

MASARYKOVA UNIVERZITA
Přírodovědecká fakulta
Ústav teoretické fyziky a astrofyziky



BAKALÁŘSKÁ PRÁCE
**Studium ultrafialového spektra centrálních
hvězd planetárních mlhovin**

Robert Klement

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

2010

Rád bych poděkal vedoucímu své práce, doc. Mgr. Jiřímu Krtičkovi Ph.D., za jeho ochotu a mnohé konzultace v průběhu psaní práce.

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

V Brně dne

Robert Klement

Abstrakt:

Ve své bakalářské práci se zabývám studiem planetárních mlhovin, jejich centrálních hvězd a jejich elektromagnetického spektra ve vzdálené ultrafialové oblasti. V teoretické části je rozebrán vývoj planetárních mlhovin, jejich typické spektrum a vznik spektrálních čar. Dále je vysvětlen vznik rychlého hvězdného větru u centrálních hvězd planetárních mlhovin a jeho spektrální projevy. V praktické části je pak určena konečná rychlost hvězdného větru čtyř vybraných centrálních hvězd planetárních mlhovin a popsáno jejich vzdálené ultrafialové spektrum.

Klíčová slova: planetární mlhoviny, hvězdný vítr, vzdálené ultrafialové spektrum

Abstract:

In my bachelor thesis I study planetary nebulae, their central stars, and their electromagnetic spectrum in the far ultraviolet. In the theoretical part the evolution of planetary nebulae, their typical spectrum and the origin of spectral lines is explained. The origin of the fast stellar wind of the central stars and its spectral signatures are also explained. In the practical part, terminal wind velocities of four central stars of planetary nebulae are derived, and their spectra in the far ultraviolet are described.

Keywords: planetary nebulae, stellar wind, far ultraviolet spectrum

Obsah

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Planetární mlhoviny | 5 |
| 1.1 | Úvod | 5 |
| 1.2 | Historie pozorování | 6 |
| 1.3 | Planetární mlhovina jako vývojové stadium hvězdy | 7 |
| 1.4 | Vývoj planetárních mlhovin | 9 |
| 1.5 | Spektra planetárních mlhovin | 12 |
| 1.6 | Planetární mlhoviny v ultrafialové části elektromagnetického spektra | 14 |
| 1.7 | Jádra planetárních mlhovin | 16 |
| 1.8 | Spektra jader planetárních mlhovin | 17 |
| 2 | Hvězdný vítr | 18 |
| 2.1 | Hvězdné atmosféry | 18 |
| 2.2 | Hvězdné větry | 19 |
| 2.3 | Profily typu P Cygni | 20 |
| 2.4 | Sluneční vítr | 21 |
| 2.5 | Hvězdný vítr urychlovaný absorpcí záření v čarách | 22 |
| 2.6 | Modelování atmosfér horkých hvězd a jejich hvězdného větru | 27 |
| 3 | Studium vzdálených ultrafialových spekter centrálních hvězd planetárních mlhovin | 28 |
| 3.1 | Postup | 28 |
| 3.2 | NGC 6543 | 31 |
| 3.3 | NGC 6826 | 33 |
| 3.4 | IC 4593 | 34 |
| 3.5 | IC 418 | 36 |
| 3.6 | Diskuze výsledků | 38 |
| 3.6.1 | Spektra | 38 |
| 3.6.2 | Konečné rychlosti hvězdného větru | 40 |
| | Závěr | 42 |
| | Literatura | 43 |

Kapitola 1

Planetární mlhoviny

1.1 Úvod

V následujících částech této kapitoly jsem čerpal hlavně ze zdrojů [8], [18] a [20].

Planetární mlhoviny jsou poměrně vzácné objekty hvězdné oblohy, doba jejich života (desítky tisíc let) je totiž v kosmických měřítcích takřka okamžikem. Předpokládáme, že všechny hvězdy s počátečními hmotnostmi $0,5 - 8 M_{\odot}$ dospějí do této fáze. Důležitost studia planetárních mlhovin vyplývá hlavně z důvodu pochopení mechanismu ztráty hmoty v pozdních vývojových stadiích hvězd, vývoje hvězd vůbec, ale také např. z důvodu pochopení chemického stárnutí vesmíru. Jejich známý počet (zhruba 2500) je ovšem stále malou částí z předpokládaného celkového množství v naší galaxii (podle odhadů 30000 – 35000 [5]). Statisticky nám tedy k jejich systematickému studiu stále něco chybí (až donedávna nám chyběli např. zástupci planetárních mlhovin v pokročilejší fázi vývoje). Prvním významným katalogem planetárních mlhovin byla práce československých astronomů Perka a Kohoutka z roku 1967 obsahující asi 1500 planetárních mlhovin. U mnohých z nich se ale zařazení mezi planetární mlhoviny ukázalo být nesprávné. Dalšími významnými katalogy těchto objektů byly Strasbourg/ESO katalog z roku 1992, který zrevidoval mlhoviny od Perka a Kohoutka a přidal nějaké další a Macquarie/AAO/Strasbourg (MASH) katalog z roku 2006 [24]. Většina z těchto planetárních mlhovin se vyskytuje v naší Galaxii, známe však i mnohé z jiných galaxií, zejména pak z Malého a Velkého Magellanova mračna.

1.2 Historie pozorování

Přestože název „planetární“ mlhoviny může napovídat souvislost s planetami, tyto objekty nemají s planetami fyzikálně společného vůbec nic. Původcem tohoto názvu z roku 1784 je známý astronom William Hershell (1738–1822). Tyto mlhoviny nazval planetárními, protože byl také objevitelem planety Uran a planetární mlhoviny mu tuto plynnou planetu zjevně připomínaly.

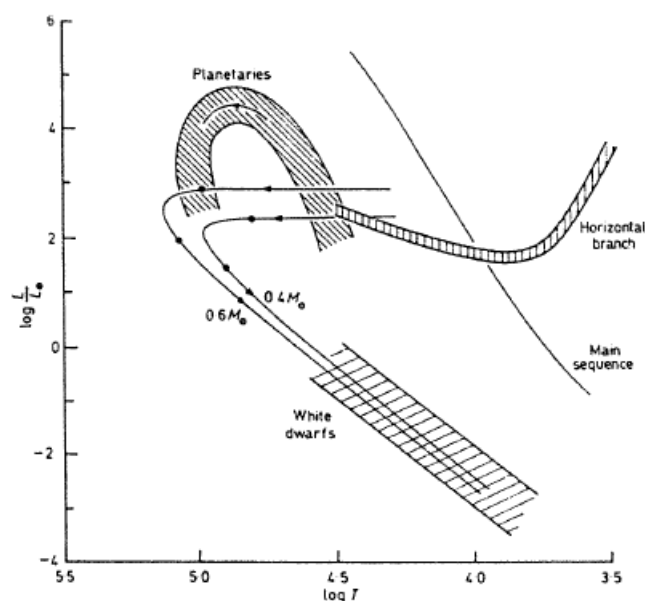
Ted' už ale k samotné historii: Objevitelem první planetární mlhoviny nebyl nikdo jiný než tvůrce prvního katalogu objektů hlubokého vesmíru (tedy objektů jiných než jednotlivé hvězdy a objekty naší sluneční soustavy) Charles Messier (1730–1817). Touto první mlhovinou byla Činka v souhvězdí Lištičky, objevená v roce 1764, v katalogu označená jako M27. V Messierově katalogu jsou zařazeny ještě tři další planetární mlhoviny, objevené v následujících letech, a sice Prstencová mlhovina M57, Malá činka M76 a Soví mlhovina M97. Do roku 1794 již zmíněný William Hershell klasifikoval dalších 79 objektů jako planetární mlhoviny. Jak se ovšem ukázalo později, pouze 20 z těchto objektů byly skutečně planetárními mlhovinami a 13 dalších objektů, které planetárními mlhovinami byly, Hershell klasifikoval jinak. Hledání těchto objektů probíhalo v 19. století poměrně pomalu, ovšem do roku 1991 jich bylo známo asi 1340 [12].

Jak lze usoudit z mylných klasifikací Williama Hershella, astronomové dlouho (zhruba až do poloviny devatenáctého století) neuměli rozlišit objekty hlubokého vesmíru, které byly všechny označovány jako mlhoviny (nebulae). Jak již dnes víme, tyto objekty mohou mít naprosto rozdílnou povahu (může se jednat např. o jiné galaxie, zárodečné mlhoviny či kulové hvězdokupy). Prvním pozorováním, které umožnilo jasné oddělení planetárních mlhovin od ostatních objektů hlubokého vesmíru, bylo systematické spektroskopické pozorování Williama Hugginse (1824–1910). Tento astronom použil optický hranol k rozložení spekter a objevil značné rozdíly mezi různými objekty hvězdné oblohy. Některé objekty vykazovaly spojitá spektra s absorpčními čarami (hvězdy, galaxie, reflexní mlhoviny, hvězdokupy), jiné vykazovaly emisní spektrum hlavně v rekombinačních čarách vodíku (emisní mlhoviny), planetární mlhoviny ovšem (i když se také řadí mezi emisní mlhoviny) vykazovaly spektrum zcela odlišné. Svítí také hlavně v emisních čarách, přičemž tou nejsilnější je čára na vlnové délce 5007 Å. Protože astronomové neznali prvek, který by mohl být odpovědný za tuto čáru, Huggins vymyslel nový prvek a nazval ho „nebulium“. Až asi o 60 let později se ukázalo, že žádné

nebulium neexistuje, ale jedná se o zakázanou čáru dvakrát ionizovaného kyslíku.

Co se týče samotných centrálních hvězd planetárních mlhovin, jejich podrobné studium takřka nebylo možné až do konce dvacátého století, kdy lidstvo vypustilo na oběžnou dráhu své první dalekohledy. Tyto hvězdy jsou totiž velmi horké a vyzařují zejména v ultrafialové části spektra, které naše atmosféra účinně pohlcuje.

1.3 Planetární mlhovina jako vývojové stadium hvězdy



Obrázek 1.1: H-R diagram s pozorovaným vývojem centrálních hvězd planetárních mlhovin, včetně předchozího a následujícího vývojového stadia. (převzato z [30])

Planetární mlhoviny jsou jedním z posledních a nejkratších vývojových stadií hvězd. Jedná se o vývojový mezičlánek mezi hvězdami asymptotické větve obrů (AGB – asymptotic giant branch) a bílými trpaslíky. Tuto později široce akceptovanou teorii jako první zformuloval sovětský astronom Josif

Shklovski v roce 1956. Hvězda se stává AGB obrem, jakmile v jejím centru vyhoří většina helia. Samotná fáze AGB je rozdělena na 2 části, a sice rané AGB (E-AGB – early AGB) a termálně pulsující AGB (TP-AGB – thermally pulsing AGB). Ve fázi E-AGB hoří kolem neaktivního uhlíko-kyslíkového jádra vrstvička helia, která v této chvíli určuje energetiku hvězdy. Protože výkon této slupky je poměrně malý a slupka se nadále ztenčuje, dojde postupně ke smrštění jádra a k zapálení tenké slupky vodíku obklopující slupku helia. Jak známo, vodík je po většinu života hvězdy pro její energetiku rozhodující, protože spalování vodíku na helium (ať už proton-protonovým řetězcem nebo CNO cyklem) je reakcí energeticky zdaleka nejvýnosnější. Hořící slupka vodíku tedy produkuje takřka celý výkon hvězdy, a protože v této fázi je jádro hvězdy téměř nezávislé na jejím obalu, hvězda se rozepne a dojde ke zvýšení výkonu až o 4 řády – tímto začíná fáze TP-AGB. Po zapálení vodíku ve slupce začne docházet k termálním pulzacím hvězdy. Pod vrstvou hořícího vodíku se totiž hromadí helium, a jakmile je ho dostatečné množství, dojde k tzv. heliovému slupkovému záblesku, díky kterému se hvězda rozepne a odsune slupku vodíku do větší vzdálenosti od centra. Posléze se vrstva helia ochladí, hvězda se smrští a opět se zapálí slupkový vodík. Hvězda následkem pulzací a silného hvězdného větru může přijít až o 70 procent své hmoty. Odhozený materiál je obohacen i o vzácnější nuklidy vzniklé tzv. s-procesem (pomalé zachycování neutronů atomovými jádry, čímž se tato jádra stanou nestabilními a rozpadnou se na nuklidy, které by normálním jaderným hořením nešlo získat). Protože se ve hvězdě vyskytuje konvektivní zóna, která zasahuje až do oblasti jaderného hoření, mohou tyto vzácné prvky prostřednictvím hvězdného větru opustit hvězdu a obohatit mezihvězdný prostor (tomuto se říká dredge-up, tedy vybagrování). Hvězda tedy postupně přijde o svůj obal a dojde k odhalení elektronově degenerovaného jádra.

Ve hvězdách o počátečních hmotnostech zhruba $2 - 8 M_{\odot}$, kde dojde k degeneraci uhlíko-kyslíkového jádra, by mohlo za určitých podmínek dojít k tzv. uhlíkovému záblesku, jehož následkem by byla exploze hvězdy a její kompletní dezintegrace do okolí (výbuch supernovy). Z výzkumu otevřených hvězdokup však vyplývá, že počáteční hmotnost hvězd, které se vyvinou v bílého trpaslíka, může být i větší než $8 M_{\odot}$. Z toho se dá usoudit, že hvězda díky hvězdnému větru a pulzacím přijde o dostatečně velkou část své hmoty dříve, než by mohlo k uhlíkovému záblesku dojít, a hvězda se vyvine v planetární mlhovinu. Ve velmi hmotných hvězdách ($M > 8M_{\odot}$) dochází k nevybušnému zapálení reakcí spalujících uhlík a kyslík (v případě,

že uhlíko-kyslíkové jádro není degenerované – k zapálení reakcí tedy dojde postupně, a ne v celém jádře najednou). Závěrečnou fází těchto hvězd může být po odhození vnějších slupek buďto hořčíko-neonový elektronově degenerovaný bílý trpaslík, nebo, pokud vytvořené železné jádro překročí tzv. Chandrasekharovu mez, neutronová hvězda (supernova typu II) či černá díra (supernova typu Ib).

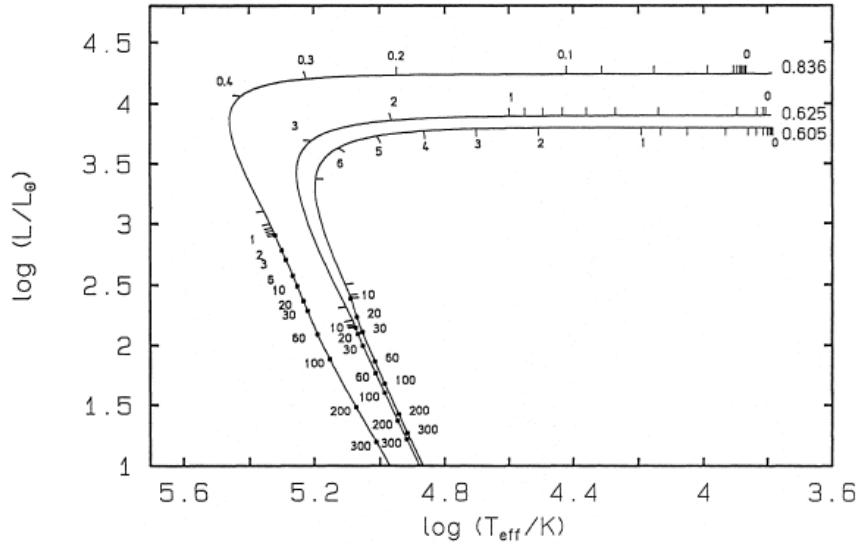
My se budeme věnovat případům, které nekončí explozivně, ale u kterých dojde pouze k odhození obalu. Obal hvězdy je tedy vypuzen do mezihvězdného prostoru, kde se postupně rozplyne. Uprostřed této stále se rozšiřující obálky zůstává původní jádro hvězdy, v našem případě tedy tzv. jádro planetární mlhoviny. Tyto hvězdy jsou velmi horké, jejich efektivní teplota může být v rozpětí 25000 až 250000 K a jsou složeny z hustého elektronově degenerovaného uhlíko-kyslíkového jádra původní AGB hvězdy o typické hmotnosti asi $0,6 M_{\odot}$ [17] (podle [31] je střední hodnota hmotnosti $0,58 M_{\odot}$ hmotností slunečních, přičemž 85 procent jader planetárních mlhovin má hmotnost v intervalu $\pm 0,3 M_{\odot}$), obklopeného tenkou heliovou obálkou a vodíkovou atmosférou (v této vodíkové slupce ještě často stále vodík hoří, jedná se ale o klidné hoření). Intenzivní ultrafialové záření těchto hvězd budí rozpínající se odhozenou obálku k záření zejména v tzv. zakázaných emisních čarách vysoce ionizovaných iontů těžších prvků. Co my pozorujeme jako planetární mlhovinu, je právě tato zářící obálka, samotná centrální hvězda je velmi malá v porovnání s mlhovinou, ale její zářivý výkon může dosáhnout 10 až 10000 výkonů Slunce [14]. Doba, po kterou můžeme planetární mlhovinu pozorovat, je poměrně krátká, řádově se jedná o desítky tisíc let (30000 až 70000 let [33]). Typická planetární mlhovina má rozměr v řádu desetin parseku (rozplývá se asi při velikostech v řádu jednotek pc), přičemž její rozměr s časem roste, zatímco hustota klesá. Střední hustota je $10^9 - 10^{10}$ částic/m³, rozpínání probíhá rychlostí zhruba 20 km/s [17]. U planetárních mlhovin, které pozorujeme, se jedná o extrémně řídký plyn, což určuje, jak vypadají jejich spektra.

