

# **DIPLOMAMUNKA**

## **Szuperfényes szupernóvák spektrális fejlődésének modellezése**

Készítette: Onozó Ervin

Fizikus MSc szakos hallgató

Témavezető: Dr. Vinkó József

egyetemi docens

SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

2016

Szeged

# Tartalom

Bevezetés.....	1
Célkitűzés.....	2
Elméleti áttekintés.....	3
A szupernóva-spektrumok jellemzői .....	3
A szupernóvák energia- és fénytermelő folyamatai.....	8
A Syn++ és a Synapps szoftverek bemutatása.....	17
Syn++ .....	17
Synapps .....	18
Módszertan .....	19
Előkészületek.....	19
Szupernóva-spektrumok elemzése .....	21
Eredmények.....	23
SN2007bi .....	25
PTF12dam.....	33
SN2010kd .....	38
Összefoglaló.....	43
Irodalomjegyzék .....	44
1. sz. melléklet – Kivonat a spektrumkatalógusból .....	46
2. sz. melléklet NYILATKOZAT .....	59

## Bevezetés

Napjainkban évente több száz szupernóva-robbanást figyelünk meg, amelyeket a mérhető jellemzőik vagy a mechanizmusuk alapján szokás osztályozni. Mérhető jellemzők a fényesség időbeli lefutása, a maximális fényesség, valamint a spektrum és annak időbeli változása. A megfigyelésekkel összhangban számos modell került felállításra, melyek a kezdeti feltételek (például a progenitor tömege, fémessége, forgása stb.) függvényében különböző módokon lezajló folyamatokat írnak le. A robbanás mechanizmusa alapján a szupernóvák (továbbiakban: SN) két fő csoportját különböztetjük meg: a fehér törpecsillagok termonukleáris robbanását és nagy tömegű csillagmagok összeroskadásával járó ún. kollapszárokat<sup>1</sup>. Amikor egy fehér törpecsillag tömege anyagbefogás révén elér egy kritikus értéket – a Chandrasekar féle tömeghatárt – a törpecsillag elfajult anyagában beindul a fúzió, ami az anyag elfajultsága miatt egyre hevesebben megy végbe és így másodpercek alatt a törpecsillag teljes anyaga nukleáris fúzión megy át. Az így felszabaduló energia a törpecsillag anyagát szétveti és egy táguló gázfelhőtől eltekintve nem hagy hátra további csillagmaradványt. Ez a folyamat a legtöbb esetben meglehetősen hasonló módon zajlik le, hiszen a kezdeti feltételekben csak viszonylag kicsi variáció lehetséges. Ezzel szemben a kollapszárok esetében a kezdeti feltételek és ennek megfelelően a szupernóva-robbanás folyamata is nagy változatosságot mutat. A kollapszus eredményeként a mag összeroskadhat feketelyukká vagy neutroncsillaggá, továbbá a legnagyobb tömegű csillagok esetében lehetséges a csillagmagban megszaladó fúziós energiatermelés révén a fehér törpékhez hasonló, csillagmaradvány hátrahagyása nélküli termonukleáris robbanás. A SN-k egy különösen érdekes csoportját képezik a legtöbb SN-nál egy nagyságrenddel fényesebb ún. szuperfényes szupernóvák (az angol nyelvű terminológiában superluminous supernova, a továbbiakban: SLSN). Szuperfényes szupernóvák esetében a robbanás mechanizmusának meghatározása komplikált feladat, ugyanis egy adott eseményt különböző szempontok alapján vizsgálva gyakran más modellek tűnnek helyesnek.

---

<sup>1</sup> A kollapszár kifejezést több különböző jelentésben is szokták használni, de a jelen diplomamunkában a magkollapszussal járó szupernóvák összefoglaló megnevezéseként értendő.

## Célkitűzés

A szupernóvák spektrumának elemzésére használt egyik módszer során a mért spektrumot egy számítógépi program által szintetizált spektrummal illesztik. A szintézis a spektrumot előállító anyagfelhő paramétereinek alapján történik, ezen paraméterek optimalizálásával keressük azt a megoldást, ami jól illeszkedik a mért spektrummal. Az anyagfelhő paramétereinek ismeretében következtetéseket lehet levonni a szupernóvában lejároló folyamatokra.

A jelen diplomamunkában a célt egyrészt ennek a módszernek a részletes ismertetése és a módszer korlátainak bemutatása kiválasztott példákon keresztül.

A célt másrészt a módszer alkalmazása néhány szuperfényes szupernóva vizsgálatára, azok spektrumának több időpontban történő részletes elemzése. Ismertetem a rendkívül nagy fényesség háttérében álló fizikai folyamatokat leíró lehetséges modelleket, illetve azoknak a spektrumra gyakorolt várható hatásait. Az elemzéssel nyert saját eredményeim és szakirodalmi adatok együttes felhasználásával kísérletet teszek a vizsgált szupernóvák különösen nagy fényességét magyarázó helyes modell meghatározására.

## Elméleti áttekintés

### A szupernóva-spektrumok jellemzői

A legtöbb szupernóva-robbanás során nagy mennyiségű anyag dobódik ki egy homológ módon táguló anyagfelhőt hozva létre, amelyben a középponttól nagyobb távolságban lévő anyag nagyobb sebességgel mozog. Az anyagfelhő közepéhez közelebb a hőmérséklet és a sűrűség nagyobb, az onnan származó fény jó közelítéssel feketetest-sugárzás, aminek egy részét az anyagfelhő külsőbb, alacsonyabb hőmérsékletű és ritkább tartománya elnyeli. Az idő múlásával a fénykibocsátásért felelős tartomány, azaz a fotoszféra a felhő anyagához viszonyítva egyre beljebb kerül. Későbbi időpontokban tehát az anyagfelhő egyre mélyebb tartományai is részt vesznek a spektrum létrehozásában, vagyis későbbi időpontokban a felrobbant csillag egyre mélyebb részeinek kémiai összetétele válik érzékelhetővé. Így a spektrum időbeli változásának vizsgálatával megismerhető az anyagfelhő térben változó kémiai összetétele, miáltal a robbanás mechanizmusára és a robbanást megelőző állapotra vonatkozó megállapítások tehetők, illetve a szupernóvákban lejátszódó nukleoszintézisre vonatkozó modellek tesztelhetők. Az anyagfelhő koncentrikus gömbhéjak összességének tekinthető, amelyek mindegyike a saját sebességének, sűrűségének, kémiai összetételének és hőmérsékletének megfelelő P Cygni profilú színeképvonallal járul hozzá a szupernóva spektrumához. Egy ilyen spektrum rendkívül bonyolult, egyszerű számításokkal nem határozhatók meg belőle a spektrumot létrehozó anyagfelhő paraméterei. Ebben az esetben a sugárzási transzferegyenlet egzakt, analitikus megoldása nem lehetséges, továbbá numerikus számítások is csak bizonyos közelítések alkalmazásával végezhetők el belátható idő alatt. Ilyen közelítés a Szoboljev-közelítés (Szoboljev, 1947), ami csillagok körül lévő táguló gázfelhők spektrális hatásaira vonatkozó számítások egyszerűsítésére szolgál. Szoboljev-közelítésben az adott színeképvonalak optikai mélységére a megfelelő számítások elvégzése és a konstansok összevonása után a következő képlet adódik:

$$\tau = 0.026 f \lambda_{\mu} t_d n_l \left( 1 - \left( \frac{g_l n_u}{g_u n_l} \right) \right) \quad (1),$$

ahol  $f$  az oszcillátorerősség,  $\lambda_{\mu}$  a mikrométerben mért hullámhossz,  $t_d$  a robbanás óta eltelt idő napokban,  $n_l$  és  $n_u$  az átmenet alsó (l) és felső (u) szintjén lévő ionok számsűrűsége,  $g_l$  és  $g_u$  az állapotok elfajultsági foka.

Lokális termodinamikai egyensúly (LTE) fennállása esetén az (1) képletben szereplő  $n_u/n_l$  hányadost, vagyis a különböző energiaszinteken lévő atomok/ionok számsűrűségének egymáshoz viszonyított arányát a Boltzmann-formulával határozhatjuk meg:

$$\frac{n_u}{n_l} = e^{-\frac{E_u - E_l}{kT}} \quad (2),$$

ahol  $T$  a hőmérséklet,  $k$  a Boltzmann-állandó,  $E_u$  és  $E_l$  rendre a felső és az alsó nívó energiája. Az LTE közelítéstől eltérve a megfelelő számítások túlságosan összetetté válnak a probléma analitikus és numerikus megoldásához is, ezért a továbbiakban ezt a közelítést alkalmazzuk.

Az elemzést elősegíti az egyes elemek különböző ionizációs állapotai egymáshoz viszonyított arányának ismerete, melyre vonatkozóan a Saha-egyenlet ad útmutatást:

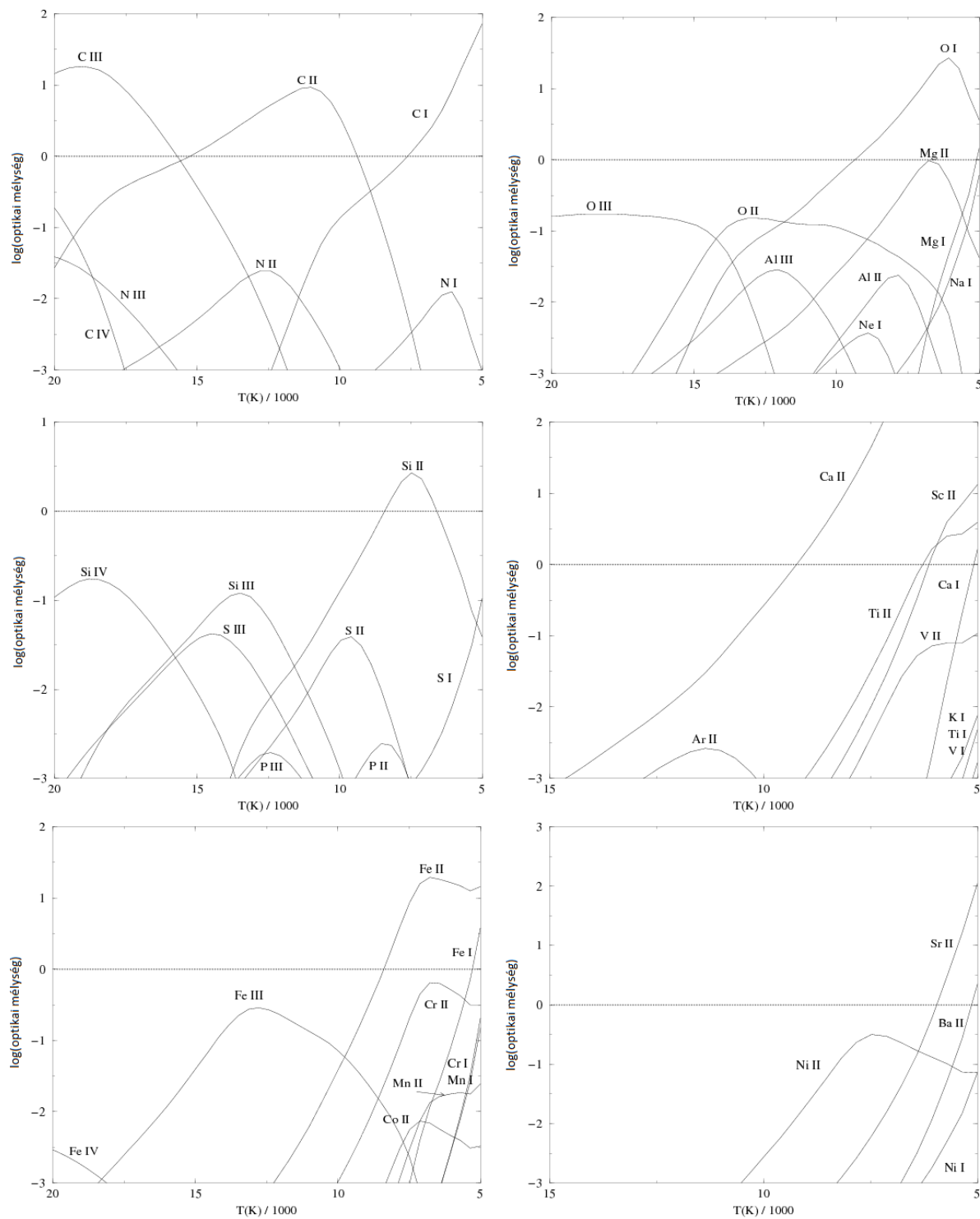
$$\frac{n_{i+1}n_e}{n_i} = \frac{2}{\Lambda^3} \frac{g_{i+1}}{g_i} \exp \left[ -\frac{(\epsilon_{i+1} - \epsilon_i)}{k_B T} \right] \quad (3),$$

ahol  $n_i$  az  $i$ -szeresen ionizált atomok számsűrűsége,  $g_i$  az  $i$ -szeres ionizációs állapothoz tartozó statisztikai súly (ami az állapot degenerációjából adódik),  $\epsilon_i$  az  $i$ -edik ionizációs energia,  $n_e$  az elektron-számsűrűség,  $\Lambda$  a termális elektron de Broglie hullámhossza:

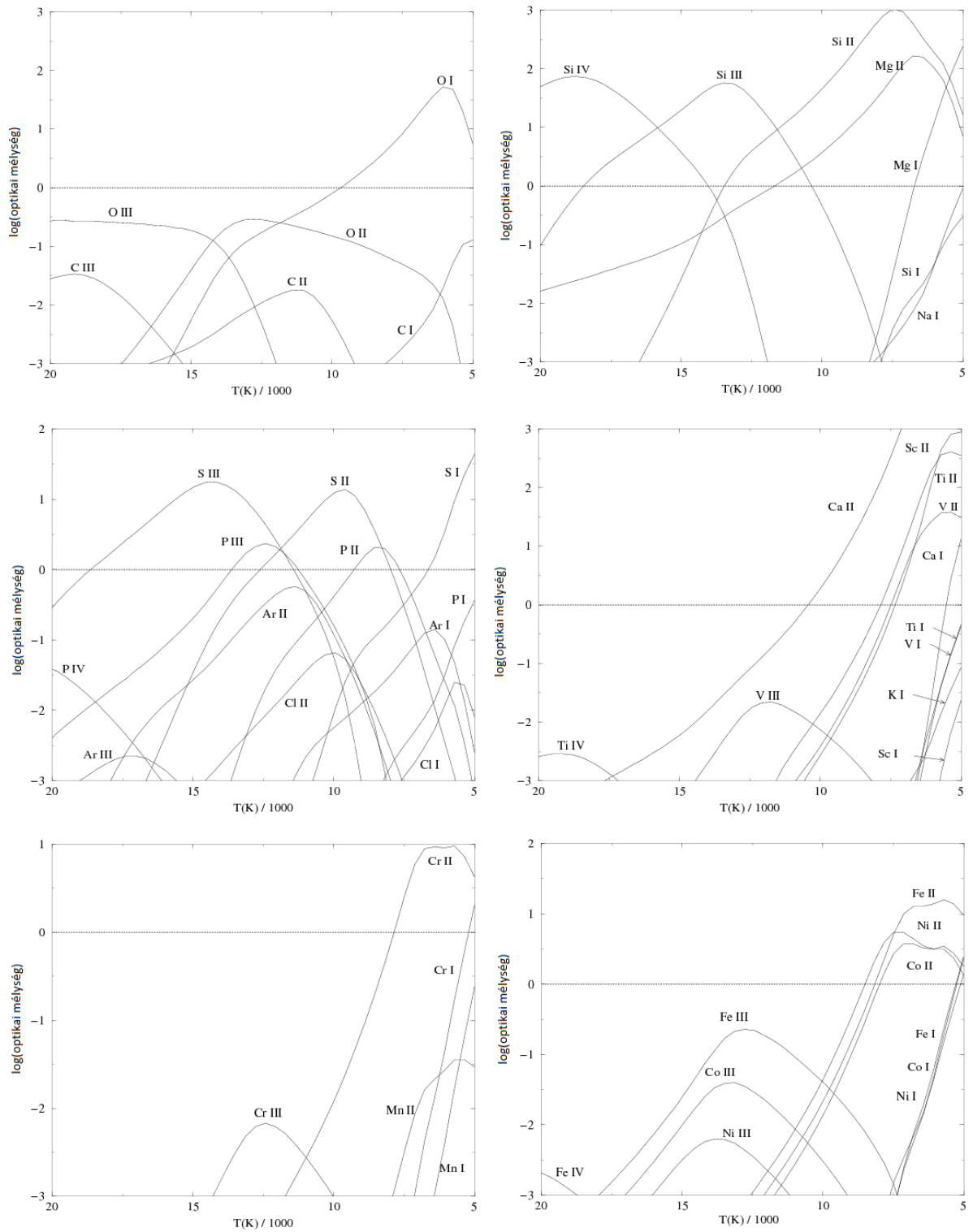
$$\Lambda \stackrel{\text{def}}{=} \sqrt{\frac{h^2}{2\pi m_e k_B T}} \quad (4),$$

ahol  $m_e$  az elektron tömege,  $T$  a gáz hőmérséklete,  $k_B$  a Boltzmann állandó,  $h$  a Planck állandó. Az ionizációs energiák és statisztikai súlyok megfelelő táblázatokból kiolvashatók.

A Saha-egyenlet önmagában csak korlátozottan alkalmas a rendszer leírására mert nem egynemű gázt, hanem gázkeveréket vizsgálunk, melynek ráadásul térben változik az összetétele. Adott SN-atmoszféra összetételek esetén a hőmérséklet függvényében az egyes ionok jellemző optikai mélységére vonatkozó számítások eredményeit az alábbi ábrák szemléltetik.

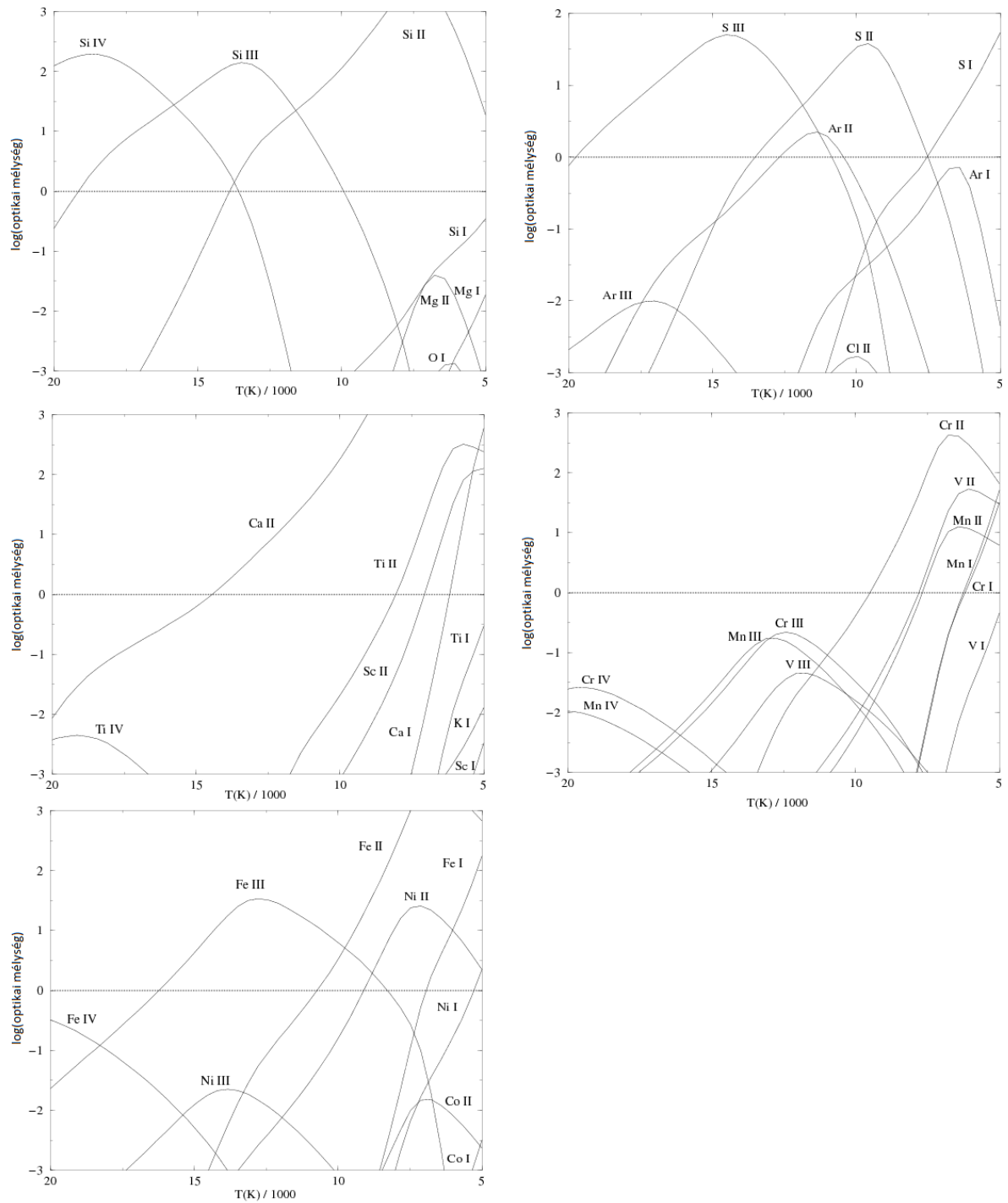


1. Ábra. Szénben és oxigénben gazdag SN-atmoszférában előforduló ionok várható optikai mélysége a hőmérséklet függvényében (Hatano, 1998)



2. Ábra. Szénszegény SN-atmoszférában előforduló ionok várható optikai mélysége a hőmérséklet függvényében (Hatano, 1998)





3. Ábra. Oxigénszegény SN-atmoszférában előforduló ionok várható optikai mélysége a hőmérséklet függvényében (Hatano, 1998)

Az ábrák különösen hasznosak a vonalképző tartomány hőmérsékletének meghatározásához, mert jól követhető rajtuk egy-egy adott elem különböző ionjai optikai mélységének egymáshoz viszonyított aránya a hőmérséklet függvényében. Szilícium esetében például 5 000-12 000 K hőmérsékleten az egyszeres ionizációs állapot a legjellemzőbb, 12 000 K hőmérsékleten az egyszeres és a kétszeres ionizáció azonos mértékben jellemző, 12 000-16 000 K hőmérsékleten a kétszeresen ionizált állapot, 16 000 K felett pedig a háromszorosan ionizált állapot domináns. A vas első és második ionizációs energiája alig tér el a szilíciumétól, azonban az egyes ionizációs állapotok eltérő statisztikai súlyai miatt az egyes ionizációs állapotok a szilíciumtól jelentősen eltérő hőmérsékleteken jellemzők: 5 000-10 000 K hőmérsékleten az egyszeresen, 10 000-18 000 K hőmérsékleten a kétszeresen, afölött a háromszorosan ionizált állapot jellemző.

A szupernóva-spektrumok lehető legpontosabb elemzéséhez a mért spektrumokkal illeszkedő szintetizált spektrumokat állítottam elő a szintén LTE közelítést alkalmazó Syn++, és a Synapps programok használatával, amelyeket a következő fejezetben mutatok be.

### **A szupernóvák energia- és fénytermelő folyamatai**

Szupernóva-robbanás során az energia forrása egyrészt gravitációs potenciális energia (kompakt objektummá való összeroskadás esetén), másrészt exoterm magreakciók (fúzió), bár az endoterm magreakciók gyakran (különösen kollapszárok esetében) több energiát nyelnek el, mint amennyit az exoterm magreakciók termelnek.

A felszabaduló energia ( $10^{44}$ - $10^{46}$  Joule) nagy hányada a kidobott anyag kinetikus energiájává alakul, illetve vasnál nehezebb elemek szintézisére fordítódik, továbbá kompakt objektum keletkezésekor az energia egy még nagyobb hányada neutrínók kinetikus energiájává alakul, és végül az energia legkisebb része (általában mindössze  $10^{42}$  Joule) alakul át különböző mechanizmusok révén számunkra is észlelhető elektromágneses sugárzássá.

A szupernóva fénykibocsátását az első néhány napban a táguló forró gázfelhő belső energiája és az ionizált atomok rekombinációja biztosítja. Több hetes, illetve több hónapos időszálan a robbanás során szinte minden esetben képződő radioaktív elemek ( $^{56}\text{Ni}$  és

bomlástermékei) bomlása, továbbá nagymennyiségű cirkumsztelláris anyag jelenléte esetén a robbanás során kidobott anyag és a CSM kölcsönhatása, valamint kompakt objektum képződése esetén az azzal való kölcsönhatás további fénykibocsátáshoz vezethet.

