

Szegedi Tudományegyetem

Természettudományi Kar

Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

csillagász szak

# **DIPLOMAMUNKA**

## **A sugárzás terjedése szupernóva-atmoszférákban**

**Takáts Katalin**

Témavezető: Dr. Vinkó József, egyetemi docens

Szeged, 2007

# Tartalmi összefoglaló

A szupernóvák a kataklizmikus változócsillagok közé tartoznak, akkor jönnek létre, mikor egy csillag valamilyen oknál fogva felrobban. Több csoportjuk van, ezek közül az általam vizsgáltak, a II-P típusúak nagy tömegű csillagok összeomlásakor keletkeznek.

A robbanás során ledobódó burok is nagy tömegű, főleg hidrogénből áll, de többféle fém is megtalálható benne.

Diplomamunkámban megvizsgáltam a sugárzás terjedésének főbb mechanizmusait szupernóva-atmoszférákban, valamint azt, hogyan keletkeznek a spektrumvonalak a légkörben.

A II-P típusú szupernóvákra alkalmazható távolságmérési eljárás a Táguló Fotoszféra Módszer. Munkám során modellspektrumok segítségével vizsgáltam, hogy a módszerben használatos korrekciós faktor mekkora részét okozza a vonalak megjelenése, és mekkorát a légkörben fellépő szórás.

# Tartalomjegyzék

<b>1. Bevezetés</b>	<b>3</b>
<b>2. A Táguló Fotoszféra Módszer</b>	<b>6</b>
2.1. A korrekciós faktor . . . . .	7
<b>3. A sugárzás terjedése szupernóva-atmoszférákban</b>	<b>10</b>
3.1. A sugárzási transzferegyenlet . . . . .	10
3.2. A transzferegyenlet megoldása szórás esetén . . . . .	11
3.3. A spektrumvonalak keletkezése szupernóva-atmoszférában . . . . .	14
<b>4. Szupernóva-spektrumok modellezése</b>	<b>18</b>
4.1. A SYNOW program . . . . .	18
4.1.1. A program használata . . . . .	19
4.2. A spektrumok illesztése . . . . .	21
<b>5. Eredmények</b>	<b>23</b>
<b>6. Összefoglalás</b>	<b>29</b>
<b>Irodalomjegyzék</b>	<b>31</b>
<b>Köszönetnyilvánítás</b>	<b>32</b>

# 1. Bevezetés

A szupernóvák az égbolt legnagyobb abszolút fényességű objektumai közé tartoznak. Szabad szemmel csak nagyon ritkán figyelhetők meg, de a nagy égboltfelmérő programoknak köszönhetően ma már elég sokat fedeznek fel a különböző galaxisokban.

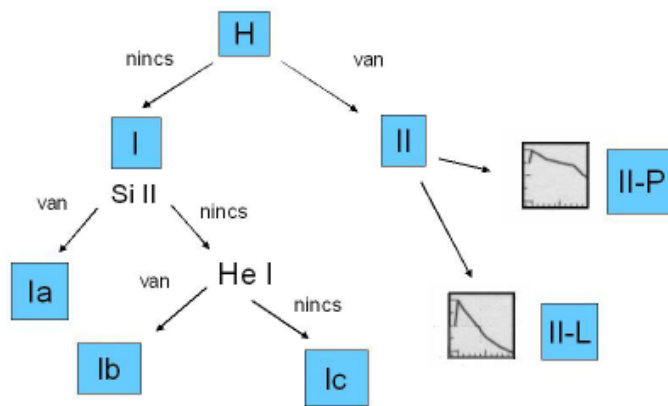
Ezek az objektumok a kataklizmikus változócsillagok közé tartoznak, fényességük rövid idő alatt nagyon megnő, ezután pedig lassan elhalványodik. Megfigyelési szempontból alapvetően két fő csoportra oszthatjuk őket, attól függően, hogy spektrumukban megfigyelhetőek-e hidrogénvonalak. Azokat a szupernóvákat, melyek spektruma nem tartalmazza ezeket a vonalakat I-es típusúaknak, amelyeké pedig igen, II-es típusúaknak nevezzük.

Az I-es típusú szupernóvák spirál és elliptikus galaxisokban fordulnak elő. Spektrumuk alapján lehet tovább csoportosítani őket. Azok a szupernóvák, melyek spektrumában van ionizált Si vonal, az Ia, amelyekében Si II nincs, de van neutrális He (He I), az Ib, melyeké egyiket sem tartalmazza, az Ic típusba sorolhatók.

Az Ia típusú szupernóvák szülő objektumai fehér törpe csillagok. Ezek az objektumok a kis tömegű (3 naptömegnél kisebb) csillagok fejlődésének végállapotai. A kis tömegű csillagok fejlődésük vége felé egy degenerált, szénből és oxigénből álló magból, valamint He-héjből állnak. Később a He-héjat elvesztik, és csak a C-O mag marad meg, ez a fehér törpe csillag. Ezekben a csillagokban már nem zajlik energiatermelés. A gravitáció hatásával elfajult elektrongáz nyomása tart egyensúlyt bennük. Az a kritikus tömeg, amelynél a fehér törpe még éppen stabil, a Chandrasekhar-féle határtömeg, melynek értéke 1.44 naptömeg. Ha a fehér törpe tömege valamilyen okból meghaladja ezt az értéket, az elfajult elektrongáz nyomása már nem tudja ellensúlyozni a gravitációt és a csillag összeomlik. Emiatt a magban a hőmérséklet megnő, és beindul a C és az O nukleáris fúziója, azaz szupernóva keletkezik. Ez az elgondolás több megfigyelt jelenséget megmagyaráz, például, hogy miért olyan hasonlóak az Ia típusú szupernóvák fénygörbéi, vagy hogy miért nem találhatóak kis tömegszámú elemek vonalai a spektrumban. Annak magyarázatára, hogy miképp lépi át a kritikus tömeget egy fehér törpe, az az elképzelés, hogy az ilyen csillagok egy-egy szoros kettős rendszer tagjai, ahol a másik csillag kitölti a rendelkezésére álló Roche-térfogatot, és anyagot ad át a fehér törpének.

Az Ic és Ib típusú szupernóvák hasonló folyamatok révén keletkeznek, mint a II-es

## Szupernóvák csoportosítása



1. ábra.

típusúak, de szülő objektumuk kisebb tömegű. Ezek a csillagok robbanásuk előtt már megszabadultak a burok egy részétől. Az Ib típusúak H-ben gazdag része dobódott le, míg a He-ban gazdag rész megmarad, így a szupernóva spektrumában erős He vonalak láthatók. A Ic típusúak esetében a He réteg is nagyon elvékonyodott, így ezek a vonalak is hiányoznak a spektrumból.

A II-es típusú szupernóvák spirálgalaxisok karjaiban, illetve irreguláris galaxisokban fordulnak elő. Szülő objektumaik 8 naptömegnél nagyobb tömegű csillagok, melyek magja inaktív vasmag. Egy idő után ez a vasmag túl nagy tömegűvé válik, és a saját súlya alatt összeomlik. Ez az összeomlás homológ módon zajlik, így ha egy ponton az összeomlás sebessége átlépi a helyi hangsebességet, a csillag külső és belső része elválik egymástól, hiszen a mechanikai információ maximum hangsebességgel terjedhet. A belső rész összesűrűsödik, és az atommagnál két-háromszor sűrűbb, degenerált állapot jön létre (neutroncsillag állapot). Az összeomlás során nagy mennyiségű gravitációs energia szabadul fel, ez elnyelődik a burokban. Az összezuhanást a neutronok elfajulása állítja meg. A külső rétegek, melyek ráhullanak a magra, a szinte összenyomhatatlan neutrongömből visszaverődnek, nyomáshullám indul meg, ami a burok ledobódását eredményezi. A felmelegedő burokban megindul a fúzió, amely azután hullámként terjed kifelé. A nyomáshullám viszont, amely a robbanási hullám előtt hangsebességgel terjed, leröpi a burok nagy részét, így a nukleáris fúzió csak a mag környékén megy végbe, a burok külső rétegeit nem érinti, ezáltal észlelhetjük könnyű ele-

mek jelenlétét a szupernóva spektrumában. Az összeomlás során keletkező energia bőven elég lenne arra, hogy a csillag teljesen szétszóródjon, ám vannak olyan energiaelvezető mechanizmusok, melyek miatt ez nem történik meg. Ilyen mechanizmus a fotobomlás, melynek során egy foton hatására a vasatom 13 db He-ra és 4 db neutronra bomlik. Energiát von el még a vasnál nehezebb elemek fúziója és a neutronizáció során keletkező neutrínók távozása is.

A hirtelen felfényesedés után a szupernóvák lassú elhalványodásba kezdenek. A fénygörbe alakja alapján két típusba sorolhatjuk őket: platós (II-P) illetve lineáris (II-L) típusba. A II-P típusúaknál a maximális fényesség elérése után kb. 100 napig megfigyelhető egy másodlagos púp, plató. Ennek oka a légkörön keresztülhaladó rekombinációs hullám. A robbanást követően az atmoszférában a hidrogén ionizált állapotban található, ami meglehetősen átlátszatlan. Ahogy a légkör hűl, és eléri a H rekombinációs hőmérsékletét, az opacitás hirtelen lecsökken. Ez először a légkör szélénél történik meg, itt indul meg a rekombináció, amely azután hullámként halad a csillag belseje felé. A hullám mentén a hőmérséklet körülbelül állandó, így gyakorlatilag egyre mélyebben látunk bele a légkörbe, de ugyanolyan hőmérsékletet észlelünk, ezért a mért fényesség alig változik. A plató fázis addig tart, míg a rekombináció teljesen le nem zajlik, és a légkör gyakorlatilag teljesen átlátszóvá válik.

A fénygörbe további menetét radioaktív elemek bomlása határozza meg. A robbanás során keletkezett  $^{56}\text{Ni}$  6.1 napos felezési idővel bomlik  $^{56}\text{Co}$ -á, ami ezután 77.1 napos felezési idővel  $^{56}\text{Fe}$ -á alakul át. Mindkét bomlás  $\beta^+$ -radioaktív, azaz pozitron kibocsátással jár, a keletkező energia kisebb részben a pozitron kinetikus energiájaként, nagyobb részben  $\gamma$ -foton formájában szabadul fel. A  $\gamma$ -fotonok és a pozitronok elnyelődnek a légkörben, ami tovább fűti az egyre táguló robbanási felhőt. A keletkező termikus fotonok viszont akadálytalanul távoznak az optikai tartományban már átlátszóvá vált légkörből. Emiatt a fényváltozás a radioaktív bomlás időfüggését követi: a halványodás üteme kb. 1 magnitúdó/100 nap, összhangban a Co-bomlás időállandójával.

