

MASARYKOVA UNIVERZITA

Přírodovědecká fakulta

Ústav teoretické fyziky a astrofyziky



DIPLOMOVÁ PRÁCE

Ultrafialová spektroskopie planetárních mlhovin a jejich centrálních hvězd

Michal Almáši

Vedoucí diplomové práce:

prof. Mgr. Jiří Krtička, Ph.D.

Brno 2014

Bibliografický záznam:

Autor:	Bc. Michal Almáši Přírodovědecká fakulta, Masarykova univerzita Ústav teoretické fyziky a astrofyziky
Název práce	Ultrafialová spektroskopie planetárních mlhovin a jejich centrálních hvězd
Studijní program:	Fyzika
Studijní obor:	Teoretická fyzika a astrofyzika
Vedoucí práce:	prof. Mgr. Jiří Krtička, Ph.D. Ústav teoretické fyziky a astrofyziky, Přírodovědecká fakulta Masarykovy univerzity
Akademický rok:	2014
Počet stran:	75
Klíčová slova:	planetární mlhovina, ultrafialová spektroskopie, centrální hvězda planetární mlhoviny, emisní čáry

Bibliographic entry:

Author:	Bc. Michal Alnáši Faculty of Science, Masaryk University Department of Theoretical Physic and Astrophysics
Title of Thesis	Ultraviolet spectroscopy of planetary nebulae and their central stars
Degree Programme:	Physics
Field of Study:	Theoretical Physics and Astrophysics
Supervisor:	prof. Mgr. Jiří Krtička, Ph.D. Department of Theoretical Physics and Astrophysics, Faculty of Science, Masaryk university
Academical Year:	2014
Number of Pages:	75
Keywords:	planetary nebula, ultraviolet spectroscopy, central star of planetary nebula, emission lines



Masarykova univerzita

Přírodovědecká fakulta



ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

Student : Bc. Michal Almáši, učo 323472

Studijní program : Fyzika

Studijní obor : Teoretická fyzika a astrofyzika

Ředitel Ústavu teoretické fyziky a astrofyziky PřF MU Vám ve smyslu Studijního a zkušebního řádu MU určuje diplomovou práci s tématem:

Ultrafialová spektroskopie planetárních mlhovin a jejich centrálních hvězd

Ultraviolet spectroscopy of planetary nebulae and their central stars

Zásady pro vypracování: Ultrafialová spektroskopie je klíčová pro pochopení záření planetárních mlhovin. Centrální hvězdy planetárních mlhovin vyzařují většinu svého záření v ultrafialovém oboru a právě především toto ultrafialové záření ionizuje planetární mlhoviny. Cílem diplomové práce je studium ultrafialového záření planetárních mlhovin a jejich centrálních hvězd. Pro tuto práci budou využita archivní spektra pořízená družicí IUE. Budou identifikovány jednotlivé emisní čáry pozorované ve spektru těchto mlhovin a na základě určení jejich intenzity budou učiněny závěry o podmínkách v planetárních mlhovinách.

Literatura:

Kwok, S.: The origin and evolution of planetary nebulae

Gurzadian, G. A.: The physics and dynamics of planetary nebulae

Barlow, M. J., Méndez, R. H.: Planetary nebulae in our galaxy and beyond

Po domluvě s vedoucím DP může být DP napsána v českém, slovenském a anglickém jazyce.

Abstrakt:

V predloženej práci sa zaoberám ultrafialovým žiarením planetárnych hmlovín a ich centrálnych hviezd. V teoretickej časti je popísaný vznik planetárnych hmlovín, ich štruktúra a tvar elektromagnetického spektra v ultrafialovej oblasti. Ďalej sú objasnené procesy fotoionizácie, žiarivej rekombinácie a zrážkovej excitácie, ktoré vedú k vzniku emisných čiar pozorovaných v spektrách planetárnych hmlovín. V praktickej časti práce sú stanovené intenzity výrazných emisných čiar identifikovaných v ultrafialovom spektre. Z pomeru intenzít emisných čiar je stanovená koncentrácia a teplota voľných elektrónov v desiatich planetárnych hmlovinách. Na základe týchto parametrov je odvodená hmota ionizovanej obálky pre jednotlivé planetárne hmloviny a empirický vzťah medzi hmotou a polomerom ionizovanej obálky.

Kľúčové slová: planetární mlhovina, ultrafialová spektroskopie, centrální hvězda planetární mlhoviny, emisní čáry

Abstract:

In this work I study ultraviolet emission of planetary nebulae and their central stars. In the theoretical part the origin of planetary nebulae, their structure and their electromagnetic spectrum in ultraviolet region is described. There are also explained processes of photoionization, recombination and collisional excitation, which lead to emission lines observed in nebular spectra. Intensities of strong emission lines identified in ultraviolet spectra are estimated in practical part of work. Electron densities and temperatures for ten planetary nebulae have been obtained from the emission line ratios. On the base of these parameters, the ionized mass of ten planetary nebulae and the mass-radius relation are estimated.

Keywords: planetary nebulae, ultraviolet spectroscopy, central star of planetary nebula, emission lines

Rád by som poďakoval vedúcemu svojej práce prof. Jiřímu Krtičkovi, Ph.D., za cenné rady, odbornú pomoc a trpezlivosť pri konzultáciách. Veľká vďaka patrí aj mojej rodine, Rokymu, Pištovi a všetkým priateľom, ktorí ma v štúdiu podporovali.

Prehlasujem, že som svoju diplomovú prácu napísal samostatne a výhradne s použitím citovaných prameňov. Súhlasím so zapožičiavaním práce a jej zverejňovaním.

V Brne dňa 14.5.2014

Michal Almáši

Obsah

I	Teoretická časť	8
1	Úvod	9
2	Planetárne hmloviny	11
2.1	História objavu	11
2.1.1	Katalógy	13
2.2	Vývojová fáza hviezd	14
2.2.1	Asymptotická vetva obrov	15
2.2.2	Post-AGB	15
2.2.3	Jadro planetárnej hmloviny	16
2.2.4	Biely trpaslík	17
2.3	Morfologická klasifikácia	17
2.4	Planetárne hmloviny v Galaxii a mimo nej	19
2.5	Štruktúra planetárnej hmloviny	20
2.5.1	Interakcia hviezdnych vetrov	21
2.5.2	Centrálna hviezda	23
3	Spektrum planetárnych hmlovín	24
3.1	Emisné čiary	25
3.2	Povolené a zakázané prechody	26
3.3	Fotoionizácia	27
3.4	Rekombinácia	28
3.4.1	Optická hĺbka	30
3.4.2	Pôvod rekombinačných čiar	30

3.5	Zrážkova excitácia	31
3.5.1	Zakázané čiary	32
3.5.2	Podmienky vzniku zakázaných čiar	33
3.6	P Cygni profil	34
3.7	Ionizačná štruktúra planetárnej hmloviny	35
3.7.1	Elektrónová koncentrácia	37
3.7.2	Elektrónová teplota	39
II	Praktická časť	42
4	Spektroskopia planetárnych hmlovín	43
4.1	Výber objektov	43
4.2	Analýza ultrafialových spektier	45
4.2.1	SPLAT-VO	45
4.2.2	Identifikácia prvkov	46
4.2.3	Mezihviezdna extinkcia	47
4.3	Elektrónová koncentrácia	49
4.4	Elektrónová teplota	52
4.5	Stupeň ionizácie	55
4.6	Odhad ionizovanej hmoty	56
5	Záver	60
6	Referencie	61
7	Príloha - Ultrafialové spektrá študovaných planetárnych hmlovín a ich centrálnych hviezd	64

Časť I

Teoretická časť

Kapitola 1

Úvod

Planetárna hmlovina spolu so svojou centrálnou hviezdou patrí k jedným z neskorších vývojových štádií hviezd s počiatočnou hmotnosťou v rozmedzí $0,4 - 8 M_{\odot}$. Tieto ionizované plynné obálky sa vytvárajú v okolí hviezd nachádzajúcich sa v pokročilom štádiu vývoja, medzi asymptotickou vetvou obrov (asymptotic giant branch – AGB) a bielymi trpaslíkmi. Hviezda vo fáze AGB stratí postupne veľkú časť svojej hmoty vplyvom silného hviezdneho vetra. Z uvoľnenej látky sa v okolí hviezd vytvorí plynná obálka, ktorá je jednak ionizovaná žiarením z odhalených vnútorných vrstiev pôvodnej AGB hviezd, a jednak nútená expandovať vplyvom nového rýchleho vetra pochádzajúceho z jadra pôvodnej AGB hviezd. Vznikne tak planetárna hmlovina so svojou centrálnou hviezdou, z ktorej sa v ďalšej fáze stane biely trpaslík (Kwok 1999).

Centrálna hviezda, ktoré nazývame aj jadrá planetárnych hmlovín, patria medzi málo hmotné horúce hviezdy a sú charakteristické riedkym hviezdny vetrom s vysokou rýchlosťou až do 4000 km s^{-1} . Hviezdy majú hmotnosti okolo $0,6 M_{\odot}$, efektívnu teplotu medzi 3×10^4 a $2 \times 10^5 \text{ K}$ a žiarivý výkon v rozmedzí 10^3 a $10^4 L_{\odot}$ (Lamers a Cassinelli 1999). Hviezdny vietor jadra planetárnej hmloviny je urýchľovaný absorpciou žiarenia v spektrálnych čiarach a interaguje so zvyškami pôvodnej AGB hviezd, ktoré boli odvrhnuté hustým hviezdny vetrom s nízkou rýchlosťou (rádovo 10 km s^{-1}). V elektromagnetickom spektre centrálnej hviezd sa na niektorých rezonančných čiarach objavuje charakteristický P Cygni profil.

V porovnaní s vývojom iných vesmírnych objektov sa planetárne hmloviny formujú počas relatívne krátkeho obdobia, trvajúceho iba desiatky tisíc rokov ($30\,000 - 70\,000$ rokov, Zijlstra a Pottasch 1991). Na hviezdnej oblohe sú pomerne zriedkavým a málo preskúmaným astronomickým objektom. Doteraz bolo v našej Galaxii rozpoznaných viac ako 2000 hmlovín, iba časť z predpokladanej celkovej populácie najmenej 30000 v galaktickom disku (Frew a Parker 2005). S prihliadnutím na pozorovanú hustotu výskytu a rozloženie hmlovín smerom od galaktickej roviny môžeme odhadnúť, že v našej Galaxii vznikne približne jedna nová planetárna hmlovina za rok.

Z evolučného hľadiska prispieva štúdium planetárnych hmlovín k vysvetleniu dy-

namického vývoja hviezd a vesmíru. Planetárne hmloviny patria k jednému z dôležitých prechodových období hviezd. Avšak aj po 80 rokoch intenzívneho výskumu nie je dostatočne objasnený prechod hviezd medzi jedtlivými fázami AGB, post-AGB, jadra planetárnej hmloviny a bieleho trpaslíka. Objasnenie fyzikálnych procesov v hmlovinách je kľúčové k pochopeniu mechanizmu straty hmoty v pokročilom hviezdnom štádiu.

Hmloviny zároveň vracajú hmotu do medzihviezdneho priestoru a obohacujú ho ťažšími prvkami, ktoré vznikli termonukleárnymi reakciami v pôvodných AGB hviezdach. Hlboká konvenkcia v AGB hviezdach spôsobuje dokonca vynášanie prvkov ťažších ako železo smerom k vonkajším vrstvám. Medzihviezdny priestor sa tak obohatí napríklad o prvky, ktoré sú dôležité pri ochladení protohviezdnych mrakov, ich kolapsu a formovaní ďalšej generácie hviezd. Planetárne hmloviny sú tak spolu s Wolf-Rayetovými hviezdami a supernovami dôležitým činiteľom v samotnom vývoji vesmíru.

Z astrofyzikálneho hľadiska je planetárna hmlovina ideálny objekt na štúdium interakcie medzi hmotou a žiarením. Všetka energia planetárnej hmloviny pochádza len z centrálnej hviezdy. Atmosféra hviezdy emituje žiarenie, ktoré je následne absorbované časticami planetárnej hmloviny a po niekoľkých ďalších procesoch opúšťa hmlovinu. Žiarivé a zrážkové procesy absorpcie, fluorescencie a rozptylu žiarenia tu prebiehajú vo vysoko ionizovanom a veľmi riedkom plynnom médiu. Atómy v týchto podmienkach uskutočňujú aj nepravdepodobné prechody v diskretnom spektre energií, čím sa formujú inak zakázané spektrálne čiary (Gurzadyan 1997).

Kapitola 2

Planetárne hmloviny

2.1 História objavu

V nasledujúcich častiach tejto kapitoly som čerpal hlavne zo zdrojov Pottasch (1984) a Kwok (1999). Fyzikálne veličiny uvádzané v celej práci sú vyjadrené v sústave jednotiek CGS.

Planetárne hmloviny boli pôvodne zaraďované do jednej kategórie spolu s galaxiami a hviezdokopami. Patrili do skupiny tzv. nebulárnych objektov, ktoré sa pozorovanými vlastnosťami líšili od klasických hviezd, ale ešte nebol známy ich pôvod. Francúzsky astronóm Charles Messier objavil v roku 1764 prvú planetárnu hmlovinu, dnes známu ako NGC 6853. Mesier do roku 1784 postupne zostavil katalóg s približne stovkou neznámych astronomických objektov, kde zahrnul okrem galaxií a hviezdokop aj štyri planetárne hmloviny.

Na základe Messierových pozorovaní sa na nebulárne objekty zamerl aj anglický astronóm Wiliam Herschel, ktorý už v roku 1782 začal s komplexnou prehliadkou oblohy pomocou svojich veľkých teleskopov. S lepším rozlíšením nakoniec rozšíril Messierov katalóg o ďalšie dve stovky nových hmlovín. Herschel vyčlenil v publikácii z roku 1785 jednu novú skupinu hmlovín, ktoré mu svojím nejasným zelenkavým diskom pripomínali planéty a klasifikoval ich ako planetárne hmloviny. Herschel sa zároveň zaujímal o ich povahu a v roku 1791 publikoval názor, že hmlovina je slabo žiariaca plynná atmosféra, ktorá obklopuje jedinou centrálnu hviezdu, zatiaľ čo galaxia pozostáva z množstva vzdialených hviezd, ktoré iba nedokážeme medzi sebou rozlíšiť. Herschelove predpoklady boli založené na fakte, že centrálna hviezda (zväčša 8. magnitúdy) sa nachádzala presne v centre hmloviny, ktorá bola symetrická aspoň v jednom smere, čo ukazovalo na zriedenú plynnú látku nachádzajúcu sa v rovnakej vzdialenosti ako hviezda. Odlíšiť jednotlivé plynné hmloviny od hviezdnych galaxií sa definitívne podarilo až s príchodom spektroskopie. Laboratórne spektroskopy sa začali využívať aj na observatóriách, na pozorovanie Slnka a hviezd. Joseph Fraunhofer zamedzil v slnečnom spektre žiarenie kontinua s množstvom ostrých absorpčných čiar. Gustav Kirchhoff v roku 1859 objavil, že určité elementy v plynnej fáze emitujú čiary na

rovnakej vlnovej dĺžke ako slnečné absorpčné čiary a identifikoval tak približne 25 prvkov v atmosfére Slnka.

Prvé spektrum planetárnej hmloviny (NGC 6543) sa podarilo zhotoviť britskému astronómovi Wiliamovi Hugginsovi v roku 1864. Spektrum sa vyznačovalo jedinou jasnou emisnou čiarou. Použitím spektroskopu s menšou štrbinou a väčším rozlíšením sa ukázalo, že v elektromagnetickom spektre planetárnych hmlovín dominovalo niekoľko emisných čiar. Jedna bola identifikovaná ako čiara vodíka $H\beta$ Balmerovej série a ďalšie sa pripisovali neznámemu prvku zvanému nebulium, ktorý sa podarilo laboratórne určiť až v roku 1927 ako zakázaný prechod ionizovaného atómu kyslíka [OIII]. Začiatkom 20. storočia sa spektroskopcia rozvinula natoľko, že bolo možné z Dopplerovho posunu vlnovej dĺžky čiar zmerať radiálne rýchlosti hmlovín. Zároveň boli stanovené polohy rôznych typov hmlovín v rámci našej Galaxie. Všetky difúzne a planetárne hmloviny sa nachádzali blízko galaktickej roviny, zatiaľ čo špirálne hmloviny boli rovnomerne rozložené po celej hviezdnej oblohe okrem miest, ktoré zakrýval galaktický disk (tzv. Zone of Avoidance).

V roku 1918 porovnal tieto výsledky americký astronóm Heber Curtis a správne usúdil, že emisné hmloviny sú priamou súčasťou nášho galaktického systému, kým špirálne hmloviny sa nachádzajú mimo Galaxie, ako skupina medzi sebou vôbec nesúvisia a pravdepodobne sú samostatnými galaxiami. Americký astronóm Edwin Hubble pozoroval planetárne hmloviny na observatóriu v Mount Wilson a v roku 1922 našiel závislosť medzi hviezdnu veľkosťou centrálnej hviezdy a veľkosťou hmloviny. Na Hubblove predpoklady, že emisné spektrum hmloviny je výsledkom absorpcie spojitého žiarenia z centrálnej hviezdy, nadviazal v roku 1926 Donald Menzel s názorom, že všetko ultrafialové žiarenie od Lymanovho limitu $912 \text{ \AA}$ musí ionizovať vodíkové atómy v hmlovine, čo sa prejaví vysokou intenzitou vodíkových čiar (najmä $H\beta$).

Dánsky astronóm Herman Zanstra v publikácii z roku 1927 vysvetlil, že vodíkové a héliové spektrálne čiary sú emitované po zrážkovej rekombinácii medzi elektrónom a jadrom atómu vo fotoionizovanej hmlovine. Zanstra bol schopný stanoviť efektívnu teplotu centrálnej hviezdy z pozorovaného pomeru rekombinačného toku (v čiarach Balmerovej série vodíka) a toku spojitého hviezdneho žiarenia. Zanstra sa domnieval, že počet absorbovaných Lymanových fotónov v kontinuu sa rovná celkovému počtu rekombinácií vo všetkých hladinách, s výnimkou základného stavu. Zanstrova metóda ukázala, že efektívne teploty jadier planetárnych hmlovín boli veľmi vysoké, dokonca omnoho vyššie aké mali dovtedy známe horúce hviezdy. V rovnakom čase sa začalo uvažovať, že neznáme emisné čiary nepochádzajú od nejakých neobjavených chemických prvkov (nebulium), ale sú výsledkom nepravdepodobných prechodov známych elementov v nezvyčajných podmienkach. Henry Russel (1927) sa domnieval, že určité atómy excitované do metastabilných stavov by mohli mať dostatok času na emitovanie žiarenia, pretože v medzihviezdnej látke s nízkou hustotou nedochádza k okamžitej zrážkovej deexcitácii. Silné zakázané čiary v spektre planetárnych hmlovín teda spôsobovali známe prvky s vysokým zastúpením.

Americký fyzik Ira Bowen identifikoval v roku 1928 osem spektrálnych čiar ako prechody z metastabilných stavov ionizovaných prvkov dusíka (N^+) a kyslíka (O^{++} a O^{+++}).

Atómy mali o niekoľko eV vyššie energie ako v základnom stave a do metastabilných stavov boli zrejme zrážkovo excitované elektrónmi uvoľnenými z fotoionizácie vodíka. Bowen navyše v roku 1935 vysvetlil prítomnosť silných optických čiar kyslíka fluorescenčným mechanizmom. Paul Menzel a Lawrence Aller v roku 1941 ukázali, že zrážkové excitácie odoberajú voľným elektrónom kinetickú energiu a sú teda hlavným zdrojom ochladzovania plynu v planetárnej hmlovine. Menzel a Aller zistili, že elektrónová teplota nezávisí na efektívnej teplote centrálnej hviezdy a vplyvom ochladzovania v zakázaných čiarach musí byť nižšia ako 20000 K.

Prvé teoretické predpoklady o vzniku planetárnych hmlovín priniesol až sovietsky astrofyzik Jozif Šklovskij v práci z roku 1956. Šklovskij považoval hmloviny za hviezdy neskoršieho typu, potomka AGB hviezd a progenitora bielych trpaslíkov, a zároveň rozpoznal, že sa musia vyvíjať veľmi rýchlo. Na základe toho George Abell a Peter Goldreich v roku 1966 porovnali rýchlosti rozpínania planetárnych hmlovín s únikovými rýchlosťami na povrchu červených obrov a konštatovali, že planetárne hmloviny sú odvrhnutými atmosférami červených obrov. V priebehu ďalších rokov sa začalo formovanie planetárnych hmlovín spájať so stratou hmoty hviezd a vysvetľovať tzv. modelom interagujúcich hviezdnych vetrov (Kwok, Purton a Fitzgerald 1978), ktorý bude detailne popísaný v nasledujúcich kapitolách.

2.1.1 Katalógy

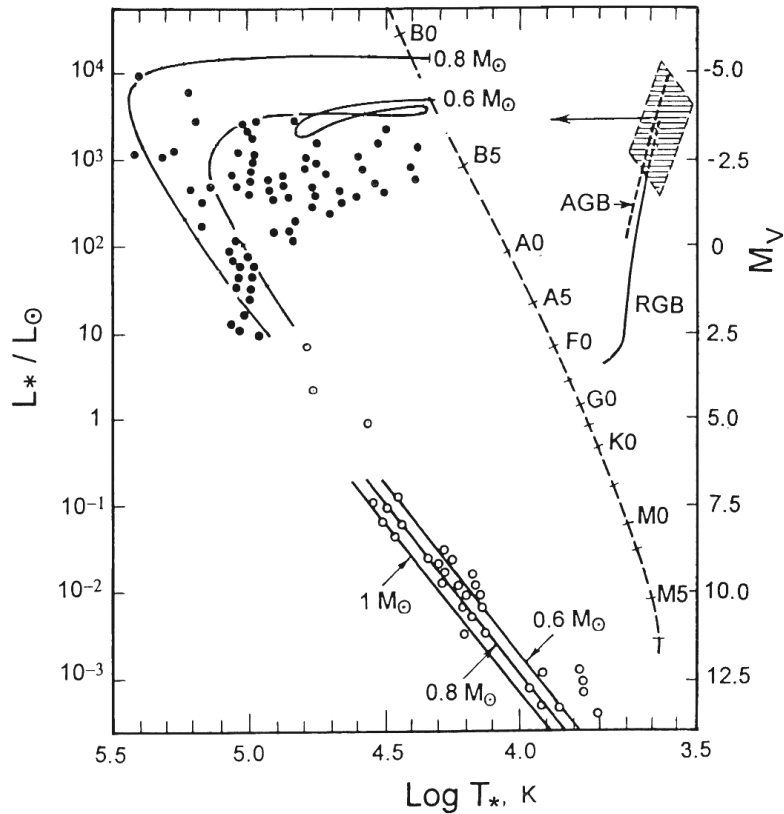
Prvý katalóg planetárnych hmlovín obsahujúci 78 fotografií zostavil Heber Curtis (1918). Počet zaznamenaných hmlovín sa vo Vorontsov-Velyaminovom katalógu (1934) zvýšil na 134. Československí astronómovia Luboš Perek a Luboš Kohoutek publikovali v roku 1967 rozsiahly Katalóg galaktických planetárnych hmlovín (Catalogue of Galactic Planetary Nebulae), ktorý obsahoval 1063 fotografií. V roku 1992 bol publikovaný Strasbourg/ESO katalóg galaktických planetárnych hmlovín (Strasbourg-ESO Catalogue of Galactic Planetary Nebulae) ktorý zahrňoval 1820 objektov, z toho 300 bolo správne preklasifikovaných na iné objekty (Acker et al. 1992). O štyri roky bol tento katalóg doplnený o ďalších 385 potvrdených a pravdepodobných planetárnych hmlovín v prvom dodatku s názvom First supplement to the Strasbourg-ESO Catalogue of Galactic Planetary Nebulae (Acker et al. 1996). Súčasne bola na Asutrálskom astronómickom observatóriu spustená komplexná prehliadka južnej galaktickej roviny (UK Smidt Telescope H α survey), ktorá okrem iného objavila niekoľko stoviek nových planetárnych hmlovín. Výsledkom bol Macquarie/AAO/Strasbourg H α Planetary Nebulae Catalogue (Parker et al. 2006).

Presná definícia planetárnej hmloviny neexistuje, a ich identifikácia je založená len na kombinácii morfológie a spektroskopie. Najbežnejšie objekty, s ktorými si môžeme planetárne hmloviny pomýliť, sú emisné galaxie, reflexné hmloviny, symbiotické hviezdy (čiže spektroskopické dvojhviezdy), hviezdy s plynnými obálkami alebo oblasti ionizovaného vodíka HII.

2.2 Vývojová fáza hviezd

Vývoj planetárnej hmloviny sa začína v dobe, kedy hviezda vo fáze asymptotickej vetvy obrov (AGB) stratí všetku hmotu z vonkajších vrstiev. Centrálna hviezda vplyvom silného hviezdneho vetra a opakovaných pulzácií odvrhne látku, z ktorej sa zformuje planetárna hmlovina. Hviezda prejde postupne vývojovými štádiami AGB, post-AGB, jadra planetárnej hmloviny a skončí ako biely trpaslík. Planetárne hmloviny tak patria k jednej z posledných fáz hviezdneho vývoja.

Na obrázku (2.1) je Hertzsprung-Russellov diagram ukazujúci teoretický vývoj planetárnych hmlovín s centrálnymi hviezdami s typickou hmotnosťou $0,6 M_{\odot}$ a $0,8 M_{\odot}$ (plná čiara). Čierne body sú vybrané jadrá planetárnych hmlovín so známou efektívnou teplotou T_e a žiarivým výkonom L , ktoré sa dostanú do fázy bielych trpaslíkov s hmotou v rozmedzí $0,6 M_{\odot}$ až $1 M_{\odot}$. V pravom hornom rohu HR diagramu nachádzame pôvodné hviezdy vo fáze horúcich červených obrov (RGB) a neskôr asymptotickej vetvy obrov (AGB). Biele krúžky označujú polohu bielych trpaslíkov na HR diagrame. Pre názornosť je v HR diagrame zobrazená aj hlavná postupnosť hviezd rozdelená spektrálnymi triedami BO až M5 (Gurzadyan 1997).



Obrázok 2.1: Planetarne hmloviny na HR diagrame (Gurzadyan 1997)

2.2.1 Asymptotická vetva obrov

AGB hviezdy patria medzi červených obrov, hviezdy, ktoré už majú vyhorené zásoby vodíka a ich obálka expandovala vplyvom zvýšeného žiarivého výkonu z horúceho jadra. Hviezda vo fáze AGB pozostáva z degenerovaného uhlíkovo-kyslíkového (C-O) jadra, nad ktorým sa nachádzajú tenké vrstvy hélia (He) a vodíka (H) a nasleduje hrubá konvektívna obálka, ktorá tvorí väčšinu polomeru hviezdy. Degenerovaný plyn výborne vedie teplo, takže hviezda má v celom objeme jadra približne rovnakú teplotu. Atmosféra AGB hviezd je veľmi riedka a na okraji má nízke gravitačné zrýchlenie. Na obrázku (2.2) vľavo je schématický prierez AGB hviezdy.

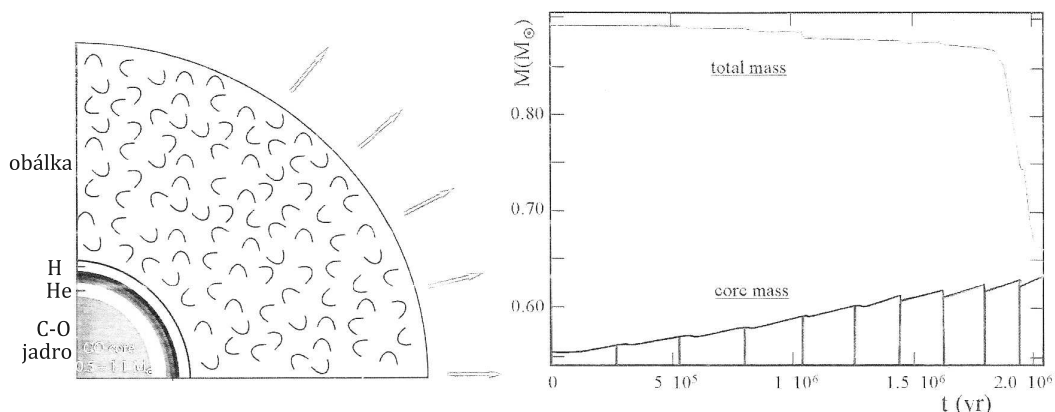
Rozlišujeme ranú a termálnu fázu AGB hviezd. V ranej fáze vývoja sa v AGB hviezde zapáli tenká vrstva hélia, ktorá sa nachádza okolo už neaktívneho C-O jadra. Keď sa hélium spotrebuje, zapáli sa nad ním tenká vrstva vodíka, ktorá hradí takmer celý žiarivý výkon. Jadro sa rozopne nezávisle od svojej obálky a zvýši sa jej žiarivý výkon, čím sa AGB hviezda dostane do štádia termálnych pulzov. Vodíková šupka zakrátko vyhorí a produkt termonukleárnej reakcie (He) sa nahromadí pod vodíkovou vrstvou.