A szuperfényes szupernóvák esetében felszabaduló energia mennyisége a legnagyobb energiájú hagyományos szupernóva-robbanások energiájával azonos nagyságrendbe ( $10^{46}$  Joule) esik, azonban az elektromágneses sugárzásként kibocsátott energia mennyisége egy nagyságrenddel nagyobb ( $10^{43}$  Joule), míg abszolút fényességük a látható tartományban meghaladja a -21 magnitúdót. A szuperfényes szupernóvák nagyobb fényességének az oka a szupernóvák között is nagynak számító energiatermelés mellett az energia nagyobb arányú átalakulása elektromágneses sugárzássá. Ez lehet a robbanást kiváltó folyamat közvetlen következménye (pl. pár-instabilitási szupernóva), vagy lehet közvetettebb, illetve hosszabb távú (radioaktív bomlás, kidobott anyag kölcsönhatása kompakt objektummal vagy cirkumsztelláris anyaggal). Ezeket a mechanizmusokat a következőkben részletesen ismertetem.

Itt jegyezném meg, hogy egyes modellszámítások és bizonyos megfigyelési eredmények alapján (Reynolds, 2015; Gerke, 2015) a csillagmag összeroskadása nem szükségszerűen vezet számunkra észlelhető szupernóva-robbanáshoz. Megfelelő körülmények között ugyanis elképzelhető lehet, hogy a csillagmag összeroskadásából származó energia nem elegendően nagy része adódik át a létrejövő feketelyukat körülvevő anyagnak, így annak döntő többsége behullik a feketelyukba. Ezeket angolul failed, vagyis „sikertelen” szupernóváknak nevezik. Ez a folyamat meglehetősen kevés elektromágneses sugárzás kibocsátásával jár, azonban jelentős energiájú gravitációs hullámokat is előállíthat (Kei Kotake, 2005). A gravitációs hullámok 2016-os LIGO általi észlelése előrevetíti a hasonló események jövőbeli detektálásának lehetőségét, ami egy további eszközt ad a csillagászok kezébe a különböző SN-modellek ellenőrzésére.

## **1. A robbanást kiváltó folyamat**

### **Vasmag-kollapszus**

Nagy tömegű, vagyis kb. 8 naptömegnél nagyobb csillagok magjában egészen a fúzió a vasig eljut, amely elemre az egy nukleonra jutó kötési energia legalacsonyabb értéke jellemző, így a vas elérésével a csillag magjában megszűnik a fúziós energiatermelés. Az energiatermelés megszűnésével a magban csökken a nyomás, a lecsökkent nyomás nem tudja ellensúlyozni a hidrosztatikai nyomást, így a mag elkezd összehúzódni, miközben a hőmérséklete emelkedik. A hőmérséklet növekedése során az összehúzódó mag sűrűségétől és hőmérsékletétől függően különböző energia-elnyelő folyamatok (vasmagok foto-bomlása, gamma-fotonok párkeltése és elektron proton általi befogása, vagyis neutronizáció) miatt tovább csökken a nyomás, ami tovább fokozza az összehúzódás sebességét. A mag kollapszusa az említett folyamatok révén lényegében szabadesési időskálán, vagyis pár másodperc alatt véget ér. 8-25 naptömegű (Heger, 2003) csillagokból minden esetben a neutronizáció révén keletkező neutroncsillag, 25-90 naptömegű csillagokból pedig a fémességtől függően neutroncsillag vagy feketelyuk keletkezik. A létrejövő neutroncsillagról a behulló külsőbb rétegek anyaga lényegében visszapattan és szétdobódik. Ennek a folyamatát még nem sikerült számítógépes szimulációkkal pontosan reprodukálni, a térben változó összetételű anyagban lezajló magreakciók, magnetohidrodinamikai folyamatok és a keletkező neutrínókkal történő kölcsönhatás részletei nem ismertek elegendően pontosan. Feketelyuk keletkezésekor a szupernóva-robbanás a szuper-Eddington akkrécióval hozható összefüggésbe, de ennek modellezése is meglehetősen bizonytalan. A visszapattanáskor lökéshullám jön létre, ami a csillaganyagon végighaladva lokálisan nagymértékben megnöveli a fúziós rátát, így a spektrumban később megfigyelhető elemek csak részben keletkeztek a csillag szupernóvává válása előtti állapotában, részben a szupernóva-robbanás során keletkeznek. A kollapszár típusú szupernóvák esetében általában kis mennyiségű  $^{56}\text{Ni}$  keletkezik, ami  $^{56}\text{Co}$ -tá bomlik. A  $^{56}\text{Co}$  szintén radioaktív, de a  $^{56}\text{Ni}$ -nél egy nagyságrenddel hosszabb bomlási idővel, így az ebből származó fűtés még évekig megfigyelhetővé teszi a táguló maradványt.

### ***Pár-instabilitási szupernóva***

Egyes modellszámítások szerint a különösen nagy tömegű (140-260 naptömeg) csillagok esetében a mag anyaga még az oxigénégés beindulását megelőzően eléri azt a hőmérséklet-tartományt, amelyben a párkeltés miatti nyomáscsökkenés a mag rohamos kontrakciójához vezet. A kontrakció a hőmérséklet növekedését eredményezi, beindul az oxigén fúziója, ami tovább növeli a hőmérsékletet és ezáltal a fúziós rátát, azonban a fehér törpékhez hasonlóan az elfajult anyagban a hőmérséklet növekedése nem növeli a nyomást, így a fúziós energiatermelés megszalad és az teljes csillaganyag szétdobódásához vezet (Gal-Yam, 2010, Kasen, 2011). Ennek megfelelően pár-instabilitási szupernóvák (PISN) esetén rendkívül nagy mennyiségű, pl. 50 naptömegnyi oxigén szinte pillanatszerű fúziójára számítunk, ami a fehér törpék robbanásához képest legalább egy nagyságrenddel nagyobb energia-felszabadulást jelent. A PISN-modell így magyarázatot adhat a szuperfényes szupernóvák létrejöttére, azonban az eddig megfigyelt SLSN-k esetében nem sikerült hitelt érdemlően igazolni, hogy valóban PISN történt.

A PISN néhány jellemzőjében számottevően különbözik más szupernóva-robbanásoktól, így a modell több, megfigyelésekkel ellenőrizhető jóslatot is tesz. A modell szerint PISN csak különösen nagy tömegű, és így különösen fényes csillagokban jöhet létre, amik viszonylag közeli galaxisokban külön is megfigyelhetők és jelenlétük a galaxisról készült képeken a robbanás előtti, valamint a SN fényességének megfelelő mértékű csökkenése utáni időpontokban ellenőrizhető – de ez csak a közelebbi galaxisok esetén lehetséges, melyekben eddig nem történt megfelelő SLSN megfigyelése.

A modellszámítások szerint a csillag fémességének kicsinek kell lennie ahhoz, hogy PISN-ként robban hasson fel, de ez általában már ahhoz is szükséges, hogy megfelelően nagy kezdeti tömeggel jöjjön létre. Ugyanakkor a progenitor fémessége is csak közeli galaxisok csillagai esetén ellenőrizhető könnyen. Ezt nehezíti, hogy a csillag spektrumának utólagos elkészítésére nincs lehetőség, viszont nem tudjuk előre, hogy mely csillagok robbannak fel hamarosan szupernóvaként. Az ehhez szükséges tömeges spektrális mérésekre alkalmas műszerek már megjelentek (pl. a Very Large Telescope Multi Unit Spectroscopic Explorer nevű műszere), de még nem terjedtek el, a közeli univerzum galaxisainak megfelelő részletességű spektrális feltérképezése még várat magára.

A PISN nem hagy hátra neutroncsillagot vagy feketelyukat, de azokat egyébként is csak kivételes esetben tudjuk detektálni, így ez a jellemző közvetlen megfigyelésekkel nem igazán ellenőrizhető.

PISN esetén a szétdobott anyag mennyisége nagyságrendileg 100 naptömegnyi, melynek egyik következménye a fényesség különösen lassú növekedése és csökkenése. Ez egy közvetlenül megfigyelhető jellemző, de erőteljesen a szerencsétől függ, hogy a szupernóvát elegendően hamar észlelik-e, vagy csak akkor, amikor már a maximális fényessége közelében/után van. Ezt később az SN2007bi kapcsán részletesen tárgyalom.

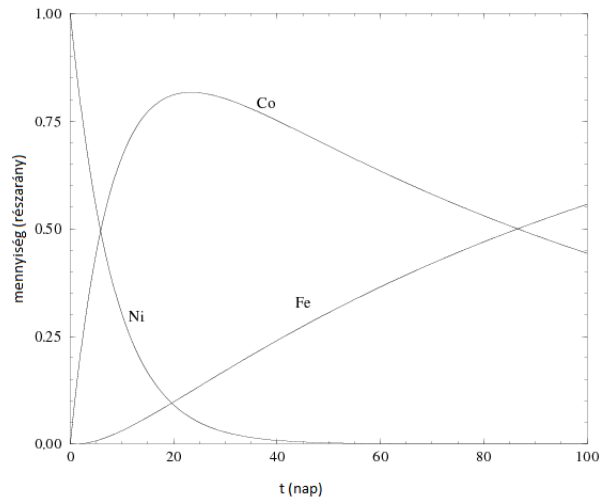
A robbanás során különösen nagy mennyiségű pl. legalább 3 naptömegnyi radioaktív  $^{56}\text{Ni}$  keletkezik. A nikkell mennyisége becsülhető egyrészt a radioaktív fűtése révén, másrészt a korai spektrumban a nikkell optikai mélysége vagy későbbi spektrumban a bomlástermékei (kobalt és vas) optikai mélysége alapján - jelentős bizonytalansággal.

Az alacsony fényesség követelménye miatt nagyobb arányban fordulhattak elő pár-instabilitási szupernóvák a korai, vagyis távoli univerzumban, melynek megfigyelése számos nehézséget hordoz. Ezzel kapcsolatban érdemes megemlíteni azt is, hogy a közeli univerzumban megfigyelt szuperfényes szupernóvák döntő többségének gazdagalaxisa alacsony fényességű, többnyire törpegalaxisok – hasonlóak az olyan galaxisokhoz, melyekből hosszú gamma-sugár-kitörések észlelhetők (Lunnan, 2014).

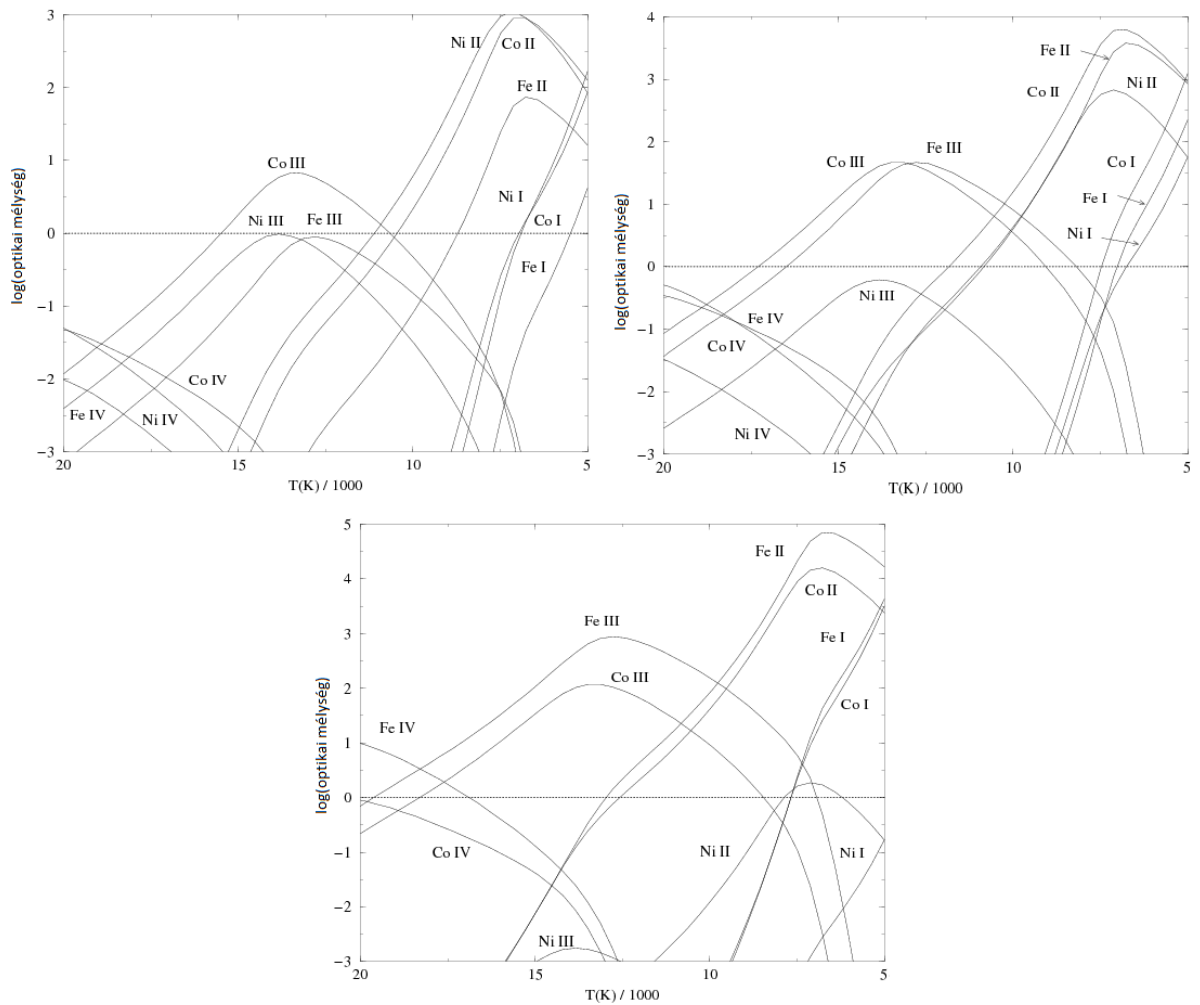
## **2. Későbbi fűtési mechanizmusok**

### ***Radioaktív bomlás***

A szupernóvákban keletkező radioaktív elemek közül a fűtés szempontjából a legjelentősebb a  $^{56}\text{Ni}$ , ami 6 napos felezési idővel bomlik és  $^{56}\text{Co}$ -ot hoz létre, ami 77 napos felezési idővel tovább bomlik és stabil  $^{56}\text{Fe}$  keletkezik belőle. A nikkell, kobalt és vas részarányának időbeli változását szemlélteti a 4. ábra. A radioaktív elemek a bomlási törvényből adódó exponenciálisan csökkenő teljesítménnyel fűtik a SN táguló anyagfelhőjét, ami a fluxus logaritmusával arányos magnitúdóskálán lineáris fényességcsökkenésként jelentkezik. A radioaktív bomlás általi fűtés viszonylag jól ellenőrizhető a spektrumban lévő nikkell, kobalt, illetve vas mennyisége alapján. Az elemek aránya a radioaktív bomlás felezési idejéből számítható, az alapján pedig a várható optikai mélységük is meghatározható (ld. 5.ábra).



4. Ábra. A nikkelt, kobalt és vas atomok egymáshoz viszonyított mennyiségének változása az idő függvényében tiszta  $^{56}\text{Ni}$  kezdeti összetétel esetén (Hatano, 1998)



5. Ábra. A nikkelt, kobalt és vas ionjainak optikai mélysége a szupernóva-robbanás után 5 nappal (balra), 20 nappal (jobbra) és 80 nappal (lent) (Hatano, 1998)

## ***Kölcsönhatás kompakt objektummal***

### **a) Magnetár impulzusmomentumának átadódása**

A magkollapszus során keletkező neutroncsillagok meglehetősen gyorsan, milliszekundumos nagyságrendű periódusidővel forognak, mivel a kollapszus során a csillagmag perdülete megmarad, miközben mérete nagyságrendekkel csökken. A neutroncsillag a meglehetősen erős mágneses tere révén kölcsönhat a körülötte lévő anyaggal. Ez eredményezhet jetszerűen irányított anyagkifúvásokat, melyek szerepet játszhatnak a lökéshullámfront felbukkanásában („shock-breakout”), azonban ezek kialakulásáról túlságosan keveset tudunk a megfelelő modellezésükhöz. Egy egyszerűbb közelítésben úgy tekinthetjük, hogy a forgó neutroncsillag mágneses dipólsugárzást bocsát ki, melyet a körülötte lévő anyag elnyel, a sugárzás termalizálódik, így a kidobott anyag mélyebb részében egy forróbb, nagyobb nyomású „buborék” képződik, ami befolyásolja fotoszféra hőmérsékletének és méretének, illetve sebességének időfejlődését, így a fényesség és a spektrum időbeli változását is. A dipólsugárzás teljesítménye a mágneses térerősség négyzetével arányos és a neutroncsillag forgásának lassulásával időben csökken (Bersten, 2016). A megfelelő számításokat elvégezve megmutatható, hogy a neutroncsillag által kibocsátott energia abban az esetben lesz összemérhető a szupernóva luminozitásával, ha a neutroncsillag mágneses terének erőssége  $10^{10}$ - $10^{11}$  Tesla. A legtöbb neutroncsillag mágneses terének erőssége  $10^4$ - $10^8$  Tesla, az ennél erősebb mágneses térrel ( $10^8$ - $10^{11}$  Tesla) rendelkező neutroncsillagokat magnetároknak nevezzük. Keletkezésükkor a neutroncsillagok körülbelül egy tizede esik ebbe a kategóriába (Popov, 2006).

A fényesség időbeli változása a magnetár által fűtött modellekben eltér a radioaktív bomlás által fűtött modellektől, így a fénygörbe alakjának vizsgálata fontos eszköz a robbanási mechanizmus megállapításában (Kasen, 2009). A magnetár által fűtött modellek a SLSN-k magyarázatára is alkalmasak és meglehetősen népszerű alternatíváját képezik a PISN modellnek.



### *b) Kompakt objektumra visszahulló anyag akkréciója*

A magkollapszus során létrejövő kompakt objektumra nem csak a kezdeti, néhány másodperces szabadesési időskálán történik behullás. A szétdobott anyag szökési sebességénél alacsonyabb sebességű része nagyrészt a következő néhány napban hullik vissza a kompakt objektumra, illetve annak környezetébe, ami jelentős energia-felszabadulással jár (Dexter, 2013). A behulló anyag felforrósodik, ami egyrészt erős elektromágneses sugárzást, másrészt részecskeszórást és adott esetben anyagkifúvásokat, jeteket eredményez. A jetek akár áttörnek az anyagburkot, akár nem, nagy valószínűséggel hoznak létre hosszú gamma-sugár-kitöréseket. A részecskeszórási energiája a kidobott anyagburokban termalizálódik, így végső soron az is számunkra észlelhető elektromágneses sugárzássá alakul. A behulló anyag által kibocsátott energia elegendően nagymértékű lehet ahhoz, hogy jelentősen befolyásolja egy SN fényességét, akár SLSN-k magyarázatára is szolgálhat. Ez különösen abban az esetben valószínű, ha a neutroncsillagról visszapattanó anyag lökéshulláma a hélium és a hidrogén héj határfelületéről részben visszaverődve nagyobb mennyiségű anyag visszahullását eredményezi. Az adott rendszerre jellemző határértéknél nagyobb mennyiségben (időegységenként) behulló anyag szuper-Eddington akkréciót is létrehozhat, ami azt jelenti, hogy a felforrósodó behulló anyagból származó sugárnyomás meggátolja a további behullást. Ez akár egy „sikertelen szupernóva” esetén is megtörténhet, ahol az anyag egy részének behullását követően a külső héjak behullása megáll és a feketelyuk körüli forró és nagy nyomású gáz a korábbiakhoz hasonló módon szétveti az anyagburkot végeredményben egy sikeres, bár az átlagosnál halványabb szupernóvát hozva létre.

### ***Kölcsönhatás cirkumsztelláris anyaggal***

A közepes-nagy tömegű csillagok az életük végén intenzív csillagszél és eruptív folyamatok során gyakran meglehetősen nagy tömegű anyagot bocsáthatnak ki. Ez a csillag körül viszonylag sűrű ún. cirkumsztelláris anyagfelhőt (röviden: CSM) eredményez. Amennyiben a szupernóva-robbanás egy ilyen anyagfelhőben történik (ez fehér törpe robbanása is lehet, mert vörös óriások fehér törpévé alakulása is nagymértékű anyagvesztéssel jár), a SN-robbanás során kidobott anyag beleütközik a nála jóval lassabban haladó CSM-be, ami a

kinetikus energia jelentős részének termalizálódásával, vagyis nagymennyiségű többlet fénykibocsátással jár. A CSM jelenléte a nagyobb maximális fényesség és lassabb elhalványodás mellett a CSM alacsonyabb sebessége miatt viszonylag keskeny spektrumvonalakat eredményez a szupernóva spektrumában.

## A Syn++ és a Synapps szoftverek bemutatása

A Syn++ és a Synapps programokat Thomas, R. C., Nugent, P. E., és Meza, J. C készítették kimondottan szupernóva-spektrumok szintetizálására.

### Syn++

A Syn++ egy korábbi, Jerod Parrent, David Branch és David Jeffery által készített, Synow nevű program modernizált változata, amely a megfelelő adatok manuális megadását követően elkészíti a szupernóva szintetizált spektrumát. A teljesség igénye nélkül itt csak azokat a paramétereket ismertetem, amelyek a jelen dolgozat szempontjából relevánsak. Az input fájlban megadható fontosabb paraméterek:

- az anyagfelhő egészére vonatkozó paraméterek:
  - a fotoszféra hőmérséklete és sebessége;
  - az anyagfelhő vonalképző tartományának minimális és maximális sebessége;
  - a vonalképző tartomány azon részén jellemző (referencia)sebesség, amelyre vonatkozóan az egyes ionok optikai mélységét megadjuk;
- az egyes ionokra vonatkozó paraméterek, amelyek megadása az input fájlban egymás melletti oszlopokban történik:
  - milyen ionokat használunk a spektrum szintetizálásához: megadása négyjegyű számokkal történik, amelyek első két számjegye az elem rendszámát, a második két számjegye az ionizációs állapotát adja meg, tehát például 0100 a semleges hidrogént (H I) jelenti, 2602 a kétszeresen ionizált vasat (Fe III);
  - az ion referenciavonalának a referenciasebességen vett optikai mélységének a 10-es alapú logaritmusát;
  - a vonalképző tartomány minimális és maximális sebessége, ami a vonalképző tartománynak az anyagfelhőn belül elfoglalt helyének felel meg;
  - szintén az adott elemnek a felhőn belüli eloszlását jellemző mennyiség a skálamagasság (sebesség egységekben megadva), ami az a sebességkülönbség, amely a felhő anyagában az elem optikai mélységének  $e$ -ad részére csökkenésével jár;

- a vonalképző tartomány hőmérséklete, ami a számítások során a Boltzmann féle gerjesztési hőmérsékletnek felel meg, de ez nem feltétlen felel meg a gáz tényleges hőmérsékletének, ha azt nagyenergiájú sugárzás (akár a fotoszférából származó termikus UV sugárzás, akár radioaktív bomlásából származó radioaktív sugárzás) gerjeszti – ebben az esetben magasabb effektív hőmérsékletet tekintve lehet a modellel valóságghű eredményeket előállítani.

### **Synapps**

A Synapps lényegében a Syn++ automatizált változata, amely egy előre megadott, mért spektrumhoz minél jobban illeszkedő szintetizált spektrumot próbál létrehozni a számára megadott kiindulási adatok adott határokon belül történő, sorozatos kismértékű módosításaival. A program hátránya a meglehetősen hosszú futásideje: a paraméterek viszonylag szűk határok közötti optimalizálása is több hetes-hónapos időigényű, míg egy megfelelően illeszkedő megoldás tágabb határok közötti keresése a diplomamunka elkészítésével összemérhető futásidővel történik egyetlen spektrumra. Ezt a programot a jelen dolgozat elkészítéséhez az említett hátrányai miatt nem használtam, csupán Synapps és a Syn++ szoros kapcsolata miatt éreztem szükségesnek megemlíteni.

## Módszertan

### Előkészületek

Szupernóva-spektrumok elemzése során egy szintetizált spektrum elkészítéséhez és illesztéséhez is szükséges első lépés az egyes vonalak azonosítása. Ezt több-kevesebb előfeltevéssel manuális próbálgatásos módszerrel kell elvégezni, mert az illesztés során sok paraméter együttes optimalizálására van szükség. A jelenleg rendelkezésre álló számítógépes eszközökkel emberi beavatkozás nélkül az optimalizálás még az egyes paraméterek viszonylag szűk határok közötti kikötése mellett is heteket-hónapokat vesz igénybe egy-egy spektrum esetén. Az automatizált módszerrel talált megoldás ráadásul nem is biztosan lesz fizikailag helyes amiatt, hogy a fizikai inverzprobléma meglehetősen indeterminisztikus. Ezekből adódóan az automatizált számítógépes elemzés nem célszerű.

