

MASARYKOVA UNIVERZITA
Přírodovědecká fakulta
Ústav teoretické fyziky a astrofyziky



BAKALÁŘSKÁ PRÁCE
Studium spektra hvězdy HD 74275

Jan Palounek

Vedoucí bakalářské práce: doc. Mgr. Jiří Krtička, Ph.D.

2009

Děkuji vedoucímu práce doc. Mgr. Jiřímu Krtičkovi, Ph.D., za ochotu a čas, který mi při konzultacích věnoval.

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci napsal samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů. Souhlasím se zapůjčováním práce a jejím zveřejňováním.

V Brně dne 20.5.2009

Jan Palounek

Abstrakt:

V předložené práci studuji spektrum hvězdy HD 74275 získané v rámci projektu ESO „UVES Paranal Observatory Project“. Studium vybraného spektra hvězdy zahrnuje jeho základní popis, je provedena identifikace čar vodíku a dalších chemických prvků ve spektru, a z posunu spektrálních čar je určena radiální rychlost hvězdy v heliocentrické soustavě. Současně jsou určeny některé spektrální čáry molekul vzniklé průchodem záření atmosférou Země. Část této práce se také zabývá vybraným přehledem teoretických znalostí vztahujících se k cíli práce.

Klíčová slova: elektromagnetické záření, hvězda, atmosféra, spektrum, spektrální čára, radiální rychlost

Abstract:

In the submitted thesis I study the spectrum of a star HD 74275 obtained in terms of the ESO project „UVES Paranal Observatory Project“. The study of chosen spectra includes its basic description, which means identification of hydrogen and other spectral lines of chemical elements, and determination of the radial velocity of the star in heliocentric rest frame from shifts of the spectral lines. I also identify spectral lines of molecules originated from transfer of radiation through the Earth's atmosphere. First part of the thesis also deals with chosen overview of theoretical knowledges referring to the objective of the thesis.

Keywords: electromagnetic radiation, star, atmosphere, spectrum, spectral line, radial velocity

Obsah

Úvod	6
1 Záření těles	7
1.1 Elektromagnetické záření	7
1.2 Dopplerův jev	8
1.3 Záření absolutně černého tělesa	9
1.4 Poznámky ke kvantové teorii	11
1.5 Atom vodíku	11
1.6 Další chemické prvky a molekuly	13
2 Vznik a zánik záření v atmosférách hvězd	14
2.1 Interakce fotonu s látkou	16
3 Spektrální analýza	18
3.1 Profil spektrálních čar	20
3.2 Rozšíření spektrálních čar	21
4 Spektrální klasifikace hvězd	24
4.1 Harvardská klasifikace	24
4.2 Morganova-Keenanova klasifikace	26
5 Hvězda HD 74275	28
5.1 Pozorování a charakteristika	28
5.2 Spektrální čary atomů	31
5.3 Určení radiální rychlosti	33
5.4 Spektrální čary molekul v atmosféře Země	35
6 Závěr	37

A Přílohy	41
A.1 Určení chemických prvků ve spektru	41
A.2 Fitování spektrálních čar	57
A.3 Určení molekul v atmosféře Země	66
Literatura	72

Úvod

Informace, které o hvězdách získáváme, pocházejí převážně ze studia přichozího elektromagnetického záření. Ve hvězdách, v místech, kde neprobíhá konvekce, záření zprostředkovává přenos energie z centrálních oblastí směrem k povrchu. V nitru hmotnějších hvězd se též významně podílí na tlaku hvězdného materiálu. Zcela jedinečnou roli má při přenosu energie z povrchových vrstev hvězd do prostoru. Právě tato energie může být zaznamenána a studována.

Cílem této bakalářské práce je podrobné studium spektra hvězdy HD 74275 získané pomocí zrcadlového teleskopu Kueyen s průměrem zrcadla 8,2 m, který je součástí VLT Evropské jižní observatoře v Chile. Výsledkem práce by měl být základní popis vybraného hvězdného spektra, měla by být provedena identifikace čar ve spektru a určena radiální rychlost hvězdy.

První čtyři kapitoly se zabývají vybraným přehledem teoretických znalostí vztahujících se k tématu bakalářské práce a následné studium spektra hvězdy HD 74275 je zpracováno v 5. kapitole. Hvězdu HD 74275 najdeme na jižní obloze v souhvězdí Plachty (Vela) a dle údajů z astronomické databáze SIMBAD [5] je hvězdou hlavní posloupnosti a řadí se k hvězdám spektrálního typu A0V. Rozborem spektra bude zároveň ověřena správnost zařazení hvězdy dle spektrální klasifikace do třídy A.

Kapitola 1

Záření těles

Tato kapitola je zpracována na základě teoretických znalostí čerpaných z literatury [1], [8], [9] a [10].

1.1 Elektromagnetické záření

Elektromagnetickému záření přiřazujeme duální povahu, má současně charakter vlnění i povahu částice.

Elektromagnetické záření je kombinací příčného postupného vlnění elektrického a magnetického pole, kde proměnné vektory magnetické indukce a elektrické intenzity jsou vzájemně kolmé a současně kolmé ke směru šíření. Ten udává tzv. Poyntingův vektor. Jako vlnění se může šířit i prázdným prostorem a charakterizujeme jej vlnovou délkou λ , udávanou v metrech či jeho zlomcích (v astrofyzice se používá jednotka Ångström, $1 \text{ \AA} = 0,1 \text{ nm}$), respektive frekvencí ν udávanou v hertzech ($1 \text{ Hz} = 1 \text{ s}^{-1}$). Obě tyto veličiny spolu souvisí vztahem

$$\nu = \frac{v_n}{\lambda},$$

kde v_n je rychlost, jakou se elektromagnetické záření šíří v uvažovaném prostředí. Ve vakuu se šíří právě limitní rychlostí, a to rychlostí světla $c = 299\,792\,458 \text{ m s}^{-1}$, která patří k základním fyzikálním konstantám. V optickém prostředí se toto záření šíří rychlostí

$$v_n = \frac{c}{n},$$

kde n je index lomu prostředí ($n \geq 1$). Při přechodu záření z jednoho optického prostředí do druhého prostředí se mění vlnová délka záření, nemění se

však jeho frekvence.

Elektromagnetické záření podle kvantové teorie je tvořeno kvanty nazývanými fotony. Ty patří mezi elementární částice a lze je charakterizovat stejnými fyzikálními vlastnostmi jako ostatní částice. Jedno kvantum elektromagnetického záření o frekvenci ν , tedy foton záření, s sebou nese energii

$$E_\nu = h\nu,$$

kde h je další ze základních fyzikálních konstant a nazývá se Planckova konstanta ($h = 6,626\ 07 \cdot 10^{-34}$ J s = $4,13567 \cdot 10^{-15}$ eV s). Energie fotonu je přímo úměrná jeho frekvenci a nepřímo úměrná jeho vlnové délce. Podle Einsteinovy rovnice $E = mc^2$ lze pak pohybuujícímu se fotonu přiřadit hmotnost m .

Podle vlnové délky (frekvence) se historicky vyvinulo schematické dělení elektromagnetického záření na několik plynule na sebe navazujících oblastí. Různé prameny mohou udávat hranice oblastí poněkud odlišně, proto dělení uvedené v tabulce 1.1 je pouze informativní.

Záření	Vlnová délka
Gama (γ)	menší 0,1 nm
Rentgenové (X)	0,1 nm až 4 nm
Ultrafialové (UV)	4 nm až 370 nm
Optické: - fialová	370 až 430 nm
- modrá	430 až 500 nm
- azurová	500 až 520 nm
- zelená	520 až 565 nm
- žlutá	565 až 590 nm
- oranžová	590 až 625 nm
- červená	625 až 740 nm
Infračervené (IR)	740 nm až 1 mm
Mikrovlnné	1 mm až 100 mm
Rádiové	delší 100 mm

Tabulka 1.1: Oblasti elektromagnetického záření

1.2 Dopplerův jev

Pokud se zdroj záření pohybuje ve směru k pozorovateli, je pozorovaná energie fotonu v soustavě pozorovatele vyšší než v soustavě, která je spojená

se zdrojem záření. Přicházející záření tak má pro pozorovatele vyšší frekvenci (kratší vlnovou délku). Naopak u zdroje pohybujícího se směrem od pozorovatele je pozorovaná energie fotonu nižší a záření má nižší frekvenci. Tento jev se nazývá Dopplerův jev a pro elektromagnetické záření závisí poměr přijímané a vysílané frekvence jen na relativní rychlosti pozorovatele a zdroje.

V klasické fyzice (tj. pro vzájemnou rychlost zdroje a pozorovatele, která je mnohem menší než rychlost světla ve vakuu) je Dopplerův jev vyjádřen vztahem pro posun pozorované vlnové délky

$$\lambda = \lambda_{\text{lab}} \left(1 + \frac{v_{\text{rad}}}{c}\right),$$

kde v_{rad} je velikost radiální rychlosti zdroje vůči pozorovateli, λ je pozorovaná vlnová délka, λ_{lab} je laboratorní klidová vlnová délka (vlnová délka zdroje) a c je rychlost světla ve vakuu.

Radiální rychlost v_{rad} se vypočítá úpravou předchozího vztahu jako

$$v_{\text{rad}} = \frac{c}{\lambda_{\text{lab}}} (\lambda - \lambda_{\text{lab}}).$$

Pro rychlosti blízké rychlosti světla musí být dle speciální teorie relativity navíc započteny efekty dilatace času. Relativistický Dopplerův jev je vyjádřen vztahem

$$\lambda = \lambda_{\text{lab}} \sqrt{\frac{1 - v_{\text{rad}}/c}{1 + v_{\text{rad}}/c}}.$$

Pro rychlosti o několik řádů menší než rychlost světla je ale rozdíl předpovědi podle obou modelů zanedbatelný.

1.3 Záření absolutně černého tělesa

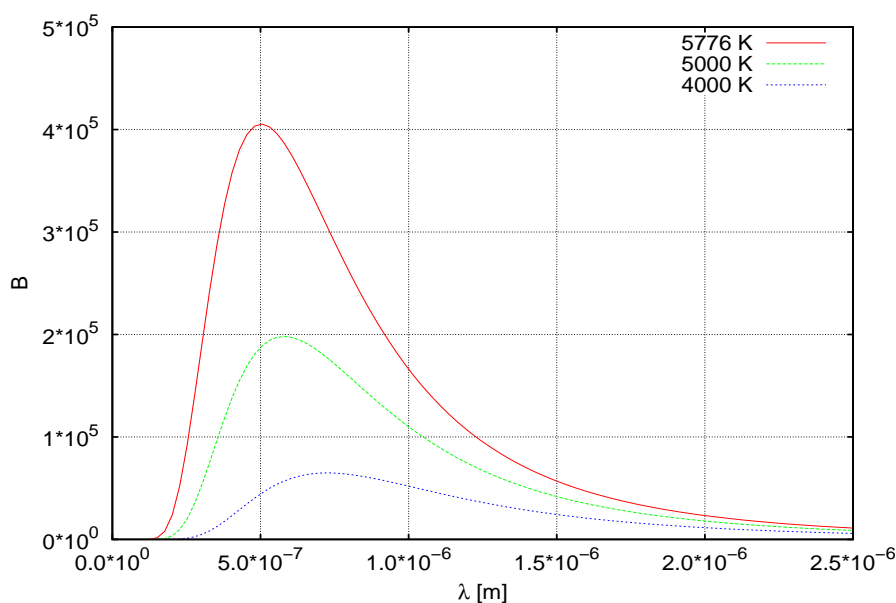
Z fyzikální teorie je známo, že látka s teplotou $T > 0$ vyzařuje. Je to dáno tím, že atomy takové látky mají elektrony i na vyšších energetických hladinách než má atom v základním stavu při teplotě absolutní nuly. Atom v základním stavu má obsazeny nejnižší možné hladiny (při splnění Pauliho vylučovacího principu, který říká, že žádné dva fermiony nemohou být ve stejném kvantovém stavu) a má nejnižší možnou vnitřní energii. Při teplotě vyšší než nula kelvinů dochází k excitaci a ionizaci atomů. Excitované elektrony izolovaného atomu samovolně přecházejí na nižší energetické hladiny, snižuje se tak energie soustavy atomu a přebytečná energie je vyzářena.

Pro vysvětlení spektra tepelného záření absolutně černého tělesa musel Max Planck v roce 1900 předpokládat, že světlo může být emitováno (a také absorbováno) jen po určitých porcích, tzv. kvantech. Tak dospěl k jednomu z nejdůležitějších zákonů fyziky, který se stal základem vývoje kvantové fyziky.

Z aplikace Boseho-Einsteinovy statistiky na fotonový plyn plyne pro monochromatickou intenzitu absolutně černého tělesa Planckova funkce, matematicky vyjádřená výrazem

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1},$$

kde T je teplota, h je Planckova konstanta a k je Boltzmannova konstanta ($k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K).



Obrázek 1.1: Planckova funkce

Integrací Planckovy funkce přes celé elektromagnetické spektrum dostáváme integrální intenzitu záření absolutně černého tělesa

$$B(T) = \int_0^\infty B_\nu(T) d\nu = \frac{2h}{c^2} \left(\frac{kT}{h}\right)^4 \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{2h}{c^2} \left(\frac{kT}{h}\right)^4 \frac{\pi^4}{15} = \frac{2\pi^4 k^4}{15c^2 h^3} T^4.$$

Chceme-li Planckovu funkci vyjádřit pomocí vlnové délky jako proměnné místo frekvence, musíme vztah upravit a poté dostaneme

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda T}} - 1}.$$

Absolutní měření rozložení energie elektromagnetického záření v závislosti na vlnové délce ve spektrech hvězd vedlo ke zjištění, že záření hvězd se v hrubém přiblížení svým průběhem podobá záření absolutně černého tělesa.

1.4 Poznámky ke kvantové teorii

Předpoklad, že světlo může být emitováno jen po určitých kvantech, vedl k rozvoji nového pohledu na svět, a to kvantové teorie. Kvantová mechanika se zabývá studiem mikroskopických objektů jako jsou elektrony, neutrony, atomy, molekuly, fotony atd. Fyzikální zákony, které platí pro tyto objekty, se u běžných těles kolem nás, což jsou makroskopická tělesa, neprojevují a můžeme je zanedbat.

Kvantová teorie je schopna vysvětlit existenci a rozložení spektrálních čar ve spektru. Z této teorie vyplývá skutečnost, že energie vázané soustavy elektron-jádro nabývá pouze určitých hodnot. Vlnová délka spektrální čáry odpovídá změně energie systému při příslušné excitaci případně deexcitaci vázaného elektronu na jinou energetickou hladinu. V případě molekul se vázaná soustava skládá z více jader atomů a mnoha elektronů.

Dalším důsledkem kvantové teorie jsou Heisenbergovy relace neurčitosti, které matematicky vyjadřují skutečnost, že v mikrosvětě existují dvojice veličin, u nichž není možné současně naměřit naprosto přesnou hodnotu. Princip neurčitosti tak říká, že čím přesněji určíme jednu z konjugovaných vlastností, tím méně přesněji můžeme určit tu druhou – bez ohledu na to, jak dobré přístroje máme. V kvantové teorii toto vyjadřuje skutečnost, že operátory daných veličin spolu nekomutují. Nejznámějšími veličinami tohoto typu jsou poloha a hybnost elementární částice.

1.5 Atom vodíku

Stav elektronu v atomu vodíku charakterizujeme čtyřmi kvantovými čísly uvedenými v tabulce 1.2.

Název		Vyjadřuje
Hlavní kvantové číslo	n	vlastní hodnotu hamiltoniánu, tedy energie
Vedlejší kvantové číslo	l	velikost momentu hybnosti
Magnetické kvantové číslo	m	projekci momentu hybnosti do libovolně zvolené osy
Spinové kvantové číslo	s	projekci spinu konkrétního elektronu do libovolné osy

Tabulka 1.2: Kvantová čísla

Vlastní hodnoty energie izolovaného atomu vodíku jsou dány pouze hlavním kvantovým číslem n , nikoli dalšími kvantovými čísly, což souvisí s tvarem Coulombovského potenciálu $V = -\alpha/r$. Pro jiný potenciál by energie závisela i na vedlejším kvantovým čísle l . Při přechodech elektronu mezi jednotlivými energetickými hladinami izolovaného atomu dochází k vyzáření (emisi) nebo pohlcení (absorpci) fotonu o dané energii. Pokud elektron setrvá na stabilní hladině, nevyzařuje žádné záření.

Když elektron přechází z vyšší energetické hladiny na nižší, vyzáří foton s konkrétní vlnovou délkou a energií, která je určena Rydbergovým vztahem

$$E = R\left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad R = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^3 c},$$

kdy kvantové číslo n určuje počáteční energii a n' konečnou energii, R je Rydbergova konstanta ($R \doteq 1,093 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$), h je Planckova konstanta, m_e hmotnost elektronu, e elementární náboj, c rychlost světla a ϵ_0 je permitivita vakua. Stejný vztah platí i pro absorpci fotonu.

Spektrum atomárního vodíku se rozděluje na několik spektrálních sérií. Fyzikálně spektrální série vodíku odpovídají určitým přechodům elektronu z vyšší energetické hladiny na jednu konkrétní. Spektrální série vodíku jsou tedy seskupeny podle hlavního kvantového čísla n' patřícího konečné hladině přechodu. Série jsou pojmenovány podle svých objevitelů a jednotlivé přechody bývají označeny řeckými písmeny.

Skutečné spektrální čáry vodíku se mohou vyskytovat mírně odlišně od vlnové délky uváděné pro jednotlivé spektrální čáry v sériích, což je dáno rozštěpením čar na hyperjemnou strukturu způsobenou dalšími vlivy, např. magnetickým polem.

První čtyři spektrální série vodíku jsou uvedeny v tabulce 1.3 a další série jsou Pfundova ($n' = 5$) a Humphreysova ($n' = 6$).

Lymanova série ($n' = 1$)						
n	2	3	4	5	6	∞
λ (nm)	122	103	97.2	94.9	93.7	91.1
Balmerova série ($n' = 2$)						
n	3	4	5	6	7	∞
λ (nm)	656	486	434	410	397	365
Paschenova série ($n' = 3$)						
n	4	5	6	7	8	∞
λ (nm)	1870	1280	1090	1000	954	820
Brackettova série ($n' = 4$)						
n	5	6	7	8	9	∞
λ (nm)	4050	2630	2170	1940	1820	1460

Tabulka 1.3: Spektrální série vodíku

1.6 Další chemické prvky a molekuly

Model atomu vodíku je poměrně přesný i pro ionty helia He^+ a lithia Li^{++} , tedy ionty s jedním elektronem, a pro atomy alkalických kovů, které mají pouze jeden valenční elektron. V případě atomů s více elektrony je popis složitější, neboť do hry vstupují i interakce mezi elektrony navzájem. Elektrony se stejným hlavním kvantovým číslem řadíme do jedné atomové slupky. Energie elektronu v určité slupce je už do jisté míry závislá též na jeho vedlejším kvantovém čísle.

Složitější je to u molekul, kdy jejich stavy jsou určeny nejen elektronovou konfigurací jejich složek, ale také jejich vzájemným pohybem. Energetické stavy molekul vznikají jejich rotací jako celku, kmitavým relativním pohybem (vibracemi) atomů, z nichž se molekula skládá, a v důsledku změn v jejich elektronové konfiguraci. Rotační stavy jsou odděleny jen malými energetickými intervaly (typicky 10^{-3} eV) a spektra, jež vznikají při přechodech mezi těmito stavy, jsou v mikrovlnné oblasti s vlnovými délkami 0,1 mm až 1 cm. Vibrační stavy jsou odděleny poněkud většími energetickými intervaly (typicky 0,1 eV) a vibrační spektra leží v infračervené oblasti s vlnovými délkami řádově 1 μm až 100 μm . Elektronové stavy molekuly mají vyšší energie s typickými rozdíly mezi sousedními energetickými hladinami valenčních elektronů o velikosti několika elektronvoltů a se spektry ve viditelné a ultrafialové oblasti.

Kapitola 2

Vznik a zánik záření v atmosférách hvězd

Reálné zdroje elektromagnetického záření nejsou obvykle monochromatické, ale vyzařují přes velký rozsah vlnových délek a pro různé vlnové délky s různou vydatností. Funkce vyzařování zdroje v závislosti na vlnové délce nebo frekvenci se nazývá spektrum záření.

Jak bylo řečeno v části 1.3, hvězdy září, protože jsou zahřáty na vysokou teplotu. Elektromagnetické záření, které k nám přichází, vzniká v povrchových oblastech hvězdy, tedy ve hvězdné atmosféře. Vnitřní části hvězd jsou před zkoumáním ukryty pod neprůhlednými, opticky hustými vrstvami.

Směrem k povrchu klesá hustota a teplota hvězdného materiálu, klesá tak i jeho schopnost pohlcovat či rozptylovat procházející záření. Část procházejících fotonů navždy uniká do vnějšího prostoru hvězdy. Tím, jak dochází k únikům fotonů, dochází samozřejmě i ke ztrátám energie systému hvězdy. Jedná se tedy o jednosměrný tok energie. Aby pak hvězda mohla zářit delší časový úsek, je potřeba ji ztracenou energii dodávat, což je zajištěno probíhajícími termionukleárními reakcemi v jádrech hvězd, případně kontrakcí hvězdného materiálu v určitých fázích hvězdného vývoje.

Atmosféru hvězd podobných Slunci můžeme podle fyzikálních vlastností rozdělit na tři vrstvy:

1. fotosféra - nejnižší vrstva atmosféry, ze které přichází až 99 % záření, zejména v optické oblasti spektra,
2. chromosféra - opticky řídká, ale horká vrstva, kde teplota roste s poloměrem,

3. koróna - vnější vrstva hvězdy, velmi opticky řídká, žhavá a nestabilní, vnější části jsou pak už součástí okolního prostředí hvězdy.

U horkých hvězd se chromosféra a koróna nevyskytuje.

Horní vrstva hvězdné atmosféry je složena z atomů různých chemických prvků v různých stupních excitace a dále z iontů a volných elektronů. U chladných hvězd se zde vyskytují i molekuly jednoduchých sloučenin.

Atmosféra hvězdy většinou vypovídá o vlastnostech vnitřních částí, ale je potřeba si uvědomit, že někdy může mít i úplně jiné vlastnosti než zbytek hvězdy (např. u chemicky pekuliární hvězdy).