Po rozplynutí planetární mlhoviny se hvězda dostává do fáze svého života označované jako bílý trpaslík. Jedná se o horké a malé hvězdy, které září ze zásob své vnitřní energie a postupně chladnou.

1.4 Vývoj planetárních mlhovin

Jak jsme již ukázali, planetární mlhovina je evoluční přechod mezi hvězdami AGB a bílými trpaslíky. Samotný mezičlánek mezi hvězdami AGB a planetár-

ními mlhovinami ale na své objevení čekal poměrně dlouho. Důvodem byla infračervená povaha těchto objektů, o infračervené obloze jsme toho totiž donedávna věděli velmi málo (jako první to změnila Infrared Astronomical (IRAS) sky survey v roce 1983).



Obrázek 1.2: Vývojové stopy post-AGB modelů pro $(M_{ZAMS}, M_H) = (3M_\odot, 0.605M_\odot), (3M_\odot, 0.625M_\odot), (5M_\odot, 0.836M_\odot)$, kde M_{ZAMS} je hmotnost hvězdy hlavní posloupnosti nulového stáří a M_H je hmotnost jádra planetární mlhoviny, ve kterém probíhá povrchové hoření vodíku. Časové značky jsou v jednotkách 10^3 let. (převzato z [2])

AGB obr ztrácí svou hmotu se zvyšující se rychlostí, až dojde k úplnému odhalení centra hvězdy (tedy k jasnému oddělení fotosféry hvězdy od rozpínající se obálky). Hvězdě v období mezi tímto okamžikem a okamžikem začátku fotoionizace (tedy do začátku záření samotné mlhoviny) říkáme protoplanetární mlhovina. Na začátku tohoto stadia se hvězda jeví jako infračervený objekt, protože ale stále probíhá hoření vodíku ve slupce, efektivní teplota hvězdy se zvyšuje [19]. Protoplanetární mlhoviny jsou tedy hvězdy, které ukončily fázi masivního úniku hmoty, nejsou ale ještě dostatečně zahřáté k tomu, aby ionizovaly AGB obálku. Zejména ze záření prachových částic v infračerveném oboru můžeme zjistit mnoho o složení původní AGB hvězdy (zejména jestli byla bohatá spíše na kyslík nebo na uhlík). Tyto prachové částice nejdříve září téměř jako jediné absolutně černé těleso, postupem času

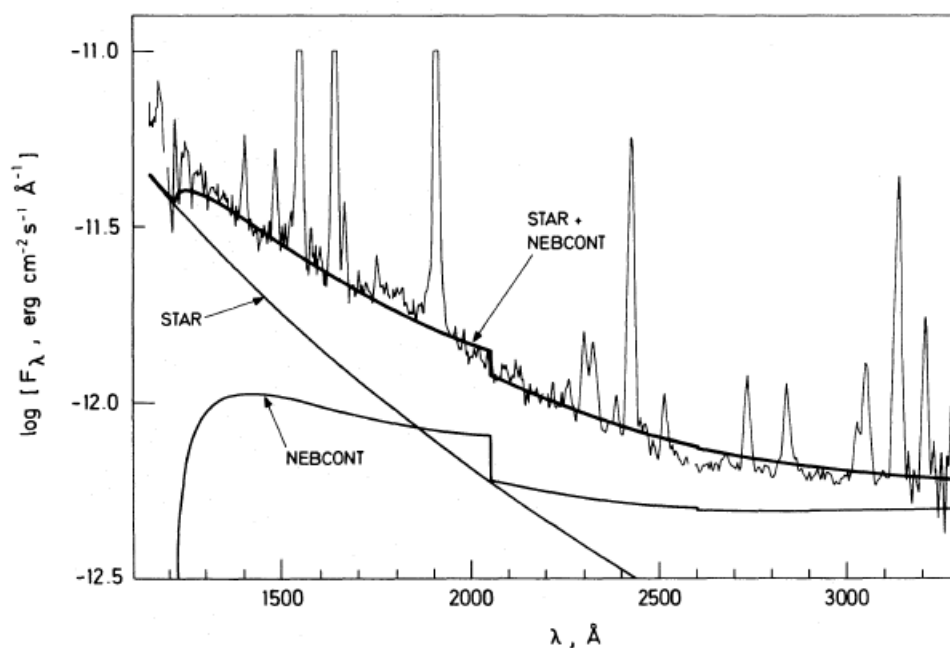
ale dochází k rozptylování a ředění rozpínající se obálky, čímž se zářivý tok v IR kontinuu postupně snižuje. Mladá planetární mlhovina tedy září čím dál tím méně v IR a dominantními se stávají zakázané čáry kyslíku a některých kovů a rekombinační čáry vodíku. Jak se obálka rozplývá, přestává postupně zářit. Jakmile přestane zářit úplně, z jádra se stane ultrafialový kyslíko-uhlíkový bílý trpaslík.

Rozhodující vlastnost pro vývoj planetárních mlhovin je hmotnost jejich jádra. Když je toto jádro málo hmotné, může k fotoionizaci obálky dojít např. až těsně předtím, než dojde k její úplné dezintegraci (případně se obálka rozplyne ještě předtím, než začne zářit). U masivních jader zase k fotoionizaci dojde velmi rychle. Tyto mlhoviny vykazují vyšší tok v infračerveném oboru díky nízké optické hloubce obálky obsahující prachové částice. Obecně se tedy planetární mlhoviny nejdříve zahřívají při konstantním zářivém výkonu (v H-R diagramu se pohybují horizontálně směrem doleva) a poté (když přestane hořet slupkový vodík) postupně chladnou a jejich zářivý výkon klesá (diagonální pohyb doprava a dolů). U hmotných jader je pak vývoj zpočátku velmi rychlý, takže je většinou pozorujeme jako již chladnější a méně zářivé, ale relativně málo rozměrné mlhoviny, zatímco méně hmotná jádra zastihneme ještě v horizontálním vývoji, tedy v poměrně zářivé fázi, kdy rozměry samotné mlhoviny jsou již poměrně velké [19].

Planetární mlhoviny ovšem nejsou jen rozpínající se AGB obálky vybuzené k záření. Kdyby to tak bylo, jejich hustoty a rychlosti expanze by musely být nižší než pozorujeme. Jakmile dojde k odhalení jádra původní AGB obálky, nastane nová fáze ztráty hmoty – hvězdný vítr urychlovaný absorpcí záření ve spektrálních čarách. Protože konečná rychlost hvězdného větru je úměrná únikové rychlosti, tento nový hvězdný vítr je mnohem rychlejší než vítr původní AGB hvězdy. Interakce těchto dvou větrů je pak zodpovědná za pozorovanou hustotu a rychlost expanze. Díky interakci hvězdných větrů se dá vysvětlit i tvarování planetárních mlhovin. To, že většinou nepozorujeme sféricky symetrické, ale spíše asymetrické mlhoviny, je následkem narušení izotropie jednoho z větrů. Důvodem pro toto narušení může být rotace hvězdy, magnetické pole či planetární mlhovina jako jedna ze složek dvojhvězdy. Výsledkem interagujících větrů je také slabě zářící halo obklopující planetární mlhovinu a tepelná emise v rentgenovém kontinuu.

1.5 Spektra planetárních mlhovin

Téměř všechny informace o hvězdných objektech získáváme z jejich elektromagnetických spekter. Spektra nám poskytují neocenitelné informace zejména o fyzikálních podmínkách panujících v místě, kde spektrum vzniká (jako je teplota a hustota), ale také např. o chemickém složení či červeném posuvu daného objektu. Ve zjišťování těchto parametrů nám pomáhá poloha a intenzita spektrálních čar a jejich rozšíření. Rozšíření spektrálních čar nám může napovědět o teplotě hvězd (Dopplerovo rozšíření v důsledku tepelného pohybu částic) a o hustotě (rozšíření srážkami částic). Jinou možností zjišťování parametrů hvězd je modelování hvězdy a její atmosféry a srovnávání vypočítaného toku záření s pozorovaným. Chemické složení zjistíme porovnáváním pozorovaného spektra s vypočítaným spektrem pro předpokládané složení. V tomto procesu nepotřebujeme studovat rozšíření čar, takže efektivně využíváme jejich ekvivalentní šířky.



Obrázek 1.3: Pozorované spektrum planetární mlhoviny NGC 7662. Na obrázku je znázorněno kontinuum pocházející z centrální hvězdy (absolutně černé těleso s teplotou 100000 K) a vypočítané kontinuum samotné mlhoviny. (převzato z [10])

Jestliže je plyn v místě vzniku záření dostatečně hustý, jeho spektrum je víceméně podobné spektru černého tělesa. U hvězd vzniká toto kontinuum v jejich hlubších a teplejších částech. U většiny hvězd se pak přes něj promítá jejich atmosféra, jejíž atomy nejsou plně ionizované, tudíž mohou absorbovat fotony o určité vlnové délce. Když se tyto fotony opět vyzáří, pocházejí z oblasti o nižší teplotě, než ze které pochází kontinuum, intenzita záření o dané vlnové délce je tedy nižší a my pozorujeme absorpční čáry. Jestliže se ve spektru vyskytují emisní čáry, může to svědčit o tom, že ve vrstvách vesmírného objektu se vyskytuje opačný teplotní gradient (teplota tedy s rostoucí vzdáleností od centra stoupá – v případě našeho Slunce emisní čáry vznikají v chromosféře a v koróně), nebo se zářící vrstva nepromítá na vnitřní objekt o vyšší teplotě. U planetárních mlhovin se jedná o druhý případ, jádro centrální mlhoviny je totiž ve srovnání s obalem velmi malé. Dochází tudíž k excitaci a ionizaci atomů rozpínající se obálky zářením vnitřní hvězdy a většina zářivého výkonu ze samotné planetární mlhoviny tudíž pochází z emisních čar.

Z těchto emisních čar by mělo být jednoduché určit chemické složení planetární mlhoviny, ukázalo se však, že některé z čar neodpovídají žádnému známému prvku. Byl proto zaveden nový prvek a byl pojmenován nebulium. Jak se však ukázalo později, žádné nebulium neexistuje a pozorované emisní čáry odpovídají zakázaným čarám některých těžších prvků. Přechody mezi energiovými hladinami odpovídajícími zakázaným čarám jsou o několik řádů méně pravděpodobné než přechody mezi jinými hladinami. Když se elektron dostane na takovou hladinu (nazývá se metastabilní), většinou se do nižší hladiny nedostane vyzářením fotonu, ale díky tzv. superpružné srážce s jinou částicí, kdy se energie uvolněná přechodem přemění v kinetickou energii jedné z částic. Toto se děje v prostředí, které je dostatečně husté. Planetární mlhoviny jsou ovšem objekty natolik řídké (řidší než nejlepší vakuum realizované na Zemi), že k takovýmto srážkám prakticky nedochází a k přechodu nakonec přece jen dojde vyzářením fotonu.

Ve spektrech planetárních mlhovin pozorujeme ultrafialové kontinuum pocházející z fotosféry horké centrální hvězdy a také kontinuum samotné mlhoviny. Hlavní příspěvek do kontinua mlhoviny ve viditelné oblasti pochází z volně-vázaných přechodů, ke kterým dochází při rekombinaci elektronu a protonu. U atomů vodíku také dochází k tzv. dvoufotonové emisi, kdy se elektron v atomu vodíku, nacházející se v metastabilní hladině, deexcituje vyzářením dvou fotonů místo jednoho, přičemž součet jejich energií odpovídá energiovému rozdílu mezi hladinami. Kontinuum v infračervené části spek-

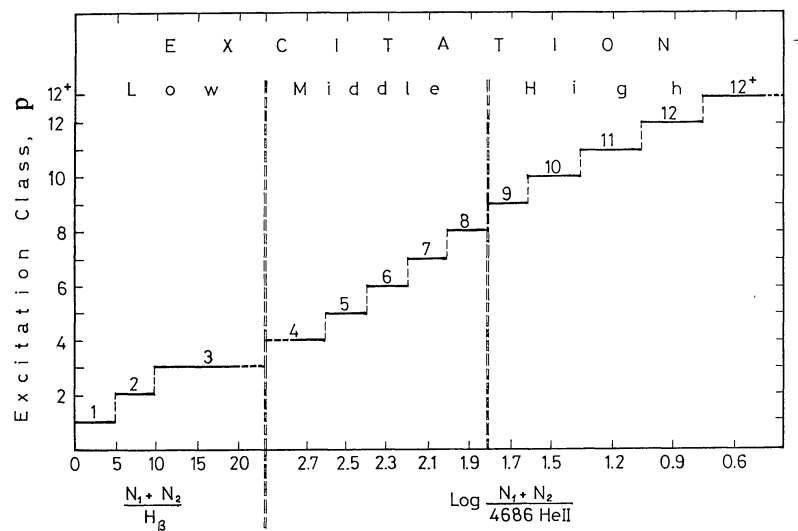
tra pochází z prachové složky planetárních mlhovin, která je pozůstatkem původní AGB obálky. Ke kontinuu v rádiovém oboru pak přispívají hlavně volně-volné přechody v plně ionizované části mlhoviny, slabé rentgenové kontinuum vzniká v horké bublině vytvořené interagujícími větry [20]. Čarovému spektru ve viditelném oboru dominují rekombinační čáry vodíku $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$ a helia (k jejich srážkové excitaci díky nízké hustotě takřka nedochází, do excitované hladiny se tedy elektron dostane jen při rekombinaci. Při následných kaskádovitých přechodech na základní hladinu vznikají rekombinační čáry) a zakázané čáry kyslíku a jiných těžších prvků. Největší ze zakázaných čar jsou dvě čáry dvakrát ionizovaného kyslíku (nebuliové) na vlnových délkách 4959 \AA (N_1) a 5009 \AA (N_2), přičemž poměr intenzit těchto dvou čar je u všech planetárních mlhovin stejný, a to zhruba $I_{N_1} : I_{N_2} = 1 : 3$ [8]. Další zakázané čáry pocházejí od jednou ionizovaného kyslíku, jednou ionizovaného dusíku a u vysoce excitovaných mlhovin také čáry několikrát ionizovaného neonu, argonu či hořčíku. U plynných molekul, jako je např. CO a OH (také pozůstatek AGB obálky), dochází k přechodům mezi jejich vibračními a rotačními módy. Protože energetické rozdíly při přechodech mezi těmito módy jsou poměrně malé, jejich výsledkem jsou emisní čáry v infračervené oblasti spektra. S tím, jak planetární mlhovina stárne, optická hloubka obálky se snižuje a poměr záření v IR oblasti k celkovému toku se postupně snižuje [14].

1.6 Planetární mlhoviny v ultrafialové části elektromagnetického spektra

Ultrafialové spektrum se zpravidla rozděluje na tři oblasti: extrémní ($\sim 600 - 1000 \text{ \AA}$), vzdálenou ($1000 - 2000 \text{ \AA}$) a blízkou ($2000 - 3000 \text{ \AA}$). Ve své práci budu rozebírat spektra ze vzdálené ultrafialové oblasti. Systematické pozorování hvězdné oblohy v ultrafialové oblasti začalo v roce 1978 díky družici International Ultraviolet Explorer, která úspěšně působila až do roku 1996. Spektra, která budu zpracovávat, pocházejí právě z této družice.