A manuális azonosításban nagy segítséget jelent, ha az egyes elemek különböző ionizációs állapotainak spektrumai már rendelkezésre állnak, így a mért spektrumot és az ismert elem szintetizált spektrumát egymás alá vetítve vizuálisan könnyebben azonosíthatóak a hasonlóságok – legalábbis a legnyilvánvalóbbak. Hasonló gyűjtemények lényegében eddig is rendelkezésre álltak (pl. Hatano, 1998), azokban viszont egy ion spektrumát csak egy adott hőmérsékleten mutatják be lokális termodinamikai egyensúlyt (LTE) feltételeve. Az említett cikkben például a gerjesztési hőmérsékletet semleges atomok esetében 5 000 K-nek, egyszeresen ionizált atomok esetében 10 000 K-nek, kétszeresen ionizált atomok esetében 15 000 K-nek, háromszorosan ionizált atomok esetében 20 000 K-nek tekintették. Az LTE azonban nem minden esetben teljesül: UV vagy nagyobb energiájú elektromágneses sugárzás, illetve radioaktív bomlásból származó részecskesugárzás is gerjesztheti/ionizálhatja az atomokat/ionokat. Ekkor olyan színekpvonalak is jelentőssé válhatnak, amelyek LTE esetén nem. Az ilyen színekpvonalak azonosításához és a nem-LTE folyamatok vizsgálatához tehát különösen hasznos egy olyan gyűjtemény létrehozása, amelyben a szupernóvák spektrumában előforduló elemek különböző ionizációs állapotaihoz tartozó spektrumokat különböző hőmérsékleten is bemutatják. Egy ilyen spektrális „katalógust” készítettem a jelen diplomamunka előkészületeként, amelynek a diplomamunka szempontjából releváns részeit az 1. sz. melléklet tartalmazza. Ismét megjegyzem, hogy a grafikonok magasabb

hőmérsékletei nem csak tényleges hőmérsékleteket jelenthetnek, hanem megfelelhetnek nemtermikus gerjesztésnek is. Ennek megfelelően pl. semleges atomok 20 000 K hőmérsékleten előálló spektruma nagy mértékű nemtermikus gerjesztést jelent, illetve többszörösen ionizált atomok 5 000 K hőmérsékletű spektruma a nem túl forró gázban a nemtermikus ionizáció révén létrejött ionok színekéjét jelenti.

A szintetikus spektrumok előállításánál a Syn++ programban az egyszerűség kedvéért több változót állandó értéken tartottam, amelyek változtatása a katalógus előállításához szükségtelen is lett volna. A fotoszféra hőmérsékletét így minden esetben 10 000 K-nek, sebességét 10 000 km/s-nak, az anyagfelhő maximális sebességét (vagyis a külső határon jellemző sebességet) 30 000 km/s-nak. Emellett minden ion vonalképző tartományának az anyagfelhő teljes kiterjedését – a fotoszférától a külső határig, vagyis a 10 000 km/s és 30 000 km/s közötti sebességű tartományt – tekintettem, továbbá a referenciasebességet a fotoszféra sebességével tettem egyenlővé. Rendszám tekintetében 1-28-ig, vagyis a hidrogéntől a nikkelig a szupernóva-spektrumokban kevésbé jellemző lítium, berillium és bór kivételével minden ion spektrumát, valamint a magasabb rendszámú elemek közül a gyakran előforduló 56-os rendszámú bárium spektrumát állítottam elő. Az ionizációs állapotokat 26-nál kisebb rendszámok esetén 0-2-ig futtattam (vagyis semlegetől kétszeresen ionizáltig), 26-os rendszámtól pedig az összes rendelkezésre álló értékeken, vagyis 0-3-ig, tehát a semlegetől a háromszorosan ionizált állapotig futtattam végig. Az ion optikai mélységet minden esetben úgy választottam, hogy a spektrumvonalak jól láthatóak legyenek, hiszen a gyűjtemény célja a vonalak beazonosításának, nem pedig az optikai mélységük mérésének a segítése. Ennek megfelelően az optikai mélység egyes grafikonok esetén a szupernóvákra jellemző értékeknél magasabb értéket vesz fel. A grafikonok felhasználása során ezt célszerű figyelembe venni, ezért a  $\log_{\tau}$  paraméter értékét tájékoztató jelleggel minden grafikonon feltüntettem. Mindezt elvégeztem a szintetizált spektrumok kontinuummal való normálásával és anélkül is, mert szupernóvák spektrumának mérésekor a kontinuummal együtt kapjuk az adatokat, így ilyen adatsorokon a vonalak beazonosításában ezek a grafikonok nyújthatnak nagyobb segítséget, míg a kontinuum-normált spektrumok jobban szemléltetik az adott vonalak egymáshoz viszonyított erősségét. A katalógus egy kivonata a jelen diplomamunka 1. sz. mellékletekében tekinthető meg, teljes terjedelmében (kb. 512 spektrum 128 ábrán) pedig az interneten lesz elérhető.

## Szupernóva-spektrumok elemzése

A szupernóvák spektrumában gyakrabban előforduló elemek spektrumait tartalmazó, az előkészületek során készített katalógus lehetővé teszi, hogy különösen kevés előfeltételezéssel, pusztán a mérési adatok felhasználásával azonosítsam a SN spektrumában előforduló elemeket. Ennek azért van jelentősége, mert SN-k spektrumában az egyes abszorpciós/emissziós vonalak rendkívüli módon kiszélesednek, sok esetben egymással átfedésben vannak, így egy téves feltevéseken alapuló elemzés is adhat látszólag helyes eredményt. Ezt a következő fejezetben egy példán részletesen is bemutatom. Ennek megfelelően célravezetőbb eljárás lehet kevésbé kötött feltevések alapján elemezni a spektrumot, majd az így kapott elemzésből levonni a megfelelő következtetéseket. Az elemek azonosítása során hasonlóan jártam el, mint Gustav Kirchhoff és Robert Bunsen a Nap színeképvonalainak azonosításakor: a korábban ismertetett módon spektrális katalógust készítettem, majd a katalógus egyes elemeit egymás után a mért spektrum alá vetítve egyezéseket, illetve hasonlóságokat kerestem. A katalógusban szereplő spektrumokat természetesen nem laboratóriumi méréssel, hanem számítógépes szimulációval állítottam elő, ugyanis ettől eltekintve jelenleg nem áll rendelkezésünkre olyan technológia, ami a szupernóva-robbanás során keletkező anyagfelhő kísérleti modellezését lehetővé tenné. A legelső spektrális összetevőként egy adott hőmérsékletű feketetest-sugárzást illeszttem, amely hozzávetőlegesen illeszkedett a mérési adatokkal, majd ehhez adtam hozzá egyesével a spektrum alapján azonosítani vélt vegyi összetevők spektrumát, majd a legutóbb hozzáadott spektrális összetevő paramétereit manuálisan optimalizáltam. Amikor célszerűnek tűnt, a különböző összetevők paramétereit (különösen az optikai mélységüket, és a térbeli eloszlásukat megadó paramétereket) egymás hatásának figyelembe vételével is optimalizáltam. Végül az így kapott illesztett spektrumot létrehozó vegyi összetételt értelmeztem, vagyis összevetettem irodalmi adatokkal, különböző modellekkel, különös tekintettel a magreakciók alapján számított elemgyakoriságra (Hatano, 1998) és a SN robbanási mechanizmusára vonatkozó számításokkal, illetve adott esetben a különböző modellekből adódó eltérő értelmezéseket ütköztettem. Amennyiben az általam készített illesztés fizikailag kevésbé tűnt értelmesnek vagy más okból szükségesnek gondoltam, például egy adott modell alapján várt spektrummal össze akartam hasonlítani, a folyamatot előlről kezdtem, immár a modell adta feltételeket kezdettől fogva szem előtt tartva.

Az elemzés fontos jellemzője, hogy adott ionok adott eloszlása egy egyértelműen meghatározható spektrumot állít elő, azonban az inverz probléma meglehetősen indeterminisztikus. Ennek az oka a szupernóvák által széles sebességtartományban kidobott anyag, ami az egyes spektrális jellemzők nagymértékű doppler-kiszélesedéséhez vezet. A kidobott anyag külső határánál nem ritka a 30 000 km/s sebesség, vagyis a fénysebesség 10%-a, de előfordul ennek kétszerese-háromszorosa is (Horesh, 2013). Ennek megfelelően a látható tartományban a vonalkiszélesedés 500-1000 Å is lehet. Emiatt egy adott mért spektrumot különböző paraméterekkel szintetizált spektrumok is ugyanolyan jól illeszthetnek, vagyis az eredmények nem kimondottan egzaktak. Ezért önmagában az illesztett spektrumból nem érdemes messzemenő következtetéseket levonni, a fizikai problémát javasolt több szempontból vizsgálni.



## Eredmények

A jelen diplomamunkámban az SN2007bi, a PTF12dam, és az SN2010kd jelű szupernóákat vizsgáltam a fentiekben ismertetett módszerekkel. Fényessége alapján mindhárom esemény szuperfényes szupernóának minősül, továbbá mindegyik esemény a közeli univerzumban, 0,10 és 0,13 közötti vöröseltolódásnál, vagyis a Hubble állandót körülbelül 67,8 km/s/Mpc (Planck Collaboration, 2013) értékűnek tekintve kb. 1,4 és 1,8 milliárd fényév közötti távolságban történt.

Szupernóva	Maximális fényesség időpontja (t)		vöröseltolódás (z)
	Julián-dátumban	Gergely-naptár szerint	
SN2007bi	2 454 150	2007.02.19.	0,1279
PTF12dam	2 456 087	2012.06.09.	0,107
SN2010kd	2 455 552	2010.12.22.	0,101

1. Táblázat. A diplomamunkában elemzett szupernóák néhány főbb adata.

A diplomamunkában elemzett szupernóák közül a PTF12dam és az SN2010kd spektrumai a Keck- és a Hobby-Eberly Teleszkóp spektrográfjaival készültek. Az SN2007bi adatai a Weizmann Interactive Supernova data REPOSITORY adatbázisból<sup>2</sup> származnak. A spektrumokat a csillagászatban szokásos képfeldolgozási lépések és a műszer kalibrációjából adódó átalakítások elvégzését követően kaptam. A CCD pixelekből kiolvasott töltések nem kizárólag a szupernóva által kibocsátott, illetve a SN-atmoszféra által elnyelt és emittált fényből adódnak: kisebb-nagyobb mértékben a szupernóva gazdagalaxisa csillaginak fénye, a galaxis gázfelhőinek emissziós vonalai, valamint az intergalaktikus gáz és por okozta abszorpció, illetve szórás is szerepet játszik a mért spektrumban, továbbá a hosszú expozíciós idő miatt előfordulnak kozmikusugár-becsapódásból adódó kiugró értékek. Ezen felül a távoli galaxisokból érkező fény az univerzum tágulásából adódóan vöröseltolódást is szenved. A vöröseltolódás viszonylag pontosan meghatározható, és korrekciója is meglehetősen egyszerű – a kapott spektrumokban a mért hullámhosszakat  $(1+z)$  értékkel osztva egy nyugvó viszonyítási rendszernek megfelelő laboratóriumi hullámhosszakká konvertáltam. A gazdagalaxis gázfelhői viszonylag alacsony hőmérsékletűk és viszonylag kevésbé változó

<sup>2</sup> <http://wiserep.weizmann.ac.il/>

sebességük ( $\pm$ néhány 100 km/s) révén sokkal keskenyebb emissziós vonalakat hoznak létre, mint a szupernóva által kidobott anyag, így attól jól megkülönböztethetők, azonban nem elkülöníthetők: az ilyen emissziós vonalak hullámhossz-tartományában nem tudjuk pontosan megmondani, hogy a fény mekkora része származik a szupernóvából és mennyi az anyagfelhők emissziós járuléka, így ezekben a tartományokban egyszerűen töröltem az adatpontokat, mert csak zavarták az illesztést, nem hordoztak értékes információt. A többi említett zavaró tényező megfelelő pontosságú meghatározása nem állt módomban, azok általában a legnagyobb/legjobb műszerekkel is csak nagy bizonytalansággal állapíthatók meg, ennek megfelelően azokra nem korrigáltam az adatsorokat. A fenti okokból kifolyólag a detektorból kiolvasott értékeket és a szintetizált spektrumok relatív fluxusait is önkényes egységekben (ö.e) adtam meg, egyiket sem konvertáltam az ismeretlen paraméterek alapján tényleges fluxussá vagy fluxussűrűséggé, de a jelen vizsgálatok szempontjából egyébként is szükségtelen.

Az eredmények ismertetése során az ionok spektrális vizsgálatánál szokásos jelölési konvenciót alkalmazom, melyben az adott elem vegyjele mögé írt római szám az ionizációs állapotot jelöli, pl. „He I” a semleges héliumot, „O II” az egyszeresen ionizált oxigént, „Si III” a kétszeresen ionizált szilíciumot jelenti.

## SN2007bi

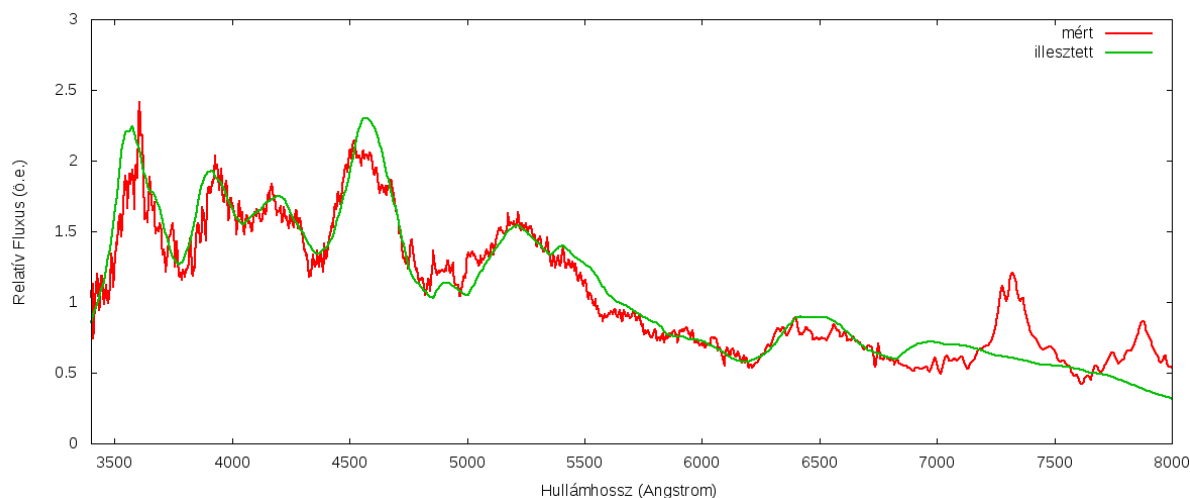
Az SN2007bi jelű szupernóvát 2007-ben fedezte fel a Nearby Supernova Factory műszereivel Nugent és mtsai. egy  $z=0,1279$  vöröseltolódású galaxisban. A rendelkezésemre álló spektrumok 62, 64, 112, 152 és 416 nappal a maximális fényesség időpontját követően készültek, melyek közül a 62 és 112 napos spektrumokat vizsgáltam részletesen.



6. Ábra. Az SN2007bi spektruma a maximális fényesség időpontja után 62, 64, 112, 152 és 416 nappal. A jobb elkülöníthetőség érdekében a spektrumokat az y tengely mentén az ábrán jelzett értékekkel eltoltam egymáshoz képest.

Az SN2007bi 62 nappal a maximális fényessége után mért spektrumát több, egymásnak ellentmondó modellel is illesztettem, szemléltetve az inverz probléma indeterminisztikus voltát.

## A maximum után 62 nappal mért spektrum első illesztése

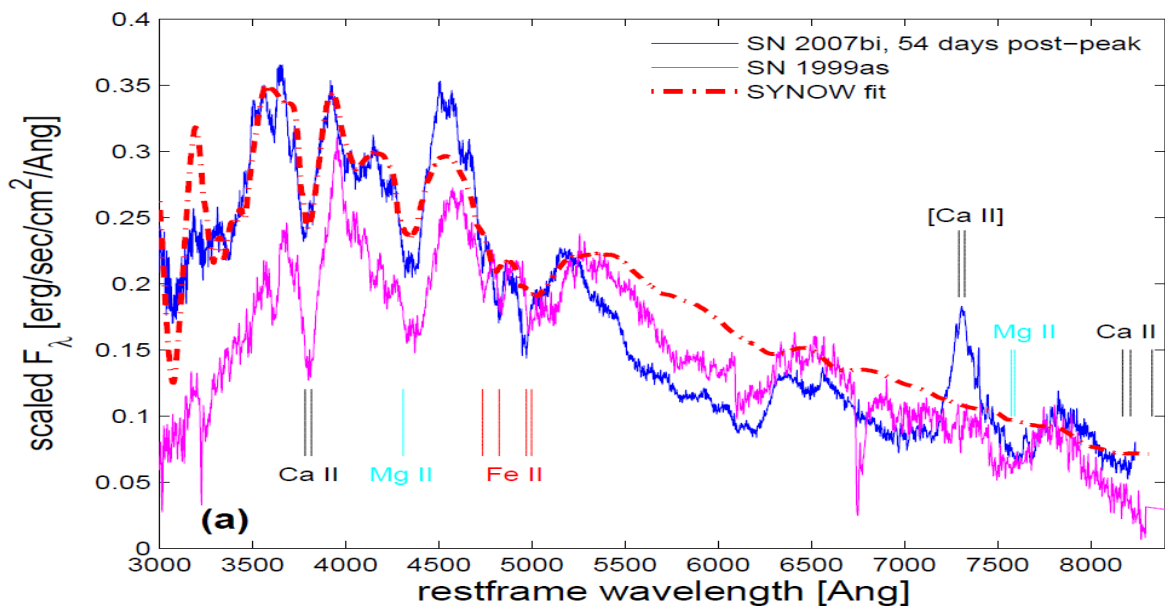


7. Ábra. Az SN2007bi 62 nappal a maximális fényesség után mért spektruma és annak első illesztése.

referenciasebesség: 10 000 km/s					
fotoszféra sebessége: 10 000 km/s					
kidobott anyag sebessége a külső határon: 30 000 km/s					
fotoszféra hőmérséklete: 12 000 K					
ionok	optikai mélység 10-es alapú logaritmus	minimális sebesség (1000 km/s)	maximális sebesség (1000 km/s)	skálamagasság (1000 km/s)	hőmérséklet (1000 K)
C III	-0.5	10.0	30.0	10.0	10.0
N II	-1.3	10.0	30.0	10.0	10.0
Ne I	-0.2	10.0	30.0	10.0	10.0
Mg II	-0.8	10.0	20.0	10.0	10.0
Al II	-0.7	10.0	30.0	10.0	10.0
P II	-1.0	10.0	30.0	10.0	10.0
S II	-1.0	10.0	13.0	10.0	10.0
Ar II	-2.5	11.0	30.0	10.0	10.0
K II	-0.4	10.0	30.0	10.0	10.0
Ca II	0.7	10.0	30.0	5.0	10.0
Sc II	-1.8	10.0	30.0	10.0	10.0
Ti II	-1.5	10.0	30.0	5.0	10.0
Fe II	0.2	10.0	30.0	5.0	10.0
Co II	-0.7	10.0	30.0	5.0	10.0
Ni II	-0.6	10.0	30.0	5.0	10.0
Ba I	-0.0	10.0	30.0	5.0	10.0

1. Táblázat. Az SN2007bi 62 nappal a maximális fényesség után készült spektrumának első illesztését jellemző paraméterek.

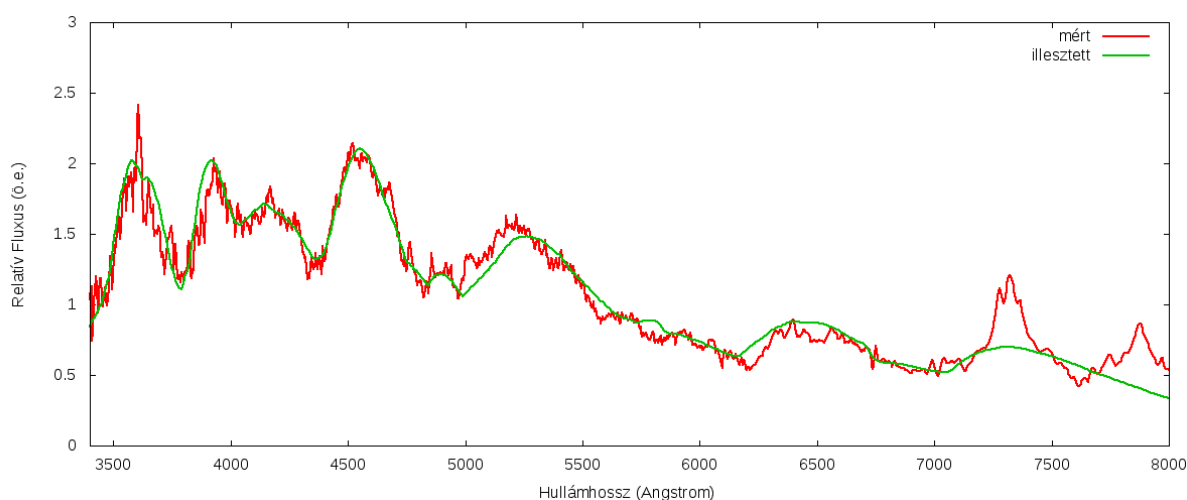
Összehasonlítva ezt az illesztést a Gal-Yam és mtsai, 2010-es cikkében közölt illesztéssel (8. ábra) azt lehet látni, hogy az 7. ábra szerinti illesztés olyan értelemben jobb, hogy kevésbé tér el a mért görbétől. Ugyanakkor fontos észrevenni azt is, hogy az illesztéshez használt elemek egymáshoz viszonyított aránya, az anyagfelhőn belüli elhelyezkedése, illetve a különböző ionokra jellemző hőmérsékletek alapján fizikailag értelmetlen. Egy anyagfelhő ugyanazon részén, vagyis azonos hőmérsékleten nem fordulhatna elő egyszerre semleges bárium (ami csak jóval 5 000 K alatti hőmérsékleten jellemző), és kétszeresen ionizált szén (ami pedig 12 000 K feletti hőmérsékleten). Emellett az ionoknál megadott hőmérséklet nem egyezik a fotoszféra hőmérsékletével, ami az olyan ionok esetében ellentmondásos, amelyek az anyagfelhő mélyebb részében, a fotoszféra közelében vannak. Mindezek ellenére a szintetizált görbe jól illeszkedik a mért görbéhez, ami jól szemlélteti az inverz probléma indeterminisztikus voltát.



8. Ábra. Az SN2007bi 54 nappal a maximális fényesség után mért spektruma és annak egy illesztése, valamint egy másik hasonló szupernóva (SN1999as) hasonló spektruma (Gal-Yam, 2010).

A következő illesztés elkészítéséhez már csak olyan ionokat használtam, melyek együttes jelenléte elképzelhető az anyagfelhő adott részén, továbbá igyekeztem a lehető legkevesebb különböző iont felhasználni, mert két hasonlóan jó illesztés közül valószínűleg az egyszerűbb megoldás írja le helyesen a valóságot, nem pedig egy szükségtelenül túlbonyolított modell. Emellett a következő illesztés paramétereiben a használt ionok jellemző hőmérséklete összhangban van egymással és a fotoszféra hőmérsékletével is.

## A maximum után 62 nappal mért spektrum második illesztése



9. Ábra. Az SN2007bi 62 nappal a maximális fényesség után mért spektruma és annak második illesztése.

referenciasebesség: 10 000 km/s					
fotoszféra sebessége : 11 000 km/s					
kidobott anyag sebessége a külső határon: 30 000 km/s					
fotoszféra hőmérséklete : 10 000 K					
ionok	optikai mélység 10-es alapú logaritmus	minimális sebesség (1000 km/s)	maximális sebesség (1000 km/s)	skálamagasság (1000 km/s)	hőmérséklet (1000 K)
O II	-0.5	11.0	28.0	15.0	10.0
Ne I	-0.2	11.0	30.0	10.0	10.0
Si III	-0.6	11.0	30.0	10.0	10.0
K II	-0.6	11.0	30.0	10.0	10.0
Ca II	0.6	11.0	30.0	5.0	10.0
Ti II	-1.4	11.0	30.0	5.0	10.0
Fe II	0.0	11.0	30.0	4.0	10.0
Co II	-0.5	11.0	30.0	5.0	10.0

2. Táblázat. Az SN2007bi 62 nappal a maximális fényesség után készült spektrumának második illesztését jellemző paraméterek.