Jednou z nejdůležitějších veličin používaných pro popis hvězdných atmosfér je specifická intenzita záření $I(\vec{r}, \vec{n}, \nu, t)$. Ta se definuje dle [2] pomocí množství energie $d\varepsilon$, prošlé jednotkovou plochou dS v bodě \vec{r} ve směru \vec{n} do prostorového úhlu $d\omega$ v intervalu frekvencí $(\nu, \nu + d\nu)$ v čase t za čas dt . Tedy

$$d\varepsilon = I(\vec{r}, \vec{n}, \nu, t) dS \cos\theta d\omega d\nu dt$$

kde θ je úhel mezi směrem \vec{n} a normálou k ploše dS (tj. $dS \cos\theta = \vec{n} \cdot d\vec{S}$). Jednotkou intenzity je $\text{W m}^{-2}\text{Hz}^{-1}\text{Sr}^{-1}$. Dále platí $I(\lambda) = I(\nu) c/\lambda^2$.

Specifická intenzita dává kompletní popis nepolarizovaného záření z makroskopického hlediska. V teorii se často pro jednoduchost předpokládá, že studovaná atmosféra je stacionární (ale ne nutně statická) a sféricky symetrická. V takovémto případě závisí intenzita záření pouze na poloměru r , úhlu θ a frekvenci ν .

Další veličinou popisující atmosféru hvězdy je dle [2] tok záření $\vec{F}(\vec{r}, \nu)$, kdy veličina $\vec{F} \cdot d\vec{S}$ vyjadřuje množství energie protékající ploškou $d\vec{S}$ za jednotku času v jednotkovém intervalu frekvencí. V případě sféricky symetrického prostředí je nenulová pouze radiální složka toku záření.

$$F(r, \nu) = 2\pi \int_{-1}^1 I(r, \mu, \nu) \mu d\mu,$$

kde veličina μ je zavedena vztahem $\mu = \cos\theta$.

Atmosféru hvězdy také můžeme charakterizovat tzv. efektivní teplotou T_{eff} . Ta je definována dle [1] jako teplota, kterou by měla koule o poloměru hvězdy R zářít jako absolutně černé těleso, jež do prostoru vysílá zářivý výkon L , odpovídající zářivému výkonu hvězdy. Podle Stefanova zákona platí:

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

kde σ je Stefanova-Boltzmannova konstanta, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2}\text{K}^{-4}$.

2.1 Interakce fotonu s látkou

Vzniklé elektromagnetické záření při průchodu hvězdnou atmosférou interaguje s látkou zde přítomnou. Dle [2] je tato interakce popisována extinkčním koeficientem χ a emisním koeficientem η . Pro sféricky symetrické prostředí je část energie záření $d\varepsilon$ pohlcena elementárním objemem o ploše dS a tloušťce ds , za čas dt ze záření o intenzitě I v intervalu frekvencí $d\nu$ dopadajícího ve směru normály k dS v elementu úhlu $d\omega$. Pohlcená energie je rovna

$$d\varepsilon = \chi(r, \mu, \nu) I(r, \mu, \nu) dS ds d\omega d\nu dt.$$

A stejný objemový element vyzařuje energii $d\varepsilon$ v intervalu frekvencí $d\nu$ do úhlu $d\omega$ ve směru n za čas dt :

$$d\varepsilon = \eta(r, \mu, \nu) dS ds d\omega d\nu dt.$$

Koeficienty extinkce a emise jsou závislé na poloze a frekvenci záření a jsou určeny obsazením energetických hladin a stupněm ionizace atomů.

Interakce mezi fotonem záření a látkou atmosfér hvězd je možné rozdělit dle [1] na přechody:

1. vázaně-vázané přechody mezi energiovými hladinami, kdy atom je excitován na vyšší hladinu či deexcitován na nižší hladinu. Jsou dva způsoby: srážka s jinou částicí, při které foton nevzniká ani nezaniká, nebo absorpce či emise fotonu o vlnové délce odpovídající rozdílu energetických hladin,
2. vázaně-volné přechody vedoucí k ionizaci, kdy elektron se odpoutá od atomu v důsledku nepružné srážky nebo absorpcí fotonu o stejné či vyšší energii než je ionizační energie daného atomu (fotoionizace),
3. volně-volné přechody, kdy dochází k interakci mezi volnými elektrony a ionty. Dochází k změně kinetické energie elektronu, který pak emituje či absorbuje foton odpovídající změně energie systému,
4. volně-vázané přechody (rekombinace), tedy zachycení volného elektronu atomem, kdy je emitován foton s energií rozdílu původní kinetické energie a energií stavu, do kterého se dostal pohlcený elektron. Případně pak zapojením třetí částice, která část energie odnese,
5. rozptyl záření např. na volných elektronech.

V případě existence molekul ve hvězdné atmosféře zde dochází také k přechodům mezi jednotlivými rotačními a vibračními stavy, které jsou také kvantovány. Přejod mezi rotačními stavy se obvykle projevuje v mikrovlnné části spektra a přechody mezi vibračními stavy pak v blízké infračervené části spektra.

Kapitola 3

Spektrální analýza

Spektrální analýza je astrofyzikální metoda, umožňující získat ze slabého toku elektromagnetického záření kosmických těles velké množství informací zásadního významu [11]. Reálné zdroje září na více různých vlnových délkách a současné studium záření hvězd a dalších vesmírných objektů se uskutečňuje ve všech oblastech vlnových délek elektromagnetického záření. Funkce vyzařování zdroje v závislosti na vlnové délce či frekvenci nazýváme spektrum záření. Veličinou charakterizující vyzařování zdroje je tok záření $F(\lambda)$ (viz kapitola 2.).

Dříve se používalo záznamu spektra nejčastěji na fotografickou desku a měření se uskutečňovalo na povrchu Země. Zemská atmosféra však má různou propustnost pro různé části spektra záření, kdy některé fotony procházející zemskou atmosférou s ní interagují a dochází k jejich absorpci a rozptylu. Průchozí je nejvíce v optické a blízké infračervené části spektra (tzv. optické okno) a radiové části spektra (tzv. rádiové okno). Postupně s rozvojem vědy a techniky zaznamenáváme spektra pomocí dalekohledů spojených se CCD detektory a počítačem a měření se provádí i nad atmosférou Země. Pozorování z povrchu Země se uskutečňuje hlavně v optickém a rádiovém okně.

Ve spektru hvězd můžeme pozorovat absorpční a emisní čáry. Typicky platí, že zaznamenáme emisní spektrum, když záření s nižší teplotou prochází teplejší látkou. Pokud je poměr teplot obrácený, tedy záření s vyšší teplotou prochází látkou s nižší teplotou, zaznamenáme absorpční spektrum. U vesmírných objektů pozorujeme spíše absorpční čárové spektrum, jehož zdrojem je většina hvězd, kdy záření prochází vrstvami atmosféry s nižší teplotou. Emisní čárové spektrum poskytují plynné mlhoviny, hvězdy s rozsáhlými atmosférami, například Wofovy-Rayetovy hvězdy, nebo také kvasary.

Jedním z důsledků kvantové teorie pro studium spektra záření jsou tzv. Kirchhoffovy zákony. Jedná se o dva zákony vyjadřující vztah mezi emisí záření a absorpcí [11] :

1. každý chemický prvek má své charakteristické spektrum,
2. každý prvek pohlcuje záření stejných vlnových délek, která sám emituje. Jinak řečeno: absorpční čáry prvku mají stejné vlnové délky jako její emisní čáry.

Látka v termodynamické rovnováze má poměr emisního koeficientu a koeficientu absorpce pro danou vlnovou délku roven intenzitě záření absolutně černého tělesa.

Výsledkem měření spektra záření hvězdy je křivka závislosti veličiny úměrné toku záření na vlnové délce. Rozlišujeme část odpovídající kontinuu, jež představuje myšlené spojité spektrum, a jednotlivé absorpční či emisní spektrální čáry, které toto kontinuum narušují.

Při zkoumání spektra se také nesmí zapomenout na vlivy, které nemají původ v pozorovaném objektu a ovlivňují průběh křivky. Například absorpce v atmosféře Země, mezihvězdná extinkce a v neposlední řadě i přístrojová omezení.

Ke vzniku spojitého spektra nejvíce přispívají vázaně-volné a volně-volné přechody a také rozptyl záření na volných elektronech. Vše to jsou procesy, které nejsou na vlnové délce příliš závislé, a tak spojité spektrum se s vlnovou délkou mění poměrně pomalu.

Naopak čarové spektrum vzniká jako důsledek vázaně-vázaných přechodů a průběh čáry se s vlnovou délkou mění podstatně více. Při těchto přechodech mezi dvěma kvantovými diskrétními stavy atomu či iontu by měly vznikat fotony s konkrétní vlnovou délkou danou rozdílem energií obou stavů, a tím by spektrální čáry měly být dokonale ostré. Skutečnost je však jiná, protože vznikají nebo zanikají i fotony s mírně odlišnými vlnovými délkami. Spektrální čáry mají tedy svůj profil.

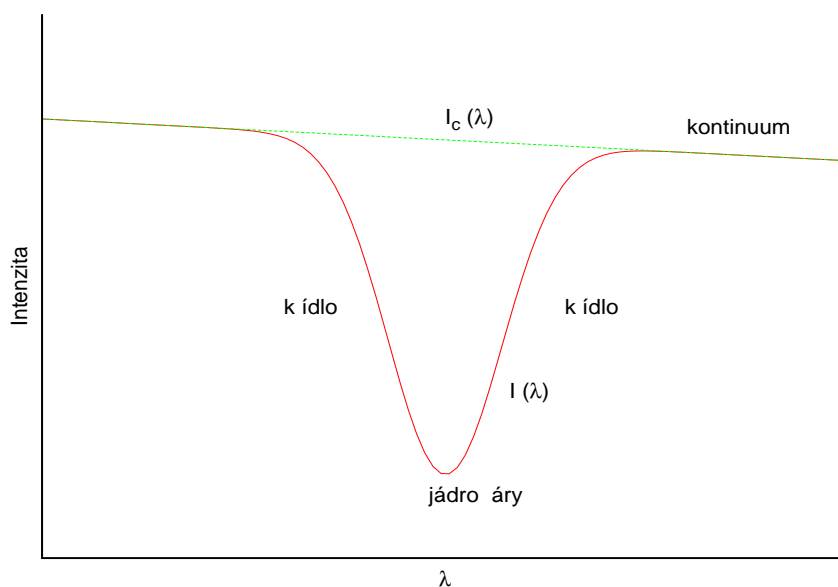
Z profilů, případně ekvivalentních šířek spektrálních čar různých prvků, lze s pomocí modelů odhadnout efektivní teplotu, gravitační zrychlení (gradient tlaku), chemické složení fotosfér, průmět rotační rychlosti, indukci magnetického pole, rozložení prvků na povrchu aj.

3.1 Profil spektrálních čar

V profilu každé spektrální čáry rozeznáváme její jádro a na obou stranách navazující křídla čáry (obr. 3.1). Profil čáry se vztahuje k úrovni kontinua. Spektrální čáry charakterizujeme dle [6] její hloubkou, šířkou čáry v polovině centrální hloubky a nejčastěji hovoříme o ekvivalentní šířce definované

$$W_\lambda = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{I_c - I}{I_c} d\lambda$$

v jednotkách stejných jako vlnová délka. I_c představuje průběh funkce intenzity kontinua a I průběh skutečné intenzity ve spektru. Ekvivalentní šířka odpovídá ploše obdelníka, která je shodná s plochou ohraničenou průběhem spektrální čáry a kontinuem, a odpovídá energii odebrané ze záření zdroje.



Obrázek 3.1: Profil spektrální čáry

Výskyt spektrálních čar vypovídá o přítomnosti jednotlivých chemických prvků v atmosféře hvězdy, kdy fotony záření interagují s atomy a ionty přítomných chemických prvků a dochází k jejich absorpci, případně emisi. V případě pohlcení fotonu o určité vlnové délce přejde atom do excitovaného stavu, na vyšší energetickou hladinu. V tomto stavu nesečtrvá po dlouhý

čas a při vázaně-vázaných přechodech, pokud nedojde ke srážce, dochází k vyzáření fotonu. Ten už může být vyzářen na jiných vlnových délkách a do jiného směru oproti původnímu směru pohlceného fotonu.

Intenzita spektrální čáry je úměrná pravděpodobnosti přechodu. Závisí na koncentraci částic s určitou excitační hladinou, dále na ionizaci dané látky, tedy obsazení jednotlivých energetických hladin v atomu, a nakonec také na množství možných kvantových přechodů konkrétního atomu.

3.2 Rozšíření spektrálních čar

Profil čáry závisí na fyzikálních a chemických vlastnostech oblastí, kterými záření prochází (například na množství daného prvku v atmosféře, na teplotě, tlaku, magnetickém poli atd.). V důsledku různých mechanismů zde dochází k rozšíření spektrálních čar.

Podle [12] a [2] můžeme rozšíření rozlišit podle příčiny na přirozené rozšíření, rozšíření z důvodu srážek a rozšíření následkem Dopplerova jevu.

1. Přirozená šířka spektrální čáry je způsobena omezením doby, po kterou izolovaný atom setrvává v excitovaném stavu, než dojde ke spontánnímu vyzáření fotonu. Platí Heisenbergův princip neurčitosti, který říká, že mezi neurčitostí energie přechodu ΔE a průměrnou dobou $\Delta\tau$, po níž atom v nabuzeném stavu setrvává, platí relace $\Delta E \Delta\tau > \hbar / 2$. Pokud by spektrální čára byla ostrá, znamenalo by to, že známe přesnou energii přechodu, což ovšem nemůže nastat, pokud atom zůstává v excitovaném stavu po konečnou dobu. Pokud je tedy tento čas konečný, tak šířku můžeme aproximovat

$$\Delta E \sim \hbar/\tau.$$

2. Přítomnosti dalších částic v okolí atomu, který vyzařuje, způsobuje prostřednictvím Coulombovy interakce zkrácení doby, v níž je atom v excitovaném stavu. Mluvíme o srážkovém rozšíření spektrálních čar nebo rozšíření tlakem. Srážky jsou častější a účinnější čím vyšší je tlak (hustota). Profil čáry rozšířený pouze v důsledku srážek je dán Lorentzovým profilem.

Předpokládáme, že k srážkám dochází náhodně s průměrnou frekvencí ν_{col} . Výsledný profil, který zahrnuje příspěvek přirozeného rozšíření

(γ) i srážkového rozšíření má tvar Lorentzova profilu:

$$\phi(\nu) = \frac{\Gamma/4\pi}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Gamma/4\pi)^2},$$

kde $\Gamma = \gamma + 2\nu_{\text{col}}$.

3. V atmosféře hvězdy dochází neustále k neuspořádanému tepelnému pohybu částic. Každý foton emitovaný pohybujícím se atomem směrem k pozorovateli či od něho bude mít v důsledku Dopplerova jevu mírně změněnou vlnovou délku. Neuspořádaný pohyb vyzařujících částic způsobuje rozšíření spektrálních čar, které nazýváme Dopplerovské rozšíření. Obdobně to platí i pro absorpci.

Pokud sledujeme pouze tepelný pohyb částic a předpokládáme, že tento pohyb můžeme vyjádřit pomocí Maxwellova rozdělení rychlostí při dané teplotě T , pak profil čáry způsobený tepelným pohybem má tvar Gaussova profilu:

$$\phi(\nu) = \frac{1}{\Delta\nu_D\sqrt{\pi}} e^{-(\nu-\nu_0)^2/(\Delta\nu_D)^2},$$

kde ν_0 je frekvence středu čáry a $\Delta\nu_D$ je Dopplerova šířka

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m_a}},$$

(m_a je hmotnost atomu, případně iontu).

Dopplerovské rozšíření je významnější pro prostředí s nízkou hustotou a vyšší teplotou.

4. Podobný profil charakterizuje rozšíření i v případě turbulencí v atmosféře hvězdy. Zde mluvíme o turbulentním rozšíření.
5. S Dopplerovým posunem také souvisí rotační rozšíření spektrálních čar. Z důvodu rotace se část atmosféry k pozorovateli přibližuje a druhá část vzdaluje. Z tohoto rozšíření jsme schopni zjistit průmět rovinné rotační rychlosti $v_{\text{rot}} \sin(i)$, kde i je úhel sklonu mezi osou rotace a směru k pozorovateli. Rotační rozšíření je velice často nejdůležitější příčinou rozšíření většiny čar ve spektru horkých hvězd a postihuje stejnou měrou spektrální čáry všech částic.

Pokud má Dopplerův posun původ v uspořádaném pohybu (rotaci), profil bude odlišný od Gaussova.

V případě, že se projevuje rozšíření srážkami i Dopplerovské rozšíření současně a Dopplerovské rozšíření je způsobeno hlavně tepelným pohybem, můžeme výsledný profil získat konvolucí Gaussova a Lorentzova profilu nazývaného Voigtův profil.

Kapitola 4

Spektrální klasifikace hvězd

V astrofyzice se setkáváme s klasifikací hvězd založenou na charakteristikách hvězdných spekter. V průběhu 60. a 70. let 19. století průkopník stelární spektroskopie Angelo Secchi vytvořil systém o čtyřech třídách, do kterých zařadil získaná spektra. S rychlým zlepšováním pozorovacích přístrojů se Secchiho třídy staly příliš neurčitými, každá obsahovala příliš rozmanitá spektra. Proto W. H. Pickering z Harvardu rozšířil stávající spektrální sekvenci a použil novou klasifikaci pomocí velkých písmen latinské abecedy. První katalogy vydané v roce 1890 využívaly písmena A až Q v abecedním pořadí a autorkou této klasifikace byla Willamina P. Flemingová.

Začátkem 20. století byl systém několikrát upravován až dospěl do podoby sekvence spektrálních tříd O-B-A-F-G-K-M, označované jako harvardská spektrální posloupnost. Posloupnost písmen neměla původně fyzikální základ. V současné době víme, že tato sekvence představuje teplotní posloupnost. Získáváním nových dat systém opět doznal několika změn a byl rozšířen.

4.1 Harvardská klasifikace

Na sklonku minulého století byla standardní spektrální posloupnost rozšířena do oblasti nižších teplot. Dnes můžeme používat rozdělení dle tabulky 4.1, kdy za rozhodující jsou brány ty rysy spektra, které závisí především na efektivní teplotě hvězdy.

Charakteristiky jednotlivých spektrálních tříd v optické oblasti spektra dle [1] jsou uvedené v tabulce 4.1. Spektrální třídy jsou dále rozčleněny pomocí arabských číslic 0–9, kdy 0 znamená více horkou hvězdu a 9 znamená nejchladnější v dané třídě.

Třída	Efektivní teplota	Charakteristika
O	$\geq 30000\ K$	čáry He II, He I, H I, O III, N III, C III, Si IV
B	10000 – 30000 <i>K</i>	čáry He I, H I, C II, O II, N II, Fe III, Mg III
A	7500 – 10000 <i>K</i>	čáry H I (Balmerova série), ionizované kovy
F	6000 – 7500 <i>K</i>	čáry H I, Ca II, Ti II, Fe II
G	5200 – 6000 <i>K</i>	čáry Ca II, neutrální kovy, jednoduché molekuly
K	3700 – 5200 <i>K</i>	čáry Ca I, neutrální kovy, molekuly
M	2100 – 3700 <i>K</i>	pásky molekul TiO, čáry Ca I
L	1400 – 2100 <i>K</i>	molekulární pásky anorganických sloučenin - oxidů (TiO, VO) a hydridů (FeH, CrH), těžších prvků a vody
T	1000 – 1400 <i>K</i>	dominantní čáry methanu CH ₄

Tabulka 4.1: Rozšířená Harvardská klasifikace hvězd

4.2 Morganova-Keenanova klasifikace

Od druhé poloviny 20. stol. se při charakteristice hvězdy používá zdokonalené Morganovy-Keenanovy klasifikace, v níž se spektrální typ harvardské spektrální klasifikace, určený na základě charakteristiky vzhledu spektra, doplňuje o tzv. luminozitní třídu (I – VII), která přibližně lokalizuje polohu hvězdy v H-R diagramu. Jednotlivé luminozitní třídy dle [1] jsou uvedeny v tab. 4.2.

Ia	jasní veleobři
Ib	veleobři
II	nadobři
III	obři
IV	podobři
V	hvězdy hlavní posloupnosti
VI	podtrpaslíci
VII	bílí trpaslíci

Tabulka 4.2: Luminozitní třídy

Základem je fakt, že spektrum hvězdy dává poměrně přesnou informaci jak o efektivní teplotě tak i o velikosti gravitačního zrychlení g , která je podstatná pro stavbu hvězdné atmosféry. Velikost gravitačního zrychlení určuje vztah

$$g = G \frac{M}{R^2},$$

kde M je hmotnost objektu, R je vzdálenost od středu objektu (u sféricky symetrického tělesa poloměr) a G je gravitační konstanta ($G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$).

Vzhledem k tomu, že hmotnosti hvězd se mění v poměrně malém rozmezí, dává nám odvozená hodnota gravitačního zrychlení dobrou informaci o poloměru hvězdy.

Pokud je gravitační zrychlení g vysoké, pak je atmosféra hvězdy tenká a relativně hustá. Dochází zde k častým srážkám a spektrální čáry hvězdy jsou rozšířené tlakem. Naproti tomu spektrální čáry hvězd s malým povrchovým zrychlením, zejména veleobrů, jsou ostré a hluboké.

Určíme-li velikost gravitačního zrychlení ze spektra a známe-li zároveň efektivní teplotu hvězdy, můžeme z H-R diagramu určit i přibližný zářivý výkon hvězdy. Dostaneme tak informaci o absolutní hvězdné velikosti hvězdy a se znalostí pozorované hvězdné velikosti můžeme určit i její vzdálenost.

Při téže teplotě a různém gravitačním zrychlení se setkáváme i s rozdíly v intenzitě spektrálních čar, což souvisí se skutečností, že atomy jsou zde v různém stupni ionizace. To je dáno podle Sahovy rovnice různou koncentrací elektronů v atmosféře, kdy roste-li hustota plynu, zmenšuje se relativní zastoupení iontů vyššího stupně.

Příkladem zařazení hvězdy dle spektrální klasifikace je Slunce, jež je hvězdou hlavní posloupnosti, které je zařazeno ve spektrální třídě G2V.

Kapitola 5

Hvězda HD 74275

5.1 Pozorování a charakteristika

Spektrum hvězdy HD 74275 bylo pořízeno dne 9. února 2001 v časovém rozmezí 7:24 až 7:30 UT (Juliánské datum 2451949,80888 až 2451949,81249) v rámci programu „UVES Paranal Observatory Project“ (UVES POP) Evropské jižní observatoře Paranal Observatory v Chile umístěné v nadmořské výšce 2635 m nad mořem. Projekt UVES POP s názvem „A Library of High-Resolution Spectra of Stars across the Hertzsprung-Russell Diagram“ [3] je zaměřen na získávání a uveřejňování vysoce disperzních spekter hvězd v širokém rozsahu vlnových délek s vysokým poměrem signál/šum (S/N). Data byla po redukci zpřístupněna veřejnosti na síti [4]. Spektra byla získána pro dostatečně jasné členy dvou vybraných otevřených hvězdokup: IC 2391 (Omi Vel Cluster) a NGC 6475 (Messier 7). Dále pro hvězdy pole, které nejsou členy hvězdokup, a nejjasnější hvězdy jižní oblohy.

