SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM
TERMÉSZETTUDOMÁNYI ÉS INFORMATIKAI KAR
FIZIKA DOKTORI ISKOLA

Termonukleáris csillagrobbanások szupernóva-tomográfiája

doktori (PhD) értekezés

Barna Barnabás
okleveles csillagász

Témavezető:
Dr. Vinkó József
tudományos főmunkatárs

Szeged
2019

Tartalomjegyzék

Bevezetés **3**

1. Elméleti áttekintés **5**
1.1. Fehér törpecsillagok termonukleáris robbanása 5
1.1.1. Chandrasekhar-tömeg 6
1.2. Termonukleáris szupernóvák megfigyelt jellemzői 7
1.2.1. Ia típusú szupernóvák fénygörbéje 7
1.2.2. Ia típusú szupernóvák színképe 11
1.3. Iax típusú szupernóvák 15
1.3.1. Iax típusú szupernóvák fénygörbéje 15
1.3.2. Iax típusú szupernóvák színképe 17
1.3.3. Iax típusú szupernóvák detektálásai 18
1.3.4. Deflagrációs modellek az Iax szupernóvák magyarázataként 20

2. Alkalmazott vizsgálati módszerek **27**
2.1. Egyszerűsített szupernóva-modell 27
2.2. Spektrumillesztések a SYN++ kóddal 31
2.3. Radiatív transzfer modellezése szupernóva légkörben 34
2.4. Spektrumillesztések a TARDIS kóddal 39

3. Nagysebességű vonalformáló régiók feltérképezése Ia típusú szupernóvákban **42**
3.1. Nagysebességű vonalkomponensek azonosítása Gauss-illesztéssel 42
3.2. Az extrém sebességű SN 2010kg színképsorozatának analízise SYN++ modellek illesztésével 45
3.2.1. SN 2010kg vonalformáló régiónak feltérképezése 46
3.2.2. A 4400 Å-nál található spektrumvonal eredete 52

4. Az Iax típusú SN 2011ay szupernóva-tomográfiás analízise **55**
4.1. Korábbi eredmények az SN 2011ay megfigyelési jellemzőiről 55
4.2. Az SN 2011ay színképeinek illesztése radiatív transzfer kóddal 59
4.3. Az SN 2011ay szupernóva-tomográfiás analíziséből származó eredmények . . . 64

5. Fényes Iax szupernóvák spektrumainak tomográfiás analízise **69**
5.1. A vizsgált Iax szupernóva minta 69
5.2. Az Iax szupernóva minta színképsorozatainak illesztése radiatív transzfer kóddal 73
5.3. Az Iax szupernóva minta analíziséből származó eredmények 76
5.4. Abundancia-sablon az Iax szupernóvákhoz 80
5.5. SN 2011ay 87
5.6. SN 2012Z 88

5.7. SN 2005hk 90
5.8. SN 2002cx 92
5.9. SN 2015H 94
5.10. Az Iax szupernóvák sebesség-luminozitás relációja 96

6. Összefoglaló **98**

7. Conclusions **100**

8. Köszönetnyilvánítás **104**

Hivatkozások **105**

Bevezetés

A termonukleáris eredetű, más néven Ia típusú szupernóvák fehér törpecsillagok robbanásakor keletkező tranziens objektumok. A robbanás jelen ismereteink szerint csak többes rendszerekben fordulhat elő. A főként szénből és oxigénből álló progenitor a társcsillagától szerzett tömege révén lépheti át a kritikus, ún. Chandrasekhar-tömeghatárt, amelynél előbb beindul, majd a rohamosan növekvő hőmérséklet hatására megszalad a fúzió. A rövid időn belül rendkívüli mértékben felfényesedő szupernóvák képesek túlragyogni az gazdagalaxisukat, így akár kozmológiai távolságból is detektálhatóak.

A fehér törpecsillagok robbanási körülményei (pl. tömegük és kémiai összetételük) közel megegyeznek, így a keletkező termonukleáris szupernóvák fénygörbéi is hasonlóak egymáshoz. A megfelelő korrekciók révén a fénygörbéik átfedésbe hozhatóak, ezáltal pedig - a csillagászati távolságlétra és kalibrációs objektumok segítségével - megállapítható valódi, ún. abszolút fényességük. Az ilyen objektumokat standardizálható gyertyáknak nevezzük és a megfigyelt, valamint az abszolút fényességek összevetése alapján távolságmérésre használhatóak. A kilencvenes évek második felében egymástól függetlenül két kutatócsoportnak is az Ia típusú szupernóvák megfigyelésére alapozva sikerült kimutatnia az Univerzum gyorsuló tágulását (Riess és mtsai, 1998; Perlmutter és mtsai, 1999), amelyet 2011-ben Nobel-díjjal jutalmaztak. Az Ia típusú szupernóvák jelentősége azonban túlmutat a kozmológiai távolságok meghatározásán. A robbanást követően szétrepülő gázburok extrém fizikai tulajdonságai, valamint a környezetével való kölcsönhatása olyan asztrofizikai laboratóriumot jelent számunkra, amelynek körülményei a Földön nem állíthatóak elő. A fehér törpecsillagok robbanása során lezajló nukleoszintézis állítja elő elsősorban a szilícium és cink közötti elemek jelentős részét, valamint a szétrepülő szupernóva-légkör szennyezi be környezetét a keletkezett elemekkel. Intersztelláris gázfelhővel való ütközéskor a szupernóva lökéshulláma összesöpörheti a gázt, a kialakuló lokális sűrűsödésekben pedig csillagkeletkezés indulhat be.

A sokrétű jelentőségük és a több évtizedes intenzív kutatás ellenére az Ia típusú szupernóvák pontos kialakulása továbbra is nyitott kérdés. A legfőbb probléma, hogy a modern csillagászat által vizsgált Ia szupernóvák kivétel nélkül távoli galaxisokban bukkantak fel, így felfedezésük - néhány, rosszul mintavételezett esettől eltekintve - legkorábban néhány nappal a robbanás után történhetett. Ennélfogva nem ismert a szupernóvák progenitorainak pontos természete sem. A progenítor rendszerét leíró elméleti modellek két, egymástól gyökeresen eltérő forgatókönyvet vázolnak fel a tömegszerzés módjára. Az ún. szimplán degenerált (SD) verzióban a fehér törpe társcsillaga egy fősorozati vagy késői óriáscsillag, amely kitölti a Roche-térfogatát és anyagot ad át az L1 Lagrange-ponton keresztül. A másik, ún. duplán degenerált (DD) forgatókönyv szerint a donor csillag szintén egy fehér törpecsillag, amely ütközés vagy akkréció útján növelheti a felrobbanó csillag tömegét. Mindkét progenítor-forgatókönyv esetében több robbanási modell létezik, amelyek képesek magyarázatot adni a szupernóvák megfigyelési paramétereire, így pl. a maximális fényességre, a fénygörbe alakjára vagy a főbb spektrális jellemzőkre.

Az egyes robbanási modellek közötti különbségek élesebben kiütköznek a jósolt kémiai elemeloszlások, szakszóval abundanciaprofilok terén. Az egyes kémiai elemek jelenlétére és mennyiségére (a radioktív ^{56}Ni kivételével) csak a színképvonalak elemzése adhat választ. Ennek egy lehetséges módja, hogy a szupernóva-légkörben lezajló radiatív transzfer modellezése útján szintetikus színképeket készítünk, majd ezeket a bemeneti paraméterek változtatásával illesztjük a mért spektrumokhoz. Szupernóvák színképeinek illesztése során számos nehézséggel kell megküzdeni, mint pl. a modellezés során használt fizikai közelítések realisztikussága, számítási igény optimalizása vagy az illesztési paraméterek száma. Utóbbi probléma kezelésére megoldást jelenthet a illesztési feltételek növelése oly módon, hogy egy szupernóva időben változó színképei közül többet illesztünk meg ugyanazzal a modellel. Ezt a fajta analízist szupernóva-tomográfia technikának nevezzük. Lényege, hogy a robbanást követően a szupernóva homológ módon tágul, ezáltal minden réteg sűrűsége egyenletesen csökken. Az optikailag átlátszatlan fotoszféra, amely a színképvonalformáló régiók alsó határát jelenti, visszahúzódik. Az idő múlásával a szupernóva egyre mélyebb rétegeibe nyerhetünk bepillantást; a színképsorozat illesztésével pedig feltérképezhetjük a fizikai paraméterek, valamint a spektrumvonalformáló régiók elhelyezkedését. Kutatómunkám során a szupernóva-tomográfiás technika alkalmazásával vizsgáltam Ia típusú szupernóva-robbanások során keletkezett kémiai elemek mennyiségét, valamint eloszlását. A színképillesztésekhez az egy dimenziós radiatív transzferkódot, a TARDIS-t alkalmaztam, amellyel fizikailag megalapozott modellek szintetikus színképei számíthatóak ki viszonylag rövid futási idők mellett, lehetővé téve ezzel a színképek illesztését.

Habár asztrofizikai és kozmológiai szempontból a klasszikus, normál Ia típusú robbanások a jelentősek, színképeik helyes modellezése problémákba ütközik. A nagy tágulási sebességek miatt a színképvonalak kiszélesednek és átfedik egymást, növelve ezzel a paraméterek degenerációját. Doktori munkámhoz olyan objektumokat kerestem, amelyek színképei több és pontosabb illesztési feltételt biztosítanak. Ebből a megfontolásból esett a választásom a pekuliáris Iax típusú szupernóvákra. A normál társaikhoz képest az Iax objektumok halványabbak, tágulási sebességük pedig kisebb, így a színképvonalaik csak kisebb részben fednek át. Mindkét említett fizikai paraméter tekintetében az Iax szupernóvák széles skálát ölelnek fel, ami további megkötéseket jelent a robbanások közös eredetének magyarázatához. Mivel az Iax szupernóvák szintén fehér törpecsillagok termonukleáris robbanásakor születnek, a robbanási folyamatok felderítése közvetlen segítséget jelent a normál Ia típusú szupernóvák értelmezéséhez.

Dolgozatom első részében áttekintést adok a termonukleáris szupernóvák megfigyelési jellemzőiről, valamint a magyarázatukra kidolgozott progenitor- és robbanási modellekről. A folytatásban ismertetem a robbanások során lezajló fizikai folyamatokat, különös tekintettel a színképek kialakulására. Ezt követően bemutatom a szupernóvák színképanalízisének különböző módszereit, külön fejezetet szentelve az általam használt radiatív transzfer-kód, a TARDIS leírásának. Dolgozatom második felében ismertetem az által vizsgált szupernóvákat, analízisem eredményét, illetve azok értelmezését; továbbá, kitekintést adok a jövőbeli alkalmazásokra és lehetőségekre.

