálních rychlostí, vše s periodou 0,1 až 0,6 dne. Křivky světelné a křivky radiálních rychlostí jsou proti sobě posunuty o čtvrt periody: maximální jasnost odpovídá minimálnímu poloměru a maximální teplotě. Vše je to důsledek pulzací, jež bývají jak radiální, tak neradiální. Příčina udržení pulzací se podařila najít teprve nedávno – podobně jako u cefeid i v těchto hvězdách dochází k akumulaci prostupující zářivé energie, jenže zde je touto aktivní vrstvou vrstva neprůhledná v důsledku fotoionizace prvků skupiny železa.



hvězdy typu δ Cephei

viz cefeidy

hvězdy typu o Ceti

viz miridy

hvězdy typu UV Ceti

viz eruptivní trpaslíci

8.9 hvězdy typu ZZ Ceti

jsou neradiálně pulzující bílí trpaslíci nacházející se na prodloužení pásu nestability. Perody pulzací činí 30 s až 25 minut, světelné změny 0,001 až 0,2 mag. Obvykle pulzují současně v několika blízkých periodách. Známé je zatím jen několik kusů.

8.10 hvězdy typu R Coronae Borealis

jsou staré veleobří hvězdy spektrální třídy F až K s nízkým zastoupením vodíku v atmosféře, ale s hojností uhlíku. Pulzují s periodou 30 až 100 dní, amplituda pozorovaných změn 0,1 mag až 1 mag. Přes pulzace se překládají aperiodická zeslabení v rozmezí od 1 do 9 (!) magnitud. Tato minima jasnosti mohou trvat i celé roky. Enormní pokles jasnosti se vykládá silnou absorpcí světla grafitovými zrníčky, která zde zkondenzovala z látky vyvržené hvězdou.

8.11 hvězdy typu S Doradus

jsou mimořádně žhavé a zářivé hvězdy hlavní posloupnosti, které jsou pro svou extrémní hmotnost (nad $50 M_{\odot}$) velice nestabilní. Neustále ztrácejí svou hmotu jak intenzivním hvězdným větrem, tak dalšími bouřlivými procesy.

8.12 hvězdy typu γ Doradus

jde o nový typ pulsujících proměnných hvězd zavedený v roce 1999. Jedná se o trpasličí hvězdy třídy F, které kmitají s jednou i pěti periodami o délce 0,4 až 3 dny, amplitudy světelných změn přesahují 0,1 mag. Pulsace jsou to neradiální, gravitační mód.

8.13 hvězdy typu BY Draconis

jsou chladné hvězdy hlavní posloupnosti (KVe–MVe) se silnou hvězdnou aktivitou. Pozorovány u nich jsou více či méně periodické změny o časové škále 0,2 až 120 dní s amplitudou světelných změn 0,5 mag. Změny jejich jasnosti jsou diktovány tempem rotace, na hvězdách jsou mohutné oblasti s proměnnou aktivitou, fotosférické skvrny a občas erupce – v tom se tyto hvězdy podobají *eruptivním trpaslíkům*.

hvězdy typu U Geminorum

viz trpasličí novy

hvězdy typu AM Herculis

viz polary

8.14 hvězdy typu RR Lyrae

nazývané též *krátkoperiodické cefeidy*, jsou cefeidy populace II – radiálně pulzující obři slunečních hmotností spektrálního typu A až F, které se během svého vývoje právě dostaly do pásu nestability. Períody jsou v intervalu 0,2 až 1,2 dní, amplitudy 0,2 až 2 mag. Proměnné jsou tvary světelných křivek a občas i periody. Maximum expanzní rychlosti odpovídá maximu jasnosti. Hvězdy typu RR Lyrae se mohou použít jako standardy při stanovování vzdáleností hvězdných soustav, neboť všechny mají zhruba tutéž střední absolutní hvězdnou velikost ($M_V = 0,7$ mag). S výhodou se tak činí zejména u kulových hvězdokup a eliptických galaxií.