Přesná podoba spekter planetárních mlhovin a intenzit jednotlivých čar závisí hlavně na jejich excitační třídě (Obrázek 1.4). Excitační třída je nezávislým parametrem, nedá se totiž určit jednoznačně z jiného parametru mlhoviny. V nejvyšší míře však závisí na teplotě jádra (vysoce excitované mlhoviny mají horké jádro) a udává míru excitace (ionizace) mlhoviny. Většinou se určuje z poměrů intenzit spektrálních čar [8]. Excitační třída se

mění v průběhu vývoje planetární mlhoviny, a to tak, že mladé planetární mlhoviny ($R \approx 0.07$ pc) mají nízkou excitační třídu, mlhoviny v intervalu poloměrů 0,08 – 0,15 jsou středně excitované a velké mlhoviny ($R > 0.4$ pc) jsou vysoce excitované [9].



Obrázek 1.4: Grafické znázornění závislosti excitační třídy na poměru intenzit určitých spektrálních čar. [9]

Vzdálenému ultrafialovému spektru planetárních mlhovin zpravidla dominuje rezonanční dublet třikrát ionizovaného uhlíku na vlnové délce 1550 Å. Tento dublet často vykazuje profil typu P Cygni a svědčí o úniku hmoty z centrální hvězdy. Další významnou čarou je rekombinační čára ionizovaného helia na 1640 Å. Intenzita obou těchto čar se snižuje se snižující se excitační třídou, ve velmi málo excitovaných mlhovinách mohou chybět úplně. Mezi další pozorované emisní čáry patří např. polozakázaný dublet 1906–1909 CIII, dále $\text{L}\alpha$, 1335 CII, 1400 OIV, 1487 NIV nebo 1747 NIII. V blízkém ultrafialovém spektru je nejintenzivnější zakázaný dublet 2433+2416 [NeIV] a dále čáry ionizovaného uhlíku, kyslíku a hořčíku [20]. Ultrafialové kontinuum pochází hlavně z centrální hvězdy, v menší míře také z dvoufotonové emise vodíku a z volně-volných přechodů.

1.7 Jádra planetárních mlhovin

Nejdůležitější charakteristikou pro vlastnosti a vývoj jader planetárních mlhovin je jejich hmotnost (stejně jako pro ostatní vesmírné objekty). Jako střední hodnota hmotnosti těchto hvězd se udává $0,6 M_{\odot}$. Tuto hmotnost můžeme získat porovnáním teoretických vývojových modelů s tím, co pozorujeme, nebo ze znalosti efektivní teploty a povrchového gravitačního zrychlení (většinou zjištěné z modelování atmosféry centrální hvězdy) [32]. Výsledná hmotnost z obou těchto metod se shoduje právě na uvedených $0,6$ hmotností slunečních, přesto se ale mezi nimi vyskytují jisté nesrovnalosti. [32]

Samotná jádra jsou méně prozkoumána než jejich zářící obálka, a to ze dvou hlavních důvodů: Kontaminace jejich spektra emisemi ze samotné mlhoviny (slabé kontinuum pocházející ze zářící obálky je často připsáno samotné hvězdě a ta nám pak vychází jasnější, než ve skutečnosti je) a jejich vysoká teplota (většina výkonu se vyzařuje v ultrafialové části spektra). Pro správnou spektrální klasifikaci jader planetárních mlhovin potřebujeme znát 3 parametry: efektivní teplotu, chemické složení povrchových částí a sílu hvězdného větru. Chemické složení a síla hvězdného větru jsou důležité, protože v podpovrchových oblastech centrálních hvězd stále dochází k jadernému hoření a tedy změně jejich povrchového složení, důsledkem hvězdného větru pak jádro neustále část své hmoty ztrácí.

Historicky první metodou zjišťování efektivní teploty jader planetárních mlhovin je Zanstrova metoda. Je založena na předpokladu, že mlhovina je opticky tlustá pro fotony Lymanova kontinua. Energie těchto fotonů je pak vyzářena v rekombinačních čarách vodíku nebo helia. Samotná metoda spočívá v porovnání zářivého toku v určité čáře (nejčastěji $H\beta$) se zářivým tokem centrální hvězdy. Hlavní problém této metody skýtá právě zjištění zářivého toku centrální hvězdy. Dalším problémem je předpoklad optické tloušťky v daných vlnových délkách, ta se totiž v průběhu vývoje mlhoviny mění. Pomocí této metody byla určena minimální pozorovaná teplota jader na 25000 K (minimum k vybuzení obálky k záření) a maximální zhruba na 150000 K.

Existuje ještě několik dalších nepřímých metod určování efektivní teploty centrální hvězdy, tou nejpřesnější však je přímé pozorování ultrafialového kontinua centrální hvězdy (problém kontaminace spektra zářící obálkou však stále zůstává). To je dnes možné díky ultrafialovým teleskopům na oběžné dráze Země. Získané spektrum se pak porovnává s namodelovaným spektrem

(nebo spektrem absolutně černého tělesa). Díky této přímější metodě se maximální teplotní hranice posunula na zhruba 250000 K [14].

Jakmile známe efektivní teplotu centrální hvězdy, stačí nám k výpočtu jejího zářivého výkonu znát už pouze její vzdálenost. Právě určování vzdálenosti ale skýtá asi největší problém. Z toho, co zatím víme, vyplývá, že zářivý výkon jader planetárních mlhovin se pohybuje v rozpětí desítek až desetitisíců zářivých výkonů Slunce [14]. Co se týče určení stáří planetární mlhoviny, většinou se odhaduje z jejích rozměrů a z hmotnosti centrální hvězdy.

1.8 Spektra jader planetárních mlhovin

Zatímco spektra samotných planetárních mlhovin vykazují stejné rysy a jsou si navzájem poměrně podobná, spektra samotných centrálních hvězd se od sebe mohou lišit o mnoho více. Většina jader zatím není dostatečně spektroskopicky prozkoumána, ta, co prozkoumána byla, však mohou být roztržena do několika skupin (převzato z [8]):

- Wolf-Rayet (WR) – Jádra vykazující silně rozšířené emisní čáry a vysoce saturované profily typu P Cygni.
- Of – Přítomnost jak emisních, tak absorpčních čar.
- O – Ve spektru se vyskytují absorpční čáry, emisní čáry nepozorujeme.
- Kontinuum – Spektrum bez spektrálních čar, jádro tohoto typu je pravděpodobně bílý trpaslík, i když oproti bílému trpaslíku bez planetární mlhoviny je o mnoho zářivější a teplejší.

U některých jader pozorujeme kombinaci dvou typů spekter. V takových případech by se mohlo jednat o dvojnásobné jádro planetární mlhoviny. Nejvíce jader se známým spektrem se řadí do skupiny kontinuum (26 %). Druhá nejpočetnější skupina (20 %) vykazuje kombinaci WR + Of [8].

Kapitola 2

Hvězdný vítr

2.1 Hvězdné atmosféry

V následujících částech této kapitoly jsem čerpal hlavně ze zdrojů [16], [17] a [22].

Předtím, než se podíváme na typy hvězdného větru, bychom si měli podrobněji rozebrat hvězdné atmosféry, tedy oblasti vzniku hvězdného větru. Atmosféru definujeme jako oblast, ze které pochází pozorované záření hvězdy. Atmosféra hvězdy je slupka obalující samotnou hvězdu, která už není tak hustá a horká jako vnitřní části hvězdy (má tedy nízkou opacitu) a je průhledná pro část záření. Toto unikající záření tvoří veškerý zdroj informací, které o hvězdě můžeme získat. Stálý tok unikající energie svědčí o tom, že narozdíl od vnitřních částí hvězdy, které jsou v místní termodynamické rovnováze, hvězdné atmosféry v termodynamické rovnováze nejsou. Naprostá většina záření k nám přichází z části atmosféry zvané fotosféra. U některých hvězd existují ještě vyšší vrstvy atmosféry, a to chromosféra a koróna. Tyto dvě vrstvy jsou zajímavé tím, že v nich existuje opačný teplotní gradient než v nižších vrstvách. Koróna pak volně přechází do kosmického prostoru, nemá žádné ostré hranice. Důkazem existence hvězdných atmosfér je fakt, že hvězdy nezáří jako absolutně černé těleso.

Důležitou veličinou popisující vlastnosti atmosféry je její optická hloubka (tloušťka). Na povrchu fotosféry je optická hloubka rovna nule, v nejnižších částech fotosféry pak dosahuje velmi vysokých hodnot. Opacita (neprůhlednost) je pak dána převrácenou hodnotou součinu hustoty a střední volné dráhy fotonu. Hlavním zdrojem opacity ve hvězdách je fotoionizace a rozptyl fotonů (hlavně na volných elektronech) [18].

2.2 Hvězdné větry

Některé hvězdy nevyzařují pouze elektromagnetické záření, ale také samotnou hmotu (částice). Hvězdným větrem nazýváme ustálené proudění hmoty z povrchu hvězdy. Hvězda neustále ztrácí část své hmoty prostřednictvím hvězdného větru. Nejdůležitější charakteristikou hvězdného větru je rychlost ztráty hmoty (\dot{M}) a konečná rychlost hvězdného větru (v_∞). Hvězdný vítr hraje významnou roli hlavně u hvězd hlavní posloupnosti spektrální třídy O a také v pozdních stádiích hvězdného vývoje (i u méně hmotných hvězd). Z chladných pozdních vývojových stádií jsou to červení obři, veleobři a hvězdy asymptotické větve obrů (hvězdný vítr urychlován zářením v kontinuu) a z horkých hvězd jsou to zejména bílí trpaslíci a jádra planetárních mlhovin (hvězdný vítr urychlovaný absorpcí záření v čarách těžších prvků). Pro porovnání: Slunce přichází o zhruba 4×10^{-14} své hmotnosti ročně, kdežto hvězda AGB může v extrémních případech přijít až o 1×10^{-4} hmotností slunečních za stejnou dobu [18]. Hvězdné větry se ovšem neliší jen svou intenzitou, liší se zejména mechanismem svého vzniku.

Jednou ze základních rovnic popisujících vlastnosti sféricky symetrického hvězdného větru je rovnice kontinuity:

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(r)v(r), \quad (2.1)$$

kde r je vzdálenost od středu hvězdy, ρ je hustota a v je rychlost. Vyjadřuje zákon zachování hmotnosti, tedy že stejné množství hmoty proteče za sekundu v jakékoli vzdálenosti od hvězdy.

Další důležitou rovnicí je rovnice přenosu hybnosti, jejíž přibližným řešením je tzv. rychlostní zákon, který vyjadřuje závislost rychlosti hvězdného větru na jeho vzdálenosti od hvězdy:

$$v(r) \simeq v_0 + (v_\infty - v_0)\left(1 - \frac{R}{r}\right)^\beta, \quad (2.2)$$

kde R je poloměr hvězdy, v_0 je rychlost hvězdného větru těsně nad fotosférou a v_∞ je konečná rychlost hvězdného větru. Koeficient β vyjadřuje strmost rychlostního zákona. Obecně platí, že horké hvězdy mají hodnotu β zhruba 0.8 a jejich vítr je urychlen na konečnou rychlost v poměrně malé vzdálenosti od fotosféry. Větry chladných hvězd pak mají vyšší hodnotu β , jejich rychlostní zákon je tudíž méně strmý.

Spektrální čáry vznikající ve hvězdném větru se většinou dají odlišit od čar vznikajících ve fotosféře díky svému rozšíření a Dopplerovu posunu

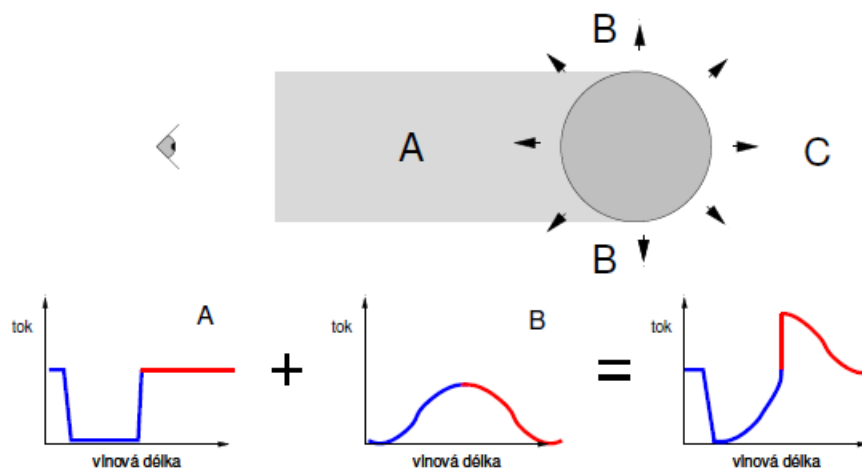
(hvězdný vítr proudí pryč od hvězdy). Tyto čáry mohou vznikat několika mechanismy. Tzv. rozptyl v čarách probíhá tak, že po fotoexcitaci elektronu v atomu dojde téměř ihned k jeho deexcitaci na původní hladinu. Ve vztažné soustavě atomu je vzniklý foton identický s původním, jen je vyzářen v náhodném směru. Pokud je původní hladinou základní stav (a jedná se o povolený přechod), vzniklé čáry se nazývají rezonanční čáry. Většina čar vykazujících P Cygni profily pochází z rezonančního rozptylu. Dalšími mechanismy vzniku spektrálních čar ve hvězdném větru může být rekombinace, excitace srážkami (hlavně v hustém a horkém prostředí) a stimulovaná emise (jen ve směru s nulovým rychlostním gradientem).

2.3 Profily typu P Cygni

Důkazem o existenci hvězdného větru ve hvězdném spektru jsou profily spektrálních čar typu P Cygni. Skládají se z absorpční části v krátkovlnné části čáry a z emisní části v dlouhovlnné části. Absorpční část spektrálních profilů typu P Cygni vzniká tak, že v části rozpínající se obálky (hvězdného větru), která se promítá na hvězdu, se profil absorpční čáry obálky posune do modřejší části spektra díky Dopplerovu posunu (obálka se k nám přibližuje). Emisní část pak vzniká v části obálky, která se na centrální hvězdu nepromítá. Tato část obálky se k nám stejnou mírou přibližuje a oddaluje, proto profil emisní čáry obálky není posunut ani k modré, ani k červené části spektra. Když se tyto dva efekty sečtou, vzniká profil spektrální čáry typu P Cygni (Obrázek 2.1). Analýzou profilu P Cygni je pak možné určit konečnou rychlost hvězdného větru a rychlost ztráty hmoty.

Čarami vykazujícími P Cygni profily, které nám napovídají o \dot{M} a v_∞ , jsou hlavně rezonanční čáry iontů uhlíku, dusíku a křemíku (v největší míře CIV, NV, OV). Rychlost hvězdného větru a rychlostní zákon můžeme určit z absorpční části P Cygni profilu (nejlépe z profilů se strmou absorpční částí jdoucí do nulových hodnot toku – satureovaných P Cygni profilů). Rychlost ztráty hmoty můžeme zjistit z nenasycených profilů, je to však o dost obtížnější, protože potřebujeme znát i poměrné zastoupení různě ionizovaných atomů v dané části hvězdného větru.

Ze studia P Cygni profilů centrálních hvězd planetárních mlhovin byla určena jejich typická rychlost ztráty hmoty. Pohybuje se řádově mezi 10^{-9} až $10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$. Typické konečné rychlosti jejich větrů se pohybují mezi 500 a 4000 km s^{-1} , přičemž úniková rychlost z jejich povrchu je 200 až 800 km s^{-1} [22].