Okrajové héliové vrstvy začnú tlačiť na pôvodné jadro, ktoré sa o niečo málo zmenší. Zmrštenie jadra spôsobí zvýšenie teploty, ktorá je dostatočná na zapálenie nahromadeného hélia. Po vyhorení hélia sa jadro sa rozopne a mierne ochladí a odsunie zvyšok héliovej a vodíkovej vrstvy od centra. Po ochladení hélia sa hviezda sa mierne zmrští, zapáli sa vodíková vrstva, pod ktorou sa hromadí nové hélium a celý proces sa opakuje (Mikulášek a Krťička 2005).

Väčšina AGB hviezd prekoná niekoľko desiatok až stoviek termálnych pulzácií až kým hviezda nestratí všetku hmotu z riedkej obálky. Pri každom cykle sa degenerované jadro trochu zväčší až dosiahne hmotu pozorovanú u bielych trpaslíkov. Na obrázku 2.2 vpravo je naznačený vývoj celkovej hmoty v AGB hviezde s jadrom, ktoré má hmotnosť $0,9 M_{\odot}$. Strata hmoty je najprv pomalá, rádovo $10^{-9} M_{\odot}/\text{rok}$. Počas dvoch posledných termálnych pulzov stratí hviezda rýchlosťou $10^{-5} M_{\odot}/\text{rok}$ hlavnú časť svojej hmoty, z ktorej sa vytvorí planetárna hmlovina. AGB hviezdy sa vtedy nachádzajú v krátkej fáze silného hviezdneho vetra. AGB hviezdy majú efektívne teploty približne $T_* = 2600 - 3500 \text{ K}$, žiarivý výkon $L \sim 10^3 - 10^4 L_{\odot}$ a väčšina patrí do spektrálneho typu M (Maeder 2009).

2.2.2 Post-AGB

Ak v AGB hviezde vyhoria aj posledné zvyšky vodíkovej vrstvy, centrálna časť hviezdy začne zahrievať a hviezda prejde do fázy post-AGB. V tomto štádiu si hviezda zachováva žiarivý výkon, ale zvyšuje sa jej efektívna teplota T_* . Ak je $T_* > 30000 \text{ K}$, hviezda je schopná ionizovať odvrhnutú látku a začať formovať planetárnu hmlovinu. Post-AGB hviezda ešte nie je schopná emitovať dosť fotónov Lymanovho kontinua, nezakrýva ju hmlovina, takže pozorujeme ako jasnú hviezdu spektrálneho typu F alebo G. Odvrhnutá hmota post-AGB hviezdy nesmie byť príliš veľká, aby sa odvrhnutá obálka so silným



Obrázok 2.2: Vľavo: Prierez AGB hviezdou. Pravo: Vývoj celkovej hmoty (total mass) a hmoty jadra (core mass) počas termálnych pulzácií AGB hviezdy. (Maeder 2009)

vetrom nerozptýlila skôr, než ju stihne ionizovať centrálna hviezda. Naopak pri malom množstve odvrhutej hmoty dosiahne hviezda potrebnú efektívnu teplotu veľmi rýchlo a začne ionizovať odvrhnutú obálku skôr, než sa rozptýli.

2.2.3 Jadro planetárnej hmloviny

Strata hmoty silným hviezdny vetrom z AGB hviezdy teda vedie k odhodeniu vonkajších vrstiev hviezdy a sformovaní planetárnej hmloviny. Hviezda v centre hmloviny pozostávajúca z elektrónovo degenerovaného C-O jadra AGB bude ďalej pokračovať vo svojom vývoji. U centrálnych hviezd dochádza k malým zmenám efektívnej teploty a chemického zloženia na povrchu hviezdy pod vplyvom ešte prebiehajúcich nukleárných reakcií a stratou hmoty. Dochádza k uvoľňovaniu hmoty z hviezdy prostredníctvom už riedkeho, ale pomerne rýchleho hviezdneho vetra. Súčasne stále pomaly expandujú odhodené zvyšky pôvodnej AGB hviezdy. Centrálna hviezda má vysokú efektívnu teplotu $T_* = 30000 - 200000$ K, hmotu okolo $0,6 M_{\odot}$ a pôvodný žiarivý výkon $L \sim 10^2 - 10^4 L_{\odot}$ (Kwok 1999). Kvôli vysokej T_* hviezdy emitujú prevažne ultrafialové žiarenie, ktoré začne ionizovať plynnú obálku okolo seba.

Centrálna hviezda má vo svojom tesne pod povrchom ešte horiacu vodíkovú obálku, ktorá tvorí iba zlomok z celkovej hmoty hviezdy a hradí väčšinu žiarivého výkonu hviezdy, ktorá sa teraz horizontálne posúva po HR diagrame. Keď klesne množstvo vodíka pod určitú hranicu, nukleárne horenie vodíka sa zastaví. Žiarivý výkon centrálnej hviezdy poklesne a hviezda sa začne pomaly zmršťovať. Toto je druhá fáza jadra planetárnej hmloviny. Hviezda postupne prejde za stúpajúcej hustoty a klesajúcej efektívnej teploty do štádia bieleho trpaslíka.

Samotná planetárna hmlovina sa vyvíja niekoľko desiatok tisíc rokov v závislosti na efektívnej teplote centrálnej hviezdy a hmote plynu pôvodnej AGB hviezdy. Vplyvom

interakcie vlastného hviezdneho vetra s rýchlym vetrom centrálnej hviezdy sa hmlovina neustále pomaly rozpína rýchlosťou ~ 10 km/s (Lamers a Cassinelli 1999). Jej hustota postupne klesá, až sa hmlovina úplne rozplynie do medzihviezdneho priestoru a odhalí budúceho bieleho trpaslíka.

2.2.4 Biely trpaslík

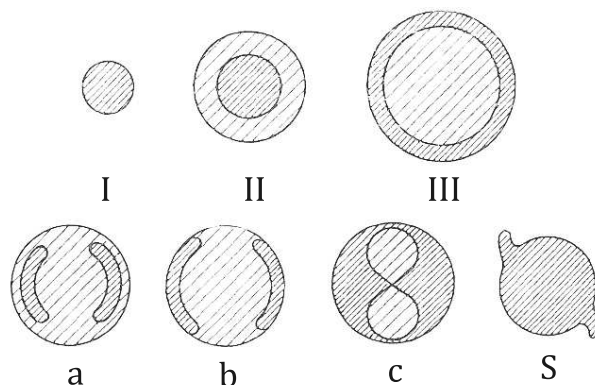
V bielych trpaslíkoch už nepribežujú žiadne termonukleárne reakcie a žiarivý výkon hviezdy je hradený prostredníctvom vnútornej energie. Hydrostatická rovnováha hviezdy sa udržiava tým, že proti gravitačnému stlačovaniu pôsobí gradient tlaku elektrónovo degenerovaného plynu. Tlak degenerovaného plynu nezávisí na teplote, zato silne závisí na koncentrácii voľných elektrónov, takže podľa stavovej rovnice je tlak plynu závislý na hustote vzťahom $P \sim \rho^{4/3-5/3}$. Odtiaľ je odvodený tzv. Chandrasekharov limit pre maximálnu hmotnosť bieleho trpaslíka $M_{BT} = 1,46 M_{\odot}$ (Kwok a Pottasch 1986). Hmotnejší bieli trpaslíci by boli nestabilní a hviezda z elektrónovo degenerovaného plynu by sa zrútila až na neutrónovú hviezdu.

Bieli trpaslíci sú veľmi kompaktné hviezdy približne zemského polomeru, tvorené látkou s vysokou hustotou. Tenké atmosféry bielych trpaslíkov môžu byť bohaté na vodík (tzv. typ DA), pretože zvyšky nevyhoreného materiálu sa postupne dostanú na povrch a vytvoria tenkú vodíkovú vrstvu. Atmosféry bielych trpaslíkov typu DB sú tvorené héliom a typ DC sa prejavuje silnými spektrálnymi čiarami, ktoré ukazujú na prítomnosť vodíka, hélia a kovov v atmosfére. Hoci z každého jadra planetárnej hmloviny vznikne biely trpaslík, nie všetky biele trpaslíky musia prejsť štádiom planetárnej hmloviny. Biele trpaslíky vznikajú aj z hviezd horizontálnej vetvy obrov, ktoré sa vyvíjajú bez plynnej obálky, alebo z AGB hviezd, ktoré nestihnú ionizovať rozptýlenú okolohviezdnu obálku.

2.3 Morfologická klasifikácia

V našej Galaxii nachádzame hmloviny s najrôznejším tvarom a štruktúrou ich plyných obálok. Vznikla tak potreba jednoduchého rozdelenia planetárnych hmlovín podľa ich pozorovaných znakov. Ako sa ukázalo neskôr, bolo relatívne problematické vytvoriť jednotnú klasifikáciu, pretože vzhľad hmloviny na fotografickom snímku výrazne závisí od toho, akou technikou a v akom obore elektromagnetického žiarenia boli snímky získané. S nástupom CCD techniky boli u mnohých hmlovín objavené druhé (vonkajšie) plynne obálky, rôzne filamentárne štruktúry a slabo žiariace halo.

Existuje viacero podobných klasifikácií, ktoré zohľadňujú rozloženie hmoty a intezity žiarenia v hmlovine. Napríklad Perek a Kohoutek (1967) vo svojom katalógu vytvorili jednoduché členenie na hmloviny hviezdneho typu, diskové, prstencové a nepravidelné hmloviny. Stanghellini et al. (1993) ukázal, že morfológia okolohviezdnej obálky súvisí s rôznou



Obrázok 2.3: Schématické tvary planetárnych hmlovín. (I-III) označuje hmloviny hviezdneho typu, obáľkové a prstencové hmloviny, (a-c) ukazuje rôzny stupeň bipolarity, S označuje tvar špirálnych hmlovín (Gurzadyan 1997).

fázou vývoja centrálnej hviezdy na HR diagrame a klasifikoval hmloviny na hviezdne (sféricky symetrické bez štruktúry), eliptické (s rôznymi podtypmi násobných obáľok a vnútornou štruktúrou), bipolárne a bodovo-symetrické s vonkajšou štruktúrou. Do poslednej skupiny nepravidelných hmlovín zaradil všetky objekty vykazujúce viacnásobnú osovú nesymetriu alebo úplne nepravidelný tvar.

Podľa Gurzadyan (1997) môžeme pravidelné hmloviny rozdeliť podľa ich dynamického vývoja na 3 skupiny - hviezdne, hmloviny s dvomi obáľkami a prstencové hmloviny. Hviezdny typ pozostáva iba z jednej sféricky symetrickej obáľky s rovnomerne rozloženou jasnosťou okolo centrálnej hviezdy. Druhú skupinu reprezentujú hmloviny s dvomi samostatnými obáľkami s kruhovým, diskovým alebo eliptickým tvarom. Sem patria aj všetky bipolárne objekty rôznej veľkosti a hmloviny s rúrkovou alebo filamentárnou štruktúrou. Niektoré hmloviny vykazujú bipolárnu štruktúru bez ohľadu na svoj dynamický vývoj, kde na koncoch hlavnej osi symetrie pozorujeme oblasti s väčšou jasnosťou. Existujú rôzne stupne bipolarity v závislosti na vplyve magnetických a zotrvačných síl. U niektorých hmlovín pozorujeme iba zvýšenie jasnosti podĺž a na okrajoch hlavnej osi symetrie. V prípade hmlovín s väčšou bipolaritou sú badateľné dve jasne oddelené časti s vyššou jasnosťou, prípadne tzv. polárne jety, prúdy hmoty na koncoch hlavnej osi pripomínajúce čiapky. Schématické tvary hmlovín môžeme vidieť na obrázku (2.3). Poslednú skupinu tvoria hmloviny s jedinou obáľkou, výrazne odlíšeným prstencom a slabým halom.

Tieto skupiny zároveň členia planetárne hmloviny podľa ich absolútnej veľkosti a stupňa vývoja, hviezdne typy sú najmenšie a vývojovo najmladšie a prstencové hmloviny najväčšie a najstaršie. Samostatnú triedu môžu tvoriť ešte nepravidelné a špirálne hmloviny (so špirálnymi ramenami). Presný fyzikálny mechanizmus zodpovedný za tak rozmanitý súbor tvarov a štruktúry jednotlivých hmlovín nebol doteraz úspešne predložený. Morfológia hmlovín úzko súvisí s vývojom a efektívnou teplotou centrálnej hviezdy a elektromagnetickými interakciami hmloviny so svojím okolím.

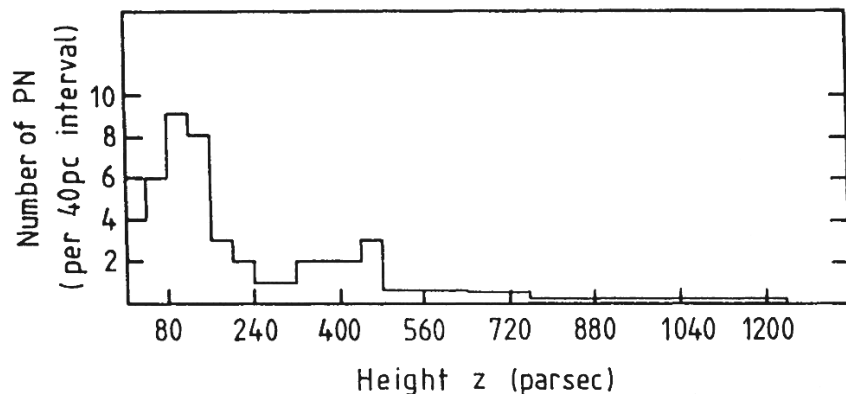
2.4 Planetárne hmloviny v Galaxii a mimo nej

Rozloženie planetárnych hmlovín v našej Galaxii závisí najmä od rýchlosti vzniku planetárnych hmlovín, rozložení AGB hviezd ako progenitorov planetárnych hmlovín, ich doby života a rýchlosti formovania bielych trpaslíkov ako nasledujúcej vývojovej fázy. Odhad rýchlosti formovania planetárnych hmlovín vyžaduje čo najpresnejšie stanovenie vzdialenosti hmlovín, pre najbližšie hmloviny pomocou paralaxy, pre vzdialené hmloviny kombináciou spektroskopie (z radiálnej rýchlosti) a pozorovaného uhlového rozšírenia. Rýchlosť formovania nových hmlovín sa odhaduje na 3×10^{-3} hmlovín na kpc^{-3} za rok (Pottash 1996).

Pri pozorovaní však musíme brať v úvahu výberový efekt. Vyvinuté (staršie) hmloviny majú menšiu jasnosť, pretože v centrálnej hviezde sa postupne zastavia termonukleárne reakcie a hviezda už nemusí byť schopná ionizovať hmlovinu. V krajnom prípade sa expandujúca obálka môže stať opticky tenká pre hviezdne žiarenie a jej plošná jasnosť klesne ešte viac. Aj množstvo malých kompaktných hmlovín nemuselo byť ešte objavených kvôli slabému vyžarovaniu jadier planetárnych hmlovín. Obecne sú najroširenejšie pozorované blízke hmloviny s väčším uhlovým priemerom. Na obrázku 2.4 je histogram počtu planetárnych hmlovín v závislosti na vzdialenosti od roviny Galaxie v jednotkovom intervale 40 pc. Štatisticky nájdeme viac ako polovicu pozorovaných hmlovín v oblasti do 160 pc od roviny Galaxie. Vo vzdialenosti do 350 pc od roviny Galaxie nájdeme približne 300 planetárnych hmlovín, zatiaľ čo v okolí Slnka (do 1 kpc) je známych len približne 50 hmlovín. Odhaduje sa, že v Galaxii vznikne najmenej 1 planetárna hmlovina za rok a ich celkový počet v Galaxii musí byť v rozmedzí 14000-40000 objektov (Kwok 1999, Frew a Parker 2005).

Rozloženie planetárnych hmlovín v Galaxii úzko súvisí s metalicitou, čiže zastúpením kovov vo hviezdnej hmote. Ďalej od galaktickej roviny nachádzame oveľa menej planetárnych hmlovín, pretože sa tu nenachádzajú masívne hviezdy so vyšším zastúpením ťažkých prvkov. Planetárne hmloviny v oveľa nižšej koncentrácii nachádzame aj v galaktickej výduti. Hmloviny vo výduti pochádzajú z AGB hviezd s nižšou hmotnosťou. Z týchto hviezd uniká hmota pomalšie a vytvoria sa z nich iba malé a kompaktné planetárne hmloviny so slabou žiariacou centrálnou hviezdou. V galaktickú hale bolo z rovnakého dôvodu rozpoznávaných iba niekoľko planetárnych hmlovín (Tylenda et al. 1991).

V trpasličích galaxiách Veľké a Malé Magellanovo mračno sa nachádza niekoľko desiatok hmlovín, v najbližšej galaxii M31 bolo detekovaných viac ako 300 planetárnych hmlovín (Kwok 1999). Vo vzdialených galaxiách bežne nachádzame planetárne hmloviny s rôznym množstvom hmoty a chemickým zložením. Keďže dnes pozorujeme vzdialené galaktické systémy s rôznym zastúpením kovov a strata hmoty pôvodných AGB hviezd súvisí určitým spôsobom s metalicitou, môžeme predpokladať že aj formovanie planetárnych hmlovín v cudzích galaxiách bude rôzne (Papp et al. 1983). V niektorých prípadoch môžu byť planetárne hmloviny jediné dostatočne pozorovateľné objekty na získanie informácie o chemickom zložení vzdialenej galaxie.



Obrázok 2.4: Histogram počtu planetárnych hmlovín vo vzdialenosti, resp. výške z od roviny Galaxie v jednotkovom intervale 40 pc (Pottasch 1996)

2.5 Štruktúra planetárnej hmloviny

Planetárne hmloviny nie sú iba odhodené atmosféry AGB hviezd, ktoré sa rozpínajú do medzihviezdneho priestoru. Pozorovaná hustota látky a rýchlosť rozpínania sú vyššie ako boli v pôvodnej obálke AGB hviezdy. Hmloviny majú dobre definovaný tvar s jasnými vnútornými aj vonkajšími okrajmi, zatiaľ čo AGB hviezda mala iba homogénnu difúznú obálku. Je teda potrebný ďalší mechanizmus, ktorý zabezpečí urýchlenie, zhustenie a vytváranie látky do hmloviny v podobe ako ich pozorujeme dnes.

V druhej fáze jadra planetárnej hmloviny dohorela zvyšná časť tenkej vodíkovej obálky a hviezda sa začala zmršťovať. Centrálna hviezda má vysokú teplotu a polomer omnoho menší ako pôvodné jadro AGB hviezdy. Nová fáza straty hmoty je spôsobená tlakom žiarenia, resp. absorpciou a reemisiou žiarenia v rezonančných čiarach. Hviezdny vietor centrálnej hviezdy bude mať omnoho vyššiu rýchlosť než predtým, konečná rýchlosť vetra bude dokonca väčšia ako úniková rýchlosť z povrchu centrálnej hviezdy. Tento nový rýchly hviezdny vietor postupne dobehne pôvodný vietor AGB hviezdy, vymetie odhodené zvyšky AGB hviezdy a sformuje ich do obálky s vyššou hustotou (tzv. shell). Na obrázku (2.5) je označená ako ionizovaná obálka s rýchlosťou $v \sim 25$ km/s. Obálku plynu zvonka brzdia pomalšie zvyšky AGB s $v \sim 10$ km/s, takže je stlačovaná z oboch strán. Vytvorený gradient tlaku spôsobí, že sa postupne vyvinie obálka hustejšieho plynu s definovanou štruktúrou a viditeľnými okrajmi.

Podľa Volk a Kwok (1985) môžeme rozdeliť hmlovinu na 3 časti, ktoré sú schématicky naznačené na obrázku (2.5) - oblasť s rýchlym vetrom, ionizovanú obálku a oblasť s pomalým vetrom. Rýchlosť hviezdneho vetra centrálnej hviezdy prekonáva rýchlosť zvuku v plynnej látke, takže v hmlovine sa budú vytvárať rázové vlny. Vonkajšia rázová vlna sa bude šíriť v smere pomalého vetra a vnútorná rázová vlna smerom k hviezde. Medzi centrálnou hviezdou a ionizovanou obálkou sa vytvorí tzv. horúca bublina (hot bubble), ktorá je tvorená riedkym plynom z rýchleho hviezdneho vetra centrálnej hviezdy. Vnútorné rázy

môžu ohriať plyn v bubline na veľmi vysokú teplotu. Časť energie rýchleho vetra je potom transformovaná na energiu tepelného pohybu, čo ešte mierne urýchli rozpínanie ionizovanej obálky za bublinou.

V ionizovanej obálke bude rýchly hviezdny vietor predávať svoj moment hybnosti pomalším atómom. Práve v tejto hustejšej látke bude prebiehať zrážková excitácia ťažších prvkov a rekombinácie voľných častíc. Zakázané čiary, rekombinačné čiary a spojené žiarenie pochádzajú práve z ionizovanej obálky. V oblasti za vonkajšími rózmi je látka zase veľmi riedka a nemá dostatočnú teplotu, aby sa tu vyskytovali atómy emitujúce zakázané čiary. Celu planetárnu hmlovinu obklopuje rozpínajúce sa halo, slabo žiariaca vonkajšia štruktúra, ktorá má približne desaťkrát menšiu hustotu a päťkrát väčší polomer ako ionizovaná obálka hmloviny. Halo má zvyčajne podobný tvar ako hmlovina a môže vykazovať filamentárnu štruktúru.

2.5.1 Interakcia hviezdnych vetrov

Hviezdny vietor horúcich hviezd môžeme jednoducho popísať ako prúdenie častíc z povrchu hviezdy, ktoré je charakterizované dvomi hlavnými parametrami - rýchlosťou straty hmoty a konečnou rýchlosťou hviezdneho vetra. Horúce hviezdy emitujú najviac žiarenia v ultrafialovej oblasti a ich hviezdny vietor je urýchľovaný najmä absorpciou žiarenia v spektrálnych čiarach. V jadrách planetárnych hmlovín sa uplňuje práve tento mechanizmus. Prostredníctvom uvoľnenej hmoty z atmosféry hviezdy dochádza k prenosu momentu hybnosti a energie medzi časticami. Z rovnice kontinuity môžeme odvodiť vzťah pre rýchlosť straty hmoty $\dot{M}$ z ideálnej sféricky symetrickej AGB hviezdy:

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

kde r je vzdialenosť od hviezdy a $\rho(r)$ je hustota látky AGB hviezdy. Mechanizmus interakcie medzi rýchlym hviezdnyim vetrom z centrálnej hviezdy a pomalým vetrom zvyškov AGB hviezdy je predmetom záujmu mnohých astrofyzikov. Kwok, Purton a Fitzgerald (1978) vyvinuli model interagujúcich hviezdnych vetrov, na ktorý neskôr nadviazali Kahn (1983), Volk (1985) a ďalší.

Horúcu bublinu a ionizovanú obálku môžeme považovať za dve oddelené časti, ak zanedbáme prechod hmoty a tepla v tenkej prechodovej vrstve. Ionizovaná obálka bude potom tvorená pomalým hviezdnyim vetrom, zatiaľ čo plyn v bubline bude pochádzať z rýchleho vetra centrálnej hviezdy. Pokúsme sa popísať vlastnosti látky v ionizovanej obálke. Obálka pozostáva z materiálu z oboch hviezdnych vetrov, takže pri popise hmoty musíme uvažovať príspevky od každého samostatne. Označme V rýchlosť rozpínania a $\dot{M}$ rýchlosť straty hmoty z hviezdy vo fáze AGB a rovnaké veličiny v a $\dot{m}$ pre jadro planetárnej hmloviny. Predpokladajme, že v čase $t = 0$ začal z centrálnej hviezdy prúdiť rýchly hviezdny vietor a ionizovaná obálka je formovaná iba nepružnými zrážkami častíc. Častice rýchleho vetra by mali za čas t by prejsť vzdialenosť $v t$. Ak by neexistovala žiadna

interakcia vetrov, v ionizovanej obálke by rýchle častice boli rozložené od $R_S(t)$ do vt , kde $R_S(t)$ je polomer ionizovanej obálky. Obdobne častice, ktoré opustili pôvodnú AGB hviezdnu vo forme pomalého vetra by mali uraziť vzdialenosť od tV do $R_S(t)$ bez interakcie s rýchlym vetrom (materiál z tV do $R_S(t)$ je vymetený naspäť do ionizovanej obálky). Celková hmotnosť ionizovanej obálky $M_S(t)$ je daná integrálmi dvoch vetrov cez $4\pi\rho r^2 dr$. Využitím rovnice kontinuity môžeme eliminovať jednotlivé hustoty pomalého a rýchleho vetra a určiť vzťah pre celkovú hmotnosť ionizovanej obálky $M_S(t)$ v závislosti na čase (Volk a Kwok 1985):

$$M_S(t) = \int_{R_S(t)}^{vt} \frac{\dot{m}}{v} dr + \int_{Vt}^{R_S(t)} \frac{\dot{M}}{V} dr, \quad (2.2)$$

$$M_S(t) = \left(\frac{\dot{M}}{V} - \frac{\dot{m}}{v} \right) R_S - (\dot{M} - \dot{m}) t \quad (2.3)$$

Za predpokladu že dochádza k nepružným zrážkam častíc pomalého a rýchleho hviezdneho vetra a polomer centrálnej hviezdy je zanedbateľný v porovnaní s Vt a vt , môžeme zo zákona zachovania momentu hybnosti odvodiť pohybovú rovnicu pre ionizovanú obálku v nasledujúcom tvare:

$$M_S(t) \frac{dV_S}{dt} = \frac{\dot{m}}{v} (v - V_S)^2 - \frac{\dot{M}}{V} (V - V_S)^2 \quad (2.4)$$

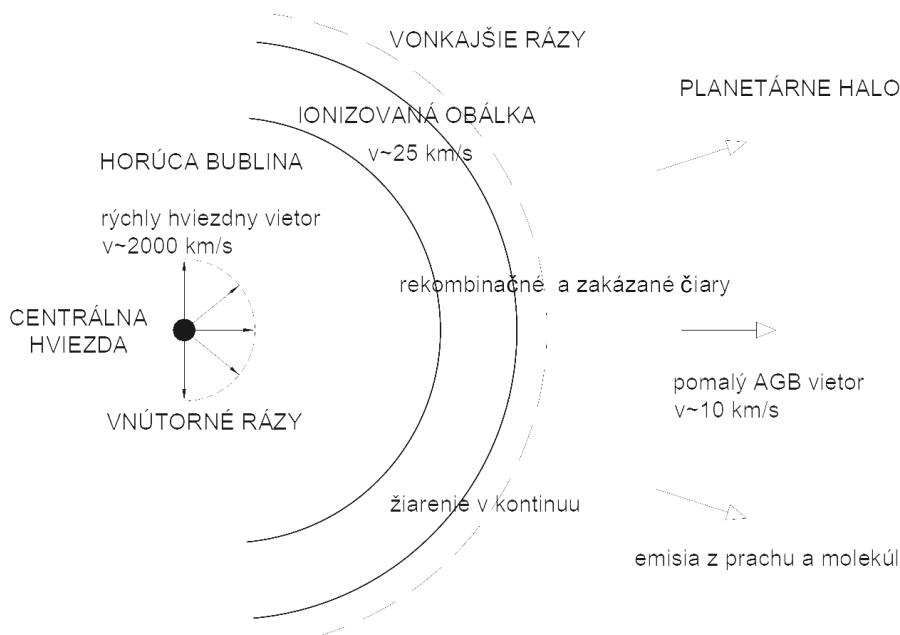
Riešenie diferenciálnej rovnice dostaneme integrovaním a dosadením okrajových podmienok. Z pohybovej rovnice môžeme odvodiť pre rýchlosť rozpínania ionizovanej obálky nasledujúci vzťah (Kwok 1999):

$$V_S(t) = \frac{(\dot{M} - \dot{m}) + (v - V) \sqrt{\dot{M}\dot{m}/vV}}{\dot{M}/V - \dot{m}/v} \quad (2.5)$$

Polomer rozpínajúcej sa ionizovanej obálky môžeme približne vyjadriť pomocou rýchlosti rozpínania podľa vzťahu $R_S(t) = tV_S(t)$. Pomocou tejto rovnice môžeme vyjadriť vzťah pre celkovú hmotnosť v ionizovanej obálke:

$$M_S(t) = t(v - V) \sqrt{\frac{\dot{M}\dot{m}}{vV}} \quad (2.6)$$

Ak vezmeme priemerné hodnoty straty hmoty $\dot{M} = 10^{-5} M_\odot/\text{rok}$ a $\dot{m} = 10^{-8} M_\odot/\text{rok}$ a typické rýchlosti hviezdnych vetrov $V = 10 \text{ km/s}$ a $v = 2000 \text{ km/s}$, tak rýchlosť ionizovanej obálky vychádza $V_S = 14 \text{ km/s}$ a množstvo hmoty v ionizovanej obálke $M_S = 0,05 M_\odot$ po 10^4 rokoch (Kwok 1999).