A csillag robbanás előtti tömegétől függ, hogy milyen maradványt hagy hátra. A nem túl nagy tömegű (kb. 15 naptömegnél kisebb) csillagok esetében a degenerált mag stabilizálódik és egy neutroncsillag marad meg. Ha viszont nagyon nagy a kezdeti tömeg, a degenerált neutronok nyomása nem elég, hogy ellenálljon a gravitációnak, az összeomlás folytatódik és

fekete lyuk jön létre.

A szupernóvák segítségével távolságmeghatározás is végezhető. Fényességük miatt nagyon távoli galaxisok esetében használhatók. Az Ia típusúak segítségével kapott távolságokat a kozmológia is felhasználja. De nem csak ezek, hanem a II-es típusúak is alkalmasak távolságmérésre. Egy ezekre használható eljárás a Táguló Fotoszféra Módszer.

## 2. A Táguló Fotoszféra Módszer

A Táguló Fotoszféra Módszer (Expanding Photosphere Method, EPM) ([1]) II-P típusú szupernóvák távolságának meghatározására alkalmazható. Használatához fel kell tennünk, hogy a ledobódó gázfelhő gömbszimmetrikus, valamint homológ módon tágul, azaz egy adott  $r$  sugarú réteg tágulási sebessége arányos a réteg relatív sugarával, és időben állandó:

$$v(r) = v_{max} \cdot \frac{r}{R_{max}} \quad (1)$$

ahol  $R_{max}$  a felhő maximális sugara,  $v_{max}$  pedig a legkülső réteg tágulási sebessége.

A táguló gázfelhőben egy speciális réteg a fotoszféra. Ez definíció szerint az a réteg, ameddig a felhő kívülről nézve átlátszó. Mivel a robbanási felhő tágul, a fotoszféra helyzete időben változik, mindig más-más réteg tölti be a fotoszféra szerepét. Egy  $t$  időpontban a fotoszféra sugara:

$$R_f = v_f(t - t_0) + R_0 \quad (2)$$

ahol  $v_f$  a fotoszféra sebessége,  $t_0$  a robbanás időpontja,  $R_0$  pedig a kezdeti sugár, amely  $t - t_0 > 1$  nap után  $R_f$  mellett elhanyagolható. A sugár látszó szöge:

$$\theta = \frac{R_f}{D} \quad (3)$$

ahol  $D$  a szupernóva távolsága.

Alapfeltevés még, hogy a fotoszféra közelítőleg feketetest-sugárzó, ekkor a megfigyelt fluxus:

$$f_\lambda = \theta^2 \zeta^2 \pi B_\lambda(T_\lambda) \quad (4)$$

ahol  $f_\lambda$  az adott hullámhosszon mért fluxus,  $\theta$  a sugár látszó szöge,  $\zeta$  egy korrekciós faktor,  $B_\lambda(T_\lambda)$  a Planck-függvény. Ebből  $\theta$  kifejezhető:

$$\theta = \sqrt{\frac{f_\lambda}{\pi \zeta^2 B_\lambda(T_\lambda)}} \quad (5)$$

Az első egyenletet átrendezve és a másodikból kifejezett  $R_f$ -et behelyettesítve a

$$t = D \cdot \frac{\theta}{v} + t_0 \quad (6)$$

egyenlethez jutunk. Ha tehát különböző időpontokban kiszámoljuk a  $\theta/v$  értékét, és ennek függvényében ábrázoljuk  $t$ -t, majd illesztünk rá egy egyenest, az egyenes meredeksége megadja az objektum távolságát, az  $y$  tengellyel való metszéspontja pedig a robbanás időpontját.

## 2.1. A korrekciós faktor

A Táguló Fotoszféra Módszer használatának egyik alapfeltevése. hogy a táguló gázfelhőben van fotoszféra, és ez feketetest-sugárzó, azaz:

$$4\pi R_f^2 \pi B_\nu(T) = 4\pi D^2 f_\nu \quad (7)$$

ahol  $f_\nu$  a vörösödéssre korrigált fluxus, vagyis  $f_\nu = 10^{0.4A_\nu} f_\nu^{obs}$ , ahol  $f_\nu^{obs}$  az észlelt fluxus,  $D$  a szupernóva távolsága.

A valóságban viszont ez nem egészen teljesül. Ennek az eltérésnek a korrigálásra használható a  $\zeta$  korrekciós faktor.

A feketetest-sugárzás létrejöttéhez a gázfelhőben a fotonok valódi abszorpciója szükséges. A  $T$  hőmérsékletű feketetest-sugárzás nem a fotoszférában, hanem az alatt, az ún. „termalizációs mélységben” ( $R_{term}$ ) jön létre, ahol a valódi abszorpció az opacitás fő formája. E fölött a réteg fölött viszont már a fotonok elektronokon való szóródása dominál, azaz a sugárzás észlelt eloszlása ebből a  $R_f > R_{term}$  rétegből ered. A két réteg közötti szórás a spektrum alakját már nem befolyásolja, csak a hozzánk érkező fluxus abszolút értékét változtatja meg.

A korrekciós faktort modellezett szupernóva-atmoszférák segítségével próbálták meghatározni ([2],[4]). Az észlelt fluxusra fölírható az eddigiek alapján a következő egyenlet:

$$f_\nu^{obs} = \zeta^2 \theta^2 10^{-0.4A_\nu} \pi B_\nu(T) \quad (8)$$

Ebből a fényesség magnitúdóban az alábbi egyenlettel adható meg:

$$m_{\nu'} = -2.5 \cdot \log \left( \int_0^\infty d\nu \cdot \phi_{\nu',\nu} f_\nu^{obs} \right) \quad (9)$$

azaz

$$m_{\nu'} = -5 \cdot \log(\zeta) - 5 \cdot \log(\theta) + A_{\nu'} + b_{\nu'} \quad (10)$$



ahol

$$b_{v'} = -2.5 \cdot \log \left( \int_0^\infty dv \phi_{v',v} \pi B_v(T) \right) + C_{v'} \quad (11)$$

$C_{v'}$  integrálási állandó,  $\phi_{v',v}$  pedig a  $v'$  szűrő transzmissziós függvénye. A (10) egyenletet az abszolút magnitúdóra átírva:

$$M_{v'} = -5 \cdot \log \zeta_S - 5 \cdot \log \left( \frac{R_f}{10pc} \right) + b_{v'}(T_S) \quad (12)$$

ahol  $S = \{B, V, I\}$  a használt szűrőkombinációt jelenti. Ezután definiálták a következő  $\varepsilon$  mennyiséget:

$$\varepsilon = \sum_{v' \in S} \left( M_{v'} + 5 \cdot \log \zeta_S + 5 \cdot \log \left( \frac{R_f}{10pc} \right) - b_{v'}(T_S) \right)^2 \quad (13)$$

Az eljárás során úgy határozták meg a  $\zeta$ -t, hogy nagyszámú atmoszféra modell segítségével ennek az  $\varepsilon$ -nak a minimalizálására törekedtek. A kapott értékekre  $T$  hőmérséklet függvényében egy polinomot illesztettek ([2], [3]):

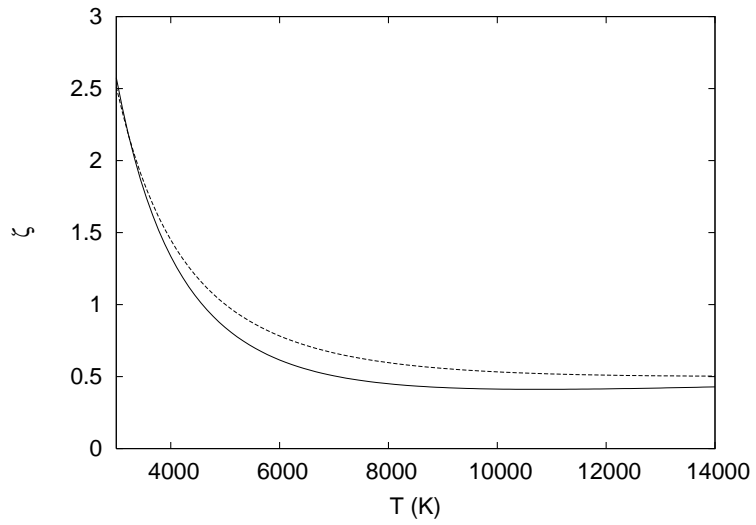
$$\zeta_S = \sum_{i=0}^2 a_i \cdot \left( \frac{10^4 K}{T_S} \right)^i \quad (14)$$

A polinomban szereplő konstansokat többen is meghatározták ([2], [4]). Viszont a két cikkben eléggé különböző eredményeket kaptak. A két,  $BVI$  szűrőkombinációra meghatározott görbe a 2. ábrán látható. A [4] cikkben meghatározott értékek valamivel nagyobbak, mint a [2] cikkben kaptak. A különbség okát az előbbi cikk szerzői sem tudták megmagyarázni.

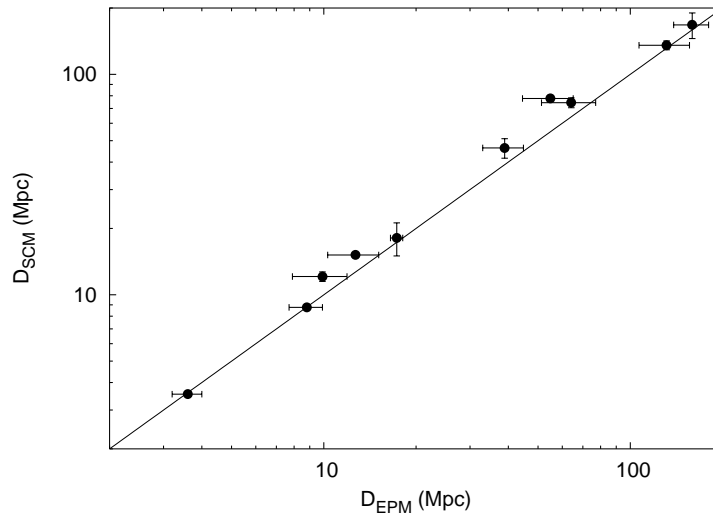
A Táguló Fotoszféra Módszer alkalmazása 10 db szupernóvára részletesen szerepel a TDK-dolgozatomban ([5]). Ezen objektumok távolsága a 3. ábrán látható, összehasonlítva egy másik, II-P szupernóvák távolságának meghatározására alkalmas módszer, a standard gyertya módszer (SCM) eredményeivel.