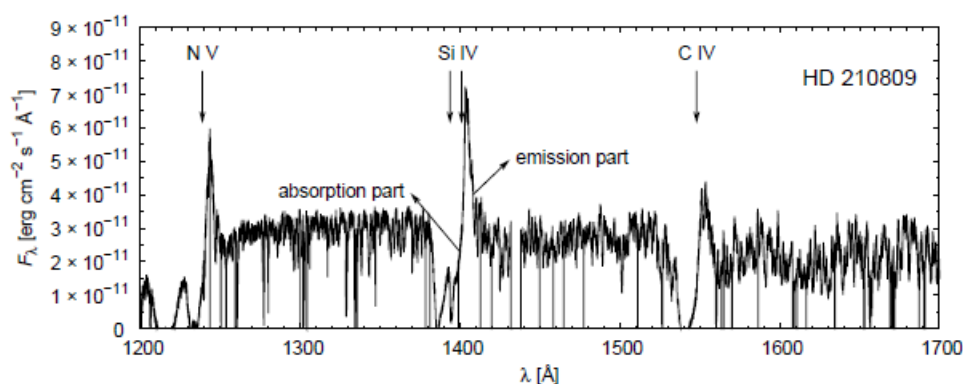
Obrázek 2.1: Vysvětlení vzniku profilů typu P Cygni. Z oblasti A pozorujeme absorpční spektrální čáru dopplerovsky posunutou do modré části spektra. Z oblasti B pozorujeme neposunutou emisní čáru. Při jejich sečtení vzniká profil typu P Cygni (převzato z [17])

2.4 Sluneční vítr

Hvězdný vítr v chladných hvězdách hlavní posloupnosti vzniká díky vysoké teplotě vnějších částí hvězdy, konkrétně chromosféry a koróny. Tyto dvě vrstvy mají takovou vlastnost, že v nich narozdíl od vnitřních částí hvězdy teplota s rostoucí výškou roste. Mechanismus ohřevu zatím není zcela objasněn. Podle některých teorií tato teplotní inverze vzniká tak, že dochází k přenosu lokálních (zamrzlých) magnetických polí z vnitřních částí hvězdy díky konvektivnímu přenosu látky. Vznikají tedy tzv. magnetohydrodynamické vlny, které mohou předávat svou energii vyšším vrstvám a oteplovat je. Koróna je natolik horká (až 10 milionů Kelvinů), že rychlost malé části jejích částic (daná Maxwellovým rozdělením rychlostí) může přesáhnout únikovou rychlost, čímž dochází k úniku látky do prostoru. Rychlosti hvězdného větru hvězd slunečního typu se pohybují mezi 300 až 1200 km s^{-1} [18]. Chemicky se hvězdný vítr skládá především z ionizovaných atomů vodíku a helia a z volných elektronů.

2.5 Hvězdný vítr urychlovaný absorpcí záření v čarách

U hvězd s vysokým zářivým výkonem se uplatňuje faktor, který u méně zářivých hvězd nehraje významnou roli. Je jím tlak záření. U chladnějších hvězd (obří, veleobří) je vítr urychlován absorpcí záření na prachových částicích, které absorbují na všech vlnových délkách, je tedy urychlován zářením v kontinuu. U horkých pozdních vývojových stadií hvězd (např. právě jádra planetárních mlhovin) je vítr urychlován v čarách těžších prvků. Na tento typ větru se podíváme podrobněji.



Obrázek 2.2: Část ultrafialového spektra horké hvězdy HD 210809. Jsou patrné profily spektrálních čar typu P Cygni, svědčící o rychlém hvězdném větru. (převzato z [17])

Horké hvězdy vyzařují většinu svého záření v ultrafialové oblasti elektromagnetického spektra. Vnější vrstvy jejich atmosfér obsahují různě ionizované těžší prvky, jako jsou uhlík či kyslík, jejichž absorpční čáry mají mnohem větší opacitu, než je opacita v kontinuu. Pro účinnost zářivé síly v tomto případě je důležitý rychlostní gradient ve hvězdném větru a s ním spojený Dopplerův posun. Ionty ve vrstvách blízko hvězdě absorbují fotony o určité vlnové délce, ionty dále od povrchu se však vzdalují rychleji a proto pro stejný energiový přechod musí absorbovat fotony o kratší vlnové délce (z hlediska statického pozorovatele). Tímto se absorpce a následná emise fotonů stává velmi účinnou pro urychlování hvězdného větru. Uvedený mechanismus pohání větry u hvězd hlavní posloupnosti, obrů a veleobrů

spektrálních tříd O, B a A, a také u centrálních hvězd planetárních mlhovin a bílých trpaslíků.

Elektromagnetické záření s sebou nese určitou energii a hybnost, kterou v určité míře předává hvězdnému větru a tím ho urychluje. Rychlost hvězdného větru je rovna téměř nule těsně nad fotosférou a dosahuje rychlosti v_∞ ve velké vzdálenosti od hvězdy. Jestliže ν_0 je klidová frekvence dané čáry, na které vítr absorbuje (nyní uvažujeme vítr poháněný jen jednou absorpční čarou), díky rychlostnímu gradientu ve větru budou absorbovány stejnou čarou fotony o vlnových délkách ν_0 až $\nu_0(1 + \frac{v_\infty}{c})$. Celkový zářivý výkon předaný hvězdnému větru díky jedné absorpční čáře je tedy:

$$L_Z = \int_{\nu_0}^{\nu_0(1 + \frac{v_\infty}{c})} 4\pi R^2 F_\nu d\nu, \quad (2.3)$$

kde F_ν je tok záření. Hybnost předaná hvězdnému větru zářením směřujícím radiálně od hvězdy je pak rovna L_Z/c , tedy:

$$\dot{M}v_\infty = \frac{1}{c} \int_{\nu_0}^{\nu_0(1 + \frac{v_\infty}{c})} 4\pi R^2 F_\nu d\nu \simeq \frac{4\pi R^2}{c} F_{\nu_0} \nu_0 \frac{v_\infty}{c}, \quad (2.4)$$

když uvažujeme, že tok záření v kontinuu v našem intervalu frekvencí je konstantní. Vidíme, že při této aproximaci nám z rovnice vypadne v_∞ a můžeme odhadnout rychlost ztráty hmoty \dot{M} jako:

$$\dot{M} \simeq 0.62 L_Z / c^2 \simeq L_Z / c^2, \quad (2.5)$$

při předpokladu, že fotosféra září jako absolutně černé těleso a že absorbuje čára je na vrcholu Planckovy křivky.

S přenosem hybnosti souvisí pojem zářivá síla (na jednotku objemu):

$$f_{zar} = \frac{1}{c} \int_0^\infty \chi F_\nu d\nu, \quad (2.6)$$

kde χ je extinční koeficient (skládá se ze dvou složek - absorpční a rozptylové).

Zářivou sílu můžeme rozdělit na dvě složky, na zářivou sílu v opticky tenkých čarách a zářivou sílu v opticky tlustých čarách. Pro opticky tenké čáry je výpočet jednoduchý:

$$f_{tenka} = \frac{\chi F_\nu}{c}, \quad (2.7)$$

χ je v tomto případě absorpční koeficient integrovaný přes všechny frekvence.

Pro zářivou sílu v opticky tlustých čarách ale bude výraz složitější, pro její obecný výpočet je totiž třeba znát řešení rovnice přenosu záření. Zde však můžeme použít tzv. Sobolevovu aproximaci. Ta souvisí se závislostí rychlosti hvězdného větru (a také frekvence, na kterých je vítr schopen absorbovat) na jeho poloměru (Obrázek 2.3). Když tuto závislost známe a ve vztažné soustavě, kde je hvězda v klidu, sledujeme určitý interval poloměrů, získáme interval frekvencí, na kterých vítr absorbuje. Analogicky, když zvolíme interval frekvencí, můžeme určit interval poloměrů, kde vítr absorbuje. Pro ostatní frekvence bude daná část průhledná. Pokud vybereme dostatečně malý interval frekvencí, můžeme řešit rovnici přenosu záření jen pro danou část větru, přičemž jinde bude intenzita v těchto frekvencích konstantní. Díky tomu můžeme definovat tzv. Sobolevovu délku (délka na ose x pro daný interval rychlostí)

$$L_S = \frac{v_{tep}}{\left(\frac{dv}{dr}\right)}, \quad (2.8)$$

kde v_{tep} je tepelná rychlost částic a $\frac{dv}{dr}$ je gradient rychlosti větru. Jednou z podmínek pro použití Sobolevovy aproximace je, že Sobolevova délka musí být menší než vzdálenost, na které se výrazněji mění podmínky ve větru. Sobolevova optická hloubka

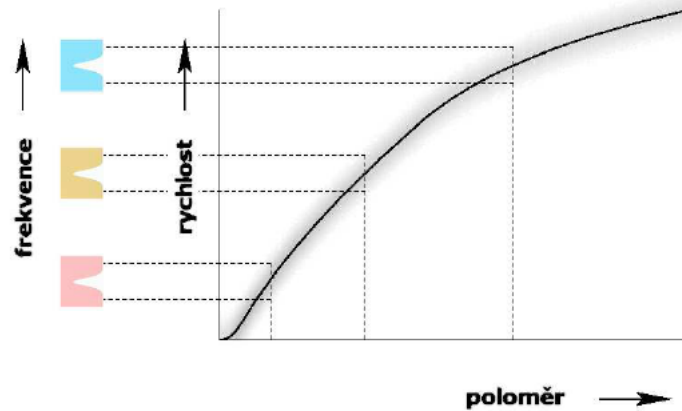
$$\tau_S \approx \frac{c}{\nu_0} \frac{\chi}{\left(\frac{dv}{dr}\right)} \quad (2.9)$$

je nepřímo úměrná gradientu rychlosti (souvisí to s faktem, že pokud máme strmější křivku, vítr absorbuje na menším intervalu poloměrů, je tedy celkově více průhledný než pro méně strmou křivku). ν_0 je zde klidová frekvence dané čáry. Pomocí Sobolevovy optické hloubky pak můžeme spočítat zářivou sílu v opticky tlustých čarách,

$$f_{tlusta} \approx \frac{\nu F_\nu}{c^2} \frac{dv}{dr}, \quad (2.10)$$

kteřá je gradientu rychlosti přímo úměrná. Obecně můžeme Sobolevovu aproximaci použít, když je rychlost větru o hodně větší než rychlost tepelného pohybu částic.

Pro získání jednoznačného výsledku pro zářivou sílu a rychlost ztráty hmoty je nutné zavést vhodnou parametrizaci. Nejčastěji se používá tzv. CAK teorie hvězdného větru, pojmenovaná podle Castora, Abbotta a Kleina (1975). Tito zavedli dva parametry, jeden související s poměrem zářivé síly



Obrázek 2.3: Sobolevova aproximace. Křivka znázorňuje rychlostní zákon. Rovnice přenosu záření pro určitou frekvenci je řešena jen na vyznačeném intervalu poloměrů. (převzato z [17])

pocházející z optiky tlustých a tenkých čar (α) a druhý udávající velikost zářivé síly (k). Z CAK teorie mimo jiné vyplývá, že konečná rychlost hvězdného větru (limitní rychlost v nekonečnu) je úměrná únikové rychlosti z povrchu hvězdy a rychlost ztráty hmoty je úměrná zářivému výkonu L_Z .

$$v_\infty \sim \sqrt{\frac{2GM(1-\Gamma)}{R}}, \quad (2.11)$$

kde R je poloměr hvězdy a Γ je tzv. Eddingtonův parametr, definovaný jako

$$\Gamma = -\frac{g_{el}}{g}, \quad (2.12)$$

kde g_{el} je velikost zářivého zrychlení způsobeného Thomsonovým rozptylem a g je velikost gravitačního zrychlení. Eddingtonův parametr pro hvězdu slunečního typu je roven zhruba 10^{-5} (za předpokladu, že by atmosféra byla zcela ionizovaná). Pro typickou hvězdu spektrální třídy O je však zářivé zrychlení na volných elektronech srovnatelné s gravitačním (Γ řádově 0,1). [17][16]

$$\dot{M} \sim L_Z^{\frac{1}{\alpha}}, \alpha \approx 0.5 \quad (2.13)$$

Zde α je zmíněný parametr. Dá se ukázat, že tzv. modifikovaná hybnost větru $\dot{M}v_\infty(R/R_\odot)^{1/2}$ pak závisí hlavně na zářivém výkonu hvězdy a jen velmi málo na její hmotnosti.

Podmínkou pro efektivní přeměnu energie fotonu na kinetickou energii částice je rovnost frekvence absorbovaného a vyzářeného fotonu [16]. Ukazuje se, že tato podmínka platí pro absorpci v čarách těžších prvků a pro rozptyl na volných elektronech (Thomsonův rozptyl).

Hvězdný vítr horkých hvězd tedy vzniká z větší části v důsledku absorpce záření v čarách těžších prvků (metalická složka hvězdného větru) a z menší části rozptylem na volných elektronech. Mohlo by se zdát, že po absorpci a vyzáření fotonu o stejné energii k žádnému urychlení nedochází, to by ale byla pravda jen kdyby foton po emisi pokračoval ve stejném směru jako před absorpcí. K emisi nicméně může dojít v jakémkoli směru, takže atom je přece jen urychlen, a to v míře závislé právě na směru emise fotonu. Vyzáření v původním směru tedy nevede k přenosu hybnosti, vyzáření do směru, ze kterého foton přiletěl, vede k nárůstu hybnosti iontu o dvojnásobek hybnosti fotonu. Z toho můžeme usoudit, že při izotropním rozptylu bude nárůst hybnosti iontů stejný jako při čisté absorpci. Zářivé zrychlení ve větrech horkých hvězd je uskutečňováno absorpcí a následnou emisí fotonů ultrafialového záření v rezonančních čarách prvků jako C, N, O nebo Si.

V některých případech může dojít i k tomu, že po absorpci a emisi je atom těžšího prvku o určitou energii připraven. Děje se tak proto, že čára je rozšířena a pokud dojde k absorpci fotonu z červenější části čáry, je posléze emitován trochu energetičtější foton (jeho vlnová délka je distribuována přes celou spektrální čáru, nejen přes její červenou část), který tímto o nějakou energii atom připraví. Může se samozřejmě dít i opačný proces a těmto procesům se říká Gayleyho-Owockého ohřev či ochlazování.

Kromě procesu předávání energie fotonů těžším prvkům a elektronům je vznik hvězdného větru podmíněn ještě druhým krokem. Tím je předání jejich energie atomům vodíku a helia (pasivní složka hvězdného větru). Mechanismus tohoto předávání energie závisí zejména na hustotě a metalicitě hvězdného větru. Pro dostatečně hustý vítr dochází k přenosu srážkami (obě složky větru lze v tomto případě brát jako jednu). Pro menší hustoty je část energie spotřebována na ohřev. Pro ještě menší hustoty postupně přestává docházet k přenosu hybnosti na pasivní složku, můžeme tedy získat čistě metalický hvězdný vítr.

2.6 Modelování atmosfér horkých hvězd a jejich hvězdného větru

Pro výzkum hvězdných atmosfér je velmi důležité jejich teoretické modelování. Na základě znalosti efektivní teploty, povrchového gravitačního zrychlení a chemického složení můžeme vytvořit tzv. syntetické spektrum, které posléze porovnáváme s pozorovaným a upravujeme vstupní parametry než dojde ke shodě. Pro výpočet syntetického spektra můžeme v některých případech použít modely LTE (local thermodynamic equilibrium), předpokládající lokální termodynamickou rovnováhu. Přesnější (a složitější) je vytvářet modely NLTE (non-local thermodynamic equilibrium). Významnými modeláři atmosfér jader planetárních mlhovin jsou Pauldrach a Hoffman. Tito pánové využili svých NLTE modelů atmosfér k odvození vztahů mezi zářivým výkonem a hmotností post-AGB hvězd (centrálních hvězd planetárních mlhovin). Z jimi vytvořeného spektra totiž dokázali určit tyto dvě veličiny nezávisle na sobě (zářivý výkon získali na základě vlastností hvězdného větru). Tímto se jim podařilo prokázat, že do té doby (2004) přijímaný vztah těchto dvou veličin, vycházející z teorie hvězdného vývoje, nebyl zcela správný. Do té doby totiž existovaly pouze LTE modely, které umožňovaly získat jen poměr M/L , a to za předpokladu správnosti vývojové teorie.

Základním údajem pro získání správného syntetického spektra je kromě znalosti efektivní teploty (zjištěné z poměrů stupňů ionizace některých těžších prvků) konečná rychlost hvězdného větru (získaná z profilů P Cygni) a její závislost na únikové rychlosti z povrchu hvězdy: $v_\infty \sim \sqrt{\frac{M}{R}}$. Postup je přitom takový, že pro danou teplotu a rychlost větru měníme poloměr (tudíž i hmotnost), dokud se syntetické spektrum neshoduje se skutečným. Kromě závislosti konečné rychlosti hvězdného větru na únikové rychlosti ještě pro větry poháněné zářením platí tzv. wind-momentum-luminosity relation (vztah mezi hybností větru a zářivým výkonem): $Mv_\infty = R^{-1/2}L^{1/\alpha}$, kde $\alpha \simeq 2/3$ (hodnota tohoto koeficientu lehce závisí na metalicitě a teplotě) [25].