8.15 hvězdy typu β Lyrae

zvláštní typ zákrytových dvojhvězd s deformovanými, zjevně interagujícími složkami – na světelných křivkách nemůžeme stanovit okamžik začátku a konce zákrytu, světelné změny jsou povlnné. Vždy pozorujeme sekundární minimum, periody bývají větší než 1 den, složkami jsou horké hvězdy B, A, amplitudy světelných změn nepřesahují 2 mag. Poněkud sporný, nicméně historicky zasloužilý typ proměnných hvězd.

8.16 hvězdy typu YY Orionis

jedná se o právě se formující hvězdy, vesměs ještě spojené se zárodečnou mlhovinou. Jejich stáří zřejmě nepřesahuje milion let a mohli bychom je považovat za extrémně mladé hvězdy typu *T Tauri*. Nepravidelné světelné změny jsou nejspíš způsobeny dopadem okolohvězdného materiálu na povrch hvězdy. Svědčí o tom i výrazné absorpce v dlouhovlnných křídlech spektrálních čar.

8.17 hvězdy typu FU Orionis

někdy přezdívané jako *fuory*, jsou vůbec nejmladší pozorované proměnné hvězdy. Jsou nesmírně vzácné – kromě hlavní představitelky známe dosud méně než tucet dalších podobných hvězd. Charakteristickým projevem hvězd typu FU Orionis je neočekávaný nárůst jasnosti hvězdy až o 6 mag. Ve stavu zvýšené jasnosti může hvězda setrvat i několik desetiletí a pak se opět navrátit do původního stavu. Mechanismus proměnnosti není ještě uspokojivě nalezen, podle jedné z teorií je pozorované zjasnění důsledkem přechodu hroutící se hvězdy z fáze rychlého smršťování, kdy hvězda není v hydrostatické rovnováze do stadia pomalého smršťování, kdy nitro již v rovnováze je. Na H-R diagramu tato situace odpovídá momentu, kdy vývojová stopa hvězdy právě zprava protne *Hayashiho čáru*.

8.18 hvězdy typu δ Scuti

jsou radiálně i neradiálně pulzující hvězdy hlavní posloupnosti spektrálního typu A0 – F5. Pozorované amplitudy jsou od 0,003 mag do 0,9 mag, periody 0,01–0,2 dne. Tvar světelné křivky i amplituda se s časem obvykle silně mění. Je to důsledek skutečnosti, že se zde vedle sebe uplatňuje hned několik pulzačních period, hvězda pulzuje současně v několika modech. Vzhledem k tomu, že tyto periody se od sebe zpravidla příliš neliší, můžeme ve světelné křivce pozorovat rázy, období zvýšené amplitudy, někdy mohou světelné změny na čas vymizet.

8.19 hvězdy typu T Tauri

jsou mladé, poměrně rychle rotující, a tudíž aktivní hvězdy ve stadiu pozvolného gravitačního smršťování, jež předchází jejich vstupu na hlavní posloupnost. Obvykle proto v jejich sousedství nacházíme zbytky zárodečné mlhoviny. Vyskytují se přednostně v tzv. T-asociacích a v mladých otevřených hvězdoku-

pách, jejich hmotnost je střední, leží v intervalu $0,3 M_{\odot}$ až $3 M_{\odot}$. Spektrální čáry (občas i emisní) jasně svědčí o rychlých pohybech v atmosféře, o silné chromosférické aktivitě. V okolí hvězd je plynoprachová látka vypuzená z formujících se hvězd v důsledku mohutné hvězdné vichřice ($10^{-7} M_{\odot}/\text{rok}$). Světelné změny jsou nepravidelné, chaotické, amplitudy činí 1 – 4 mag.

8.20 hvězdy typu RV Tauri

jsou radiálně pulzující veleobří, jejichž spektra se v cyklu proměnnosti výrazně mění – v maximu jde o hvězdy spektrální třídy F–G, v minimu K–M. Periody činí 30 – 150 dní, amplitudy 3 – 4 mag. Ve světelných křivkách vedle hlavních minim jasnosti pozorujeme i minima sekundární, přičemž poměry jejich hloubek se s časem mění, mohou se převrátit. Hvězdy silně září v infračerveném oboru, kde se projevuje záření prachové obálky vymetené z hvězdy pulzacemi. Emisní čáry svědčí o přítomnosti rozsáhlé atmosféry.