Ezeket a távolságokat a [2] cikkben kiszámított korrekciós faktor használatával kaptam. A [4] cikkben kapott korrekciós faktorokkal történő számolás némileg módosítja az eredményt. Ezek összehasonlítása a 4. ábrán látható. A [4] cikkből származó  $\zeta$  használata esetén a távolságok szisztematikusan nagyobbak adódnak.

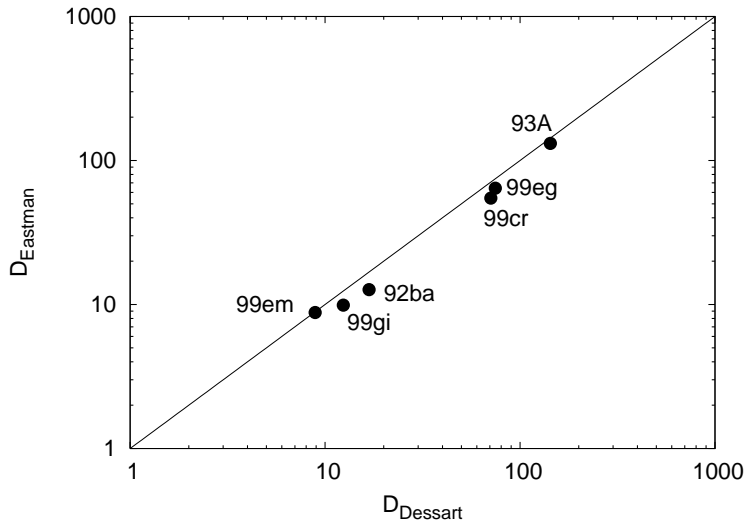
Tehát a Táguló Fotoszféra Módszerrel kapható távolságok pontossága jelentősen függ attól, hogy korrekciós faktort mennyire pontosan tudjuk meghatározni. Dolgozatom fő célkitűzése ezért a korrekciós faktor részletes vizsgálata.



2. ábra. A [2] (folytonos vonal) és a [4] (szaggatott vonal) cikkekben meghatározott korrekciós faktorok összehasonlítása.



3. ábra. A Táguló Fotoszféra Módszerrel kapott SN távolságok, összehasonlítva a standard gyertya módszerrel (SCM) kapottakkal.



4. ábra. A [2] és [4] cikkekben meghatározott korrekciós faktorokkal kapott távolságok összehasonlítása.

### 3. A sugárzás terjedése szupernóva-atmoszférákban

#### 3.1. A sugárzási transzferegyenlet

A sugárzási transzferegyenlet a fotonok terjedését írja le atomokból és ionokból álló gáznemű közegben. A továbbiakban feltételezzük, hogy a közeg elektromosan semleges és a mágneses tér jelenléte elhanyagolható. A fotonok és a közeg közti kölcsönhatás ekkor háromféle lehet: történhet szóródás, abszorpció, illetve spontán emisszió. Az indukált emissziót elhanyagoljuk, ugyanis asztrofizikai közegekben az abszorpció sokkal jelentősebb, mellette az indukált emisszió csak igen kicsi korrekcióként jelentkezik. Az infinitezimális távolságra eső intenzitásváltozás:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = \left(\frac{dI_\nu}{ds}\right)_s \cdot \left(\frac{dI_\nu}{ds}\right)_a \cdot \left(\frac{dI_\nu}{ds}\right)_e \quad (15)$$

ahol  $I_\nu$  a fajlagos spektrális intenzitás, azaz definíció szerint megadja a  $z$  egységnyi felületről, egységnyi idő alatt, egységnyi térszögbe, egységnyi frekvenciatartományon kibocsátott energiát.

A szórás, az abszorpció és az emisszió kifejezését a fenti egyenletbe beírva:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -(\kappa_\nu + \chi_\nu)\rho I_\nu + (\chi_\nu J_\nu + j_\nu)\rho \quad (16)$$

ahol  $\kappa_\nu$  az abszorpciókoefficiens,  $\chi_\nu$  a szórás koefficiens,  $j_\nu$  a spontán emisszió koeffici-

ens,  $\rho$  pedig a közeg sűrűsége.

Az előző egyenletet átalakítva kapjuk a sugárzási transzferegyenletet:

$$\frac{1}{\rho(\kappa_v + \chi_v)} \frac{dI_v}{ds} = -I_v + \frac{\chi_v J_v + j_v}{\kappa_v + \chi_v} = -I_v + S_v \quad (17)$$

ahol  $S_v$  az ún. forrásfüggvény, amely arányos a keletező és a - szórás és az abszorpció miatt - eltűnő fotonok számának hányadosával,  $J_v$  pedig a közepes intenzitás, vagyis az intenzitás térszögére vonatkozó átlaga:  $J_v = 1/(4\pi) \int I_v d\Omega$ .

Kimutatható, hogy normál, sztatikus csillagok légkörében a sugárzás és az anyag lokális termodinamikai egyensúlyban (LTE) van. Ekkor  $S_v = I_v = B_v(T)$ , ahol  $B_v(T)$  a Planck-függvény:

$$B_v(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{-\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (18)$$

ahol  $\nu$  a frekvencia,  $h$  a Planck-állandó,  $c$  a fénysebesség,  $k$  a Boltzmann-állandó,  $T$  pedig a hőmérséklet.

Az LTE feltétele az, hogy a fotonok a közeg részecskéivel rugalmatlanul ütközzenek, azaz egy közös hőmérséklettel rendelkező statisztikus eloszlás alakuljon ki. Ekkor a fotonok és atomok közti kölcsönhatás főként valódi abszorpció formájában valósul meg. Ha azonban a közegben sok a szabad elektron, az elektronszórás miatt a forrásfüggvény el fog térni a Planck-függvénytől.

Mivel a szupernóva-légkörben, főként a kezdeti időszakban, csaknem teljes az ionizáció, meg kell vizsgálnunk a transzferegyenlet megoldását ilyen körülmények között.

### 3.2. A transzferegyenlet megoldása szórás esetén

Az atmoszférában a fotoszféra egy speciális réteg, az a réteg, ameddig a légkör kívülről nézve átlátszó. A robbanás után az atmoszféra teljesen ionizált állapotban van, opacitása nagy, így átlátszatlan. A légkör hűlése során a hidrogén rekombinálódik, az opacitás lecsökken, a légkör átlátszóvá válik. A rekombináció kívülről befelé halad, így fokozatosan egyre beljebb látunk a gázfelhőben. A fotoszféra alatt tehát a légkör teljesen ionizált állapotban van, itt a fotonok szabad elektronokon szóródnak. Ez a folyamat a Thomson-szórás.

A folyamat során a beérkező foton, mint elektromágneses hullám rezgésbe hozza az elektront, mikor találkozik vele. Az elektron ezáltal gyorsul, tehát energiát sugároz ki elekt-

romágneses hullám formájában. A szórt foton ezen hullám és a bejövő hullám interferenciájaként jön létre. A folyamat hatáskeresztmetszete:

$$\sigma_e = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2 \quad (19)$$

Látható, hogy a Thomson-szórás nem függ a beeső foton hullámhosszától, az elektronokon az összes foton ugyanúgy szóródik.

A szórás megléte befolyásolhatja a sugárzási transzferegyenletet megoldását is. Ezt egyszerűsítve az ún Eddington-közelítés segítségével vizsgálhatjuk meg.

A forrásfüggvény a (17) egyenlet alapján a következőképpen néz ki, ha szórás is jelen van:

$$S_v = \frac{j_v}{\kappa_v} \frac{\kappa_v}{\kappa_v + \chi_v} + J_v \frac{\chi_v}{\kappa_v + \chi_v} \quad (20)$$

Mivel  $j_v/\kappa_v = B_v$ , a fenti egyenlet átírható

$$S_v = \alpha_v B_v + (1 - \alpha_v) J_v \quad (21)$$

alakba, ahol

$$\alpha_v = \frac{\kappa_v}{\kappa_v + \chi_v} \quad (22)$$

Ez az  $\alpha_v$  megadja a szórás mértékét az abszorpcióhoz képest. Ha  $\alpha_v = 1$ , azaz az abszorpció dominál, akkor  $S_v = B_v$ , ha viszont  $\alpha_v = 0$ , vagyis az abszorpció elhanyagolható a szórás mellett, ekkor  $S_v = J_v$ .

Ha a közeget - közelítőleg - plánparallel alakúnak tekintjük, a sugárzási transzferegyenletbe beírva az optikai mélységet, valamint figyelembe véve az irányfüggést is, a (17) egyenlet a következőképpen alakul:

$$\mu \frac{dI_v}{d\tau_v} = I_v - S_v \quad (23)$$

ahol  $\mu = \cos \theta$ ,  $\theta$  pedig a légkör normálisa és a látóirány által bezárt szög. Ezt az egyenletet irány szerint integrálva és beírva a forrásfüggvény fenti alakját:

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^1 \mu \frac{dI_v}{d\tau_v} d\mu = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I d\mu - \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \alpha_v B_v d\mu - \frac{1}{2} \int_{-1}^1 (1 - \alpha_v) J_v d\mu \quad (24)$$

Mivel  $\alpha_v$ ,  $B_v$  és  $J_v$  irányfüggetlen mennyiségek, kihozhatóak az integrálból:

$$\frac{d}{d\tau_v} \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \mu I_v d\mu = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I d\mu - \alpha_v B_v - (1 - \alpha_v) J_v \quad (25)$$

Az  $I_V$  intenzitást  $\mu$  i-edik hatványával megszorozva és irány szerint kiintegrálva kapjuk definíció szerint  $I_V$  i-edik momentumát. Azaz a 0. momentum:

$$J_V = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_V d\mu \quad (26)$$

a közepes intenzitás, az 1. momentum:

$$H_V = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \mu I_V d\mu \quad (27)$$

melyről megmutatható, hogy  $H_V = F_V/4\pi$ , ahol  $F_V$  a sugárzás fluxusa. A 2. momentum pedig:

$$K_V = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \mu^2 I_V d\mu \quad (28)$$

mely a sugárnyomással áll kapcsolatban.