Kapitola 3

Studium vzdálených ultrafialových spekter centrálních hvězd planetárních mlhovin

3.1 Postup

V této části se budu zabývat samotným zpracováním vzdálených ultrafialových spekter centrálních hvězd planetárních mlhovin. Pro čtyři vybrané planetární mlhoviny (byly vybrány na základě studia zdrojů [20], [22] a [25] jako vhodné ke studiu hvězdného větru) jsem si stáhl data naměřená družicí International Ultraviolet Explorer (IUE) ze serveru Multimission Archive at STScI (<http://archive.stsci.edu/index.html>). Kritériem pro výběr planetárních mlhovin byla existence jejich ultrafialového spektra ve vysokém rozlišení, výrazné spektrální čáry a vysoce saturované profily spektrálních čar typu P Cygni. Použitá spektra se nacházejí ve vzdálené ultrafialové oblasti, tedy v rozpětí vlnových délek 1000 – 2000 Å. Zpracování vybraných spekter spočívalo v identifikaci výrazných spektrálních čar, diskuzi jejich původu a ve výpočtu konečné rychlosti hvězdného větru.

Pro určení konečné rychlosti hvězdného větru dané centrální hvězdy planetární mlhoviny je důležitá absorpční část P Cygni profilu spektrálních čar. Pro přesné určení rychlosti jsou vhodné profily s výraznou absorpční částí jdoucí do nulových hodnot intenzity, tedy tzv. saturované profily typu P Cygni. Výpočet konečné rychlosti spočívá v proložení části kontinua a

absorpční části čáry vhodnou funkcí tak, aby byla určena poloha hrany spektrální čáry, tedy její vlnová délka zahrnující Dopplerův posun. Absorpční čára v P Cygni profilu je totiž posunuta do kratších vlnových délek právě díky hvězdnému větru, který se pohybuje směrem k nám. Po nalezení vlnové délky posunuté spektrální čáry a při znalosti klidové vlnové délky této čáry (získané z [34]) můžeme rychlost hvězdného větru vypočítat přímo z posunu vlnové délky v důsledku Dopplerova jevu:

$$\Delta\lambda = \frac{v_\infty}{c} \lambda_0. \quad (3.1)$$

V případě, že by bylo proudění hvězdného větru ustálené a sféricky symetrické, hrana P Cygni profilu by byla ostrá (Obrázek 2.1). Z pozorování však vyplývá, že tato hrana je téměř vždy rozšířená, tedy že horní část hrany (kde se profil setkává s kontinuem) je více posunutá než spodní část hrany (kde je absorpce maximální). Ukazuje se, že za toto rozšíření je zodpovědná turbulentní povaha proudění hvězdného větru. Spodní hrana profilu udává hledanou konečnou rychlost hvězdného větru v_∞ a horní hrana profilu tzv. krajní rychlost hvězdného větru v_{edge} [21]. Rozdíl těchto rychlostí pak udává dvojnásobek turbulentní rychlosti hvězdného větru v_{turb} . [6] Aproximací, kterou zde používáme, je předpoklad stejných turbulencí v různých vzdálenostech od hvězdy. Důvod vzniku těchto turbulencí zatím není zcela znám, předpokládá se však, že za ně jsou zodpovědné šokové vlny vznikající díky interagujícím hvězdným větrům [1].

Pro fitování funkcí do daných částí spekter jsem použil program GNU PLOT Version 4.2, který používá Levenbergův-Marquardtův algoritmus pro metodu nejmenších čtverců. Jako funkce dobře vystihující tvary hran P Cygni profilů a tudíž funkce vhodné k fitování byly vybrány Gaussova funkce a komplementární (převrácená) chybová funkce.

- Gaussova funkce

je prokládána ve tvaru:

$$f(x) = \begin{cases} a(1 - e^{-\frac{(x-b)^2}{2c^2}}), & x < b, \\ 0, & x > b, \end{cases} \quad (3.2)$$

kde b je hledaný parametr, udávající polohu (vlnovou délku) spodní hrany P Cygni profilu. Parametry a a c jsou volné parametry, a udává hodnotu toku v kontinuu, ve kterém se nachází absorpční čára a c udává sklon hrany profilu dané spektrální čáry. Parametr c je tedy úměrný turbulentní rychlosti hvězdného větru. Polohu horní hrany P Cygni profilu jsem odhadl jako vlnovou délku, ve které intenzita spektrální čáry dosahuje 0,95-ti násobku intenzity kontinua. Pro přesné určení vlnové délky horní hrany by bylo nutné provést další sérii fitování.

- Komplementární chybová funkce

je prokládána ve tvaru:

$$g(x) = a \operatorname{erfc}(bx - c), \quad (3.3)$$

kde parametr c udává polohu hrany absorpčního profilu, b jeho strmost a a hodnotu toku v kontinuu.

Jedná se o speciální funkci, obvykle definovanou:

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} e^{-t^2} dt. \quad (3.4)$$

Ačkoli tato funkce vystihuje tvar rozšířené spektrální čáry výborně, při zjišťování posunuté vlnové délky nastává problém. Funkce se totiž pro x jdoucí k nekonečnu limitně blíží nule a pro určení polohy hrany dané spektrální čáry by musely být použity složitější statistické postupy. Konečné rychlosti hvězdných větrů tedy byly určeny pouze z Gaussovy funkce, fitování chybovou funkcí je zde uvedeno spíše pro zajímavost. Odhady turbulentních rychlostí hvězdných větrů v_{turb} byly také určeny pouze z fitů Gaussovou funkcí.

Seznam čar vykazujících profily typu P Cygni byl převzat z [22] a seznam ostatních čar vyskytujících se ve vzdáleném ultrafialovém spektru z [20]. Pro označení čar používám jejich vlnovou délku v Ångströmech s názvem příslušného iontu. V Tabulce 3.1 jsou uvedeny klidové vlnové délky čar vyskytujících se v mých spektrech.

V P Cygni profilech daných spektrálních čar (Obr. 3.1 – 3.8) jsou vykresleny fity jak Gaussovou, tak chybovou funkcí. Svislé přerušované čáry označují interval, ve kterém byly tyto funkce fitovány.

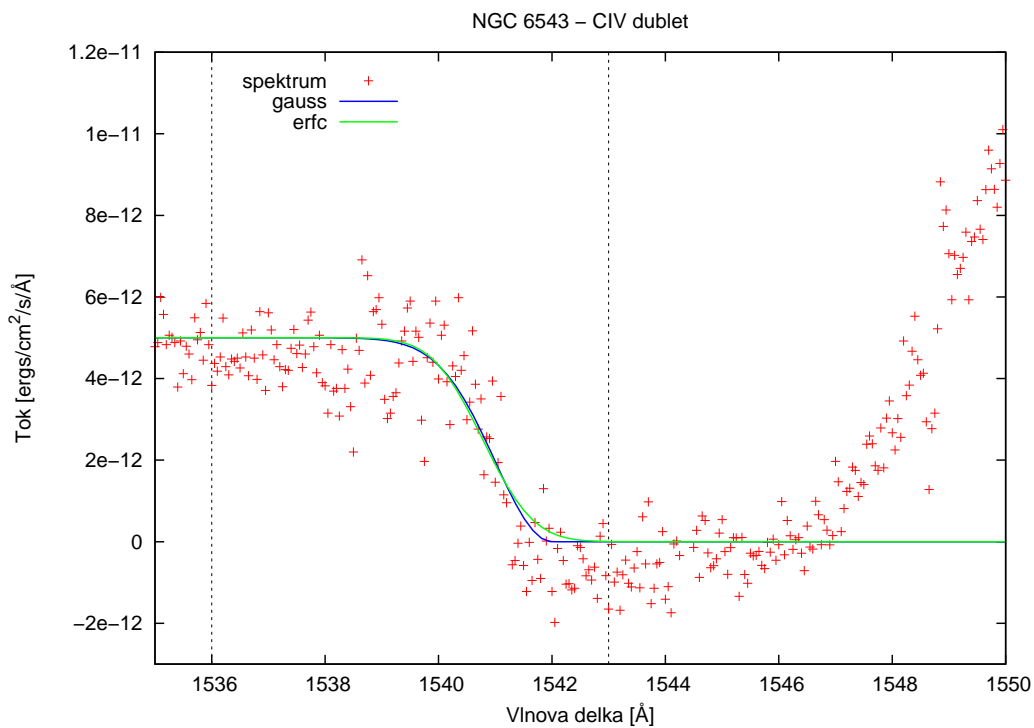
| Iont (P Cygni) | $\lambda[\text{\AA}]$ | Iont (ostatní) | $\lambda[\text{\AA}]$ |
|----------------|-----------------------|----------------|-----------------------|
| NV | 1238,821 | L_α | 1215,6682 |
| | 1242,804 | HeII | 1640,47 |
| CII | 1334,532 | OIII | 1664,035 |
| | 1335,708 | NiII | 1741,55 |
| OV | 1371,296 | SiII | 1808,013 |
| SiIV | 1393,755 | CIII | 1906,683 |
| | 1402,770 | | 1908,734 |
| CIV | 1548,195 | | |
| | 1550,770 | | |
| NIV | 1718,551 | | |

Tabulka 3.1: Klidové vlnové délky spektrálních čar vyskytujících se v mých spektrech. V prvním sloupci jsou čáry vykazující profily typu P Cygni, třetí sloupec obsahuje ostatní pozorované spektrální čáry.

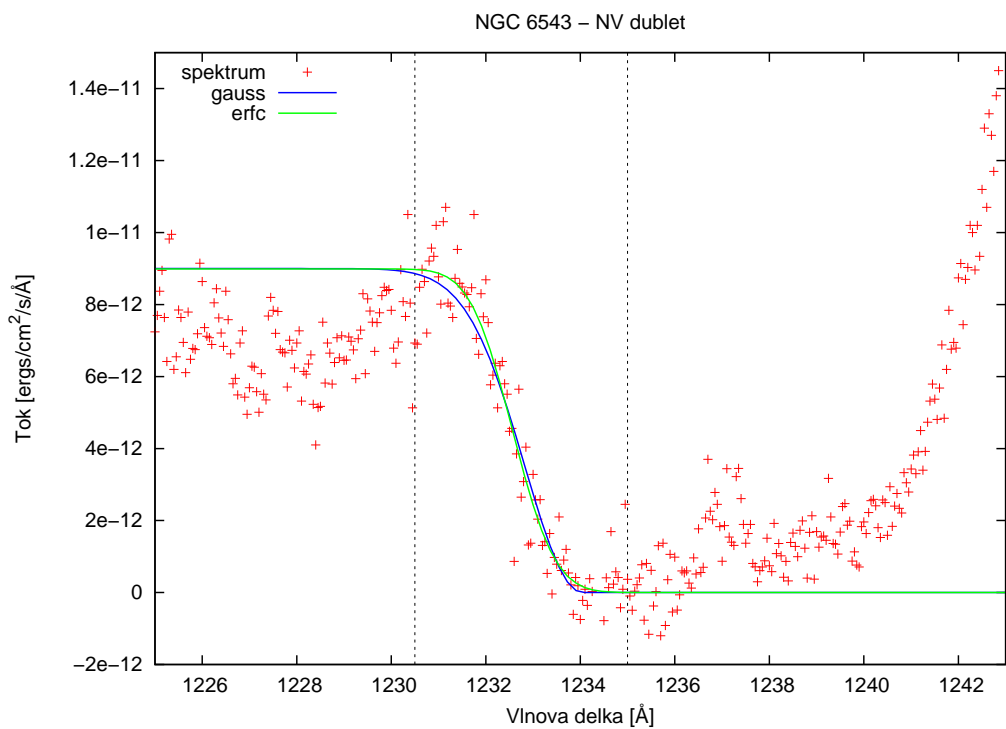
3.2 NGC 6543

Tato mlhovina je známější pod názvem Kočičí oko (Cat's Eye Nebula). Byla objevena v roce 1786 Williamem Herschelem a byla to první planetární mlhovina, která byla prozkoumána spektroskopicky (v roce 1864 Williamem Hugginsem). Nachází se velmi blízko severního pólu ekliptiky v souhvězdí Draka. Jedná se o jednu z nejkompexnějších planetárních mlhovin, které známe [35].

NGC 6543 je středně excitovanou planetární mlhovinou, její excitační třída je $p = 5$ [13]. Jako u naprosté většiny planetárních mlhovin, vzdálenému ultrafialovému spektru (viz Příloha Obr. 3.9) dominuje rezonanční dublet třikrát ionizovaného uhlíku 1548 + 1551 CIV. Tato čára spolu s dalším dubletem 1238 + 1242 NV jsou jedinými dvěma čarami v dané oblasti spektra vykazujícími plně saturovaný profil typu P Cygni. Právě tyto dvě čáry byly použity k výpočtu konečné rychlosti hvězdného větru. Co se týče intenzity, následuje polozakázaný dublet 1906 + 1909 CIII] a rekombinační čáry helia (1640 HeII) a vodíku (1216 L_α). Dále jsou patrné další tři čáry vykazující profily typu P Cygni, tentokrát neúplně saturované. Jsou to 1371 OV, 1719 NIV a dublet 1394 + 1403 SiIV. Z dalších méně výrazných emisních čar jsou patrné 1810 SiII, 1741 Ni II a dublet 1335 + 1336 CII (vykazující velice slabý profil typu P Cygni). Čáry NV a OV jsou nejvýše excitovanými čarami ve vzdálené ultrafialové oblasti. Konečná rychlost hvězdného větru



Obrázek 3.1: NGC 6543 – 1548 CIV



Obrázek 3.2: NGC 6543 – 1238 NV

byla určena z Dopplerova jevu díky pozorované vlnové délce čar 1548 CIV (Obr. 3.1) a 1238 NV (Obr. 3.2). Pozorovaná vlnová délka těchto čar byla určena z fitu Gaussovy funkce:

$$\begin{aligned}\lambda_{CIV} &= (1542,00 \pm 0.09) \text{ \AA}, \\ \lambda_{NV} &= (1234,03 \pm 0.08) \text{ \AA}.\end{aligned}$$

Konečná rychlost hvězdného větru určená ze vztahu (3.1) pak je:

$$v_{\infty} = (1180 \pm 20) \text{ km s}^{-1}.$$

3.3 NGC 6826

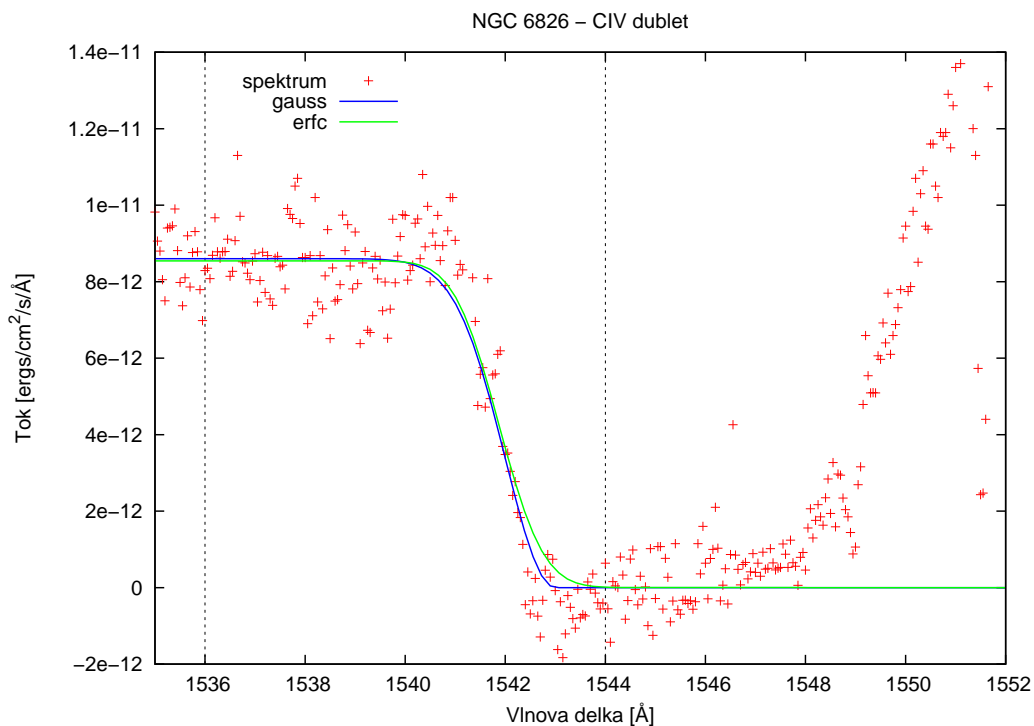
Planetární mlhovina NGC 6826 se nachází v souhvězdí Labutě a vyznačuje se velmi jasnou centrální hvězdou. Její zvláštní vlastností pak jsou dva emisní regiony na opačných stranách mlhoviny, tzv. FLIERS - Fast Low-Ionization Emission Regions. Jak tyto oblasti vznikly, zatím není spolehlivě objasněno [35].