Obrázok 2.5: Schématická štruktúra planetárnej hmloviny. Spracované podľa (Kwok 1999)

2.5.2 Centrálna hviezda

Jadrá planetárnych hmlovín patria medzi horúce hviezdy, ktoré emitujú najviac žiarenia v ultrafialovej oblasti. Vo väčšine prípadov sú to však slabo pozorovateľné alebo úplne neznáme hviezdy, pretože takmer všetko ich žiarenie pohlcuje planetárna hmlovina. Žiarenie v kontinuu z centrálnej hviezdy sa prekrýva s kontinuum planetárnej hmloviny a naviac býva postihnuté absorpciou v medzihviezdnej látke. Presné určenie efektívnej teploty jadier planetárnych hmlovín je preto problematické. V 1927 vyvinul Herman Zanstra metódu založenú na porovnaní spektrálneho toku v rekombinačných čiarami so spojeným žiarením hviezdy. Dnes sa efektívna teplota centrálnych hviezd určuje skôr z modelov hviezdnych atmosfér a syntetických spektier. Na riešenia hydrodynamických rovníc a rovnice prenosu žiarenia v non-LTE podmienkach sa môže syntetické spektrum porovnať s pozorovaným UV spektrom. Z modelov môžeme získať efektívnu teplotu T_* a gravitačné zrýchlenie g na povrchu hviezdy (Kaschinski et al. 2012).

Centrálna hviezda môžeme podľa tvaru ich spektra rozdeliť na hviezdy s atmosférami bohatými na vodík a Wolf-Rayetov typ hviezd s malým množstvom vodíka. Hviezdy Wolf-Rayetovho typu sú hviezdy so silným hviezdny vetrom a širokými emisnými čiarami v spektre. Ich atmosféry môžu byť bohaté na určitý ťažší prvok, napríklad na dusík (WN typ) alebo uhlík (WC typ). Centrálna hviezda typu WR-Of majú v spektre prítomné emisné aj absorpčné čiary, typ WR-O iba absorpčné čiary. V spektrách centrálnych hviezd často pozorujeme tzv. P Cygni profil čiar charakteristický pre hviezdy s okolohviezdnou obálkou. Rýchlosť hviezdneho vetra sa často určuje práve z absorpčnej časti pozorovaného P Cygni profilu saturovanej čiar.

Kapitola 3

Spektrum planetárnych hmlovín

V spektre planetárnych hmlovín pozorujeme spojité žarenie a množstvo silných emisných čiar. Celkovú spojitú emisiu žiarenia tvorí kontinuum hmloviny a emisia z fotosféry centrálnej hviezdy, ktorá je najsilnejšia v ultrafialovej oblasti. Vo viditeľnej časti spektra prispievajú do kontinua (voľne-viazané) rekombinácie vodíka a hélia v plynnej hmlovine. V infračervenej a rádiovnej oblasti dominujú voľne-voľné procesy v ionizovanom plyne a rozp-tyl na prachových časticiach. V riedkom plyne pozorujeme aj tzv. dvojfotónovú emisiu, pri ktorej elektrón v atóme vodíka prechádza z metastabilnej hladiny na susednú nižšiu hladinu cez virtuálnu hladinu medzi nimi a preto vyžiari naraz dva fotóny. V planetárnych hmlovinách dochádza aj k brzdnému žiareniu, kedy voľný elektron prechádzajúci blízko atómu zmení smer vplyvom príťažlivej Coulumbovej sily. Každý elektrón nesie rozdielnu energiu a prejde okolo atómu v rôznej vzdialenosti, takže vyžiarené fotóny môžu mať ľubovoľnú vlnovú dĺžku.

V spektrách planetárnych hmlovín nachádzame množstvo emisných čiar, ktoré vznikajú viazanými prechodmi medzi energiovými hladinami. Čiary prvkov H, He, C, N, O, Si, Mg atď. vznikajú z povolených aj zakázaných prechodov atómov. V ultrafialovej časti spektra sú dominantné najmä zrážkovo excitované čiary viacnásobne ionizovaného uhlíka, kyslíka a dusíka. Vo viditeľnej oblasti pozorujeme rekombinačné čiary Balmerovej série vodíka a hélia. V planetárnych hmlovinách nájdeme aj molekuly CO a OH, ktoré môžu byť zrážkovo alebo žiarivo excitované a ich prebytočná energia sa vyžiari pri prechodoch medzi rotačnými a vybračnými stavmi. Neutrálny molekulový plyn žiari najmä v infračervenej oblasti. V rádiovnej časti spektra pozorujeme slabé spojité žarenie z elektrónov excitovaných voľne-voľnými prechodmi. Planetárne hmloviny sú slabé rádiové zdroje (nízky spektrálny tok v rádiu), ale v tejto oblasti dobre pozorovateľné, pretože hmlovina je opticky tenká pre rádiové žarenie s vlnovou dĺžkou od niekoľkých centimetrov do niekoľkých metrov (Kwok 1999).

Ultrafialovú oblasť elektromagnetického spektra môžeme rozdeliť podľa hranice 2000 Å na blízku a vzdialenú časť. Vo vzdialenom ultrafialovom spektre nachádzame na slabom spojitom žarení polozakázané čiary uhlíka CIII (1176 Å, 1909 Å) a kyslíka OII (1664

Å), duplet dusíka NV (1238-1242 Å) a ďalšie emisné čiary dusíka NIV (1487 Å) a NIII (1747 Å). Jednou z najsilnejších čiar v spektre je rekombinačná čiara ionizovaného hélia HeII (1640 Å). Intenzita všetkých týchto čiar sa mení so stupňom excitácie planetárnej hmloviny, v stredne a málo excitovaných hmlovinách sú niektoré čiary veľmi slabé alebo chýbajú úplne. Duplet trikrát ionizovaného uhlíka CIV (1548-1551 Å) s vysokou intenzitou dominuje vo všetkých planetárnych hmlovinách. V spektre pozorujeme aj vodíkovú čiaru Lyman $\alpha = 1216$ Å, ktorú však prekrýva silná emisia z geokoróny. V blízkom ultrafialovom spektre pozorujeme zakázané čiary ionizovaného kyslíka [OII] $\lambda = 2230$ Å, resp. 2470 Å a [OIII] s $\lambda = 2230$ Å. V málo excitovaných (ionizovaných) hmlovinách nachádzame ešte emisné čiaru ionizovaného horčíku MgII (2800 Å), dvakrát ionizovaného kyslíka OIII (3047 Å, 3133 Å) a množstvo ďalších čiar iónov uhlíka CII, CIII a kyslíka OII, OIII s nižšou intenzitou (Gurzadyan 1991).

Tvar spektra sa u jednotlivých planetárnych hmlovín odlišuje, pretože intenzity emisných čiar závisia na stupni excitácie. Tak ako hviezdy delíme do spektrálnych tried, môžeme hmloviny rozdeliť na približne 12 excitačných stupňov podľa pomeru intenzít čiar kyslíka $F(4959 \text{ Å} + 5007 \text{ Å})$ ku intenzite čiar vodíka $F(H\beta = 4681 \text{ Å})$ alebo hélia He II (4686 Å). Stupeň excitácie je voľný parameter, ktorý čiastočne závisí na efektívnej teplote centrálnej hviezdy. Hmloviny delíme na málo excitované s triedou $p = 1 - 4$, stredne excitované s triedou $p = 4 - 8$ a vysoko excitované s $p = 9 - 12$. Táto klasifikácia sa v priebehu vývoja hmloviny mení, malé a mladé planetárne hmloviny sú málo excitované a veľké hmloviny na konci vývoja sú vysoko excitované.

3.1 Emisné čiary

V spektrách planetárnych hmlovín sa objavuje množstvo emisných čiar, ktoré vznikajú diskretným prechodom atómu alebo iónu z jedného viazaného elektrónového stavu na iný viazaný stav s nižšou energiou. Takýto viazane-viazaný prechod vyvolá spontánnu emisiu žiarenia v čiare. Atómy sa zvyčajne dostávajú na vyššie energetické hladiny po zrážke s voľnou časticou (napríklad elektrónom), rekombináciou alebo absorpciou žiarenia. V medzihviezdnej látke je hustota plynu aj žiarenia nízka. Oproti hviezdny atmosféram dochádza v planetárnych hmlovinách k štatisticky menšiemu počtu zrážok, takže rozdelenie populácie viazaných elektrónov v rôznych stavoch bude vzdialené od podmienky termodynamickej rovnováhy danej Boltzmannovou rovnicou. Napriek tomu môžeme uvažovať o lokálnej termodynamickej rovnováhe pri voľných elektrónoch, ako uvidíme v nasledujúcej časti.

Jednotlivé energiové hladiny atómov a iónov sú od seba vzdialené iba jednotky elektrónvoltov, čomu odpovedá žiarenie vo viditeľnej a ultrafialovej (UV) oblasti spektra. V planetárnej hmlovine pochádzajú fotóny, ktoré tvoria pozadie vo viditeľnej a UV oblasti, z rozptýleného žiarenia centrálnej hviezdy, a to nie je dostatočné silné, aby sa atómy excitovali prostredníctvom absorpcie žiarenia. Atóm sa teda dostane do vyššieho energiového stavu iba zrážkovou excitáciou s voľným elektrónom alebo rekombináciou medzi voľným

protónom a elektrónom. Rozlišujeme teda medzi zrážkovo excitovanými a rekombinačnými čiarami. Emisné čiary vodíka H a hélia He vznikajú najmä rekombináciami, pretože tieto prvky majú veľký rozdiel energií základným prvým excitovaným stavom a je ťažké ich excitovať zrážkami. Ťažšie atómy so zložitejšou elektrónovou štruktúrou majú energiové hladiny vzdialené iba zlomky eV od základnej hladiny a sú oveľa efektívnejšie excitované prostredníctvom zrážok.

Napriek tomu, že viazaný elektrón pri prechode vždy vyžiari presné kvantum energie, emisné čiary majú svoju prirodzenú šírku profilu. Samotný prechod elektrónu v atóme medzi hladinami odpovedá elektromagnetickým vlnám, ktoré sa zakrátko utlmia a spôsobia rozšírenie čiary. Atóm si teda môžeme predstaviť ako harmonický oscilátor vyžarujúci tlmené žiarenie. Omnoho väčšie rozšírenie emisnej čiary spôsobuje Dopplerov efekt, ktorý vyvoláva neusporiadaný tepelný pohyb atómov. Pôsobením magnetického poľa (Zeemanov jav) alebo elektrického poľa (Starkov efekt) sa môžu mnohonásobné energetické hladiny rozštiepiť na zložky s blízkou hodnotou energie. Tieto javy v spektrách planetárnych hmlovín nepozorujeme. Každá časť emisnej čiary navyše vzniká v inej oblasti hmloviny. Pozorovaná emisná čiara bude mať profil podobný Gaussovej funkcii.

3.2 Povolené a zakázané prechody

Pre prechody atómov alebo iónov medzi energiovými hladinami existujú určité výberové pravidlá, ktoré určujú pravdepodobnosť daného prechodu. Ak je atóm v magnetickom poli, dochádza k odstráneniu degenerácie niektorých energiových hladín a ich rozštiepeniu. Za predpokladu bežnej Russellovej-Sandersovej (LS) spin-orbitálnej väzby a nulovej indukcie magnetického poľa $\vec{B} = 0$ je energia atómu daná trojicou kvantových čísiel: hlavným kvantovým číslom n , orbitálnym číslom L a celkovým kvantovým číslom J momentu hybnosti. Ak je magnetická indukcia nenulová, každá hladina sa vplyvom Zeemanovho javu rozštiepi na $m = 2J + 1$ zložiek charakterizovaných celým alebo polovičným magnetickým číslom M . Vektor J vykonáva precesný pohyb okolo smeru magnetickej indukcie a jeho projekcia je kvantovaná (Mikulášek, Krtička 2011).

Emisné čiary vznikajú prechodom atómu zo stavu energeticky vyššieho do stavu nižšieho, pričom platia výberové pravidlá $\Delta L = 0; \pm 1$ a $\Delta J = 0; \pm 1$. Keďže emitovaný fotón nesie so sebou moment hybnosti, znamená to, že aspoň jeden elektrón v atóme musí zmeniť svoj moment hybnosti ($\Delta l = \pm 1$). V rámci spinového momentu hybnosti S existuje ešte pravidlo $\Delta S = 0$, ktoré určuje, že môže dochádzať k prechodom iba v prípade rovnakej násobnosti (multiplicity). V prípade hélia (He) s čistou LS väzbou sú možné prechody samostatne medzi singletovými stavmi a samostatne medzi tripletovými stavmi, pričom sigletové a tripletové stavy He sa môžu považovať za rozdielne atómy. Energiové prechody ťažších iónov uhlíka CIII, kyslíka OIII alebo dusíka NIV vytvárajú čiarové duplety. Tieto spektrálne čiary označujeme ako polozakázané, pretože spin-orbitálna väzba v iónoch je podobná klasickej LS väzbe. Príkladom je prechod atómov dvakrát ionizovaného uhlíka CIII

$1s^2 2s^2 {}^1S \rightarrow 1s^2 2s^2 p {}^3P$, kde pozorujeme dva možné prechody atómu z vyššej hladiny s vlnovými dĺžkami $\lambda = 1906 \text{ \AA}$ a $\lambda = 1908 \text{ \AA}$ (Kwok 1999).

Povolené a polozakázané čiary C, N, O dominujú skôr v blízkej časti ultrafialového spektra planetárnych hmlovín, zatiaľ čo tzv. zakázané čiary nájdeme v celom ultrafialovom obore. Sú to čiary s malou pravdepodobnosťou prechodu, ktoré zvyčajne vznikajú iba v medzihviezdnej látke za určitých podmienok. Žiarenie v zakázaných čiarach spôsobujú prechody v rovnakej elektrónovej konfigurácii, čím sa práve porušuje výberové pravidlo $\Delta l = \pm 1$. V p^3 konfigurácii sa napríklad nachádza dvakrát ionizovaný kyslík, z ktorého vznikajú zakázané čiary [OII].

3.3 Fotoionizácia

Ultrafialové žiarenie z centrálnej hviezdy ionizuje látku v planetárnej hmlovine. Elektrón viazaný v atóme sa po absorpcii fotónu môže úplne uvoľniť z atómu. Ionizácia žiarením preto patrí medzi viazane-voľné prechody. Žiarenie z oblasti Lymanovho kontinua ionizuje najmä vodíkové atómy, ktoré pozostávajú iba z jedného protónu a elektrónu. Vodík má degenerované spektrum energií, čo znamená, že vlastné hodnoty energie závisia len na hlavnom kvantovom čísle n . Kinetická energia jednotlivých elektrónov uvoľnených z atómov sa líši pri každom procese fotoionizácie a je daná rozdielom medzi energiou fotónu $h\nu$ a ionizačnou energiou atómu vodíka E_n z hladiny n :

$$\frac{1}{2}m_e v^2 = h\nu + E_n, \quad (3.1)$$

kde m_e , v je hmotnosť a rýchlosť elektrónu. V planetárnej hmlovine môžeme určiť tzv. Strömgrenov polomer, ktorý označuje veľkosť ionizovanej vodíkovej obálky, resp. hranicu medzi ionizovaným a neutrálnym vodíkom (Mikulášek, Krτίčka 2011):

$$R_S \sim \left[\frac{L_*}{k T_* n_H^2 \alpha(T_e)} \right]^{1/3}, \quad (3.2)$$

kde $L_* = 4\pi R_*^2 \sigma T_*^4$ je žiarivý výkon centrálnej hviezdy, n_H koncentrácia vodíkových atómov a $\alpha(T_e)$ je celkový koeficient rekombinácie. Za touto kritickou hranicou sa na veľmi krátkej vzdialenosti zmení ionizovaný vodík na neutrálny. V hmlovine je všetok vodík v základnom alebo ionizovanom stave, pretože excitácia vodíka absorpciou žiarenia takmer nenastáva a rekombinačne excitovaný vodík zotrvá na hladine veľmi krátko. Ak označíme počet atómov (v základnom stave) v jednotkovom objeme n_1 , počet ionizácií za jednotku času bude daný vzťahom (Osaki 1962):

$$P = n_1 \int_{\nu_0}^{\infty} 4\pi J_{\nu} a_{\nu} \frac{1}{h\nu} d\nu, \quad (3.3)$$

kde J_{ν} je spektrálny tok žiarenia, n označuje energiovú hladinu a a_{ν} je účinný prierez fotoionizácie daný vzťahom (Kwok 1999):

$$a_{\nu} = \frac{32}{3\sqrt{3}} \frac{\pi^2 e^6}{ch^3} \frac{R_H}{n^5 \nu^3} g_{bf}, \quad (3.4)$$

kde R_H je Rydbergova konštanta pre vodíkový atóm, c je rýchlosť svetla, e je elementárny náboj a g_{bf} je tzv. Gauntov korekčný faktor pre viazane-volné (bf) prechody. Podľa Rosselandovho teorému je všetko ultrafialové žiarenie z hviezdy absorbované hmlovinou a následne vyžiarené vo viditeľnej oblasti. Teorém súvisí s procesom fluorescencie, ktorý sa uplatňuje v planetárnej hmlovine. Atóm vodíka sa po absorpcii fotónu ionizuje a vzniknutý voľný protón následne zrekombinuje s voľným elektrónom. Ak prejde zrekombinovaný vodík do základného stavu, vyžiari fotón Lymanovho kontinua. Ak sa vodík excituje na vyššiu hladinu, kaskádne prejde cez viaceré nižšie hladiny do základného stavu a vyžiari fotóny s nižšou energiou. Tieto fotóny opustia hmlovinu, pretože v hmlovine nie je vodík v excitovanom stave.

Prvky ťažšie ako vodík majú zložitejšiu konfiguráciu s väčším počtom elektrónov v obale. Relatívne zastúpenie iónov ťažšieho prvku je v planetárnej hmlovine dané v prvom rade efektívnou teplotou centrálnej hviezdy T_* . Látka je v centre celkom ionizovaná, smerom od stredu hmloviny sa postupne objavujú prvky s nižším stupňom ionizácie. V hmlovine sa objavujú vrstvy, kde v každom mieste budú prevládať atómy v určitom stupni ionizácie.

3.4 Rekombinácia

Nasledujúca časť bola spracovaná podľa knihy Kwok (1999). Kinetická energia voľných elektrónov, ktoré v hmlovine vznikajú fotoionizáciou ľahších atómov vodíka a hélia, závisí na energii pôvodného žiarenia z centrálnej hviezdy. V planetárnych hmlovinách je však účinný prierez zrážok medzi samotnými elektrónmi pomerne vysoký a to spôsobí, že voľné elektróny sa vzájomnými zrážkami rýchlo dostanú takmer k rovnovážnemu stavu. V hmlovine prebiehajú interakcie medzi samotnými elektrónmi dokonca oveľa rýchlejšie ako rekombinácie elektrónov s protónmi. Za ideálnych podmienok môžeme povedať, že voľné elektróny sú v lokálnej termodynamickej rovnováhe (LTE) a rozdelenie ich energie závisí iba na elektrónovej teplote T_e . V podmienkach LTE sa teplota T_r , ktorú môžeme prisúdiť žiareniu, a kinetická teplota T_e popisuje jedinou teplotou T . V tomto prípade sa rozdelenie rýchlostí zvyšných voľných elektrónov bude líšiť iba minimálne od Maxwelllovho rozdelenia rýchlostí, ktoré odpovedá rovnovážnemu stavu a je dané vzťahom:

$$f(v, T) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m_e}{2kT} \right)^{3/2} v^2 \exp \left(-\frac{m_e v^2}{2kT} \right), \quad (3.5)$$

kde m_e je hmotnosť elektrónu. Problémom rozdelenia rýchlostí v plynných hmlovinách a obálkach hviezd sa zaoberali už Bohm a Aller (1947). Uvažujme, čo by v princípe vyžadovala detailná rovnováha v každom mieste planetárnej hmloviny. Účinný prierez rekombinácií $\sigma_{nl}(v)$, závislý na rýchlosti v , a účinný prierez fotoionizácie $a_{nl}(\nu)$, závislý na frekvencii ν , sú parametre charakteristické pre atóm v kvantovom stave danom číslami n, l . Hodnoty oboch účinných prierezov σ_{nl} , a_{nl} nezávisia od podmienok v plynnom prostredí. V rovnovážnom stave bude za jednotku času počet fotoionizácií neutrálneho atómu v kvantovom stave n, l

odpovedať počtu rekombinácií voľných protónov s voľnými elektrónmi:

$$4\pi n_{nl} a_{nl}(\nu) B_\nu(T) \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}\right) \frac{d\nu}{h\nu} = n_p n_e \sigma_{nl}(v) f(v, T) v dv, \quad (3.6)$$

kde n_{nl} je počet atómov vodíka v excitovanom stave a B_ν je Planckova funkcia popisujúca žiarenie absolútne čierneho telesa. Na určenie účinného rekombinačného prierezu σ_{nl} si musíme vyjadriť všetky ostatné veličiny. V rovnici sa nachádza výraz $(1 - e^{-h\nu/kT})$, ktorý zahrňuje efekty stimulovanej emisie v podmienkach LTE. Zo Sahovej ionizačnej rovnice určíme podiel medzi počtom neutrálnych atómov v základnom stave n_{nl} a počtom protónov n_p a elektrónov n_e a z Boltzmannovej excitačnej rovnice získame vzťah pre populáciu atómov v excitovanom stave. Spojením týchto dvoch rovníc dostaneme kombinovanú Saha-Boltzmannovu rovnicu pre hustotu ionizovaných atómov vodíka v danom excitačnom stave:

$$n_{nl} = n_p n_e (2l + 1) \left(\frac{h^2}{2\pi m_e kT} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(\frac{h\nu_n}{kT} \right), \quad (3.7)$$

kde $h\nu_n$ odpovedá excitačnému potenciálu E_n . Zo zákona zachovania celkovej energie môžeme odvodiť jednoduchý vzťah medzi energiou žiarenia a kinetickou energiou častíc, ktorý zderivujeme a dostaneme nasledujúce tvary:

$$h\nu = h\nu_n + \frac{1}{2} m_e v^2, \quad (3.8)$$

$$h d\nu = m_e v dv. \quad (3.9)$$

Dosadením vzťahu (3.5) a (3.7) do rovnice (3.6) môžeme vyjadriť pomer medzi účinným prierezom fotoionizácie a rekombinačným účinným prierezom:

$$\frac{a_\nu(nl)}{\sigma_{nl}(v)} = \frac{1}{2(2l + 1)} \frac{m_e^2 v^2 c^2}{h^2 \nu^2}. \quad (3.10)$$

V prípade, že uvažujeme sumu cez všetky orbitálne stavy l momentu hybnosti, výraz $2(2l + 1) \sim 2n^2$ a účinný prierez fotoionizácie $a_\nu(n)$ bude závislý iba na danej energiovej hladine. Hľadaný vzťah pre rekombinačný účinný prierez dostaneme s pomocou $a_\nu(n)$ v nasledujúcom tvare:

$$\sigma(v) = \frac{16e^2 h}{3\sqrt{3} m_e^2 c^2} \left(\frac{\nu_1}{\nu} \right) \left(\frac{2h\nu_1}{m_e v^2} \right) \left(\frac{g_{bf}}{n^3} \right). \quad (3.11)$$

Výrazy v zátvorkách sú rádovo blízke jednej, takže po vyčíslení konštánt ($\sim 2,1 \times 10^{-22} \text{ cm}^2$) zistíme, že rekombinačný účinný prierez je omnoho menší ako napríklad geometrický účinný prierez vodíkového atómu. Koeficient rekombinácie pre určitú energiovú hladinu celého súboru elektrónov s teplotou T_e bude daný vzťahom:

$$\alpha(T_e) = \int_0^\infty \sigma f(v, T_e) v dv. \quad (3.12)$$

3.4.1 Optická hĺbka

V planetárnych hmlovinách je typická hustota vodíkových atómov $n_H = 10^3 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Stredná voľná dráha fotónu Lymanovej série je $l \sim 1/n_H a_\nu$, takže v stredne hustej hmlovine urazí fotón približne $5 \times 10^{-5} \text{ pc}$, než je znovu absorbovaný. Táto vzdialenosť je omnoho menšia než typický priemer hmloviny $\sim 0,1 \text{ pc}$. Optická hĺbka pre fotóny Lymanovho kontinua pozdĺž priemeru hmloviny L sa rovná (Gurzadyan 1997):

$$\tau = n_H a_\nu L. \quad (3.13)$$

Stredná voľná dráha fotónov $\text{Ly}\alpha$ je veľmi malá, takže pre fotóny $\text{Ly}\alpha$ je optická hĺbka τ ešte väčšia, rádovo 10^5 väčšia ako pri ostatných čiarach série. V extrémnom prípade môžeme považovať prostredie hmloviny za opticky hrubé pre všetky ultrafialové fotóny Lymanovej série vodíka. Tieto fotóny budú absorbované vodíkom a v konečnom dôsledku budú transformované do optickej oblasti na Balmerovu alebo Paschenovu sériu vodíka. Fotón $\text{Ly}\beta$ druhej čiary Lymanovej série bude krátko po emitovaní znovu absorbovaný ďalším vodíkovým atómom. Vodík bude excitovaný a kaskádne prejde do stavu $n = 2$, vtedy emituje $\text{H}\beta$ fotón Balmerovej série a pri prechode do $n = 1$ vyžiari fotón $\text{Ly}\alpha$. Podobne fotón tretej čiary série Ly bude transformovaný na $\text{Pa}\alpha$, $\text{H}\alpha$ a $\text{Ly}\alpha$. Samotný $\text{Ly}\alpha$ fotón prekoná niekoľko absorpcií, resp. sa bude rozptyľovať z atómu na atóm až kým neopustí planetárnu hmlovinu alebo nebude absorbovaný prachom. V rekombinačných procesoch teda neuvažujeme rekombináciu do základného stavu $n = 1$, pretože nemá žiadny efekt na celkovú ionizačnú rovnováhu v hmlovine.