Spektrum hvězdy HD 74275 bylo získáno pomocí zrcadlového teleskopu Kueyen, což je jeden ze čtyř teleskopů tvořících VLT (Very Large Telescope), s průměrem zrcadla 8,2 m a adaptivní optikou a pomocí spektrografu UVES (UV-Visual Eschelle Spectrograph). Spektrum pokrývá téměř celý interval vlnových délek 304-1040 nm s výjimkou několika úzkých mezer (dvě hlavní mezery přibližně na 577-584 nm a 854-866 nm vznikly v důsledku nenavazujícího rozsahu vlnových délek mezi čipy v CCD kamerách). Autoři projektu uvádí, že s šířkou štěrbiny 0,5" dosahuje spektrální rozlišení ($R = \lambda/\Delta\lambda$) zhruba 80 000 a typický poměr signál/šum je 300-500 v oboru V.

Data byla již předběžně upravena autory projektu. Části spektra z jednotlivých CCD čipů byly vhodně upraveny a spojeny. Byla provedena ko-

rekce o extinkci a dále bylo spektrum opraveno o Dopplerův posun v důsledku pohybu pozorovatele vůči Slunci (oběhu Země kolem Slunce, rotace Země). Získané spektrum tak bylo převedeno do heliocentrické soustavy. Spektrum nemá zkalibrované hodnoty intenzity, ta je udávána v instrumentálních jednotkách.

Počet bodů na 1 Å studovaného spektra je od 40 bodů/Å (oblast 3040 Å) do 80 bodů/Å (oblast 10300 Å) .

Zkoumaná hvězda je členkou otevřené hvězdokupy IC 2391. Tuto hvězdokupu najdeme na jižní obloze v souhvězdí Plachty (Vela). Základní údaje získané z katalogu SIMBAD [5] jsou uvedeny v tabulkách 5.1 a 5.2. Hodnota radiální rychlosti hvězdokupy v tabulce 5.1 je získána z katalogu „Catalogue of Open Cluster Data“ [17].

Hvězdokupa IC 2391

radiální rychlost	$16,0 \pm 2,5 \text{ km s}^{-1}$
hvězdná velikost	2,5 mag (filtr V)

Tabulka 5.1: Základní charakteristiky hvězdokupy IC 2391

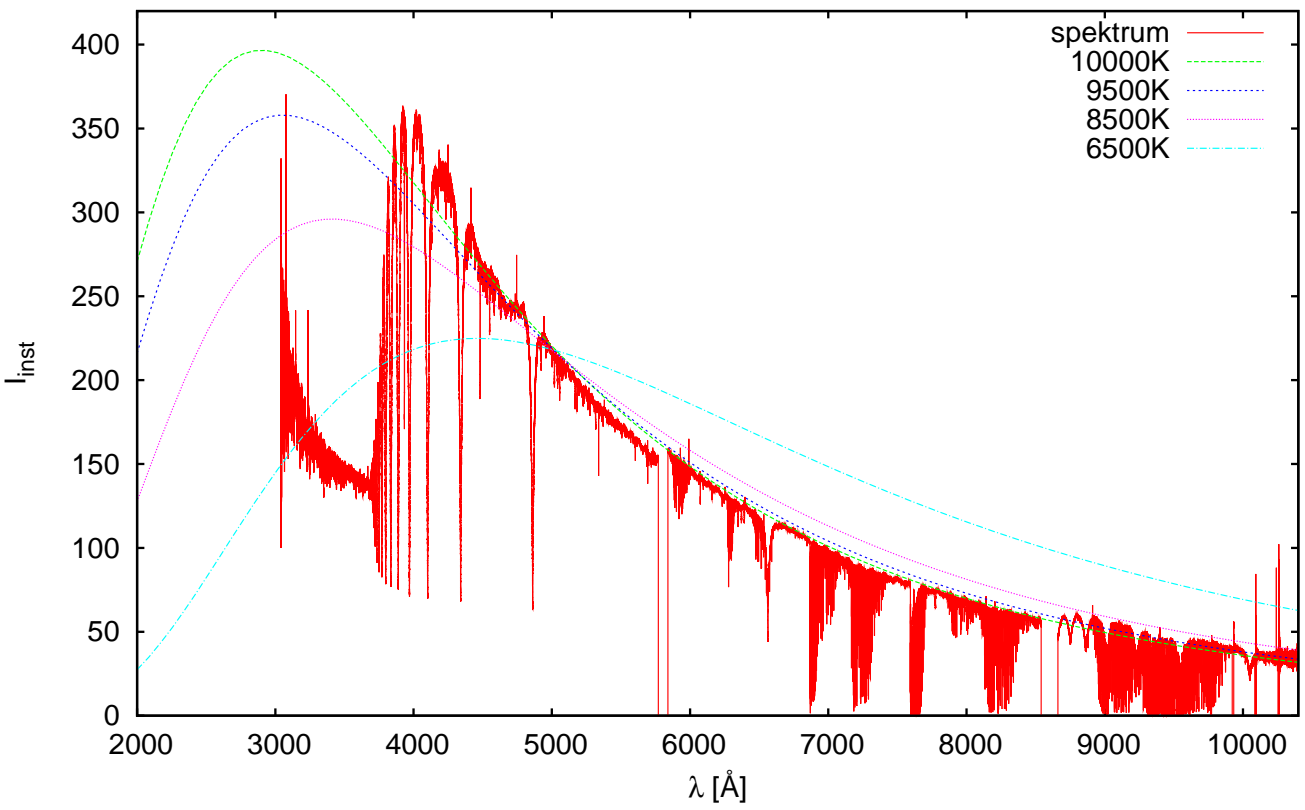
Hvězda HD 74275

souřadnice	$8^{\text{h}} 40^{\text{m}} 48,52^{\text{s}}$	$-52^{\circ} 48' 7,02''$
radiální rychlost	$14 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$	
spektrální typ	A0V	
hvězdná velikost	7,27 mag (filtr V)	

Tabulka 5.2: Základní charakteristiky hvězdy HD 74275

Spektrum je pořízeno v oblasti vlnových délek tzv. optického okna atmosféry Země, které můžeme zhruba vymezit hodnotami vlnových délek 300-1100 nm. Celé spektrum hvězdy HD 74275 je zobrazeno na obrázku 5.1. Spektrum vykazuje mírné pravidelné vlnění, což je způsobeno technologií záznamu eschelletovým spektrografem. Svého maxima spektrum dosahuje pro vlnovou délku kolem hodnoty 4000 Å.

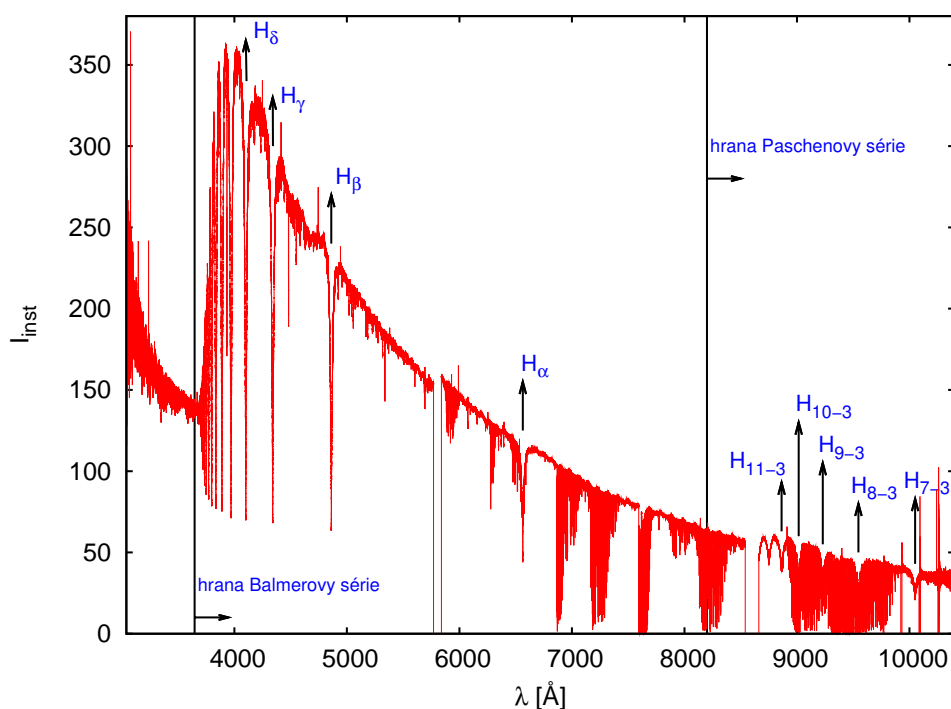
Na brázku 5.1 je spektrum srovnáno s Planckovou funkcí pro teplotu 9500 K, která přibližně charakterizuje hvězdy spektrální třídy A0V. Teplota je převzata z [16] pro dvě hvězdy spektrální třídy A0V. Pro srovnání je zobrazen i průběh Planckovy funkce pro teploty 10000 K, 8500 K a 6500 K. Průběh naměřeného spektra v kontinuu přibližně odpovídá v optické části spektra průběhu Planckovy funkce pro teplotu 9500 K. Při nižších vlnových



Obrázek 5.1: Spektrum hvězdy HD 74275 a srovnání spektra s průběhem Planckovy funkce pro různé teploty

délkách je pak průběh obou dosti odlišný, hlavně v oblasti maxima vyzařování. Náhlý pokles intenzity spojitého spektra je způsoben zvýšenou absorpcí v oblasti Balmerova skoku u hrany Balmerovy série (viz obr. 5.2). Obecně je rozdílnost naměřeného spojitého spektra a Planckovy funkce způsobena tím, že Planckova funkce odpovídá látce v termodynamické rovnováze, což u reálné hvězdy není splněno.

5.2 Spektrální čary atomů



Obrázek 5.2: Spektrální čary vodíku ve spektru hvězdy HD 74275

Zdrojem pro určování spektrálních čar byla databáze NIST [13], dále soubor spektrálních čar modelové hvězdy přibližně stejného spektrálního typu jako zkoumaná hvězda s hodnotami $T_{\text{eff}} = 9500$ K, $\log g = 4$ (v jednotkách CGS) a také internetové stránky University v Heidelbergu [15] se vzorovými spektry hvězd hlavní posloupnosti třídy B a A0.

Hvězda HD 74275 je dle databáze SIMBAD [5] spektrálního typu A0V. V souladu s charakteristikou této třídy dle kapitoly 4, má studované spektrum velmi silné čáry Balmerovy série vodíku (viz obrázek 5.2). Vodík je ve spektru také reprezentován spektrálními čarami Paschenovy série v infračervené oblasti.

Balmerova série ($n'=2$)							
n	3	4	5	6	7	8	∞
Označení	H_α	H_β	H_γ	H_δ	H_ϵ	H_ζ	
λ (nm)	656.3	486.1	434.1	410.2	397.0	388.9	364.6
spektrum	červené	modré	modré	fialové	UV	UV	UV

Tabulka 5.3: Spektrální čáry vodíku - Balmerova série

Identifikace spektrálních čar je provedena v příloze A.1. Celkem bylo identifikováno 155 spektrálních čar.

Nejzřetelnějšími spektrálními čarami kromě čar vodíku jsou spektrální čáry ionizovaného vápníku Ca II (3933,66 Å) a tři splývající čáry hořčíku Mg II (4481,126 Å, 4481,150 Å a 4481,325 Å).

Další spektrální čáry určené ve zkoumaném spektru jsou četné čáry neutrálních a jednou ionizovaných kovů. Jedná se zejména o atomy železa (Fe I, Fe II), titanu (Ti II), křemíku (Si I, Si II) a chromu (Cr II). V menším množství jsou zastoupeny čáry vápníku (Ca I, Ca II), hořčíku (Mg I, Mg II), skandia (Sc II), hliníku (Al I, Al II), niklu (Ni II) a sodíku (Na II).

Fe II	39	Mg I	8	Al I	1
Fe I	25	Mg II	5	Al II	1
Ti II	20	Sc II	3	Ca I	1
Cr II	12	Na II	2	Ca II	1
Si II	10	Si I	1	Ni II	1

Tabulka 5.4: Počet určených spektrálních čar prvků (bez H, He, O)

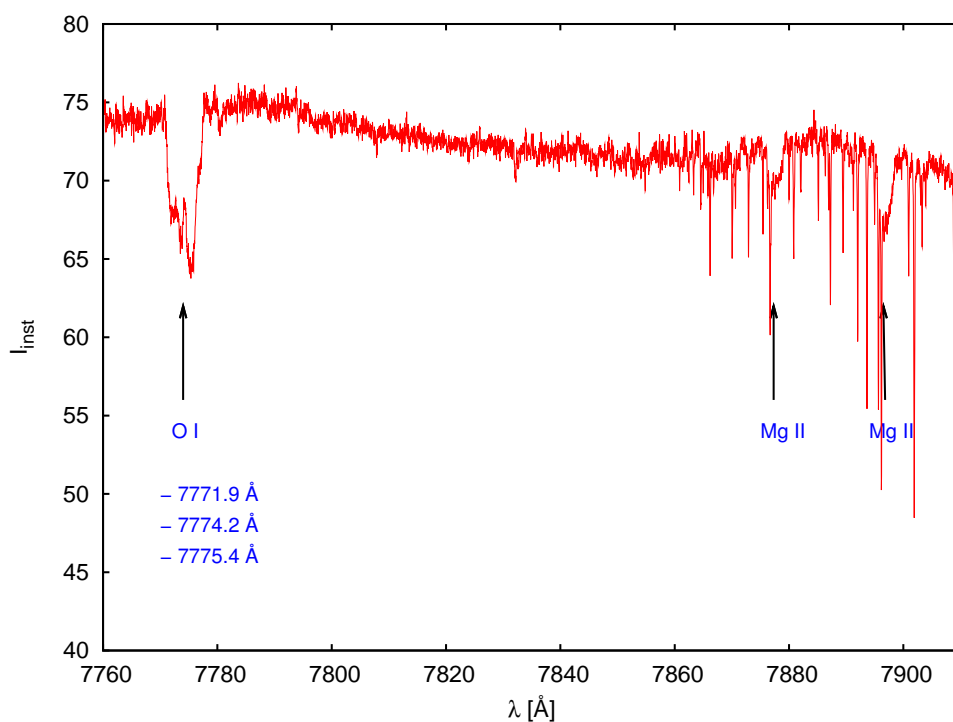
Ve spektru jsou určeny i dvě slabší spektrální čáry neutrálního helia (He I): 4026,2 Å a 4471,5 Å. Helium je charakteristické pro sousední spektrální třídu B. Od třídy F se spektrum hvězd třídy A odlišuje intenzivnějšími čarami Balmerovy série vodíku, menším počtem čar kovů a jejich menší intenzitou (dle [6]).

Spektrum také dokládá přítomnost neutrálního kyslíku (O I) v atmosféře

hvězdy. V tabulce 5.5 je uvedeno devět splývajících čar v optické oblasti spektra a tři splývající čáry v infračervené oblasti spektra (obrázek 5.2).

6155,966 Å	6155,966 Å	6155,986 Å
6156,736 Å	6156,756 Å	6156,776 Å
6158,146 Å	6158,176 Å	6158,186 Å
7771,941 Å	7774,161 Å	7775,390 Å

Tabulka 5.5: Spektrální čáry atomárního kyslíku O I



Obrázek 5.3: Spektrální čáry kyslíku ve spektru hvězdy HD 74275

5.3 Určení radiální rychlosti

Zářící hvězda i Země, ze které byla hvězda pozorována, se vzájemně pohybují. Tento relativní pohyb hvězda-Země se projevuje ve změně vlnové délky

(změně energie) naměřeného přichozího záření (viz podkapitola 1.2). Protože spektrum již bylo převedeno do heliocentrické soustavy autory programu UVES POP, projevuje se u studovaného spektra posun všech spektrálních čar v důsledku relativní rychlosti hvězda-Slunce.

Pro výpočet radiální rychlosti bylo vybráno 16 spektrálních čar takovým způsobem, aby vybrané spektrální čáry byly na první pohled rozšířeny co nejpravidelněji, aby se co nejlépe napojovaly svými křídly na kontinuum a aby v jejich profilu nedocházelo k splývání několika intenzivnějších čar.

Tabulkové hodnoty vlnových délek spektrálních čar jsem čerpal z internetové databáze NIST [13] a porovnával jsem je s hodnotami určenými pomocí programu GNUPLOT a jeho funkce FIT pro prokládání dat vybranou křivkou, která je založena na metodě nejmenších čtverců.

Cílem bylo najít střed spektrální čáry, a proto stačilo zvolit proložení profilu bodů spektrální čáry Gaussovou funkcí ve tvaru:

$$f(\lambda) = y_0 + A e^{-\frac{(\lambda - \lambda_0 - \Delta\lambda)^2}{2\sigma^2}},$$

kde proměnné pro funkci FIT jsou: y_0 vyjadřující posunutí po ose x, A je amplituda Gaussovy funkce, σ je standartní odchylka, která souvisí s rozšířením Gaussovy funkce, a $\Delta\lambda$, kdy $(\lambda_0 + \Delta\lambda)$ je hledaná vlnová délka minima Gaussovy funkce proložené profilem spektrální čáry (λ_0 je první odhad vlnové délky minima Gaussovy funkce a $\Delta\lambda$ je rozdíl vypočítané vlnové délky minima a prvního odhadu minima Gaussovy funkce). Vlnová délka spektrální čáry pak odpovídá vlnové délce minima Gaussovy funkce.

Požadovanou radiální rychlost dostaneme dle vzorce

$$v_{\text{rad}} = \frac{c}{\lambda_{\text{lab}}} (\lambda_{\text{gauss}} - \lambda_{\text{lab}}),$$

kde λ_{gauss} ($\lambda_{\text{gauss}} = \lambda_0 + \Delta\lambda$) je získaná vlnová délka spektrální čáry a λ_{lab} je laboratorní vlnová délka příslušné spektrální čáry.

Proložení profilu všech čar je graficky uvedeno v příloze A.2. Shrnutí výsledků je pak v tabulce 5.6, kde $\Delta\lambda'$ je rozdíl laboratorní a vypočtené vlnové délky spektrální čáry a v_{rad} je hledaná radiální rychlost hvězdy HD 74275.

Radiální rychlost hvězdy vzhledem ke Slunci, získaná aritmetickým průměrem vypočtených hodnot pro jednotlivé spektrální čáry, vychází:

$$v_{\text{rad}} = (21,6 \pm 1,1) \text{ km s}^{-1}.$$

	Prvek	λ_{lab} [Å]	λ_{gauss} [Å]	$\Delta\lambda'$ [Å]	v_{rad} [km s ⁻¹]
1	Si II	3862,595	3862,893	0,298	23,13
2	Ca II	3933,663	3933,947	0,284	21,64
3	Fe I	4045,813	4046,086	0,273	20,24
4	Fe I	4063,594	4063,879	0,285	21,02
5	Fe I	4202,028	4202,313	0,285	20,31
6	Fe II	4233,172	4233,509	0,337	23,86
7	Fe I	4404,750	4405,033	0,283	19,25
8	Ti II	4443,794	4444,116	0,322	21,75
9	Ti II	4501,273	4501,607	0,334	22,23
10	Fe II	4508,288	4508,612	0,324	21,54
11	Fe II	4515,339	4515,665	0,326	21,63
12	Cr II	4558,650	4558,981	0,331	21,74
13	Fe II	4629,339	4629,677	0,338	21,91
14	Fe II	4923,927	4924,281	0,354	21,53
15	Mg I	5183,604	5183,968	0,364	21,06
16	Fe II	5316,615	5317,010	0,395	22,26
Aritmetický průměr					21,57

Tabulka 5.6: Výpočet radiální rychlosti

Tato hodnota odpovídá intervalu nejistoty hodnoty radiální rychlosti uváděné v databázi SIMBAD [5], která je $v_{\text{rad}} = (14 \pm 10) \text{ km s}^{-1}$. V porovnání s radiální rychlostí celé hvězdokupy, která je $v_{\text{rad}} = (16,0 \pm 2,5) \text{ km s}^{-1}$, se hvězda vzdaluje rychleji. To může být dáno pohybem hvězdy v rámci hvězdokupy, nebo se hvězdokupa pohybuje rychleji než ukázaly předchozí výzkumy.

5.4 Spektrální čary molekul v atmosféře Země

Protože dalekohled VLT je umístěn na povrchu Země, musí příchozí elektromagnetické záření od zkoumané hvězdy projít zemskou atmosférou. Zemská atmosféra doplní příchozí spektrum o další spektrální čary. Tyto spektrální čary jsou ovšem snadno odlišitelné od čar původem v atmosféře hvězdy, neboť jejich profil je zřetelně užší. Na tyto čary se již v mnohem menší míře projevuje rozšíření uvedené v podkapitole 3.2.

Spektrální čary molekul zemské atmosféry ve zkoumaném spektru se nachází převážně v oblasti větších vlnových délek. Spektrální čary molekul jsem

určoval ve dvou oblastech zkoumaného spektra (oblast 6465-6605 Å a oblast 6890-6980 Å). Všechny určené spektrální čáry náleží molekulám kyslíku (O₂) a vody (H₂O). Pro jejich určení jsem použil tabulku spektrálních čar z pozorování Slunce [14], kde je rozlišeno, zda spektrální čára má původ v atmosféře Slunce či atmosféře Země.

Molekula	λ_{odhad} [Å]	λ_{lab} [Å]	$\Delta\lambda'$ [Å]	$v_{\text{rad},2}$ [km s ⁻¹]
O ₂	6896,17	6896,037	0,133	5,78
O ₂	6897,09	6896,965	0,125	5,43
O ₂	6900,10	6899,954	0,146	6,34
O ₂	6900,99	6900,868	0,122	5,30
O ₂	6904,26	6904,117	0,143	6,21
O ₂	6905,15	6905,023	0,127	5,51
O ₂	6908,66	6908,534	0,126	5,47
O ₂	6909,55	6909,431	0,119	5,16
O ₂	6913,34	6913,200	0,140	6,07
O ₂	6914,22	6914,090	0,130	5,64
O ₂	6918,24	6918,122	0,118	5,11
O ₂	6919,13	6919,002	0,128	5,55
H ₂ O, O ₂	6923,44	6923,369	0,071	–
O ₂	6924,29	6924,164	0,126	5,46
O ₂	6928,86	6928,728	0,132	5,71
O ₂	6929,72	6929,599	0,121	5,23
O ₂	6934,55	6934,422	0,128	5,53
O ₂	6935,40	6935,280	0,120	5,19
Aritmetický průměr				5,57

Tabulka 5.7: Spektrální čáry atmosférického kyslíku

V tabulce 5.7 jsou uvedeny vlnové délky určených molekul kyslíku, kdy λ_{odhad} představuje vlnovou délku spektrální čáry kyslíku odhadnutou z grafického zobrazení spektra v programu GNUPLOT a λ_{lab} je vlnová délka dle [14]. Jelikož bylo spektrum převedeno do heliocentrické soustavy, spektrální čáry molekul jsou posunuty o změnu vlnové délky odpovídající relativní radiální rychlosti pozorovatele a Slunce v době pořízení spektra ($v_{\text{rad},2}$). Všechny identifikované spektrální čáry jsou graficky zaznamenány v příloze A.3.