Ezek segítségével a (25) egyenlet a következőképpen írható:

$$\frac{dH_V}{d\tau_V} = J_V - \alpha_V B_V - (1 - \alpha_V) J_V = \alpha_V J_V - \alpha_V B_V \quad (29)$$

Ezek után vegyük a (17) egyenlet első momentumát, és írjuk bele a forrásfüggvény (21) egyenletben szereplő alakját:

$$\frac{d}{d\tau_V} \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \mu^2 I_V d\mu = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \mu I_V d\mu - \alpha_V B_V \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \mu d\mu - (1 - \alpha_V) J_V \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \mu d\mu \quad (30)$$

ami a következő alakra hozható:

$$\frac{dK_V}{d\tau_V} = H_V \quad (31)$$

Az Eddington-közelítés a teret két féltérre osztja, és felteszi, hogy az intenzitás a mindkét féltérben izotróp, de a két féltérben különböző értékű. Ebben a közelítésben felírva az intenzitás momentumait, többek közt az kaphatjuk, hogy

$$K_V \approx \frac{1}{3} J_V \quad (32)$$

Ezt, valamint a (29) és (31) egyenleteket felhasználva a közepes intenzitásra a következőt kapjuk:

$$\frac{1}{3} \frac{d^2 J_V}{d\tau_V^2} = \alpha_V J_V - \alpha_V B_V \quad (33)$$

Ez az egyenlet egy inhomogén, másodrendű differenciálegyenlet. Ennek megoldását úgy kaphatjuk meg, ha a homogén egyenlet általános megoldásához hozzáadjuk az inhomogén egyenlet egy partikuláris megoldását. A homogén egyenlet általános megoldása ez esetben:

$$J_V = C \cdot e^{-\tau_V \sqrt{3\alpha_V}} \quad (34)$$

Az inhomogén egyenlet partikuláris megoldásához tegyük fel, hogy:

$$B(\tau_v) = k_1 \tau_v + k_2 \quad (35)$$

Ez a feltevés LTE esetén jó közelítéssel teljesül pl. a csillagatmoszférákban. Ekkor a differenciálegyenlet egy partikuláris megoldása:

$$J_v = B_v \quad (36)$$

Tehát az inhomogén egyenlet általános megoldása:

$$J_v = B_v + C \cdot e^{-\tau_v \sqrt{3\alpha_v}} \quad (37)$$

$C$  konstans meghatározható a következő határfeltételek figyelembevételével. Ha  $\tau_v \rightarrow \infty$  akkor  $J_v \rightarrow B_v$ , illetve ha  $\tau_v \rightarrow 0$  akkor  $J_v \rightarrow 0$ . Ezekkel a feltételekkel az általános megoldás a következőnek adódik:

$$J_v = B_v(1 - e^{-\tau_v \sqrt{3\alpha_v}}) \quad (38)$$

A (31) egyenlet Eddington-közelítésben az eddigiek alapján így írható fel:

$$H_v \approx \frac{1}{3} \frac{dJ_v}{d\tau_v} \quad (39)$$

Ebbe beírva a (38) egyenletet, a  $\tau_v = 0$  esetben, azaz az atmoszférán kívül fennáll, hogy

$$H(\tau_v = 0) = \frac{1}{3} B_v(\tau_v = 0) \sqrt{3\alpha_v} \quad (40)$$

Mivel pedig  $H_v = F_v/4\pi$ , az atmoszférán kívül a fluxus:

$$F_v(0) = \frac{4\pi}{3} B_v(0) \sqrt{3\alpha_v} \quad (41)$$

A fenti számítás persze csak kvalitatív becslésre alkalmas, hiszen több feltevést is tartalmaz. Mindenesetre az kitűnik belőle, hogy a szórás megjelenése az atmoszférában a spektrum alakját nem változtatja meg, csak a nagyságát módosítja. Emiatt jelenik meg a Táguló Fotoszféra Módszerben a korrekciós faktor ((4) egyenlet).

### 3.3. A spektrumvonalak keletkezése szupernóva-atmoszférában

A szupernóva-atmoszféra fotoszféra feletti részében már lezajlott a hidrogén rekombinációja. Ebben a tartományban az atomok nagy sebességgel mozognak, gyakran ütköznek, emiatt a

gerjesztett állapotok élettartama kicsi. Így a rezonáns szórás válik dominánssá. A beeső foton találkozik egy atommal, melyet, ha a foton hullámhossza megfelelő, egy magasabb energiaszintre gerjeszt. A magasabb szintre került elektron az atomban szinte azonnal vissza-kerül az eredeti állapotába, miközben a beeső fotonnal azonos hullámhosszú fotont bocsát ki, csak a kibocsátott foton haladásának iránya tér el a beérkezőétől. Tehát rezonáns szórás esetén a foton hullámhossza nem, csak haladásának iránya változik. Ez a fajta szórás hullámhosszfüggő, a szóban forgó átmenetek az atomban csak bizonyos energiájú fotonokkal való találkozáskor mehetnek végbe.

A forrásfüggvény tiszta rezonáns szórás esetén (a frekvenciafüggést szimbolizáló  $v$  indexet a továbbiakban elhagyva):

$$S = J = \frac{1}{4\pi} \int I_f d\Omega \quad (42)$$

ahol  $I_f$  a fotoszféra intenzitása. Feltéve, hogy a fotoszféra intenzitása izotróp:

$$S = \frac{1}{4\pi} I_f \int d\Omega \quad (43)$$

tehát a forrásfüggvényhez csak az  $\alpha$  térszöget (5. ábra) kell meghatározni.

Az 5. ábráról látható, hogy

$$\sin \beta = \frac{\sqrt{r^2 - r_f^2}}{r} = \sqrt{1 - \left(\frac{r_f}{r}\right)^2} \quad (44)$$

valamint, hogy  $\alpha = 90^\circ - \beta$ . Kis szögekre:  $\sin \beta \approx \beta$ . Ezzel:

$$S = \frac{1}{4\pi} I_f \cdot 2(\pi - \pi\beta) = \frac{1}{4\pi} I_f \cdot 2\pi \cdot \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{r_f}{r}\right)^2}\right) \quad (45)$$

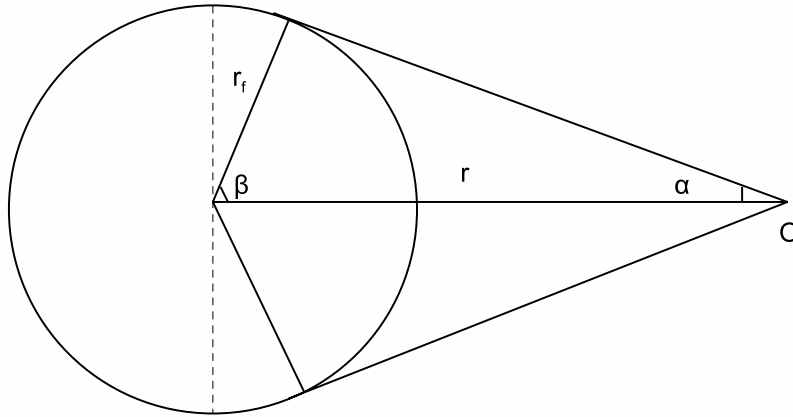
Tehát a forrásfüggvény

$$S(r) = \frac{I_f}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{r_f}{r}\right)^2}\right) \quad (46)$$

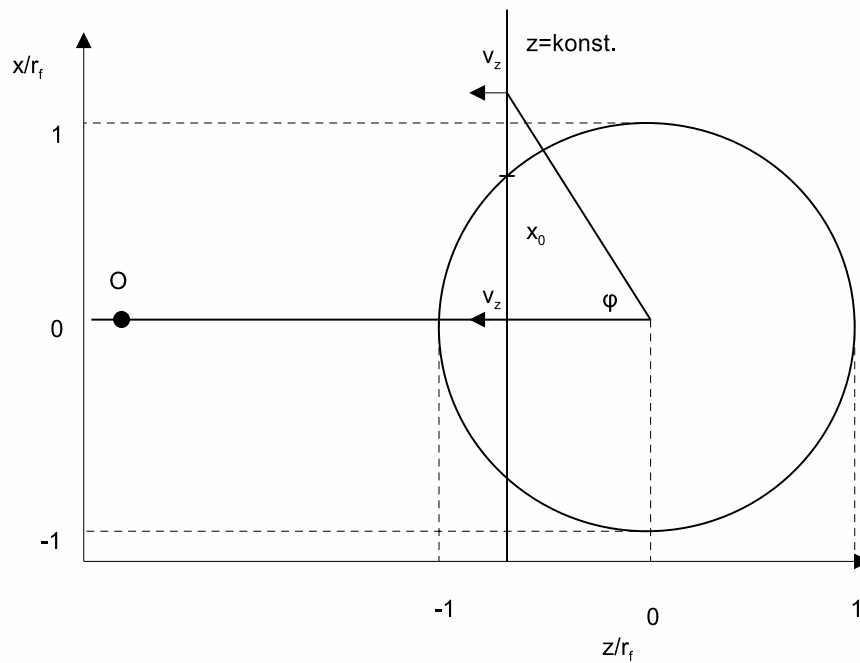
ahol  $I_f$  a fotoszféra intenzitása,  $r_f$  a fotoszféra sugara ([6]).

A vonalak keletkezése a szupernóva atmoszférában az ún. Sobolev közelítésben vizsgálható ([6]). Feltesszük, hogy a fotoszférát homológ módon ( $v \sim r$ ), nagy sebességgel táguló atmoszféra veszi körül, melyben a rezonáns szórás dominál. Ekkor a fotoszférából induló foton az atmoszféra azon részén tartózkodó atomon szóródik, ahol Doppler-eltolódott hullámhossza megfelel a rezonáns szóráshoz szükséges hullámhossznak.





5. ábra. A forrásfüggvény kiszámítását szemléltető ábra,  $r_f$  a fotoszféra sugara,  $r$  az objektum és az  $O$  megfigyelő távolsága.