1. Elméleti áttekintés

1.1. Fehér törpecsillagok termonukleáris robbanása

A fehér törpecsillag a csillagfejlődés egy végállapota, amely kistömegű, M < 4 $M_\odot$ csillagok vörös óriás fázisa után jön létre (Carrol és Ostlie, 2007). Utóbbit a csillag magjában lezajló hélium-fúzió okozza:

$$3\,^4He -> \,^{12}C, \tag{1}$$

amelynek hatására kialakul a szén-mag. Ennek a folyamatnak végére a sugárnyomás lecsökken, a mag összehúzódik és beindul a szén-fúziója is:

$$2C^{12} -> \,^{20}Ne \,+\, ^4He \tag{2}$$

$$C^{12} \,+\, ^4He -> \,^{16}O\,. \tag{3}$$

A csillag magja körüli héjban tovább zajlik a hidrogén-fúzió, amelynek hatására a burok lassú tágulásba kezd. Az alatta található hélium-rétegben is fokozatosan beindul, majd megszalad az elfajult hélium fúziója. Az ennek hatására kibocsájtott termális pulzusok levetik a csillag burkát, hátrahagyva az elfajult állapotban lévő csillagmagot. Az így kialakuló fehér törpe javarészt szénből és oxigénből áll, kisebb részben (< 5%) tartalmazhat magnéziumot és neont. Tömege az eredeti csillag tömegétől függően 0,2-1,4 $M_\odot$ közötti érték lehet, átmérője nagyságrendileg 1000 km. Az extrém sűrűséget kvantumos hatások, névlegesen az elfajult anyag elektrondegenerációs nyomása teszi lehetővé. Az elektrondegenerációs nyomás a Pauli-elv (az egyazon rendszerhez tartozó elektronoknak legalább egyik kvantumszámukban különbözniük kell) és a Heisenberg-féle határozatlansági reláció (egy részecske pozíciója és impulzusa nem határozható meg egyszerre) egyenes következménye. Amennyiben az elfajult anyag hatdimenziós fázisterét (három sebesség-, illetve három térkoordináta) felosztjuk h^3 térfogatú cellákra, minden cellában csak két, ellentétes spinű elektron tartózkodhat. Amennyiben a gravitációs összehúzódás a elektronokat a kvantumstatisztika által előírtnál is jobban nyomná össze, egy ellentartó hatás, ún. kvantumnyomás jelentkezik.

A határozatlansági reláció értelmében nagy nyomás esetén az elektronok jól lokalizáltak, így impulzusuk:

$$\Delta p \,\approx\, h n_e^{1/3} \,= p_F \tag{4}$$

az ún. Fermi-impulzus. Az elektongáz akkor válik elfajulttá, amikor a Fermi-energia meghaladja a termális energiát, vagyis:

$$E_F = \frac{p^2}{2m_e} \geq kT \tag{5}$$

Határesetben behelyettesítve a nyomásintegrál képletébe, kapjuk a degenerált elektrongáz nyomását:

$$P_e = n_e kT = \int_0^\infty pvn_e dp = K \times p_F^5 \tag{6}$$

A fehér törpe tömegének növekedésével a gravitációs nyomás fokozódik. A kvantumnyomás az ún. Chandrasekhar-határtömeg eléréséig tud ennek ellent tartani.

1.1.1. Chandrasekhar-tömeg

A fehér törpék határtömege az energiamérleg határesetéből becsülhető. A szférikusan szimmetrikus objektum gravitációs energiájának kifejezése:

$$E_{gr} = -\frac{GM^2}{R}\,, \tag{7}$$

amelyben G a gravitációs állandó, M az objektum teljes tömege, R pedig a sugara. Mivel az ionok mozgási energiája ilyen extrém körülmények között elhanyagolható, míg a relativisztikus sebességgel mozgó elektronok mozgási energiája azok Fermi-impulzusával számítható:

$$E_e = N_e p_F c = \hbar c \frac{N_e^{1/3}}{R}\,, \tag{8}$$

ahol N_e a fehér törpében található összes elektron száma. Amennyiben az energiamérleg negatív ($E_{gr} + E_e < 0$), az objektum egyensúlyban van, a tömegszerzés révén azonban a WD hőmérséklete és sűrűsége egyre növekszik, amíg be nem indul a szén fúziója. A stabilitás határán ($E = 0$):

$$\hbar c \frac{N_e^{1/3}}{R} = \frac{GM_{Ch}^2}{R}\,. \tag{9}$$

amelyből kiszámítható a Chandrasekhar-féle határtömeg közelítése:

$$M_{Ch} \approx \left(\frac{\hbar c}{Gm_p^{4/3}}\right)^{3/2} \left(\frac{Z}{A}\right)^2, \tag{10}$$

behelyettesítve az m_p proton-tömeget, valamint a Z és A átlagos rend-, illetve tömeg-számot. Az ilyen módon kapott Chandrasekhar-tömeg kb. 1,4 $M_\odot$, amely közel van a precíz elméleti kalkulációk alapján számolt M_{Ch} = 1,44 $M_\odot$ értékhez. A határtömeg jelentősen módosul, amennyiben a fehér törpecsillag gyorsan forog (M_{Ch} = 2,0-2,1 $M_\odot$), illetve kisebb mértékben befolyásolhatja a fehér törpecsillag magjának kémiai összetétele. Megjegyzendő, hogy a DD modellek némelyikében (pl. összeütköző WD-k esetén) a robbanás nem a Chandrasekhar-tömegnél következik be, a fúzió kiindulópontja ugyanis ilyenkor a masszívabb fehér törpe felszíne.

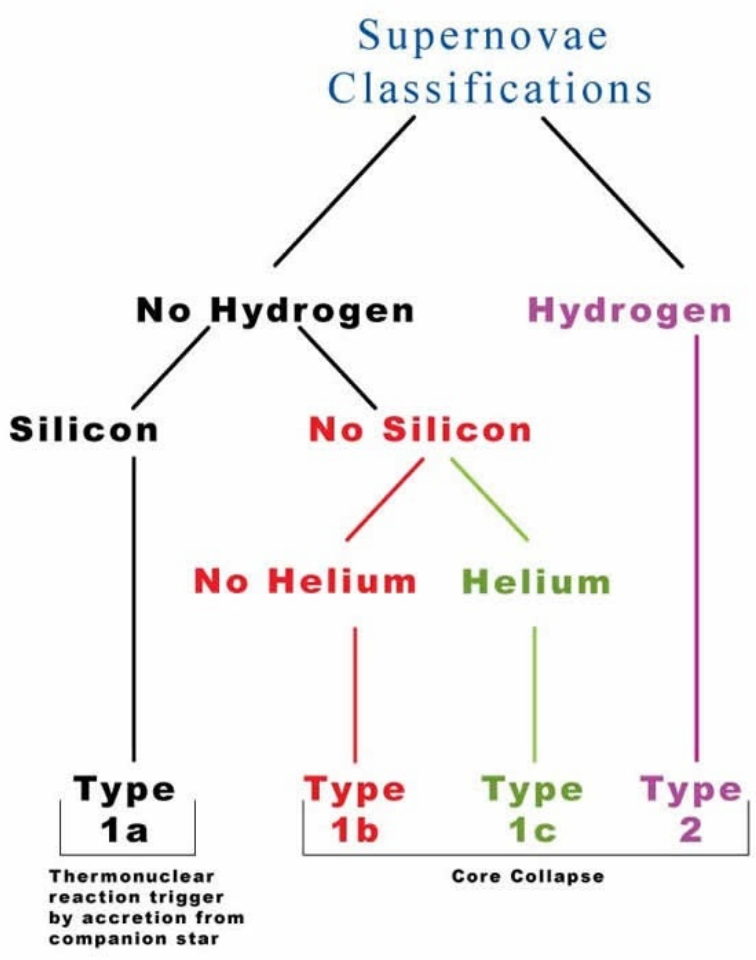
1.2. Termonukleáris szupernóvák megfigyelt jellemzői

A csillagrobbanásokat, azaz a szupernóvákat alapvetően két csoportba soroljuk: az I-es típusúak színképei nem mutatják hidrogén nyomait, míg a II-es típusúaké igen. Ez a fajta tudománytörténeti besorolás a későbbiek folyamán több alkategóriával bővült, továbbra is a színképek analízise alapján. A nyolcvanas évek végére egyértelművé vált, hogy a megfigyelt spektrális diverzitás alapvetően két, egymástól teljesen különböző robbanási folyamatnak tudható be. A II-es, valamint az Ib és Ic típusba tartozó objektumok nagy tömegű csillagokból keletkeznek, amikor azok magjai már nem termelnek elegendő energiát és a gravitáció nyomása alatt összeomlanak. Az Ia típusú szupernóvák ezzel szemben a kisebb tömegű csillagok végállapotát jelentő fehér törpékből jönnek létre, amikor azok a kritikus tömeg elérésekor (lásd 1.1.1. fejezet) termonukleáris úton felrobbannak.

Ahogy az utóbbi három évtizedben kiderült, a termonukleáris szupernóvák csoportja sem homogén; fényességük és színképük alapján több altípus különböztethető meg a többséget jelentő 'normál' Ia típusú szupernóváktól. Ilyen alcsoportok többek között az első felfedezett objektumukról elnevezett 91bg, 91T vagy a 02cx (más néven Iax) típusú szupernóvák. Jelen alfejezet összegzi a normál Ia szupernóvák fotometriai- és spektrális tulajdonságait, valamint az Iax típusú robbanások ezektől eltérő jellemzőit.

1.2.1. Ia típusú szupernóvák fénygörbéje

A normál Ia típusú szupernóvák maximális fényességei, valamint fényességváltozásuk ütemei igen hasonlóak egymáshoz. Ennek magyarázata, hogy progenitoraik, a fehér törpecsillagok kémiai változatossága viszonylag kismértékű; a robbanások közel azonos tömegnél (Chandrasekhar-tömeghatár), illetve valószínűsíthetően hasonló módon történnek. Következésképpen, a szupernóva fénygörbéjét befolyásoló fő paraméterek, vagyis a szétrepülő anyagfelhő tömege (M_{ej}) és a szintetizált radioaktív nikkel mennyisége ($M_{Ni^{56}}$) is csak viszonylag kis skálán változnak. Habár sokáig standard gyertyaként tekintettek az Ia típusú szupernóvákra, a fent említett diverzitás miatt valójában nem azok. Azonban a megfelelő korrekciók és skálázások után alkalmasak távolságmérésre, és mint ilyen, ún. 'standardizálható' gyertyákként a kozmológia távolságskálák



1. ábra. A szupernóvák klasszifikációja a spektrális jellemzők alapján.

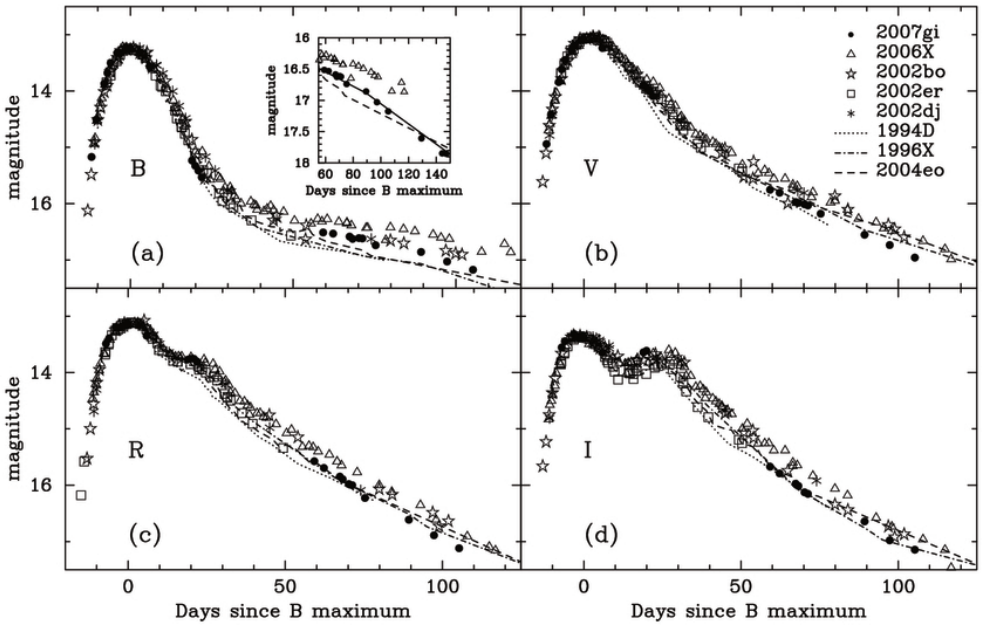
meghatározásának alapvető eszközeivé váltak.