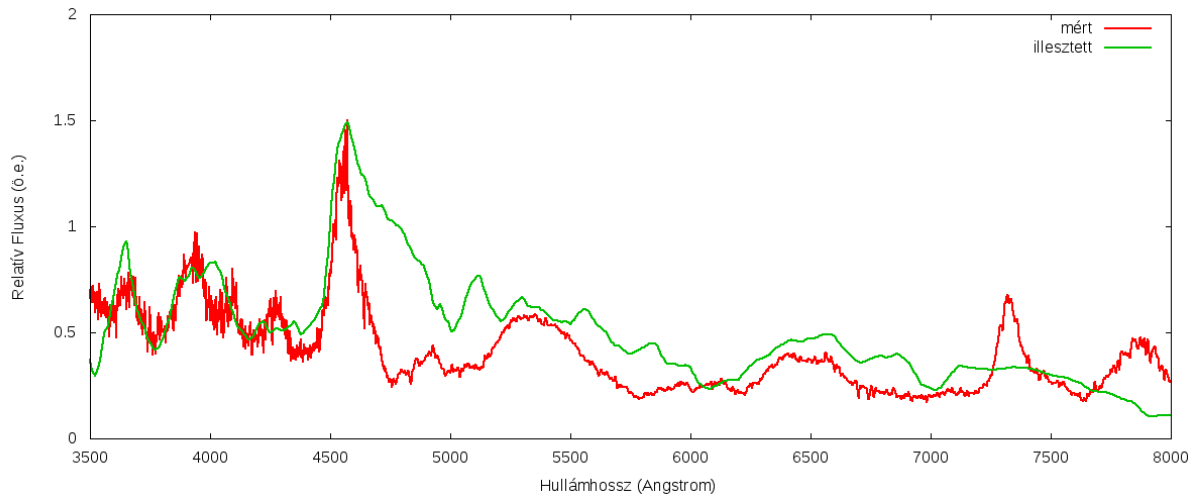
Az újonnan illesztett görbe még jobban illeszkedik a mérésekkel, mint az előző, ugyanakkor az első illesztéshez használt 16 különböző ionnal szemben ezúttal mindössze 8 különböző iont használtam. Ez egyrészt azért volt lehetséges, mert a fotoszféra hőmérsékletét is alacsonyabbnak választottam, illetve jobban ügyeltem a fotoszféra feketetest sugárzásának a mért spektrumhoz illesztésére a görbealak és a skálázás megfelelő megválasztása által.

Az így nyert összetétel legkisebb rendszámú eleme az oxigén, ami lényegében azt jelenti, hogy a kisebb rendszámú elemek vagy a SN-robbanás előtt vagy közben magasabb rendszámú elemekké fuzionáltak, vagy az azokat tartalmazó héjaitól a csillagot korábbi folyamatok megfosztották. Ilyen folyamatok például egy társ csillagnak történő anyagátadás, vagy a nagytömegű csillagokra a fő sorozat után jellemző nagymértékű tömegvesztés csillagszél és eruptív folyamatok során. Az ennek megfelelő szénszegény anyagfelhő jellemző ionösszetételét, illetve adott elemek különböző ionjai optikai mélységének egymáshoz viszonyított arányát a 2. ábra szemlélteti. Az illesztésem eredményeit érdemes összevetni a 8. ábrán bemutatott illesztéssel (Gal-Yam, 2010), különösen a kb. 4300-4400 Å közötti abszorpciós vonal környezetét. Az egyik megfigyelhető különbség, hogy a nevezett tartományban az én illesztésem jelentősen jobban illeszkedik a mérésekhez (nem pontosan ugyanazt a mért spektrumot vizsgáltuk, de alig van eltérés a 8 nap eltéréssel mért spektrumok között), ugyanakkor a 6. ábra jelölésén és a cikk szövegében is a magnéziumnak tulajdonítják az abszorpciós vonalat, ezzel szemben az én illesztésemben egyáltalán nincs magnézium, helyette az abszorpciós vonalat a fizikailag szintén elfogadható szilícium kelti. Az 5500-6000 Å tartományban az illesztésük méréstől való eltérése magyarázatékként felvetik a szilícium és kén vonalainak összeolvadását (kén sincs az én illesztésemben, ellenben a nevezett tartományban szintén jobban illeszkedik). Nem állítom, hogy az én illesztésem szerinti paraméterek írják le helyesen az anyagfelhő fizikai paramétereit, de ez a példa remekül szemlélteti, hogy egy-egy ilyen illesztés az inverz probléma indeterminisztikussága miatt mennyire nem egyértelmű megoldást ad a problémára.

Az illesztésemben szereplő kobalt és vas mennyiségének aránya hozzávetőlegesen összhangban van a radioaktív bomlásból és a Gal-Yam és mtsai. által megállapított kb. 40 napos felfényesedésből adódó mennyiséggel. Ezekből az adódik, hogy az általam vizsgált spektrum kb. 100 nappal a robbanás után készült, amikor a SN-ban létrejött nikkel bomlásával keletkező kobalt és a kobalt bomlásával keletkező vas várt tömegaránya kb. 0,45:0,55. Ilyen tömegarány mellett a vas optikai mélysége nagyobb mértékben haladna meg a kobaltét (5. ábra). Az eltérés hátterében két dolog is lehet. Egyrészt az illesztés bizonytalansága: mivel itt a kobalt a kék-UV tartományban kifejtett hatásával járul hozzá a spektrumhoz, amely tartományban sok más fémnek van sok abszorpciós vonala, a kobalt valószínűleg helyettesíthető volna más elemekkel. Amennyiben a kobalt mennyiségét

helyesen határoztam meg, az eltérés oka lehet, hogy a felfényesedés 40 napnál rövidebb ideig tartott. Annak fényében, hogy az SN2007bi fényességéről csak egyetlen egy mérési adat áll rendelkezésre a maximális fényesség elérését megelőzően, ez is reális feltevés.

#### A maximum után 112 nappal mért spektrum illesztése



10. Ábra. Az SN2007bi 112 nappal a maximális fényesség után mért spektruma és annak illesztése.

A maximum után 112 nappal készült spektrum esetén minden próbálkozásom ellenére sem sikerült jól illeszkedő szintetizált spektrumot alkotnom, ami jól szemlélteti a módszer korlátait, nevezetesen hogy a késői spektrumokat nem lehet jól illeszteni ezzel a módszerrel, illetve ezzel a programmal. Az anyagfelhő lehűlése során csökken a fotoszféra járuléka a teljes fényességhez, ráadásul a fotoszféráról érkező fényt egyre jobban terhelik a lehűlő anyagfelhőben lévő bizonyos elemek nagy spektrumtartományokban egyre növekvő abszorpciója, miközben egyre növekszik a ritkuló anyagfelhőben lévő anyagok emissziójának járuléka. Az emisszióban megjelennek többek közt egyes ionok tiltott emissziós vonalai is, például az egyszeresen ionizált kalcium emissziósvonal-struktúrája 7300-7500 Å tartományban. Ezen okokból kifolyólag lényegében azonosíthatatlanná válnak az egyes abszorpciós vonalak, a fotoszférikus fázis leírására kidolgozott modell alkalmatlanná válik a mért spektrum illesztése.



referenciasebesség: 10 000 km/s					
fotoszféra sebessége: 8 000 km/s					
kidobott anyag sebessége a külső határon: 30 000 km/s					
fotoszféra hőmérséklete: 12 900 K					
ionok	optikai mélység 10-es alapú logaritmus	minimális sebesség (1000 km/s)	maximális sebesség (1000 km/s)	skálamagasság (1000 km/s)	hőmérséklet (1000 K)
O II	-0.7	12.0	20.0	10.0	12.7
O III	-0.7	12.0	20.0	10.0	12.7
Ne I	-0.0	10.0	20.0	10.0	12.9
Si II	-0.1	13.0	25.0	10.0	12.9
Si III	0.1	13.0	25.0	10.0	12.9
Si IV	-1.0	13.0	25.0	10.0	12.9
P III	-0.0	13.0	15.0	10.0	12.9
S II	-1.0	10.0	15.0	10.0	12.9
S III	0.2	10.0	15.0	10.0	12.9
Ar II	-1.5	9.0	10.5	7.0	12.9
K II	-0.1	9.0	20.0	7.0	12.9
Ca II	0.6	9.0	20.0	5.0	12.9
Fe III	0.7	8.0	10.0	10.0	12.9
Co II	-1.1	8.0	10.0	5.0	12.9
Co III	0.3	8.0	10.0	5.0	12.9
Ni II	-0.4	8.0	10.0	5.0	12.9

3. Táblázat. Az SN2007bi 112 nappal a maximális fényesség után készült spektrumának illesztését jellemző paraméterek.

Az illesztésre tett erőfeszítések során viszonylag sok, 16 különböző iont használtam, melyek 11 különböző elemhez tartoznak. Az illesztés során ügyeltem arra, hogy a hőmérsékletnek megfelelő ionokat használjam, illetve egy adott elem ionjainak egymáshoz viszonyított aránya hozzávetőlegesen összhangban legyen a hőmérséklettel. Emellett annak érdekében, hogy adott spektrális vonalak megfelelően illesszék a mért spektrum adott részeit, az egyes elemek esetén az eddigiekhez képest jóval szigorúbb megkötéseket alkalmaztam az elemek anyagfelhőn belül elfoglalt helyére, vagyis azok minimális és maximális sebességére, valamint többet változtattam a koncentrációjuk térbeli változását megadó skálamagasságot. A fotoszféra korábbi illesztéshez viszonyított magasabb hőmérséklete nem túl intuitív, mondhatni váratlan, bár ez magyarázható az anyagfelhő közepén lévő kompakt objektum, például magnetár általi fűtéssel. A maximum után 112 nappal készült spektrum illesztésének pontatlansága miatt az anyagfelhő összetétele tekintetében a továbbiakban inkább a 62 nappal a fényességmaximum után készült spektrum illesztését tekintem mérvadónak.

Az SN2007bi különösen nagy fényességére szolgáló magyarázatként felvetették a pár-instabilitási mechanizmust (Gal-Yam, 2010), az ezzel járó különösen nagy tömegű kidobott anyaggal magyarázták a lassú felfényesedést, illetve lassú elhalványodást, továbbá a nagy mennyiségű nikkelt radioaktív fűtésével modellezték a fényesség hosszú távú csökkenését. A lassú felfényesedés a korai fénygörbe rossz mintavételezése miatt jórészt csak feltételezés, míg a fénygörbe a radioaktív bomlás általi fűtés helyett legalább olyan sikeresen illeszthető magnetár általi fűtést tartalmazó modellel (Kasen, 2010). Léteznek további PISN-modellek, (pl. Kasen, 2011), de azok helytállósága Gal-Yam és mtsai eredeti következtetéseivel együtt erősen kérdéses (Dessart, 2012).

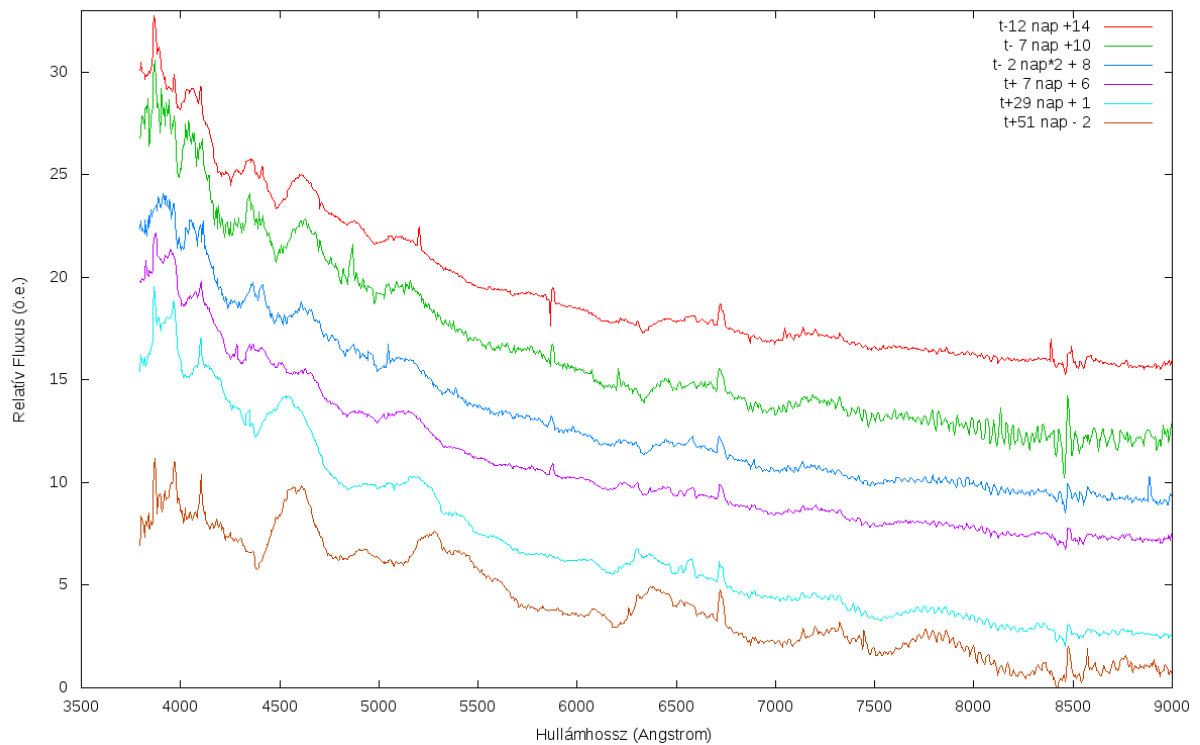
Még ha Gal-Yam és mtsai. megállapításai a szupernóva illetve az anyagfelhő fizikai paramétereire vonatkozóan mind helyesek is (fénygörbe, kidobott anyag mennyisége, összetétel, nikkelt mennyisége), az azokból származtatott eredményeket még mindig jól magyarázhatja PISN-től eltérő modell is, például különösen nagy tömegű vasmag-kollapszussal végbemenő „massive core-collapse” SN (Young, 2010), ami szintén előállíthat 3-6 naptömegnyi nikkelt, és úgy általában megfelelő mennyiségű és összetételű anyag kidobódásával jár.

Az SN2007bi-hez hasonló szupernóvák, mint pl. a PFT12dam alapján – melyek fénygörbéje a PISN-modellnél jobban illeszthető magnetár-modellel – szintén megkérdőjelezzik az SN2007bi robbanási mechanizmusát, melyet korábban a PISN egyik legígéretesebb példjaként tartottak számon (Nicholl, 2013).

A hivatkozott cikkek egyikében sem tekintik a CSM-kölcsönhatást a háttérben meghúzódó mechanizmusnak, az ismertetett eredmények alapján számomra sem tűnik valószínűnek. A PISN modell alkalmazását nem tartom indokoltnak az SN2007bi esetén, jelentősen valószínűbbnek tűnik egy kevésbé egzotikus robbanási mechanizmus, például különösen nagy tömegű vasmag-kollapszus, illetve a SN-robbanást követő magnetár általi fűtés. Az magnetár-modell mellett szól, hogy számos magnetárt ismerünk a közeli univerzumban (Dessart, 2012), így az lényegében biztos, hogy a SN-robbanást követően azok kölcsönhatnak a körülöttük lévő anyaggal, viszont a PISN modellt közvetlenül és hitelesen alátámasztó észlelési eredmény napjainkig nem született.

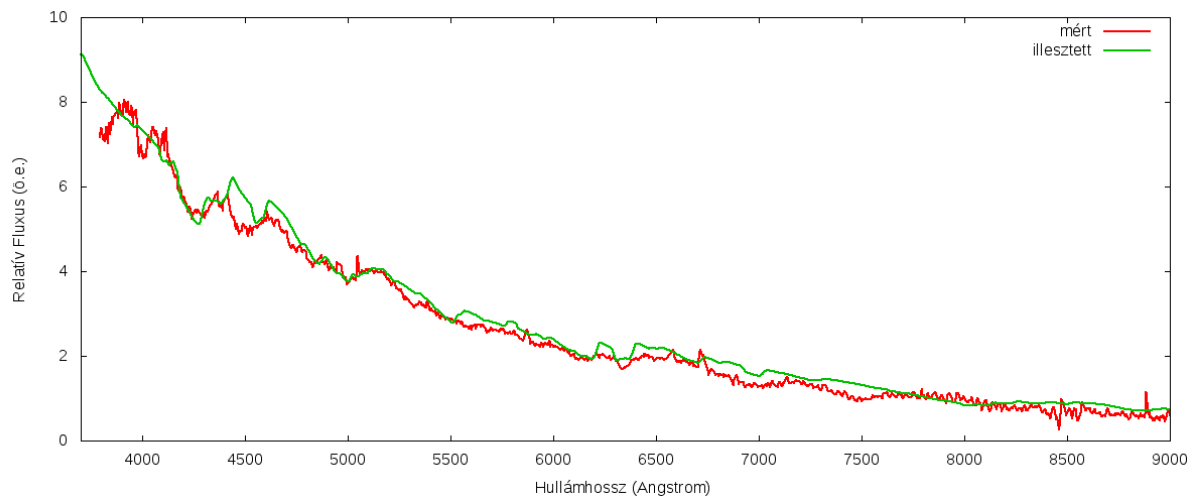
## PTF12dam

A PTF12dam jelű szupernóvát 2012-ben fedezték fel a Palomar Transient Factory műszereivel (Quimby, 2012) egy  $z=0,107$  vöröseltolódású galaxisban. A rendelkezésemre álló spektrumok 12, 7 és 2 nappal a maximális fényesség időpontja előtt, valamint 7, 29 és 51 nappal utána készültek. Ezek közül a maximális fényesség időpontja előtt 2 és utána 51 nappal készült spektrumokat elemeztem részletesen. A spektrumok meglehetősen erős emissziós vonalakat tartalmaztak, melyek a gazdagalaxis gázfelhőiben lévő oxigéntől, illetve hidrogéntől származtak (Lunnan, 2014). Ezeket eltávolítottam a spektrumból, mivel a robbanásra vonatkozóan semmilyen információval nem szolgáltak, csak zavarták az illesztést.



11. Ábra. A PTF12dam spektruma a maximális fényesség időpontja előtt 12, 7, 2 és után 7, 29, és 51 nappal. A jobb elkülöníthetőség érdekében a spektrumokon az y tengely mentén az ábrán jelzett módon transzformáltam.

## A maximum előtt 2 nappal mért spektrum illesztése



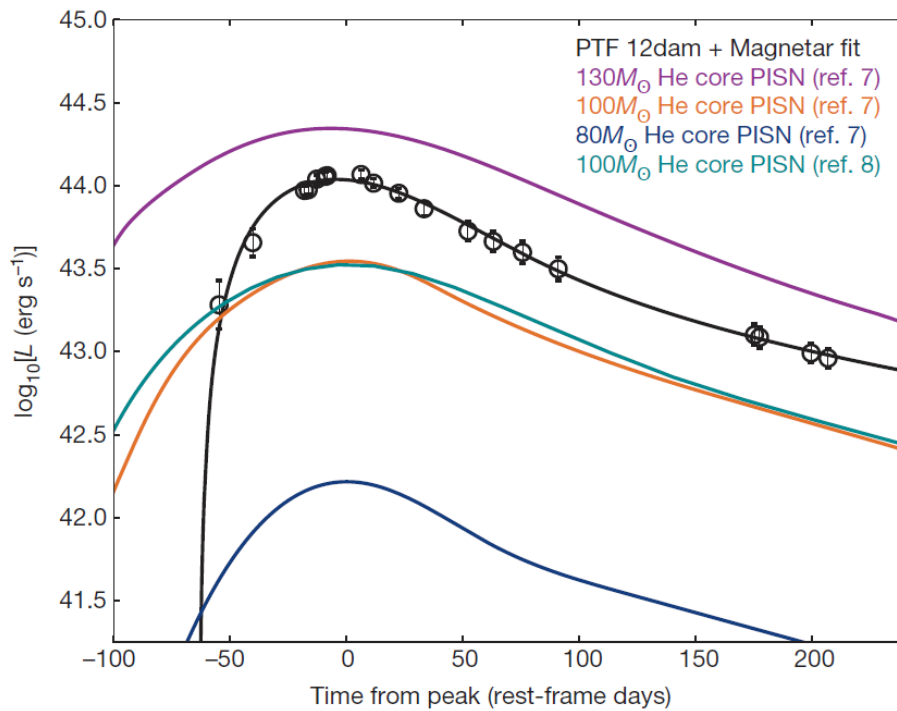
12. Ábra. A PTF12dam 2 nappal a maximális fényesség előtt mért spektruma és annak illesztése.

referenciasebesség: 5 000 km/s					
fotoszféra sebessége: 5 000 km/s					
kidobott anyag sebessége a külső határon: 30 000 km/s					
fotoszféra hőmérséklete: 14 000 K					
ionok	optikai mélység 10-es alapú logaritmus	minimális sebesség (1000 km/s)	maximális sebesség (1000 km/s)	skálamagasság (1000 km/s)	hőmérséklet (1000 K)
C II	-1.4	10.0	14.0	10.0	14.0
O II	-2.9	6.0	14.0	10.0	14.0
O III	-0.7	6.0	14.0	10.0	14.0
Ne I	-0.4	10.0	30.0	10.0	14.0
Al III	-0.7	10.0	30.0	10.0	14.0
Si III	-0.9	10.0	30.0	10.0	14.0
Si IV	-1.5	10.0	30.0	10.0	14.0
Fe II	-0.7	10.0	30.0	4.0	14.0

4. Táblázat. A PTF12dam 2 nappal a maximális fényesség előtt készült spektrumának illesztését jellemző paraméterek.

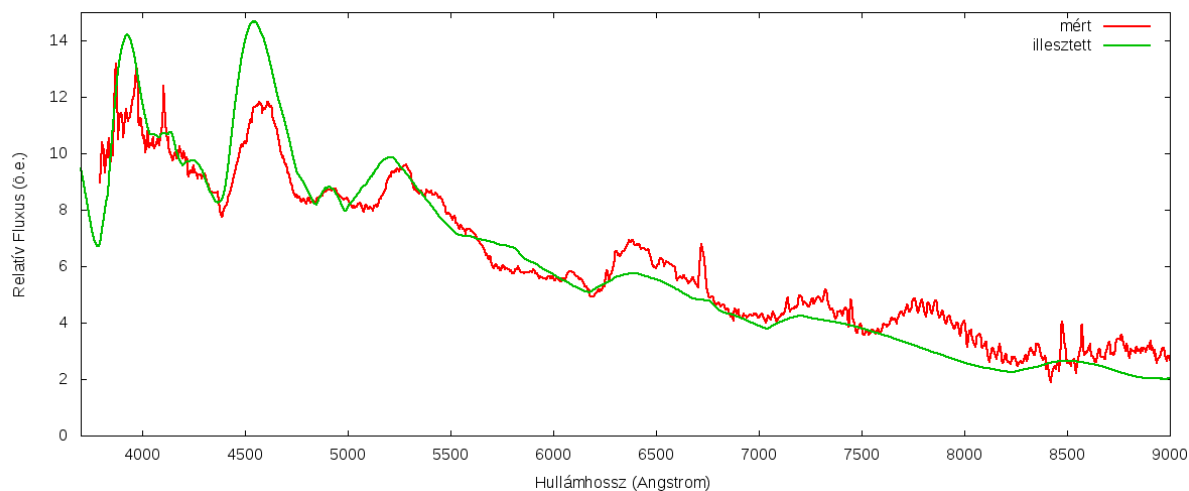
Az illesztett spektrum elég jól illeszkedik, mindössze néhány gyenge abszorpciós vonal/vonalstruktúra azonosítható viszonylag egyértelműen. Ezek közül meglepő lehet a vas számottevő jelenléte ebben a viszonylag korai spektrumban. Figyelembe véve azonban, hogy a fotometriából kb. 50-60 napos felfényesedés állapítható meg (Nicholl, 2013), ez nem is annyira korai spektrum. Így a vas jelenléte már összhangban van a 4. ábrán szemléltetett, bomlásból adódó anyageloszlással, 50-60 nappal a robbanás után valóban számottevő

mennyiségű vasra lehet számítani. Lennie kéne viszont legalább a vas optikai mélységének megfelelő mennyiségben kobaltnak is, ami azonban nem található, hozzáadása a szintetizált spektrumhoz határozottan rontja az illesztést. A kobalt viszonylagos hiánya a vashoz képest arra utalna, hogy 50 napnál jóval több idő, inkább kb. 100 nap telt el a robbanástól a maximális fényességig. Közelebbről megnézve Nicholl és mtsai. cikkében az 50 napos becslés alapját képező illesztést (13. ábra) érthető is az eltérés: a magnetár-modell sokkal gyorsabb felfényesedést eredményez, mint a PISN-modell és érdekes módon a fénygörbe első két adatpontja, melyek alapján a magnetár-modell fénygörbét illesztették, sokkal szimmetrikusabb fénygörbét is lehetővé tesz mérési hibahatáron belül, így könnyen elképzelhető, hogy a felfényesedés valóban inkább 100 napot vett igénybe, nem pedig 50 napot. Ez nem feltétlen utal PISN-ra, de megkérdőjelezi a magnetár-modell adott paraméterezését. További érdekessége az illesztésnek a szokatlanul alacsony fotoszférasebesség, ami ugyan határozottan jobb illesztést eredményez, mint nagyobb érték esetén, de azért érdemes fenntartásokkal kezelni.



13. Ábra. A PTF12dam fénygörbéjének illesztése magnetár-modellel és többféle csillagtömeget feltételező PISN-modellel (Nicholl, 2013).