6. ábra. A Sobolev-közelítésben történő vonalprofilszámítást szemléltető ábra.

Bebizonyítható, hogy a homológ módon táguló atmoszférában az egyenlő radiális sebességű pontok egy, a látóirányra merőleges síkon helyezkednek el. Vegyünk két pontot, melyek  $v_1$  és  $v_2$  sebességgel tágulnak, és sebességük iránya a látóiránnyal  $\varphi_1$  és  $\varphi_2$  szöget zár be. A homológ tágulás miatt sebességük aránya egyenlő a középponttól való távolságuk arányával:  $v_1/v_2 = r_1/r_2$ . A sugár helyett a 6. ábrán látható koordinátarendszer látóirány menti  $z$  koordinátáját használva:  $v_1/v_2 = z_1/z_2 \cdot \cos\varphi_2/\cos\varphi_1$ . Legyen a két pont radiális sebessége egyenlő:  $v_1\cos\varphi_1 = v_2\cos\varphi_2$ . Ezt felhasználva azt kapjuk, hogy  $z_1 = z_2$ . Tehát az azonos radiális sebességű pontok a  $z = konstans$  koordinátájú síkon helyezkednek el.

Mivel a hozzánk érkező fotonok hullámhossza a radiális sebességtől függ, ezért az adott hullámhosszon beérkező fotonok mind erről a konstans  $z$ -jű síkról érkeznek. Tehát adott hullámhosszon érkező fluxus meghatározásához a sík pontjaiból érkező sugárzást kell összeintegrálnunk a teljes síkra. Ha pedig a kapott fluxusokat ábrázoljuk a hullámhossz függvényében, megkapjuk a vonalprofil.

A vonalprofil létrejöttét három tartományban vizsgáljuk (6. ábra). Az első tartományban  $z \geq 0$ . Az erről a részről érkező fotonok vöröseltolódást szenvednek. Itt egy adott síkról érkező fluxus:

$$\frac{F(\lambda)}{4\pi} = \int_0^{r_f} I_f x dx + \int_{r_f}^{\infty} S(r)(1 - e^{-\tau(r)}) x dx = \frac{1}{2} r_f^2 I_f + \int_{r_f}^{\infty} S(r)(1 - e^{-\tau(r)}) x dx \quad (47)$$

ahol  $I_f$  a fotoszféra intenzitása,  $S(r)$  a forrásfüggvény,  $\tau(r)$  az optikai mélység. Az egyenlet első tagjánál a sugárzás közvetlenül a fotoszféráról érkezik, míg a második tag a közegben szóródó fotonokból származik.

A következő tartomány a  $-r_f < z < 0$ . Ekkor a fluxus:

$$\frac{F(\lambda)}{4\pi} = \int_0^{x_0} I_f x dx + \int_{x_0}^{\infty} S(r)(1 - e^{-\tau(r)}) x dx + \int_{x_0}^{r_f} I_f e^{-\tau(r)} x dx \quad (48)$$

ahol  $x_0 = \sqrt{r_f^2 - z^2}$ . Az itt megjelenő harmadik tag a fotoszféra és a megfigyelő közti anyag miatt fellépő abszorpciót foglalja magában.

Végül a harmadik tartományra, ahol  $z \leq -r_f$ :

$$\frac{F(\lambda)}{4\pi} = \int_0^{\infty} S(r)(1 - e^{-\tau(r)}) x dx + \int_0^{r_f} I_f e^{-\tau(r)} x dx \quad (49)$$

A három egyenlet egyben összefoglalva:

$$\frac{F(\lambda)}{4\pi} = \int_0^{x_0} I_f x dx + \int_{x_0}^{\infty} S(r)(1 - e^{-\tau(r)}) x dx + \int_{x_0}^{r_f} I_f e^{-\tau(r)} x dx \quad (50)$$

ahol

$$x_0 = \begin{cases} r_f & \text{ha } 0 \leq z \\ \sqrt{r_f^2 - z^2} & \text{ha } -r_f < z < 0 \\ 0 & \text{ha } z \leq -r_f \end{cases} \quad (51)$$

Ha az így kiszámolt fluxusokat ábrázoljuk a hullámhossz függvényében, szépen kirajzolódik a P Cygni vonalprofil, amely az ilyen, táguló atmoszféra által körülvelt forrásokra jellemző.

## 4. Szupernóva-spektrumok modellezése

A feketetest-sugárzásra a gázfelhőben található elemek vonalai rakódnak rá. A robbanás utáni első pár napban csak kevés és gyenge vonal van a spektrumban, később viszont már egyre több elem vonalai jelennek meg. Ezek már jelentősen befolyásolhatják az egyes szűrőkkel észlelt fényességet. Az korábbiakban leírt korrekciós faktor ezen vonalak hatását is magába foglalja.

Munkám célja volt, hogy meghatározzam, mennyire torzítja el a feketetest-spektrumot a vonalak megjelenése, illetve hogy a korrekciós faktor mekkora része származik a spektrumvonalak jelenlétéből.

Ehhez először is szükség volt modellspektrumokra. A *SUSPECT*<sup>1</sup> adatbázisból rendelkezésemre állt az SN 1999em jelű szupernóva néhány spektruma, melyek a robbanás utáni első 83 napot fedték le. Ez körülbelül a plató fázis időtartama. Ezekre a spektrumokra illeszttem a SYNOW nevű modellező programmal számolt modellspektrumokat.

### 4.1. A SYNOW program

A SYNOW program a szupernóva-spektrumok modellezésére szolgáló, gyakran használt program. A program a létrejövő vonalakat az előző fejezetben tárgyalt Sobolev-közelítés segítségével számolja ki. Ez a közelítés jelentősen leegyszerűsíti a sugárzási transzferegyenlet megoldását.

---

<sup>1</sup><http://bruford.nhn.ou.edu/suspect/index1.html>

### 4.1.1. A program használata

A SYNOW program használata során nagyszámú paraméter beállítására van lehetőség. Ezeket egy input fájlban („in.dat”) lehet beállítani. A fájl a következőképpen néz ki:

\$parms

```
vphot = 8500.0
vmax = 20000.0
tbb = 11000.0
ea = 4000.0
eb = 10000.0
nlam = 1500
flambda = .true.
taumin = 0.01
grid = 32
zeta = 1.0
stspec = 3500.0
pwrlaw = .true.
pwrlawin = 7.0

numref = 8

an = 1, 2, 14, 20, 21, 22, 26, 56
ai = 0, 0, 1, 1, 1, 1, 1, 1
taul = 20, 0.10, 0.50, 1.40, 0.01, 0.02, 0.50, 0.18
vmine = 2.00, 2.00, 2.00, 2.00, 2.00, 2.00, 2.00, 2.00
vmaxe = 40.00, 40.00, 40.00, 40.00, 40.00, 40.00, 40.00, 40.00
ve = 3.00, 3.00, 3.00, 3.00, 3.00, 3.00, 3.00, 3.00
temp = 11.00, 11.00, 11.00, 11.00, 11.00, 11.00, 11.00, 11.00
```

\$END

Ez alapján a következő paraméterek állíthatók be:

- `vphot`: A fotoszféra tágulási sebessége  $km/s$ -ban.
- `vmax`: A burok felső határa sebességként megadva. Azt a réteget jelenti, ahol az optikai mélység már minden vonal esetén elhanyagolható.
- `tbb`: A feketetest-sugárzás hőmérséklete  $K$ -ben megadva.
- `ea`: A számolás végén kiírt a legkisebb hullámhossz Angströmben megadva
- `eb`: A legnagyobb kiírt hullámhossz, szintén Angströmben
- `nlam`: Azon pontok száma, amennyire a megadott hullámhossztartományon a spektrumot kiszámolja a program.
- `flambda`: Beállítható, hogy a fluxus egységnyi hullámhossz-tartományra (`.true`) vagy egységnyi frekvencia-intervallumra vonatkozzon-e.
- `taumin`: A megadható legkisebb optikai mélység.
- `grid`: Az integrálok kiszámításához használt numerikus rács felbontása (minél nagyobb, annál jobb felbontású lesz a spektrum, de annál hosszabb lesz a futási idő).
- `zeta`: Be lehet állítani a korrekciós faktor értékét. Általában nem használják, 1-nek állítják.
- `stspec`: Az a legkisebb hullámhossz, amelynél a számolás elkezdődik.
- `pwrap`: Megadható, hogy az optikai mélység hatványfüggvény szerint (`.true.`) vagy exponenciálisan változzon.
- `pwrapin`: Ha az előző paraméter beállítása `.true.`, itt megadható a hatványfüggvény kitevője.
- `numref`: A számolandó ionok száma.
- `an`: Azon ionok atomszáma, melyekkel számolni szeretnénk.

- $a_i$ : Megadja, hányszorosan ionizált az adott elem (0: neutrális, 1: egyszeresen ionizált...stb.)
- $\tau_1$ : A referencia vonal (az adott ion legeésbb vonala) optikai mélysége. A program a Boltzmann-egyenlet segítségével számolja ki ehhez képest az ion többi vonalához tartozó  $\tau(r)$ -t.
- $v_{\min}$ : Az a legkisebb sebességű réteg, ahol az adott ion az atmoszférában jelen van.
- $v_{\max}$ : Az a legnagyobb sebességű réteg az atmoszférában, ahol az adott ion jelen van.
- $v_e$ : Ha az optikai mélységet arra állítjuk, hogy exponenciálisan változzon (pwr1aw) akkor az exponenciális függvényben szereplő skálafaktort adhatjuk meg itt
- $t_{\text{emp}}$ : Az ionok gerjesztési hőmérséklete

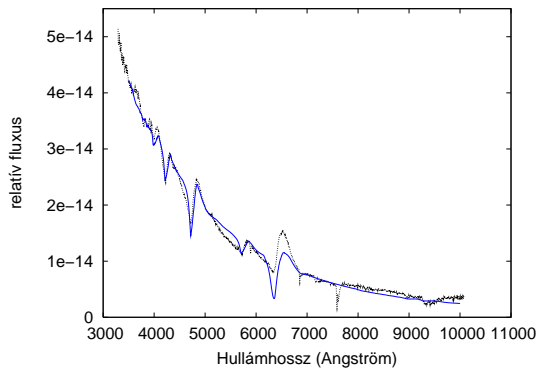
A paraméterek megfelelő beállítása után lefuttatva a programot, egy olyan fájlt kapunk, melyben a hullámhosszak és a számolt fluxusok szerepelnek.