A robbanást követő első napokban az anyagfelhő közel gömszimmetrikusan szétszóródik és nagy sebességel tágulni kezd. Mivel szétrepülő burkot semmilyen hatás nem lassítja érdemben, a tágulás homológ lesz, vagyis egy réteg v_i expanziós sebessége arányos a robbanás középpontjától mért R_i távolsággal:

$$\frac{v_i}{R_i} = \frac{v_{ref}}{R_{ref}}\,, \tag{11}$$

ahol v_{ref} és R_{ref} egy referencia réteg (pl. a fotoszféra) sebessége és sugara. A homológ tágulásból eredően használható a szupernóva burok egy rétegének sebessége radiális koordinátaként is.

A keletkezett nagy mennyiségű radioaktív nikkel bomlása, amelynek $t_{1/2} = 6,077$ napos felezési ideje kellően rövid, ellensúlyozni tudja a tágulás okozta lehűlést. Az anyagfelhő egy közel konstans hőmérsékletű tűzgömbbel modellezhető. Ennélfogva a szupernóva által kibocsájtott energia, így a megfigyelhető fényessége is az idővel négyzetesen növekszik:



2. ábra. A jobb felső panelben felsorolt Ia típusú szupernóvák fénygörbéi BVRI színszűrőkben mérve. Forrás: Zhang és mtsai (2010)

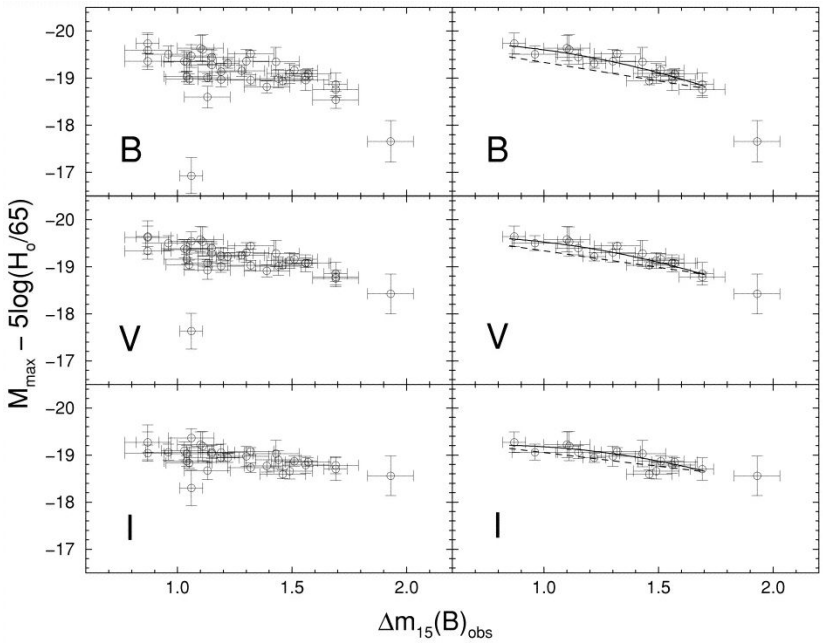
$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4 = 4\pi \sigma T^4 v^2 t^2 = K \times t_{exp}^2, \tag{12}$$

ahol t_{exp} a robbanás óta eltelt idő, v_{fot} a fotoszféra sebessége, T pedig a szétrepülő burok hőmérséklete, amely a fentiak alapján közel állandó. A közelmúlt eredményei rámutattak, hogy bár elsőrendű közelítésként jól működik a táguló tűzlabda modell, a precíz fénygörbeillesztésekhez eltérő kitevőt kell alkalmazni:

$$L = K \times t_{exp}^n, \;\; 1,7 < n < 2,5\,, \tag{13}$$

amiből Firth és mtsai (2015) átfogó analízise n = 2,44 átlagos értéket állapított meg.

A normál Ia típusú szupernóvák nagyjából három hét alatt érik el a maximális fényességüket. B színszűrőben az átlagos felfényesedési idő t_{rise} =18,98 nap (Firth és mtsai, 2015), hosszabb hullámhosszakon végzett megfigyelések esetén azonban a maximális fényesség elérése tovább tart. A maximum pillanatában a ^{56}Ni bomlásából származó energia megegyezik a szupernóva által kibocsájtott energiával (Arnett, 1979). Ezt követően viszonylag gyors elhalványodás veszi kezdetét, nagyjából 0,06-0,12 mag/nap fénygörbe-meredekséggel. A gyors változás a radioaktív nikkel csökkenő mennyiségének tudható be és hozzátevőlegesen a maximumot követő egy hónapig tart. Elsőként Pskovskii (1977), majd később Phillips (1993) mutatták ki, hogy összefüggés van az Ia szupernóvák maximális fényessége és a fényességcsökkenés üteme között. Utóbbi jellemzésére vezették be a Δm_{15}(B) paramétert, amely a B szűrőben, magnitúdóban mért fényesség csökkenését adja meg a maximumtól számított tizenöt nap alatt. Az ún.



3. ábra. Balra: 41 normál Ia típusú szupernóva abszolút BVI magnitúdói a Δm_{15}(B) paraméter függvényében. Jobbra: ugyanazon minta 23 szupernóvája, amelyek szignifikáns gazdagalaxis-vörösödést mutatnak. Forrás: Phillips és mtsai (1999)

Phillips-reláció alapján a fényesebb szupernóvák elhalványulása lassabb; számszerűsítve:

$$M_{max}(B) = -21,73 + 2,7\Delta m_{15}(B) \tag{14}$$

A korreláció által lehetővé válik, hogy relatív fényességmérések által állapíthassuk meg a szupernóva abszolút fényességét, közvetve pedig a távolságát is. A Phillips-relációra alapozva több algoritmus is készült, amelyek további paraméterek bevezetésével javították a fénygörbeillesztés hatékonyságát; ilyen volt többek között az *MLCS* (Riess és mtsai, 1996) és az ún. stretch-módszer (Perlmutter és mtsai, 1999). A '90-es évek végére ezeknek, valamint a célirányos megfigyelési programoknak köszönhetően az Ia szupernóvák távolságméréseire alapozva tudták kimutatni az Univerzum gyorsuló tágulását (Riess és mtsai, 1998; Perlmutter és mtsai, 1999). Az eredményt közel egyidőben publikáló, ám azt teljesen függetlenül elérő két kutatócsoport, a *Supernova Cosmology Project* és a High-Z Supernova Search Team is Nobel-díjban részesült. Az észlelések számának növekedésével, valamint a továbbfejlesztett fénygörbeillesztő kódokkal (pl. MLCS2k2, SALT; Jha és mtsai, 2007; Guy és mtsai, 2007) elérhető közelségbe került, hogy a Hubble-paraméter értékét 1%-os pontossággal határozhassuk meg (Riess és mtsai, 2016, 2018).

A Phillips-reláció önmagában egy teljesen empirikus összefüggés. A fizikai hátterének magyarázatához több folyamat is hozzájárul(hat). Míg a maximális luminozitás leírható mindössze egyetlen paraméter, a robbanás során keletkezett radioaktív nikkel tömegével, addig a fénygörbe maximumot követő lecsengése a fotonok diffúziós idejével arányos, ami:

$$\Delta m_{15}(B) \sim t_{diff} \sim \left(\frac{\kappa^2 M^3}{E_K}\right)^{1/4} \tag{15}$$

a κ opacitástól, a szupernóva M tömegétől és E_k kinetikus energiájától függ. A κ vonalopacitást elsősorban a vas-csoport elemei (iron group elements, IGE-k) dominálják, amelyek átmenetei főként a rövidebb hullámhosszakon találhatóak. A nagyobb mennyiségű radioaktív nikkel keletkezése révén az IGE-k feldúsulása a κ paraméter növekedését eredményezi, létrehozva ezáltal a fent részletezett összefüggést. A nikkel bomlása során felszabaduló energia részben a ledobott burok hőmérsékletét növeli, ezáltal (Wien-törvény szerint) eltolva a fluxus-eloszlást a rövidebb hullámhosszak irányába, tovább növelve a κ értékét.

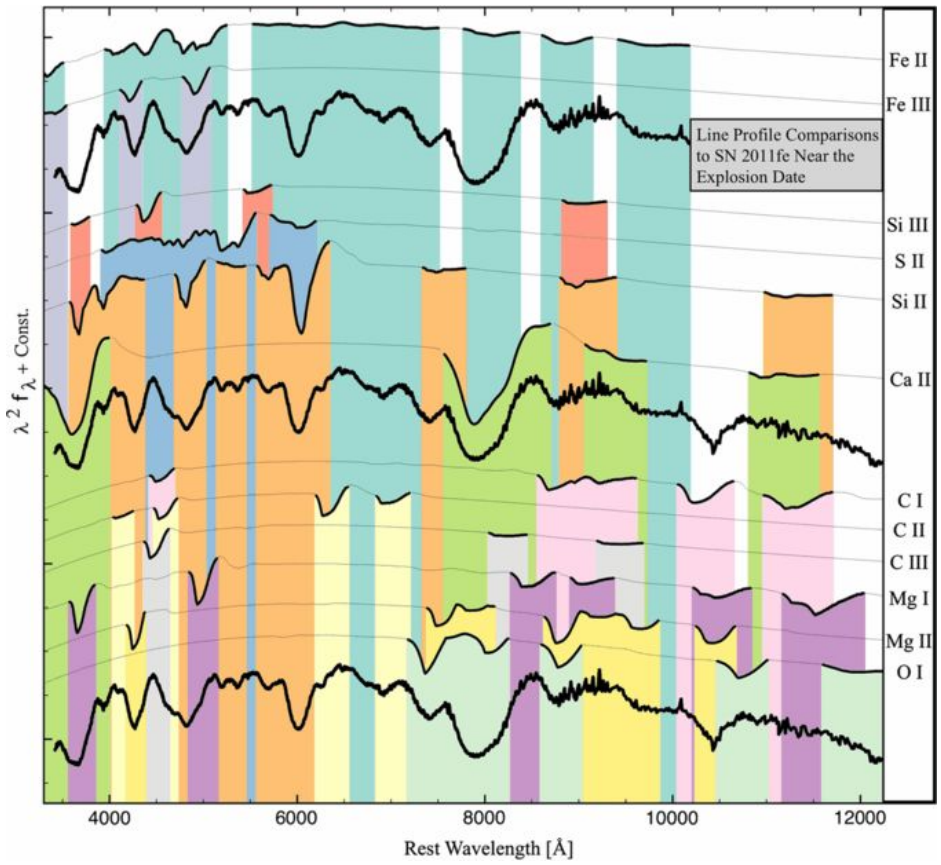
A hosszabb hullámhosszakon működő $RIJHK$ színszűrőkkel mért fénygörbéken egy második csúcs is megfigyelhető az első maximumot követő huszonötödik nap környékén (Kasen és mtsai, 2006). A másodlagos maximum összefüggésbe hozható a kémiai elemek, elsősorban a ^{56}Ni rétegződésével a szupernóva-légkörben. Ahogy a szupernóva kitágul és lehűl, a belső tartományában, ahol az IGE-k alkotják a légkör nagyobb hányadát, a többségében kétszeresen ionizált atomok rekombinálódnak. Ezáltal a közeli infravörös tartomány hullámhosszain növekszik az emisszió. Ahogy a visszahúzódó fotoszféra eléri a IGE-k által dominált régiót, a fluxus-többlet detektálhatóvá válik a megfigyelő számára.

Nagyjából egy hónappal a (fő-)maximum után a fénygörbe meredeksége 0,01-0,01 mag/napra változik, vagyis a szupernóva lasabban halványodik. A folyamatosan táguló és lehűlő burok nagyjából két hónappal a maximum után válik optikailag átlátszóvá. Ettől a ponttól kezdve már nem beszélhetünk fotoszféráról és a szupernóva az ún. nebuláris fázisba lép. A fluxus jelentős részét adó, ám fogyatkozó ^{56}Ni helyébe hosszabb felezési idejű izotópok lépnek. A gamma-fotonok domináns forrása ∼50 nappal a maximum után az ^{56}Co ($t_{1/2}$ =71,2 nap), ∼500 nappal később pedig az ^{57}Co ($t_{1/2}$ =271,7 nap).