Kapitola 6

Závěr

Bakalářská práce se zabývala studiem spektra hvězdy HD 74275 získané pomocí zrcadlového teleskopu Kueyen s průměrem zrcadla 8,2 m. V souladu s cílem práce byl proveden základní popis hvězdného spektra, kdy byly identifikovány spektrální čary a určena radiální rychlost hvězdy.

Dominantní postavení silných spektrálních čar vodíku Balmerovy série ve zkoumaném spektru doplněné mnoha středně silnými čarami kovů potvrzují zařazení hvězdy HD 74275 do spektrální třídy A. V souladu s [6] by ve spektru měly být nejzřetelnějšími spektrálními čarami po vodíku dvě čary vápníku Ca II (3968 Å a 3933 Å). Čára Ca II (3933 Å) je skutečně velmi výrazná a po vodíku nejintenzivnější, čára Ca II (3968 Å) však splývá se silnější čarou vodíku H_ε (3970 Å).

Celkem bylo identifikováno 155 spektrálních čar. Nejčastěji se ve spektru vyskytují spektrální čary neutrálního a jednou ionizovaného železa, dále čary jednou ionizovaného titanu i křemíku. Dalšími zjištěnými chemickými prvky v atmosféře hvězdy jsou chrom, vápník, hořčík, skandium, hliník, nikl a sodík. Ve spektru se také nachází čary neutrálního helia a neutrálního kyslíku.

Spektrum obsahuje i spektrální čary vzniklé v atmosféře Země. Zjištěn byl výskyt čar molekul vody a výskyt spektrálních pásů molekul kyslíku.

Z posunu spektrálních čar bylo zjištěno, že hvězda HD 74275 se vzdaluje od Slunce radiální rychlostí $v_{\text{rad}} = (21,6 \pm 1,1) \text{ km s}^{-1}$.

Seznam tabulek

1.1	Oblasti elektromagnetického záření	8
1.2	Kvantová čísla	12
1.3	Spektrální série vodíku	13
4.1	Rozšířená Harvardská klasifikace hvězd	25
4.2	Luminozitní třídy	26
5.1	Základní charakteristiky hvězdokupy IC 2391	29
5.2	Základní charakteristiky hvězdy HD 74275	29
5.3	Spektrální čáry vodíku - Balmerova série	32
5.4	Počet určených spektrálních čar prvků (bez H, He, O)	32
5.5	Spektrální čáry atomárního kyslíku O I	33
5.6	Výpočet radiální rychlosti	35
5.7	Spektrální čáry atmosférického kyslíku	36

Seznam obrázků

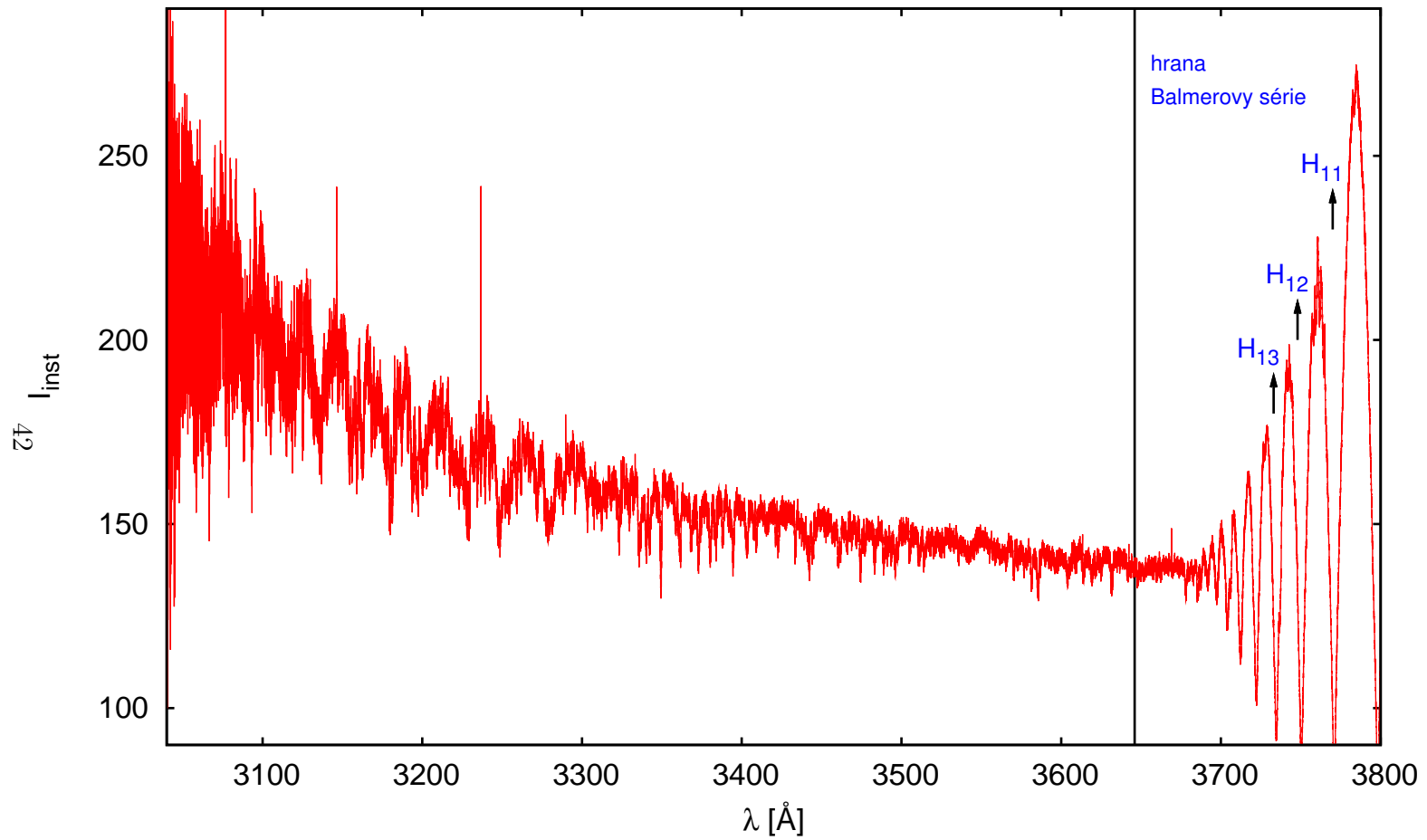
1.1	Planckova funkce	10
3.1	Profil spektrální čáry	20
5.1	Spektrum hvězdy HD 74275 a srovnání spektra s průběhem Planckovy funkce pro různé teploty	30
5.2	Spektrální čáry vodíku ve spektru hvězdy HD 74275	31
5.3	Spektrální čáry kyslíku ve spektru hvězdy HD 74275	33
A.1	Fit spektrální čáry Si II	58
A.2	Fit spektrální čáry Ca II	58
A.3	Fit spektrální čáry Fe I	59
A.4	Fit spektrální čáry Fe I	59
A.5	Fit spektrální čáry Fe I	60
A.6	Fit spektrální čáry Fe II	60
A.7	Fit spektrální čáry Fe I	61
A.8	Fit spektrální čáry Ti II	61
A.9	Fit spektrální čáry Ti II	62
A.10	Fit spektrální čáry Fe II	62
A.11	Fit spektrální čáry Fe II	63
A.12	Fit spektrální čáry Cr II	63
A.13	Fit spektrální čáry Fe II	64
A.14	Fit spektrální čáry Fe II	64
A.15	Fit spektrální čáry Mg I	65
A.16	Fit spektrální čáry Fe II	65
A.17	Část spektra pro určení přítomnosti atmosférické vody	67
A.18	Spektrální čáry H ₂ O - výřez č. 1	67
A.19	Spektrální čáry H ₂ O - výřez č. 2	68
A.20	Spektrální čáry H ₂ O - výřez č. 3	68
A.21	Spektrální čáry H ₂ O - výřez č. 4	69

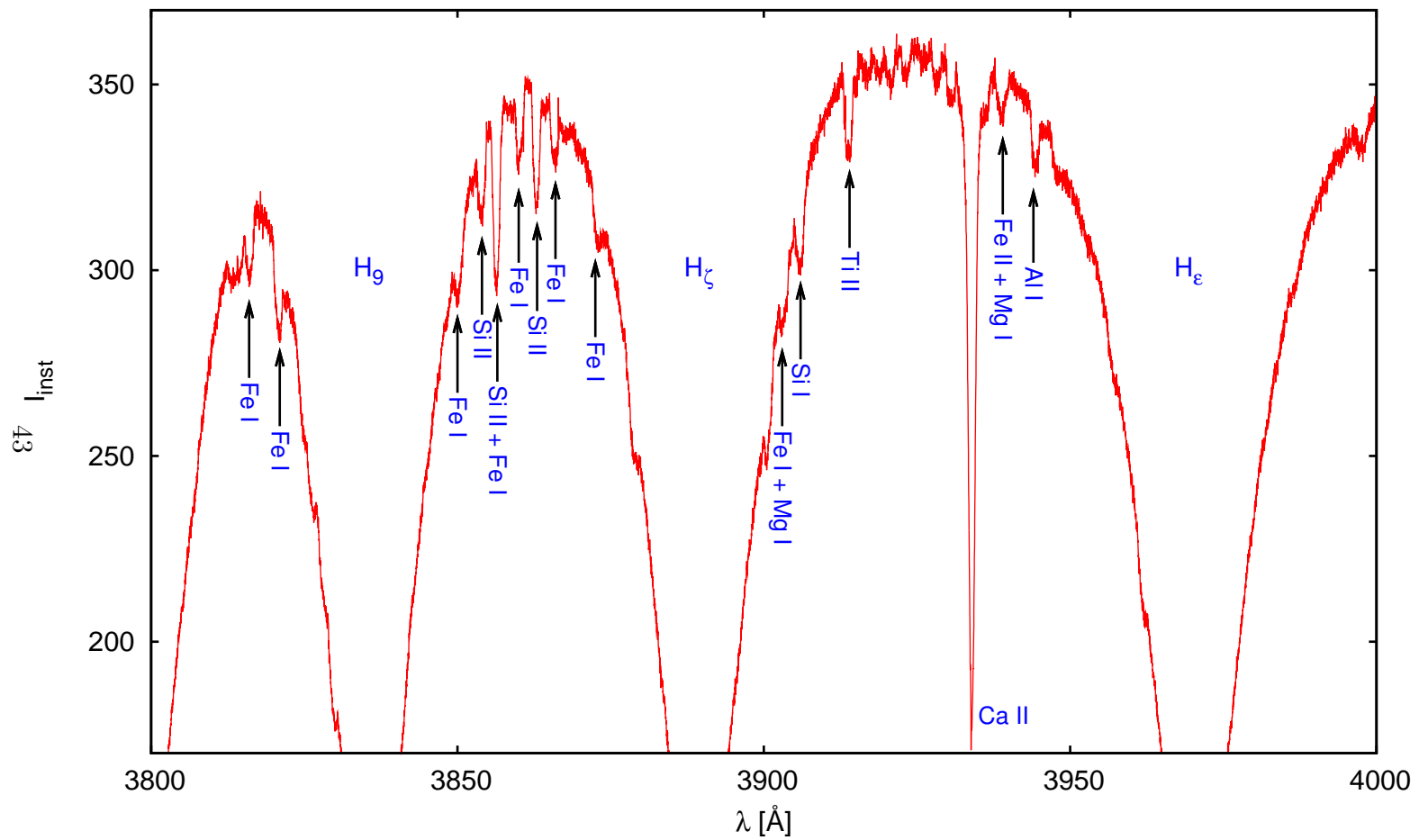
A.22 Spektrální čáry H ₂ O - výřez č. 5	69
A.23 Spektrální čáry H ₂ O - výřez č. 6	70
A.24 Spektrální čáry H ₂ O - výřez č. 7	70
A.25 Spektrální čáry O ₂ a H ₂ O	71
A.26 Spektrální čáry O ₂ a H ₂ O	71