## A maximum után 51 nappal mért spektrum illesztése



14. Ábra. A PTF12dam 51 nappal a maximális fényesség után mért spektruma és annak illesztése.

referenciasebesség: 10 000 km/s					
fotoszféra sebessége: 11 000 km/s					
kidobott anyag sebessége a külső határon: 30 000 km/s					
fotoszféra hőmérséklete: 10 000 K					
ionok	optikai mélység 10-es alapú logaritmus	minimális sebesség (1000 km/s)	maximális sebesség (1000 km/s)	skálamagasság (1000 km/s)	hőmérséklet (1000 K)
O II	-0.8	12.0	25.0	10.0	10.0
O III	-0.6	12.0	30.0	10.0	10.0
Ne I	-0.6	11.0	30.0	10.0	10.0
Si III	-0.2	11.0	30.0	10.0	10.0
K II	-0.6	11.0	30.0	10.0	10.0
Ca II	0.6	11.0	30.0	5.0	10.0
Ti II	-1.4	11.0	30.0	5.0	10.0
Fe II	-0.1	11.0	30.0	4.0	10.0

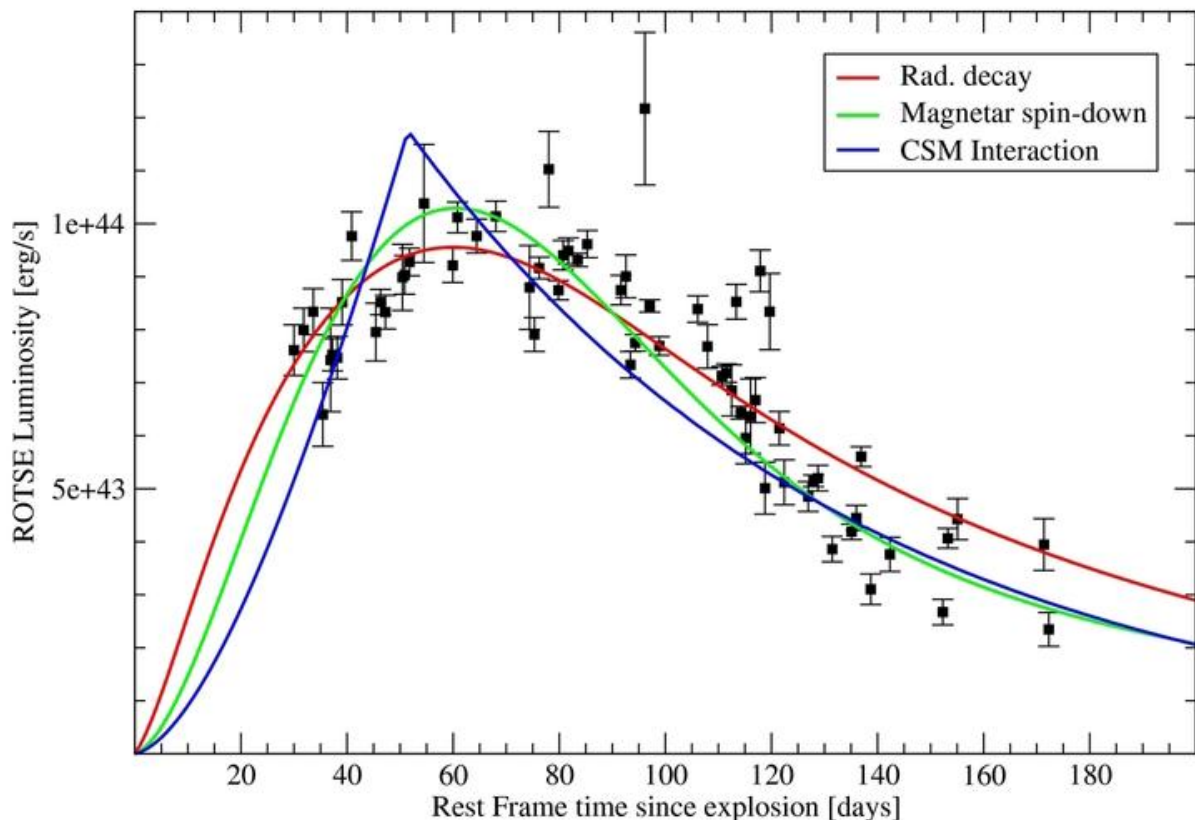
5. Táblázat. A PTF12dam 51 nappal a maximális fényesség után készült spektrumának illesztését jellemző paraméterek.

A PTF12dam 51 nappal a maximális fényesség után mért spektrumát nem sikerült igazán jól illeszteni, de az illeszkedés elfogadható. A spektrum nagymértékű hasonlóságot mutat az SN2007bi 62 nappal a maximum utáni, vagyis hasonló időpontban készült spektrumával. Ez bizonyára nem a véletlen műve, valószínűleg fizikailag is meglehetősen hasonló szupernóvákról van szó. Amiatt azonban, hogy a PTF12dam-ról már a korai fázisban is

vannak méréseink, az erre a szupernóvára vonatkozóan tett megállapításokat részben fel lehet használni az SN2007bi esetén is. Ennek megfelelően a PTF12dam fénygörbéje alapján az SN2007bi-re vonatkozóan többen megkérdőjelezték a PISN mechanizmus alkalmazhatóságát és helyette magnetár általi fűtést javasoltak a SN fényességének magyarázatára (Nicholl, 2013). Történtek kísérletek a a többlet fényesség CSM-kölcsönhatással történő magyarázatára (Baklanov, 2015), illetve modellezésére, de ez a változat sem mutatott fel biztosabb érveket egyik modell helyessége mellett sem. Újabb mérések alapján a PISN-moddal szemben a magnetár-modellt és a CSM-kölcsönhatás modellt is előnyben részesítik (Chen és mtsai., 2014), de a magnetár-modell illeszkedéséhez a magnetár által kibocsátott sugárzás és a körülötte lévő anyag közötti kölcsönhatás fizikája szorul további tisztázásra, míg CSM kölcsönhatás esetén a progenitorcsillag által nehezen teljesíthető a 13 naptömegű, hidrogéntől és héliumtól mentes CSM előzetes kibocsátása, majd a szupernóva-robbanás során 29 naptömegű anyag kidobása. A SN környezetén végzett vizsgálatok (Thöne, 2014) valószínűsítik, hogy a progenitorcsillag egy egyedülálló nagytömegű csillag volt, amely egy meglehetősen fiatal csillagontó formációban keletkezett és a formáció tagjai közül elsőként robbant fel szupernóvaként, továbbá nem zárja ki annak a lehetőségét, hogy a csillag megfelel a CSM-kölcsönhatás modell alkalmazásához szükséges követelménynek. A PISN modellben a csillaganyag keveredését feltételezve és toy-moddal vizsgálva (Kozyreva, 2015) a PISN modell megfigyelésekkel való jobb illeszkedése érhető el. A modell szerint makroszkópikus keveredés következik be a SN-robbanáskor, melyet segíthet a robbanás aszimmetriája. A Kozyreva és mtsa. cikkében közölt, a modelljük által jósolt fotoszféra-hőmérséklet és -sebesség nem áll olyan messze az általam talált értékektől, így a PTF12dam (és ezáltal az SN2007bi) esetében ismét elképzelhetővé válik PISN modell alkalmazhatósága. A keveredéses modell egy érdekes következménye továbbá, hogy magyarázatot adhat a következő vizsgált szupernóva, az SN2010kd spektrumában némileg ellentmondásosnak tűnő héliumjelenlétre is.

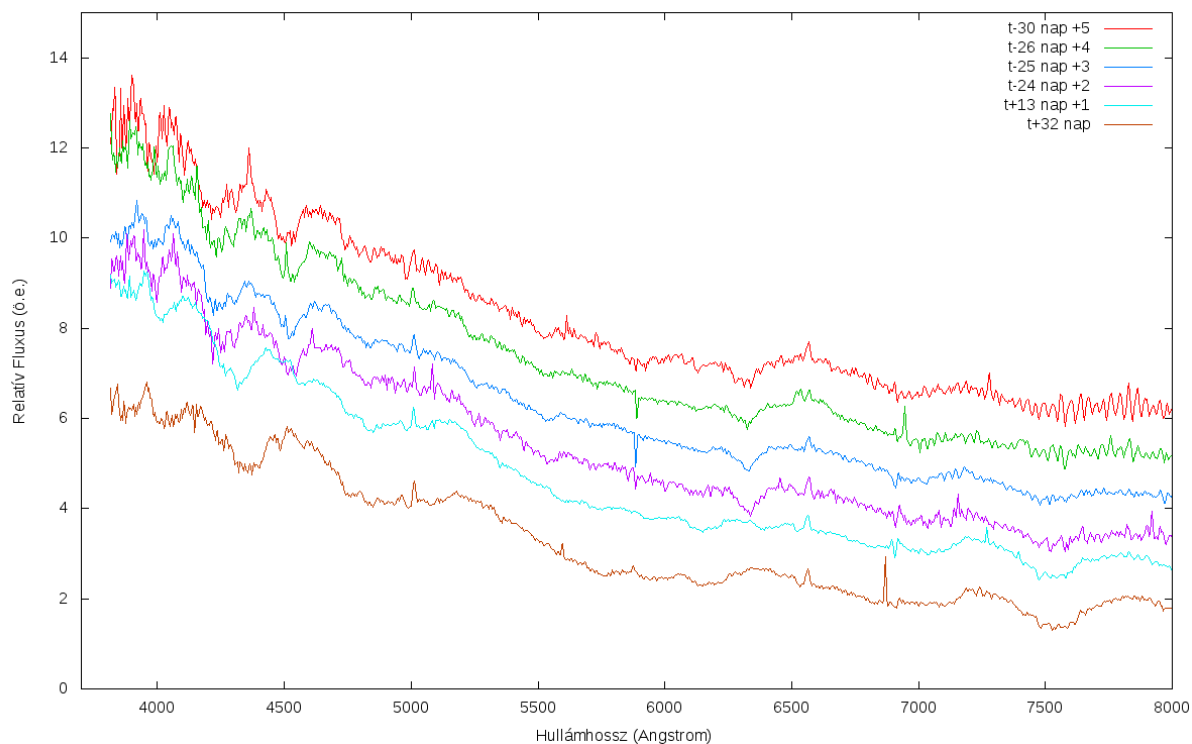
## SN2010kd

Az SN 2010kd jelű szupernóvát 2010-ben fedezték fel a ROTSE Supernova Verification Project keretében a McDonald Observatory ROTSE-IIIb teleszkópjával (Vinkó és mtsai., 2010) egy  $z=0,101$  vöröseltolódású galaxisban. A rendelkezésemre álló spektrumok 30, 26, 25 és 24 nappal a maximális fényesség időpontja előtt, valamint 13, 32, 94, 142 és 222 nappal utána készültek. Ezek közül a maximális fényesség időpontja előtt 24 nappal és utána 94 nappal készült spektrumokat elemeztem részletesen. A spektrumok egy része erős emissziós vonalakat tartalmazott, melyek a gazdagalaxis gázfelhőiben lévő oxigéntől, illetve hidrogéntől származtak (Lunnan, 2014). Ezeket eltávolítottam a spektrumból, mivel a robbanásra vonatkozóan semmilyen információval nem szolgáltak, csak zavarták illesztést. Az SN2010kd fénygörbéje az SN2007bi-hez hasonlóan szokatlanul lassú felfényesedést és halványodást mutat, a maximális fényességét a robbanástól számítva körülbelül 60 nap alatt érte el.

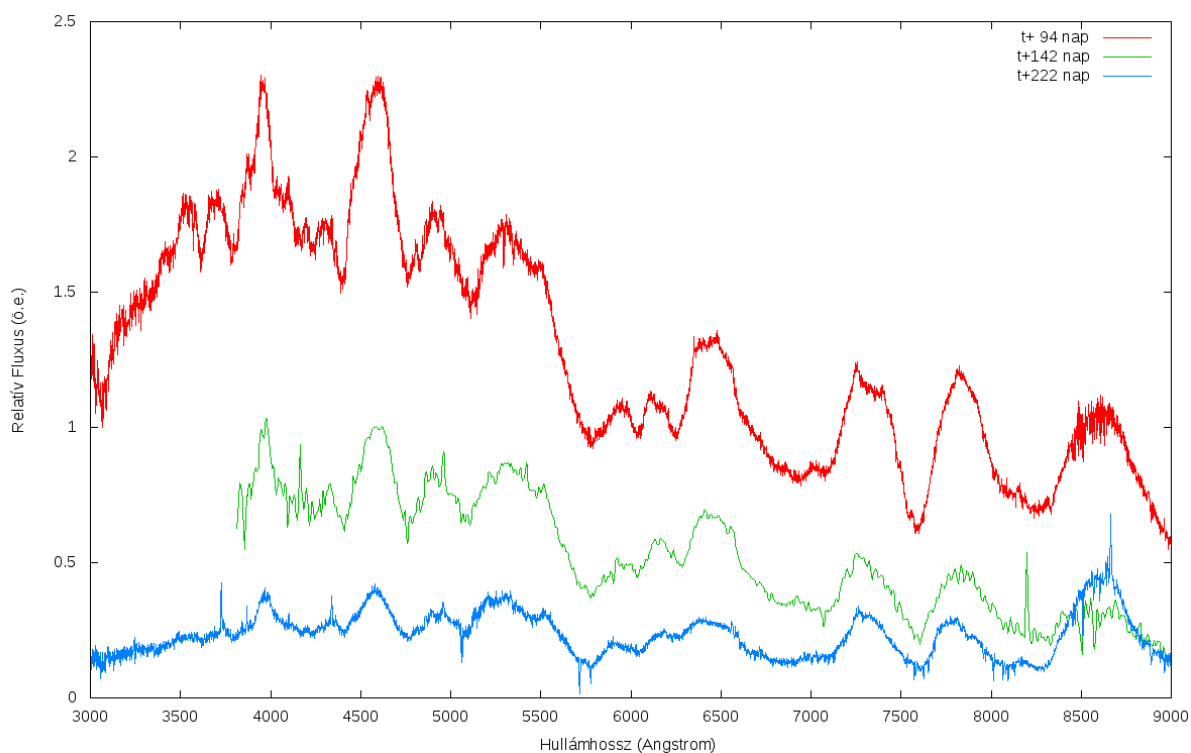


15. Ábra. Az SN2010kd luminozitása és illesztése radioaktív bomlás (piros), magnetár (zöld) és CSM-kölcsönhatás (kék) általi fűtési modellekkel (Vinkó és mtsai., 2012).



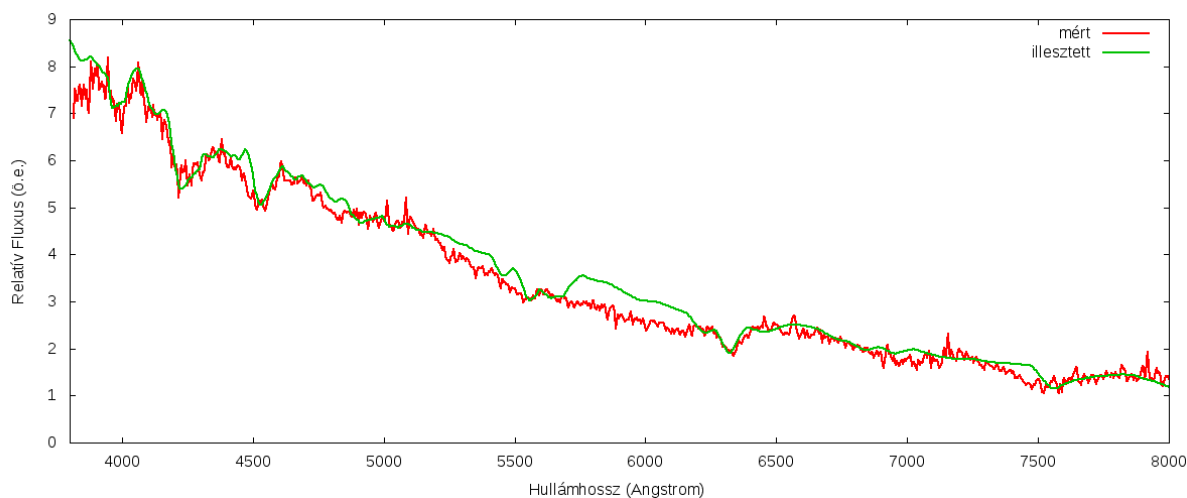


16. Ábra. Az SN2010kd spektruma a maximális fényesség időpontja előtt 30, 26, 25 és 24 nappal és utána 13 és 32 nappal. A jobb elkülöníthetőség érdekében a spektrumokat az y tengely mentén az ábrán jelzett értékekkel eltoltam egymáshoz képest.



17. Ábra. Az SN2010kd spektruma a maximális fényesség időpontja után 94, 142 és 222 nappal. Az utóbbi két spektrum az előzőektől különböző műszerrel készült.

## A maximum előtt 24 nappal mért spektrum illesztése



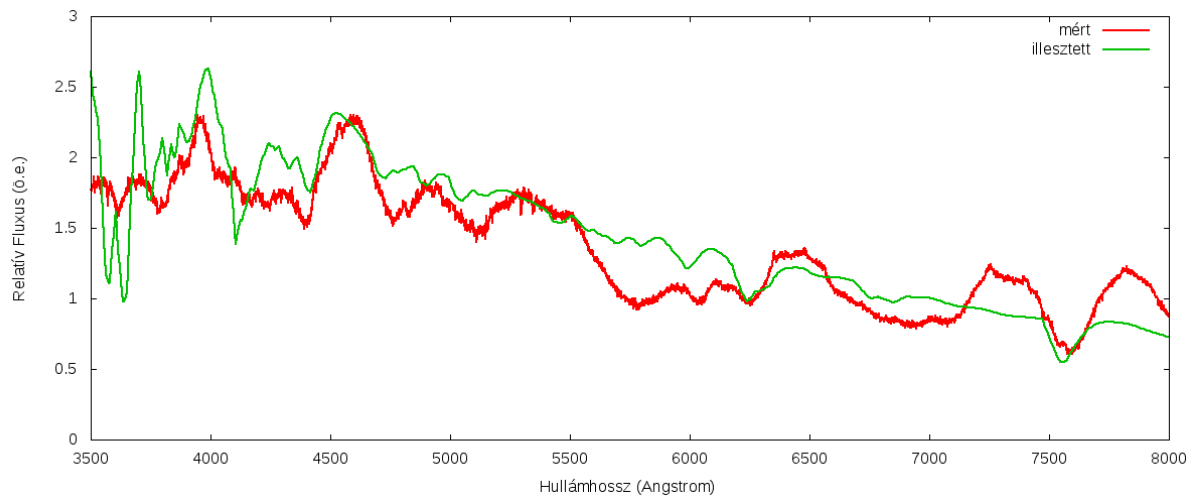
18. Ábra. Az SN2010kd 24 nappal a maximális fényesség előtt mért spektruma és annak illesztése.

referenciasebesség: 5 000 km/s					
fotoszféra sebessége: 8 000 km/s					
kidobott anyag sebessége a külső határon: 15 000 km/s					
fotoszféra hőmérséklete: 12 000 K					
ionok	optikai mélység 10-es alapú logaritmus	minimális sebesség (1000 km/s)	maximális sebesség (1000 km/s)	skálamagasság (1000 km/s)	hőmérséklet (1000 K)
He I	-0.7	10.0	15.0	10.0	12.0
C I	-0.3	12.0	15.0	10.0	12.0
C II	-1.4	12.0	15.0	10.0	12.0
N II	-0.9	12.0	15.0	10.0	12.0
O I	-0.5	8.0	12.0	10.0	12.0
O II	-1.5	8.0	12.0	10.0	12.0
Ne I	-0.7	8.0	12.0	10.0	12.0
Mg II	-0.7	8.0	12.0	10.0	12.0
Al III	-0.4	8.0	11.0	10.0	12.0
Ar II	-1.8	9.0	12.5	7.0	12.0
Fe II	-0.6	9.0	10.5	10.0	12.0
Ni II	-0.4	8.0	9.0	4.0	12.0

6. Táblázat. Az SN2010kd 24 nappal a maximális fényesség előtt készült spektrumának illesztését jellemző paraméterek.

A szupernóva spektrumát elég jól sikerült illeszteni a szintetizált spektrummal. Az illesztés érdekessége, hogy 12 000 K hőmérsékletű fotoszférával sikerült jó illeszkedést elérni, azonban az ionok előfordulásai alapján (C I és C II aránya, Fe II) inkább 9 000-10 000 K hőmérsékletre lehet következtetni az anyagfelhőben. Ez a külső tartományokban még magyarázható azzal, hogy a külső részek egyszerűen hűvösebbek a belső részeknél, azonban az ionokra a fotoszféra közelében is inkább az alacsonyabb hőmérséklet jellemző. A hélium jelenléte ugyan számottevően jobb illesztést tesz lehetővé, de nincsenek olyan spektrális jellemzők, melyek egyértelműen a héliumnak tulajdoníthatók. A nikkel jelenléte hasonlóképpen nem egyértelmű. Ugyanakkor ha helyesnek tekintjük a hélium jelenlétét és az illesztésből adódó elhelyezkedését, nevezetesen hogy mélyebb tartományig található meg, mint a szén, amely a héliumból keletkezik, az összefüggésbe hozható lehet a csillaganyag keveredésével – akár a SN-robbanás előtt, akár közben (Kozyreva, 2015) – akár héliumot égető, szenet illetve oxigént létrehozó magreakciók hatáskeresztmetszetének arányával.

#### A maximum után 94 nappal mért spektrum illesztése



19. Ábra. Az SN2010kd 94 nappal a maximális fényesség után mért spektruma és annak illesztése.

A 94 nappal a maximum utáni spektrum illesztésének ugyanaz a problémája, mint az SN2007bi 112 nappal a maximum után készült spektrum-illesztésnek, vagyis hogy a késői spektrumban nehezen azonosíthatók az egyes vonalak-vonalstruktúrák, egyes emissziós

vonalkonstrukciók teljességgel lehetetlenné teszik az illesztést, bizonytalanná az elemzést. Annyit azért meg lehet állapítani a spektrumról, hogy nem mutatja nagy mennyiségű nikkelt, kobaltot vagy vas jelenlétét, csak keveset és azt is bizonytalanul.

referenciasebesség: 8 000 km/s					
fotoszféra sebessége: 8 000 km/s					
kidobott anyag sebessége a külső határon: 15 000 km/s					
fotoszféra hőmérséklete: 8 000 K					
ionok	optikai mélység 10-es alapú logaritmus	minimális sebesség (1000 km/s)	maximális sebesség (1000 km/s)	skálamagasság (1000 km/s)	hőmérséklet (1000 K)
He I	-1.3	10.0	15.0	10.0	8.0
O I	-0.5	8.0	12.0	10.0	8.0
F II	-0.7	8.0	12.0	10.0	8.0
Ne I	-0.4	8.0	11.0	10.0	8.0
Al III	-1.0	8.0	10.0	10.0	8.0
K II	-0.6	8.0	10.0	10.0	8.0
Ca I	0.3	9.0	10.5	10.0	8.0
Ca II	0.3	9.0	10.5	10.0	8.0
Ti II	-0.9	9.0	13.0	10.0	8.0
Fe II	-0.9	9.0	10.5	10.0	8.0

7. Táblázat. Az SN2010kd 94 nappal a maximális fényesség után készült spektrumának illesztését jellemző paraméterek.

A késői spektrum illesztése ugyan meglehetősen bizonytalan, de egyik spektrum illesztésében sem azonosítható egyértelműen nagyobb mennyiségű nikkelt, kobaltot vagy vasat. A PISN modell alapján ezek az elemek nagy mennyiségben fordulnának elő és a többlet fényesség nagyrészt ezek radioaktív bomlásából származna. Ugyanakkor a fűtési mechanizmustól függ a fénygörbe alakja is ld. 14. ábra. A spektrumok elemzése és a fénygörbe alapján sem tűnik valószínűnek, hogy SN2010kd PISN lett volna, továbbá a fénygörbe alapján a cirkumsztelláris anyaggal való kölcsönhatás sem tűnik valószínűnek, ellenben a magnetár általi fűtés elég jól illeszti a fénygörbét, így ez tűnik a legvalószínűbb magyarázatnak az SN2010kd különösen nagy fényességére vonatkozóan.

## Összefoglaló

A jelen diplomamunkában egy szupernóvák spektrumának elemzésére használt módszert ismertettem és bemutattam a módszer alkalmazhatóságát néhány példán keresztül. A módszer alkalmazását segítő spektrális katalógust készítettem, melynek kivonata az 1. sz. mellékletet képezi. Három SN spektrumának elemzésével és irodalmi adatok felhasználásával véleményt alkottam a SN-robbanások mechanizmusára vonatkozóan. A tapasztalataim szerint a fizikai probléma rendkívüli összetettsége következtében azonban a spektrális elemzés mellett további analitikai eszközök alkalmazása szükséges, például fénygörbe illesztése megfelelő numerikus modellek alapján.