3.4.2 Pôvod rekombinačných čiar

Nasledujúca časť bola spracovaná podľa (Kwok 1999). Keďže atómy vodíka a hélia nemôžu byť v planetárnej hmlovine excitované zrážkami ani žiarením, jediná cesta ako sa tieto atómy dostanú do vyššej energetickej hladiny, je prostredníctvom rekombinácie voľných elektrónov a protónov, resp. jadier hélia. Po každej rekombinácii sa excitovaný atóm dostane kaskádnym prechodom do nižších hladín a spontánne vyžiari sériu rekombinačných čiar. Pravdepodobnosť spontánnej emisie pre elektrický dipólový prechod medzi hladinami (i, n) v iónoch podobných vodíku je daná vzťahom:

$$A_{i,n} = \frac{64\pi^4 \nu^3}{3Z^2 h c^3} e^2 a_0^2 \left[\int_0^\infty R(i) R(j) r dr \right]^2, \quad (3.14)$$

kde Z je protónové číslo, a_0 je Bohrov polomer a $R(i)$, $R(n)$ sú radiálne vlnové funkcie pre príslušné hladiny. Rýchlosť spätného spontánneho prechodu atómu do nižšej hladiny sa zvyčajne udávajú prostredníctvom tzv. sily oscilátora f . Napríklad pre prvú čiaru z Lymanovej série vodíka $\text{Ly}\alpha$ s $\lambda = 1216 \text{ \AA}$ je $f = 0,4162$, čomu odpovedá vysoká rýchlosť spontánneho prechodu s hodnotou $A_{2,1} = 6,2 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$. Prechody do nižšej hladiny sú omnoho rýchlejšie ako početnosť rekombinácií, čo znamená, že každý vodíkový atóm sa rýchlo prejde

do základného stavu. V planetárnej hmlovine teda predpokladáme, že sa všetok neutrálny vodík nachádza v základnom stave. Predpokladajme, že sa určitý počet atómov n_n atómov nachádza v energetickom stave danom kvantovým číslom n . Rovnica štatistickej rovnováhy bude v tomto prípade zahrňovať podmienku, že množstvo rekombinácií elektrónov s protónmi n_e a počet kaskádnych prechodov z vyšších hladín ($i = n + 1 \rightarrow n$) sa bude rovnáť spontánnym kaskádnym prechodom atómov vodíka do hladín nižších ($n \rightarrow j = k$), kde $k = (1; 2)$:

$$\sum_{i=n+1}^{\infty} n_i A_{i,n} + n_p n_e \alpha(T_e) = n_n \sum_{j=k}^{n-1} A_{n,j}. \quad (3.15)$$

kde n_i je koncentrácia atómov vodíka na hladine i , $\alpha(T_e)$ je koeficient rekombinácie, $A_{i,n}$ určuje rýchlosť kaskádnych prechodov z vyšších hladín a $A_{n,j}$ je rýchlosť spontánnej emisie. Z rovnice štatistickej rovnováhy môžeme odvodiť tzv. koeficient efektívnej rekombinácie pre prechody vodíka medzi stavmi (n, j) :

$$\alpha_{ef}(i, j) = \frac{n_n A_{i,n}}{n_e n_p}. \quad (3.16)$$

Hodnoty $\alpha_{ef}(T_e)$ sú obecné veľmi malé, rádovo $10^{-14} \text{cm}^{-3}/\text{s}$. Celkový spektrálny tok v rekombinačnej čiare, pozorovaný v opticky tenkej hmlovine s polomerom R vo vzdialenosti D od pozorovateľa, je s pomocou $\alpha_{ef}(\nu)$ vyjadrený nasledujúcim výrazom (Kwok 1999):

$$J_\nu = \frac{4\pi j_\nu}{4\pi D^2} \left(\frac{4\pi R^3 \epsilon}{3} \right), \quad (3.17)$$

$$J_\nu = \frac{R^3 \epsilon}{3D^2} h\nu n_e n_p \alpha_{ef}(\nu), \quad (3.18)$$

kde ν je frekvencia príslušnej emisnej čiary, j_ν celkový emisný koeficient a ϵ je faktor zaplnenia. Koštantu ϵ určuje priebeh elektrónovej hustoty závislosti na vzdialenosti od stredu hmloviny. Keďže každá pozorovaná emisná čiara pochádza z jedného ionizačného stavu atómov, musíme poznať presnú ionizačnú štruktúru hmloviny, aby sme mohli správne odvodiť napríklad zastúpenie prvkov z intenzity danej čiary. To vyžaduje dobré znalosti procesov fotoionizácie a rekombinácie a ich príslušných koeficientov.

3.5 Zrážkova excitácia

Najdôležitejší mechanizmus pre vznik emisných čiar elementov ťažších ako je vodík a hélium je zrážková excitácia a následná spontánna emisia žiarenia. K excitácii ťažších atómov dôjde, ak je kinetická energia voľného elektrónu vyššia ako excitačná energia atómu. Ťažšie atómy, obecné zvané kovy, sú prostredníctvom nepružnej zrážky excitované na vyššiu hladinu, ktorá môže byť metastabilná. Excitovaný atóm kovu postupne prechádza na nižšie energetické hladiny prostredníctvom magnetickej dipólovej alebo elektrickej kvadrupólovej

interakcie. Spontánna emisia žiarenia vedie k vzniku emisnej spektrálnej čiary známej ako zakázaná čiara.

V spektrách planetárnych hmlovín obecné dominujú emisné čiary ťažších prvkov napriek tomu, že zastúpenie ťažších prvkov (kovov) je o niekoľko rádov nižšie ako zastúpenie vodíka. Prítomnosť tak intenzívnych zakázaných čiar má niekoľko dôvodov. V planetárnej hmlovine prebiehajú zrážkové procesy niekoľkonásobne rýchlejšie ako rekombinačné procesy, ktoré sú charakteristické iba pre vodík a hélium. Zrážkovo excitované čiary sú silnejšie, pretože základné hladiny mnohých iónov sa od svojich vyšších energetických hladín líšia iba o malé množstvo energie. Excitované ióny potom vyžarujú čiary vo viditeľnej a ultrafialovej oblasti. Hustota plynu v planetárnej hmlovine je extrémne nízka, rádovo $10^7 - 10^9$ častíc/cm⁻³ (Kwok 1999), takže vplyv zrážkovej deexcitácie na prechod atómu do nižšieho stavu je veľmi malý. Atómy môžu na metastabilnej hladine zotrvať v rozmedzí niekoľkých minút až niekoľkých hodín a následne vyžiariť energiu pri (spontánnej) deexcitácii (Gurzadyan 1997). V hustých atmosférach hviezd by sa taký atóm okamžite zrazil s inou časticou, čo by viedlo k strate energie a deexcitácii.

3.5.1 Zakázané čiary

Nasledujúca časť bola spracovaná podľa monografie Gurzadyan (1997). Zrážkové prechody medzi energiovými hladinami i a j môžu byť charakterizované pomocou bezrozmerných zrážkových parametrov Ω_{ij} a Ω_{ji} . Účinný prierez excitačných zrážok σ_{ji} je funkciou elektrónovej rýchlosti v a pre prechody z j -tej do i -tej hladiny je daný nasledujúcim výrazom:

$$\sigma_{ji}(v) = \pi a_0^2 \frac{Rh}{\frac{1}{2}m_e v^2} \frac{\Omega_{ji}}{g_j} = \frac{\pi h^2}{4\pi^2 m_e^2 v^2} \frac{\Omega_{ji}}{g_j}, \quad (3.19)$$

kde a_0 je Bohrov polomer, $R = 2\pi^2 e^4 m_e v^2 / h^3$ je Rydbergerova konštanta, m_e je hmotnosť elektrónu a g_j je štatistická váha prechodu. Predpokladáme, že voľné elektróny budú mať Maxwellovo rozloženie rýchlostí, takže početnosť excitačných zrážok za jednotku času pre určitý súbor elektrónov s teplotou T_e môžeme vyjadriť vzťahom:

$$q_{ji}(T_e) = \int_{v_{min}}^{\infty} v \sigma_{ji}(v) f(v) dv, \quad (3.20)$$

kde $v_{min} = (2E_{ij}/m_e)^{1/2}$ je minimálna rýchlosť elektrónov daná excitačnou energiou E_{ij} medzi hladinami i a j . Dosadením výrazu pre účinný prierez zrážok σ_{ji} do rovnice dostaneme konečný výraz pre početnosť zrážkových prechodov q_{ji} (Saraph et al. 1969):

$$q_{ji} = \frac{8,629 \times 10^{-6}}{\sqrt{T_e}} \frac{\Omega_{ji}}{g_j} e^{-E_{ij}/kT_e} \text{ cm}^3/\text{s}. \quad (3.21)$$

Medzi prvky produkujúce výrazné zakázané čiary pozorované v spektrách planetárnych hmlovín patrí ionizovaný dusík (N^+), jeden a dvakrát ionizovaný kyslík (O^+ , O^{2+}),

ionizovaný neón (Ne^{2+} , Ne^{3+}) a magnézium (Mg^{4+}), prípadne polozakázané prechody uhlíka (C^{2+}) a kremíka (Si^{2+} , Si^{3+}). Samozrejme, zakázané čiary nie sú jediné zrážkovo excitované čiary. V spektrách planetárnych hmlovín sa objavujú emisné čiary ťažších prvkov pochádzajúce aj z povolených prechodov, konkrétne prechody ionizovaného uhlíka (C^+ , C^{3+}), štyrikrát ionizovaného dusíka (N^{4+}), prípadne neutrálneho a ionizovaného magnézia (Mg , Mg^+).

3.5.2 Podmienky vzniku zakázaných čiar

Za normálnych laboratórnych podmienok nie sme schopní v plynnej látke pozorovať zakázané čiary, pre ich vznik musia byť splnené určité špeciálne podmienky. V prvom rade si musíme uvedomiť, že pravdepodobnosť prechodov vedúcich k zakázaným čiarám je rovná nule iba v prvej aproximácii, kde uvažujeme iba žiarenie elektrického dipólu. Ak zahrnieme do našich úvah vplyv kvadrupóloveho žiarenia a ďalších žiarení spojených s magnetickými momentmi jadra atómu a elektrónu, pravdepodobnosť zakázaných prechodov bude nulu, resp. o niekoľko rádov nižšia ako pravdepodobnosť dovolených prechodov.

Zároveň musia byť atómy excitované na vyššiu energetickú hladinu, ktorá je výhradne metastabilná, t.j. z hladiny nesmie existovať povolený prechod. Ak by z hladiny, z ktorej sa emituje zakázaná čiara, existoval aj povolený prechod, atómy by sa s vysokou pravdepodobnosťou dostávali na nižšiu hladinu prostredníctvom povoleného prechodu. Intenzita zakázanej čiary by za akýchkoľvek podmienok nebola tak veľká ako intenzita povolenej čiary, pretože prechody zodpovedné za povolené čiary by nastávali $\sim 10^6$ -krát častejšie ako zakázané prechody (Gurzadyan 1997).

Ďalšia podmienka na emisiu zakázanej čiary je relatívne nízka hustota plynnej látky. Táto požiadavka, ktorá bola už spomínaná, je vo všetkých planetárnych hmlovinách splnená. Atómy a ióny tu zotrávajú na metastabilnej hladine pomerne dlhú dobu. Ak dôjde k nepružnej zrážke excitovaného atómu s inou časticou, napríklad s voľným elektrónom, excitačná energia atómu sa premení na kinetickú energiu voľnej častice (elektrónu) miesto toho, aby sa zmenila na energiu žiarenia v zakázanej čiare.

Kvantitatívne existuje určitá kritická hranica hustoty voľných elektrónov, ktorá určuje intenzitu zakázanej čiary. Počet voľných elektrónov nesmie byť príliš vysoký, aby nedochádzalo k zrážkovej deexcitácii atómov, ale ani príliš nízky, pretože by sa neuskutočnilo dosť excitačných zrážok s atómami ťažších prvkov. Ak označíme počet atómov na metastabilnej hladine n_2 , pravdepodobnosť spontánneho žiarivého prechodu A_{21} a pravdepodobnosť zrážkového prechodu q_{21} . Počet spontánnych prechodov za jednotku času z vyššej na nižšiu hladinu (2-1) potom bude $n_2 A_{21}$ a počet prechodov (2-1) vyvolaných zrážkami $n_2 n_e q_{21}(T_e)$. Pre vznik zakázanej čiary musí byť splnená nasledujúca podmienka, ktorá hovorí, že spontánne deexcitačné prechody budú prevyšovať nad zrážkovými prechodmi (Krtička 2011):

$$n_2 A_{21} \gg n_2 n_e q_{21}(T_e). \quad (3.22)$$

Z tejto nerovnosti vyplýva vzťah pre určitú kritickú koncentráciu elektrónov $n_e(\text{kr})$ v planétarnej hmlovine, pri ktorej je početnosť spontánnych žiarivých prechodov rovná početnosti zrážkových prechodov:

$$n_e(\text{kr}) = \frac{A_{21}}{q_{21}(T_e)}. \quad (3.23)$$

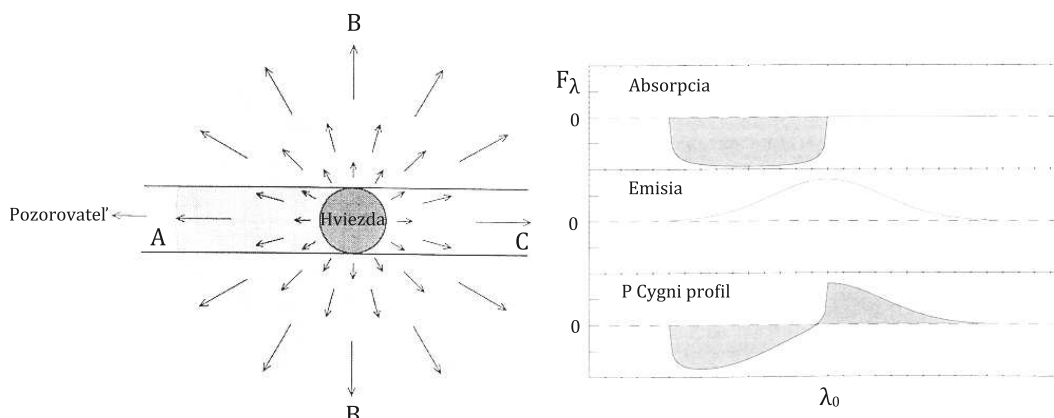
Ak bude koncentrácia elektrónov v hmlovine $n_e < n_e(\text{kr})$ nižšia ako kritická elektrónová koncentrácia, zakázanú čiaru môžeme potenciálne pozorovať s maximálnou intenzitou. Pri vyšších koncentráciách elektrónov, $n_e > n_e(\text{kr})$, začnú prevládať zrážkové deexcitácie a intenzita zakázanej čiary sa bude znižovať v závislosti s narastajúcim počtom zrážkových prechodov. V spektrách planetárnych hmlovín budú tieto čiary veľmi slabé a teda ťažšie pozorovateľné. V hustých hmlovinách s vysokou koncentráciou elektrónov sa určité zakázané čiary nemusia objaviť vôbec.

Pravdepodobnosť spontánneho prechodu z metastabilnej hladiny do nižšieho energetického stavu je rádovo veľmi malá. To znamená, že na to, aby sme mohli pozorovať v planetárnych hmlovinách silné zakázané čiary, musí neustále existovať veľký počet atómov v excitovanom stave. Pri absencii povoleného prechodu z danej hladiny a veľkom množstve málo pravdepodobných spontánnych prechodov je možné dosiahnuť zakázané čiary s vysokou intenzitou. Atóm v metastabilnom stave môže pod vplyvom okolitého žiarenia uskutočniť prechod do vyššej hladiny bez toho, aby emitoval žiarenie v zakázanej čiare. Aby atóm svoju prebytočnú energiu naozaj vyžiaril, nesmie počas svojho excitovaného stavu absorbovať žiadny fotón. Poslednou podmienkou pre vznik zakázanej čiary teda je, že hustota žiarenia v planétarnej hmlovine musí byť malá.

3.6 P Cygni profil

V spektrách horúcich hviezd často pozorujeme rezonančné čiary spôsobené prechodmi atómov z vyšších do základných energiových hladín. Rezonančné čiary s charakteristickým P Cygni profilom sa objavujú práve v spektrách hviezd, ktoré majú vo svojom okolí rozpínajúcu sa obálku ionizovaného plynu. Hviezdny vietor týchto hviezd môže obsahovať dostatok iónov schopných absorbovať žiarenie z fotosféry hviezd a v kombinácii s veľkou silou oscilátora rezonančných prechodov môžu ióny produkovať pozorovateľnú absorpčnú čiaru. Jedná sa vlastne o rozptyl žiarenia na atómoch, kedy atóm absorbuje fotón a súčasne sa excituje na vyššiu hladinu. S vysokou pravdepodobnosťou prebehne žiarivá deexcitácia cez rovnaký energiový prechod, ale fotón sa vyžiarí v ľubovoľnom smere. Rozpínaním obálky okolo hviezd bude absorpčná čiara podliehať Dopplerovmu posunu. P Cygni profil čiary potom pozostáva z absorpčnej časti posunutej smerom k modrej oblasti a emisnej časti s červeným posunom.

Rezonančné čiary CIV, NV, a SiIV s nesaturovaným P Cygni profilom sú najcitlivejším indikátorom straty hmoty z horúcich hviezd. Saturované profily čiar sú naopak vhodné na odhad konečnej rýchlosti hviezdneho vetra z centrálnej hviezd. Vznik P Cygni profilu



Obrázok 3.1: Vľavo: Centrálna hviezda obklopená plynňou obálkou. Žiarenie pozorujeme z oblastí (A) a (B). Vpravo: P Cygni profil vzniká z rezonančnej čiary s absorpčnou časťou a emisnou časťou (Lamers a Cassinelli 1999)

môžeme vysvetliť na jednoduchom modeli sféricky symetrického modelu hviezdneho vetra (Lamers a Cassinelli 1999). Na obrázku je schéma centrálnej hviezdy s ionizovanou obálkou rozdelená na niekoľko oblastí. V oblasti (A) hviezda emituje spojité žiarenie s absorpčnou časťou čiary s vlnovou dĺžkou λ_0 . Ionizovaná obálka (v šedej zóne) medzi hviezdou a pozorovateľom sa k nám približuje, takže absorpčná čiara sa od λ_0 posunie ku kratším vlnovým dĺžkam. v oblasti (C) zakrýva plynňú obálku hviezdny disk, takže odtiaľ nepozorujeme žiadne žiarenie. Z oblastí (B) v priestore nad a pod hviezdny disk pozorujeme iba emisný profil z plynnej obálky, ktorý je dopplerovsky rozšírený do oboch strán spektra. Obálka rozptyľuje žiarenie z fotosféry hviezdy do všetkých smerov, takže časť žiarenia smeruje aj k pozorovateľovi. Výsledný P Cygni profil je súčtom príspevkov žiarenia z fotosféry hviezdy a okolitej plynnej obálky, tak ako vidíme na obrázku 3.6.

3.7 Ionizačná štruktúra planetárnej hmloviny

Ultrafialové žiarenie z centrálnej hviezdy ionizuje vodíkové atómy v hmlovine. Energia jednotlivých elektrónov uvoľnených z atómov sa líši pri každom procese fotoionizácie a je daná rozdielom medzi energiou fotónu a ionizačnou energiou atómu vodíka. Náhodné zrážky voľných elektrónov však vedú k Maxwellovmu rozloženiu rýchlostí. Fyzikálne procesy a vlastnosti ionizovanej látky planetárnej hmloviny súvisia najmä s koncentráciou a tepelným pohybom voľných elektrónov.

Ionizácia prvkov v planetárnej hmlovine je v prvom rade daná efektívnou teplotou centrálnej hviezdy. Látka je v centre celkom ionizovaná, smerom od stredu hmloviny sa postupne objavujú prvky s nižším stupňom ionizácie. Ak je početnosť iónov daného prvku dostatočne vysoká, intenzita ich emisnej čiary je daná iba elektrónovou teplotou T_e a elektrónovou koncentráciou n_e . Problém určenia ionizačnej štruktúry alebo hmoty planetárnej

hmloviny tak spočíva v tom, že musíme poznať priebeh T_e a n_e v závislosti na vzdialenosti od centra hmloviny.

Stupeň ionizácie a excitácie plynu v planetárnej hmlovine je možné určiť z predpokladu rovnovážneho stavu medzi žiarivou ionizáciou a rekombináciou podľa nasledujúceho vzťahu (Krtička 2011):

$$n_i 4\pi \int_{\nu_i}^{\infty} \frac{\alpha_i(\nu)}{h\nu} J_\nu d\nu = n_{i+1} 4\pi \left(\frac{n_i}{n_{i+1}} \right) \int_{\nu_i}^{\infty} \frac{\alpha_i(\nu)}{h\nu} \left[\frac{2h\nu^3}{c^2} + J_\nu \right] \exp\left(\frac{-h\nu}{kT}\right) d\nu \quad (3.24)$$

kde n_i , n_{i+1} sú populácie atómov na nižšej, resp. vyššej hladine, $\alpha_i(\nu) \sim \alpha_0 \nu^3$ je účinný prierez fotoionizácie a ν je vlnová dĺžka prechodu. V tomto prípade uvažujeme, že ionizujúce žiarenie z centrálnej hviezdy J_ν odpovedá žiareniu čierneho telesa s efektívnou teplotou T_* opravenému faktorom zriedenia $J_\nu = B_\nu(T_*) W$. Faktor zriedenia W vyjadruje pomer medzi hustotou žiarenia v bode pozorovania a na povrchu hviezdy a platí pre neho vzťah:

$$W = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{R_*}{r^2}} \right), \quad (3.25)$$

kde R_* je polomer centrálnej hviezdy a r je vzdialenosť hmloviny od pozorovateľa. Známa Planckova funkcia popisuje telesá, ktorých vyžarovanie je závislé iba na teplote a pre ideálne centrálne hviezdy má nasledujúci tvar:

$$B_\nu(T_*) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT_*}\right) - 1}. \quad (3.26)$$

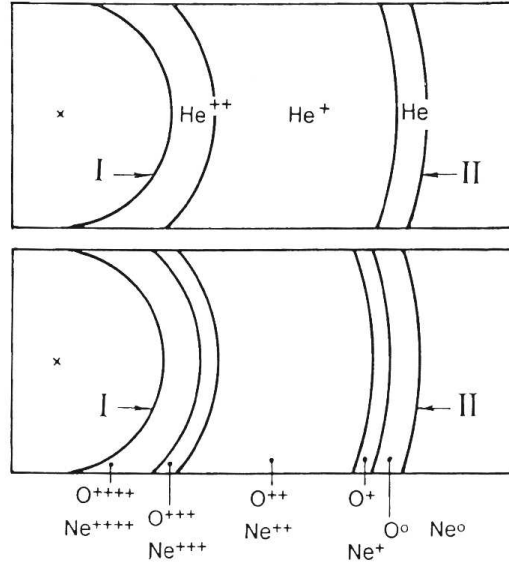
Vzhľadom k ionizujúcemu žiareniu platí $h\nu/(kT_*) \gg 1$, takže 1 v exponente Planckovej funkcie môžeme zanedbať. Častice v plyne v rovnovážnom stave sa budú riadiť Maxwellovým rozdelením rýchlostí. Vo veľkej vzdialenosti hmloviny od pozorovateľa môžeme zanedbať J_ν v integráli na pravej strane rovnice. Po všetkých úpravách dostaneme rovnicu pre ionizačnú rovnováhu v tvare:

$$n_i W \int_{\nu_i}^{\infty} \exp\left(\frac{-h\nu}{kT_*}\right) \frac{d\nu}{\nu} = n_{i+1} \left(\frac{n_i}{n_{i+1}} \right) \int_{\nu_i}^{\infty} \exp\left(\frac{-h\nu}{kT}\right) \frac{d\nu}{\nu}. \quad (3.27)$$

Integrály v rovnici (3.27) môžeme počítať pomocou prílišných vzťahov pre integrály $\int_a^\infty e^{-x} dx = e^{-a}/a$. Populácia ionizovaných atómov v termodynamickej rovnováhe je daná Sahovou rovnicou. Stupeň ionizácie planetárnej hmloviny vzhľadom k efektívnej teplote centrálnej hviezdy T_* a elektrónovej teplote T_e má potom tvar (Gurzadyan 1997):

$$\frac{n_{i+1}}{n_i} = \frac{W}{n_e} \frac{U_{i+1}}{U_i} \sqrt{\frac{T_e}{T_*}} \frac{2(2\pi m_e k T_*)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_*}\right). \quad (3.28)$$

Výrazy U_{i+1} a U_i sú partičné funkcie kvantových stavov i a $i+1$, $h\nu$ v exponente je ionizačný potenciál. Pomer atómov vyššieho a nižšieho ionizovaného stavu n_{i+1}/n_i býva v



Obrázok 3.2: Teoretický predpoklad ionizačnej štruktúry v planetárnych hmlovinách. Číslo I a II reprezentujú vnútorný a vonkajší okraj hmloviny, krížik ukazuje polohu centrálnej hviezdy. (Gurzadyan 1997)

planetárnych hmlovinách vysoký, napríklad pre vodík rádovo $\sim 10^3$, pretože koncentrácia elektrónov n_e v hmlovine je nízka. Pri nízkom počte voľných elektrónov dochádza skôr k zrážkam voľnými protónmi a tak veľa iónov ostáva iónmi. Na obrázku (3.2) sú predpokladané zóny s klesajúcim stupňom ionizácie prvkov pre planetárnu hmlovinu s $T_* = 100\,000\text{ K}$ a $n_e = 7000\text{ cm}^{-3}$. (Gurzadyan 1997). Horný graf ukazuje polomery vstiev s rôzne ionizovaným héliom (He), v spodnom grafe sú polomery pre jednotlivé vrstvy ionizovaného kyslíka (O) a neónu (Ne). Vrstvy O a Ne sú lokalizované veľmi blízko seba. Oblasti I a II ukazujú vnútorné a vonkajšie okraje hmloviny. Z grafov vidíme, že takmer všetok He, O a Ne sú v hmlovine v ionizovanom stave.

3.7.1 Elektrónová koncentrácia

Hustotu voľných elektrónov je možné určiť zo zakázaných emisných čiar dupletu ionizovaného kyslíka [O II] a [O III], síry [S II] a argónu [Ar IV], ktoré vznikli zrážkovou excitáciou. Atómy týchto prvkov sa po zrážkach s voľnými elektrónmi dostávajú na do niektorej zo svojich nízkych metastabilných hladín na úkor kinetickej energie voľných elektrónov. Časť elektrónovej energie uvoľnenej na excitáciu v zakázaných čiarach za jednotku času je rovná (Gurzadyan 1997):

$$E_e = n_e n_p \sum_i \frac{n_i}{n_p} q_{ij} h \nu_{ij}, \quad (3.29)$$

kde n_e a n_p sú koncentrácie voľných elektrónov a protónov, n_i koncentrácia excitovaných iónov, q_{ij} pravdepodobnosť prechodu medzi i -tou a j -tou hladinou a ν_{ij} je frekvencia pre-

chodu. Deexcitácia iónov do základného stavu vedie k uvoľneniu kinetickej energie vlastných elektrónov, čím sa emituje žiarenie na jednej z príslušných čiar prechodu. Označme počet prechodov zo základnej (1) do metastabilnej (2) hladiny prostredníctvom elektrónových zrážok $n_1 q_{12}$ a počet spontánnych prechodov z metastabilnej do základnej hladiny $n_2 A_{21}$. Intenzita emisnej čiary je potom daná množstvom excitačných zrážok a a energiou spontánnej emisie žiarenia podľa týchto ekvivalentných vzťahov:

$$E_{21} = h\nu_{21} n_2 A_{21} = h\nu_{12} n_1 q_{12}, \quad (3.30)$$

kde ν_{21} , ν_{12} sú frekvencie emisnej čiary prechodu (2-1), resp. (1-2). V tomto prípade predpokladáme, že v riedkej plynnej látke platí podmienka žiarivej rovnováhy, teda počet excitácií sa za jednotku času rovná počtu deexcitácií. Rovnica štatistickej rovnováhy má tvar:

$$n_1 n_e q_{12} = n_2 A_{21} + n_2 n_e q_{21} \quad (3.31)$$

kde $n_2 q_{21}$ označuje počet zrážkových prechodov medzi hladinami (2) a (1). Ďalej predpokladáme, že zakázané čiary vznikli len nepružnými zrážkami s voľnými elektrónmi a vplyv excitácie žiarením $n_1 A_{12}$ môžeme zanedbať. Koeficienty pre pravdepodobnosť prechodu zrážkami q_{12} , $q_{21} = f(n_e, T_e)$ a relatívne intenzity čiar sú závislé na teplote a hustote voľných elektrónov v hmlovine. Vzťah pre energiu potrebnú na excitáciu v zakázanej čiare bude mať tvar (Gurzadyan 1997):

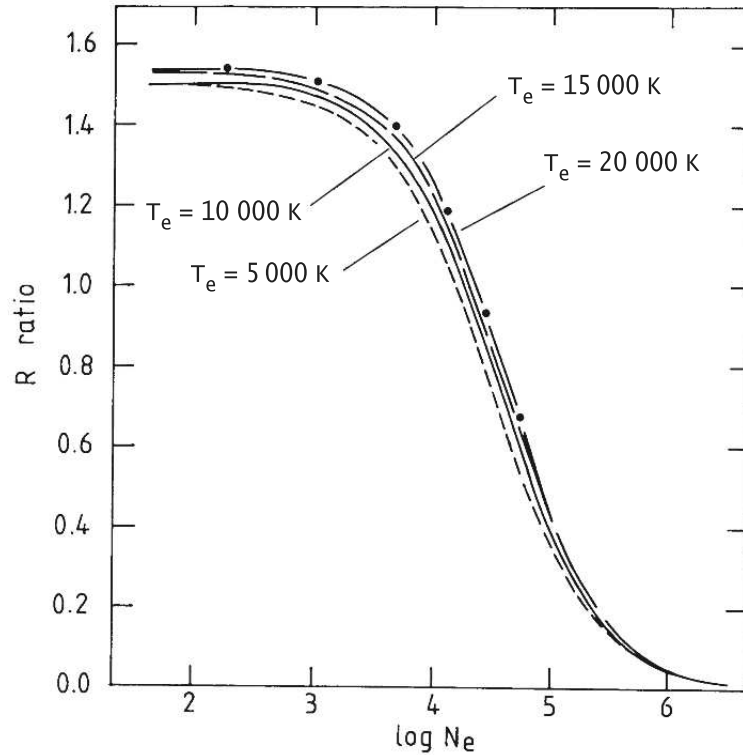
$$E_{21} = C n_e n_p \frac{1}{\sqrt{T_e}} \exp\left(\frac{E_n}{kT_e}\right), \quad (3.32)$$

kde C je konštanta daná chemickým zložením hmloviny a E_n je stredná hodnota excitačného potenciálu. Z rovnice štatistickej rovnováhy a pravdepodobnosti jednotlivých prechodov vyjde funkčná závislosť pomeru intenzít dvoch blízkych čiar daného prvku na elektrónovej koncentrácii n_e a teplote T_e v tvare (Saraph a Seaton 1970):

$$\frac{I(\lambda_1)}{I(\lambda_2)} \approx 1,5 \frac{1 + a x}{1 + b x}, \quad (3.33)$$

kde parameter $x = 10^{-2} n_e / T_e^{1/2}$. Koncentrácia elektrónov je n_e je daná v cm^{-3} a teplota T_e v K. Táto funkcia je aproximáciou, pri ktorej predpokladáme $T_e = 10000$ K. Koeficienty a, b vo funkcii (3.33) sa pre každý prvok (kyslík, síra, dusík, uhlík) sa líši, rovnako sa líši citlivosť dupletov na n_e a T_e . Závislosť medzi pomerom integrálnych tokov zakázaných čiar a elektrónovou koncentráciou ukázali napríklad Seaton (1954), Osterbrock (1960), Saraph (1974) a ďalší.