8.21 hvězdy typu W Ursae Majoris

jsou zákrytové dvojhvězdy, jejichž složky tvoří takřka kontaktní systém hvězd se společnou fotosférou. Průběh světelné křivky je dokonale hladký, primární a sekundární minima jsou zhruba stejně hluboká, a to i navzdory tomu, že hvězdy mají různou hmotnost. Periody jsou obvykle kratší než jeden den, amplitudy menší než 0,8 mag. Složkami dvojhvězdy jsou trpasličí hvězdy typu F až G.

8.22 hvězdy typu W Virginis

jsou radiálně pulzující obří staré diskové a sférické složky Galaxie (populace II). Perioda jejich pulzací je 1 až 50 dní, amplituda od 0,2 do 2 mag. Je u nich rovněž pozorována obdoba závislosti: perioda-zářivý výkon, která platí u cefeid, jen s tím rozdílem, že pro tutéž periodu jsou hvězdy W Virginis o 0,7 až 2 mag slabší. Naštěstí je možné proměnné typu W Virginis od klasických cefeid rozlišit podle tvaru světelné křivky.

krátkoperiodické cefeidy

častěji hvězdy typu RR Lyrae

8.23 miridy

nebo též *dlouhoperiodické proměnné hvězdy* nebo též hvězdy typu *o Ceti* jsou chladné hvězdy sluneční hmotnosti asymptotické větve obrů s rozsáhlou atmosférou, v níž jsou hlavním zdrojem neprůhlednosti zejména molekuly TiO. V maximu jasnosti spektrální pásy TiO mizí, objevují se emisní čáry vodíku a ionizovaného vápníku, zcela neodpovídající pozdnímu spektrálnímu typu. Důvodem jsou drastické změny v atmosféře hvězdy způsobené průchodem mohutné rázové vlny, která povstala v nitru a právě se prodrala až na povrch. Pulzace hvězd jsou až sekundárním efektem a na změny jasnosti hvězd mají jen okrajový vliv. Amplitudy světelných změn v optickém oboru jsou veliké: 2,5 až 11 mag, v modré a UV bývají ještě větší, v infračerveném oboru však nepřevyšují 2,5 mag. Periodicita je dobře vyjádřena – 80 až 1100 dní, kolem hvězd se často pozorují různě vyvinuté okolohvězdné plynoprachové obálky.

8.24 novám podobné hvězdy

jsou eruptivní proměnné hvězdy, které se průběhem změn jasnosti a spektra kvalitativně velmi podobají novám, ovšem amplitudy vzplanutí jsou až o 4 mag menší, časová odlehlost jednotlivých vzplanutí je pak řádově kratší – jedná se měsíce či roky. Jde tu zřejmě o těsné dvojice chladné obří hvězdy typu M a horké hvězdy typu B obklopené společným obalem. Zvláštním podtypem novám podobných

hvězd jsou tzv. **polary** neboli hvězdy typu *AM Herculis*. K novám podobným hvězdám řadíme též *symbiotické hvězdy*, hvězdy typu *R Coronae Borealis* a *trpasličí novy*.

8.25 novy

jsou těsné dvojhvězdy s oběžnými periodami 0,05 až 230 dní, sestávající z bílého trpaslíka a chladné normální složky, kterou může být hvězda hlavní posloupnosti, podobr nebo i obr. V klidové fázi jsou světelné změny malé. Z normální složky přetéká látka na povrch bílého trpaslíka. S tím jak se zvyšuje hmotnost degenerované hvězdy, klesá její poloměr a na účet uvolněné potenciální energie vzrůstá teplota. Na spodní části obálky nakonec naroste natolik, že se zde vznítí překotná termonukleární reakce *CNO* cyklu. V důsledku naráz uvolněné energie se oddělí obálka, která expanduje do prostoru rychlostí několika set km/s. Projeví se to prudkým nárůstem jasnosti během dne až několika dní, amplituda světelné změny dosahuje 7 až 19 mag. Pak následuje pokles do původního stavu trvající měsíce i roky. Vzplanutí se opakují, přičemž interval mezi jednotlivými vzplanutími mnohonásobně překračuje délku lidského života.