## 4.2. A spektrumok illesztése

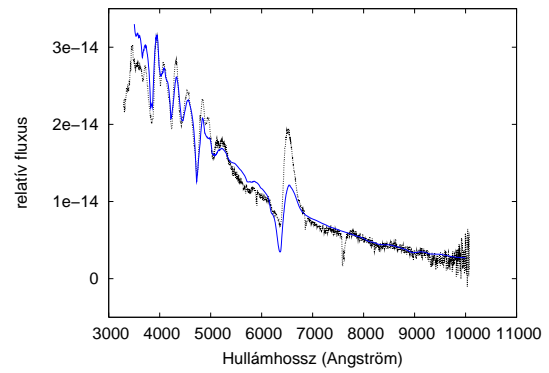
Az SN 1999em szupernóvát már többen is tanulmányozták ([3], [7]). Az objektum nagyon alkalmas a Táguló Fotoszféra Módszer használatára, ugyanis sok mérés született róla már a robbanás utáni néhány napban is. A robbanás időpontját  $HJD = 2451474$  értéknek határozták meg ([8]). Az illesztendő fluxuskalibrált, vörösödésre korrigált ( $E(B - V) = 0.1$  mag) spektrumok az ezt követő 11.-83. nap közötti időszakból származnak.

Az egyes spektrumokra a SYNOW-val számolt modellek közül a legjobb illesztések a 7. ábrán láthatók, míg ezen modellek paraméterei az 1. táblázatban találhatók.

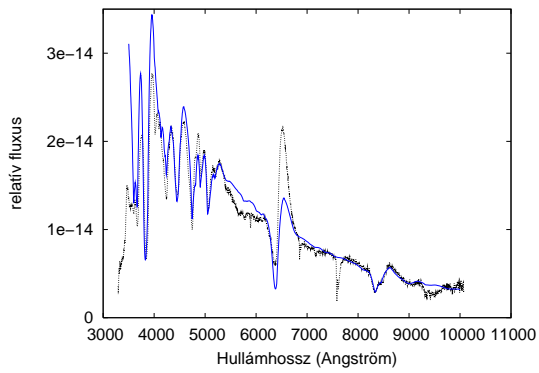
Jól látható, hogy a robbanást követő első időszakban a spektrumban még csak kevés vonal van jelen. Ekkor a hidrogén vonalai dominálnak, illetve némi hélium is megtalálható. Később, ahogy a fotoszféra szerepét beljebb lévő rétegek töltik be, már egyre több ion vonala jelenik meg, melyek egymásra rakódnak, ezért egyre nehezebbé válik a felismerésük, elkülönítésük. A spektrum vörös oldalán kevés a vonal, az egyszeresen ionizált kalcium infravörös tripllett vonala dominál. Ezzel szemben a spektrum kék oldalán nagyon sok, erős vonal látható, ezek főként egyszeresen ionizált vastól (Fe II) és titántól (Ti II) származnak.



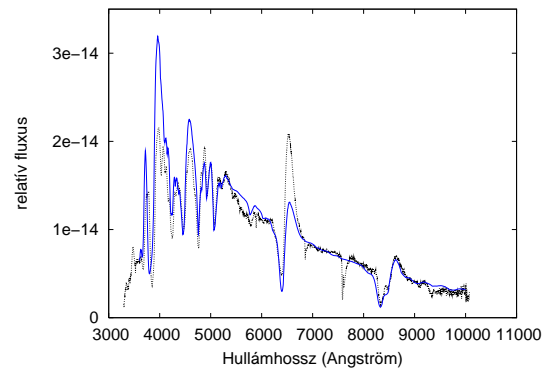
(a) HJD=2451485.2



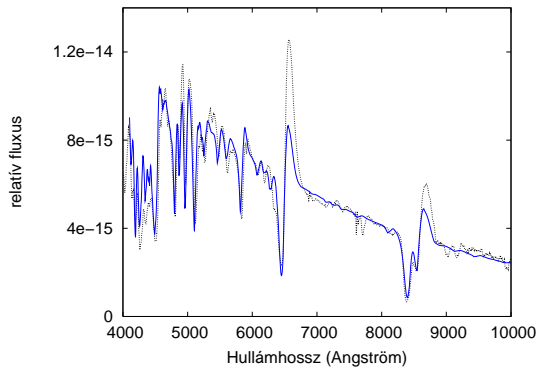
(b) HJD=2451491.2



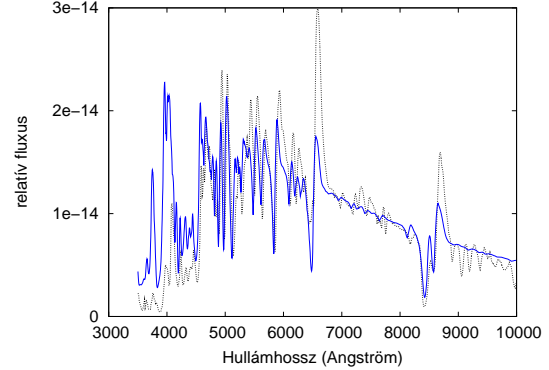
(c) HJD=2451496.2



(d) HJD=2451501.2



(e) HJD=2451518.0



(f) HJD=2451556.8

7. ábra. A modellspektrumok illesztése (kék) az észlelt spektrumokra (fekete).

t (HJD-2451000)	T (K)	$v_f$ (km/s)	ionok
485.2	13000	9000	H I, He I
491.2	11000	8500	H I, He I, Si II, Ca II, Fe II, Ba II
496.2	9500	7200	H I, Na I, Ca II, Ti II, Fe II, Ba II
501.2	9100	6300	H I, Na I, Si II, Ca II, Ti II, Fe II, Ba II
518.0	7000	3800	H I, Na I, Si II, Ca II, Sc II, Ti II, Fe II, Ba II
556.8	6400	2700	H I, Na I, Si II, Ca II, Sc II, Ti II, Fe II, Ba II

1. táblázat. A legjobb illeszkedést adó modellspektrumok legfontosabb beállított paraméterei:  $T$  a feketetest-sugárzás hőmérséklete,  $v_f$  a fotoszféra tágulási sebessége, illetve a modellezésnél figyelembe vett ionok.

A vonalak ezen eloszlása miatt várható, hogy a spektrum alakjának a feketetest-görbétől való eltérése a későbbi időpontokban, illetve a kékebb hullámhossztartományokon lesz jelentősebb, míg a korábbi időszakban kisebb mértékű.

## 5. Eredmények

A korrekciós faktor lényegében az észlelt fluxusok és az elméleti, feketetest-sugárzás fluxusának arányát adja meg. Ez az arány tartalmazza a termalizációs mélység és a fotoszféra közt fellépő szóródást, mind pedig a vonalak megjelenése miatti eltérést.

Ahhoz, hogy csak a vonalak megjelenése miatti hatást lehessen vizsgálni, az előző részben kiszámolt modell-spektrumokat kell összehasonlítani a feketetest-sugárzással.

Ahhoz, hogy a fluxusban a vonalak miatt észlelhető eltérést vizsgálhassuk, a Planck-görbe kiszámításához az adott időpontokban észlelt hőmérsékleteket kell használni. Ezeket az értékeket a [7] cikkből vettem, ahol szűrőnként külön-külön is meghatározták az SN 1999em hőmérsékletét, illetve több szűrőkombináció alapján is. Én utóbbiak közül azokat használtam, melyek a *BVI* szűrőkben mért fluxusok alapján lettek meghatározva.

Ezek az észlelt hőmérsékletek persze valamenyire eltérnek azoktól, melyeket a modellezés paramétereként kaptam, hiszen a vonalak megjelenése eltorzítja a feketetest-görbét, így



az észlelt fluxusokból meghatározható hőmérsékletet is. A modell-spektrumok és a cikkből származó hőmérsékletekkel számolt Planck-görbék együtt a 8. ábrán láthatók.

A modellspektrumok és a feketetest-görbék aránya megmutatja, hogy adott hullámhosszon a spektrum mennyire tér el a feketetest-sugárzástól. Tehát a modellspektrumok fluxusát minden hullámhosszon elosztottam a az adott időpontban a feketetest-sugárzás fluxusával. Ezzel tulajdonképpen a korrekciós faktor hullámhosszfüggő értékeit kaptam. A görbék a 9. ábrán láthatók.

Ha a korrekciós faktorban különválasztjuk a Thomson-szórás és a vonalak hatását, akkor ez a mennyiség az alábbi szorzat alakba írható:

$$\zeta(T) = \zeta_l(T) \cdot \zeta_{sz}(T) \quad (52)$$

ahol  $\zeta_l(T)$  a korrekciós faktornak a spektrumvonalak miatti, míg  $\zeta_{sz}(T)$  a szórás miatti része.

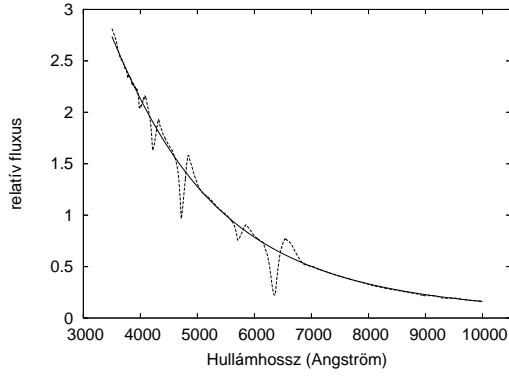
Az előző görbékből a korrekciós faktor vonalaktól eredő részét egyszerű átlagszámítással kaptam meg. Meghatároztam a teljes hullámhossztartományra vett, illetve az egyes szűrők hullámhossztartományára (2.táblázat) vett átlagokat is, majd ábrázoltam őket a hőmérséklet függvényében (10. ábra).