V ultrafialovom spektre planetárnych hmlovín sa vyskytuje výrazný pár emisných čiar dvakrát ionizovaného uhlíka CIII], ktorý sa ukázal byť dosť citlivý na elektrónovú koncentráciu n_e . Emisné čiary s vlnovými dĺžkami $\lambda = 1906,68 \text{ \AA}$ a $\lambda = 1908,73 \text{ \AA}$ vznikajú z polozakázaných prechodov medzi metastabilnými hladinami $2s^2 p^3 P^2$, respektíve $2s^2 p^3 P^1$ a základným stavom $2s^2 ^1S$. Teoretický pomer intenzít CIII] dostaneme výpočtom z rovníc



Obrázok 3.3: Závislosť pomeru intenzít zakázaných čiar CIII] $R=1907 \text{ Å}/1909 \text{ Å}$ je funkciou elektrónovej koncentrácie $\log(n_e)$ (Keenan et al. 1992)

pre pravdepodobnosti žiarivých prechodov a efektívneho účinného prierezu zrážok. Na obrázku (3.3) je teoretický pomer emisných čiar uhlíka $R = I(1907 \text{ Å})/I(1909 \text{ Å})$ ako funkcia logaritmu elektrónovej koncentrácie $\log(n_e)$ v cm^{-3} pre elektrónové teploty $T_e = 5000\text{--}20000 \text{ K}$. Z grafu vidíme, že citlivosť pomeru intenzít oboch emisných čiar na elektrónovú koncentráciu je najväčšia v rozmedzí $10^3 \text{ cm}^{-3} < n_e < 10^6 \text{ cm}^{-3}$, čo odpovedá hmlovinám s priemernou až vyššou hustotou plynu (Keenan et al. 1992). Závislosť pomeru R na elektrónovej teplote T_e je relatívne slabá. Využitie relatívnych intenzít na stanovenie n_e má horný aj spodný limit. V hmlovinách s nízkou hustotou sú relatívne intenzity rovné pomeru efektívnych účinných prierezov zrážok, v hustých hmlovinách je pomer zakázaných čiar daný podmienkami termodynamickej rovnováhy.

3.7.2 Elektrónová teplota

Pri fotoionizácii vodíkových atómov sa uvoľňujú elektróny, ktoré majú kinetickú energiu rovnú rozdielu energie fotónu a ionizačnej energie atómu. Voľné elektróny si vzájomnými zrážkami prerozdedia svoju energiu a za ideálnych podmienok sa dostanú do rovnovážneho stavu. Elektrónový plyn potom môžeme charakterizovať strednou energiou a strednou teplotou, ktorú voláme elektrónová teplota. Elektrónová teplota T_e závisí od povrchovej

teploty centrálnej hviezdy T_* , pretože hviezda s vyššou T_* spôsobuje aj vyššiu strednú energiu elektrónov. Opäť predpokladáme stav rovnováhy, kedy energia fotoionizácie bude rovná energii emitovanej rekombináciami vodíkových iónov s voľnými elektrónmi. Pokles T_e voči T_* by bol daný iba množstvom rekombinácií vodíka (tzv. hydrogen cooling). V planetárnych hmlovinách sa však uplatňuje oveľa viac procesov, pri ktorých voľné elektróny strácajú kinetickú energiu. Elektrónovú teplotu znižujú napríklad excitačné zrážky s ťažšími prvkami, ktoré vedú k zakázaným emisným čiaram, voľne-voľné prechody elektrónov pri brzdnom žiarení a nepružné zrážky voľných elektrónov s neutrálnym vodíkom.

Elektrónová teplota v planetárnych hmlovinách sa zvyčajne určuje z pomeru pozorovaných zakázaných čiar vo viditeľnej oblasti. Napríklad z pomeru intenzít $R = (4959 \text{ Å} + 5007 \text{ Å})/(4363 \text{ Å})$ zakázaných čiar dvakrát ionizovaného kyslíka [OIII] alebo z pomeru čiar $R = (6548 \text{ Å} + 6584 \text{ Å})/(5755 \text{ Å})$ ionizovaného dusíka [NII] (Gurzadyan 1997). Elektrónovú teplotu je možné určiť aj s využitím čiar v ultrafialovej časti spektra. Intenzity rekombinančných čiar ionizovaného hélia HeII sa menia vzhľadom k elektrónovej teplote a elektrónovej koncentrácii. Čiara $\lambda = 1640 \text{ Å}$ je prvý člen Balmerovej série v ultrafialovej oblasti a $\lambda = 4686 \text{ Å}$ je prvý člen Paschenovej série hélia vo viditeľnej oblasti.

Tieto čiary sú iba čiastočne citlivé na koncentráciu elektrónov n_e , takže pri určitej priemernej hodnote n_e môžeme určiť závislosť pomeru čiar $R = 1640 \text{ Å}/4686 \text{ Å}$ na elektrónovej teplote (Seaton 1974). Populácia atómov (He^+) sa danú hladinu n môže dostať rekombináciami a kaskádny prechodmi atómov z vyšších hladín i . Rovnaký počet atómov sa musí z danej hladiny n dostať žiarivými prechodmi na nižšie hladiny j . Oproti žiarivým procesom môžeme vplyv zrážkových prechodov zanedbať. Rovnica štatistickej rovnováhy pre atómy hélia má tvar (Benjamin et al. 1999):

$$n_e n_{HeII} \alpha(T_e) + \sum_{i>n} n_i A_{i,n} = n_n \sum_{j<n}^{n-1} A_{nj}, \quad (3.34)$$

kde $\alpha(T_e)$ je koeficient rekombinácie podľa (3.12), $A_{i,n}$ určuje rýchlosť kaskádnych prechodov z vyšších hladín podľa (3.14) a A_{nj} je rýchlosť spontánnej emisie.

Pre všetky kombinácie prechodov do určitej hladiny i_{max} vznikne sada rovníc a z ich riešenia vyjdú populácie atómov na jednotlivých hladinách. Rýchlosť rekombinácie pre individuálny prechod je závislá hlavne na teplote elektrónov. Podľa Benjamin et al. (1999) môžeme $\alpha(T_e)$ aproximovať výrazom $\alpha(T_e) = \alpha' t$, kde parameter $t = T_e/10000 \text{ K}$. Pre intenzitu čiar HeII platí vzťah (Seaton 1978):

$$J_\nu = \frac{h\nu}{4\pi} n_e n_{HeII} \alpha_{ef}(\nu), \quad (3.35)$$

kde $\alpha_{ef}(\nu)$ je efektívny rekombinačný koeficient podľa vzťahu (3.16). Hodnoty $\alpha_{ef}(\nu)$ sa v rozmedzí elektrónových koncentrácií $n_e = 10^2 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$ menia veľmi málo. Kombináciou rovníc (3.34) a (3.35), so známymi hodnotami koncentrácií atómov na daných hladinách a koeficientami pre rekombináciu, kaskádny a žiarivý prechod, môžeme odvodiť vzťah pre pomer intenzít dvoch čiar hélia HeII (Gurzadyan 1997):

$$\frac{I(1640)}{I(4686)} = 6,25 \left(\frac{T_e}{10000 \text{ K}} \right)^{0,19}. \quad (3.36)$$

Tento vzťah platí pre priemernú hodnotu $n_e = 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Vzťah pre pomer intenzít čiar HeII v tejto aproximácii platí najmä v hmlovinách so strednou a vysokou hustotou látky. V riedkych hmlovinách majú rekombinančné čiary hélia nízku intenzitu alebo sa v spektre vôbec nevyskytujú.

Obece dáva teplota elektrónov určená zo pomerov spektrálnych čiar iba približné výsledky. V planetárnej hmlovine sa hodnoty T_e pre čiary rôznych iónov môžu od seba líšiť. Atómy a ióny majú rôzny excitačný potenciál, rôzne rozloženie v hmlovine a ich stupeň ionizácie v závislosti na vzdialenosti od centra je rôzny. V hmlovine sa tak vytvára gradient teploty, vo vnútorných častiach hmloviny je T_e najvyššia a smerom k vonkajším oblastiam klesá. Gradient teploty spôsobuje aj fakt, že rekombinačné procesy prebiehajú v centrálnych častiach hmloviny, zatiaľ čo excitácia v zakázaných čiarach prebieha vo vonkajších oblastiach ionizovanej obálky.

Časť II

Praktická časť

Kapitola 4

Spektroskopia planetárnych hmlovín

Spracovanie ultrafialových spektier planetárnych hmlovín a ich centrálnych hviezd prebiehalo v niekoľkých častiach. V spektrách som identifikoval niekoľko výrazných emisných čiar, určil som ich pôvod a na základe ich intenzity som stanovil základné parametre popisujúce podmienky v hmlovinách. Využil som ultrafialové spektrá z voľne dostupného archívu MAST - The Mikulski Archive for Space Telescopes. Archívne spektrá pôvodne nameral vesmírny teleskop International Ultraviolet Explorer (IUE), ktorý bol spoločným projektom americkej NASA, európskej ESA a britskej výskumnej agentúry SERC.

Družica IUE uskutočnila v rokoch 1978 až 1996 spektroskopické pozorovanie množstva nebeských objektov, medzi inými aj planetárnych hmlovín. Spektrografy pokrývali blízku ultrafialovú oblasť v rozsahu 1150-2000 Å a vzdialenú ultrafialovú oblasť v rozsahu 1850-3350 Å. IUE poskytovala spektrá s nízkym rozlíšením 7,2 Å/pixel alebo vysokodisperzné spektrá s rozlíšením $\sim 0,2$ Å/pixel (zdroj - MAST).

4.1 Výber objektov

Pri výbere konkrétnych planetárnych hmlovín som hľadal objekty s podobnými morfológickými znakmi, ale s rozdielnym tvarom spektra a zastúpením prvkov. Zároveň som pri každom objekte musel prihliadať na kvalitu a dostatočný počet dát. Napriek tomu, že družica IUE poskytla systematické ultrafialové pozorovanie objektov pre nesmierne množstvo užitočných objavov, nie každé zmerané spektrum z družice je použiteľné pre spracovanie. Pri výbere spektier rozhodoval najmä vysoký pomer medzi čiarami a pozadím, hladký priebeh kontinua a prítomnosť sledovaných čiar.

V tabuľke (4.1) je uvedený zoznam desiatich planetárnych hmlovín s približnou polohou (súhvezdie) a stručným popisom ich tvaru a štruktúry. Hmloviny IC 418 a NGC 2392 sú kompaktné, malé a sféricky symetrické hmloviny, ktoré majú vo svojom centre hviezdu s nízkou efektívnou teplotou. Vo vonkajšej obálke NGC 2392 pozorujeme dlhé a tenké vlákna

Tabuľka 4.1: Zoznam vybraných planetárnych hmlovín

Planetárna hmlovina	Súhvezdie	Morfológia
IC 418	Zajac	sféricky symetrická
NGC 2392	Blíženci	2 obálky, sfér. symetrická, filamenty
NGC 3242	Hydra	bipolárna, 2 obálky, silné halo, FLIERS
NGC 3918	Kentaur	bipolárna, 2 obálky, filamenty, halo
NGC 6572	Hadonos	2 obálky, nepravidelný tvar
NGC 6826	Labuť	bipolárna, 2 obálky, silné halo, FLIERS
NGC 6853	Líška	špirálový typ, filamenty
NGC 7009	Vodnár	2 obálky, bipolárna, FLIERS
NGC 7027	Labuť	2 obálky, nepravidelná, silné halo
NGC 7662	Andromeda	2 obálky, eliptická, filamenty

hustejšieho plynu. Na IC 418 je zaujímavé, že sa jedná o jasnú a mladú hmlovinu s bohatým zastúpením iónov uhlíka. Hmlovina má symetrickú a viditeľne ohraničenú obálku so zrnovitou štruktúrou, ktorú vytvárajú práve ióny uhlíka. IC 418 má nízku triedu excitácie ($p = 1$), takže pozostáva z tenkej obálky ionizovaného plynu, ktorá je obklopená oveľa väčšou vonkajšou oblasťou neutrálneho vodíka (Hyung et al. 1994).

Väčšina vybraných objektov sú vyvinuté bipolárne hmloviny, s dvomi viditeľnými obálkami ionizovaného plynu a určitou filamentárnou štruktúrou. Študované planetárne hmloviny, s výnimkou IC 418, patria medzi hmloviny s vyššou hustotou látky a s vyšším stupňom excitácie v rozmedzí $p = 7 - 11$. V hmlovinách NGC 3242, NGC 6826, NGC 7009 a NGC 7662 sa objavuje uzlová (zrnitá) mikroštruktúra tvorená malými oblasťami s nízko ionizovaným plynom. Na koncoch týchto bipolárnych hmlovín sa objavujú ďalšie emisné oblasti nízko ionizovaného plynu, tzv. FLIERS (Fast Low-Ionization Emission Region), ktoré sa pohybujú niekoľko násobne rýchlejšie ako je rýchlosť zvuku v okolitom plyne. Rýchlosti oboch regiónov v jednej hmlovine sú rovnaké, ale iba opačne orientované, vzhľadom k osi symetrie hmloviny. Emisné čiary z FLIERS vykazujú výraznejší Dopplerov posun ako pomalší plyn z oblasti ionizovanej obálky okolo FLIERS (Balick 1998). Pôvod týchto emisných regiónov nebol zatiaľ dostatočne vysvetlený.

Hmlovina NGC 6572 patrí medzi najjasnejšie planetárne hmloviny, aj keď sa jedná o malú a kompaktnú hmlovinu. Z morfológie hmloviny NGC 6572 vyplýva, že vnútorná malá obálka so symetrickým prstencovým tvarom sa vyvíja nezávisle na vonkajšej pretiahnutej obálke, ktorá vykazuje značnú nesymetriu. Vznikla tak hmlovina s obdĺžnikovými pretiahnutými obálkami, ale so symetrickým planetárnym halom. Planetárna hmlovina NGC 6853, ktorá svojím tvarom pripomína činku, má v sebe dva laloky špirálovitej štruktúry s nepravidelne rozloženými filamentami s vyššou hustotou plynu (Gurzadyan 1997).

Hmlovina NGC 7027 je jasná hmlovina s dvomi plynnými obálkami obdĺžnikového tvaru, okolo ktorých sa rozprestiera silné halo. Táto hmlovina je mladá, má hustú a vysoko ionizovanú obálku a vo svojom centre má hviezdu s vysokou efektívnou teplotou. V okolí

NGC 7027 sa nachádza rozsiahle halo, ktoré je dobre viditeľné napríklad aj v hmlovinách NGC 3918 a NGC 6826. Planetárna hmlovina NGC 7662 patrí medzi husté a vysoko ionizované hmloviny s eliptickým tvarom obálok. Táto jasná hmlovina má vo svojom centre dobre viditeľnú hviezdu s vysokou efektívnou teplotou. V centrálnych častiach hmloviny a na okrajoch vonkajšej obálky pozorujeme jasne odlíšené menšie regióny, ktoré sú tvorené hustejším plynom.

4.2 Analýza ultrafialových spektier

Jednotlivé ultrafialové spektrá som spracovával pomocou voľne šíriteľného programu Starlink Splat-VO: A Spectral Analysis Tool (zdroj - SPLAT). Program pracuje najmä graficky, umožňuje vyhľadávať spektrá príslušnej hmloviny z rôznych satelitných pozorovacích programov a poskytuje nástroje na základnú úpravu vybraného spektra vo formáte FITS. Po zobrazení spektra je možné určiť inštrumentálnu intenzitu žiarenia v závislosti na vlnovej dĺžke a ďalšie parametre spektrálnych čiar. Spektrá jednotlivých hmlovín sú zobrazené v prílohe na konci práce. Z družice IUE pochádzajú spektrá zo vzdialenej UV oblasti označené podľa spektrografov ako SWP (Short Wavelength Prime) a spektrá z blízkej UV oblasti s názvom LWR (Long Wavelength Prime).

4.2.1 SPLAT-VO

Pre typické spektrum planetárnej hmloviny platí, že má rovnomerne rozložené kontinuum, z ktorého vychádza iba niekoľko spektrálnych emisných čiar. Spojité žiarenie tvorí kontinuum od rôznych iónov, tepelné brzdné žiarenie voľných elektrónov, rozptyl ultrafialového žiarenia atómov na prachových časticách hmloviny a dvojfotónová emisia vodíka od 1216 Å (Lyman α) do 1400 Å (Kwok 1999).

Pre analýzu emisných čiar je nutné najprv zo spektra odčítať kontinuum. Na odčítanie kontinua som vybral rovnomerne po celej dĺžke spektra niekoľko úzkych oblastí s minimálnou inštrumentálnou intenzitou. Väčšina spektier planetárnych hmlovín mali kontinuum lineárneho priebehu, niektoré s tendenciou mierneho stúpania alebo klesania, ktoré som prekladal polynómom prvého alebo druhého rádu. Koefficienty polynómu spočítal program z vybraných oblastí s minimálnym tokom energie. Hmloviny IC 418 a NGC 6826 s nelineárnym priebehom kontinua naznačovalo, že ich spektrá patria skôr k centrálnej hviezde ako k samotnej hmlovine. Tieto spektrá som rozdelil na viac častí, normoval ich a prekladal kontinuum až v novom umelom spektre.

Na prekladanie profilu emisných čiar sa najčastejšie využíva jedna z troch tvarovo podobných funkcií. Gaussova funkcia dobre popisuje menej rozšírené jadro čiary, Lorentzova funkcia vhodne opisuje krídla čiary a Voigtova funkcia, ktorá je konvolúciou prvých dvoch funkcií, sa používa sa najmä pre chladné hviezdy. Emisné čiary v spektrách planetárnych

hmlovín majú úzky profil a sú takmer bez krídel, takže ich najlepšie popisovala Gaussova funkcia, ktorá je v programe SPLAT definovaná predpisom:

$$f(r) = A \exp \left[\frac{-(x - C)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (4.1)$$

kde A je výška profilu, r je vzdialenosť od stredu čiary C a σ je Gaussov parameter sigma, ktorý určuje šírku profilu. Z fitu v programe SPLAT je možné určiť výšku Gaussovho profilu (Peak) s príslušnou vlnovou dĺžkou (Centre), ďalej Gaussov parameter sigma, t.j. rozsah vlnových dĺžok pre šírku čiary (Width), plnú šírku profilu v polovičnom maxime (FWHM), celkový tok energie daný integráciou intenzity v Gaussovom profile (Flux) a strednú kvadratickú odchýlku medzi Gaussovou funkciou a profilom čiary (RMS).

4.2.2 Identifikácia prvkov

Zastúpenie prvkov v planetárnych hmlovinách a zloženie ich spektra je relatívne stabilné, zatiaľ čo spektrálne čiary sa môžu výrazne líšiť v každom jednom spektre každej jednej hmloviny. Intezity čiar sú rôzne v závislosti na stupni ionizácie zriedeného plynu v hmlovine. Spektrá môžu byť ovplyvnené aj medzihviezdnu extinkciou, prípadne silnou emisiou geokoróny, riedkej obálky neutrálneho vodíka v okolí Zeme. Tvar spektier sa môže meniť aj podľa nasmerovania štrbiny spektrografu na určitú časť hmloviny alebo jej centrálnu hviezdu.

V tabuľke (4.2) je uvedený zoznam emisných čiar, ktoré som našiel v spektrách planetárnych hmlovín a identifikoval podľa Kwok (1999) a Barker (1983). Vo všetkých spektrách sa vyskytovala rekombinančná čiara vodíka Lyman α , ktorá však je kontaminovaná žiarením rekombinančných vodíkových čiar z geokoróny.

Vo vzdialenej aj blízkej ultrafialovej oblasti sa mnohé čiary ťažších prvkov ukázali ako dublety. V spektrách sa vyskytovali mnohé čiary uhlíka, konkrétne rezonančný dublet trikrát ionizovaného uhlíka C IV s vlnovými dĺžkami 1548 Å a 1550 Å, polozakázaný dublet CIII] na 1907 Å a 1909 Å, prípadne súbor piatich blízkyh čiar uhlíka CII v rozmedzí 2324 Å až 2329 Å. Dublety dusíka N V (1240 Å) a uhlíka C IV (1550 Å) v spektre hmlovín IC 418, NGC 6572 a NGC 6826 vykazovali P Cygni profil. V blízkom ultrafialovom spektre dominovali aj dovolené prechody dvakrát ionizovaného kyslíka, najvýraznejšie na 3047 Å a 3133 Å. Tieto čiary boli pozorované vo všetkých hmlovinách, najvyššiu intenzitu mali vo vysoko ionizovaných hmlovinách NGC 7027 a NGC 3918.

V spektrách som našiel rekombinančné čiary ionizovaného hélia spôsobené fluorescenciou, s vlnovými dĺžkami 1640 Å a 3203 Å. Sú to prvé čiary Balmerovej, resp. Paschenovej série hélia. Intenzita rekombinančnej čiary He II (1640 Å) bola najvyššia v hmlovinách s vysokou triedou excitácie (NGC 7009, NGC 7662, NGC 3242). V hmlovinách NGC 6826 a NGC 6572 bola čiara He II veľmi slabá a v IC 418 ($p = 1$) sa nevyskytovala vôbec. Intenzita polozakázaného prechodu dubletu uhlíka na 1907 Å a 1909 Å bola vždy vysoká,

v hmlovinách s vysokou triedou excitácie proovnatelná, prípadne vyššia ako intenzita 1640 HeII.

V tabuľke (4.2) sú uvedené iba najvýraznejšie a najčastejšie pozorované čiary. V blízkosti čiar iónu CII môže ešte žiariť zakázaný dublet kyslíka OIII na vlnových dĺžkach 2321 Å a 2321 Å, ktorý je pozorovaný skôr v slabo a stredne ionizovaných hmlovinách. Vo hmlovinách sa ojedinele objavil ešte zakázaný dublet horčíka Mg II na 1797/1803 Å a dublet kremíka 1394/1403 Å. Zaujímavé je, že prítomnosť čiar horčíka Mg II nie je podmienená triedou excitácie hmloviny, pretože sa nachádzal aj v nízko excitovanej hmlovine IC 418 ($p=1$) aj vo vysoko excitovanej NGC 7027 ($p=11$).

Tabuľka 4.2: Detekované emisné čiary v spektrách planetárnych hmlovín

λ [Å]	Ión	Typ čiary	[Å]	Ión	Typ čiary
1216	H I	Lyman α	1750	N III]	
1239/1243	N V	dublet, P Cygni	1907/1909	C III]	dublet
1397-1407	O IV]	4 blízke čiary	2324 - 2329	C II]	5 blízkyh čiar
1483/1487	N IV]	dublet	2423/2425	[Ne IV]	dublet
1558/1550	C IV	dublet, P Cygni	3047	O III	
1640	He II	Balmer α	3133	O III	
1664	O III]		3203	He II	Paschen α

4.2.3 Mezihviezdna extinkcia

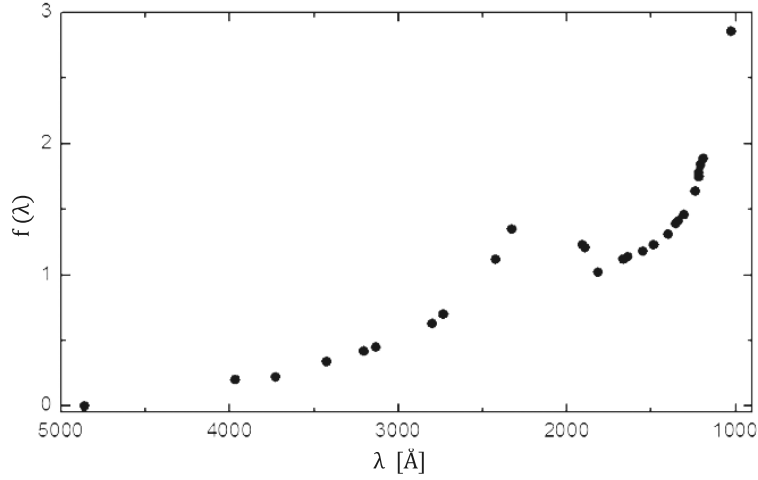
Ultrafialové žiarenie prichádzajúce z planetárnej hmloviny sa zoslabuje vplyvom silnej absorpcie v mezihviezdnej látke. Absorpcia žiarenia (mezihviezdna extinkcia) sa v spektre prejaví úbytkom intenzity emisných čiar. Zoslabenie žiarenia závisí na vzdialenosti planetárnej hmloviny a na množstve mezihviezdného prachu a plynu na dráhe medzi hmlovinou a pozorovateľom.

Pri analýze ultrafialových spektier som všetky pozorované emisné čiary opravil pomocou extinkčnej funkcie $f(\lambda)$. Na obrázku (4.1) je krivka $f(\lambda)$, ktorá charakterizuje absorpciu žiarenia v závislosti na vlnovej dĺžke v rozsahu 5000 Å až 1000 Å, s lokálnym maximom na 2200 Å. Extinkčná funkcia $f(\lambda)$ je pre všetky planetárne hmloviny rovnaká a získava sa z fotometrických pozorovaní hviezd v rôznych oblastiach spektra. Hodnoty $f(\lambda)$ som prevzal z Gurzadyan (1997). Extinkčná funkcia $f(\lambda)$ je definovaná tak, že pre čiaru $H\beta$ je $f(\lambda) = 0$ a smerom k nižším vlnovým dĺžkam funkcia rastie.

Absolútnu intenzitu vybranej čiary $I(\lambda)$ opravenú o mezihviezdnu extinkciu dostaneme pomocou nasledujúceho vzťahu (Seaton 1979):

$$I(\lambda) = F(\lambda) \times 10^{C[f(\lambda)+1]}, \quad (4.2)$$

kde $F(\lambda)$ je pozorovaná intenzita emisnej čiary a C je logaritmus extinkčného koeficientu, ktorý v sebe zahrňuje integrálny účinok mezihviezdnej extinkcie v závislosti na vzdialenos-



Obrázok 4.1: Extinkčná funkcia $f(\lambda)$ pre ultrafialový obor spektra, hodnoty prevzaté z Gurzadyan (1997)

ti planetárnej hmloviny od pozorovateľa. Hodnoty C je možné určiť viacerými metódami, napríklad porovnaním pozorovaného spektrálneho toku žiarenia $F(H\beta)$ s teoreticky spočítanou intenzitou $I(H\beta)$ podľa vzťahu:

$$C_\beta = 2,5 \log \frac{I(H_\beta)}{F(H_\beta)}. \quad (4.3)$$

Hodnoty extinkčného koeficientu C pre vybrané planetárne hmloviny som získal z Cahn et al. (1992) a sú uvedené v tabuľke (4.3). Žiarenie z planetárnej hmloviny NGC 7027 podlieha najväčšej absorpcii, pretože v tesnom okolí aj hmloviny aj v medzihviezdnom priestore sa nachádza veľké množstvo prachu, ktorý výrazne znižuje jasnosť hmloviny aj centrálnej hviezdy.