A diplomamunkában elért eredmények a tudományos munka folytatásnak több lehetséges irányát is elővetítik. A szűkebb szakterület tudományos közössége számára meglehetősen hasznos volna a spektrális illesztést végző program továbbfejlesztése, különösen az automatizálás tekintetében a jobb és gyorsabb elemzés elvégzése érdekében. A szintetizált spektrum illesztésével végzett spektrális elemzés egy erőteljes eszköz a szupernóva által létrehozott anyagfelhő paramétereinek meghatározására: jelentősen megbízhatóbb, mint egy-egy spektrális jellemző alapján önkényesen azonosítani egy-egy elemet azok többi spektrális jellemzőjének figyelmen kívül hagyásával. Ennek megfelelően a diplomamunka tapasztalatainak felhasználásával további szuperfényes szupernóvák elemzését javaslom, különösen azon esetekben, amelyekben korábban nem végeztek részletes spektrális elemzést. Mindazonáltal a jelen diplomamunkában vizsgált SLSN-ek esetében nem jutottam végérvényes konklúzióra, így azok vizsgálatának kiegészítése további mérési eredmények, valamint különböző modellszámítások elvégzésével is javasolt. Emellett a pár-instabilitási szupernóvák keresése a szuperfényes szupernóvák között továbbra is tudományos szempontból érdekes feladat, mert eddig egyetlen szupernóváról sem bizonyosodott be, hogy robbanása pár-instabilitási mechanizmus révén történt, így a pár-instabilitási szupernóvák létezése és az őket leíró modellek helyessége szintén nyitott kérdés.

## Irodalomjegyzék

1. Bersten és mtsai., 2016, *The Astrophysical Journal Letters*, 817. kötet, 1. szám, cikkazonosító: L8, 5. oldal
2. Reynolds és mtsai., 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 453. kötet, 3. szám, 2885-2900. oldal
3. Gerke és mtsai., 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 450. kötet, 3. szám, 3289-3305. oldal
4. Kasen és mtsai., 2015, *The Astrophysical Journal*, 821. kötet, 1. szám, cikkazonosító: 36, 10. oldal
5. Baklanov és mtsai., 2015, *Astronomy Letters*, 41. kötet, 3-4. szám, 95-103. oldal
6. Kozyreva és mtsa., 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 454. kötet, 4. szám, 4357-4365. oldal
7. Chen és mtsai., 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 452. kötet, 2. szám, 1567-1586. oldal
8. Lunnan és mtsai., 2014, *The Astrophysical Journal*, 787. kötet, 2. szám, cikkazonosító: 138, 19. oldal
9. Thöne és mtsai., 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 451. kötet, 1. szám, L65-L69. oldal
10. Nicholl és mtsai., 2013, *Nature*, 502. kötet, 7471. szám, 346-349. oldal
11. Dexter és mtsa., 2013, *The Astrophysical Journal*, 772. kötet, 1. szám, cikkazonosító: 30, 12. oldal
12. Horesh és mtsai., 2013, *The Astrophysical Journal*, 778. kötet, 1. szám, cikkazonosító: 63, 5. oldal
13. Planck Collaboration, 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 571. kötet, azonosító: A1, 48. oldal
14. Vinkó és mtsai., 2012, *American Astronomical Society, AAS Meeting #219*, azonosító: 436.04
15. Quimby és mtsai., 2012, *The Astronomer's Telegram*, ATel #4121
16. Dessart és mtsai., 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 426. kötet, 1. szám, L76-L80. oldal
17. Thomas és mtsai., 2011, *PASP*, 123, 237, <https://c3.lbl.gov/es/>
18. Kasen és mtsai., 2011, *The Astrophysical Journal*, 734 kötet, 2. szám, cikkazonosító: 102, 13. oldal

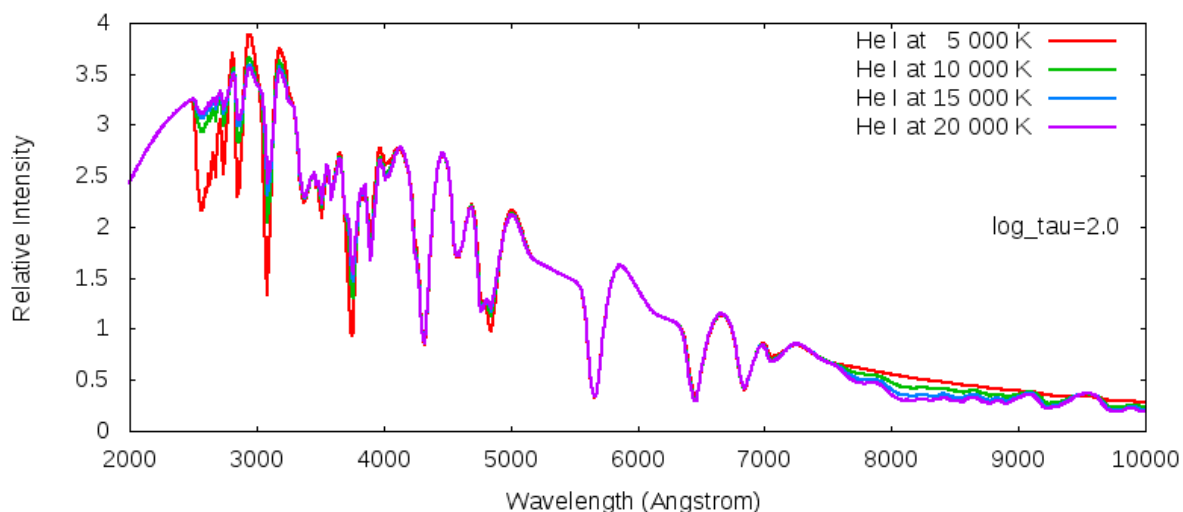
19. Kasen és mtsai., 2010, *The Astrophysical Journal*, 717. kötet, 1. szám, 245-249. oldal
20. Young és mtsai., 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 512. kötet, azonosító: A70, 19. oldal
21. Vinkó és mtsai., 2010, CBET 2556
22. Gal-Yam és mtsai., 2009, *Nature*, 462. kötet, 7273. szám, 624-627. oldal
23. Popov és mtsai., 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 367. kötet, 2. szám, 732-736. oldal
24. Kei Kotake és mtsai., 2005, *Reports on Progress in Physics*, 69. kötet, 4. szám, 971-1143. oldal
25. Heger és mtsai., 2003, *The Astrophysical Journal*, 591. kötet, 1. szám, 288-300. oldal
26. Hatano és mtsai., 1998, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 121. kötet, 1. szám, 233-246. oldal
27. Sobolev, 1947, *Moving Envelopes of Stars*, Leningr. Gos. Univ., Leningrad
28. Saha, 1920, *Philosophical Magazine Series 6* 40 (238): 472.
29. International Astronomical Union - Central Bureau for Astronomical Telegrams  
<http://www.cbat.eps.harvard.edu/lists/Supernovae.html>
30. <http://en.wikipedia.org>

## 1. sz. melléklet – Kivonat a spektrumkatalógusból

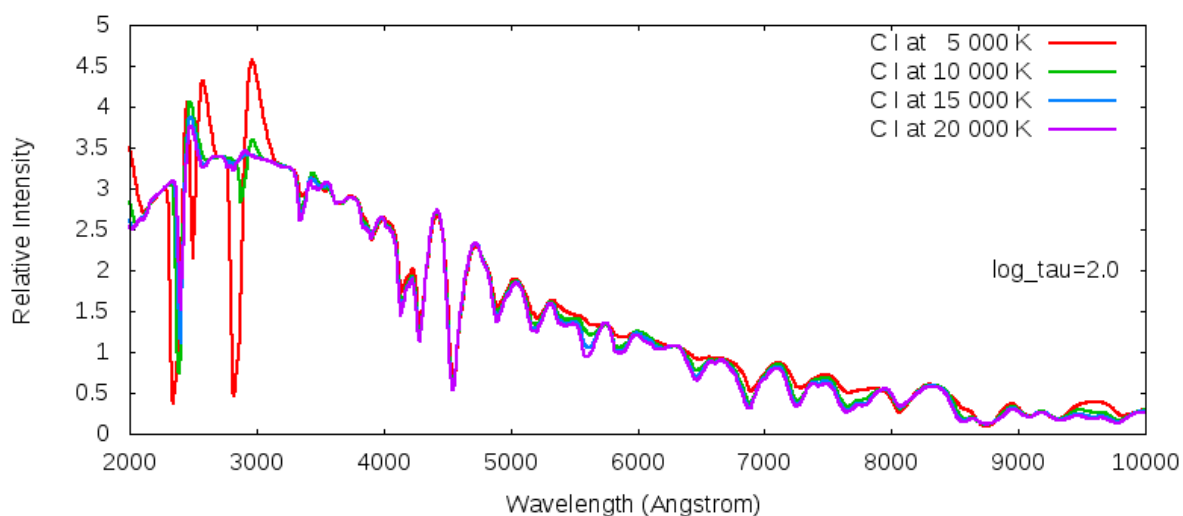
Az alábbiakban a segédletként készített spektrumkatalógus egy részét magyarázat nélkül grafikonokon ábrázolva mutatom be. A teljes katalógus az interneten lesz elérhető.

### Elemi spektrumok 10 000 K hőmérsékletű feketetest sugárzással

*m/1. ábra: A He I spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal*

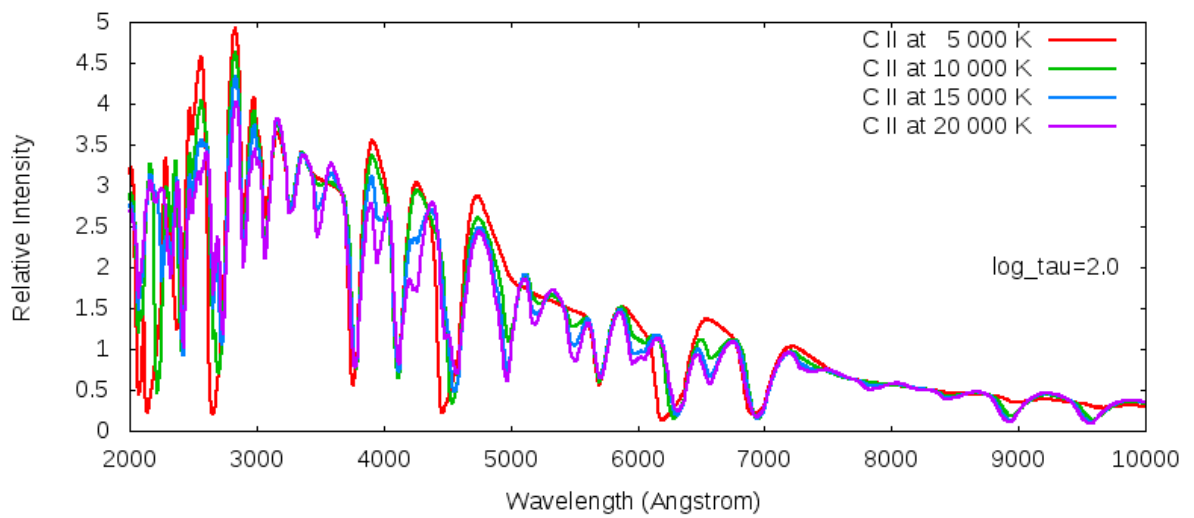


*m/2. ábra: A C I spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal*

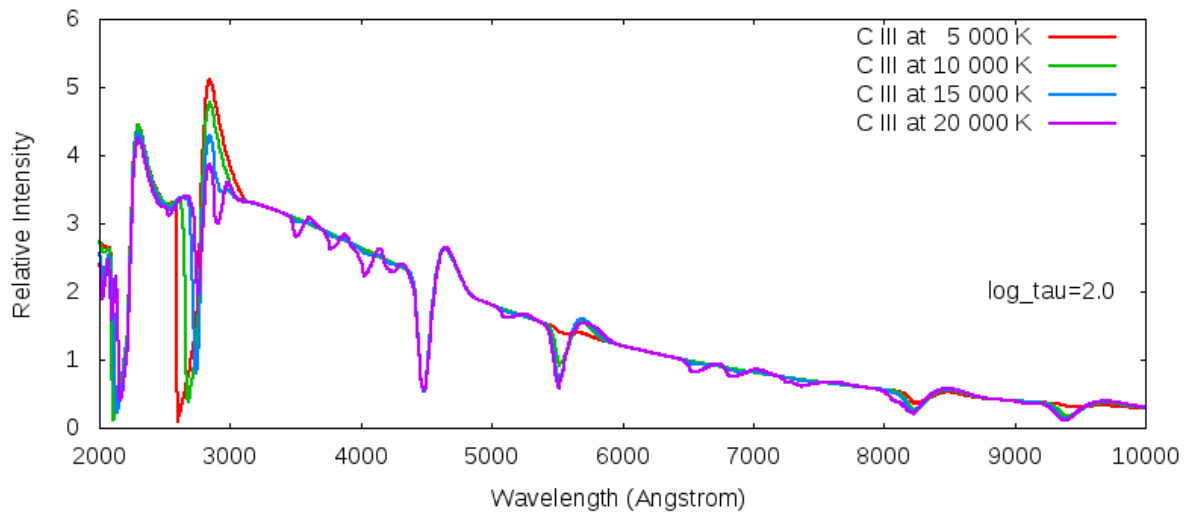




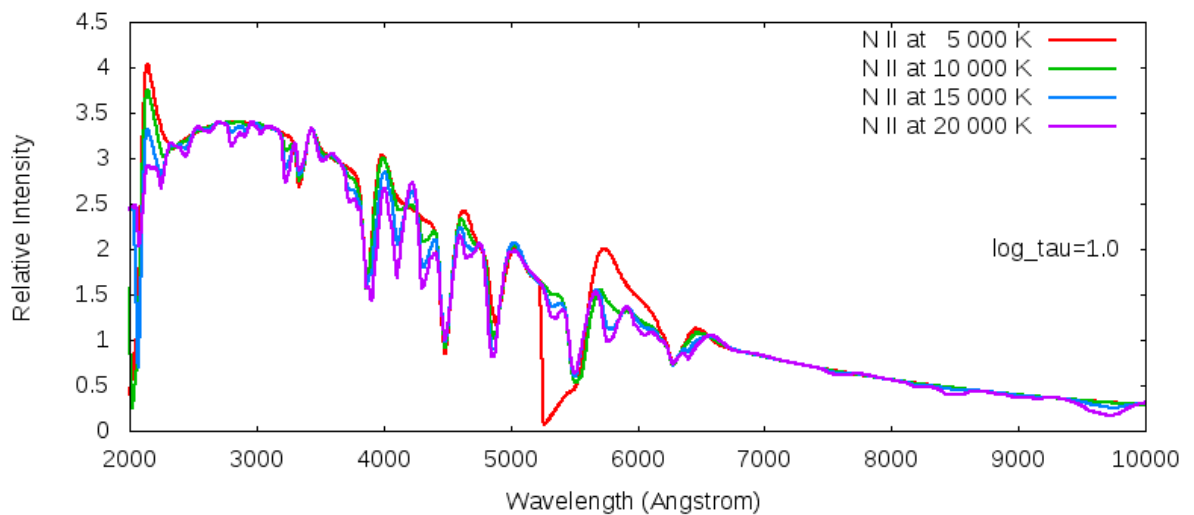
**m/3. ábra: A C II spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal**



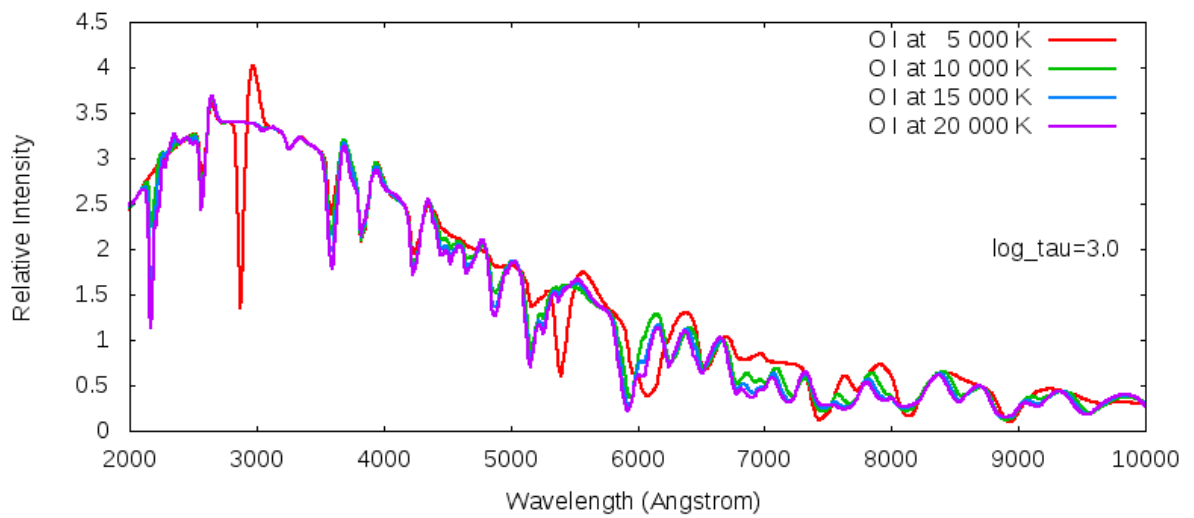
**m/4. ábra: A C III spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal**



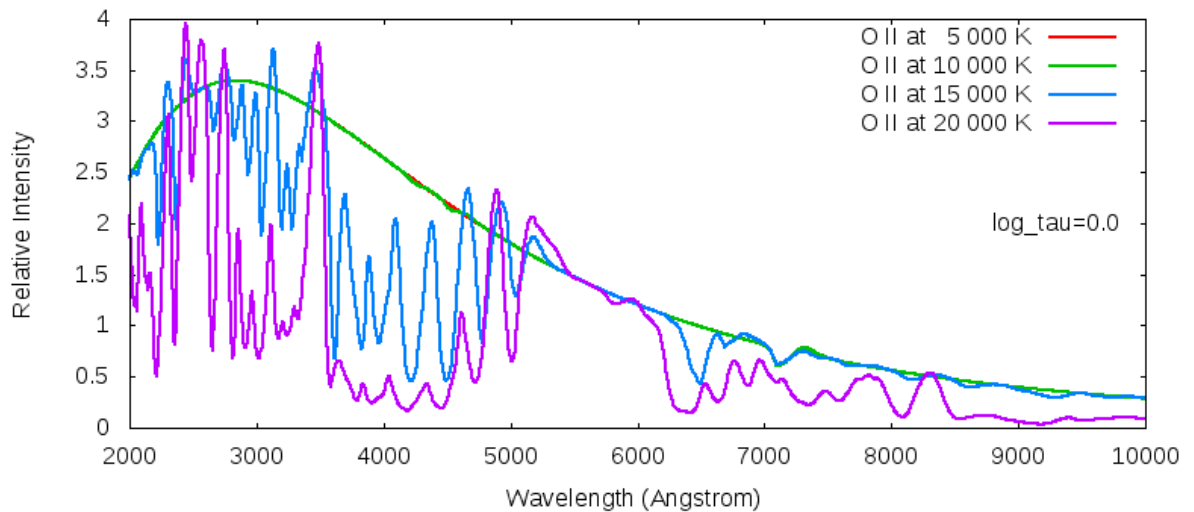
**m/5. ábra: A N II spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal**



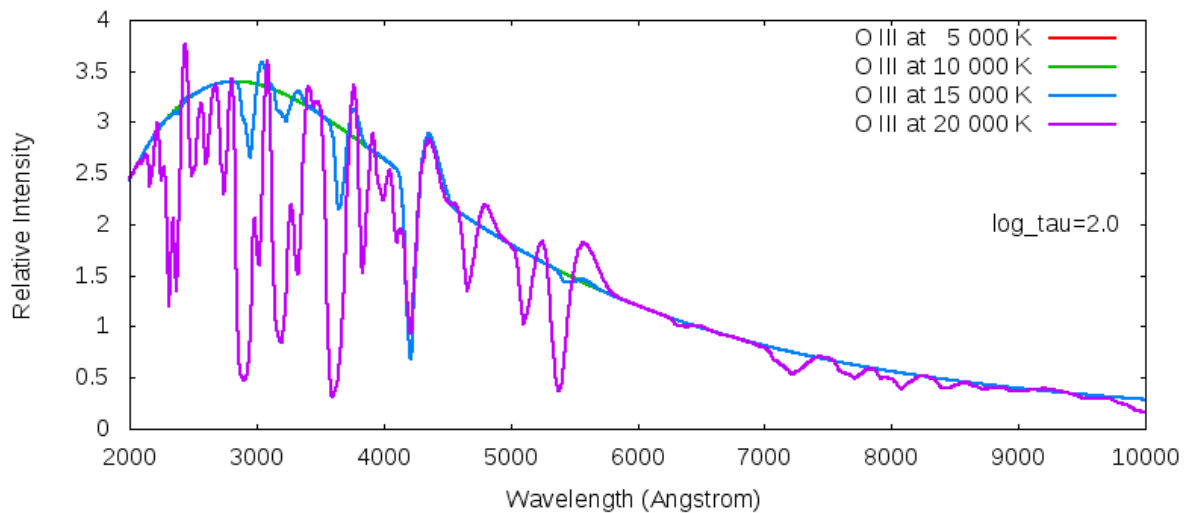
**m/6. ábra: Az O I spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal**



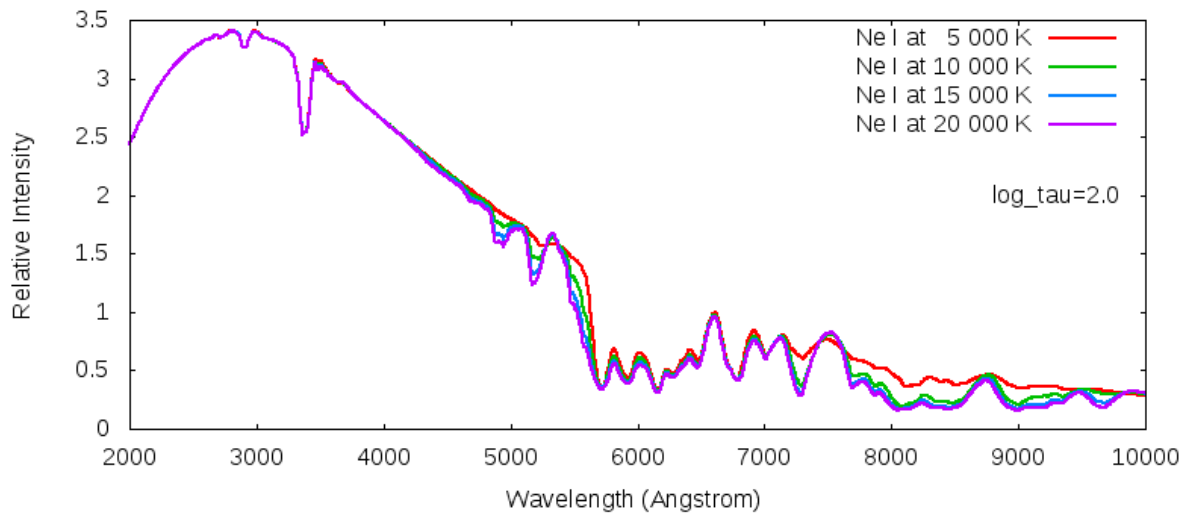
**m/7. ábra: Az O II spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal**



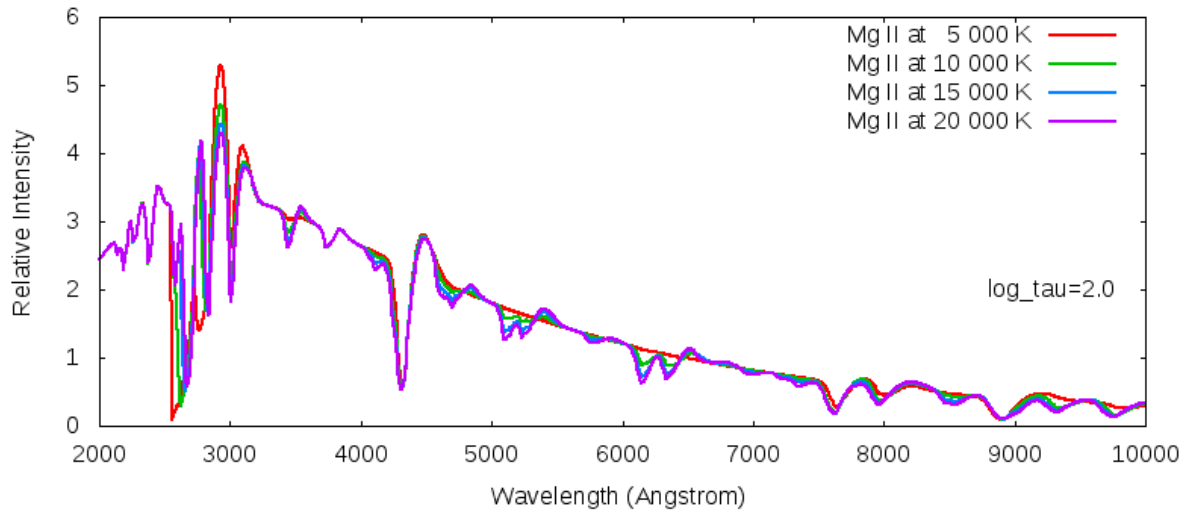
**m/8. ábra: Az O III spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal**