A normál Ia típusú szupernóvák szín-fejlődése szintén közel azonos (Phillips és mtsai, 1999). A Lira-relációként is ismert megfigyelési tény szintén alátámasztja azt a feltételezést, hogy ezek az objektumok ugyanazon robbanási mechanizmus eredményeként jönnek létre. Ugyanakkor a termonukleáris robbanások alosztályai, mint pl. a 91bg, 91T vagy az 02cx típusú szupernóvák jelentős eltéréseket mutatnak a Lira-relációtól, színfüggvényeik az egyes csoportokon belül sem teljesen homogének. Az Ia szupernóvák színe a maximális (bolometrikus) fényességet megelőzően a kékből a vörös felé változik, majd közel állandó marad az azt követő hetekben. A Lira-relációt felhasználva a megfigyelt színgörbék egyedi eltérése alapján megbecsülhető a szupernóvák gazdagalaxisának vörösödése.

1.2.2. Ia típusú szupernóvák színképe

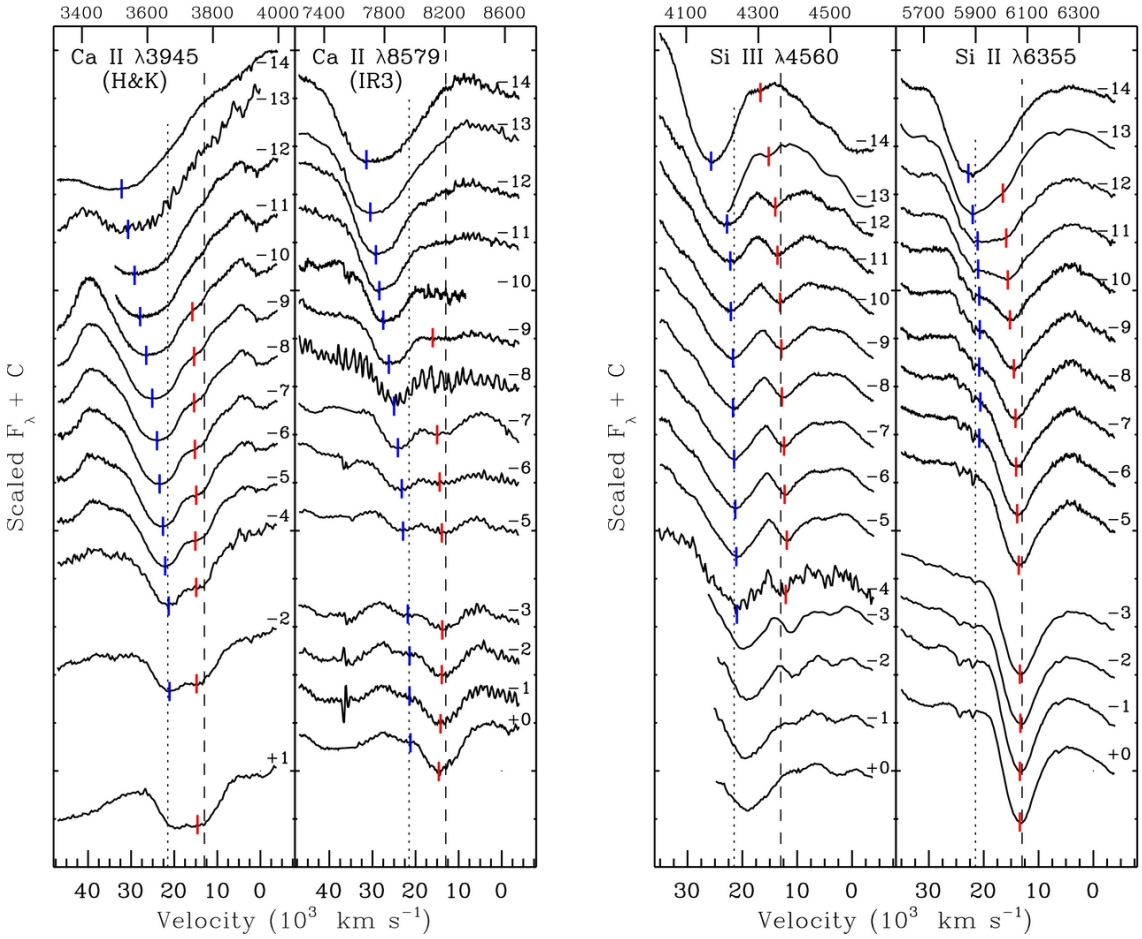
Ahogy az a szupernóvák klasszifikációjából is látszik (1. ábra), az Ia típusú robbanások fő jellemzője, hogy színképük nem mutatja hidrogén jelenlétét. Ezzel szemben a maximum környé-



4. ábra. Az SN 2011fe korai spektruma (alul), valamint a legjobb illeszkedést mutató SYN++ modell ionjainak hozzájárulása a szintetikus színképhez. Forrás: Parrent és mtsai (2014)

kén az optikai spektráltartományt közepes tömegű kémiai elemek (intermediate mass elements, IME-k) dominálják, elsősorban az egyszeresen ionizált kalcium és a szilícium vonalai. A korai színképek jól közelíthetőek a fotoszférából származó feketetest-kontinuummal, valamint az arra rakódó P Cygni vonalprofilokkal. Utóbbiak az eredetileg feketetest-eloszlást követő fotonok és a fotoszféra feletti szupernóva-légkörben található kémiai elemek kölcsönhatásának eredményei. Ahogy a táguló légkörben a fotoszféra visszahúzódik, újabb és újabb rétegek kerülnek a fotoszféra fölé és járulnak hozzá a spektrumhoz. Ezzel párhuzamos a kifelé csökkenő sűrűségprofil miatt a fotoszférától távolabbi régiók járuléka egyre csökken. A két hatás együttesekként egy szupernóva időbeli színképsorozata befelé haladva mintavételezi végig a burkot, lehetővé téve a fizikai- és kémiai jellemzők térbeli feltérképezését.

A robbanást követő hetekben a fotoszféra sebessége napi 3-400 kms^{-1}-mal csökken, a maximum idején értéke $\sim$11-12.000 kms^{-1}. Ebben az időszakban az optikai tartományban megfigyelhető legerősebb spektrálvonalak a Ca II H&K, az S II 'W', a Si II λ6355 és a Ca II közeli infravörös (NIR) triplet. A felsoroltakon kívül még számos ion kelt biztosan (pl. Mg II, Fe II, O I) vagy valószínűsíthetően (pl. Fe III, O II, C II) vonalakat, ezek precíz azonosítása azonban a széles, egymást átfedő abszorpciók miatt nem egyszerű feladat. Ennek ellenére számos eredményt sikerült elérni a megfigyelt színképek szintetikus modellekkel való illesztése útján, különösen az olyan, jól dokumentált szupernóvák analízise révén, mint pl. az SN 2011fe (pl.

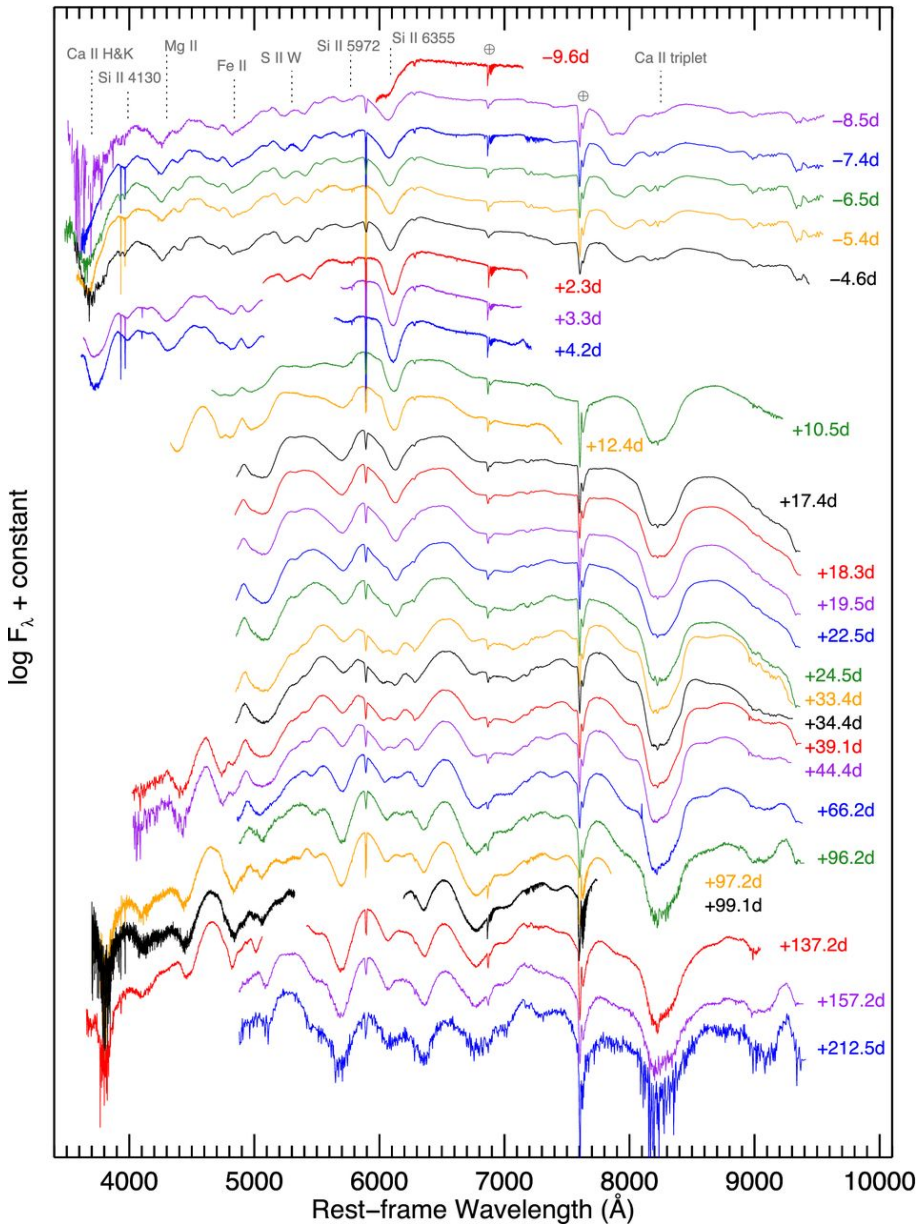


5. ábra. Balra: a Ca II H&K vonalának, valamint az infravörös triplet időbeli fejlődése az SN 2009ig színképeiben, feltüntetve a laboratóriumi hullámhosszól való Doppler-eltolódásukat. A spektrumvonalak PVF komponensét piros, a HVF komponensét kék vonal jelöli minden epochánál. Jobbra: ugyanaz az ábra az Si II és az Si III legerősebb vonalára az optikai tartományban. Forrás: Marion és mtsai (2013)

Parrent és mtsai, 2012; Mazzali és mtsai, 2014).

Az Ia szupernóvák korai színképeinek jellegzetessége az ún. nagy-sebességű spektrális vonalak (high-velocity feature, HVF). Hatano és mtsai (1999b) mutatta ki elsőként, hogy az SN 1994D színképében a Ca II és Fe II abszorpciók dupla csúcsot mutatnak. A Doppler-eltolódás révén a jelenség magyarázható egy fotoszferikus sebességnél ($v_{form} \sim v_{fot}$) formálódó fotoszférikus komponens (photospheric velocity feature, PVF) és egy nagy sebességnél keletkező HVF együtteseként ($v_{form} > v_{fot} + 6\,000$ kms^{-1}). A HVF-k már a legkorábbi epochák alkalmával felbukannak, Ca II esetében $v_{form} > 30.000$ kms^{-1}, a többi ionnál $v_{form} > 20.000$ kms^{-1} sebességnél. A HVF-k az idővel folyamatosan gyengülnek, az abszorpciós minimumok pedig egyre alacsonyabb sebességeknél mutatkoznak. A maximális fényesség környékén a HVF-k fokozatosan beleolvadnak az egyre erősödő és domináló PVF-kbe.