Szűrő	$\Delta\lambda$ (Å)
B	3600-5600
V	4700-7000
R	5500-9000
I	7000-9200

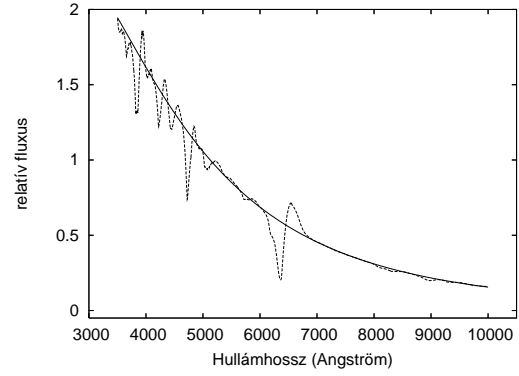
2. táblázat. Az egyes szűrők hullámhossztartományai.

Az ábrából jól látható, hogy a kezdeti, nagy hőmérsékletű időszakban  $\zeta_l$  1 körüli értéket ad, azaz a vonalak hatása nem jelentős. Később viszont eléggé megnő ez az érték, azaz a vonalak hatása egyre erősebbé válik.

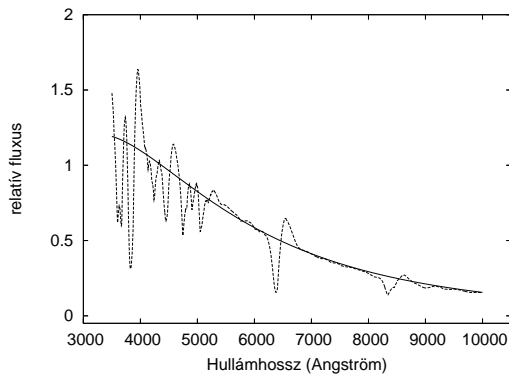
Az is észrevehető, hogy a különböző szűrők esetében a görbe menete különbözik. Míg az *I* szűrőben az érték 1 körül marad, addig a *B* szűrőben ahogy a hőmérséklet csökken, a vonalak hatása jobban megnő. Ez megegyezik azzal, amit a szupernóva-spektrumokat



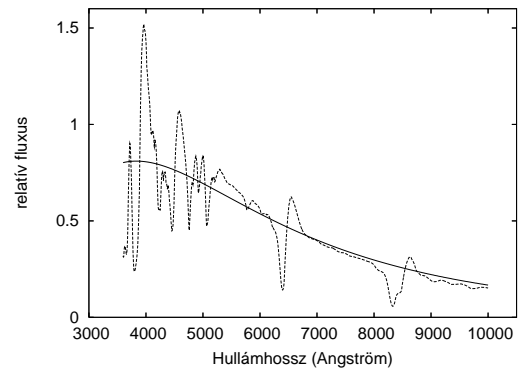
(a) HJD=2451485.2,  $T_{ft} = 13000K$



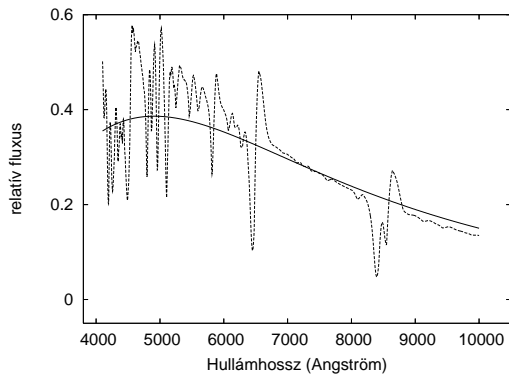
(b) HJD=2451491.2,  $T_{ft} = 11000K$



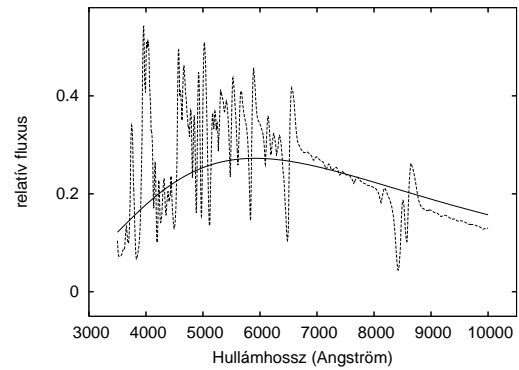
(c) HJD=2451496.2,  $T_{ft} = 8900K$



(d) HJD=2451501.2,  $T_{ft} = 7560K$

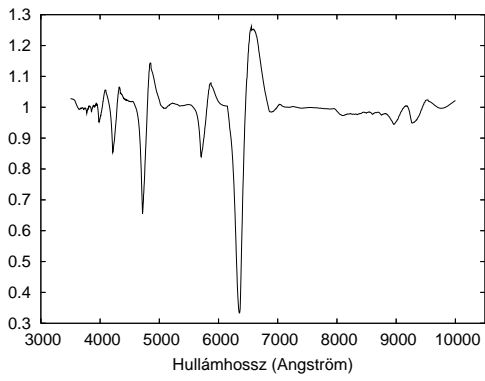


(e) HJD=2451518.0,  $T_{ft} = 5900K$

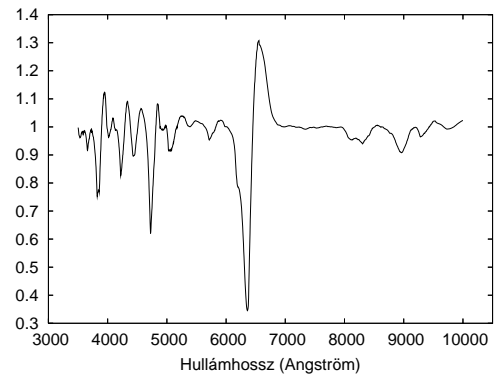


(f) HJD=2451556.8,  $T_{ft} = 4900K$

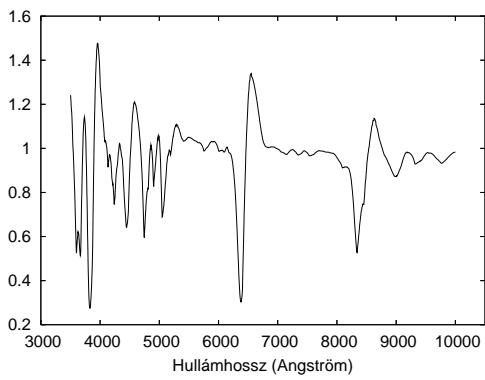
8. ábra. A modellspektrumok és a [7] cikkből származó hőmérsékletekkel ( $T_{ft}$ ) számolt Planck-görbék.



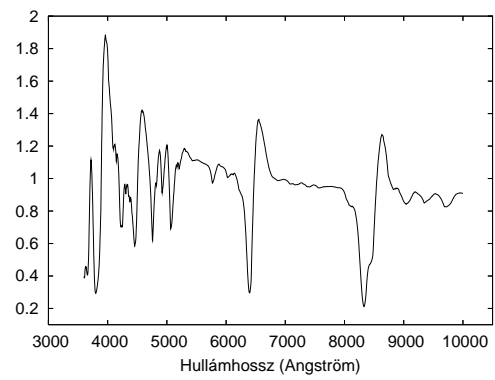
(a) HJD=2451485.2



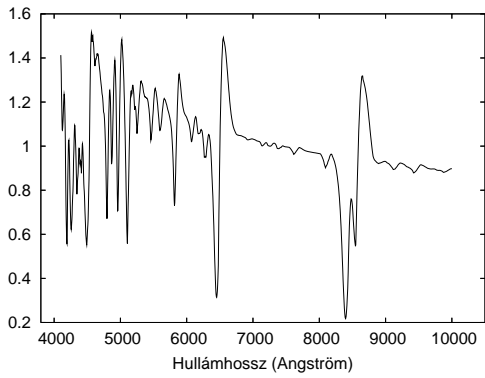
(b) HJD=2451491.2



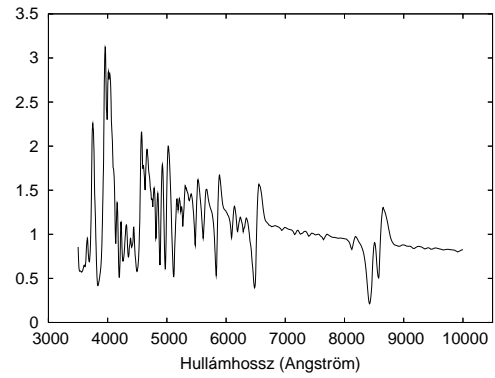
(c) HJD=2451496.2



(d) HJD=2451501.2

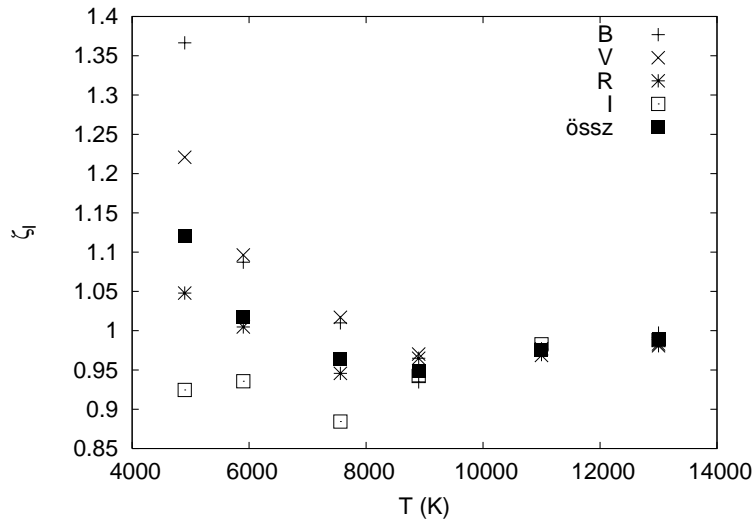


(e) HJD=2451518.0



(f) HJD=2451556.8

9. ábra. A korrekciós faktor hullámhosszfüggése.



10. ábra. A korrekciós faktor spektrumvonalak miatt megjelenő része a hőmérséklet függvényében a  $B$ ,  $V$ ,  $R$ ,  $I$  szűrőkre, valamint a teljes optikai hullámhossztartományra.

megnézve várhatunk, hiszen a spektrum kék oldalán jóval több vonal jelenik meg, mint a vörös oldalon.