NGC 6826 je vysoce excitovanou planetární mlhovinou ($p = 11$) [9]. Vzdálenému ultrafialovému spektru (Obr. 3.10) opět dominují dublety rezonančních čar 1548 + 1551 CIV a 1238 + 1242 NV. Dublet NV tentokrát ovšem není zcela saturován, nemůže být tedy použit k výpočtu konečné rychlosti hvězdného větru. Dalšími výraznými čarami vykazujícími profily typu P Cygni jsou opět 1371 OV, 1719 NIV a dublet 1394 + 1403 SiIV. Patrné jsou také rekombinační čáry 1640 HeII a 1216 L α . Výraznou emisní čarou je také dublet 1906 + 1909 CIII] a v menší míře 1604 OIII. Konečnou rychlost hvězdného větru tedy v tomto případě počítáme pouze z čáry 1548 CIV (Obr. 3.3):

$$\lambda_{CIV} = (1542,99 \pm 0.07) \text{ \AA}.$$

Výsledkem pak je:

$$v_{\infty} = (1010 \pm 20) \text{ km s}^{-1}.$$



Obrázek 3.3: NGC 6826 – 1548 CIV

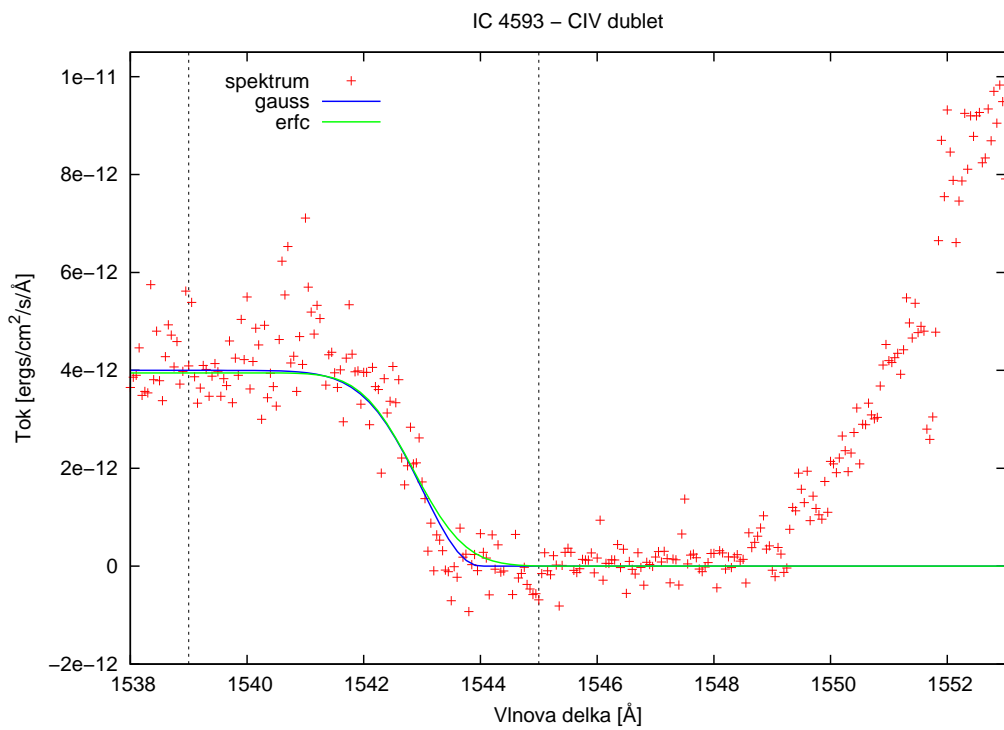
3.4 IC 4593

Planetární mlhovina IC 4593 se nachází v souhvězdí Herkula. Její zvláštností jsou bipolární proudy hmoty, zbarvené červeně díky emisi nízce excitovaného ionizovaného dusíku [35].

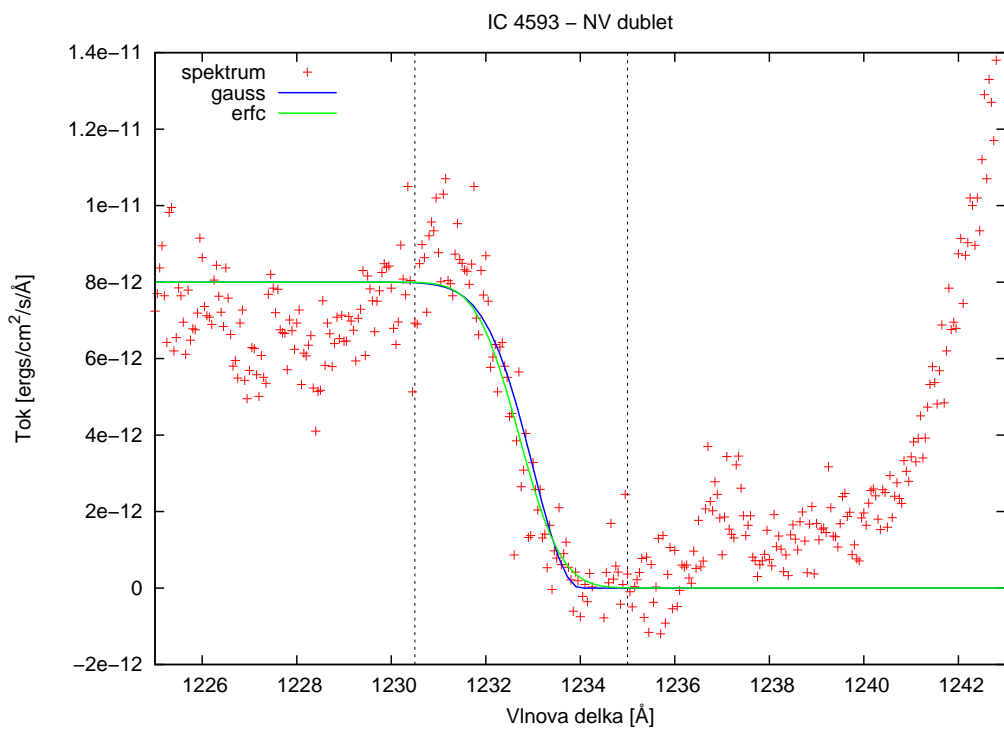
IC 4593 je nízce excitovanou mlhovinu ($p = 2$) [9]. Spektru (Obr. 3.11) opět dominuje dublet 1548 + 1551 CIV, dublet 1238 + 1242 NV je však již méně výrazný. Obě tyto čáry vykazující profil typu P Cygni jsou však plně saturované a vhodné k výpočtu konečné rychlosti hvězdného větru (Obr. 3.4 a 3.5). Ostatní spektrální čáry přítomné u předchozích mlhovin již nejsou tak výrazné, přesto se ve spektru vyskytují. Jsou to 1394 + 1403 SiIV, 1335 + 1336 CII, 1371 OV a 1719 NIV z čar vykazujících nesaturovaný profil typu P Cygni a rekombinační čáry 1640 HeII a 1216 L α . Posunuté vlnové délky čar 1548 CIV a 1238 NV jsou:

$$\lambda_{CIV} = (1544,00 \pm 0.09) \text{ \AA},$$

$$\lambda_{NV} = (1234,00 \pm 0.08) \text{ \AA}.$$



Obrázek 3.4: IC 4593 – 1548 CIV



Obrázek 3.5: IC 4593 – 1238 NV

Konečná rychlost hvězdného větru pak je:

$$v_{\infty} = (990 \pm 180) \text{ km s}^{-1}.$$

3.5 IC 418

Planetární mlhovina IC 418 se nachází v souhvězdí Zajíce. Její alternativní název je Spirograph Nebula, její tvar totiž připomíná geometrické obrazce, které se dají vytvořit pomocí spirografu. Spolu s mlhovinou IC 4593 mají jádro o poměrně nízké teplotě jen něco málo nad limitem potřebným k ionizaci obálky [35].

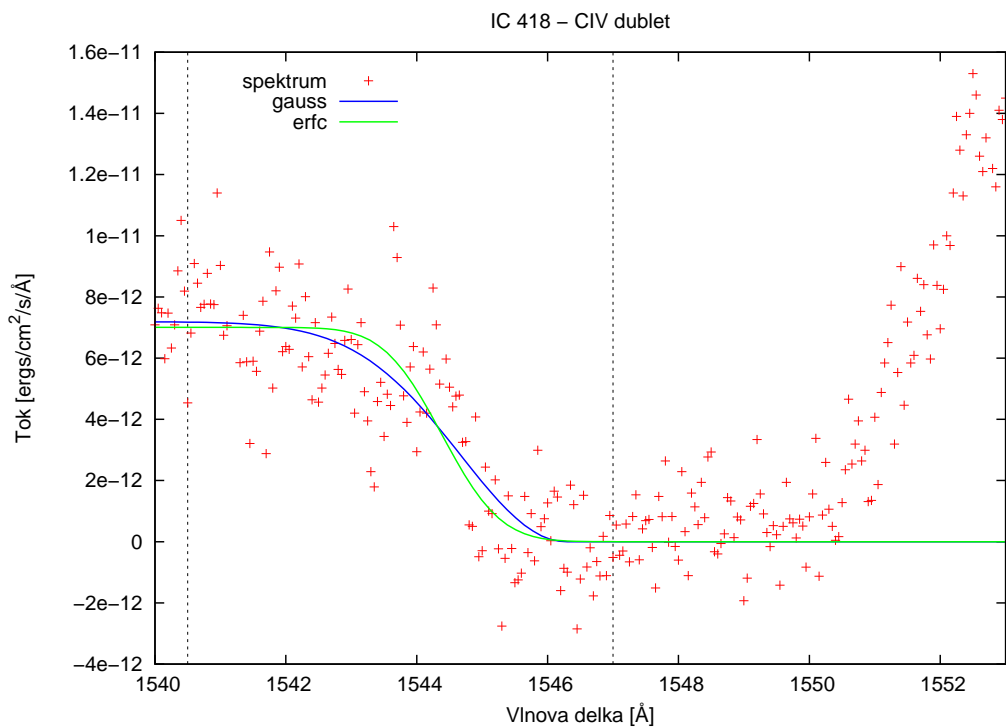
IC 418 je velmi nízce excitovanou mlhovinu ($p = 1$) [9]. Vzdálenému ultrafialovému spektru (Obr. 3.12) tentokrát dominují dva dublety jednou ionizovaného uhlíku, a sice 1335 + 1336 CII a 1906 + 1909 CIII. Intenzita ostatních spektrálních čar je nižší než u předchozích mlhovin. Dublet 1238 + 1242 NV není patrný téměř vůbec. Mezi čáry, které jsou stále poměrně patrné, patří 1394 + 1403 SiIV, 1371 OV a 1719 NIV, dále také 1640 HeII a 1216 L α .

K výpočtu konečné rychlosti je opět nejvhodnější plně saturovaná čára 1548 CIV (Obr. 3.6). Jako vhodné se jeví i dvě čáry třikrát ionizovaného křemíku 1394 SiIV (Obr. 3.7) a 1403 SiIV (Obr. 3.8), jejich saturace se ovšem ukázala být ne zcela dostatečnou a do konečného výsledku nebyly zahrnuty. Posunutá vlnové délky čar 1548 CIV, 1394 SiIV a 1403 SiIV:

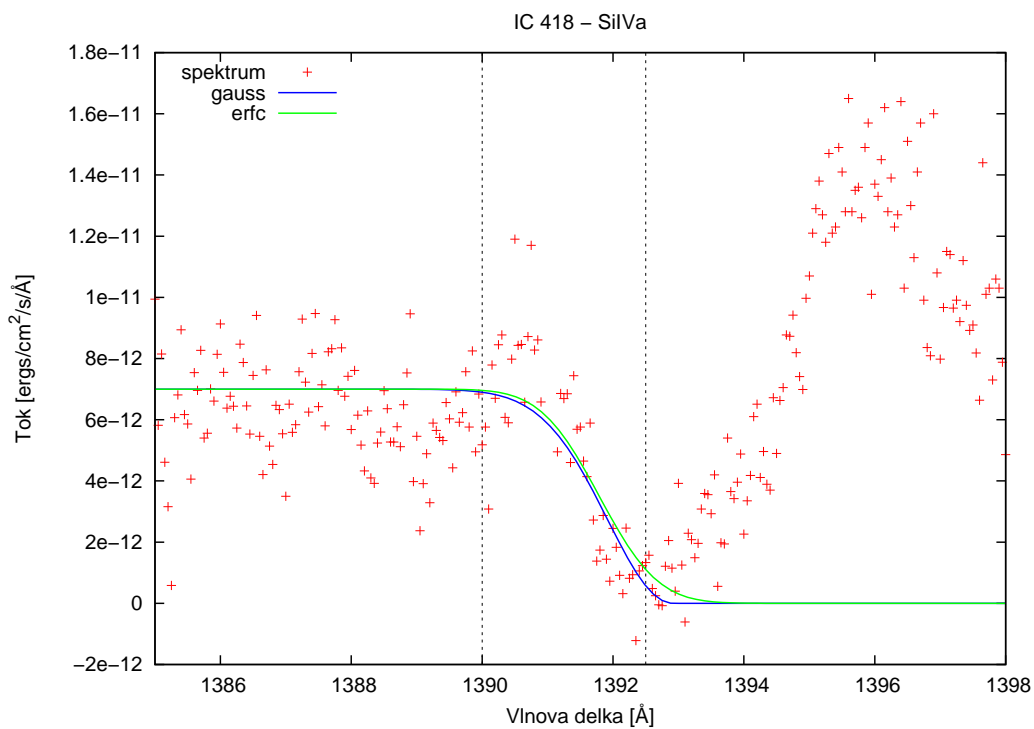
$$\begin{aligned}\lambda_{CIV} &= (1546,3 \pm 0,1) \text{ \AA}, \\ \lambda_{SiIVa} &= (1392,9 \pm 0,2) \text{ \AA}, \\ \lambda_{SiIVb} &= (1402,0 \pm 0,1) \text{ \AA}.\end{aligned}$$

Konečná rychlost hvězdného větru (pouze z čáry 1548 CIV):

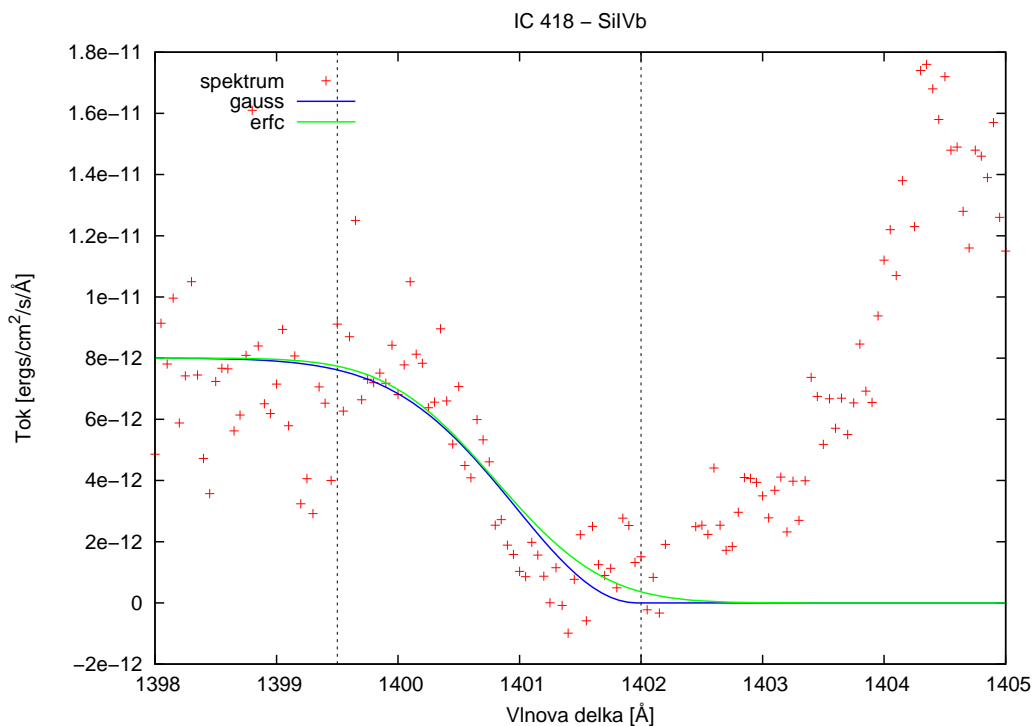
$$v_{\infty} = (370 \pm 30) \text{ km s}^{-1}.$$