V tabuľke (4.3) sú uvedené intenzity vybraných emisných čiar, ktoré som získal fitovaním spektier, opravené o medzihviezdnú extinkciu pre dané hmloviny. Spektrálne čiary sa zvyčajne udávajú v normalizovanom tvare, teda v pomere k čiare $H\beta$ s $\lambda = 4681 \text{ Å}$, kde absolútna intenzita $F(H\beta) = 1$.

Tabuľka 4.3: Intenzity vybraných spektrálnych čiar opravené o medzihviezdnu extinkciu. Hodnoty sú vyjadrené relatívne k intenzite čiar $F(H\beta) = 1$

Planetárna hmlovina	C	C IV 1550 Å	He II 1640 Å	O III] 1664 Å	C III] 1664 Å	C II] 2327 Å	O III 3133 Å
IC 418	0,34	0,19	-	-	0,34	0,73	-
NGC 2392	0,15	0,22	0,59	0,16	0,49	0,07	0,04
NGC 3242	0,17	0,08	0,31	0,05	0,51	0,01	0,01
NGC 3918	0,40	2,69	2,02	0,27	3,38	0,42	0,61
NGC 6572	0,48	0,19	0,11	0,10	1,16	0,38	0,04
NGC 6826	0,05	0,47	-	0,01	0,30	0,01	-
NGC 6853	0,04	0,04	0,08	-	0,04	0,01	-
NGC 7009	0,17	0,14	0,43	0,04	0,24	-	0,19
NGC 7027	1,38	8,08	2,25	1,16	1,65	1,21	0,48
NGC 7662	0,20	1,46	0,84	0,01	0,95	0,01	0,04

4.3 Elektrónová koncentrácia

Pozorované intenzity emisných čiar uhlíka CIII] opravené o medzihviezdnu extinkciu som porovnal s teoreticky spočítaným pomerom $R = F(1907 \text{ Å})/F(1909 \text{ Å})$ a určil hodnoty elektrónovej koncentrácie $\log(n_e)$ pre vybrané planetárne hmloviny. Emisné čiar dupletov sú lokalizované veľmi blízko seba, vlnové dĺžky sa líšili niekoľko Å, takže na ich rozlíšenie sú potrebné spektrá s vysokým rozlíšením. Využil som vysokodisperzné spektrá planetárnych hmlovín s rozlíšením 0,2 Å, ktoré namerala družica IUE.

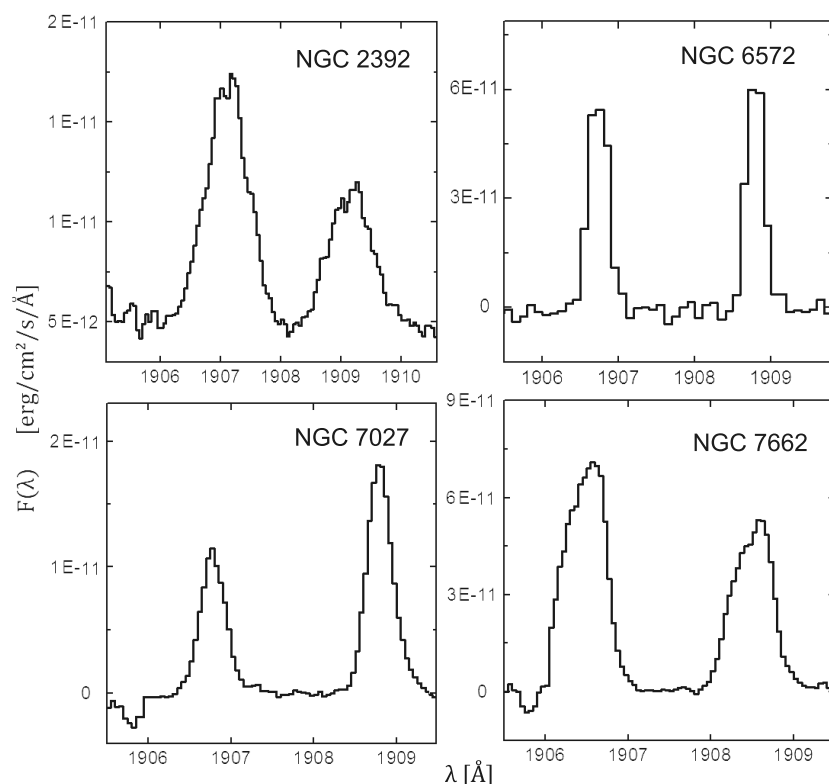
Tieto spektrá mali malý dynamický rozsah a tak sa stávalo, že čiar CIII] boli v niektorých spektrách saturované. Maximum čiar malo vtedy hranatý peak, ktorý ukazoval na príliš silný (pretečený) signál. Tieto dáta som vyradil, pokiaľ som mal k danej hmlovine dostatok kvalitných spektier. V prípade hmlovín NGC 3242 a NGC 6826 som použil aj spektrá so saturovaným profilom čiar CIII]. Okrem toho sa vo všetkých spektrách nachádzalo množstvo bodov s nezmyselnou hodnotou (-1), ktoré občas pripadli práve na emisnú čiaru. Tieto spektrá boli nepoužiteľné, pretože profil čiar bol poškodený. Všetky spektrá v ASCII formáte som opravil pomocou jednoduchého programu, ktorý priradil každej (-1) nulovú hodnotu (0) a previedol spektrá na formát FITS spolu s príslušnými dátami v hlavičke. V tabuľke (4.4) je pri každej hmlovine uvedený počet vhodných spektier označených číslom n . Napríklad pri NGC 6853 boli k dispozícii iba dve namerané spektrá s vysokým rozlíšením.

Obrázok 4.3 ukazuje detailný tvar čiarových profilov uhlíkového dupletu CIII] pre štyri vybrané planetárne hmloviny. Každá hmlovina má rozdielny pomer medzi intenzitami čiar, čo naznačuje rozdielnu elektrónovú koncentráciu. V prípade NGC 2392 boli v profiloch emisných čiar rozdelené maximá a čiar boli výrazne rozšírené Dopplerovým efektom, čo vypovedá o expanzii hmloviny. Pri NGC 7027 je intenzita čiar 1907 Å menšia ako 1909 Å,

čo naznačuje vysokú hustotu voľných elektrónov v hmlovine. U jednotlivých hmlovín sa pomer integrálnych tokov pohyboval od $R = 0,6$ (NGC 7027) až po $R = 1,6$ (NGC 2392). Intenzita uhlíkových čiar sa pohybovala rádovo $F(\lambda) \sim 10^{-13} - 10^{-11} \text{ erg/cm}^2/\text{s}$, čo bolo približne o dva rády vyššie oproti žiareniu v kontinuu.

Podľa grafu 3.3 vidíme, že pomer uhlíkových čiar čiastočne závisí od elektrónovej teploty T_e . Hodnoty T_e pre jednotlivé hmloviny som prevzal z Gurzadyan (1997), pohybovali sa v úzkom rozmedzí $T_e = 11000\text{--}13000$ K s výnimkou kompaktnej eliptickej hmloviny IC 418 s $T_e = 9000$ K. V tabuľke (4.4) sú uvedené priemerné hodnoty pre pomer intenzít emisných čiar $R = F(1907 \text{ Å})/F(1909 \text{ Å})$, ktoré som získal fitovaním spektier a logaritmus elektrónovej koncentrácie $\log(n_e)$, ktorý som určil pomocou grafu (4.3). Profily emisných čiar neboli celkom symetrické, ale pri preložení Gaussovou krivkou vychádzali relatívne neistoty fitov do 10%. Keďže bolo dostupných viacero spektier, neistoty elektrónovej koncentrácie v tabuľke boli určené štatisticky podľa zákona šírenia chýb.

Hustotu elektrónov je možné vypočítať z viacerých dupletov, ale najčastejšie sa určuje z pomeru zakázaných čiar kyslíka [OII] ($3729 \text{ Å}/3726 \text{ Å}$). Intenzity dupletu [OII] sú menej citlivé na elektrónovú teplotu T_e . Krivky závislosti $R = F(3729)/F(1909) \sim \log(n_e)$ sú pre rôzne teploty $T_e = 10000$ K a $T_e = 20\,000$ K takmer totožné.



Obrázok 4.2: Profily emisných čiar uhlíka CIII] (1907 Å , 1909 Å) štyroch planetárnych hmlovín zo spektier nameraných družicou IUE. Rôzne pomery intenzít naznačujú odlišnú koncentráciu voľných elektrónov v hmlovinách.

Ďalšie výrazné zakázané čiary vo viditeľnom spektre tvorí červený duplet ionizovanej síry [SII] s vlnovými dĺžkami 6731 Å a 6717 Å. Moje hodnoty $\log(n_e)$ z čiar CIII] sú v dobrej zhode s koncentráciami z dupletov [O II] publikovanými v Aller et al. (1980) a [SII] v Gurzadyan (1997), ktoré sú v tabuľke (4.4) v posledných dvoch stĺpcoch.

Rozdiely v hodnotách sú spôsobené tým, že každý prvok závisí iným spôsobom na koncentrácii a inak na teplote elektrónov, čo sa prejaví aj na výsledných hodnotách. V prípade NGC 6853 som z čiar uhlíka CIII] spočítal $\log(n_e/1 \text{ cm}^{-3}) = 4,08$, čo vôbec neodpovedá koncentrácii určenej podľa čiar kyslíka $\log(n_e/1 \text{ cm}^{-3}) = 0,28$. Rozdiely v hodnotách aj pri ostatných hmlovinách mohli byť spôsobené nedostatkom dát, prípadne tým, že pri odvození závislosti $R \approx \log(n_e/1 \text{ cm}^{-3})$ sa použili viaceré aproximácie, ktoré neodpovedajú skutočnosti.

Podľa tabuľky (4.4) sa koncentrácia elektrónov v planetárnych hmlovinách pohybuje rádovo v rozmedzí $10^3 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$. Planetárne hmloviny môžeme rozdeliť podľa teoretickej hranice 10^4 cm^{-3} na skupinu hmlovín s nízkou koncentráciou elektrónov a na hmloviny s veľkým množstvom voľných elektrónov:

nízka n_e	$3000 - 10000 \text{ cm}^{-3}$	IC 148, NGC 3242, NGC 3918, NGC 6826, NGC 7009, NGC 7662
-------------	--------------------------------	--

vysoká n_e	$10000 - 50000 \text{ cm}^{-3}$	NGC 6572, NGC 6853, NGC 7027
--------------	---------------------------------	------------------------------

Vysoká koncentrácia voľných elektrónov v planetárnych hmlovinách NGC 7027 a NGC 6826 $n_e \sim 40000 \text{ cm}^{-3}$ pochádza pravdepodobne z látky s vysokou hustotou, ktorá je ionizovaná žiarením z hviezdy s vysokou efektívnou teplotou. Stanovenie n_e z pomeru intenzít uhlíkových čiar sa ukázalo ako dobrá metóda, avšak v niektorých prípadoch nemusí viesť k zodpovedajúcemu výsledku.

Hustota elektrónov v hmlovine NGC 2392 podľa mojich výsledkov odpovedá rádovo $n_e \sim 10^2 \text{ cm}^{-3}$, čo je príliš nízka hodnota, keďže koncentráciu samotného vodíka v hmlovinách odhadujeme na minimálne 10^3 cm^{-3} (Kwok 1999). V hmlovine NGC 2392 je pomer intenzít $R = F(1907 \text{ Å})/F(1909 \text{ Å})$ príliš vysoký. Podľa grafu 3.3 vidíme, že $\log(n_e/1 \text{ cm}^{-3})$ má pri pomeroch čiar $R > 1,4$ konštantný priebeh, ktorý je nezávislý od pomeru intenzít čiar uhlíka.

Tabuľka 4.4: Logaritmus elektrónovej koncentrácie $\log(n_e)$ z relatívnych intenzít R emisných čiar uhlíka CIII] v porovnaní s hodnotami zo zakázaných dubletov [OII] a [SII]

Planetárna hmlovina	n	$R(I_1/I_2)$	$\log(n_e)$		
			C III]	[O II],[O II]	[S II]
IC 418	12	$1,18 \pm 0,09$	$3,88 \pm 0,16$	4,27	0,89
NGC 2392	7	$1,56 \pm 0,13$	$2,23 \pm 0,12$	5,62	1,12
NGC 3242	3	$1,37 \pm 0,14$	$3,68 \pm 0,11$	3,90	3,98
NGC 3918	10	$1,39 \pm 0,09$	$3,66 \pm 0,13$	2,82	3,16
NGC 6572	5	$1,02 \pm 0,10$	$4,32 \pm 0,20$	4,14	2,82
NGC 6826	4	$1,29 \pm 0,08$	$3,72 \pm 0,08$	2,0	3,55
NGC 6853	2	$1,6 \pm 0,08$	$4,08 \pm 0,10$	0,28	-
NGC 7009	7	$1,3 \pm 0,16$	$3,46 \pm 0,20$	3,88	5,0
NGC 7027	6	$0,62 \pm 0,07$	$4,72 \pm 0,07$	4,30	10,0
NGC 7662	6	$1,35 \pm 0,07$	$3,51 \pm 0,07$	3,16	4,47

4.4 Elektrónová teplota

Elektrónová teplota sa obecnne určuje z pomeru intenzít emisných čiar optickej časti spektra. Teplotu elektrónov však môžeme stanoviť aj pomocou čiar pochádzajúcich z ultrafialovej oblasti. Emisná čiara ionizovaného hélia He II s $\lambda = 1640 \text{ \AA}$ je výrazná čiara rekombinačného charakteru, ktorá je v ultrafialových spektrách hmlovín dobre pozorovateľná. Rovnica (3.36) ukazuje závislosť pomeru intenzít héliových čiar $R = 1640 \text{ \AA}/4686 \text{ \AA}$ na elektrónovej teplote T_e . Vzťah prepíšeme do logaritmickeho tvaru:

$$\log T_e = \frac{\log R - 0,036}{0,19} \quad (4.4)$$

Hodnoty spektrálneho toku v čiare He II ($1640 \text{ \AA}$) sa pohybovali pre jednotlivé hmloviny rádovo $10^{-12} - 10^{-11} \text{ erg/cm}^2/\text{s}^{-1}$. V tabuľke (4.3) sú uvedené hodnoty absolútnych intenzít čiar He II ($1640 \text{ \AA}$) opravené o medzihviezdnu extinkciu. V spektrách planetárnych hmlovín IC 418 a NGC 6826 nebola táto čiara takmer pozorovateľná, intenzita čiar splývala so žiarením v kontinuu, takže pre tieto hmloviny nebolo možné určiť teplotu elektrónov. V tabuľke (4.5) sú uvedené absolútne intenzity rekombinačnej čiar He II ($4686 \text{ \AA}$) z optickej oblasti a referencie na články, z ktorých som ich prevzal.

Pomer $R = I(1640 \text{ \AA})/I(4686 \text{ \AA})$ pôvodne vychádzal oveľa nižší. Dôvodom bola systematická chyba, ktorá vyplýva z nasledujúceho problému. Intenzity emisných čiar zvyčajne vyjadrujeme relatívne v pomere ku čiare H β s vlnovou dĺžkou $\lambda = 4861 \text{ \AA}$. V prípade dvakrát ionizovaného hélia pochádza emisná čiara $\lambda = 1640 \text{ \AA}$ z ultrafialovej oblasti a $\lambda = 4686 \text{ \AA}$ z optickej oblasti. Tieto čiar sa principiálne nedajú pozorovať rovnakým spektrografom, takže spektrá z ultrafialovej a optickej oblasti sa budú od seba líšiť škálovaním intenzity.

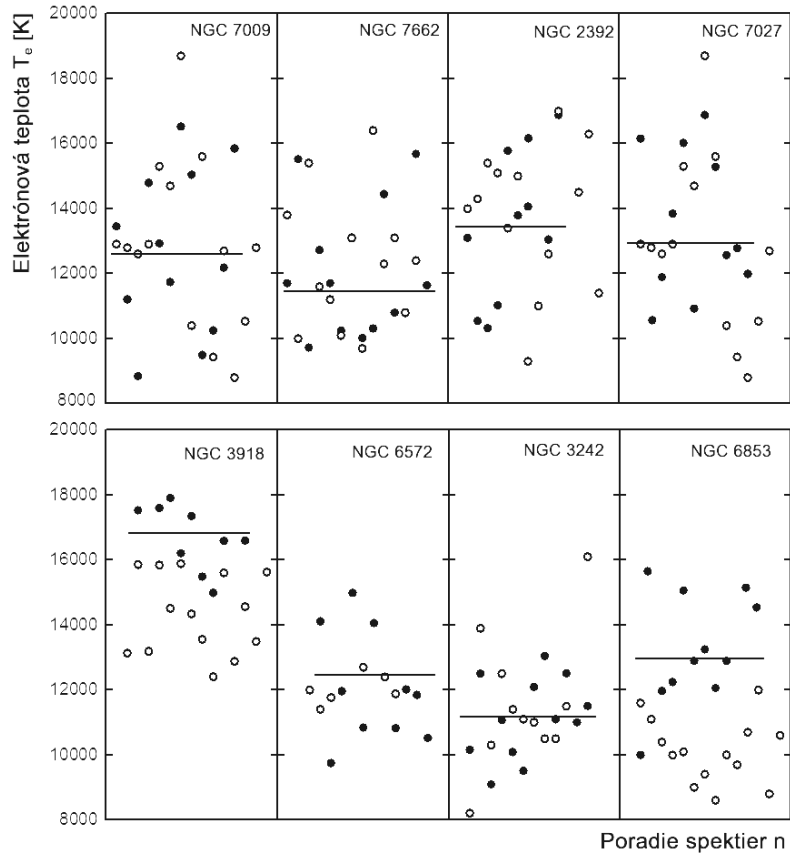
Tabuľka 4.5: Intenzity čiary He II $F(4686 \text{ \AA})$ v pomere ku $FH\beta$ prevzaté z literatúry. Faktor k určuje škálovanie medzi intenzitami čiar v ultrafialovom a optickom spektre

Planetárna hmlovina	$I(4686 \text{ \AA})$	k	Referencie
IC 418		-	
NGC 2392	34,8	7,1	Barker 1991
NGC 3242	30,3	7,5	Barker 1985
NGC 3918	41,7	6,5	Ercolano et al. 2003
NGC 6572	35,3	8,0	Feibelman et al. 1992
NGC 6826		-	
NGC 6853	38,1	6,5	Barker 1985
NGC 7009	15,5	6,3	Barker 1983
NGC 7027	47,8	4,2	Zhang et al. 2005
NGC 7662	73,4	7,0	Barker 1986

Ak chceme emisnú čiaru pozorovanú družicou IUE porovnávať s čiarou získanou pomocou optického teleskopu, musíme intenzitu ultrafialovej čiary vynásobiť určitým škálovacím faktorom. Jednou z metód, ako získať škálovací faktor k , je porovnanie absolútnych spektrálnych tokov s ich teoretickou hodnotou. Pri elektrónovej teplote $T_e = 1000 \text{ K}$ je teoretický pomer medzi čiarami hélia $I(1640) = 6,25 I(4686)$. Pomocou tohto vzťahu sa opraví intenzita čiary $1640 \text{ \AA}$ a podľa nej sa normalizujú všetky ostatné ultrafialové čiary (Seaton 1974).

Keďže som rekombinančné čiary hélia používal na určenie T_e , škálovanie ultrafialového spektra na úroveň optického spektra som realizoval pomocou ostatných výrazných ultrafialových čiar. Intenzity zmeraných čiar uhlíka CIV, CIII] a kyslíka OII, OIII som porovnával s hodnotami pozorovaných intenzít čiar v článkoch, ktoré obsahovali čiary z UV aj viditeľnej oblasti a určil som škálovací faktor, ktorý odpovedá čiare hélia $1640 \text{ \AA}$. Pozorované intenzity ultrafialových čiar v článkoch boli opravené o medzihviezdnu extinkciu a naškálované na intenzity optického spektra práve podľa Seaton (1970).

V tabuľke (4.5) je uvedená intenzita optickej čiary hélia ($4686 \text{ \AA}$) v normalizovanom tvare ku $H\beta$ prebraná zo spomínaných článkov a priemerná hodnota škálovacieho faktoru k pre každú planetárnu hmlovinu. V spektrách hmlovín IC 418 a NGC 6826 sa rekombinančnú čiaru He II $\lambda 1640$ nepodarilo identifikovať, takže nebolo možné určiť elektrónovú teplotu. Pre každú hmlovinu som mal k dispozícii väčšie množstvo spektier, z ktorých som určoval intenzitu čiary He II $1640 \text{ \AA}$.



Obrázok 4.3: Rozptyl hodnôt elektrónovej teploty T_e . Čierne body spolu s fitom označujú T_e určenú z pomeru čiar hélia He II, v porovnaní s teplotami T_e (biele krúžky) získanými z iónov O^{2+} , N^+ , S^{2+} prevzatých z článkov v tabuľke (4.5)

Tabuľka 4.6: Hodnoty elektrónovej teploty T_e z pomeru čiar hélia He II a efektívnej teploty T_* centrálnych hviezd planetárnych hmlovín z ^aPauldrach (2004) a ^bKastner (2012)

Planetárna hmlovina	T_*	T_e
IC 418	39 000 ^a	-
NGC 2392	40 000 ^a	13 500 ± 1 300
NGC 3242	89 000 ^b	11 200 ± 900
NGC 3918	140 000 ^a	16 800 ± 800
NGC 6572	63 000 ^b	12 200 ± 1 100
NGC 6826	50 000 ^a	-
NGC 6853	144 000 ^b	12 900 ± 1 000
NGC 7009	219 000 ^b	12 300 ± 1 300
NGC 7027	89 000 ^b	13 000 ± 1 200
NGC 7662	111 000 ^b	11 500 ± 1 200

Z pomeru rekombinančných čiar hélia som podľa vzťahu (4.4) určil T_e . Po odfiltrovaní bodov s príliš vysokými alebo nízkymi hodnotami som dostal približne desať hodnôt, z ktorých som určil výslednú elektrónovú teplotu. Na obrázku (4.3) sú grafy s jednotlivými teplotami pre každú planetárnu hmlovinu. Čierne body označujú elektrónové teploty určené z pomeru intenzít čiar hélia, biele krúžky sú hodnoty T_e podľa iónov O^{2+} , N^+ , S^{2+} , ktoré som prevzal z článkov uvedených v tabuľke (4.5). Vodorovná čiara ukazuje priemernú hodnotu teploty.

Rozptyl hodnôt T_e v grafoch je pomerne vysoký, pretože intenzity čiary hélia sa v každom spektre líšili. V prípade hmlovín NGC 3918 a NGC 6853 sú všetky hodnoty elektrónovej teploty vyššie ako hodnoty T_e v literatúre, čo ukazuje na systematickú chybu spôsobenú približným škálovaním intenzít ultrafialových čiar. V závislosti na tvare spektra sa hodnoty T_e určené z pomeru spektrálnych čiar líšili aj o niekoľko tisíc K. Výsledné elektrónové teploty pre jednotlivé planetárne hmloviny sú v tabuľke (4.6). Neistoty T_e boli určené štatisticky podľa zákona šírenia chýb.

Z tabuľky (4.6) je vidieť, že teplota elektrónov sa pohybuje v rozmedzí 11000~17000 K, zatiaľ čo efektívne teploty centrálnych hviezd sa pohybujú v širokej škále od 40 000 K do 220 000 K. Teploty elektrónov v hmlovine NGC 2392 s nižšou T_* centrálnej hviezdy má približne rovnakú elektrónovú teplotu ako NGC 7009 s centrálnou hviezdou s veľmi vysokou T_* .

4.5 Stupeň ionizácie

Sahova ionizačná rovnica aplikovaná pre podmienky v planetárnych hmlovinách ukazuje, najmä v prípade vodíka, vplyv žiarenia z centrálnej hviezdy na riedky plyn hmloviny. Stupeň ionizácie atómov je funkciou elektrónovej teploty, efektívnej teploty centrálnej hviezdy, vzdialenosti od hviezdy a hustoty voľných elektrónov $x(T_e, T_*, n_e, r)$. Ak označíme n_H ako celkovú koncentráciu atómov vodíka, n_{HI} hustotu neutrálneho vodíka a n_{HII} hustotu ionizovaného vodíka, tak pre celkovú koncentráciu atómov vodíka platí $n_H = n_{HI} + n_{HII}$. Stupeň ionizácie x označuje pomer ionizovaného vodíka k celkovému počtu atómov vodíka $x = n_{HII}/(n_{HI} + n_{HII})$.

Z upravenej Sahovej rovnice (3.27) som vyjadril stupeň ionizácie vodíka, pretože v planetárnej hmlovine podliehajú fotoionizácii predovšetkým atómy vodíka. Všetky vybrané hmloviny sú v pokročilom štádiu vývoja, takže som predpokladal, že plyn v hmlovine je vysoko ionizovaný. Ionizačný potenciál pre vodík v základnom stave je $h\nu = 13,6$ eV. Pomer partičných funkcií pre vodík je rádovo jednotkový $U_{i+1}/U_i \sim 1$. Vybrané planetárne hmloviny sa podľa hodnôt v tabuľke (4.8) nachádzajú vo vzdialenosti 0,4-1,8 kpc, takže faktor zriedenia W určený podľa vzťahu (3.25) vychádzal extrémne malý. Faktor zriedenia W bol pre všetky planetárnej hmloviny rovný rádovo $W \sim 10^{-12}$. Za týchto predpokladov som previedol rovnicu (3.27) do logaritmického tvaru:

Tabuľka 4.7: Stupeň ionizácie vodíka v planetárnych hmlovinách. Efektívne teploty T_* centrálnych hviezd planetárnych hmlovín sú prevzaté z ^aPauldrach (2004) a ^bKastner (2012)

Planetárna hmlovina	T_e [K]	T_* [K]	$\log \left(\frac{n_{i+1}}{n_i} \right)$	$\frac{n_{i+1}}{n_i}$
IC 418	9000	39000 ^a	4,52	3×10^4
NGC 2392	13000	40000 ^a	6,31	2×10^6
NGC 3242	11000	89000 ^b	6,05	1×10^6
NGC 3918	12000	140000 ^a	6,67	5×10^6
NGC 6572	11000	63000 ^b	4,87	7×10^4
NGC 6826	12000	50000 ^a	5,03	1×10^5
NGC 6853	11000	144000 ^a	6,15	1×10^6
NGC 7027	13000	219000 ^a	7,68	5×10^7
NGC 7009	13000	89000 ^a	5,20	2×10^5
NGC 7662	11000	111000 ^a	6,41	2×10^6

$$\log \left(\frac{n_{i+1}}{n_i} \right) = \log W - \log n_e + 0,5 \log \left(\frac{T_e}{T_*} \right) + 21,68 + 1,5 \log T_* - \frac{5040 h\nu}{T_*}. \quad (4.5)$$

V tabuľke (4.7) sú uvedené teploty elektrónov a centrálnych hviezd pre každú hmlovinu, logaritmus pomeru ionizovaného a neutrálneho vodíka $\log(n_{HII}/n_{HI})$ a výsledný stupeň ionizácie vodíka v planetárnych hmlovinách v tvare n_{HII}/n_{HI} . Hodnoty T_e som získal z priemeru mojich výsledkov a z elektrónových teplôt uvedených v Gurzadyan (1997) a článkov v tabuľke (4.5). V prípade IC 418 a NGC 6826 moje hodnoty T_e chýbali. Vo všetkých planetárnych hmlovinách sa nachádza vodík s vysokým stupňom ionizácie.

V hmlovine NGC 7027 je pomer medzi ionizovaným a neutrálnym vodíkom najvyšší, rádovo 10^7 . Atómy vodíka sú v hmlovinách vysoko ionizované, pretože takmer všetko žiarenie z centrálnej hviezdy v ultrafialovej oblasti je zachytené plynom v hmlovine. Ionizačný pomer je nepriamo úmerný koncentrácii voľných elektrónov, čo znamená, že čím nižšia bude koncentrácia n_e , tým vyšší bude pomer ionizovaných atómov n_{HII}/n_{HI} . Stupeň ionizácie vodíka je vysoký, pretože hustota voľných elektrónov v hmlovinách je pod úrovňou, kedy by početné rekombinácie a zrážky s voľnými elektrónmi znižovali koncentráciu vodíkových iónov.