Az eddigi legátfogóbb analízis (Silverman és mtsai, 2015) alapján a normál Ia szupernóvák mindegyike mutat HVF-t a Ca II H&K vonalnál, míg a Si II λ6355 vonalon csak 32%-uk. A szakirodalomban ugyan találunk példákat más ionok által keltett HVF-k kimutatására (pl. O



6. ábra. Az SN 2014J spektrális evolúciója. Forrás: Galbany és mtsai (2016)

I, Fe II; Parrent és mtsai, 2012; Marion és mtsai, 2013) néhány nappal a robbanást követően, azonban ezek esetében a detektálás nem volt egyértelmű és az eredményeket sem sikerült általánosítani több szupernóvára. A HVF-k eredetére több magyarázat is felmerült a szupernóva külső tartományait illetően: a. kölcsönhatás a cirkumsztelláris anyagfelhővel (Gerardy és mtsai, 2004); b. lokális csúcs a sűrűség-profilban (Mazzali és mtsai, 2005); c. a HVF-t mutató kémiai elemek aszimmetrikus feldúsulása (Tanaka és mtsai, 2006). Utóbbi teóriát erősíti, hogy a HVF-k hullámhosszain erős polarizáltságot mutattak ki (Wang és mtsai, 2003; Kasen és mtsai, 2003), ami a gömbszimmetrikustól eltérő vonalformáló régiókra utal a légkör legkülső rétegében.

A maximumot követően két héttel az IGE-k, azon belül is elsősorban a Fe II kezdi el dominálni a színképet. Mindez arra utal, hogy a $v_{fot} < 10.000$ kms^{-1} tartományra megváltozik a fotoszféra közelében lévő rétegek kémiai összetétele, jó egyezést mutatva a fénygörbe infra-

vörösben megfigyelhető második csúcsával. Az IME-k, elsősorban a Ca II és az Si II színképvonalai ugyan megfigyelhetőek még hónapokkal a maximumot követően is, erősségük azonban fokozatosan csökken. Ez az állapot egészen a fotoszferikus fázis végéig tart, mikorra a szupernóva oly mértékben kitágul és lehűl, hogy a fotoszféra eltűnik és a teljes burok átlátszóvá válik. Ezzel kezdetét veszi a nebuláris fázis, amely során a vonalak keletkezésének fent vázolt feltételei már nem teljesülnek, így többé nem figyelhetőek meg P Cygni-profilok a színképben. Helyettük az ionizált atomok tiltott átmeneteinek emissziós vonalai jelennek meg.

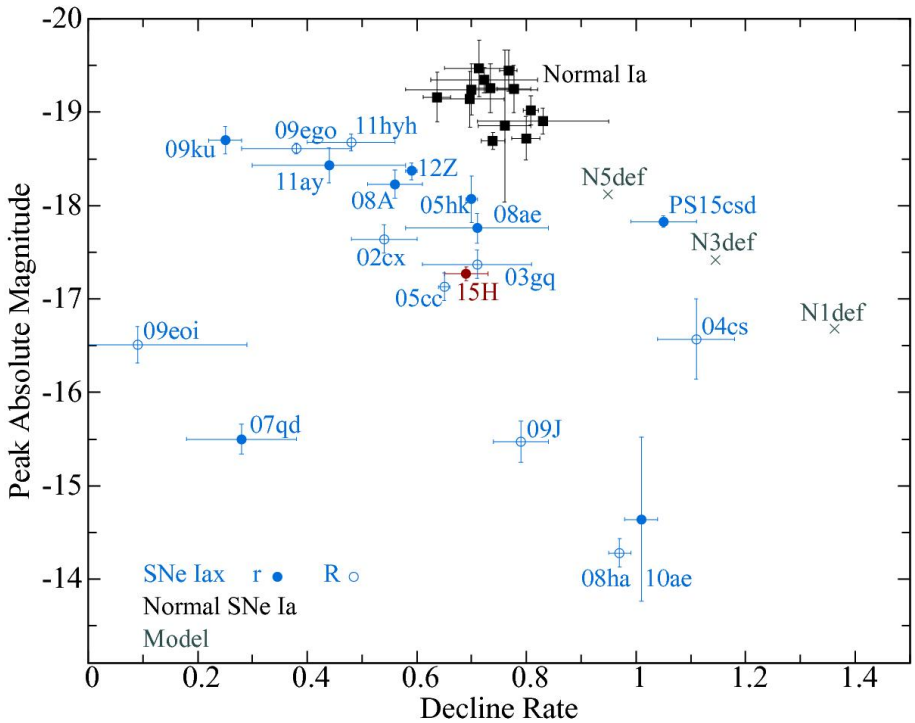
1.3. Iax típusú szupernóvák

A tranziens objektumokat célzó megfigyelési programok számának növekedésével több olyan szupernóvát is találtak, amelyek színképei ugyan számos közös vonást mutatnak a normál Ia szupernóvákéval, fénygörbéjük azonban jelentős eltér azokétól. A valószínűsíthetően szintén termonukleáris eredetű, ám a Phillips-relációt nem követő objektumokat több alcsoportba sorolták be az évek folyamán. Közülük az Iax-, avagy az elsőként felfedezett objektum után SN 2002cx típusnak is nevezett csoport megfigyelési paraméterei különböznek a legnagyobb mértékben a normál Ia szupernóvákétól. Ezek a pekuliáris objektumok kiemelt jelentőséggel bírtak kutatómunkám során, ezért az alábbiakban külön is részletezem a megfigyelési jellemzőiket.

1.3.1. Iax típusú szupernóvák fénygörbéje

Az Iax szupernóvák legszembetűnőbb tulajdonsága az alacsony fényességük, amely ráadásul rendkívül széles skálán oszlik el. Míg a normál Ia szupernóvák luminozitás-maximuma $M(B)_{max}$ = -19,0 $\pm$ 0.5 mag, addig az Iax-ek abszolút fényessége a $M(B)_{max}$ = -14,5 mag (SN 2008ha, Foley és mtsai, 2009) és $M(B)_{max}$ = -18,2 mag (SN 2011ay, Szalai és mtsai, 2015) között szóródik. Fénygörbéik felfutási ideje rövid, B színszűrőben 8 és 16 nap közötti és korrelációt mutat a maximális luminozitással (Magee és mtsai, 2016). Fontos azonban megjegyezni, hogy az Iax minta alacsony elemszáma, valamint a megfigyelt korai epochák hiánya miatt a felfényesedési idő bizonytalansága jelentős. Habár az Iax szupernóvák fényessége a maximumot követően szintén gyorsabban változik, mint a normál Ia társaiké, mégsem követik a Phillips-relációt. Mivel látszólag a szín-evolúciójuk sem mutat közös vonásokat, ezért a Lira-reláció sem alkalmazható rájuk, így jelen ismereteink szerint nem használhatóak távolságmérésekre.

A bolometrikus fénygörbékből számolt radioaktív nikkel tömege szintén nagyfokú diverzitást mutat M_{Ni} = 0,003 $M_\odot$ (SN 2008ha, Foley és mtsai, 2009) és M_{Ni} = 0,225 $M_\odot$ (SN 2011ay, Szalai és mtsai, 2015) értékek között. Ezzel párhuzamosan a robbanások kinetikus energiája is messze elmarad a normál Ia-k értékétől, amelyet jól szemléltet a burok tágulási sebessége. Akárcsak a luminozitások tekintetében, úgy a fotoszféra sebessége is rendkívül széles skálán oszlik el, maximum idején v_{fot} = 2 500 kms^{-1} (SN 2008ha, Foley és mtsai, 2009) és v_{fot} = 9 300 kms^{-1} (SN 2011ay, Szalai és mtsai, 2015) között. A szupernóva kinetikus energiája az



7. ábra. Az Iax típusú (kék pontok) és a normál Ia típusú szupernóvák (fekete pontok) abszolút maximális fényességei a Δm_{15}(B) elhalványulási paraméter függvényében. Az N1def, N3def és N5def deflagrációs szimulációk eredményei Fink14 szintén fel vannak tüntetve. Forrás: Magee és mtsai (2016)

alábbi módon számítható ki:

$$E_{kin} = \frac{1}{2}\int_0^{\infty} M(v)\, v^2 dv \sim M_{ej} v_{ej}^2 \,, \tag{16}$$

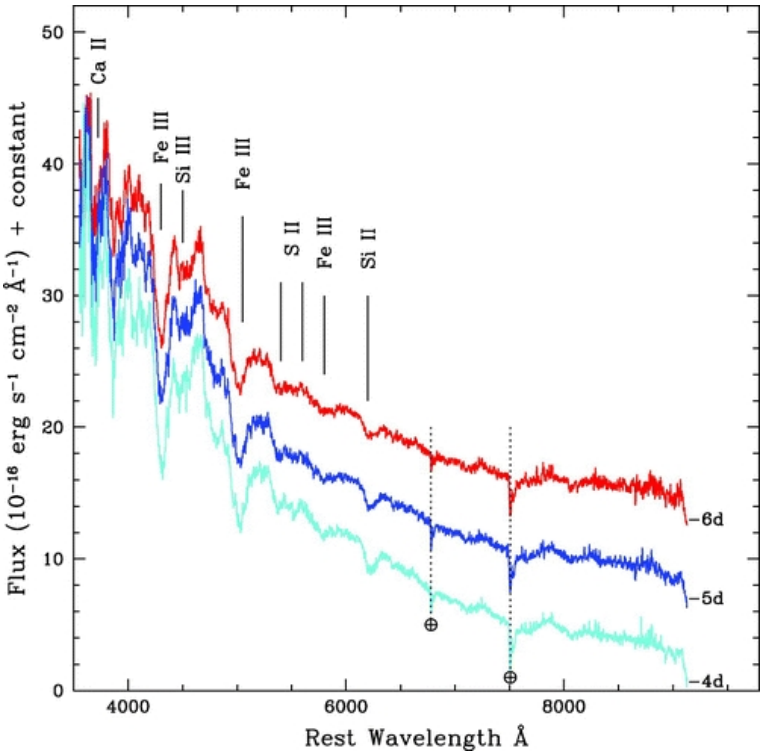
ahol a v_{ej} a ledobott anyagfelhő közepes sebessége, M_{ej} pedig ledobott anyagfelhő tömege. A kinetikus energia szintén becsülhető a felfényesedési időből:

$$E_{kin} \sim \frac{M_{ej}^3}{t_{rise}^4} \,. \tag{17}$$

A burok tömege egyszerű módon becsülhető a fenti arányosságokból, ha a normál Ia szupernóvák fizikai paramétereihez hasonlítjuk:

$$\frac{M_{ej}}{M_{ej,Ia}} = \frac{v_{fot}}{v_{fot,Ia}} \frac{t_{rise}^2}{t_{rise,Ia}^2} . \tag{18}$$

Behelyettesítve a normál Ia szupernóvák tipikus értékeit (M_{ej} = 1,4 $M_\odot$ a Chandrasekhar-tömegnél történő robbanás miatt; v_{fot} = 11.000 kms^{-1} a maximum idején; $t(B)_{rise}$ = 18 nap), valamint a legfényesebb Iax paramétereit (v_{fot} = 9 300 kms^{-1}; $t(B)_{rise}$ = 14 nap; Szalai és mtsai, 2015), a kapott M_{ej} = 0,7 $M_\odot$ egy felső becslés az Iax robbanások során ledobódott



8. ábra. Az Iax típusú SN 2005hk szupernóva optikai színképei a maximumot megelőzően. Forrás: Sahu és mtsai (2008)

anyag tömegére. Feltételezve, hogy ezen objektumok progenitorai ugyanúgy a Chandrasekhar-határtömeg közelében lévő fehér törpecsillagok, akárcsak a normál Ia-k, úgy a robbanás energiája nem elégséges, hogy teljesen szétvesse a fehér törpét. Ezáltal a robbanás egy újra összeálló maradványt hagyhat hátra.