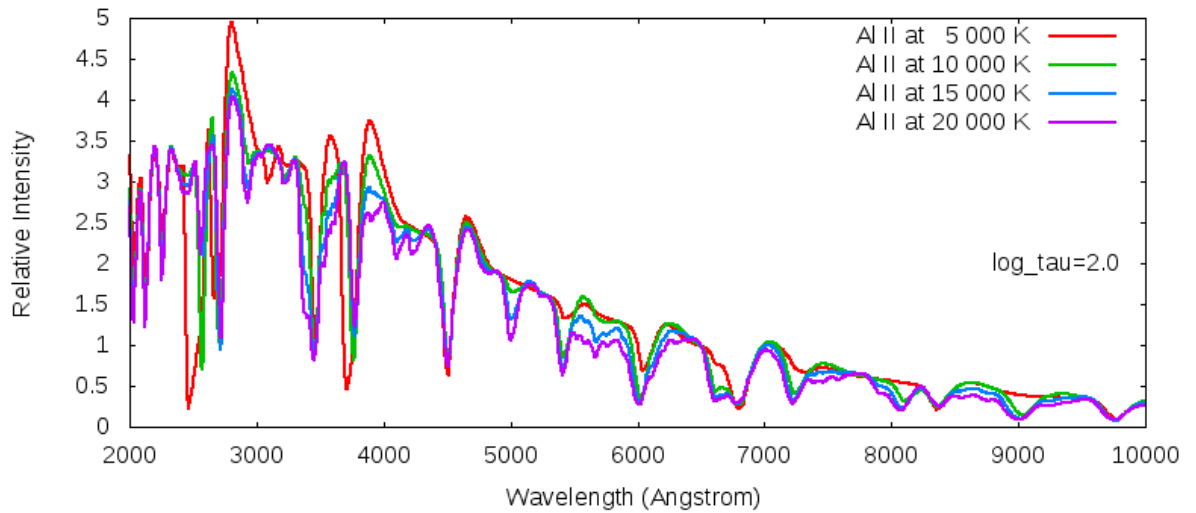
**m/9. ábra: A Ne I spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal**



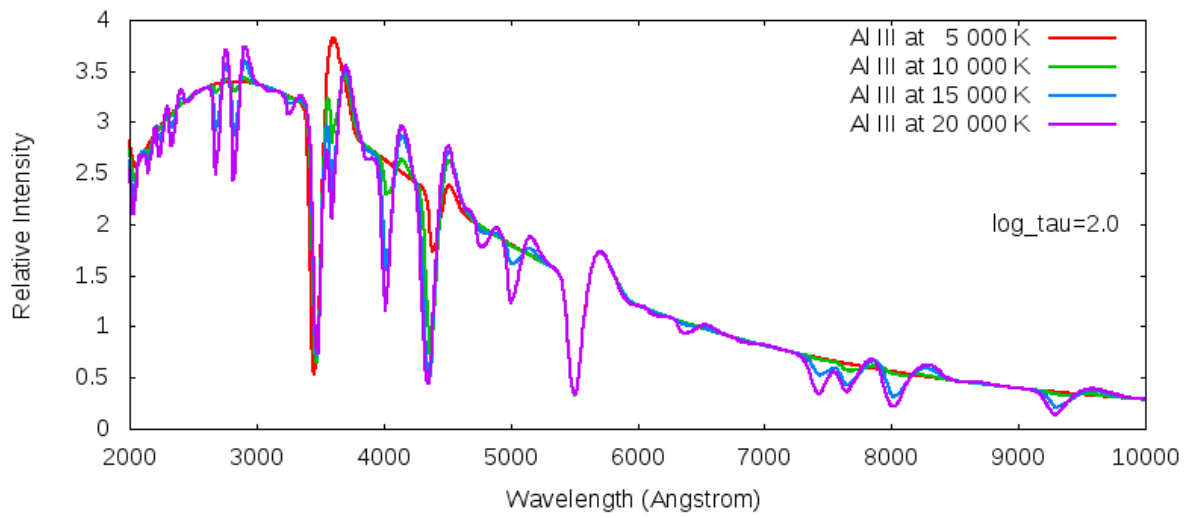
**m/10. ábra: A Mg II spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal**



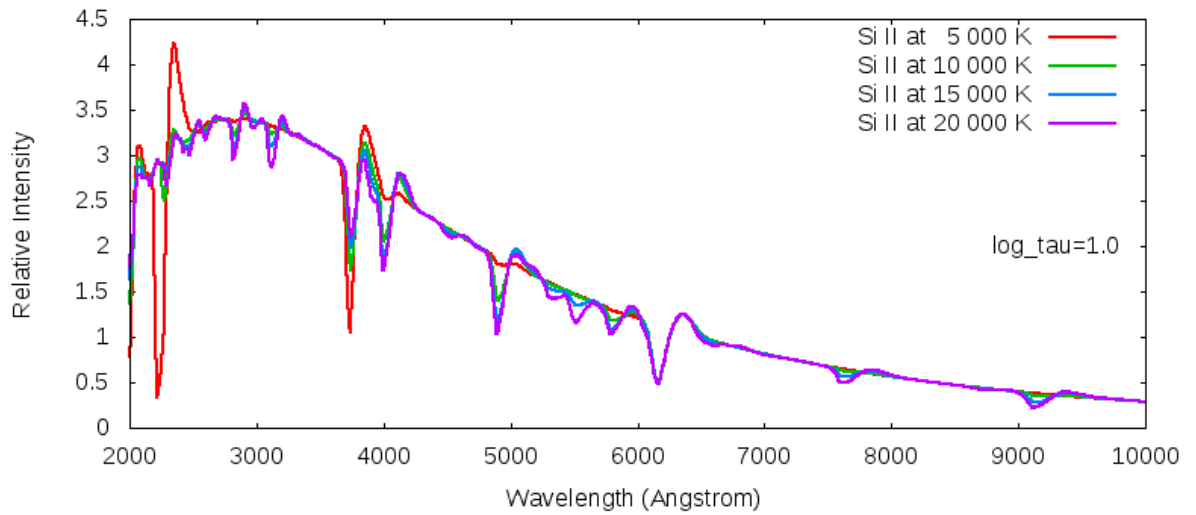
**m/11. ábra: Az Al II spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal**



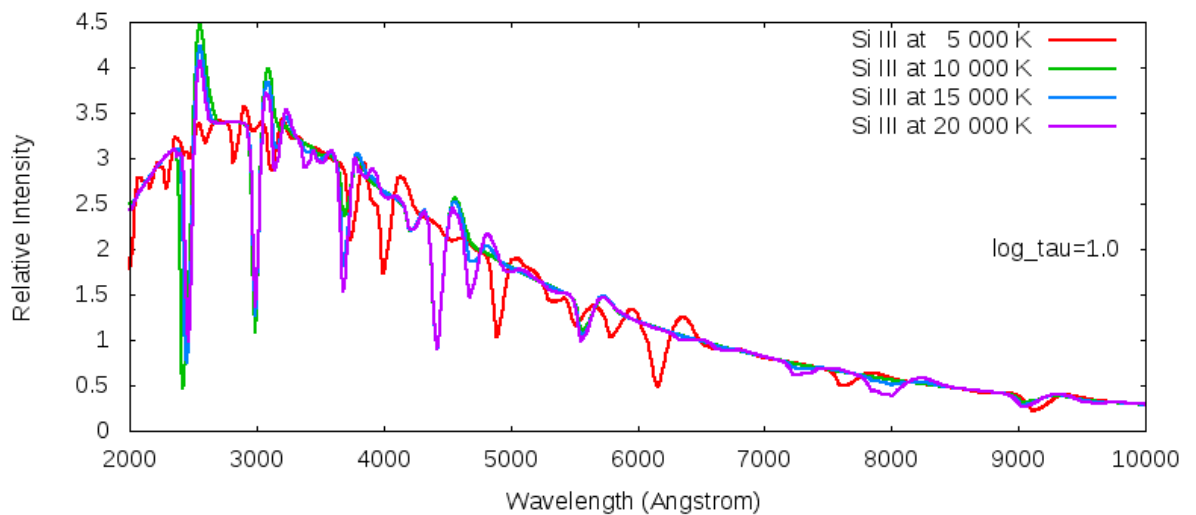
**m/12. ábra: Az Al II spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal**



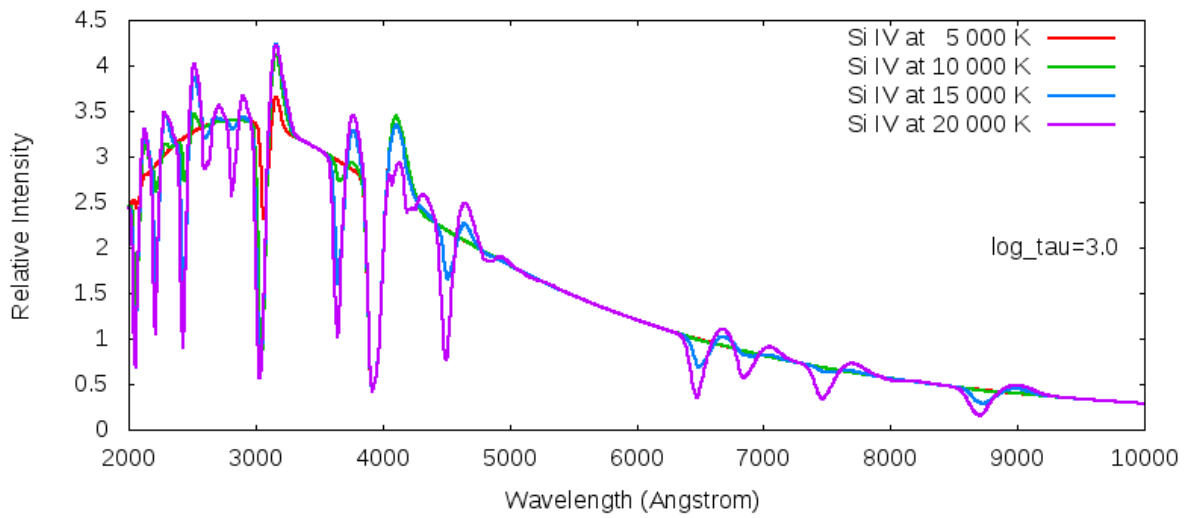
**m/13. ábra: A Si II spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal**



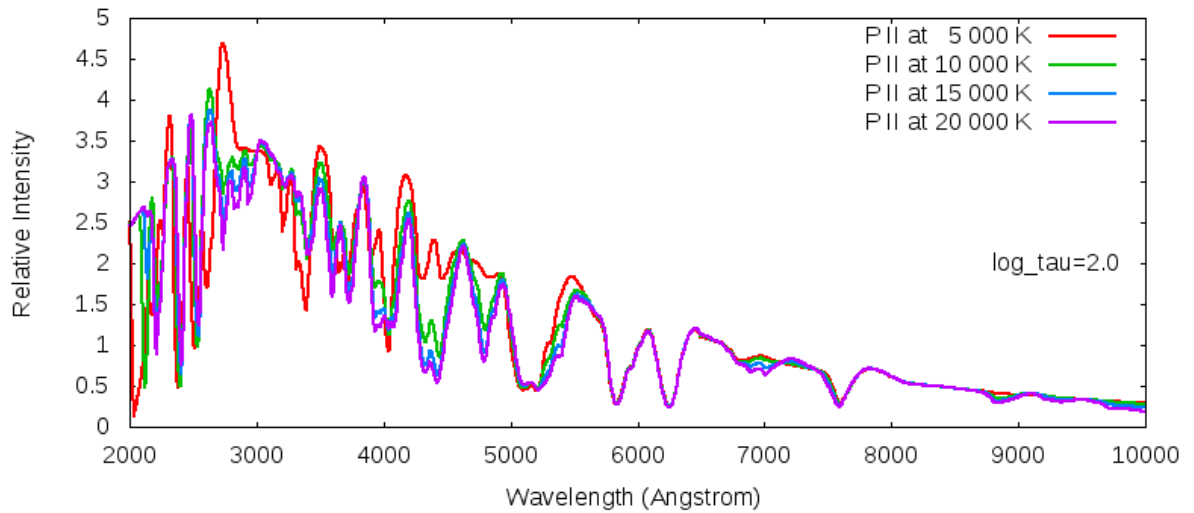
**m/14. ábra: A Si III spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal**



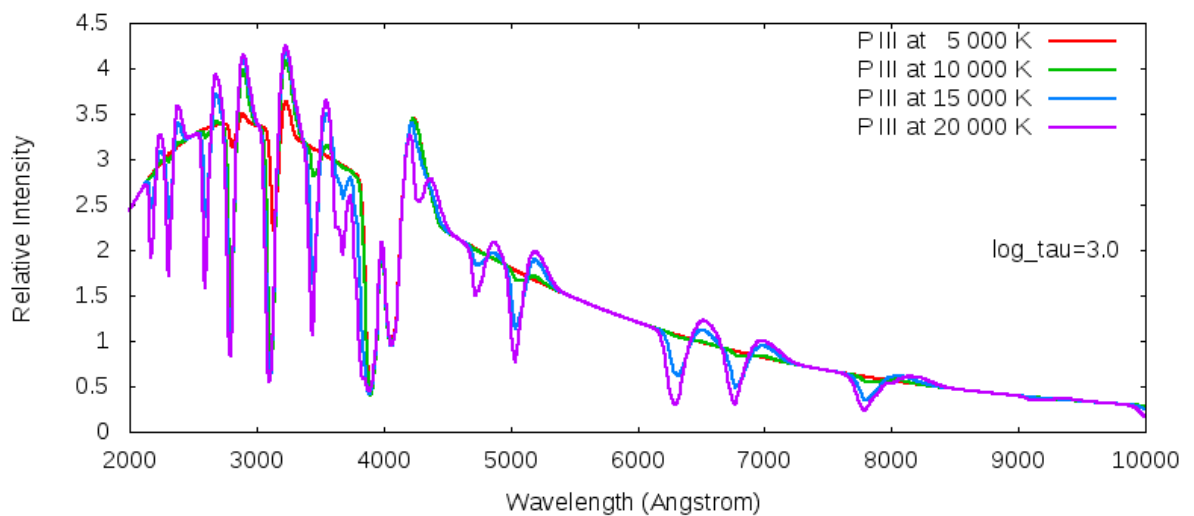
**m/15. ábra: A Si IV spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal**



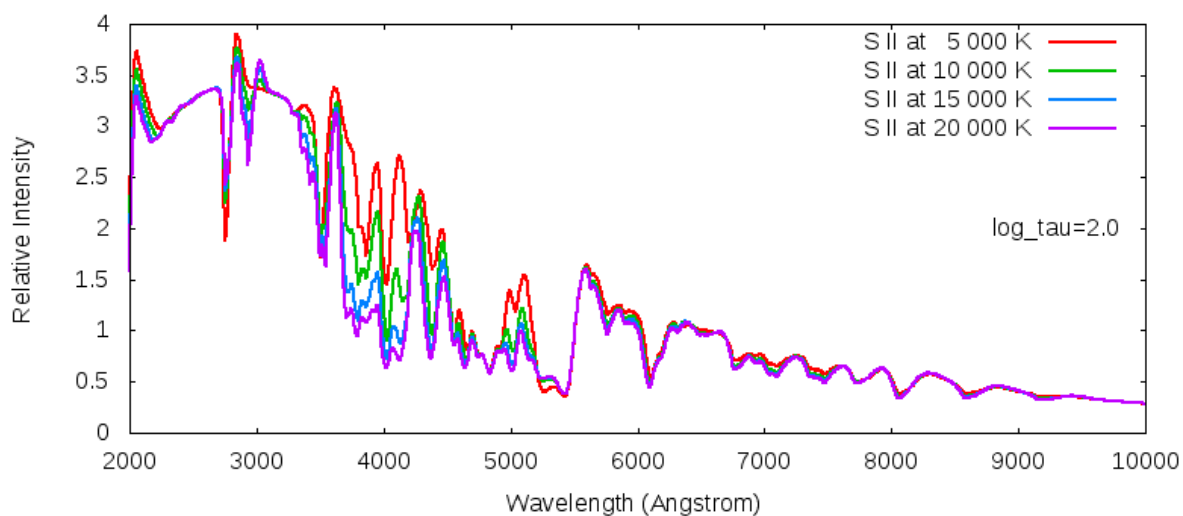
**m/16. ábra: A P II spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal**



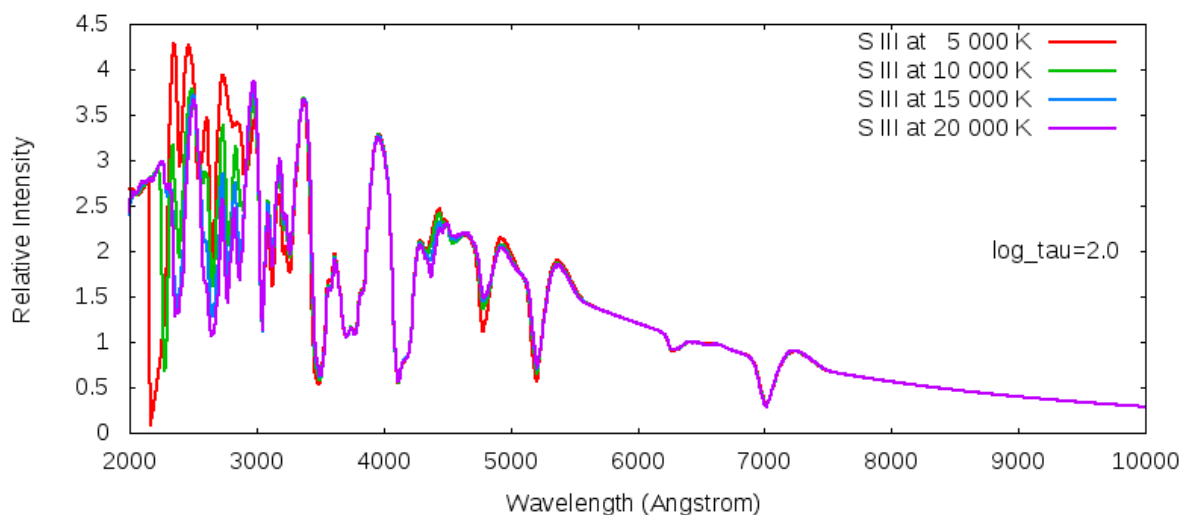
**m/17. ábra: A P III spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal**



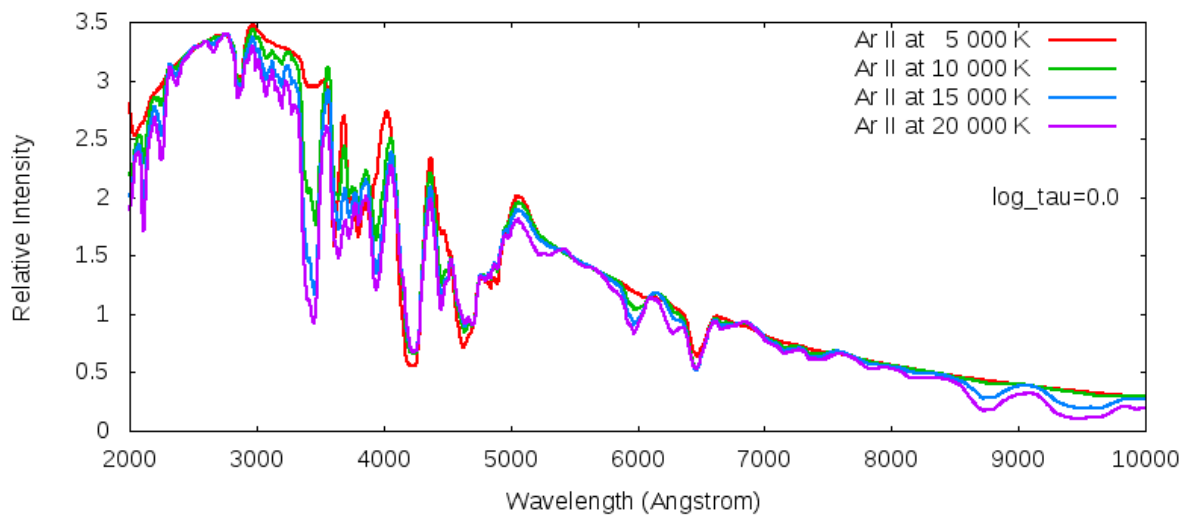
*m/18. ábra: A S II spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal*



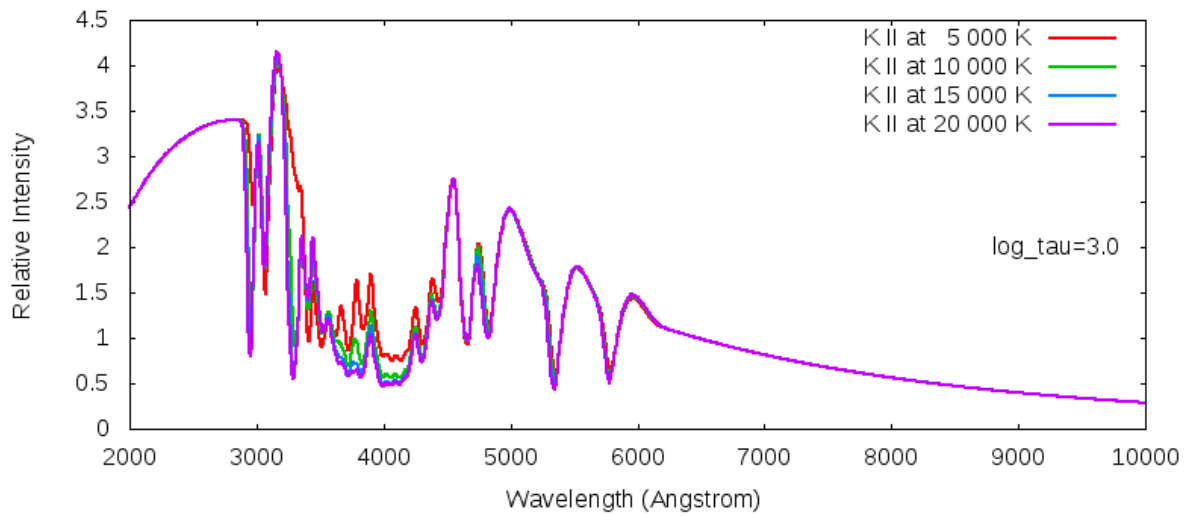
*m/19. ábra: A S III spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal*



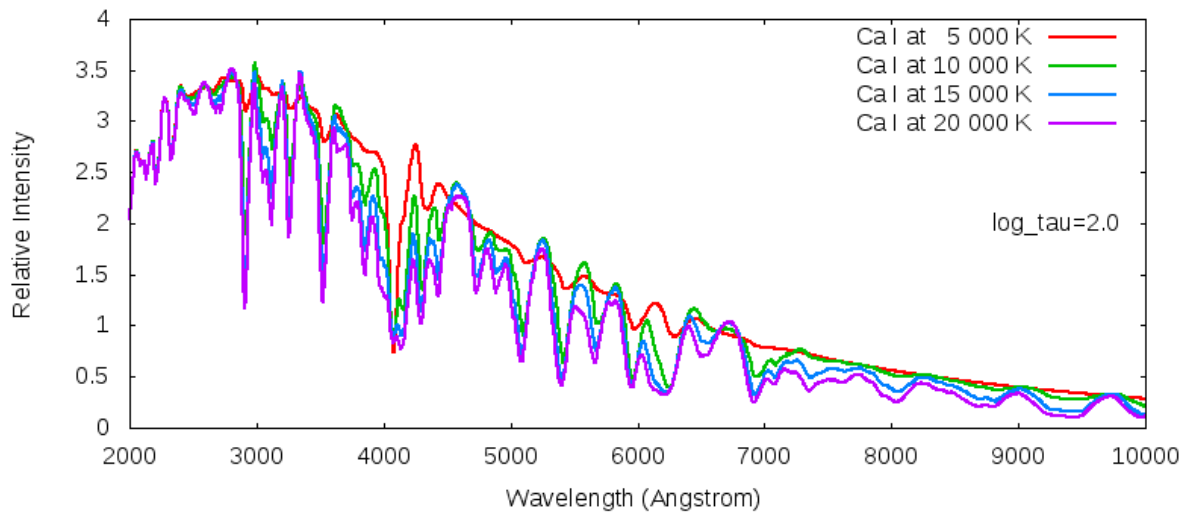
*m/20. ábra: Az Ar II spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal*