4.6 Odhad ionizovanej hmoty

Ak poznáme základné fyzikálne parametre podmienky v planetárne hmlovine, môžeme pomocou jednoduchej úvahy odhadnúť množstvo ionizovanej hmoty v planetárnej hmlovine a zo zistených hodnôt elektrónovej teploty a elektrónovej koncentrácie môžeme odvodiť vzťah pre ionizovanú hmotu v závislosti na polomere plynnej obálky. V planetárnej

hmlovine s vysokým zastúpením vodíka bude všetok tento vodík ionizovaný žiarením z centrálnej hviezdy. Môžeme predpokladať, že počet ionizovaných atómov vodíka za jednotku času sa rovná počtu uvoľnených elektrónov $n_{HII} = n_e$. V hmlovine v rovnovážnom stave potom odpovedá množstvo ionizácií za jednotku času rovnakému počtu rekombinácií.

Celkový tok žiarenia $F(H\beta)$ v rekombinačnej čiare vodíka vo vzdialenosti D hmloviny od pozorovateľa je daný rovnicou 3.17. Tok žiarenia $F(H\beta)$ závisí od faktoru zaplnenia ϵ , ktorý určuje akú veľkú časť celkovej hmoty hmloviny tvorí ionizovaná látka. V sféricky symetrickej hmlovine s polomerom R platí pre ionizovanú hmotu nasledujúca závislosť (Pottasch 1980):

$$M_i \sim R^3 n_p \epsilon \mu, \quad (4.6)$$

kde n_p koncentrácia iónov vodíka a $\mu = (1 + 4y)$ je stredná atómová hmotnosť v pomere k atómu vodíka. Koeficient rekombinácie vodíka $\alpha_\beta(T_e)$, ktorý sa vyskytuje v rovnici pre spektrálny tok $F(H\beta)$ je závislý na elektrónovej teplote T_e podľa vzťahu (Boffi 1994):

$$\alpha_\beta(T_e) = 9,69 \times 10^{-11} T_e^{-0.85} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}. \quad (4.7)$$

Spojením rovníc pre $F(H\beta)$ a $\alpha_\beta(T_e)$ môžeme vyjadriť vzťah pre ionizovanú hmotu planétarnej hmloviny v tvare (Pottasch 1980):

$$M_i = 11,06 \frac{D^2 F_{H\beta} t^{0.85}}{n_e} M_\odot \quad (4.8)$$

kde vzdialenosť D je v kpc, $F_{H\beta}$ v jednotkách $10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, n_e je koncentrácia elektrónov a parameter $t = T_e/10000 \text{ K}$.

V tabuľke (4.8) sú uvedené výsledné hmoty ionizovaných obálok hmlovín M_i . Požil som priemerné hodnoty elektrónovej teploty a elektrónovej koncentrácie, ktoré sú uvedené v tabuľke 4.7. Intenzity čiary $F(H\beta)$ z optickej oblasti spektra som prevzal z Phillips (2004). Vzdialenosti hmlovín sú prevzaté z Cahn a Kaler (1992). Najhmotnejšiu obálku ionizovaného plynu z vybraných hmlovín má NGC 3918 s $M_i = 0,12 M_\odot$. Presnosť určenia M_i závisí vo veľkej miere na presnom stanovení vzdialenosti jednotlivých planetárnych hmlovín a presnom fotometrickom meraní spektrálneho toku $F(H\beta) = 4681 \text{ \AA}$. Vzdialenosti hmlovín sa určujú nepriamymi astrofyzikálnymi metódami, napríklad z uhlového rozšírenia rozpínajúcej sa hmloviny, z Balmerovho skoku, pomocou medzihviezdnej extinkcie alebo štatistickými zo vzťahov medzi teplotou a polomerom hmloviny atď. Jednotlivé metódy dávajú výrazne odlišné výsledky, takže presné určenie vzdialenosti planetárnych hmlovín je stále problémom (Gurzadyan 1997).

Celková hmota planetárnych hmlovín sa v priemere odhaduje na $0,2 M_\odot$ (Kwok 1999). V prípade hmlovín, ktoré som sa venoval v tejto práci, sa ich ionizovaná hmota pohybovala v rozmedzí $0,01 M_\odot$ až $0,12 M_\odot$, čo naznačuje, že ionizovaná časť planetárnej hmloviny môže tvoriť desatinu až polovicu hmotnosti cele hmloviny. Zatiaľ čo sa hodnota celkovej hmoty u jednotlivých hmlovín výrazne nelíši, hmota ionizovanej obálky sa podľa

Tabuľka 4.8: Odhad ionizovanej hmoty M_i planetárnych hmlovín. Intenzity čiary $F(H\beta)$ v jednotkách $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ sú prevzaté z Phillips (2004) a Cahn a Kaler (1992), vzdialenosti hmlovín sú prevzaté z Cahn a Kaler (1992)

Planetárna hmlovina	D [kpc]	$F(H\beta)$	M_i [$M_\odot$]
IC 418	1,1	2,70 E-10	0,04
NGC 2392	1,28	3,89 E-11	0,03
NGC 3242	1,00	1,62 E-10	0,04
NGC 3918	1,19	9,12 E-11	0,12
NGC 6572	1,02	1,51 E-10	0,01
NGC 6826	1,30	1,10 E-10	0,07
NGC 6853	0,38	3,47 E-10	0,02
NGC 7009	0,60	7,56 E-10	0,06
NGC 7027	0,89	1,58 E-10	0,01
NGC 7662	1,26	1,02 E-10	0,06

Pottasch (1980) môže výrazne meniť. Medzi hmotou M_i a polomerom R_i ionizovanej obálky hmloviny existuje empirický vzťah:

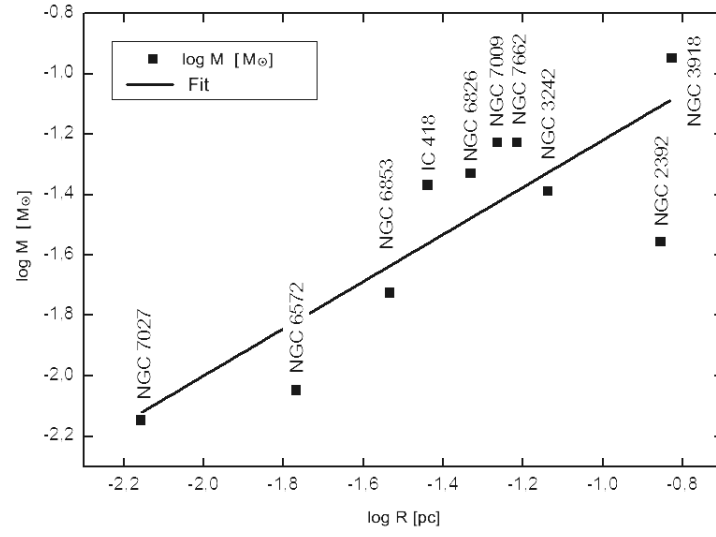
$$M_i \sim R_i^\beta, \quad (4.9)$$

pričom exponent β sa podľa doterajších pozorovaní planetárnych hmlovín v našej Galaxii a Magellanových mračinách mení od 1 po $5/3$ (Kwok 1999). Vzťah medzi hmotou a polomerom ionizovanej obálky sa mení aj v priebehu vývoja hmloviny. Vplyvom rozpínania hmloviny sa zväčšuje jej pozorovaný priemer a zároveň sa zvyšuje množstvo ionizovanej látky. V grafe (4.4) sú zobrazené vybrané planetárne hmloviny, pre ktoré som určil M_i . Polomery ionizovaných obálok pre jednotlivé hmloviny som prevzal z Phillips (1984) a Gurzadyan (1997). Už v rámci malej vzorky desiatich objektov je vidieť, že $\log M_i$ monotónne rastie so zväčšujúcim sa polomerom R_i hmlovín. Preložením lineárneho fitu v tvare $y = a + bx$ cez dané hodnoty som určil koeficienty pre približný vzťah medzi M_i a R_i :

$$\log M_i = 0,439 + 0,78 \log R_i, \quad (4.10)$$

$$M_i = 2,742 R_i^{0,78}. \quad (4.11)$$

Podľa empiricky určeného vzťahu vychádza hodnota $\beta = 0,78 \pm 0,06$ nižšie ako je predpokladaný rozsah hodnôt. Predpokladám, že väčšie množstvo planetárnych hmlovín by ukázalo presnejšie výsledky. Napriek tomu je vidieť, že medzi hmotou a polomerom ionizovanej obálky planetárnej hmloviny existuje priama závislosť. Hmota ionizovanej obálky hmloviny sa mení zrejme vplyvom ionizujúceho žiarenia z centrálnej hviezdy a dynamického vývoja planetárnej hmloviny.



Obrázok 4.4: Vzťah medzi hmotou M_i a polomerom R_i ionizovanej obálky planetárnej hmloviny. Hodnoty polomerov R_i sú prevzaté z Phillips (1984) a Gurzadyan (1997)

Kapitola 5

Záver

Diplomová práca sa zaoberala ultrafialovou spektroskopiou galaktických planetárnych hmlovín. Z archívnych dát družice Ultraviolet International Explorer boli spracované mnohé spektrá v rozsahu vlnových dĺžok 1000 Å-2000 Å vo vzdialenej a 2000 Å-3000 Å v blízkej ultrafialovej oblasti. Planetárne hmloviny boli vybrané na základe spoločných morfológických znakov, napríklad prítomnosti dvoch obálok alebo určitej štruktúry hustejšieho plynu v hmlovine. V jednotlivých spektrách planetárnych hmlovín boli pozorované mnohé rekombinančné čiary vodíka a hélia a zrážkovo excitované čiary ťažších prvkov, predovšetkým iónov uhlíka, dusíka a kyslíka. Bol diskutovaný rôzny výskyt emisných čiar v spektrách a bola zmeraná intenzita najvýraznejších čiar. Pozorované intenzity boli opravené o medzihviezdnu extinkciu.

Práca sa zaoberala ultrafialovými spektrami s nízkym rozlíšením 6 Å/pixel a vysokým rozlíšením 0,2 Å/pixel. Z pomeru intenzít emisných čiar dubletu uhlíka na vlnových dĺžkach 1907 Å a 1909 Å vo vysokodisperzných spektrách bola stanovená koncentrácia voľných elektrónov. Výsledky sa pri niektorých hmlovinách odlišovali od hodnôt uvedených v literatúre. Rozdiely boli zrejme spôsobené variabilitou ultrafialových spektier a tým, že emisné čiary dvakrát ionizovaného uhlíka CIII] sú závislé na hustote voľných elektrónov najmä v rozsahu $10^3 \text{ cm}^{-3} < n_e < 10^5 \text{ cm}^{-3}$. Porovnaním intenzity rekombinančných čiar ionizovaného hélia z ultrafialovej a optickej oblasti bola stanovená priemerná elektrónová teplota v planetárnych hmlovinách. Intenzity ultrafialovej čiar ionizovaného hélia s vlnovou dĺžkou 1640 Å v spektrách troch planetárnych hmlovín a ich centrálnych hviezd boli pozorované spektrálne čiary uhlíka C IV a dusíka N IV vykazujúce P Cygni profil.

Pre študované planetárne hmloviny bolo určené množstvo hmoty ionizovanej obálky a približná závislosť medzi hmotou a polomerom ionizovanej obálky hmloviny. Hmoty ionizovanej látky bola stanovená pomocou pomeru spektrálneho toku optickej čiar vodíka $F(H\beta)$ s vlnovou dĺžkou 4861 Å prevzatého z literatúry a parametrov koncentrácie a teploty voľných elektrónov zistených z ultrafialových spektier. Výsledky sa približne zhodovali s hodnotami v literatúre. Zo vzorky desiatich študovaných hmlovín bola stanovená empirická závislosť medzi hmotou a polomerom ionizovanej obálky planetárnych hmlovín.

Kapitola 6

Referencie

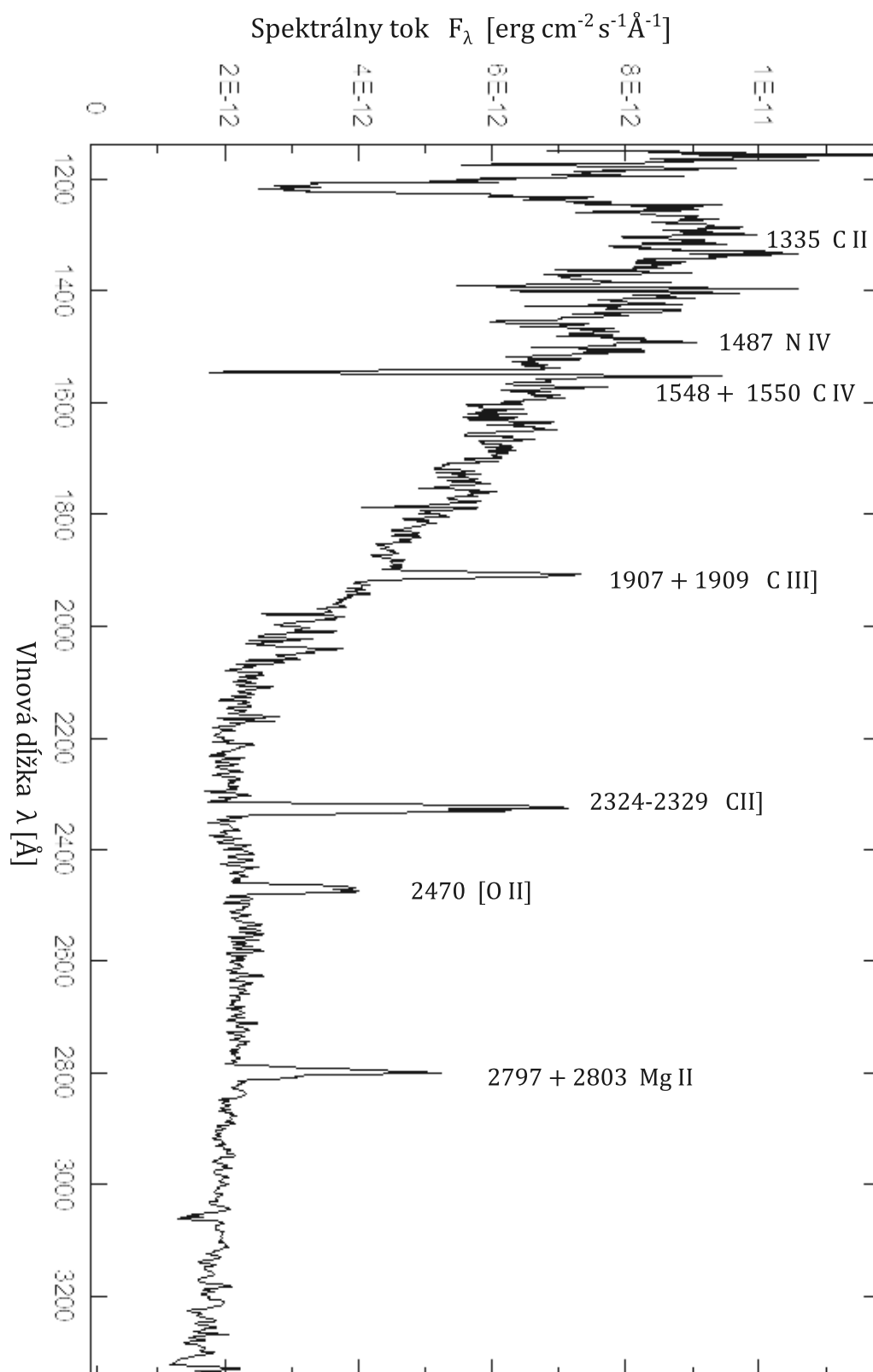
- Barker, T. The ionization structure of planetary nebulae. X - NGC 2392, 1991, ApJ, 371, 217
- Barker, T., The ionization structure of planetary nebulae. V - NGC 3242, 1985, ApJ, 294, 193
- Barker, T., The ionization structure of planetary nebulae. VI - NGC 7662, 1986, ApJ, 308, 314
- Kastner, J. H., Montez, R., Jr., The Chandra X-Ray Survey of Planetary Nebulae (CHANPLANS), 2012, ApJ, 144, 58
- Ercolano, B., Morisset, C., Three-dimensional photoionization modelling of the planetary nebula NGC 3918, 2003, MNRAS, 340, 1153
- Feibelman, W. A., Aller, L. H., Variability of emission lines in the planetary nebulae IC 4997 and NGC 6572, 1992PASP, 104, 339
- Barker, T., The ionization structure of planetary nebulae. IV - NGC 6853, 1984, ApJ, 284, 589
- Lamers, H. J. G. L. M., Cassinelli, J.P., Introduction to Stellar Winds, Cambridge, 1999, Cambridge University Press, 438 s.
- Pottasch, S. R., Planetary Nebulae: A Study of Late Stages of Stellar Evolution, Dordrecht, 1984, D. Reidel Publishing Co. ASSL, 107, 335 s.
- Kwok, S., The Origin and Evolution of Planetary Nebulae, Cambridge, 1999, Cambridge University Press, 243 s.
- Frew, D. J., Parker, Q. A., Planetary Nebulae in the Solar Neighborhood, 2005, AIP Conf. Proc. 804, 11
- Kwok, S., Purton, C. R., Fitzgerald, P. M., On the origin of planetary nebulae, 1978, ApJ, 219:L125-L127

- Parker, Q. A., Acker, A., Frew, D. J., The Macquarie/AAO/Strasbourg H α Planetary Nebula Catalogue: MASH, 2006, MNRAS, 373, 79-94
- Mikulášek, Z., Krtička J., Fyzika horkých hvězd, skripta, 2011, Brno, ÚTFA, PřF Masarykovy univerzity
- Mikulášek, Z., Krtička J., Úvod do fyziky hvězd, skripta, 205, Brno, ÚTFA, PřF Masarykovy univerzity
- Bohm, D., Aller, L. H., The Electron Velocity Distribution in Gaseous Nebulae and Stellar Envelopes, 1947, ApJ, 105, 131-150
- Keenan, F. P.; Feibelman, W. A., Improved calculations for the C III 1907,1909 and Si III 1883,1892 electron density sensitive emission-line ratios, and a comparison with IUE observations, 1992, ApJ, 389, 443-446
- Saraph, H. E., Seaton, M. J., Electron densities in planetary nebulae, 1970, MNRAS, 148, 367-381
- Stanghellini, L., Kaler, J. B., Electron densities in planetary nebulae, 1989, ApJ, 343, 811-827
- Seaton, M. J., Interstellar extinction in the UV, 1979, MNRAS, 187, 73-76 s.
- Cahn, J. H.; Kaler, J. B., A catalogue of absolute fluxes and distances of planetary nebulae, 1992, A&A, 94, 399
- Stanghellini, L., Corradi, R. L. M., The correlations between planetary nebula morphology and central star evolution, 1993, A&A, 279, 521-528 s.
- Kwok, S., Pottasch, S. R., Late Stages of Stellar Evolution, 1986, Dordrecht, ASSL, 426 s.
- Maeder, A., Physics, Formation and Evolution of Rotating Stars, 2009, Berlín, A&A Library, ISBN 978-3-540-76948-4, 829 s.
- Tylenda, R., Stasińska, G., An extensive study of planetary nebulae in the Galactic bulge. III - The observed central star mass distribution, 1991, A&A, 246, 221-230 s.
- Papp, K. A., Purton, C. R., The effects of mass and metallicity upon planetary nebula formation, 1983, ApJ, 268, 145-154 s.
- Pottasch, S. R., Local space density and formation rate of planetary nebulae, 1996, 1996, A&A, 307, 561P
- Volk, K.; Kwok, S., Dynamical evolution of planetary nebulae, 1985, A&A, 153, 79-90 s.
- Kaschinski, C. B., Pauldrach, A. W. A., Radiation-driven winds of hot luminous stars XVII, 2012, A&A, 542, A45
- Gurzadian, G. A., Egikian, A. G., Excitation class of nebulae - an evolution criterion?, 1991, ApSS, 181, 73-88 s.
- Osaki, T., The Thermal Equilibrium in High-Excitation Planetary Nebula, 1962, PASJ, 14, 111-146 s.

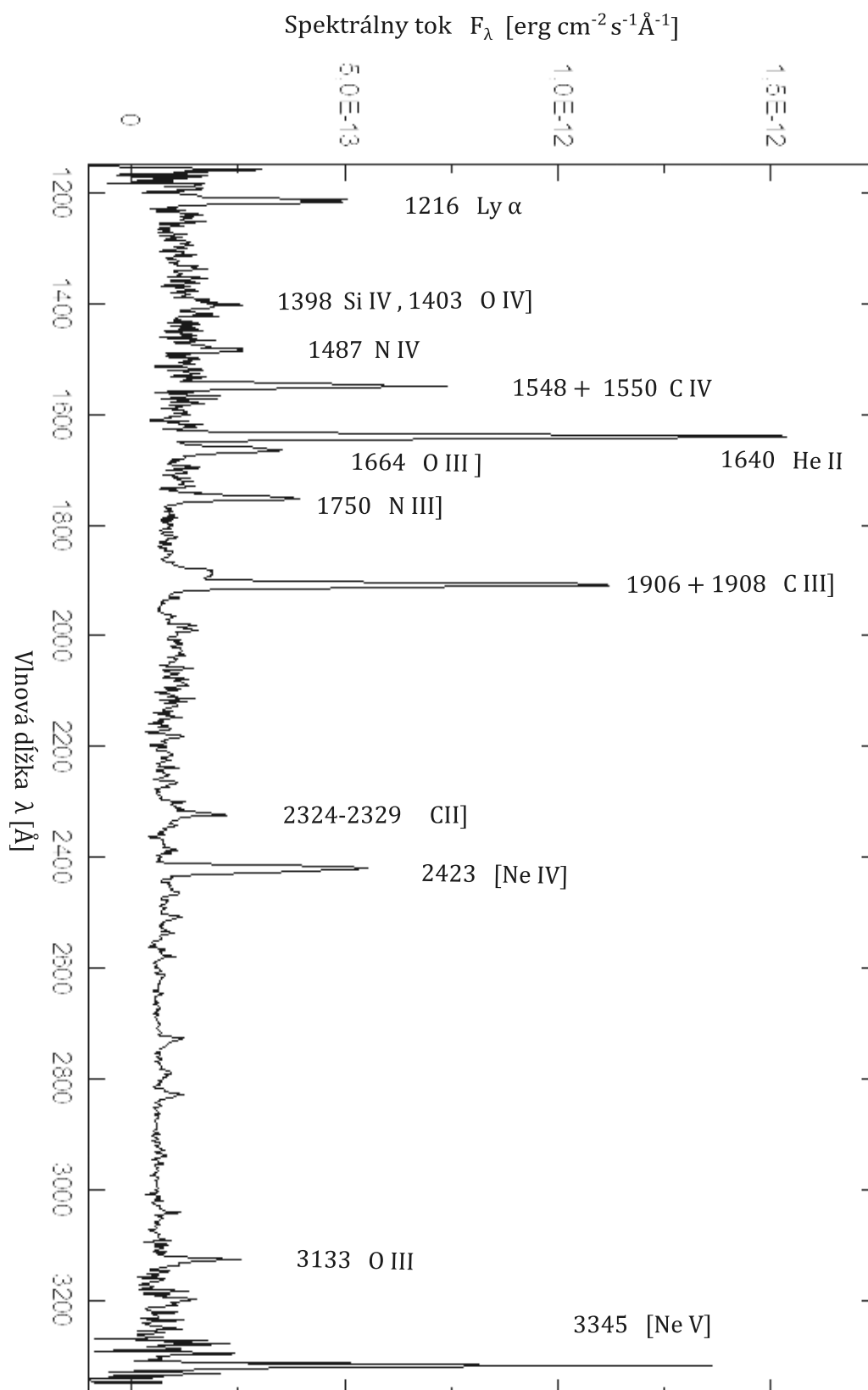
- Saraph, H. E., Seaton, M. J., Excitation of Forbidden Lines in Gaseous Nebulae I. Formulation and Calculations for 2pq Ions, 1969, RSPTA, 264, 77S
- Benjamin, R. A., Skillman, E. D., Improving Predictions for Helium Emission Lines, 1999, ApJ, 514, 307-324 s.
- Seaton, M. J., Calculated intensities of He II recombination lines in the ultraviolet, 1978, MNRAS, 185, 5-8 s.
- Hyung, S., Aller, H., The spectrum of the Planetary nebula IC 418, 1994, PASP, 106, 745-755
- Balick, B., Alexander, J., FLIERs and Other Microstructures in Planetary Nebulae. IV. Images of Elliptical PNs from the Hubble Space Telescope, 1998, ApJ, 116, 360B
- Pauldrach, A. W. A., Hoffmann, T. L., Méndez, R. H., Radiation-driven winds of hot luminous stars. XV. Constraints on the mass-luminosity relation of central stars of planetary nebulae, 2004, A&A, 419, 1111P
- Kastner, J. H.; Montez, R., The Chandra X-Ray Survey of Planetary Nebulae (CHANPLANS), 2012, ApJ, 144, 58K
- The Mikulski Archive for Space Telescopes (MAST IUE), <http://archive.stsci.edu/iue/>
- Starlink SPLAT-VO (SPLAT), <http://star-www.dur.ac.uk/>
- Phillips, J. P., Planetary nebula distances re-examined: an improved statistical scale, 2004, MNRAS, 353, 589P
- Pottasch, S. R., Masses of planetary nebulae, 1980A&A, 89, 336P
- Pottasch, S. R.; Bernard-Salas, J., Abundances of Planetary Nebulae IC 418, IC 2165 and NGC 5882, 2004, AA, 423, 593P
- T., The ionization structure of planetary nebulae. III - NGC 7009, 1983, ApJ, 267, 630B
- Zhang, Y., Liu, X. W., Integrated spectrum of the planetary nebula NGC 7027, 2005, AA, 442, 249Z
- Zijlstra, A.A., Pottasch, S.R., On the scale height of planetary nebulae, 1991, A&A, 243, 478

Kapitola 7

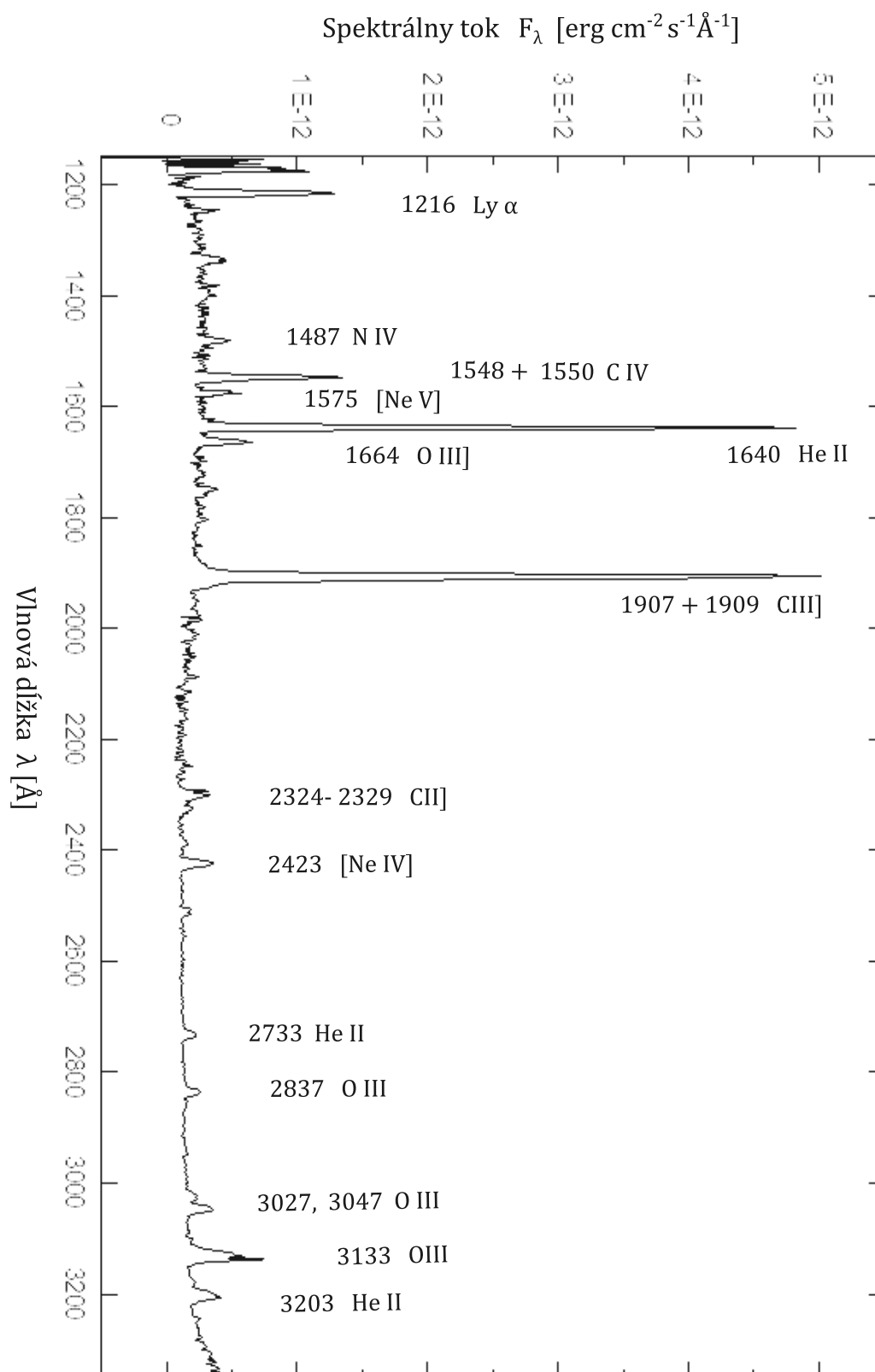
Príloha - Ultrafialové spektrá
študovaných planetárnych hmlovín a ich
centrálnych hviezd