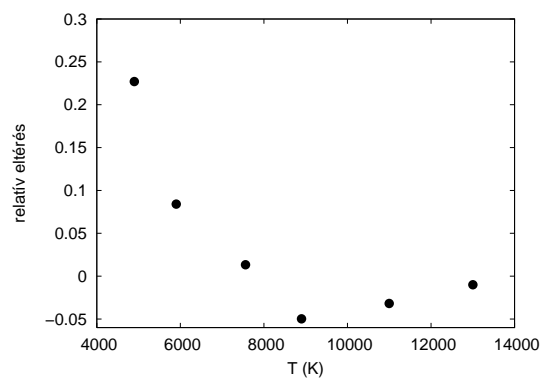
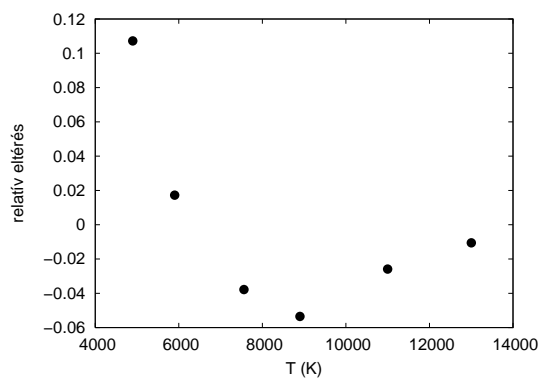
Mivel a vonalak miatt fellépő korrekciós faktort meghatároztam, a korrekciós faktor szórás miatti részének menetét is vizsgálni lehet. A 11. és 12. ábrákon a [2] és [4] cikkekben számolt korrekciós faktorok és  $\zeta_{sz}(T)$  relatív eltérését ábrázoltam.

Ezekon az ábrákon egyrészt a teljes optikai hullámhossztartományra számolt, másrészt csak a  $B$  és  $V$  szűrőkre meghatározott értékek vannak feltüntetve. Mivel a teljes hullámhossztartományon a  $\zeta_I$  értéke csak kis mértékben tért el az 1-től, a  $\zeta_{sz}$  is csak kicsit, főleg a kis hőmérsékleteknél tér el a teljes korrekciós faktortól. Amikor viszont csak a  $B$  és  $V$  szűrőket vesszük figyelembe, jól látható a különbség. Kis hőmérsékletek esetén a különbség megnő, tehát a  $\zeta_{sz}$  a teljes korrekciós faktornak kisebb részét képezi.

A 11.-12. ábrákra kvalitatív magyarázatot ad a szabad elektronok számának hőmérséklet-függése. Ez az ionizációs viszonyokat termikus egyensúlyban leíró Saha-egyenlettel adható meg:

$$\frac{N_e N^+}{N^0} = \frac{2U^+(T)}{U^0(T)} \left( \frac{2\pi m_e k T}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{\chi}{kT}} \quad (53)$$

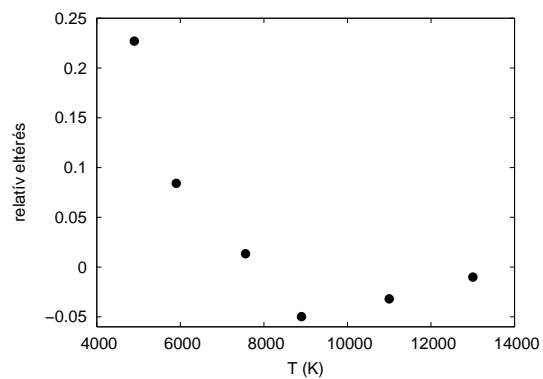
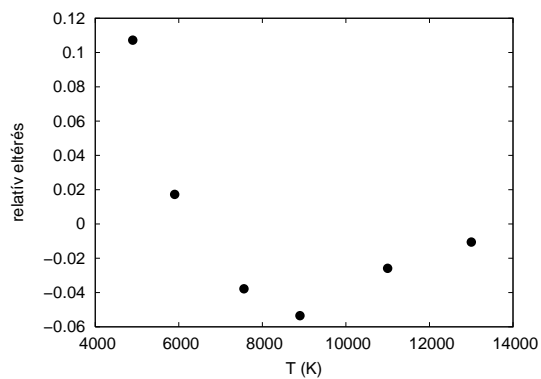
ahol  $N_e$  az elektronok,  $N^+$  az ionok,  $N^0$  az alapállapotú atomok száma,  $U(T)$  partíciós függvény,  $m_e$  az elektron tömege,  $k$  a Boltzmann-állandó,  $h$  a Planck-állandó,  $\chi$  az io-



(a)

(b)

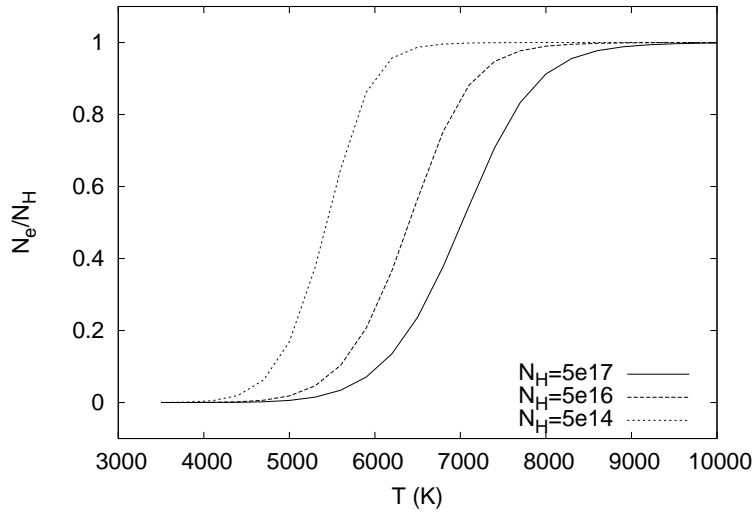
11. ábra. A [2] cikkben számolt korrekciós faktor és  $\zeta_{sz}$  értékeinek relatív eltérése a teljes optikai hullámhossztartományra (a), illetve csak a *B* és *V* szűrők tartományára (b).



(a)

(b)

12. ábra. Ugyanaz. mint az előző ábrán, csak a [4] cikkben számolt korrekciós faktoral.



13. ábra. Az elektronok számának változása a hőmérséklet függvényében különböző  $N_H$  értékek esetén.

nizációs energia. Ha feltesszük, hogy csak hidrogénből áll a gáz, akkor  $N_e = N^+$ ,  $U^0(T) = 2$ ,  $U^+(T) = 1$ , illetve legyen az összes hidrogén mennyisége  $N_H = N^0 + N^+$ . Ekkor:

$$\frac{N_e^2}{N_H - N_e} = \left( \frac{2\pi m_e k T}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{\chi}{kT}} \quad (54)$$

Ebből  $N_e$  értéke kiszámítható  $N_H$ -t paraméternek véve. A 13. ábrán  $N_e/N_H$  arányt ábrázoltam a hőmérséklet függvényében különböző  $N_H$ -k esetén. Látható, hogy alacsony hőmérsékleten az arány 0, vagyis kevés a szabad elektron, majd gyorsan felugrik 1-re, amikor a hidrogéngáz teljes egészében ionizált, valamint hogy a teljes ionizáltsághoz szükséges hőmérséklet függ a hidrogén teljes mennyiségétől.

Az ábrán látható, hogy az a hőmérséklet (kb. 5000 – 8000 K), ahol a szabad elektronok száma lecsökken, egybeesik azzal, ahol, mint a 11. és 12. ábrákon is látszik, a  $\zeta_{sz}$  szerepe csökken,  $\zeta_l$  szerepe pedig megnő a korrekciós faktoron belül. Tehát a Saha-egyenlettel kapott becslés egybecseng a modellezésből származó eredményekkel.

## 6. Összefoglalás

Dolgozatomban megvizsgáltam a sugárzás terjedésének főbb mechanizmusait szupernóva-atmoszférákban. Az SN 1999em jelű szupernóva spektrumait modelleztem a *SYNOW* nevű

programmal. A modellek segítségével megnéztem, hogy a Táguló Fotoszféra Módszerben megjelenő korrekciós faktor mekkora része származik a spektrumban található vonalakból, és mekkora a légkörben fellépő elektronszórás miatt.

Azt találtam, hogy a szupernóvarobbanás utáni első időszakban, magas hőmérsékleteknél a nagyon sok a szabad elektron amiken a fotonok szóródhatnak, valamint ebben az időszakban a spektrumban is csak kevés vonal fordul elő, azaz érthető, hogy a korrekciós faktor szinte teljes egészében a szórásból származik.

Később, ahogy a hőmérséklet csökken, a szabad elektronok száma is csökken, viszont a vonalak mennyisége és erőssége nő, tehát a korrekciós faktorban a vonalak és a szórás miatti rész aránya is megváltozik a spektrumvonalak előnyére. Ráadásul ez az arány attól is függ, mely szűrőkombinációkat vizsgáljuk.

## Hivatkozások

- [1] Kirshner, R. P., Kwan, J. 1974, ApJ 193, 27
- [2] Eastman, R. G., Schmidt, B. P., Kirshner, R. 1996, ApJ 466, 911
- [3] Hamuy, M., Pinto, P. A., Maza, J. et al. 2001, ApJ 558, 615
- [4] Dessart, L., Hillier, D. J. 2005, A&A 439, 671
- [5] Takáts Katalin: Szupernóvák távolságának meghatározása Táguló Fotoszféra Módszerrel, TDK-dolgozat, 2006
- [6] Kasen, D., Branch, D., Baron, E., Jeffery, D. 2002, ApJ 565, 380
- [7] Leonard, D. C., Filippenko, A. V., Gates, E. L. et al. 2002, PASP 114, 35
- [8] Dessart, L., Hillier, D. J. 2005, A&A 447, 691



# Köszönetnyilvánítás

Szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Dr. Vinkó Józsefnek a rengeteg segítségért és türelemért, melyet munkám során kaptam.

Köszönet illeti az SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék vezetését a munkafeltételek megteremtéséért.

Valamint köszönet jár kis családom minden tagjának, még ha néha nem is értik, hogy miről beszélek.

# Nyilatkozat

Alulírott Takáts Katalin, csillagász szakos hallgató, kijelentem, hogy a diplomadolgozatban foglaltak saját munkám eredményei, és csak a hivatkozott forrásokat (szakirodalom, eszközök stb.) használtam fel.

Tudomásul veszem azt, hogy diplomamunkámat a Szegedi Tudományegyetem könyvtárában, a kölcsönözhető könyvek között helyezik el.

.....

Takáts Katalin

Szeged, 2007. 05. 18.