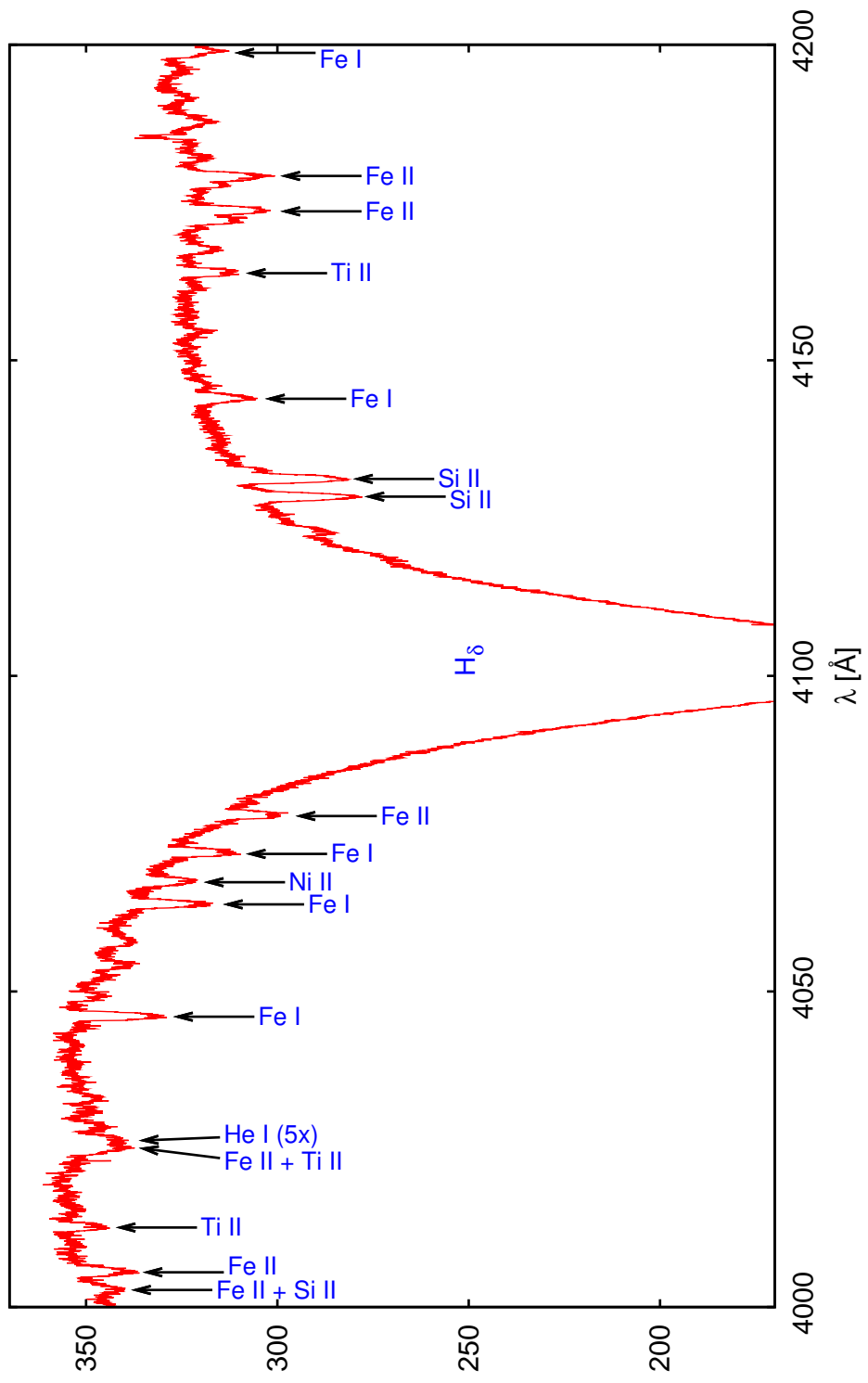
Příloha A

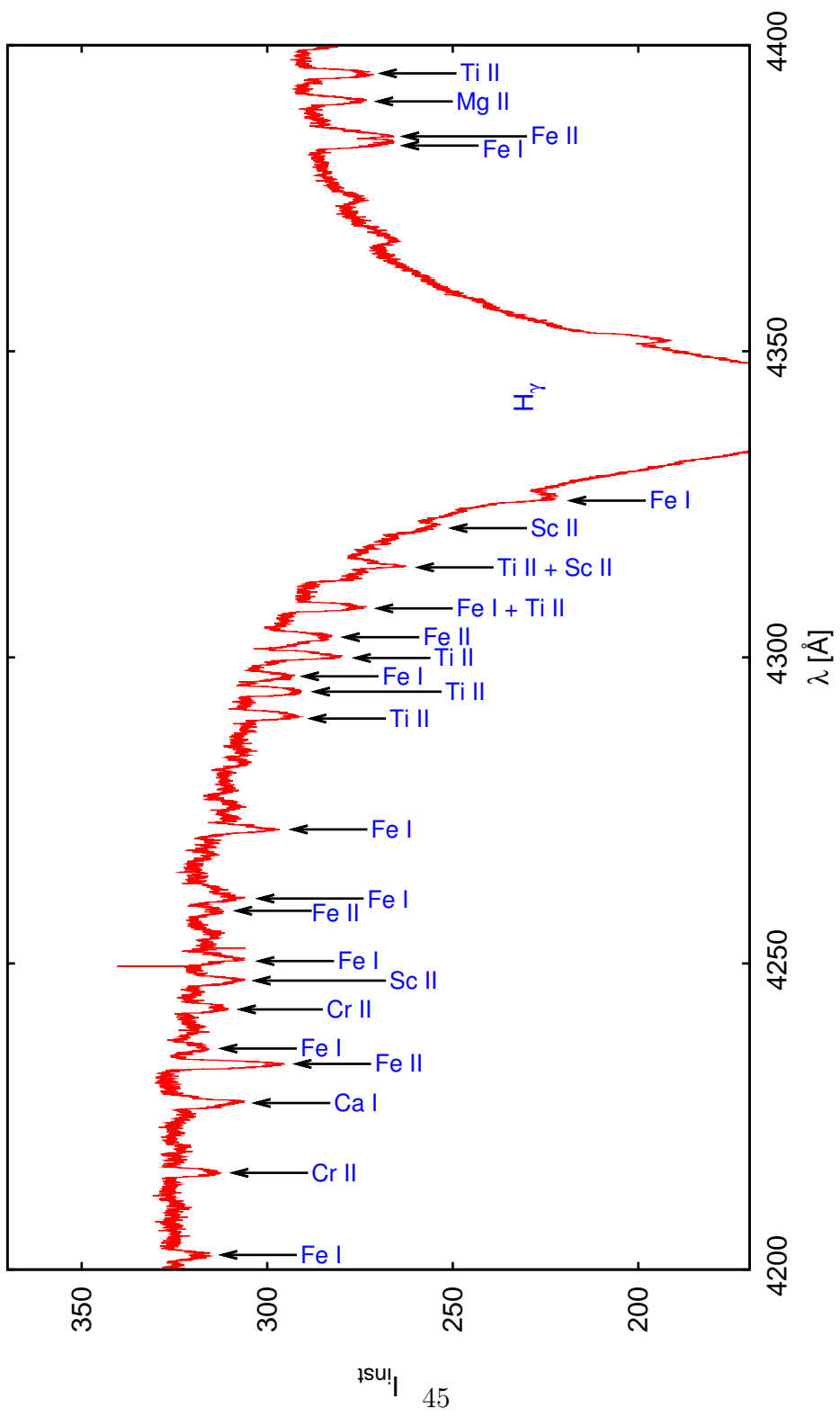
Přílohy

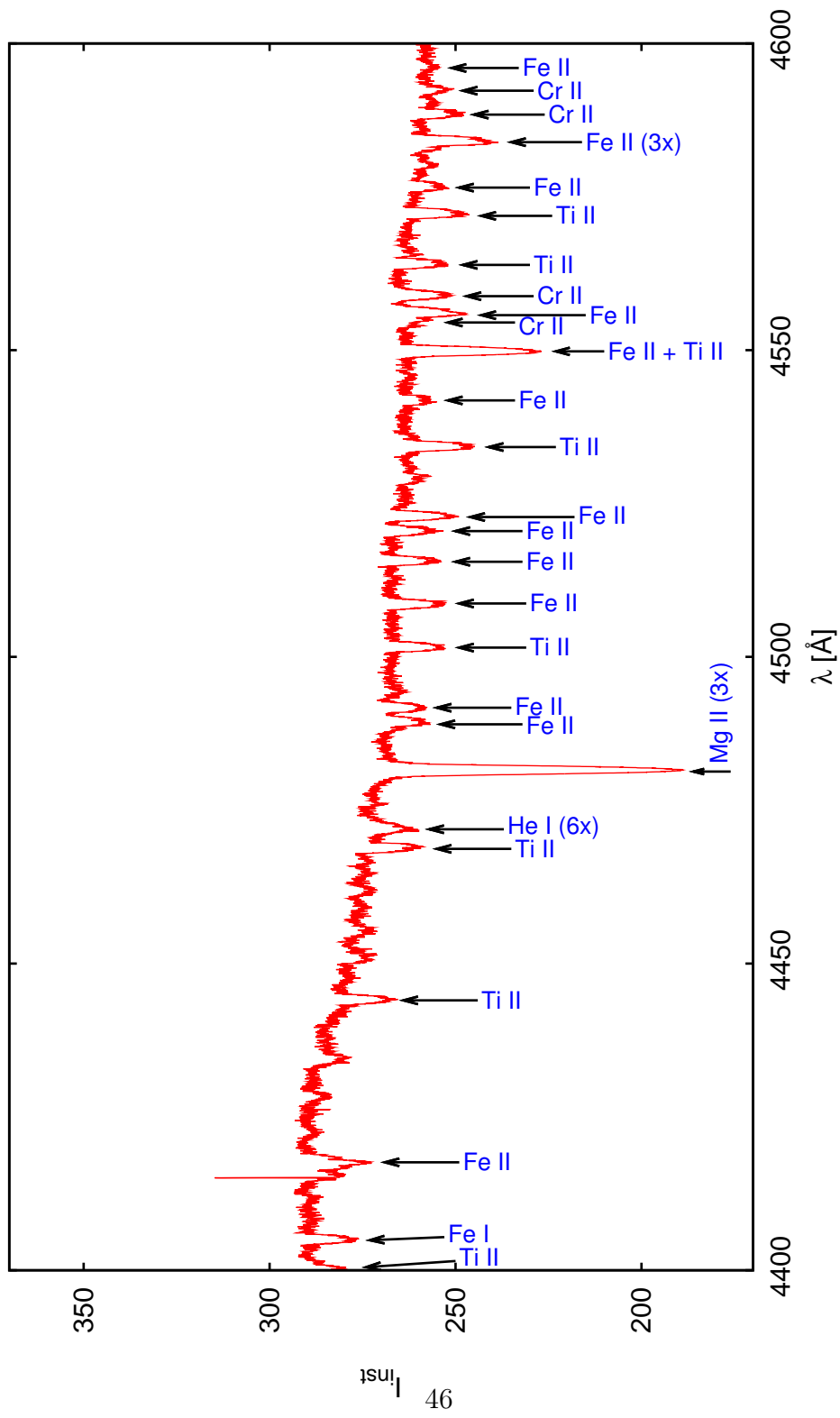
A.1 Určení chemických prvků ve spektru

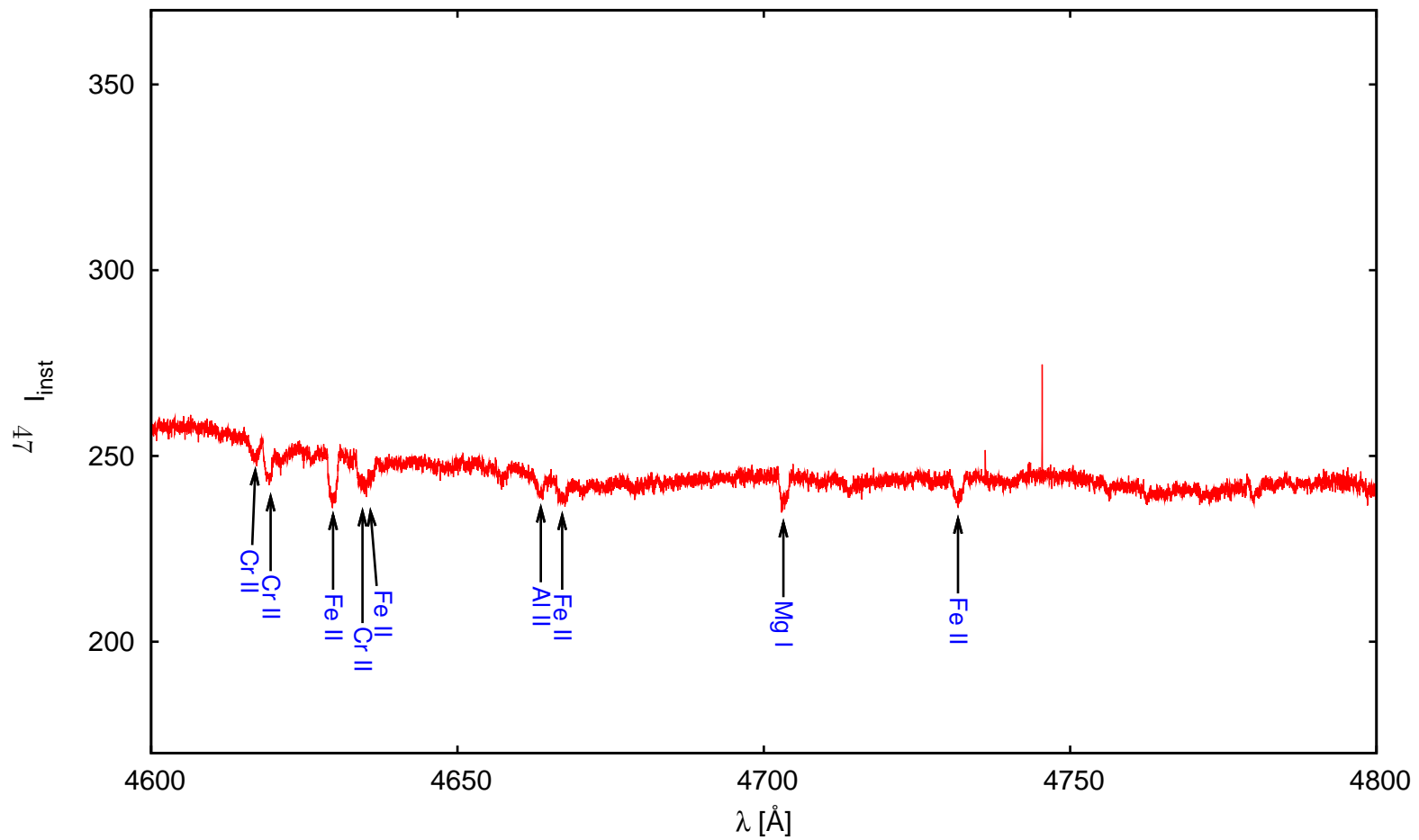


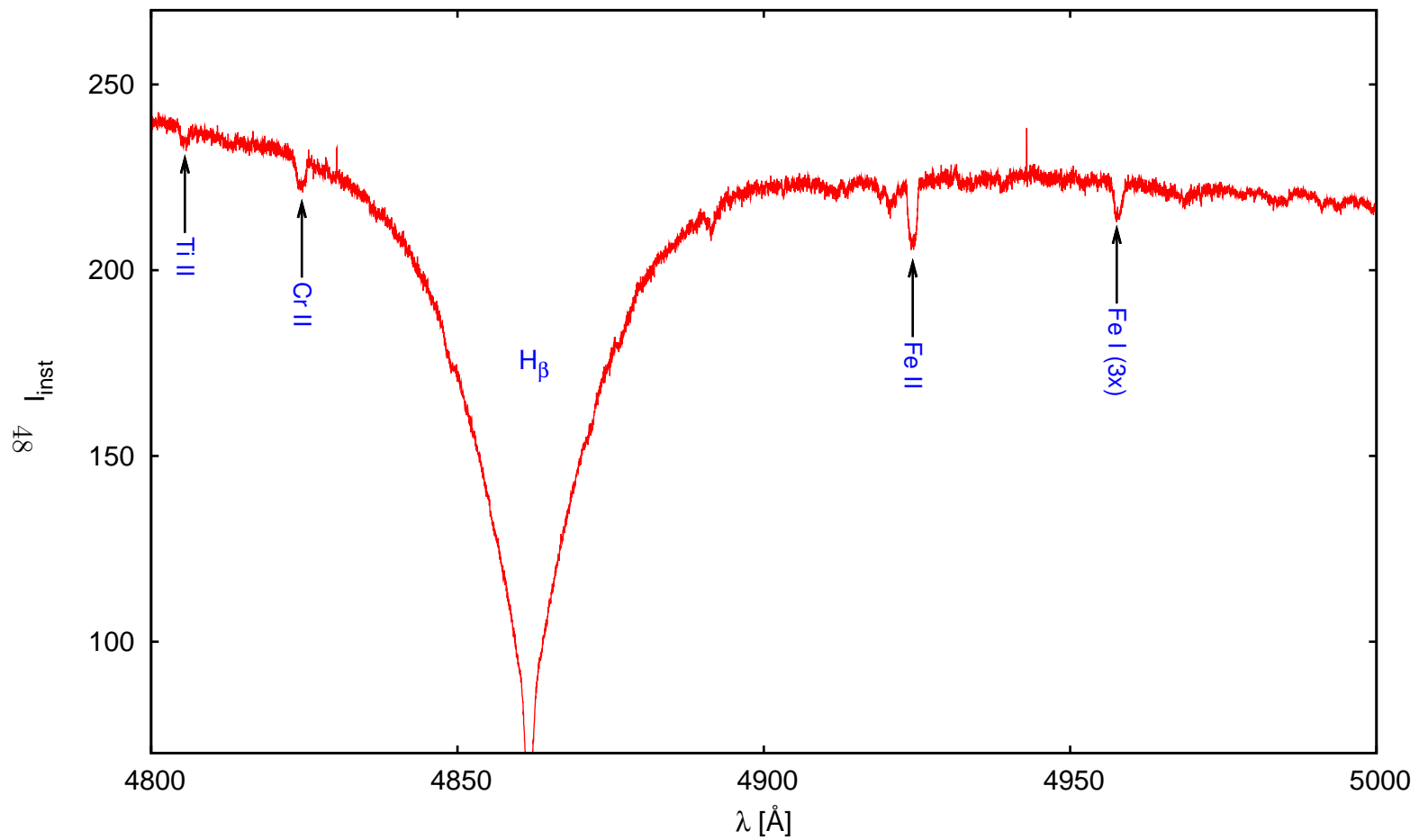


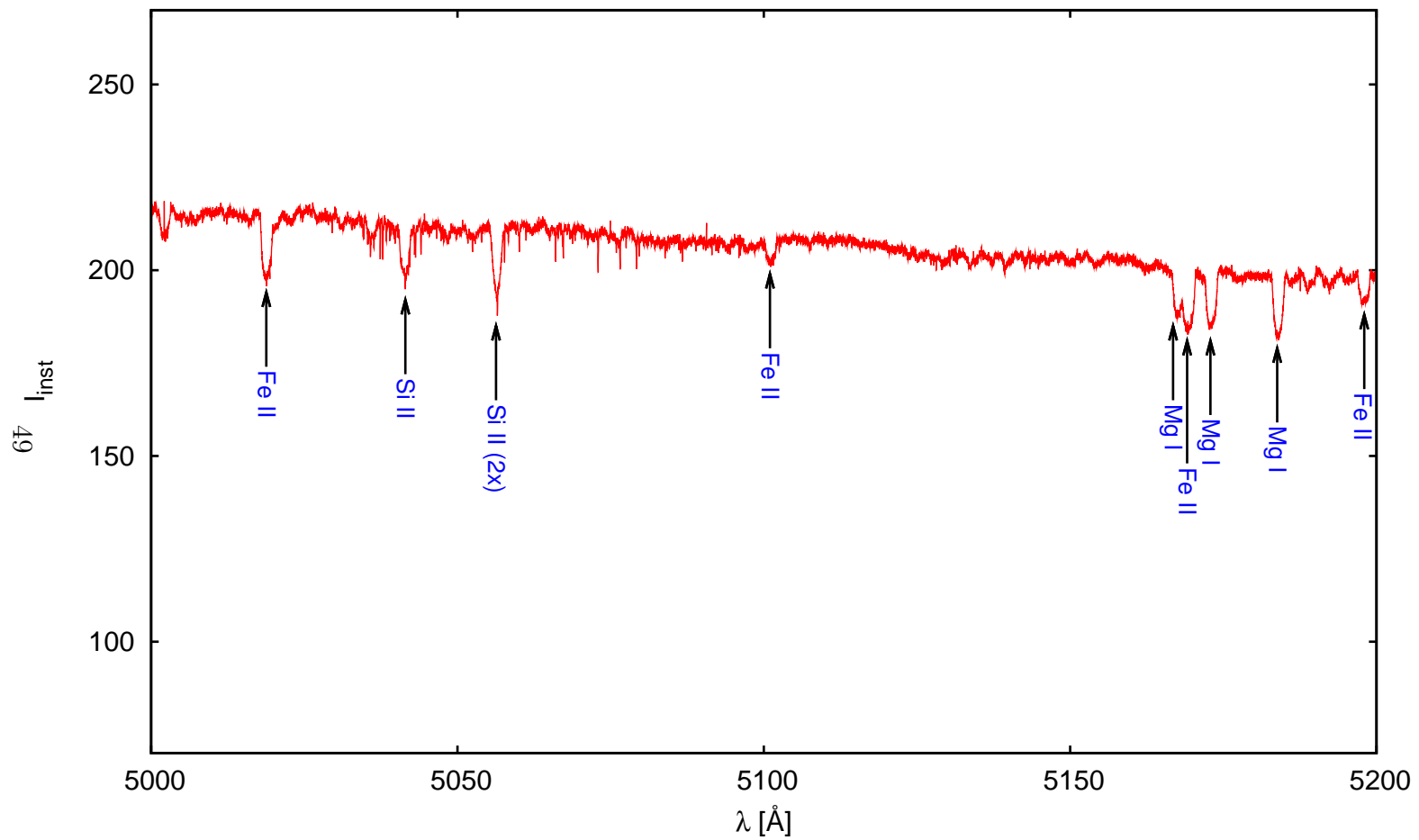


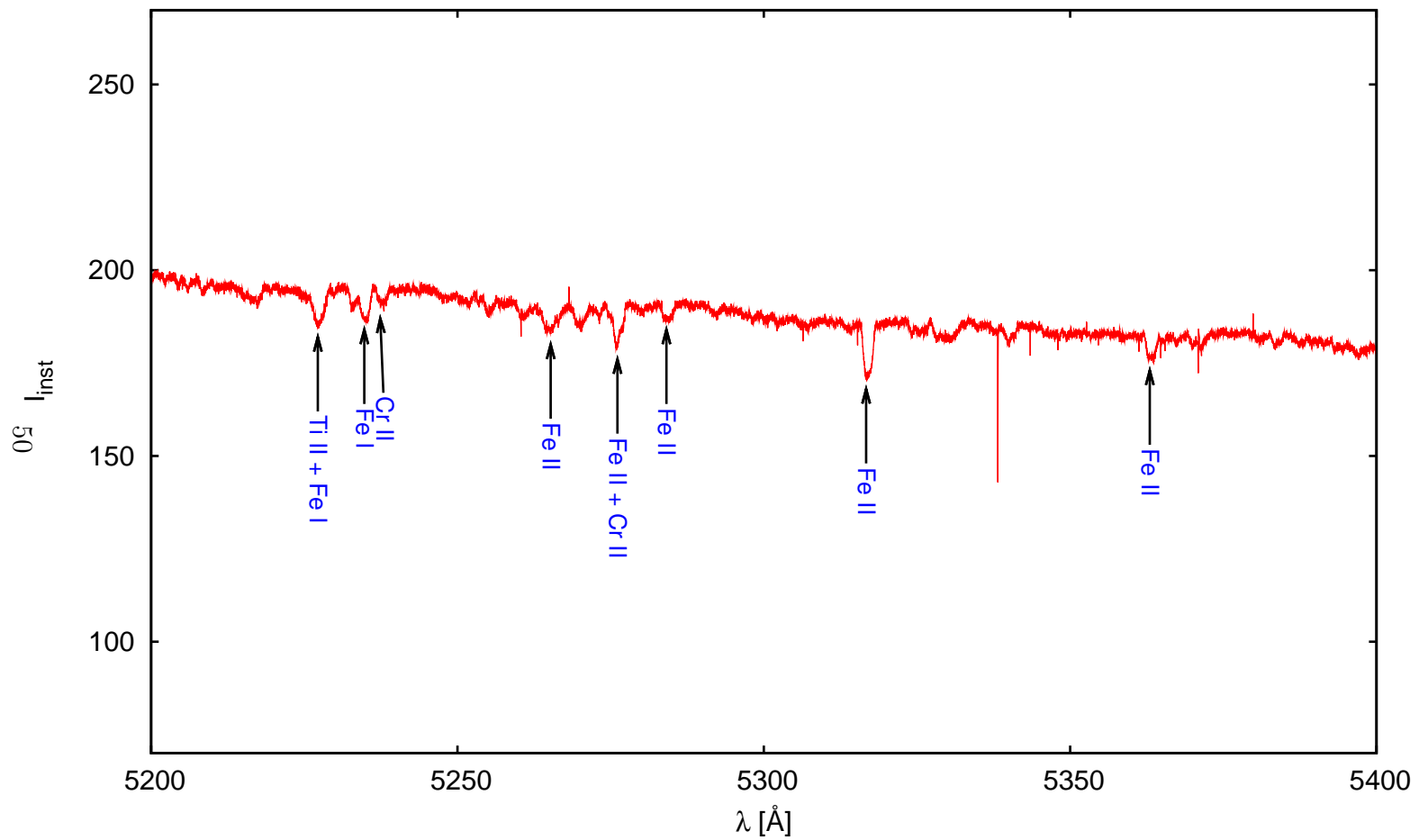


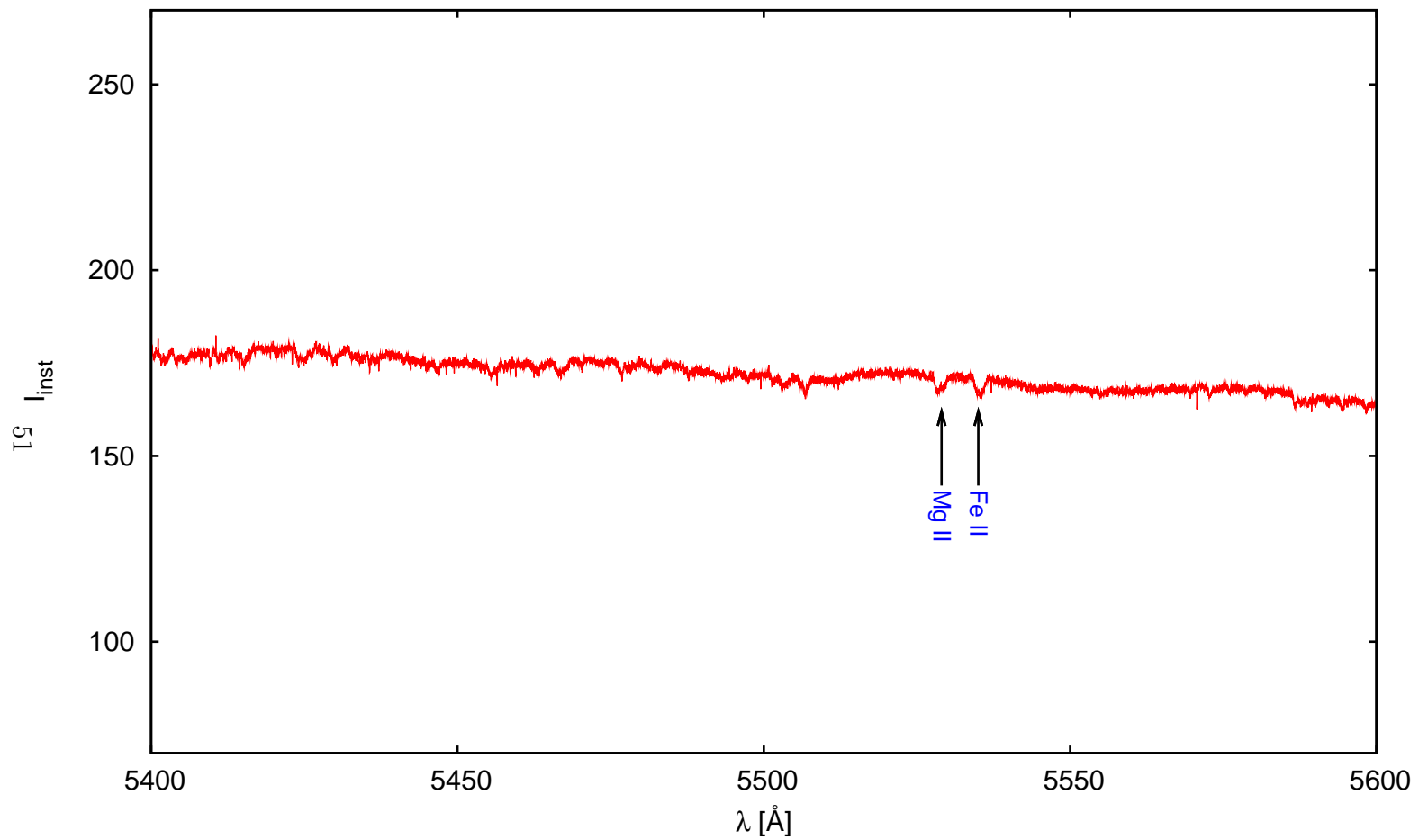


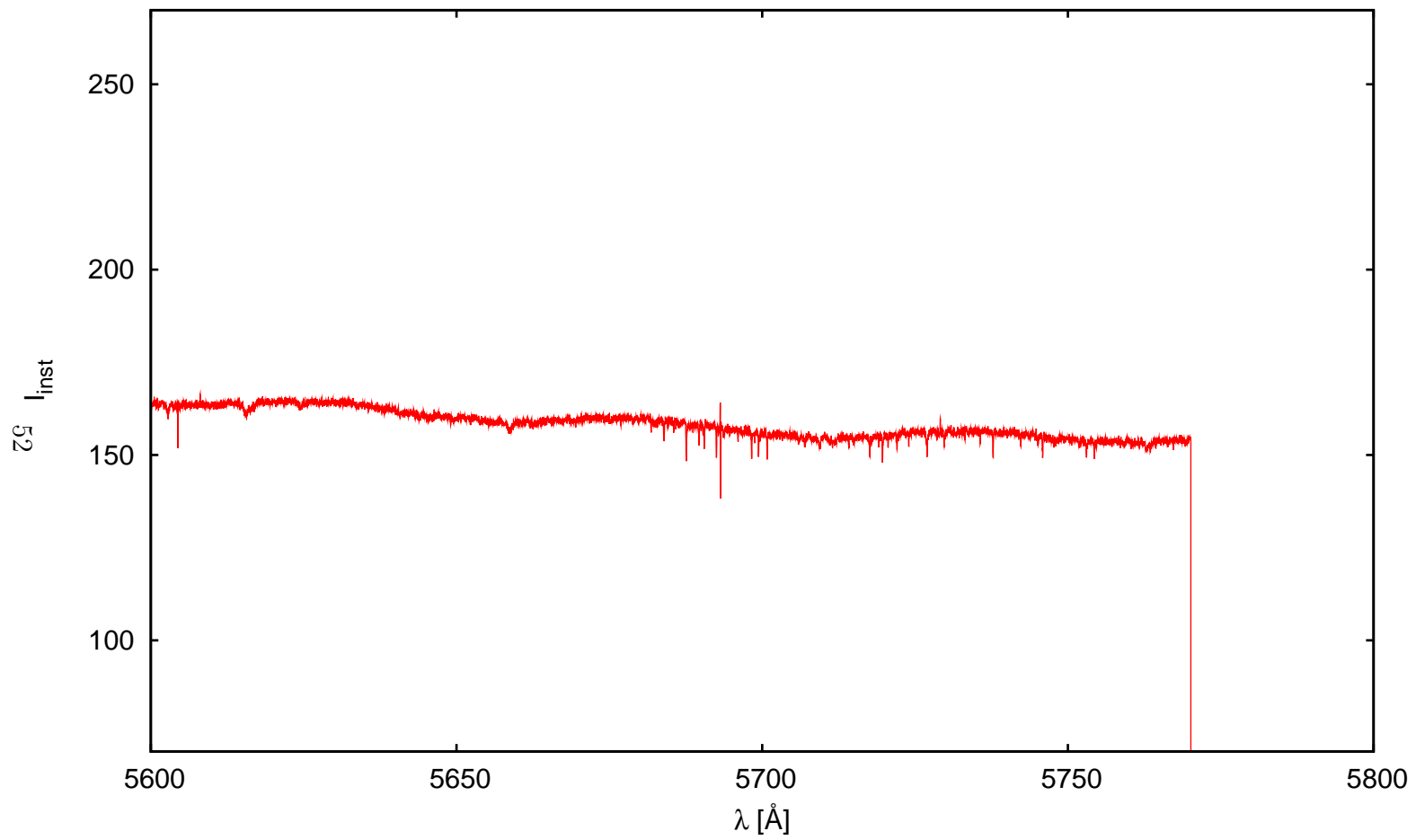


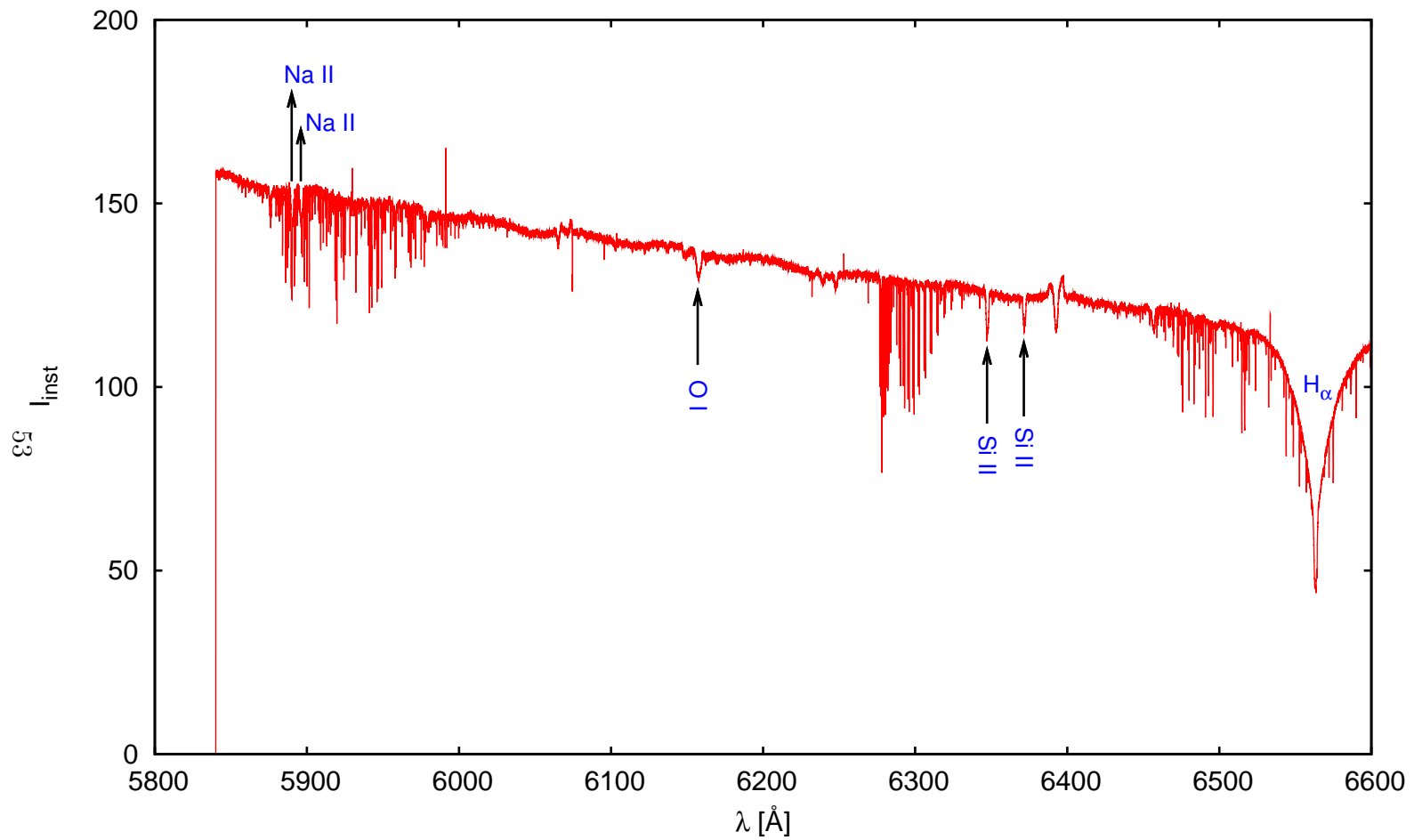


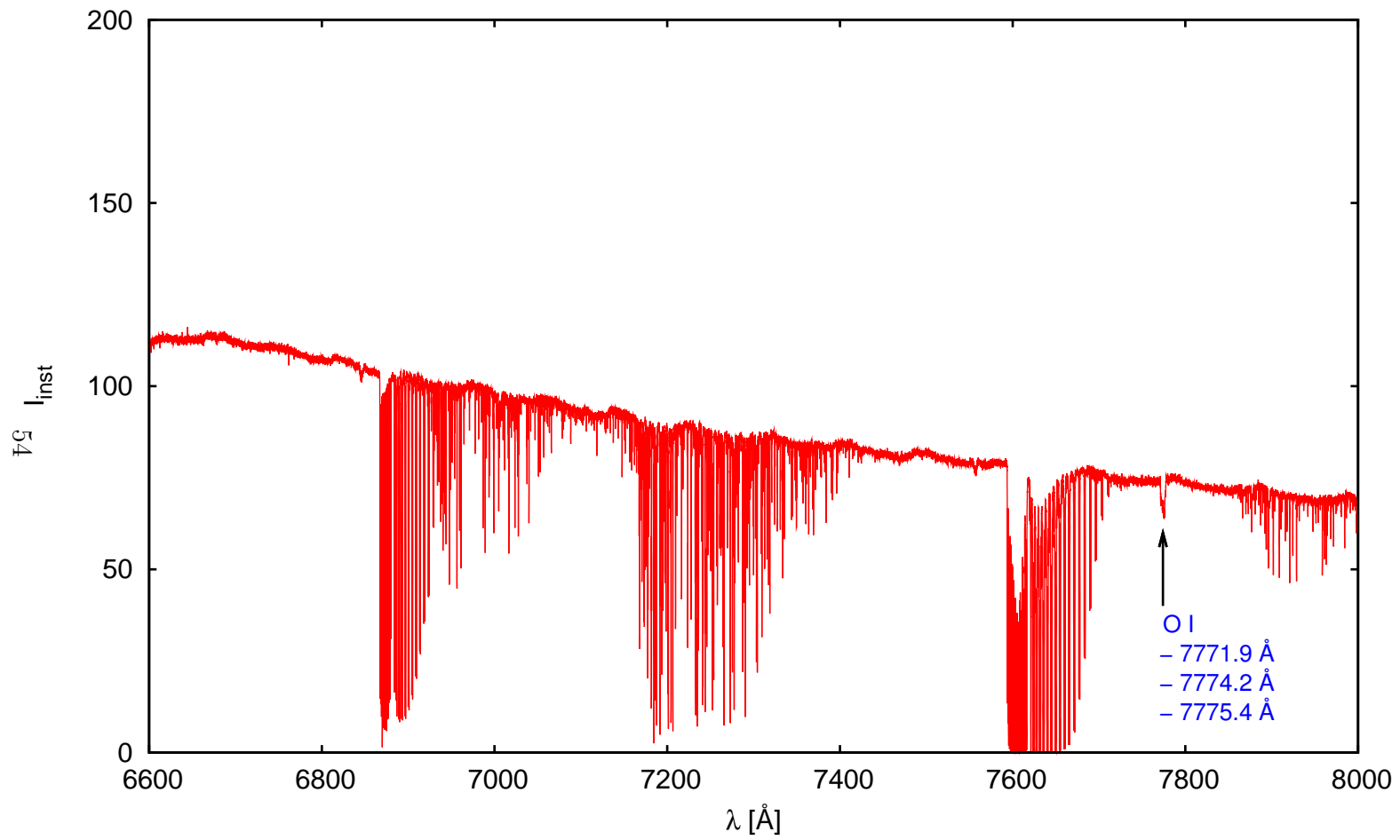


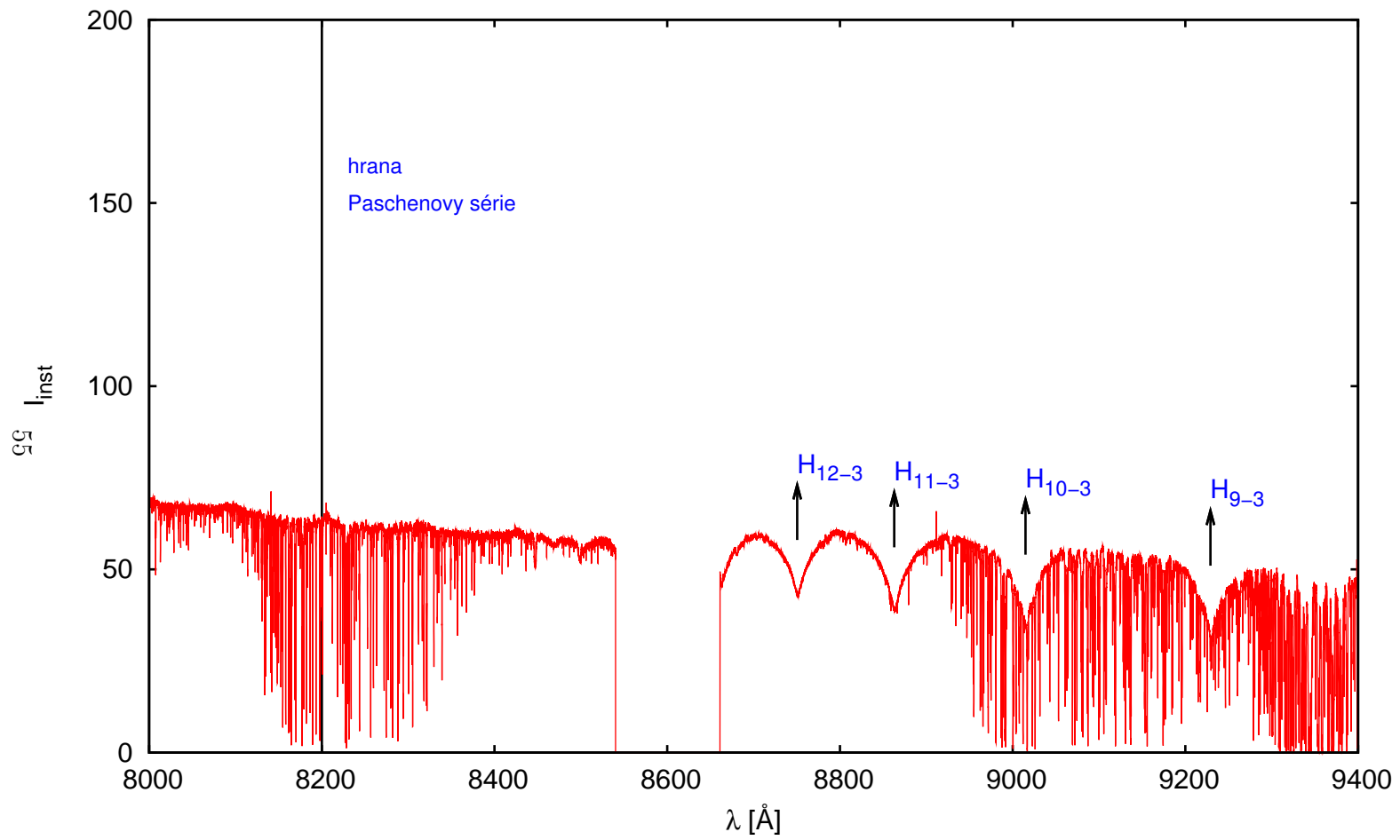


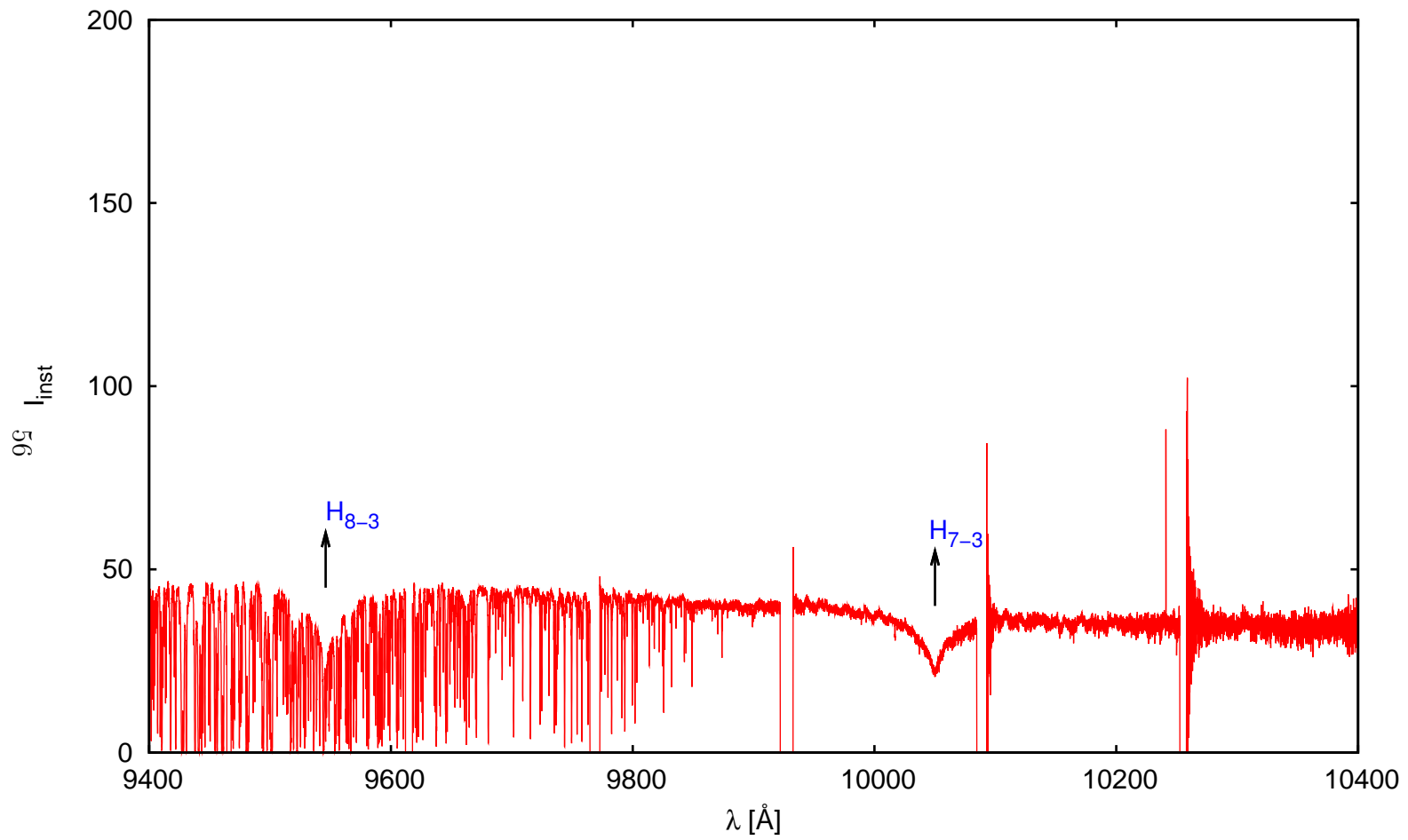




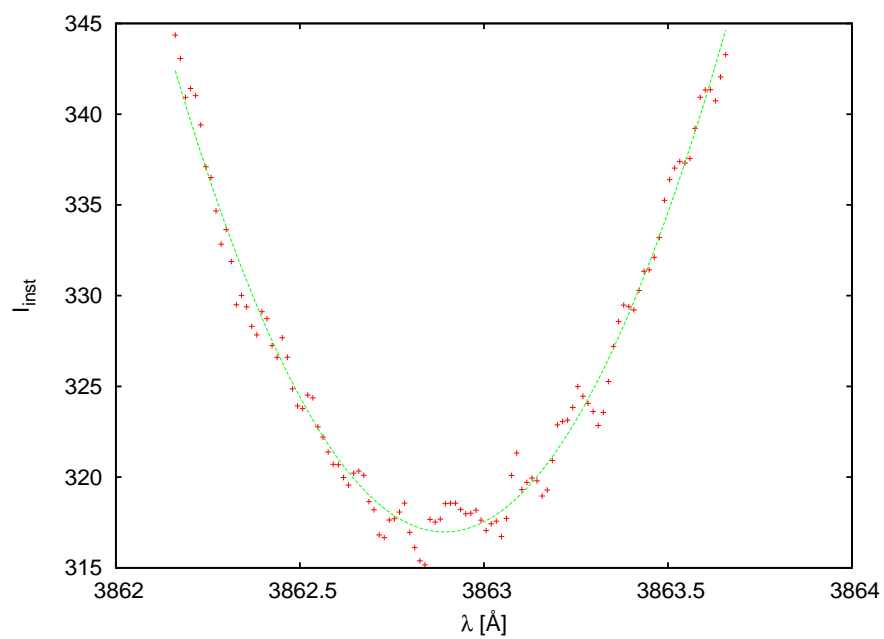




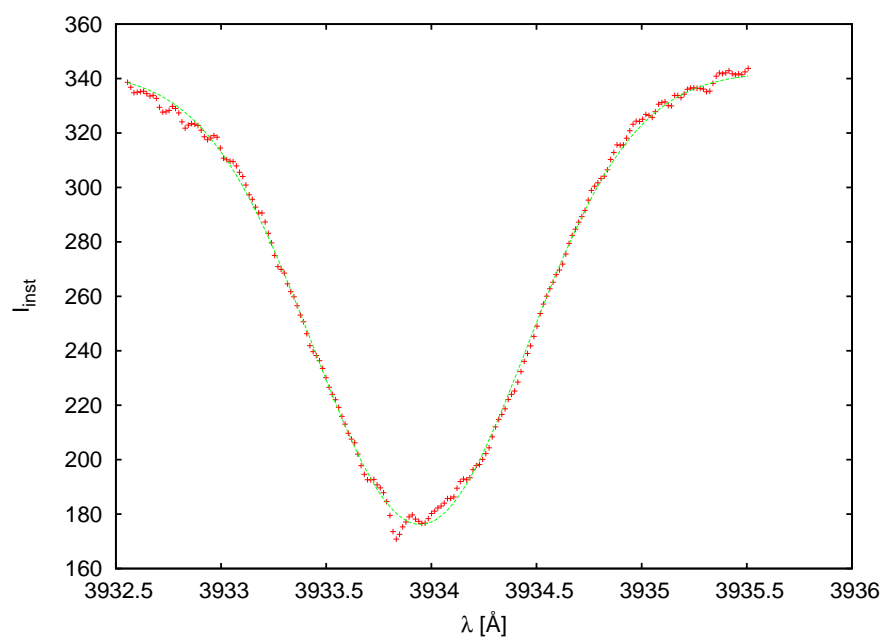




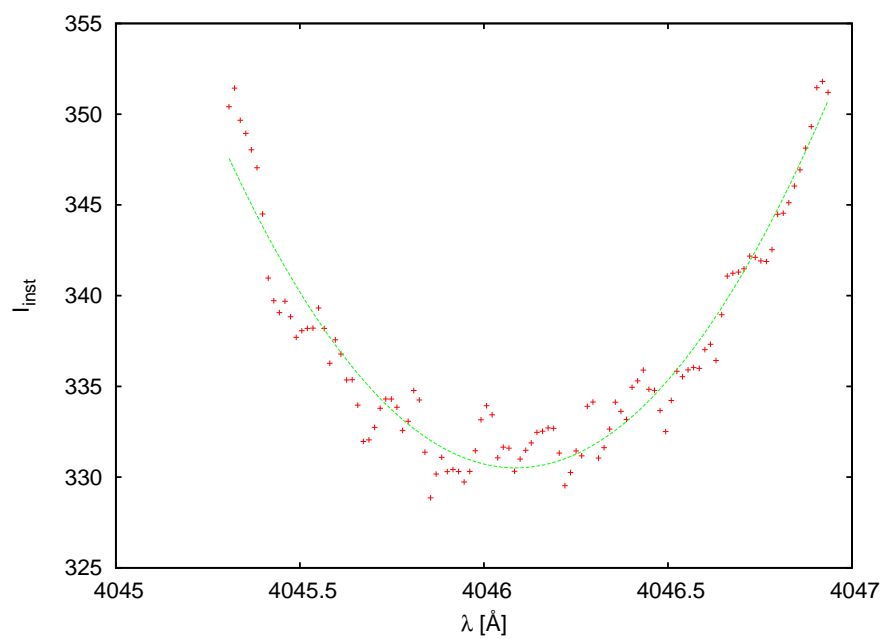
A.2 Fitování spektrálních čar



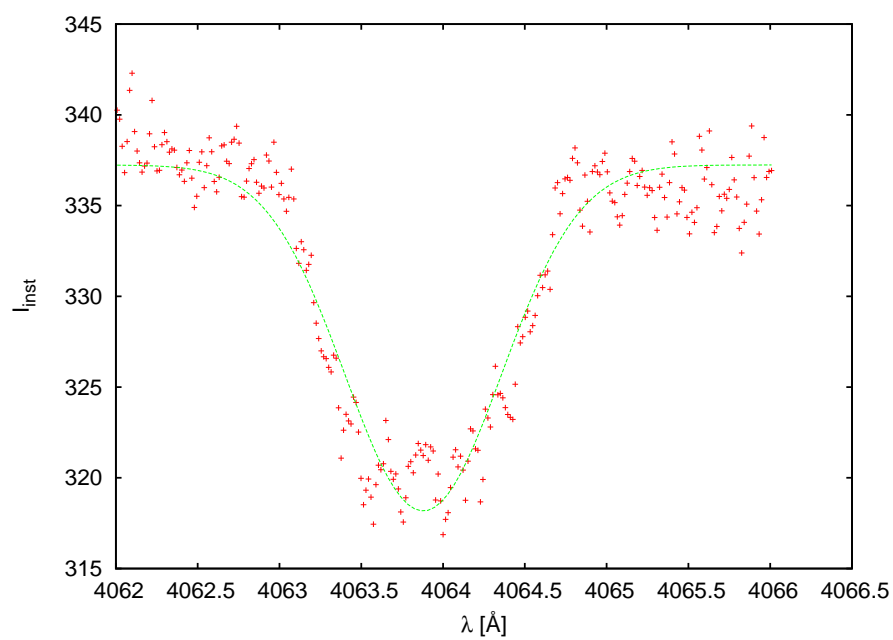
Obrázek A.1: Fit spektrální čáry Si II



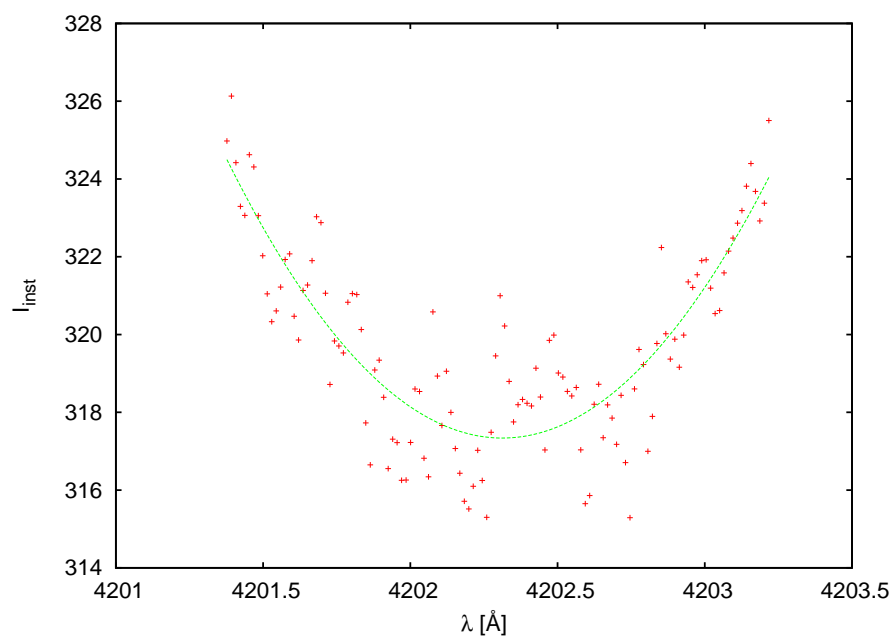
Obrázek A.2: Fit spektrální čáry Ca II



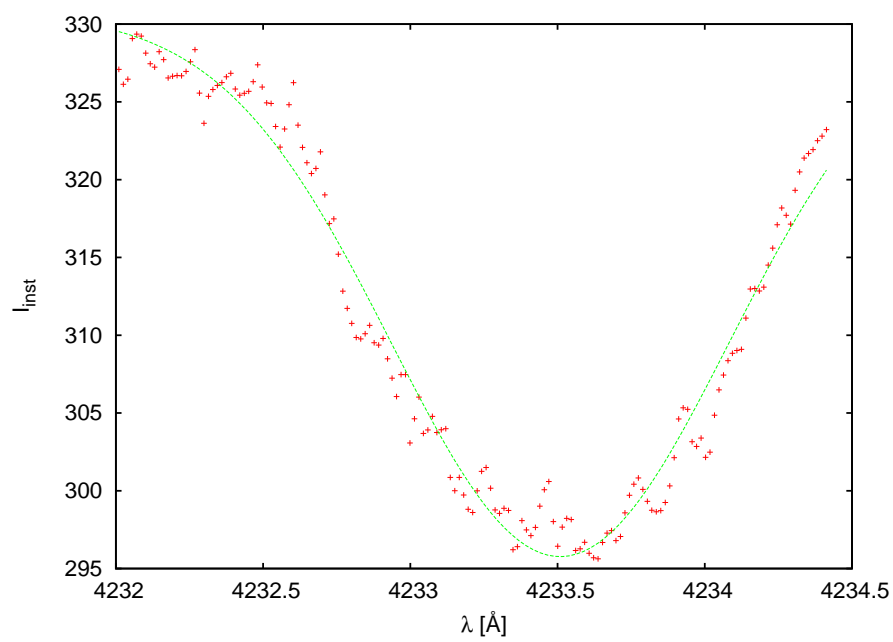
Obrázek A.3: Fit spektrální čáry Fe I



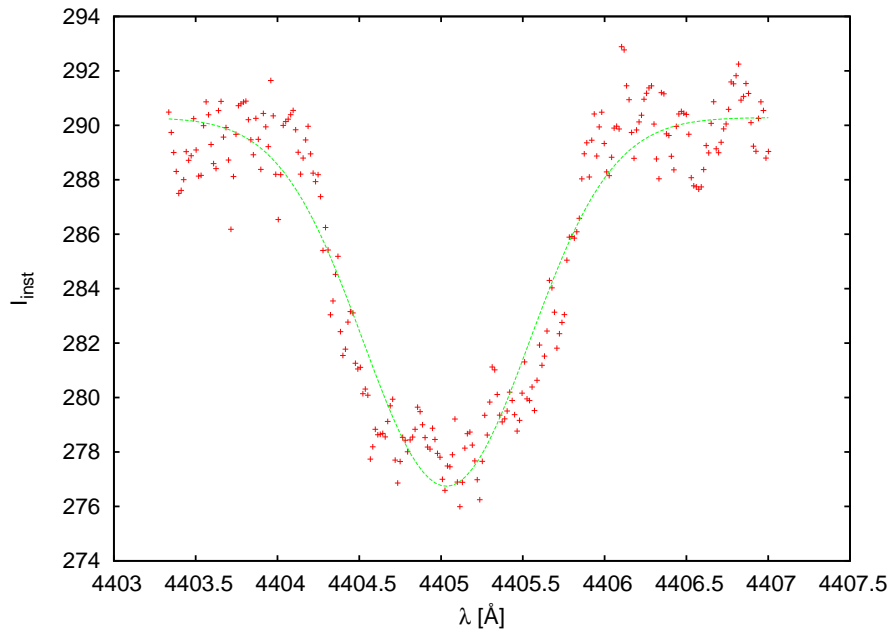
Obrázek A.4: Fit spektrální čáry Fe I



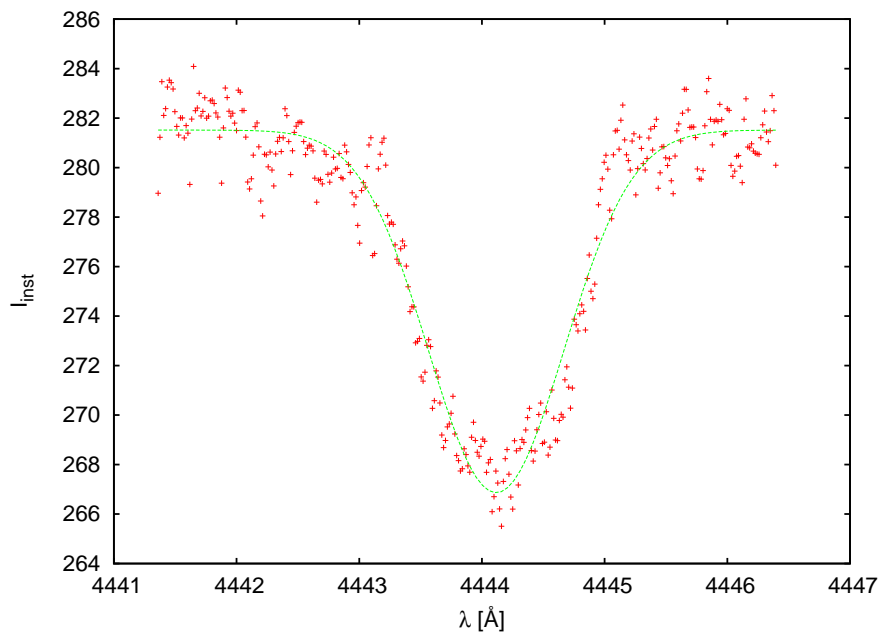
Obrázek A.5: Fit spektrální čáry Fe I



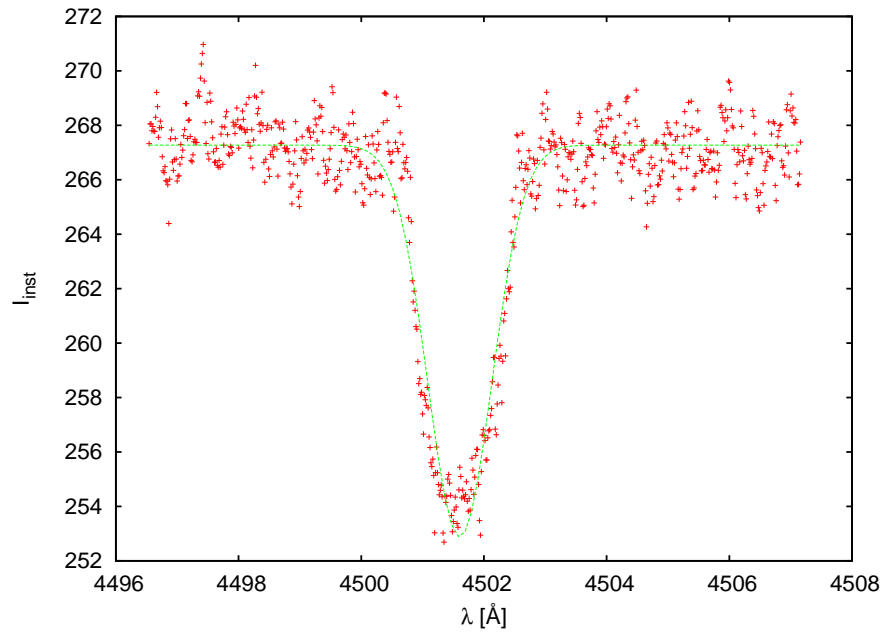