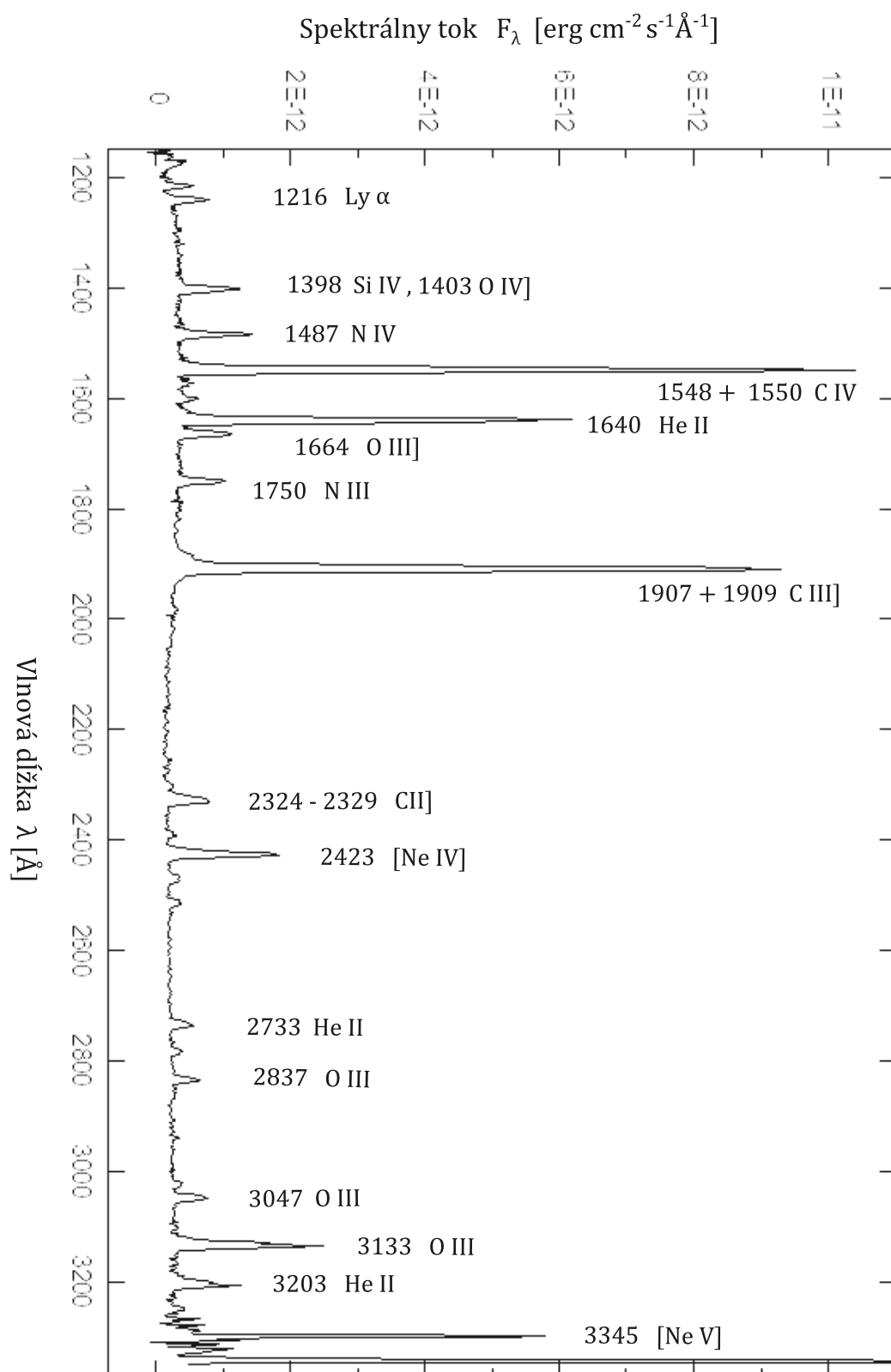
Obrázok 7.1: Ultrafialové spektrum planetárnej hmloviny IC 418 z družice IUE



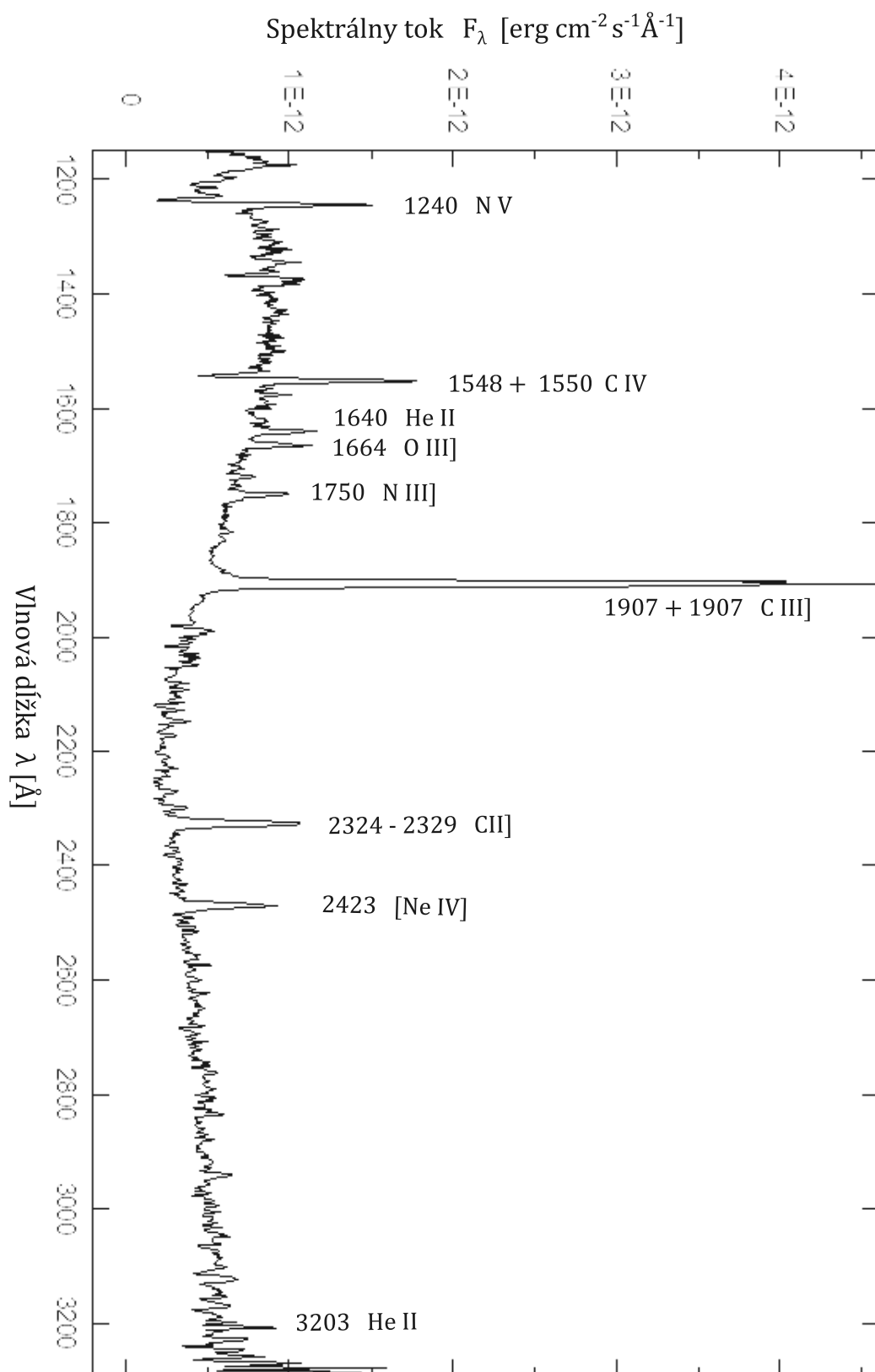
Obrázok 7.2: Ultrafialové spektrum planetárnej hmloviny NGC 2392 z družice IUE



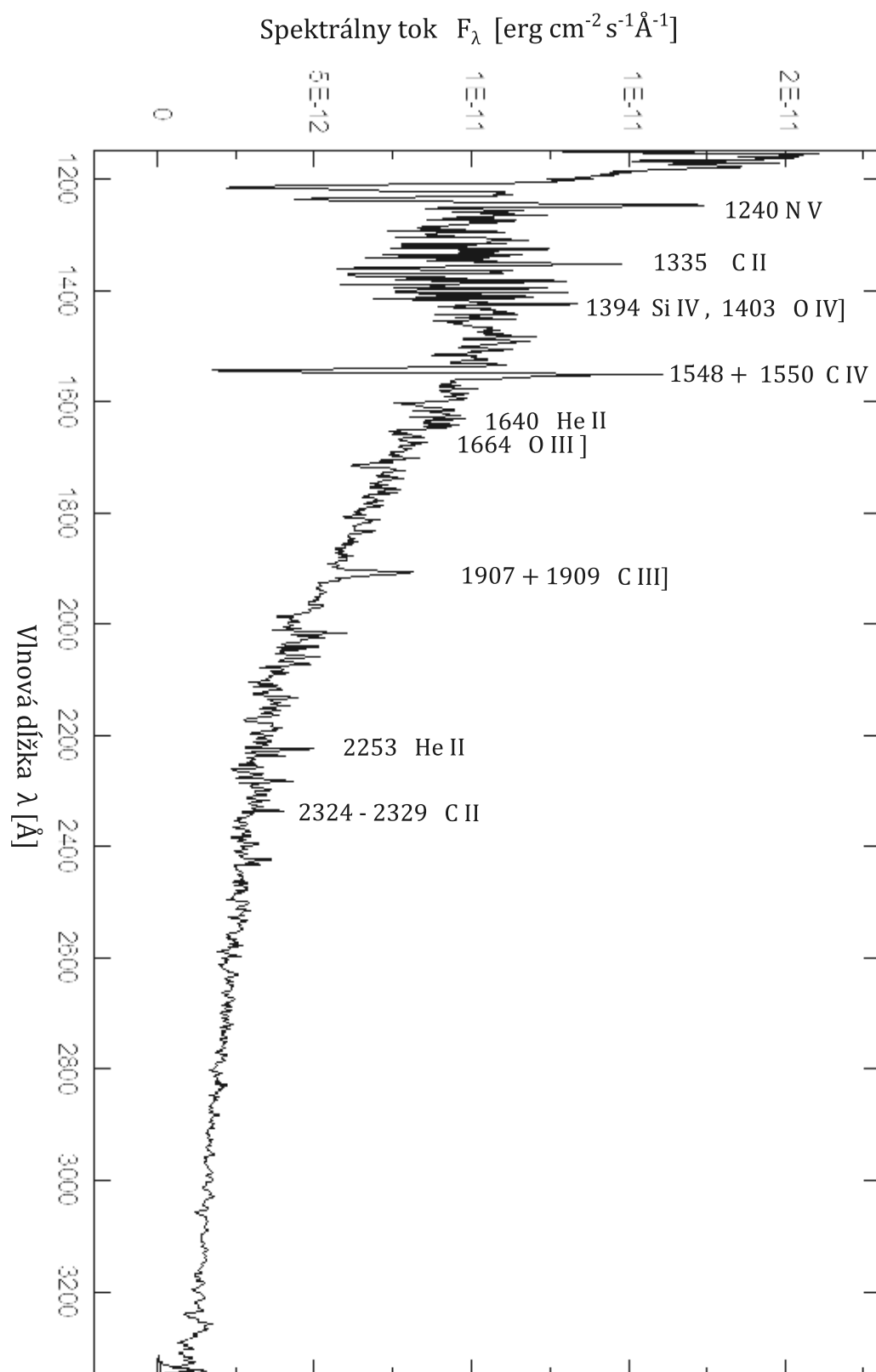
Obrázok 7.3: Ultrafialové spektrum planetárnej hmloviny NGC 3242 z družice IUE



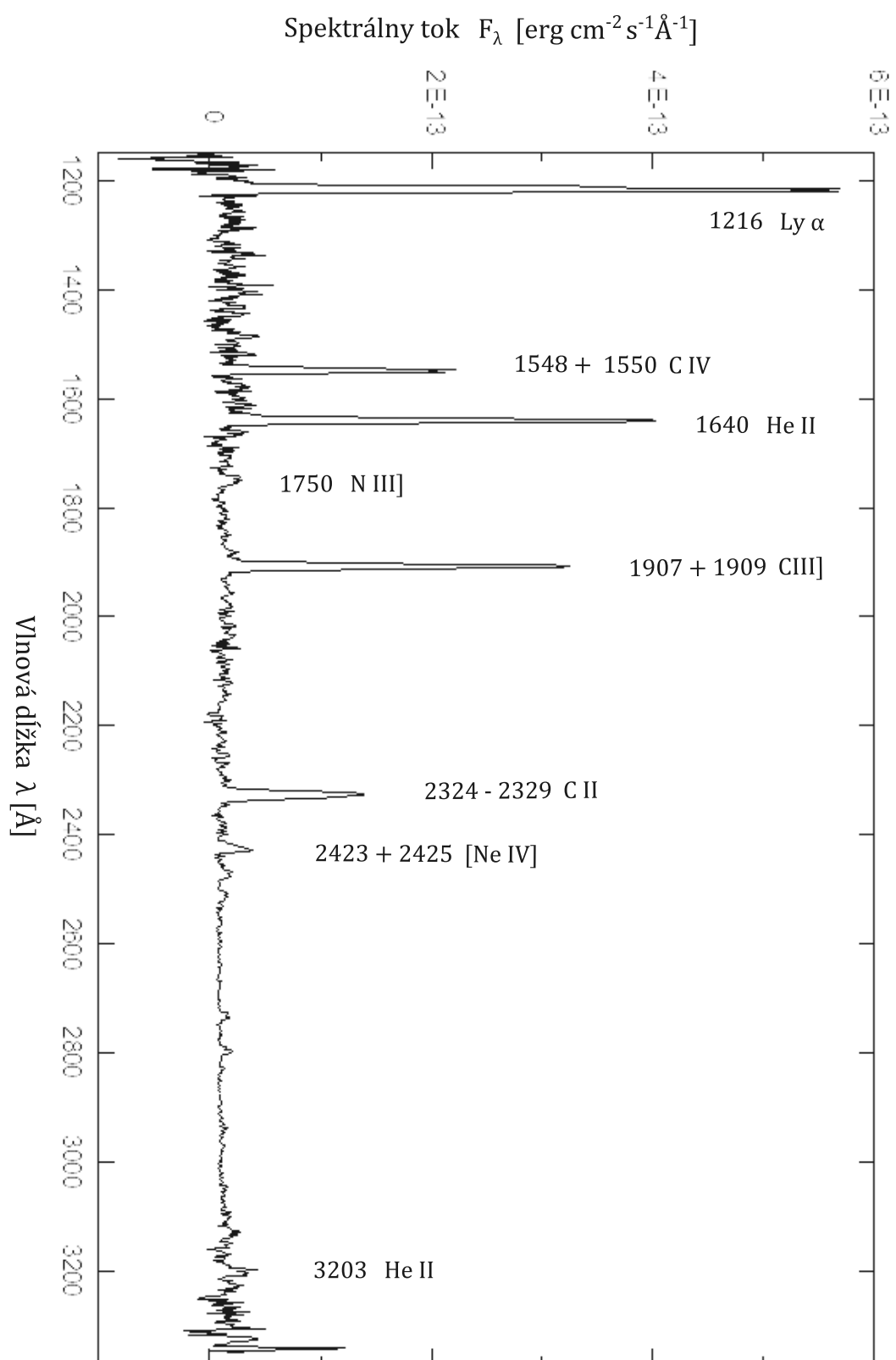
Obrázok 7.4: Ultrafialové spektrum planetárnej hmloviny NGC 3918 z družice IUE



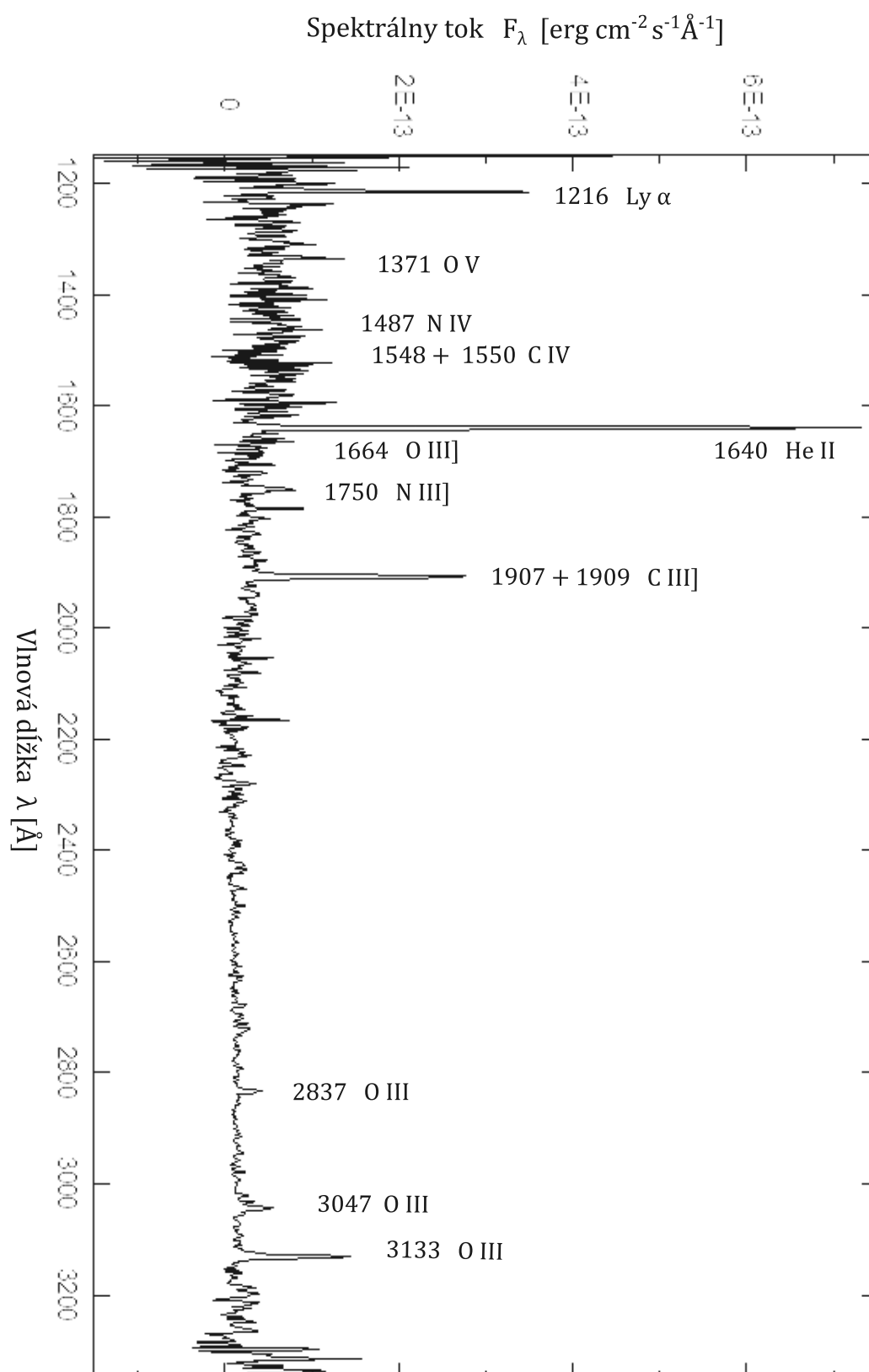
Obrázok 7.5: Ultrafialové spektrum planetárnej hmloviny NGC 6572 z družice IUE



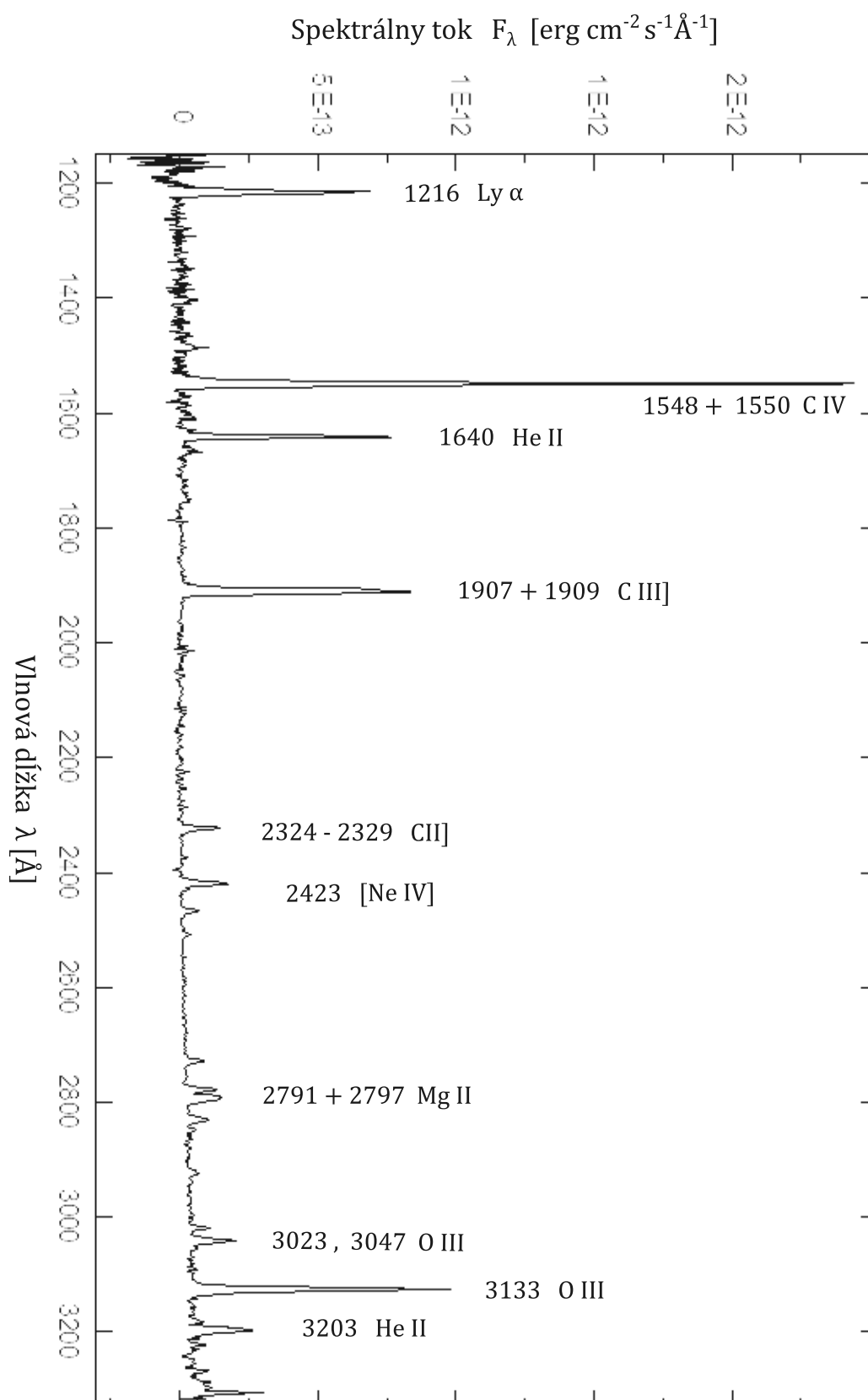
Obrázok 7.6: Ultrafialové spektrum planetárnej hmloviny NGC 6826 z družice IUE



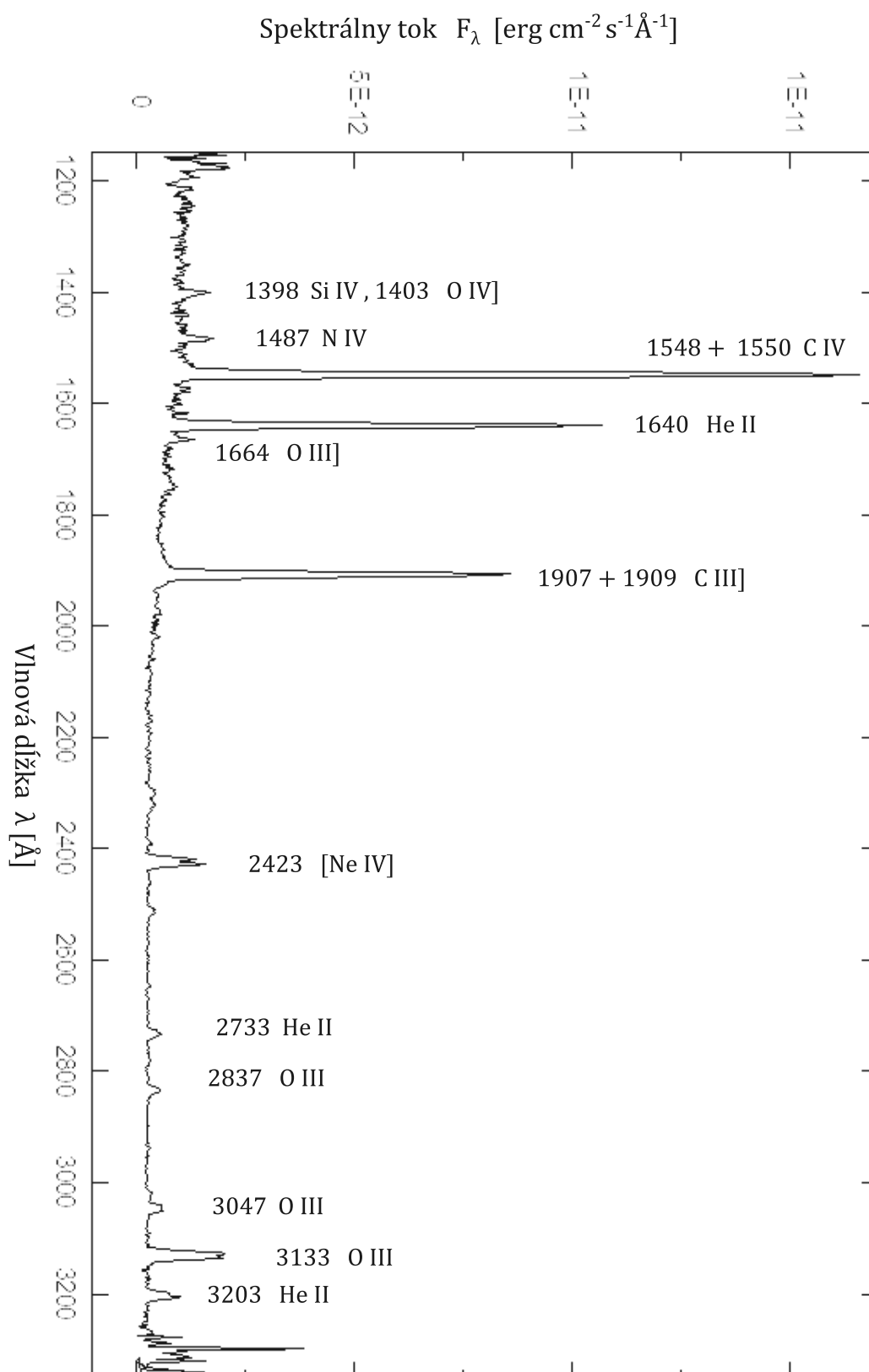
Obrázok 7.7: Ultrafialové spektrum planetárnej hmloviny NGC 6853 z družice IUE



Obrázok 7.8: Ultrafialové spektrum planetárnej hmloviny NGC 7009 z družice IUE



Obrázok 7.9: Ultrafialové spektrum planetárnej hmloviny NGC 7027 z družice IUE



Obrázok 7.10: Ultrafialové spektrum planetárnej hmloviny NGC 7662 z družice IUE