8.26 polary

aneb hvězdy typu *AM Herculis* patří mezi tzv. *novám podobné hvězdy*, u nichž se pozoruje velice silná polarizace záření. Ta svědčí o tom, že toto záření vzniká za přítomnosti velice silného magnetického pole.

polopravidelné proměnné hvězdy

viz hvězdy typu **SR**

8.27 pulzary

jsou rychle rotující neutronové hvězdy, které září v radiovém, někdy též i v optickém a krátkovlnném oboru spektra. Vyzařování z hvězd je koncentrováno do úzkého kužele, jehož geometrie je úzce svázána s geometrií magnetického pole neutronové hvězdy a mechanismem vzniku tohoto záření – vesměs jde o netepelné synchrotronové záření. Perioda rotace je od 0,001 s do 4 s, světelné amplitudy 0,8 mag.

8.28 roAp hvězdy

jsou podtypem proměnných hvězd typu α^2 **Canum Venaticorum**. Jsou to neradiálně pulzující magnetické hvězdy, u nichž osu pulzací neurčuje rotační osa, ale osa magnetického dipólu. Pulzace o periodě řádově 0,01 dne a amplitudě řádově 0,01 mag se překládají přes rotační změny jasnosti. Tomuto typu proměnnosti, který je kombinací rotace a pulzace řízené magnetickým polem, se říká *magnetický pulzátor*.

skvrnití psi

viz hvězdy typu **RS Canum Venaticorum**

8.29 supernovy

souhrnný název pro hvězdy, které během několika desítek hodin o mnoho řádů zvýší svou jasnost a pak měsíce pozvolna pohasínají. Všem supernovám je společné to, že příčina výbuchu supernovy souvisí s ději probíhajícími v centrálních částech hvězdy. Výbuch má natolik destruktivní povahu, že se další

vzhled hvězdy diametrálně mění, hvězda může ve své hvězdné kariéře zažít pouze jediný takový výbuch. V současnosti rozlišujeme několik typů supernov, které se od sebe liší průběhem vzplanutí, spektroskopickými charakteristikami, odlišné jsou i příčiny jejich vzplanutí.

8.29.1 supernovy typu Ia

jsou supernovy, které dosahují absolutní hvězdné velikosti až $-19,6$ mag. Navíc se vyznačují tím, že jejich světelné křivky jsou prakticky identické, což je povyšuje do role tzv. *standardních svíček*, objektů, pomocí nichž lze poměřovat vzdálenosti vzdálených hvězdných soustav.

Všeobecně se soudí, že supernovy typu Ia vznikají v důsledku jaderné detonace vzniklé zapálením term nukleárních reakcí v elektronově degenerovaném uhlíko–kyslíkovém bílém trpaslíku. Bezprostřední příčinou vzplanutí je překročení hmotnosti bílého trpaslíka nad $1,3 M_{\odot}$, k němuž dochází při pozvolném přenosu látky z druhé složky těsné dvojhvězdy. Po zažehnutí reakcí, ještě dříve než dojde k sejmutí elektronové degenerace, se stačí více než polovina uhlíku a kyslíku z bílého trpaslíka změnit na železo. Následný výbuch uhasí reakce a veškerý materiál je rozhozen do prostoru rychlostí až 10^4 km/s. Tento pohled na věc dobře souhlasí se vzhledem spektra v němž převládají těžší prvky.

Podobně jako u supernov jiných typů je světelný výkon supernov typu Ia po maximu lesku určen tempem radioaktivního rozpadu nestabilních izotopů těžších prvků.