1.3.2. Iax típusú szupernóvák színképe

A pekuliáris Iax szupernóvák színképei számos egyezést mutatnak a normál Ia szupernóvákéval, elsősorban a vonalformáló ionok jelenlétét illetően, amely erős bizonyíték a közös progenitor objektumokra és a hasonló robbanási mechanizmusokra. A maximumot megelőző időszakban egyértelműen kimutatható a Ca II H&K és a Si II $\lambda 6355$ vonalai, a relatív erősségük azonban jócskán elmarad az IGE-kétől, amelyek már a maximumot megelőzően is dominálják az optikai színképet. Az abszorpciós minimumok Doppler-eltolódásai 9 000 kms^{-1} alattiak a maximum környékén. Habár ez alapján a vonalformáló régiók jóval mélyebben találhatóak a légkörben, mint a normál Ia szupernóvák esetében, az ionizáció, valamint a gerjesztés alapján becsült hőmérséklet nem különbözhet jelentősen.

Az Iax szupernóvák színképvonalai a maximum után néhány hétig döntően P Cygni profilt mutatnak, akárcsak a normál Ia-k esetében. Az abszorpciók azonban jóval keskenyebbek, vagyis a vonalkeletkezés egy szűk sebességtartományra korlátozódik; mindez a gyorsan változó lokális hőmérsékletre vagy meredeken csökkenő sűrűség-profilra vezethető vissza. Mivel a színképvonalak és így a pszeudó-emissziók is gyengébbek, a megfigyelt vonalprofilok kialakí-

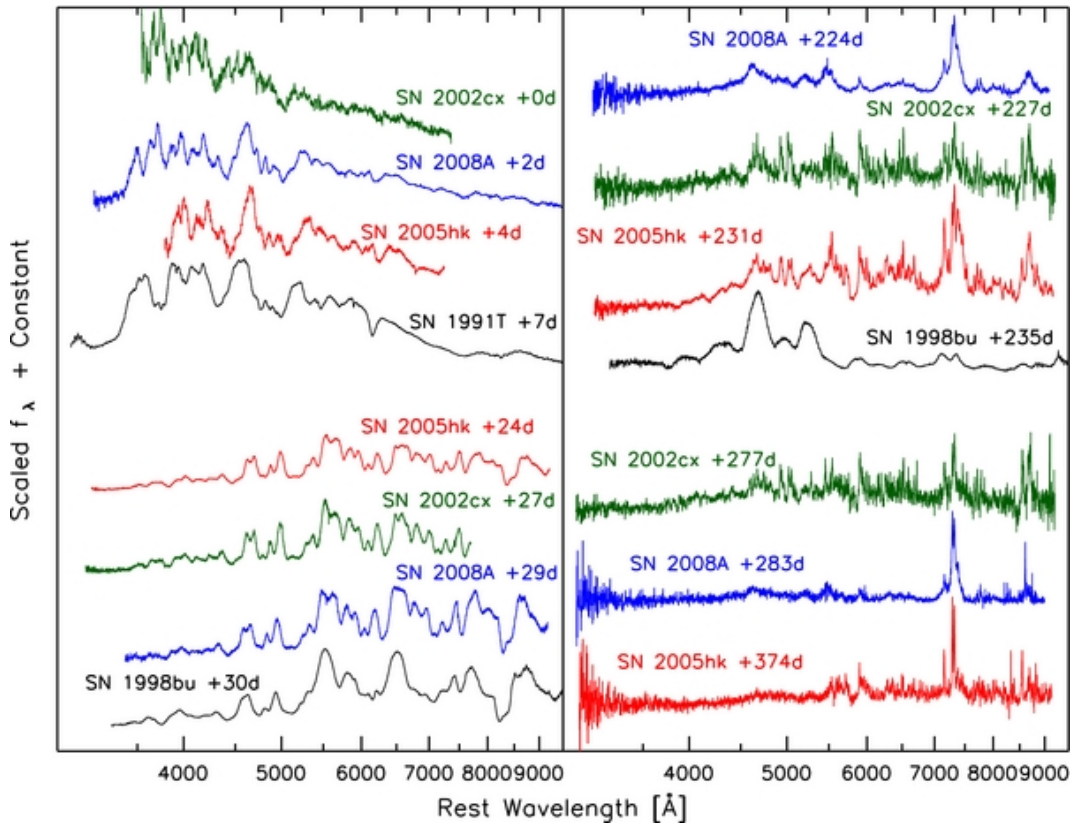
tásában számottevő lehet a fluoreszcencia járuléka is. Ilyenkor a rezonáns szórással ellentétben az atom által a kibocsájtott foton hullámhossza eltérő lesz (tipikusan hosszabb), mint a korábban abszorbálté. A fluoreszcencia a szupernóva-légkörben elsősorban az IGE atomok révén jelentkezik, amelyek az UV-tartományban található számos atomi átmenetük révén elnyelt fotonok szignifikáns részét az optikai tartományban emittálják.

A késői epochák színképeinek legfőbb jellemzője, hogy a kontinuum nem tűnik el teljesen, így az Iax szupernóvák sosem válnak teljesen nebulárissá. A P Cygni vonalprofilok még $\sim$100 nappal a robbanást követően jól írják le a színképvonalakat többségét, sőt, még több száz nappal később is megfigyelhetőek az egyre erősödő tiltott átmenetek emissziós vonalai mellett. Előbbieket többek között az Na I D, a Ca II NIR triplet és számos Fe II vonal képviseli, $\sim$1000 kms^{-1}-os Doppler-eltolódással. Utóbbiakra több objektumnál is detektált példa a [Fe II] és a [Ni II] számos tiltott vonala, tipikusan néhány száz kms^{-1}-os kiszélesedéssel. Az eltérő vonalformálási folyamatok és a diszjunkt sebességtartományok arra utalnak, hogy a színkép két komponense eltérő helyről származik. Foley és mtsai (2016) értelmezése szerint az Iax robbanások során kialakuló kötött maradvány luminozitása meghaladja az Eddington-határt, ezáltal optikailag vastag csillagszelet bocsájt ki. A jelenség a fotoszférához hasonlóan kontinuum-fluxust kelt, lehetővé téve a megengedett vonalak fennmaradását, a megfigyelések során tapasztalt alsó-sebességhatárnál. Ezzel párhuzamosan a folytonosan táguló burokban tiltott átmenetek emissziós vonalai keletkeznek, akárcsak a normál Ia szupernóváknál. Az elmélet szintén magyarázatot jelenthet az Iax-k késői színképeinek változatos sebesség-profiljaira (Foley és mtsai, 2016), az SN 2008ha helyén detektált vörös pontforrásra (Foley és mtsai, 2014), valamint a késői epochák infravörös fluxus-többletére (Fox és mtsai, 2016) a deflagrációs modellekhez viszonyítva (Fink és mtsai, 2014).

1.3.3. Iax típusú szupernóvák detektálásai

Akárcsak normál társaik, az Iax szupernóvák esetében sem lehet előzetesen megjósolni, hol fognak felbukkanni. Ez a körülmény, valamint a szupernóvák ún. sötét fázisa (a robbanás óta eltelt idő, amíg a detektálási limit fölé fényesednek) megnehezíti a felfedezésüket. Az Iax-k esetében további nehezítő körülmény, hogy halványabbak, így több megfigyelt objektum esetében sem állnak rendelkezésünkre mérések a maximumot megelőző időszakról. Ezen túlmenően jóval ritkábbak is, így nagy elemszámú mintával sem ellensúlyozható a korai megfigyelések hiánya, amelyek kritikus információkkal szolgálhatnának a robbanásokat illetően. Míg a normál Ia szupernóvák esetében több objektumot is ismerünk, amelyek legkorábbi színképét a robbanást követő egy napon belül vették fel, addig az Iax-k legkorábbi spektrális epochája $t_{exp} \sim 4$ nap.

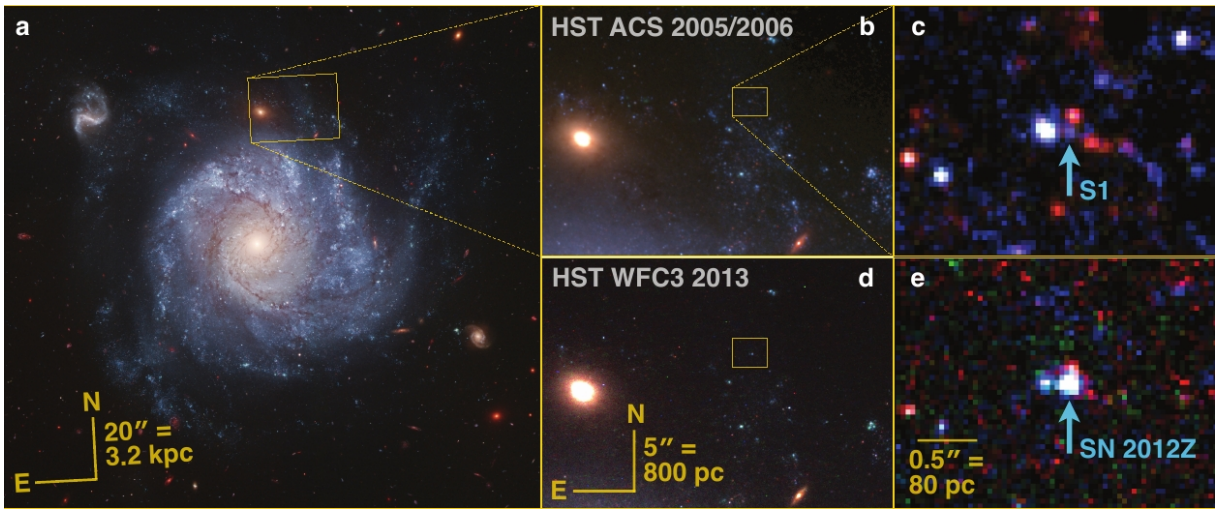
Első felfedezésük óta $\sim$60 Iax szupernóvát ismerünk (Jha, 2017). Mivel a luminozitáseloszlásuk nem ismert, továbbá, mert azt a halványabb objektumok dominálják, ezért az Iax-k valódi gyakorisága nehezen becsülhető. Foley és mtsai (2013) által kalkulált érték szerint az Iax-k rátája $31^{+17}_{-13}\%$-a az Ia szupernóvákénak egy térfogat-limitált felmérésben.



9. ábra. **Balra:** maximum közeli Iax spektrumok a 91T/99aa szupernóvákkal összehasonlítva. **Jobbra:** késői Iax színképek összevetése a normál Ia szupernóvák nebuláris spektrumaival. Forrás: McCully és mtsai (2014b)

Mindezek ellenére egy Iax szupernóva, az SN 2012Z mindezidáig az egyetlen olyan termonukleáris szupernóva, amelynek progenitorát detektálták. Az objektum a közeli NGC 1309 galaxisban robbant fel, amelyben nem sokkal korábban Cefeida változókat kerestek a Hubble űrtávcsővel. Ennek eredményeképpen extrém mély, nagy felbontású, több szűrővel készült felvételek álltak rendelkezésre a robbanás helyszínéről, amelyeken McCully és mtsai (2014a) egy fényes forrást azonosítottak az SN 2012Z (későbbi) pozícióján (10. ábra). Ez az objektum a szerzők szerint megfelel egy héliumban gazdag kék csillagnak, amely donorként funkcionált a fehér törpe számára. A forrás a robbanás után készült Hubble-felvételeken is azonosítható volt. Ez az első és mindezidáig az egyetlen közvetlen bizonyíték, hogy az SD-szcenárió valóban működik a természetben. Mindazonáltal valószínű, hogy az Iax szupernóvák többsége nem az SD rendszerben létrejövő Chandrasekhar-tömegű WD-ből származik, mivel az ilyen csillagrendszerek fejlődésének vizsgálata alapján számolt Iax-ráta elmarad a megfigyelttől (Liu és mtsai, 2015).