Obrázek A.6: Fit spektrální čáry Fe II



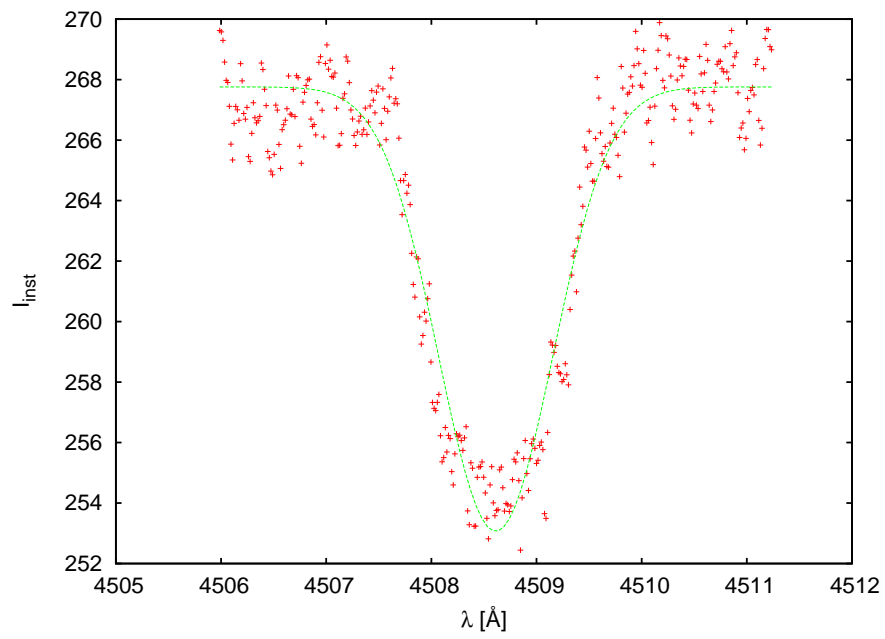
Obrázek A.7: Fit spektrální čáry Fe I



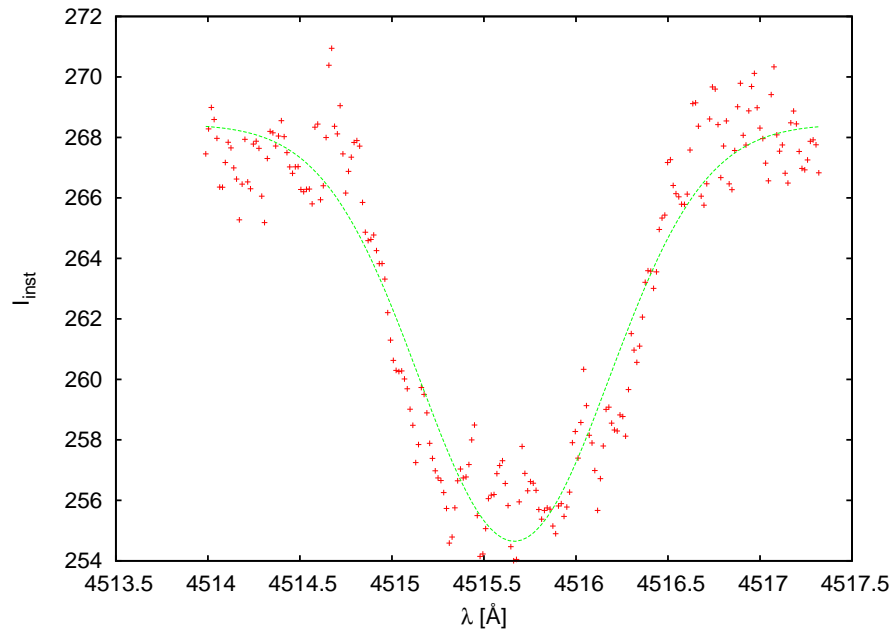
Obrázek A.8: Fit spektrální čáry Ti II



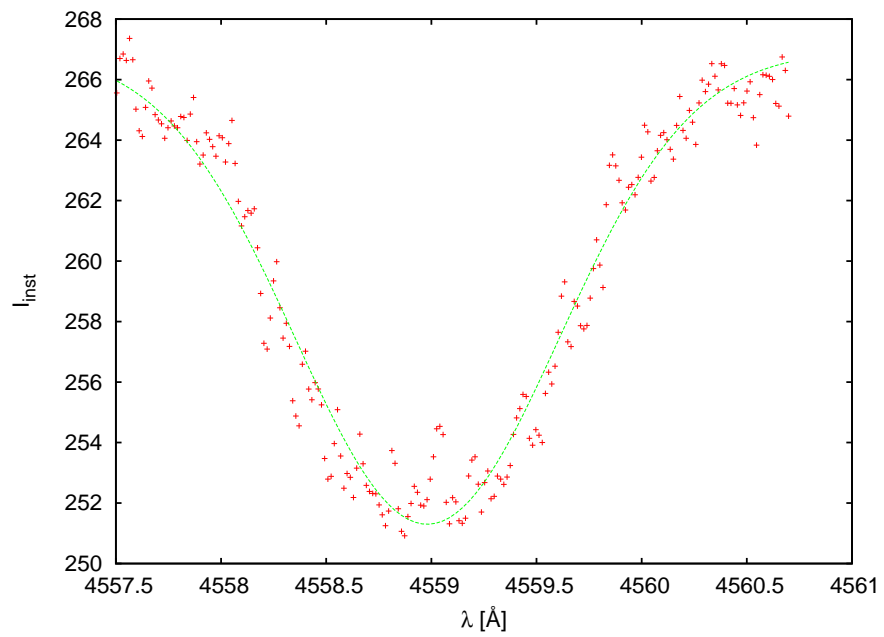
Obrázek A.9: Fit spektrální čáry Ti II



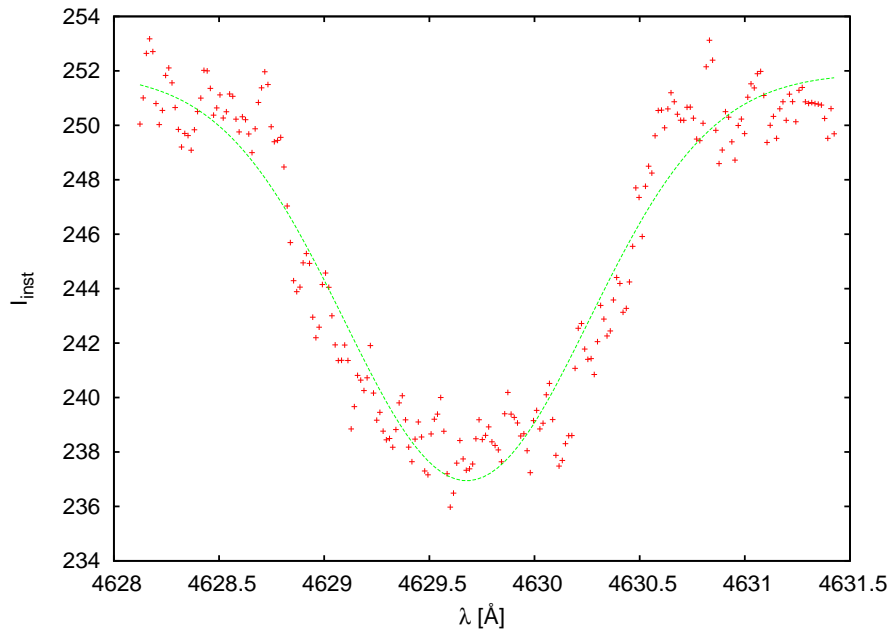
Obrázek A.10: Fit spektrální čáry Fe II



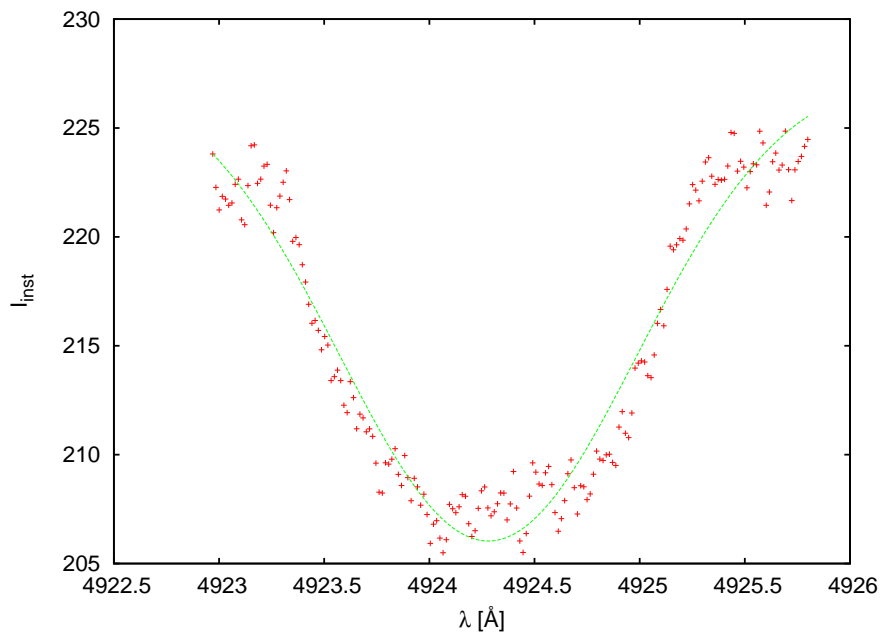
Obrázek A.11: Fit spektrální čáry Fe II



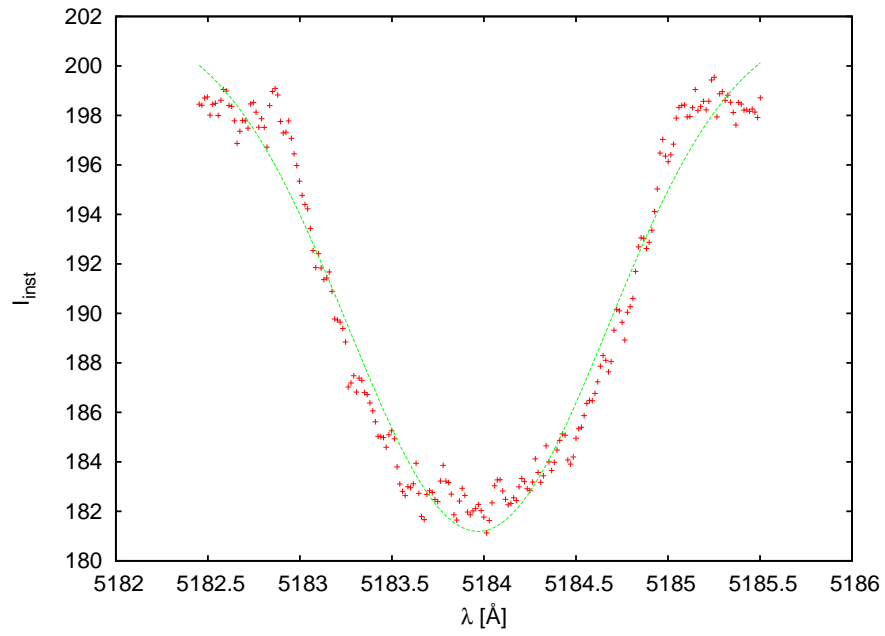
Obrázek A.12: Fit spektrální čáry Cr II



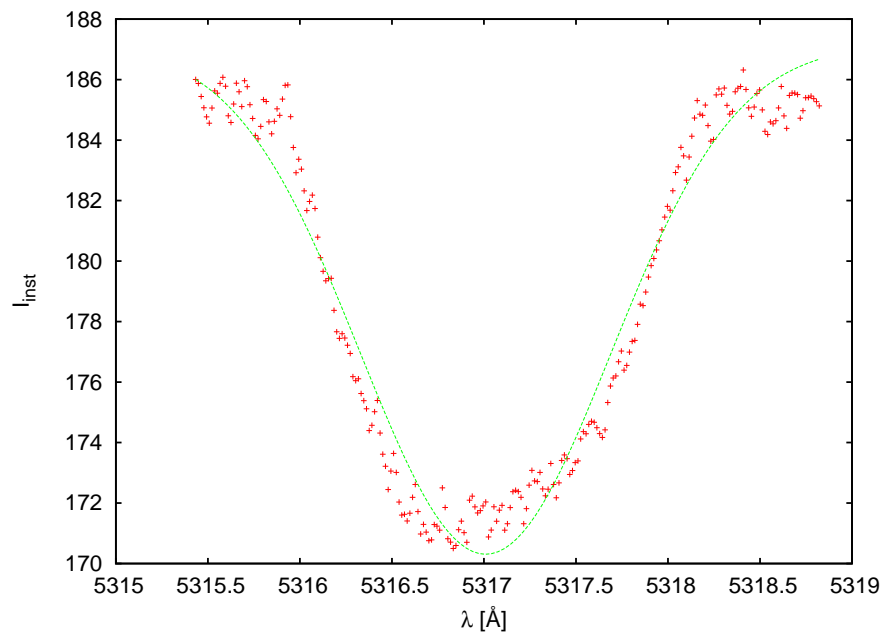
Obrázek A.13: Fit spektrální čáry Fe II



Obrázek A.14: Fit spektrální čáry Fe II

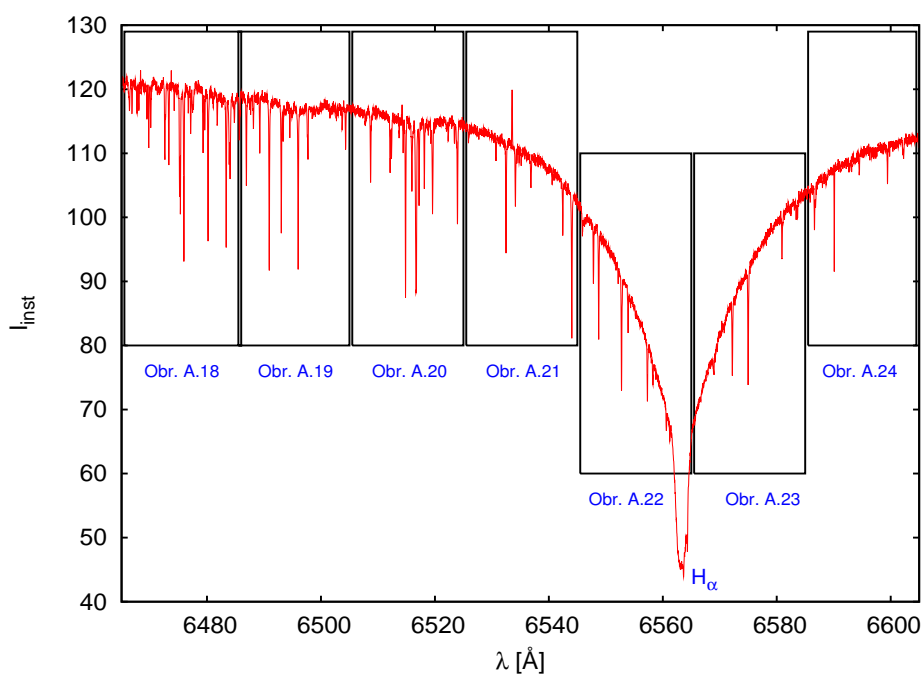


Obrázek A.15: Fit spektrální čáry Mg I

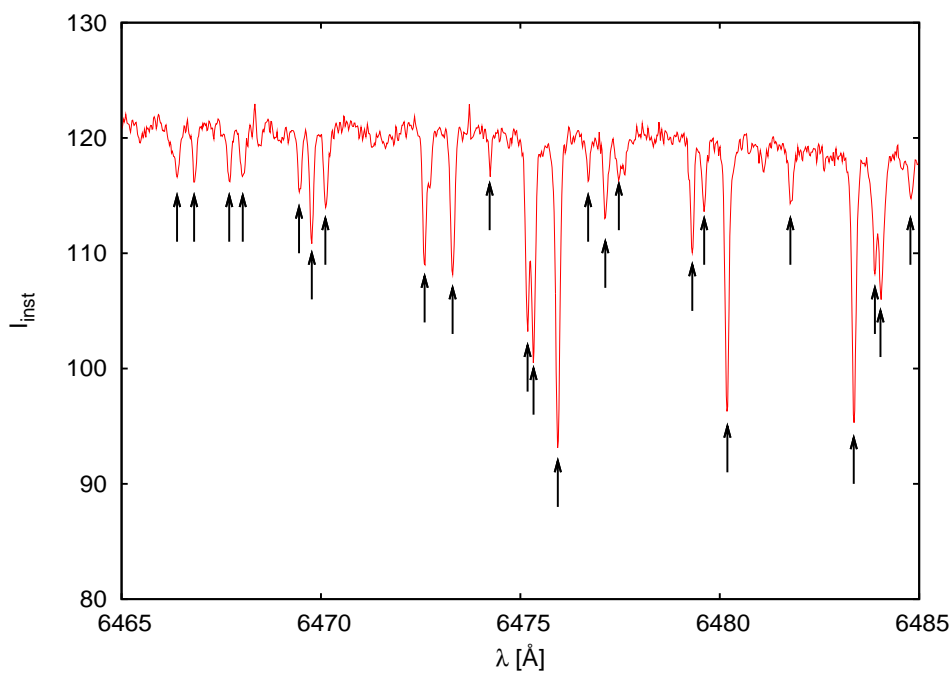


Obrázek A.16: Fit spektrální čáry Fe II

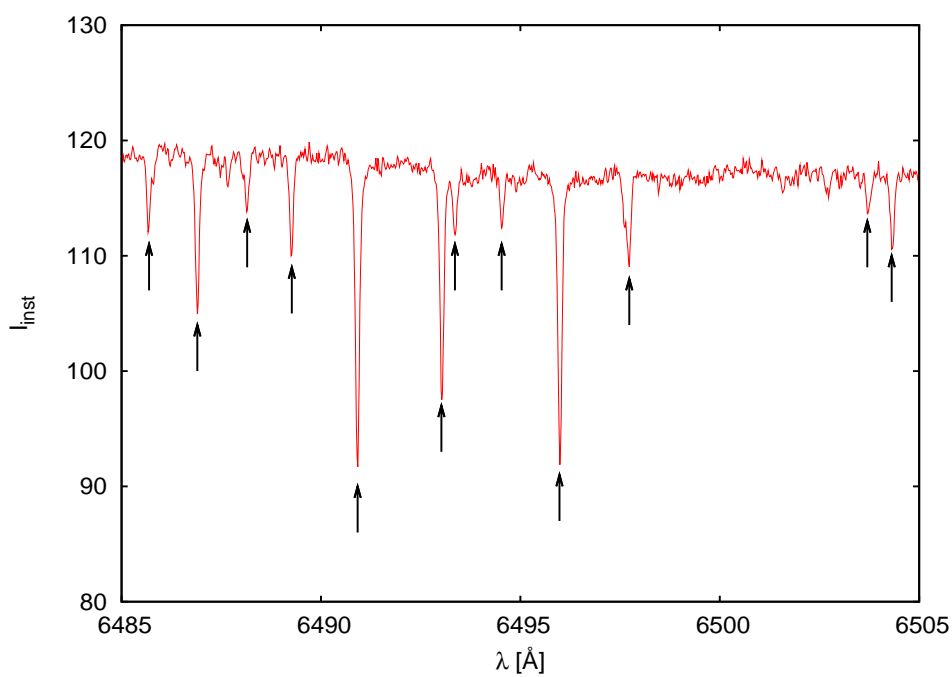
A.3 Určení molekul v atmosféře Země



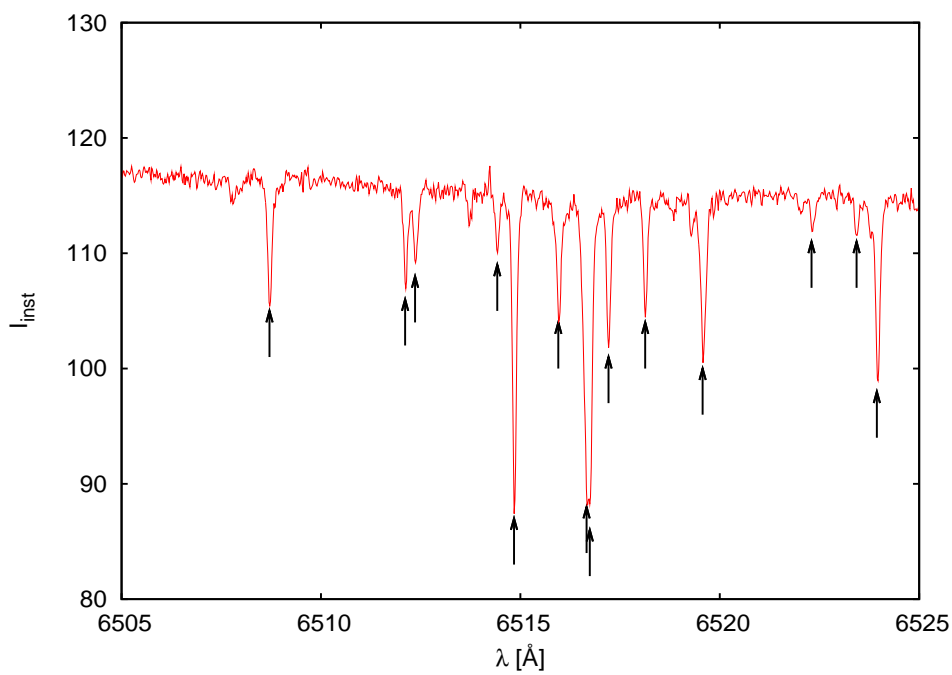
Obrázek A.17: Část spektra pro určení přítomnosti atmosférické vody



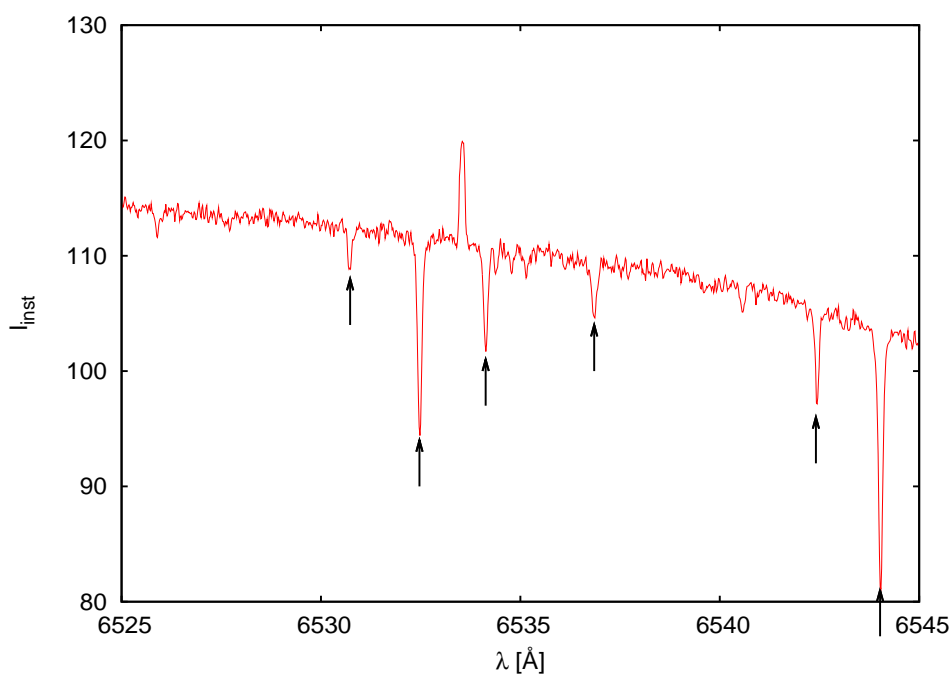
Obrázek A.18: Spektrální čáry H_2O - výřez č. 1



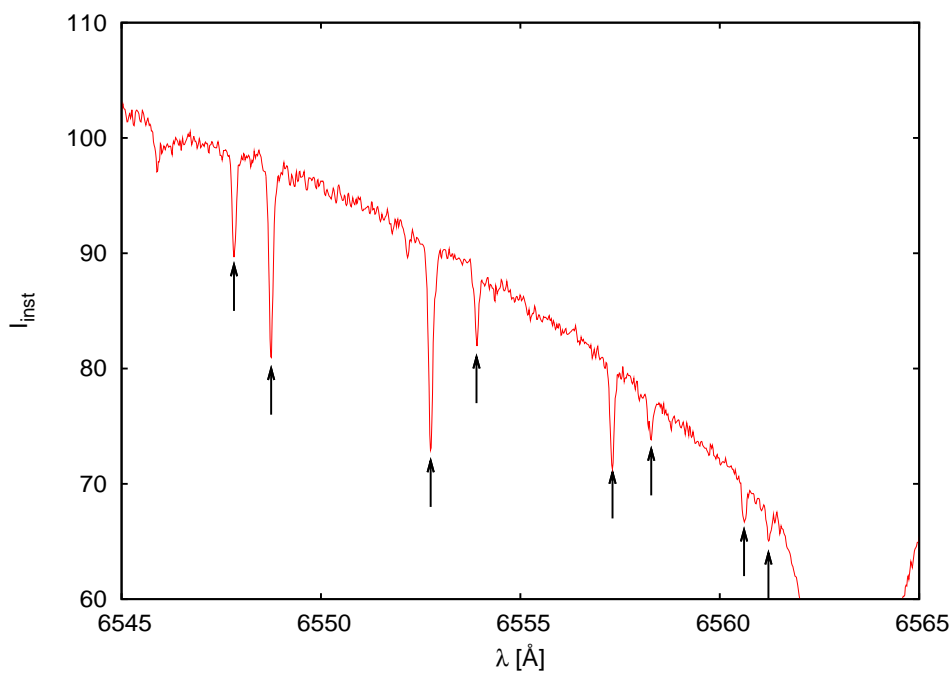
Obrázek A.19: Spektrální čáry H₂O - výřez č. 2



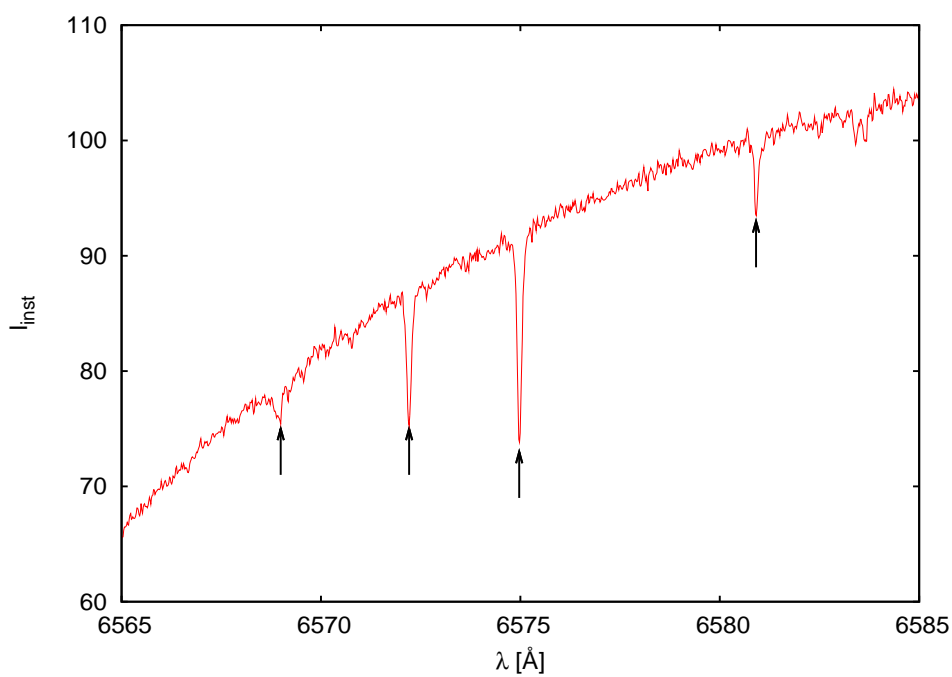