Obrázek 3.6: IC 418 – 1548 CIV



Obrázek 3.7: IC 418 – 1394 SiIV



Obrázek 3.8: IC 418 – 1403 SiIV

3.6 Diskuze výsledků

3.6.1 Spektra

Z mého vzorku vzdálených ultrafialových spekter čtyř centrálních hvězd planetárních mlhovin je patrná jejich podobnost. Pozorované spektrální čáry jsou takřka stejné u všech vybraných mlhovin. Přítomnost výrazných P Cygni profilů je zřejmá (zejména v čáře CIV, nejvýraznější čáře všech centrálních hvězd planetárních mlhovin), byla totiž kritériem pro výběr spekter. U všech spekter pozorujeme rekombinační čáru vodíku $L\alpha$, u níž je patrné, že se jedná o absorpční spektrální čáru s emisním píkem uprostřed. Za absorpční profil je zodpovědná mezihvězdná extinkce neutrálními oblaky vodíku a za emisní pík geokoróna, řídká vrstva neutrálního vodíku, dosahující až do přibližně $15 R_Z$, ve které září vodík v rekombinačních čarách Lymanovy i Balmerovy série. Protože družice IUE se pohybovala ve vzdálenosti jen 4 – 7 R_Z , její data jsou emisí z geokoróny kontaminována. Ve všech vybraných spektrech je také patrná rekombinační čára HeII.

| Mlhovina | p | $T_{eff} [K]$ | sat. P Cygni | $\lambda [\text{\AA}]$ | $v_{\infty}^* [\text{km s}^{-1}]$ | $v_{\infty} [\text{km s}^{-1}]$ |
|----------|-----|---------------|--------------|------------------------|-----------------------------------|---------------------------------|
| NGC 6543 | 5 | 60000 | CIV | 1542,00 | 1200 | 1180 ± 20 |
| | | | NV | 1234,03 | 1160 | |
| NGC 6826 | 11 | 45000 | CIV | 1542,99 | 1010 | 1010 ± 20 |
| IC 4593 | 2 | 35000 | CIV | 1544,00 | 810 | 990 ± 180 |
| | | | NV | 1234,00 | 1170 | |
| IC 418 | 1 | 37000 | CIV | 1546,3 | 370 | 370 ± 30 |
| | | | SiIV | 1392,9 | 180 | |
| | | | SiIV | 1402,0 | 180 | |

Tabulka 3.2: Tabulka s parametry vybraných centrálních hvězd planetárních mlhovin. p je excitační třída, T_{eff} je efektivní teplota centrální hvězdy [20], sat. P Cygni jsou spektrální čáry vykazující saturovaný profil typu P Cygni, λ je pozorovaná vlnová délka spodní hrany dané spektrální čáry, v_{∞}^* je konečná rychlost hvězdného větru vypočítaná pouze z dané čáry a v_{∞} je konečný výsledek.

Podle [20] by měla závislost některých spektrálních čar silně záviset na její excitační třídě. Jedná se hlavně o čáry 1550 CIV, 1640 HeII a 1908 CIII, přičemž jejich intenzita by měla klesat spolu s excitační třídou (což logicky souvisí s faktem, že záření centrální hvězdy s nízkou teplotou neionizuje obálku v takové míře, jako záření vysokoteplotního jádra). Toto platí hlavně pro samotné mlhoviny, moje spektra však pocházejí ve velké míře ze samotných centrálních hvězd, tuto závislost tudíž příliš nepozorujeme. Excitační třída totiž kromě efektivní teploty centrální hvězdy závisí i na jiných parametrech (např. na struktuře, vnitřní kinematice nebo chemickém složení). Ve spektru centrálních hvězd tyto parametry nehrají velkou roli, závislost intenzit spektrálních čar (pocházejících z centrální hvězdy) by proto měla záviset pouze na efektivní teplotě jádra. Efektivní teploty jsou uvedeny v tabulce 3.2 a byly převzaty z [20].

V mých spektrech ani tato závislost není příliš výrazná (což je nejspíš způsobeno malým počtem studovaných spekter), přesto je patrné, že u dvou chladnějších centrálních hvězd (IC 4593 a IC 418) jsou spektrální čáry pocházející z centrální hvězdy méně intenzivní než u NGC 6543 a NGC 6826. Čáry pocházející z hvězdného větru centrální hvězdy jsou ty, které vykazují silně rozšířené profily typu P Cygni, přičemž ostatní čáry zřejmě pocházejí ze samotné mlhoviny (Tabulka 3.1). Toto rozdělení ovšem nemusí být tak jednoznačné a byla by k němu nutná podrobnější analýza.

| Mlhovina | sat. P Cygni | c [Å] | v_{edge} [km s ⁻¹] | v_{turb} [km s ⁻¹] |
|----------|--------------|-------------|----------------------------------|----------------------------------|
| NGC 6543 | CIV | 1,00 ± 0,08 | 1680 | 240 |
| | NV | 1,23 ± 0,05 | 1880 | 360 |
| NGC 6826 | CIV | 1,00 ± 0,04 | 1480 | 240 |
| IC 4593 | CIV | 1,00 ± 0,06 | 1290 | 240 |
| | NV | 1,00 ± 0,07 | 1760 | 300 |
| IC 418 | CIV | 1,6 ± 0,1 | 1140 | 390 |
| | Si IV | 1,0 ± 0,1 | 710 | 270 |
| | Si IV | 1,0 ± 0,2 | 700 | 260 |

Tabulka 3.3: c udává míru rozšíření hrany Gaussovy funkce, v_{edge} je odhad krajní rychlosti hvězdného větru (určen z Dopplerova jevu pro odhadnutou vlnovou délku horní hrany P Cygni profilu) a v_{turb} je odhad turbulentní rychlosti hvězdného větru (určen jako polovina rozdílu v_{edge} a v_{∞}).

3.6.2 Konečné rychlosti hvězdného větru

Fitování profilů spektrálních čar jak Gaussovou, tak chybovou funkcí se ukázalo být velmi přesné. Chyba jednotlivých parametrů nepřesáhla jednotky procent, kromě případu neúplně saturovaných čar SiIV u mlhoviny IC 418, kdy chyba některých parametrů přesáhla 10 %. Z osmi fitovaných profilů se v šesti případech ukázala být vhodnější chybová funkce a jen ve dvou případech Gaussova. Jako kritérium pro porovnání vhodnosti jsem zvolil součet čtverců reziduí (final sum of squares of residuals). Přesto z již zmíněných důvodů byla pro výpočet rychlosti hvězdného větru zvolena posunutá vlnová délka určená pouze z fitu Gaussovy funkce.

V případě, že byla výsledná rychlost vypočítána z více spektrálních čar, její chyba byla určena ze zákona šíření chyb pro opakované měření stejné veličiny. V případě, že byl výpočet proveden pouze z jedné čáry, byla chyba určena pouze z chyby parametru posunuté vlnové délky. Z toho vyplývá, že by se mnou určeným neurčitostem rychlostí hvězdného větru neměla přisuzovat velká váha, obecně by se daly očekávat chyby větší, řádově až stovky kilometrů za sekundu.

Co se týče výsledných konečných rychlostí hvězdných větrů jednotlivých centrálních hvězd, hodnoty pro IC 4593 (990 km s⁻¹) a NGC 6826 (1010 km s⁻¹) vyšly poměrně dobře v porovnání s [25], kde autoři uvádějí hodnoty ze svých vypočítaných spekter jako 850 km s⁻¹, respektive 1200 km s⁻¹. Moje výsledky u mlhovin IC 418 (370 km s⁻¹) a NGC 6543 (1180 km s⁻¹)

se ukázaly být o několik set kilometrů za sekundu nižší v porovnání s literaturou (podle [25] 800 km s^{-1} pro IC 418 a podle [20] 1900 km s^{-1} pro NGC 6543). Nesrovnalosti ve výsledcích jsou nejspíš zapříčiněny různými postupy při výpočtu. Můj postup byl velmi jednoduchý a spočíval přímo ve zpracování pozorovaných spekter. V literatuře, se kterou své výsledky srovnávám, jsou ovšem uvedeny složitější postupy, zahrnující komplexní modelování atmosfér centrálních hvězd. Důvodem je snaha o výpočet rychlosti ztráty hmoty centrální hvězdy, která se přímo ze spektra nedá určit snadno. Neúplná dokonalost modelů pak může mít za následek nepřesnost v některých vypočítaných parametrech, u [25] konkrétně mohla vést k nadhodnocení hmotností centrálních hvězd (u šesti z devíti centrálních hvězd je výsledná hmotnost větší než $1 M_{\odot}$). Příliš vysoká hmotnost centrální hvězdy pak vede k nadhodnocení únikové rychlosti z povrchu hvězdy, tudíž i konečné rychlosti hvězdného větru, jelikož ta je únikové rychlosti úměrná.

Pro vybrané centrální hvězdy byla určena také turbulentní rychlost hvězdného větru v_{turb} jako polovina rozdílu v_{edge} a v_{∞} . Pro určení této rychlosti bylo nutné odhadnout vlnovou délku horní hrany P Cygni profilu, výsledky je tudíž třeba brát opravdu jako odhady a mohou být zatíženy systematickou chybou. Pro přesné určení polohy horní hrany by bylo nutné provést další sérii fitování. Podle [6] se turbulentní rychlosti centrálních hvězd planetárních mlhovin pohybují mezi 100 a 350 km s^{-1} , podle [21] pak mezi $0,1$ a $0,2v_{\infty}$. Z tohoto srovnání vyplývá, že mé odhady jsou nejspíš lehce nadhodnocené.

Závěr

Na základě dat naměřených družicí International Ultraviolet Explorer byly ve vzdálených ultrafialových spektrech čtyř vybraných centrálních hvězd planetárních mlhovin identifikovány nejvýraznější spektrální čáry a byl diskutován jejich původ. Absorpční části spektrálních čar vykazující satureované profily typu P Cygni byly proloženy vhodnými funkcemi a ze zjištěné posunuté vlnové délky byly z Dopplerova jevu (při znalosti jejich klidových vlnových délek) vypočítány konečné rychlosti hvězdných větrů vybraných centrálních hvězd. Z rozšíření hran P Cygni profilů pak byly odhadnuty turbulentní rychlosti hvězdných větrů. Ukázalo se, že metoda výpočtu, ačkoli velice jednoduchá, vedla k poměrně dobrým výsledkům.

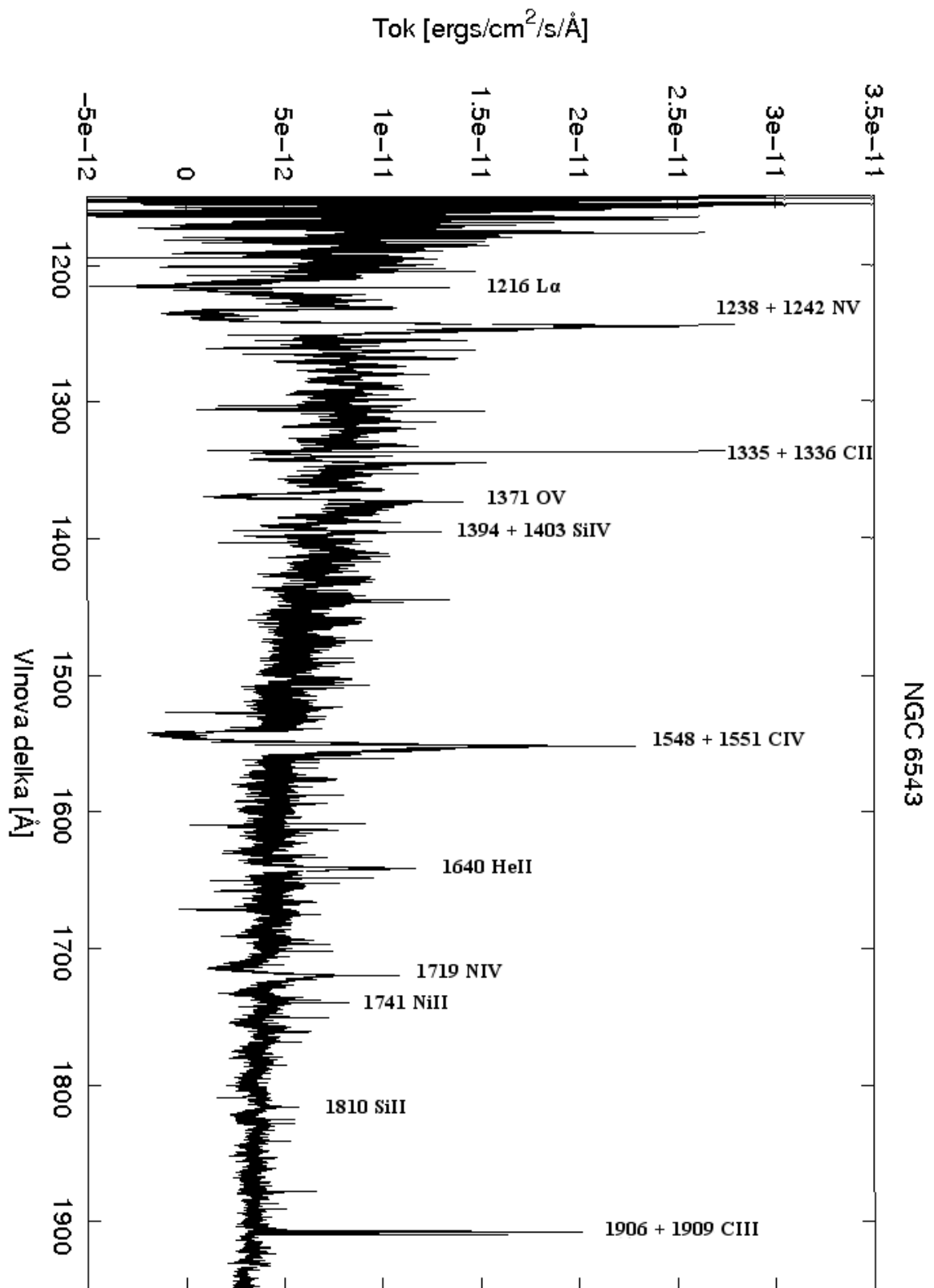
Literatura

- [1] Blomme R.: *The Terminal Velocity of the Stellar Wind in O-type Stars*, A&A **229** (1989) 513–526 .
- [2] Blocker T.: *Stellar evolution of low- and intermediate-mass stars*, A&A **299** (1995) 755–769.
- [3] Corcoran M.F., Heap S.R.: *Winds and Underlying Physical Parameters of Hot Stars: an Observational Approach*, ASPC **7** (1990) 294C.
- [4] Feibelman W.A.: *A Detailed Analysis of the Stellar and Nebular IUE Spectrum of the Peculiar 'OVI Sequence' Planetary Nebula NGC 40*, ApJ **514** (1999) 296–306.
- [5] Frew D. J., Parker Q. A.: *Planetary Nebulae as Astronomical Tools*, AIP Conf. Proc. **804** (2005) 11.
- [6] Groenewegen M.A.T., Lamers H.J.G.L.M.: *The Winds of O-stars I. an Analysis of the UV line profiles with the SEI Method*, A&A Suppl. Ser.**79** (1989) 359–383.
- [7] Groenewegen M.A.T., Lamers H.J.G.L.M., Pauldrach A.W.A.: *The Winds of O-stars II. The Terminal Velocities of Stellar Winds of O-type Stars*, A&A **221** (1989) 78–88.
- [8] Gurzadyan G.A.: *The Physics and Dynamics of Planetary Nebulae*, Astronomy & Astrophysics Library, 1997.
- [9] Gurzadyan G.A., Egikyan A.G. : *Excitation Class of Nebulae – An Evolution Criterion?*, Ap&SS **181** (1991) 73G.
- [10] Harrington J.P. et al.: *Ultraviolet Spectra of Planetary Nebulae – VI NGC 7662*, Mon.Not.R.astr.Soc. **199** (1981) 517–564.