Hasonlóan mély detektálási limit csak egyetlen további Iax szupernóva, az SN 2008ha robbanási helyszínéről áll rendelkezésre, azonban csak a robbanást követően négy évvel, mikorra a szupernóvának a detektálási limit alá kellett (volna) halványulnia. Foley és mtsai (2014) a szupernóva helyén egy M_{814W} =-5,4 mag fényes, vörös pontforrást talált a Hubble űrtácső infravörös felvételein. A forrás magyarázata ugyan lehet egy M > 3 $M_\odot$ donor-csillag - esetleg



10. ábra. Az NGC 1309 spirálgalaxisban felbukkanó SN 2012Z szupernóva lokációja a robbanás előtt (2005/2006) és a robbanást követően (2013) a Hubble űrtávcső felvételein. Forrás: McCully és mtsai (2014a)

annak egy, a robbanás által megtépázott változata -, akárcsak az SN 2012Z esetében, azonban a robbanást megelőző felvételek hiányában ez a feltételezés nem bizonyítható egyértelműen. Egy másik lehetséges magyarázat, miszerint a fehér törpe nem semmisült meg teljesen a robbanásban és az újra összeálló maradványából származó csillagszél figyelhető meg ilyen formán (Foley és mtsai, 2014).

1.3.4. Deflagrációs modellek az Iax szupernóvák magyarázataként

Habár mostanra konszenzus alakult ki, miszerint az Iax szupernóvák fehér törpék termonukleáris robbanásaiból származnak, az elmúlt egy évtizedben több alternatív modellt is javasoltak eredetük magyarázatához. Az alacsony fényességű Iax-k, mint pl. az SN 2008ha és az SN 2010ae esetében szóba jöhetnek nagy tömegű csillagok kollapszár robbanásainak alternatív módjai (pl. elektron-befogásos vagy ún. fall-back II-es típusú szupernóvák; Pumo és mtsai, 2009; Moriya és mtsai, 2010). Ezek a modellek képesek megmagyarázni a megfigyelt extrém alacsony luminozitásokat, valamint a csillagformáló régiókban történő robbanásokat, amelyek a termonukleáris szupernóvákra nem jellemző. Ugyanakkor az utóbbi években hidrodinamikai modellezések (pl. hibrid WD deflagrációja vagy sub-Chandra WD robbanása Denissenkov és mtsai, 2015; Kromer és mtsai, 2015; Wang és mtsai, 2003) bizonyították, hogy bizonyos termonukleáris robbanások is képesek reprodukálni az alacsony fényességeket; míg a fiatal csillagpopulációs környezet nem szokatlan 91T-típusú Ia robbanásoktól sem. A kollapszár modellek továbbá nem tudják reprodukálni a fényesebb objektumok tulajdonságait, ami azt jelentené, hogy a spektrálisan teljesen hasonló Iax szupernóvákat két, alapjaiban különböző robbanási típusból eredeztethetőek - igencsak valószínűtlen.

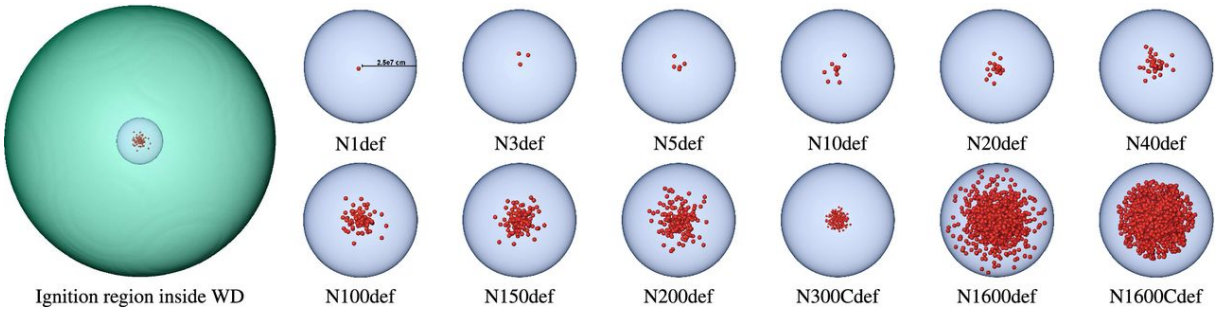
Ezzel szemben, a maximum környéki és az azt megelőző epochák spektrális jellemzői, mint pl. a szén jelenléte (Foley és mtsai, 2013), az erős szilícium és kén vonalak (Branch, 2004), va-

lamint a hidrogén teljes hiánya (Foley és mtsai, 2013), mind egyeznek az Ia szupernóvákéval. Fénygörbéik halványulási üteme jó egyezést mutat az ^{56}Ni és bomlási termékeinek radioaktív bomlásával, mint a termonukleáris robbanások fluxusának egyedüli forrása a maximumot követően. Az SN 2012Z fényes progenitorának felfedezése a robbanást megelőzően és azt követően szintén egy fehér törpecsillag robbanásával egyeztethető össze a legjobban. Mindezen megfigyelési bizonyítékok egyértelműen abba az irányba mutatnak, hogy az Ia és az Iax szupernóvák robbanási körülményei és progenitoraik hasonlóak, így disszertációmban is ezt veszem alapul.

Már nem sokkal az alcsoport első tagja, az SN 2002cx felfedezése után felmerült, hogy az Iax alcsoport tulajndonságai magyarázhatóak M_{Ch} tömegű fehér törpék tisztán deflagrációs robbanásával (Branch, 2004). Ennek során az égésfront a közegbeli hangsebességnél lassabban halad, így a fúzió nem fut végig a szétterjedő burok egészén. A normál Ia szupernóvák esetében a megfigyelt fizika- és kémiai tulajdonságok nem egyeztethetőek össze egy ilyen robbanási mechanizmussal; a szimulációk alapján szükséges a detonáció létrejötte, amikor az égésfront a hangsebességnél gyorsabban terjed. Mindez történhet tisztán detonációs robbanás vagy deflagrációból detonációba való átmenet (DDT) révén. A detonáció hiányában azonban a burok kinetikus enegiája jóval alacsonyabb, a deflagráció kezdeti erősségének skálázával pedig a reprodukálható a tágulási sebességek széles skálája. A deflagrációs fúziós hullám nagy mértékben homogén kémiai struktúrát eredményez, amelynek jelentős részét a fehér törpe eredeti anyaga teszi ki - a modell ezen tulajdonságai jó egyezést mutatnak az másodlagos csúcs hiányával az infravörös fénygörbéken, valamint a korai színképek szén- és oxigén-vonalaival. A DDT-modellekhez képest jósolt alacsonyabb sűrűségek, valamint kisebb szilícium-, kén- és kalcium-tömegarányok lehetővé teszik, hogy az említett IME-k spektrális jellemzői végig jelen legyenek a maximumot megelőzően, de vonalaik ne legyenek dominánsak, mint az Ia szupernóvák színképeiben. A tisztán deflagrációs modellek alacsony kinetikus energiája miatt a robbanásból egy gravitációsan kötött maradvány marad hátra, amelynek sugárzása magyarázatot jelenthet a késői színképek kontinuumára, valamint az SN 2008ha helyén a robbanás után megfigyelt pontforrásra. Összességében tehát elmondható, hogy mindezidáig a M_{Ch} tömegnél lezajlott deflagrációs robbanás bizonyult a legígéretesebb modellnek az Iax szupernóvák megfigyelési paramétereinek magyarázatára.

Mivel munkám során többször is felhasználtam a deflagrációs modellek jóslatait a fizikai- és kémiai paraméterek becslésére, valamint a saját eredményeimmel való összehasonlításra, így a következő fejezetekben többször is hivatkozok ezen modellekre. Éppen ezért ebben az alfejezetben ismertetem a legátfogóbb és legtöbbet hivatkozott tisztán deflagrációs robbanási-szimuláció eredményeit.

A Fink és mtsai (2014) által publikált deflagrációs modellek egy 3D-s hidrodinamikai modellezési folyamat eredményei, amelyek a fúzió begyulladásának pillanatától szimulálja a szupernóvában lezajló folyamatokat, egészen a robbanást követő $\sim$100. másodpercig, mikorra a fúzió befejeződik és kialakul a homológ módon táguló burok. A fúziós hullám elindításához, valamint a deflagráció erősségének parametrizálásához a szerzők mesterségen ún. gyújtási

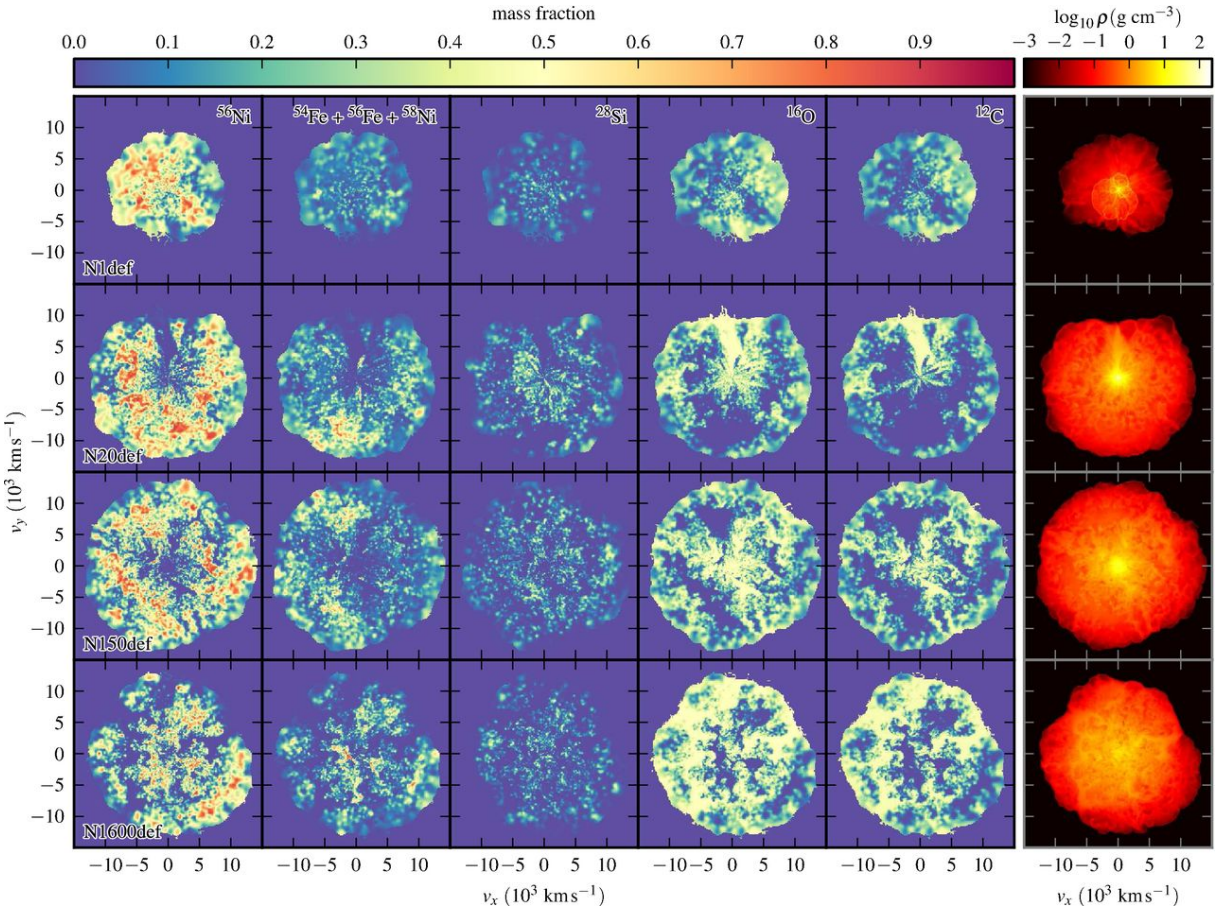


11. ábra. A deflagrációs szimulációk gyújtási pontjai (pirossal) a robbanás előtt álló WD-ben (zöld gömb). A centrumában található gyújtási tartomány (kék gömb) sugara 250 km. Forrás: Fink és mtsai (2014)