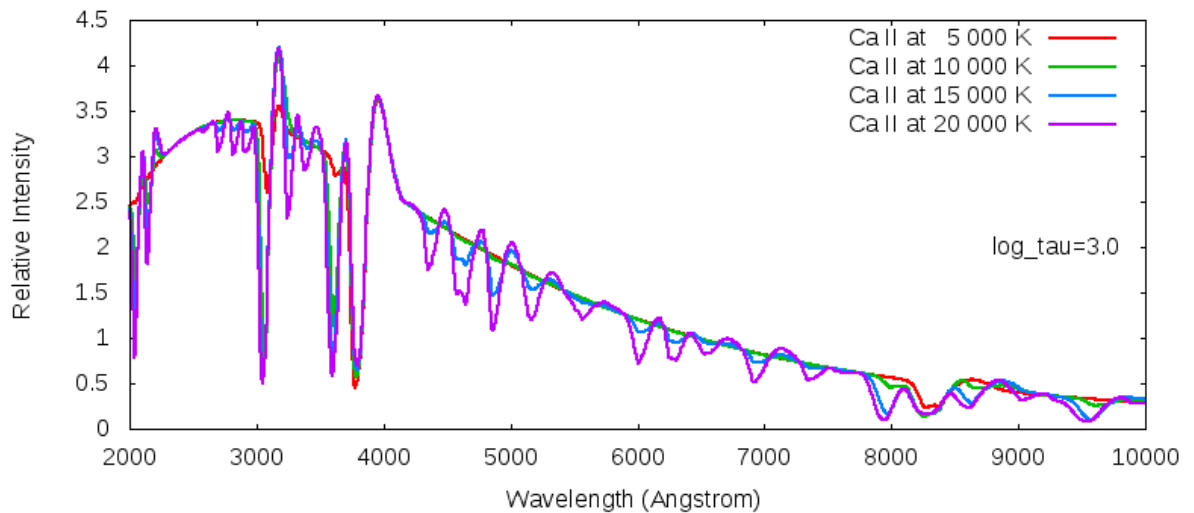
**m/21. ábra: A K II spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal**



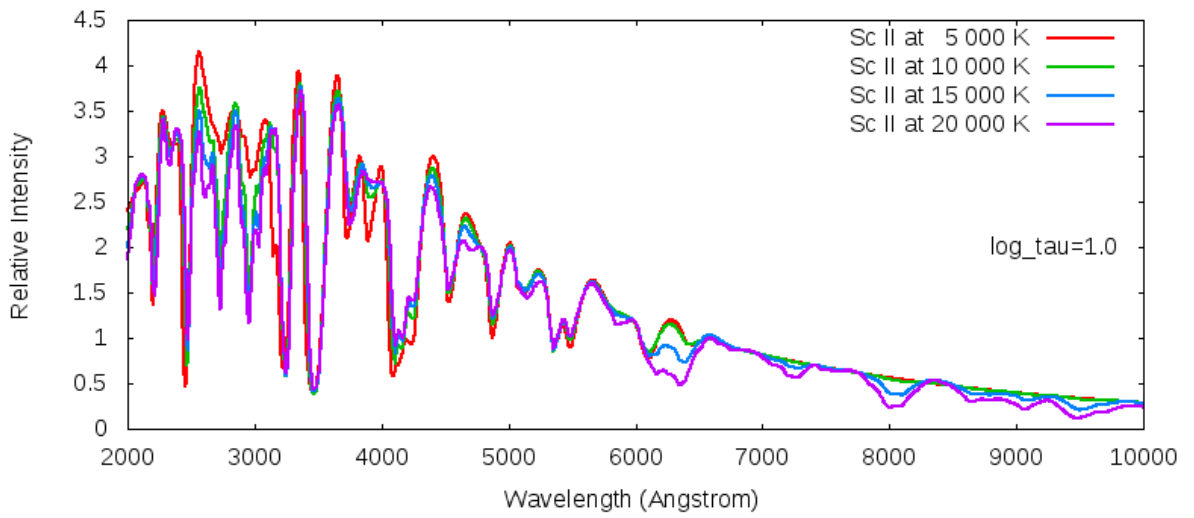
**m/22. ábra: A Ca I spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal**



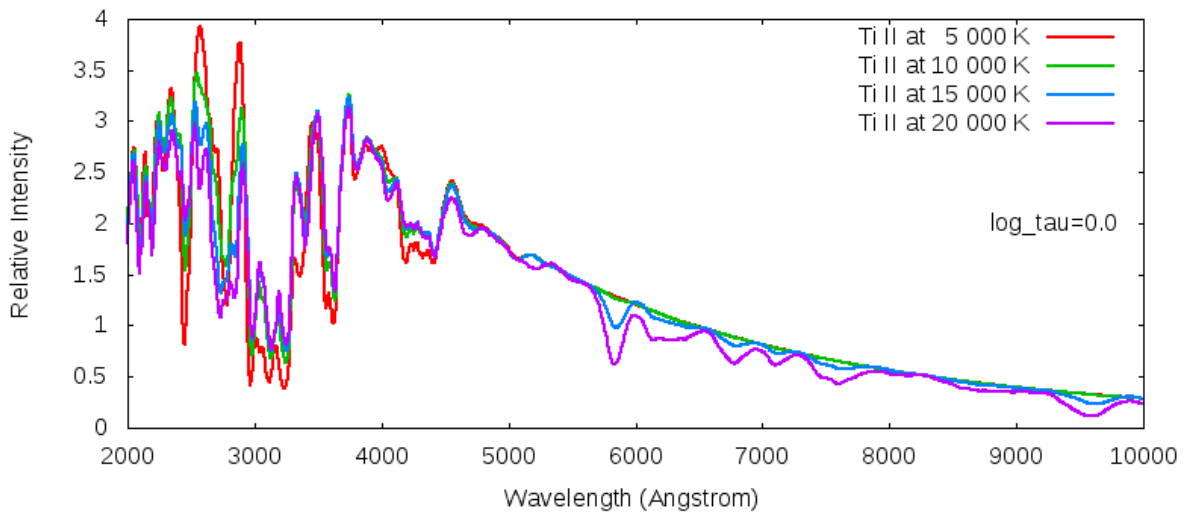
**m/23. ábra: A Ca II spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal**



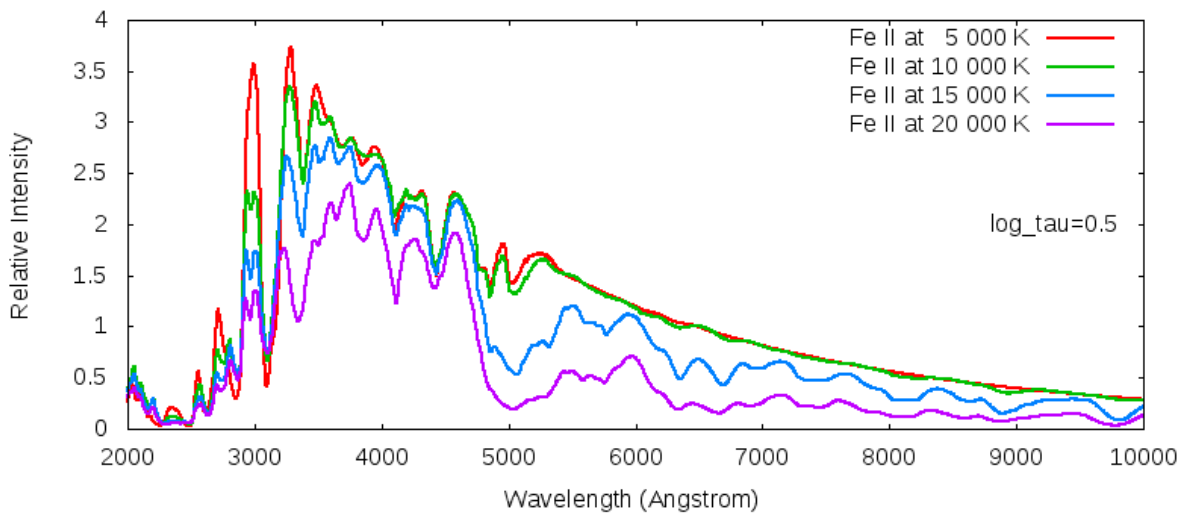
*m/24. ábra: A Sc II spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal*



*m/25. ábra: A Ti II spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal*

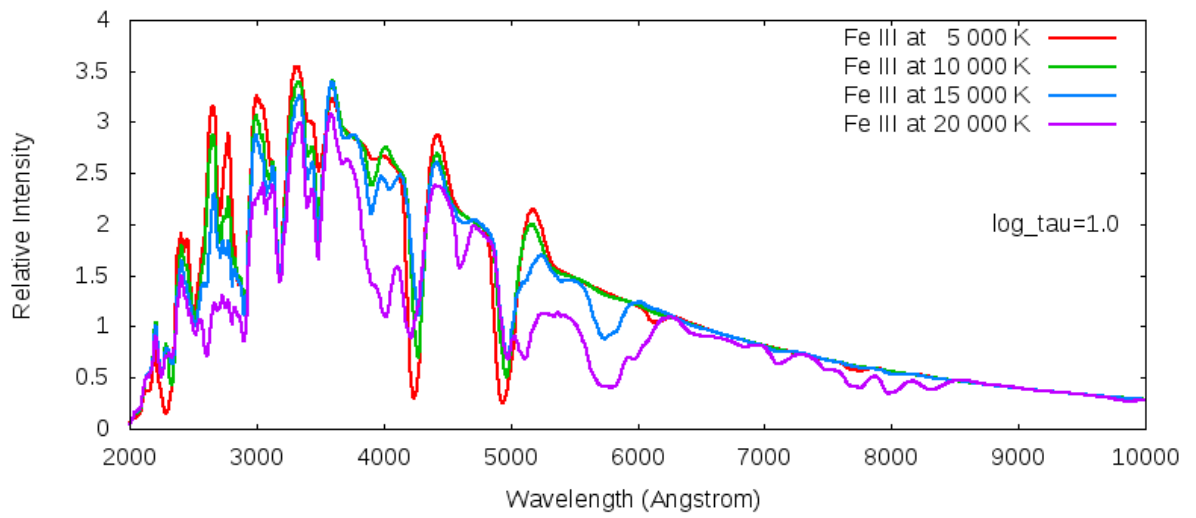


*m/26. ábra: A Fe II spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal*

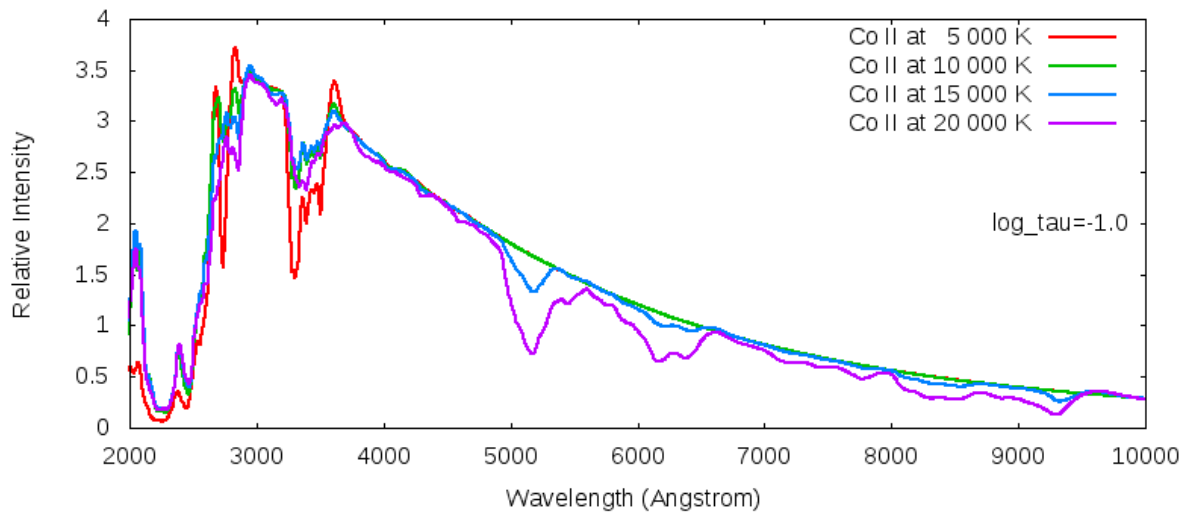




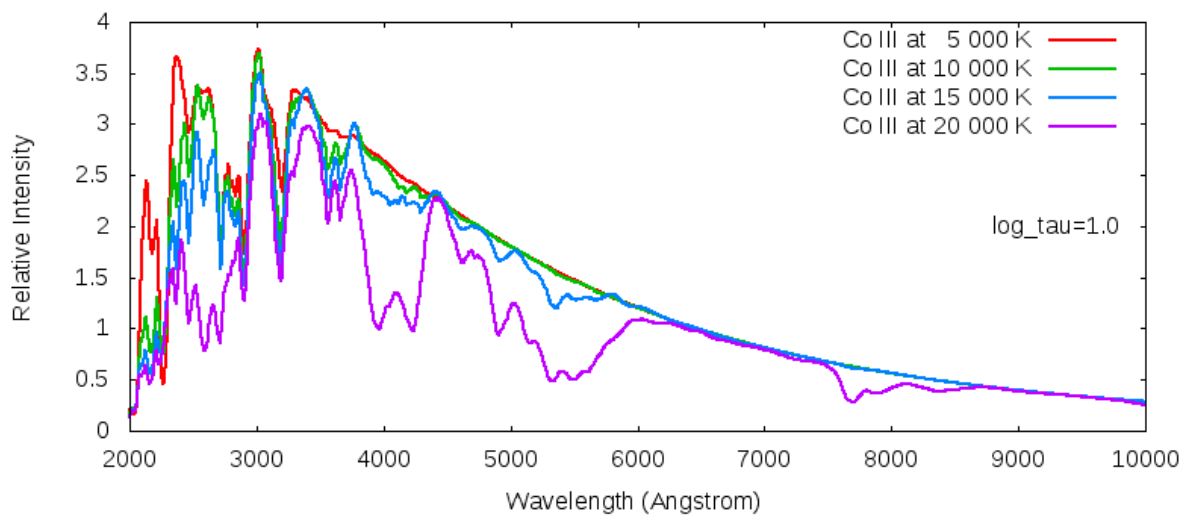
*m/27. ábra: A Fe III spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal*



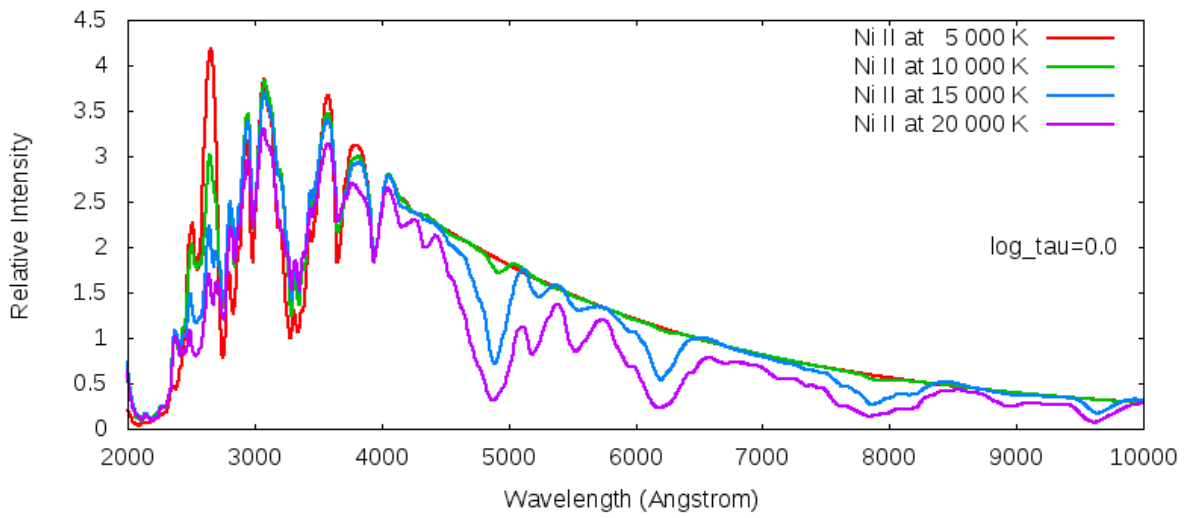
*m/28. ábra: A Co II spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal*



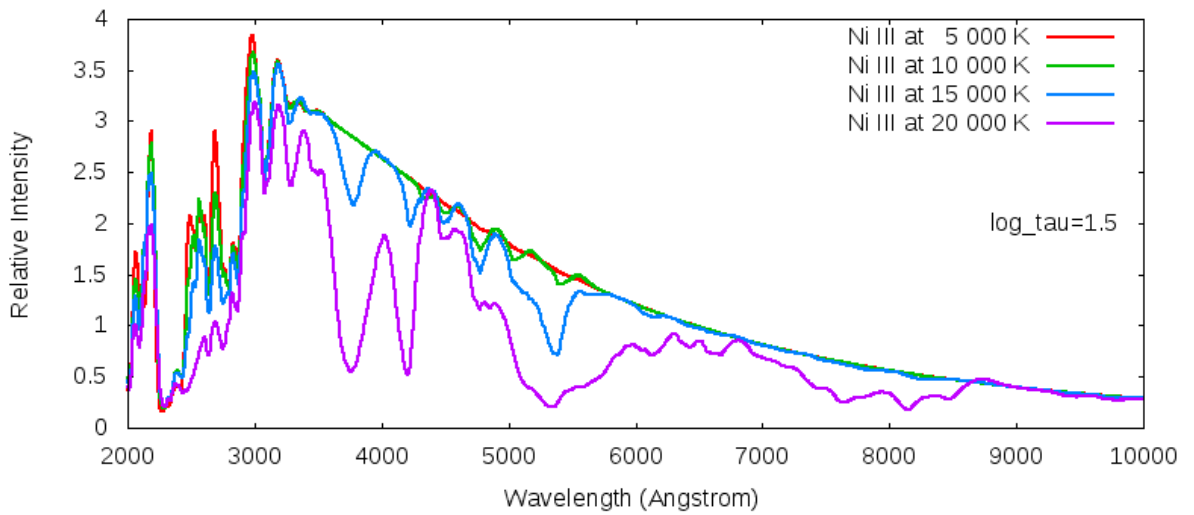
*m/29. ábra: A Co III spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal*



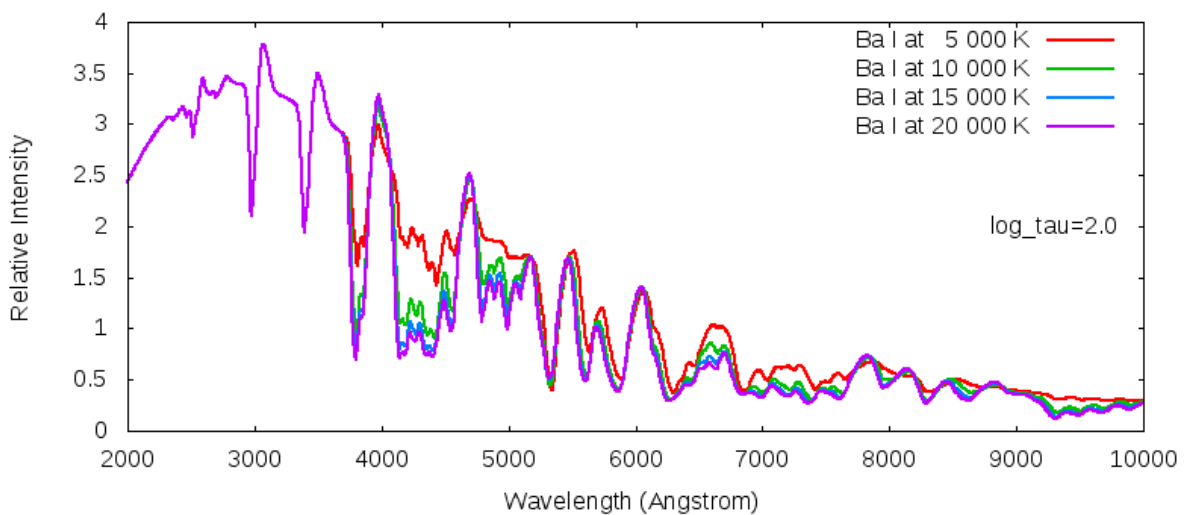
*m/30. ábra: A Ni II spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal*



*m/31. ábra: A Ni III spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal*



*m/32. ábra: A Ba I spektruma 10 000 K hőmérsékletű kontinuummal*



A szintetizált spektrumok jelentős részében vannak hőmérsékletfüggő vonalak, illetve tartományok. Ezek közül az erősebb hőmérsékletfüggést mutató vonalak/tartományok alkalmasak lehetnek a vonalképző tartomány helyén fennálló hőmérséklet és/vagy nemtermális gerjesztési folyamatok vizsgálatára, különösen akkor, ha az adott ionnak a gerjesztési hőmérséklettől független mélységű vonala is van. Ekkor a színekpvonalak egymáshoz viszonyított erősségéből közvetlenül meghatározható a(z effektív) hőmérséklet. A következő táblázatban azokat a színekpvonalakat ismertetem, amelyek hőmérsékletfüggése a erősebb, található hozzá megfelelő referenciavonal, a spektroszkópokkal jellemzően elérhető tartományban van, továbbá a vonalat létrehozó elem gyakran fordul elő szupernóvákban nagy mennyiségben. Az utolsó oszlopban látható vonalmélység hőmérsékletfüggését növekvő hőmérsékletre kell érteni, tehát „növekvő” azt jelenti, hogy magasabb hőmérsékleten nagyobb a vonalmélység, míg a „csökkenő” azt, hogy nagyobb hőmérsékleten kisebb a vonalmélység (ez utóbbi eset jelentősen ritkább). A táblázatban a vonal hullámhossza után szereplő aposztrófok azt jelölik, hogy kiterjedt vonalstruktúráról van szó aminek csak a legerősebb tagjának szerepeltetem a hullámhosszát. A vonalak nagymértékű összeolvadása (line blending) esetén tartományt adtam meg.

A táblázat csak tájékoztató jellegű, a vonal hullámhosszának a vonal legmélyebb pontját tekintetem, aminek a pontos helye számos paramétertől függ (és a P Cygni profil miatt nem egyezik sem az abszorpció maximumával, sem a laboratóriumi hullámhosszal), így a hullámhosszaknak csak a hozzávetőleges értékeit adtam meg.

A táblázatban csak 20-as rendszámig szerepelnek ionok, mert 20-as rendszám fölött már sokkal kevésbé lehet hőmérséklet-független vonalmélységű referenciavonalat találni (vagy csak az UV tartományban, ahol nincs sok haszna). A 20-as rendszám fölötti elemek kevésbé alkalmasak a fenti célokra, mert jellemzően erős line blending mellett teljes tartományokban okoznak nagymértékű abszorpciót, így hatásuk sokkal kevésbé különíthető el más elemekétől.

m/1. táblázat: hőmérsékletfüggő vonalmélységgel rendelkező színeképvonalak

Ion jele	Hőmérsékletfüggő vonal hullámhossza (Å)	Referenciavonal hullámhossza (Å)	Vonalmélység hőmérsékletfüggése
H I	9700	6300	növekvő
He I	8100	5600	növekvő
He II	6300, 9800	4500	növekvő
C I	2800	4500	csökkenő
C II	8900, 9600	6900	növekvő
C III	9400	4500	növekvő
N II	5200	4500	csökkenő-növekvő <sup>3</sup>
N III	3200, 6200, 9100	3900	növekvő
O I	2800, 5300	8900	csökkenő
O II	4200''', 6500	7100	növekvő
O III	3600	4200	növekvő
F I	8500-10000	6600	növekvő
F II	8000, 8700, 8800, 9200	3700	növekvő
Na I	9600	5600''	növekvő
Mg I	7400	5000	növekvő
Al I	8500	3800	növekvő
Al II	9000	9800	növekvő
Al III	8000	5500	növekvő
Si I	3700	3200	csökkenő
Si II	2200, 3700	6200	csökkenő
Si II	4800, 7600, 9200	6200	növekvő
Si III	9100	4400	növekvő
P III	6300, 6800, 7800	4100	növekvő
Ar II	8700, 9500	4200	növekvő
K I	5200, 5600, 6700	7300	növekvő
Ca I	5100, 5300, 6900	4100	növekvő
Ca II	3500, 7900, 9600	3700	növekvő

<sup>3</sup> a vonalmélység 5 000 K és 10 000 K között nagyon meredeken csökken, 10 000 K fölött enyhén növekszik

## 2. sz. melléklet NYILATKOZAT

Alulírott Onozó Ervin, Fizikus MSc szakos hallgató (ETR azonosító: ONEOAAT.SZE), a „Szuperfényes szupernóvák spektrális fejlődésének modellezése” című diplomamunka szerzője fegyelmi felelősségem tudatában kijelentem, hogy dolgozatom önálló munkám eredménye, saját szellemi termékem, abban a hivatkozások és idézések általános szabályait következetesen alkalmaztam, mások által írt részeket a megfelelő idézés nélkül nem használtam fel.

Szeged, 2016. május 14.

.....  
*Onozó Ervin*