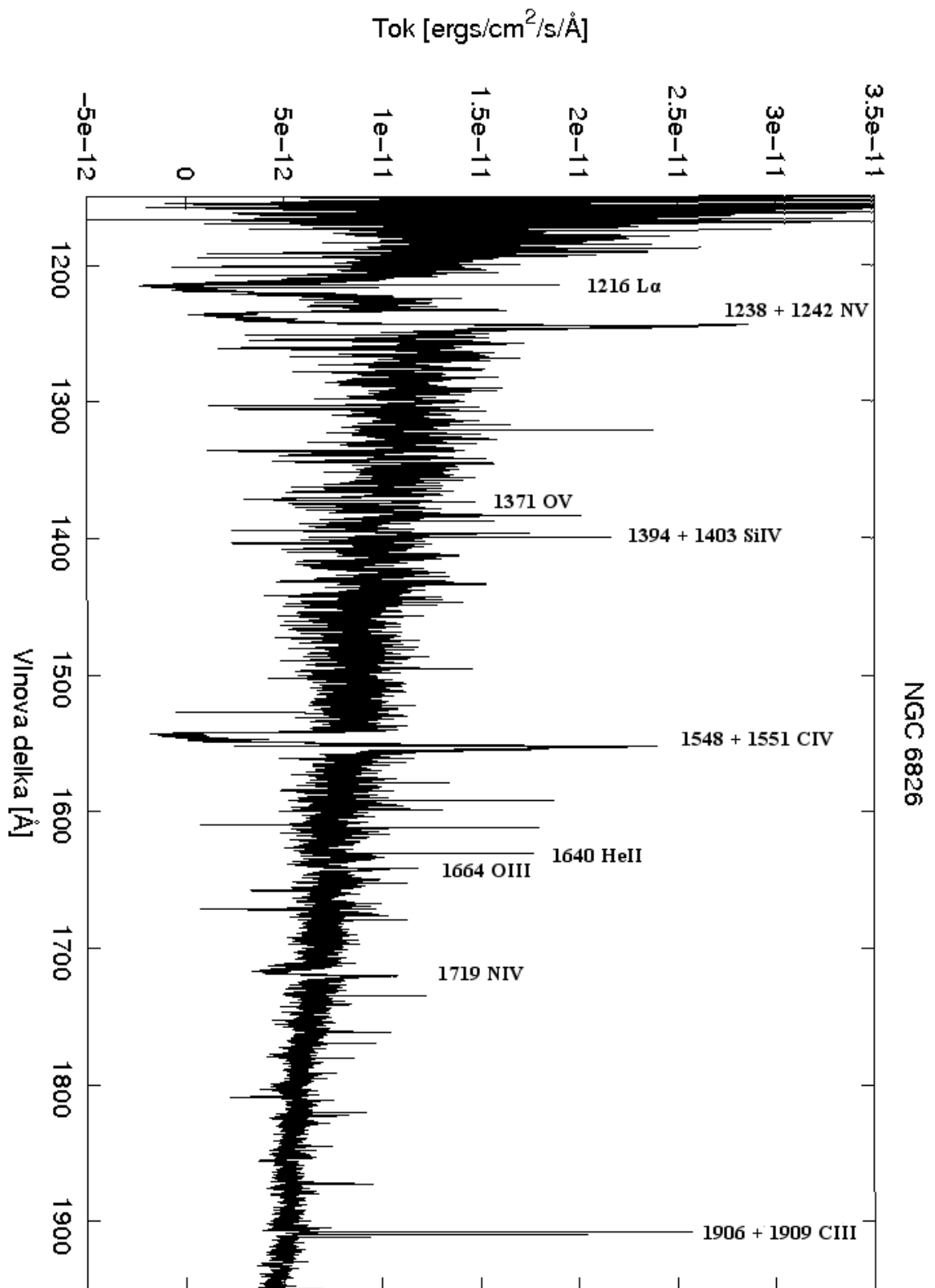
- [11] Howarth, I.D., Prinja R.K.: *The stellar winds of 203 galactic O stars: A quantitative ultraviolet survey*, ApJ SS **69** (1989) 527–592.
- [12] Hynes S.J.: *Planetary Nebulae*, Willmann-Bell, Inc., 1991.
- [13] Hyung S. et al.: *The optical spectrum of the planetary nebula NGC 6543*, Mon.Not.R.astr.Soc. **318** (2000) 77–91.
- [14] Kaler J.B.: *Planetary Nebulae and Their Central Stars*, Ann. Rev. A&A **23** (1985) 89–117.
- [15] Kaler J.B.: *The evolution of Large Planetary Nebulae and their Central Stars*, ApJ **271** (1983) 188–220.
- [16] Krtićka J., Kubát J.: *Radiatively Driven Winds of OB Stars – from Micro to Macro*, arXiv:astro-ph/0511443v1 (2005).
- [17] Krtićka J., Mikulášek Z.: *Horké hvězdy*, ÚTFA, PřF, MU, 2007.
- [18] Krtićka J., Mikulášek Z.: *Základy fyziky hvězd*, ÚTFA, PřF, MU, 2005.
- [19] Kwok S.: *Proto-planetary Nebulae*, Ann. Rev. A&A **31** (1993) 63–92.
- [20] Kwok S.: *The Origin and Evolution of Planetary Nebulae*, Cambridge University Press, 2000.
- [21] Lamers H.J.G.L.M. et al.: *Terminal velocities and the Bistability of Stellar Winds*, ApJ **455** (1995) 269–285.
- [22] Lamers H.J.G.L.M., Cassinelli J.P.: *Introduction to stellar winds*, Cambridge University Press, 1999.
- [23] Maciel W.J., Costa R.D.D., Idiart T.E.P.: *Planetary Nebulae and The Chemical Evolution of the Magellanic Clouds*, Revista Mexicana de A&A **45** (2001) 127–137.
- [24] Parker Q.A.: *The Macquarie/AAO/Strasbourg H α Planetary Nebulae Catalogue: MASH*, MNRAS **373** (2006) 79–94.
- [25] Pauldrach A.W.A., Hoffman T.L., Méndez R.H. : *Radiation-Driven Winds of Hot Luminous Stars*, A&A **419** (2004) 1111–1122.

- [26] Prinja R.K., Barlow M.J., Howarth I.D.: *Terminal Velocities for a Large Sample of O Stars, B Supergiants, and Wolf-Rayet Stars*, ApJ **361** (1990) 607–620.
- [27] Puls et al.: *Mass Loss from OB Stars*, AIP Conf. Proc. **1171** (2009) 123–135.
- [28] Puls J., Vink J.S., Najarro F.: *Mass Loss from Hot Massive Stars*, A&A Review **16** (2008) 209–325.
- [29] Sapar A., Sapar L., Poolamae R.: *Analytical Solutions for Saturated P Cygni Type Profiles*, Ap&SS **286** (2003) 333S.
- [30] Schoenberner D.: *Central Star Evolution – Historical Overview*, Acta Astronomica **43** (1993) 297–303.
- [31] Schoenberner D.: *Late Stages of Stellar Evolution: Central Stars of Planetary Nebulae*, A&A **103** (1981) 119–130.
- [32] Tytenda R.: *Observed Evolution of the Nebulae and Central Stars*, IAU Symposium **209** (2003).
- [33] Zijlstra A. A., Pottasch S. R.: *On the scale height of planetary nebulae*, A&A **243** (1991) 478.
- [34] http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html – online databáze National Institute of Standards and Technology.
- [35] <http://stars.astro.illinois.edu/sow/pn.html> – stránky Jima Kalera, profesora astronomie na University of Illinois.

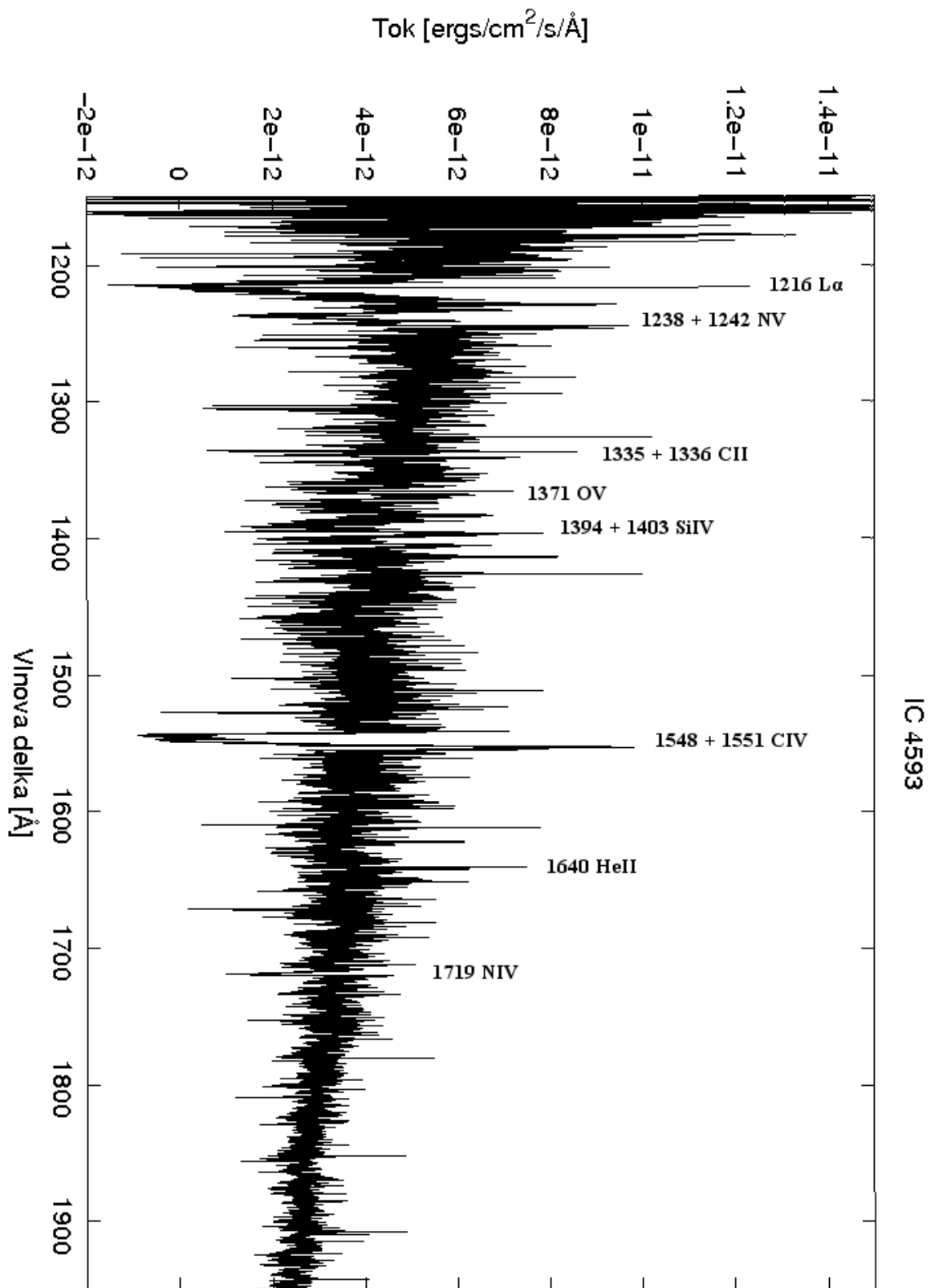
Příloha - Vzdálená
ultrafialová spektra čtyř
vybraných centrálních hvězd
planetárních mlhovin s
identifikovanými spektrálními
čarami



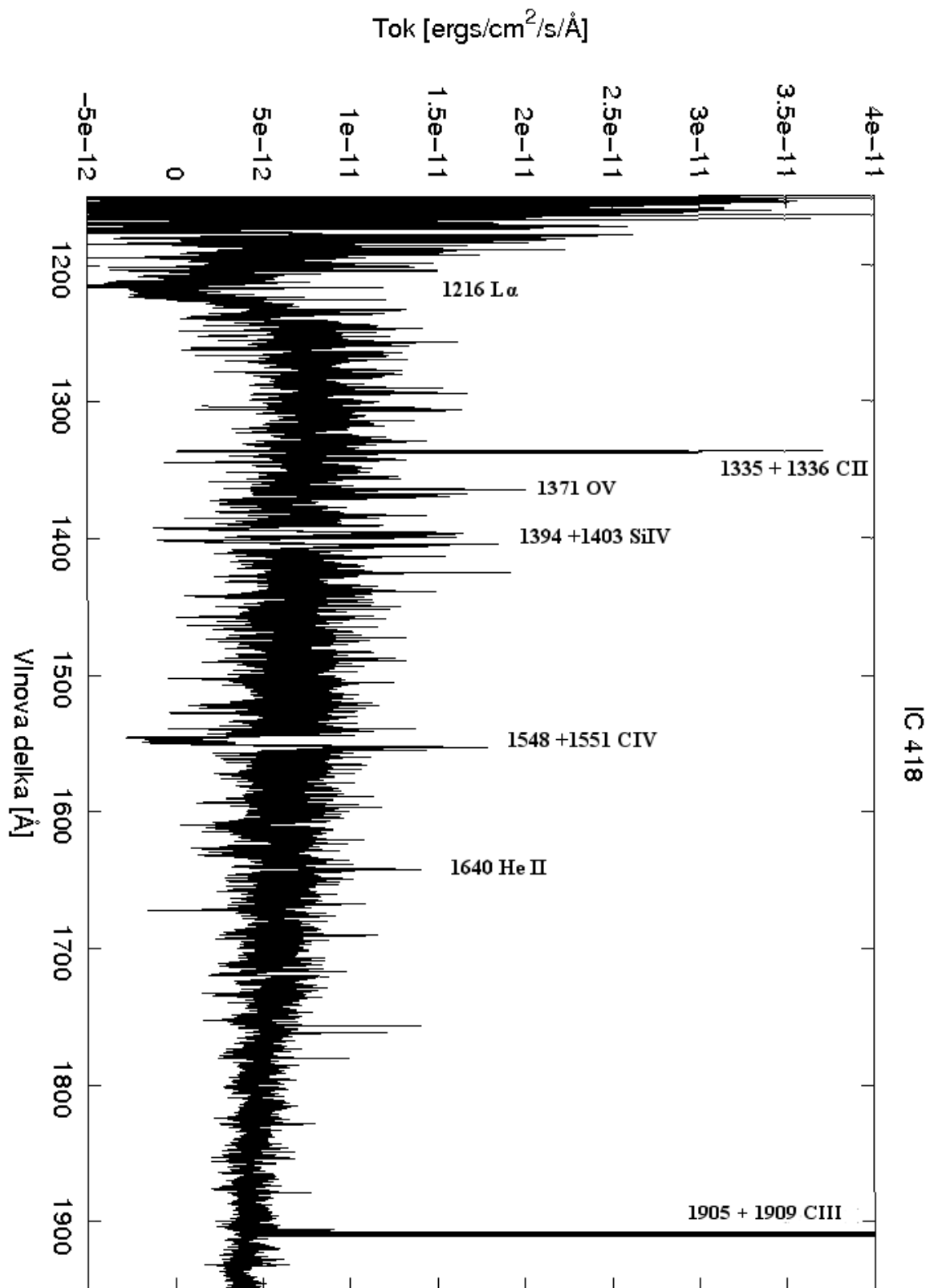
Obrázek 3.9: vzdálené ultrafialové spektrum NGC 6543



Obrázek 3.10: vzdálené ultrafialové spektrum NGC 6826



Obrázek 3.11: vzdálené ultrafialové spektrum IC 4593



Obrázek 3.12: vzdálené ultrafialové spektrum IC 418