8.29.2 supernovy typu Ib a Ic

jsou mezi jasnější supernovy typu I řazeny z toho důvodu, že se v jejich spektru nenacházejí čáry vodíku. Na rozdíl od *supernov typu Ia* u nich není pozorovatelná čára Si II na 615 nm. Typ Ic je zvláštní tím, že se v jeho spektrech kromě vodíku nenajdou též čáry helia. Supernovy typu Ib a Ic jsou všeobecně o 1,5 až 2 magnitudy slabší než supernovy typu Ia, takže se podobají spíše supernovám typu II. Navíc se zdá, že i příčiny jejich vzplanutí jsou v mnohém shodné s příčinami explozí supernov typu II. Podobně jako tyto supernovy nacházíme supernovy Ib a Ic výhradně ve spirálních či nepravidelných galaxiích, přednostně poblíž míst, kde v současnosti vznikají nové hvězdy. Jde tedy o hmotné hvězdy, které ve svém jaderném vývoji dojdou až do železného konce, po němž následuje gravitační kolaps jádra.

Soudí se, že vzplanutí supernovy typu Ib, a zřejmě i typu Ic, je výsledkem složitého vývoje těsných dvojhvězd s hmotnými složkami.

8.29.3 supernovy typu II

jsou výsledkem vývoje mimořádně hmotných hvězd, v nichž se během jaderné evoluce vytvořilo dostatečně hmotné elektronově degenerované jádro složené především ze železa. Když hmotnost jádra překročí kritickou hmotnost zhroutí se v neutronovou hvězdu. Potenciální energii takto uvolněnou sebou odnášejí neutrina. Část neutrin se zachytí v okolní látce a silně ji tak zahřeje. Vznikne tak mohutná rázová vlna, která se velkou rychlostí šíří hvězdou směrem na povrch. Má sdostatek energie, aby celou hvězdu rozmetala do prostoru. Na vodík bohatý obal hvězdy je pak v podobě rychle se rozpínající mlhoviny navrácen do okolního prostoru.

V maximu svého lesku dosahují supernovy typu II asi -18 . bolometrické velikosti. Vrchol je následován postupným poklesem, zhruba o 6 až 8 magnitud za rok. Při kolapsu a následném průchodu rázové vlny hvězdou vzniká množství prvků nejrůznějších atomových čísel, vznikají i radioaktivní izotopy, jejichž pozvolný radioaktivní rozpad je dodatečným zdrojem energie supernovy v době poklesu její jasnosti.

Po vzplanutí supernov typu II bychom na místě hvězdy měli najít její zhroutený zbytek – rychle rotující neutronovou hvězdu projevující se jako pulzar.

8.30 symbiotické hvězdy

nazývané též hvězdy typu **Z Andromedae** jsou těsné dvojhvězdy sestávající z horké složky a chladné hvězdy, které jsou obklopeny společnou obálkou buzenou k záření paprsky horké hvězdy. Mění se nepravidelně až o 4 mag, časové škály jsou stovky dní.

8.31 trpasličí novy

nebo též hvězdy typu *U Geminorum* nebo hvězdy typu *SS Cygni* jsou interagující těsné dvojhvězdy složené z bílého trpaslíka obklopeného akrečním diskem s horkou skvrnou, která vzniká v místě střetu materiálu vytékajícího z podoba či trpaslíka třídy K, M vyplňujícího svůj Rocheův lalok. Oběžné periody jsou 0,05 až 0,5 dne. V klidném stavu jsou pozorovány nevelké, ale rychlé fluktuace světla – tzv. mihotání (flickering) vznikající fluktuacemi teploty horké skvrny. Systému se občas v průběhu jednoho až dvou dnů zjasní o 2 až 6 mag, po několika dnech až týdnech zeslábne na původní hodnotu. Tato vzplanutí se polopravidelně opakují v intervalech 10 až 1000 dní, přičemž čím delší je mezera mezi vzplanutími, tím je amplituda zjasnění větší. Příčinou nejspíše bude nestabilita v akrečním disku – turbulentní tření. Občas lze pozorovat i klasické zákryty, či zákryty horké skvrny, která bývá v klidných fázích hlavním zdrojem světla v soustavě.