Obrázek A.20: Spektrální čáry H₂O - výřez č. 3



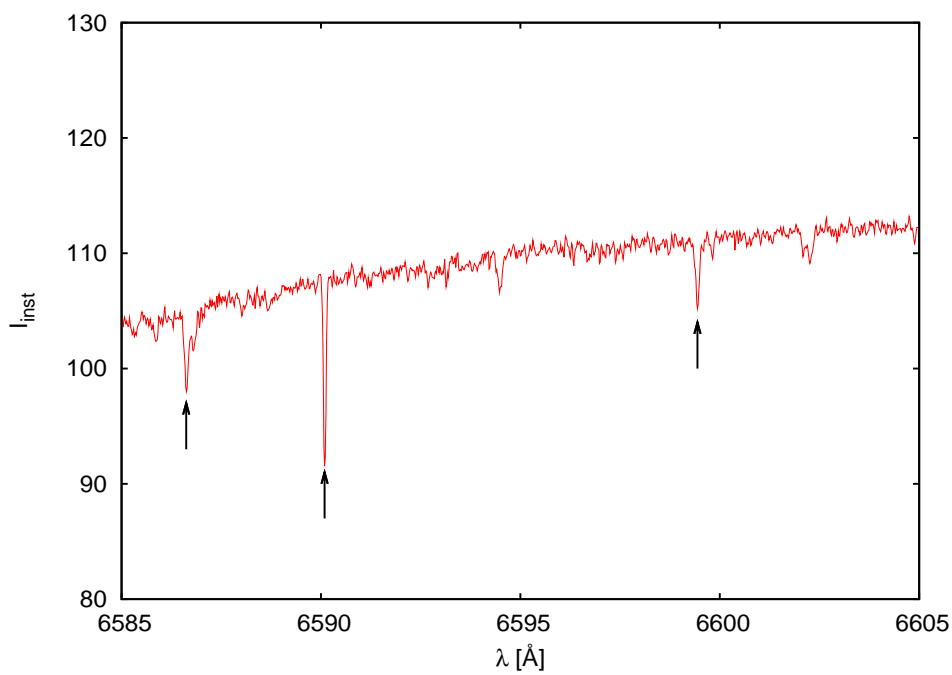
Obrázek A.21: Spektrální čáry H₂O - výřez č. 4



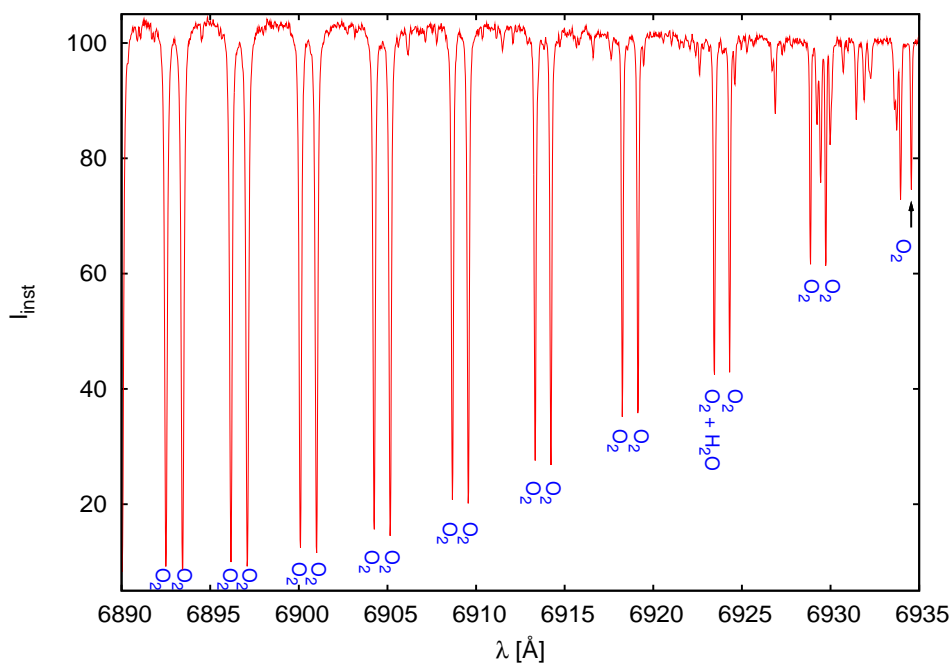
Obrázek A.22: Spektrální čáry H₂O - výřez č. 5



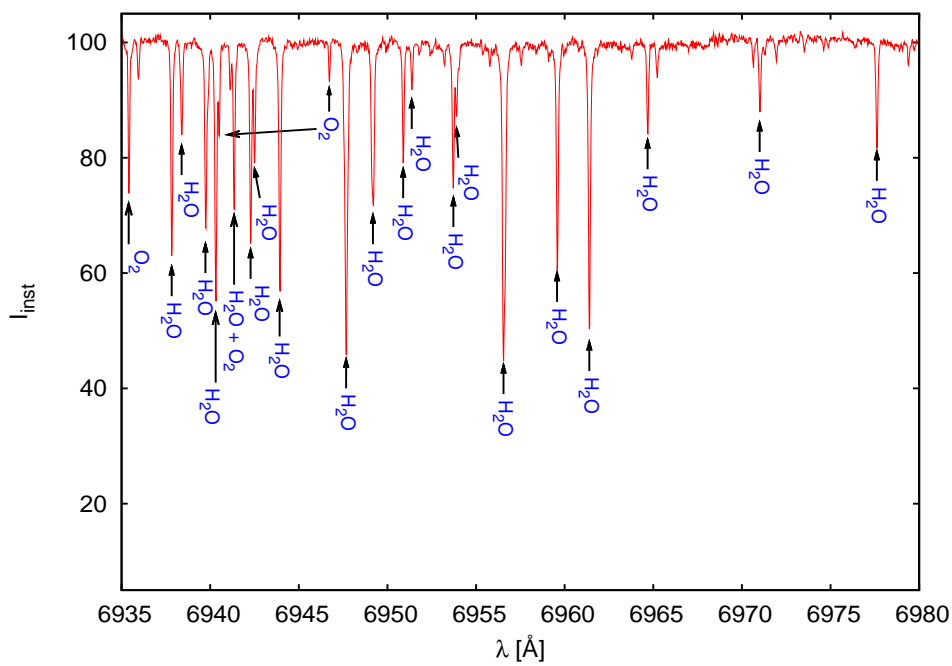
Obrázek A.23: Spektrální čáry H₂O - výřez č. 6



Obrázek A.24: Spektrální čáry H₂O - výřez č. 7



Obrázek A.25: Spektrální čáry O_2 a H_2O



Obrázek A.26: Spektrální čáry O_2 a H_2O

Literatura

- [1] Mikulášek Z., Krtička J.: *Základy fyziky hvězd*, skripta MU, Brno, 2005.
- [2] Mikulášek Z., Krtička J.: *Fyzika horkých hvězd*, skripta MU, Brno, 2007.
- [3] S. Bagnulo, E. Jehin, C. Ledoux, R. Cabanac, C. Melo, R. Gilmozzi: *A Library of High-Resolution Spectra of Stars across the Hertzsprung-Russell*, Messenger 114, 2003.
- [4] Evropská jižní observatoř:
<http://www.sc.eso.org/santiago/uvespop/index.html>
- [5] SIMBAD Asronomical Database:
<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>
- [6] Jaschek C., Jaschek M.: *The classification of stars*, Cambridge university press, Cambridge, 1987.
- [7] Rutten R. J.: *Radiative transfer in stellar atmospheres*, Sterrekundig Instituut Utrecht, 2003.
- [8] Beiser Arthur: *Úvod do moderní fyziky*, Academia, Praha, 1975.
- [9] Feynman R. P., Leighton R. B., Sands M.: *Feynmanovy přednášky z fyziky s řešenými příklady*, Fragment, Havlíčkův Brod, 2005.
- [10] Tyc T.: *Základy kvantové mechaniky*, skripta MU, Brno, 2006.
- [11] Štefl V., Krtička J.: *Didaktika astrofyziky*, skripta MU, Brno, 2003.
- [12] Miller C.: poznámky k výuce, Lecture 22: Line broadening, University of Maryland, 2002
<http://www.astro.umd.edu/miller/teaching/astr601/>

- [13] NIST Atomic Spectra Database:
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>
- [14] Moore Ch.E., Minnaert M.G.J., Houtgast J.: *The Solar spectrum 2935 Å to 8770 Å, Second revision of Rowland's preliminary table of solar spectrum wavelengths*, National Bureau of standards, Monograph 61, Washington D.C., 1966.
- [15] University of Heidelberg: Synthetic Spectra of B Main-Sequence Stars from 3000 - 10000 Å
<http://www.lsw.uni-heidelberg.de/cgi-bin/websynspec.cgi>
- [16] Harmanec P.: *Stellar masses and radii based on modern binary data*, 1988, Bull. Astron. Inst. Czechosl., 39, 329
- [17] Kharchenko N. V., Piskunov A. E., Röser S., Schilbach E., Scholz R. D.: *Astrophysical parameters of Galactic open clusters*, 2005, A & A, 438, 1163