pontokat használtak, amelyeket véletlenszerűen helyeztek el a WD centrumának közelében. A deflgrációs modellekre a gyújtási pontok N = 1, 3, 5, 10, 20, 40, 100, 150, 200, 300, 1600 számának megfelelően N1def, N2def, ..., N1600def névvel hivatkoznak. A felrobbanó objektum minden esetben egy M_{Ch} = 1,44 $M_\odot$ tömegű, $X_{^{12}C}$ = 0,475, $X_{^{16}O}$ = 0,50, $X_{^{22}Ne}$ = 0,025 összetételű WD. A csillag a robbanás előtt hidrosztatikai egyensúlyban van, hőmérséklete konstans T = 50 000 K. A vizsgált objektum központi sűrűsége a robbanás pillanatában ρ_0 = 2,9 $\times 10^9$ gcm^{-3}, amely kellően magas sűrűség ahhoz, hogy neutronban gazdag izotópok jöjjenek létre neutron-befogás útján. A központi sűrűség hatásának tesztelése céljából az N100def modell esetében egy-egy alacsonyabb (ρ_0 = 1,0 $\times 10^9$ gcm^{-3}) és magasabb (ρ_0 = 5,5 $\times 10^9$ gcm^{-3}) sűrűségű változat szimulására is sor került.

Az effektív számítási idő miatt a szimuláció során a szupernóvát két típusú rácshálózatra osztották. A fúziós láng kialakulását és fejlődését egy Descartes-féle koordináta-rendszerben egyenletesen, 1,9 km-es kezdeti (de az idővel táguló) felbontással elhelyezett belső- és a burok tágulását exponenciálisan növő cellaméretekkel követő külső rácsra. A rácspontokban a fizikai paramétereket a LEAFS hidrodinamikai szimulációs kóddal számították ki. A fúziós lángot egy végtelen vékony felszínként modellezték, tekintetbe véve a rács felbontásánál jóval kisebb méretű, ám az égési sebességre és termékekre nagy hatással bíró turbulenciát (Schmidt, Niemeyer és Hillebrant, 2006; Schmidt és mtsai, 2006). A láng mögött közvetlenül jelenik meg a fúzió során termelt energia és változik meg a kémiai összetétel. Utóbbi modellezéséhez a szimuláció során közvetlenül csak öt elemet használtak (He, C, O, valamint egy-egy paraméter az IME és az IGE hányad rögzítésére), míg a részletes nukleoszintézis-kalkulációra a szimulációt követően került sor. Utóbbihoz egy 384 izotópot tartalmazó nukleáris hálózat megoldását veszik alapul 10^6 db véletlenszerűen elhelyezett ún. nyomjelző-részecske alkalmazásával.

A szimuláció és a kémiai abundanciák kiszámítását követően kerül sor a szintetikus megfigyelési paraméterek megállapítására, amely radiatív transzfer számítás révén történik az immáron homológ módon táguló és (a radioaktív izotópoktól eltekintve) időben állandó abundanciájú burokban. A 10^6 db nyomjelző részecske által hordozott kémiai eloszlást és fizikai paramétereket előbb egy, az aszimptotikus sebességtér szerint elhelyezett, 200^3 rácspontból ál-

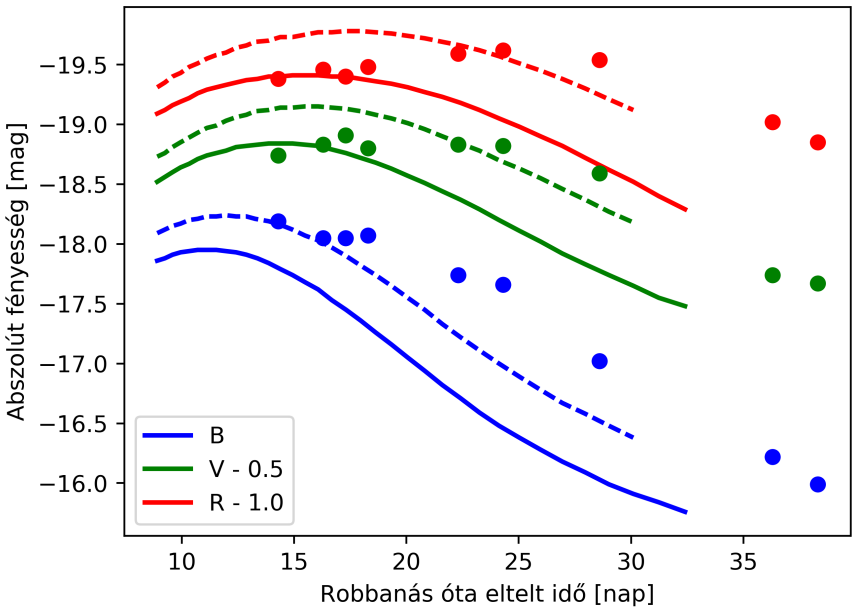


12. ábra. Négy deflgarációs szimuláció végső ^{56}Ni, ^{28}Si, ^{16}O, ^{12}C, valamint stabil IGE tömegarány-eloszlásai a szétrepülő burokban. A jobb oldali oszlopban a négy modell sűrűség-eloszlása 100 másodperccel a robbanást követően. Forrás: Fink és mtsai (2014)

ló koordináta-rendszerben mintavételezték. Az eredményt tovább átlagolták egy 50^3 pontból álló Descates-rendszerre, amelyen nagy mennyiségű foton nyomonkövetése révén szimulálták a radiatív transzfert a 3D-s Monte Carlo-alapú ARTIS kóddal (Sim, 2007; Kromer és Sim, 2009). A radiatív transzfer-számítás eredményeként rögzítették a kibocsájtott, tehát észlelhető foton-eloszlást a robbanástól számított 2-tól a 120-ik napig.

A Fink és mtsai (2014) által publikált összes deflagrációs modell $UVOIR$ színszűrőkben mért fénygörbéje, optikai- és gamma-fénygörbéi, valamint a sűrűség- és abundancia-profiljai szabadon elérhetőek a *Heidelberg Supernova Model Archive* honlapján.

A deflagrációs modellek maximális fényességei a várakozásoknak megfelelően elmaradnak a normál Ia szupernóvák luminozitásától és nagyságrendileg az Iax szupernóvák fényességtartományába esnek. Míg az N > 20 deflagrációs modellek elhalványodási üteme jóval lassabb, mint bármelyik megfigyelt Iax szupernóváé, addig az N = 1...20 modellek szintetikus fénygörbéi remek egyezést mutatnak a különböző luminozitású Iax-k fénygörbéivel. Utóbbi modellek esetében korreláció figyelhető meg a gyújtási pontok száma és a luminozitásuk között: $M(B)_{N1def}$ = -16,55 mag, $M(B)_{N3def}$ = -17,16 mag, $M(B)_{N5def}$ = -17,85 mag, $M(B)_{N10def}$ = -17,95 mag, $M(B)_{N20def}$ = -18,24 mag. Ezeket az értékeket az Iax szupernóvák két végletével (lásd 1.3.1.

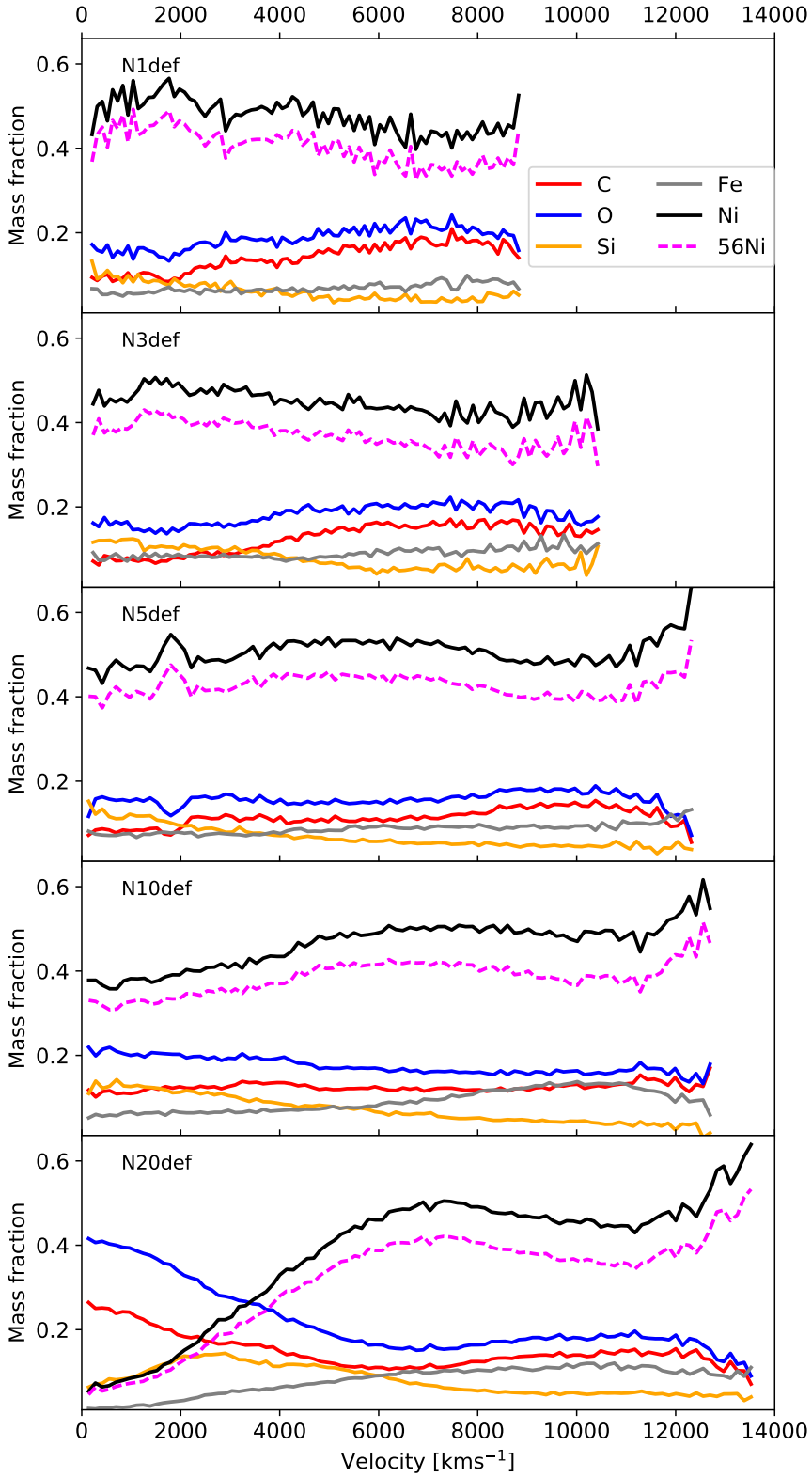


13. ábra. Az N10def (folytonos vonal) és N20def (szaggatott vonal) deflagrációs modellek fénygörbéi (Fink és mtsai, 2014) az SN 2011ay fényességeivel összehasonlítva.

fejezet) összevetve megállapítható, hogy a kiemelt deflagrációs modellek csak az Iax csoport fényesebb felét képesek reprodukálni. Mindez azonban nem jelenti azt, hogy a halványabb Iax szupernóvák ne származhatnának tisztán deflagrációs robbanásokból. Ahogy azt Kromer és mtsai (2015) a fenti szimulációs módszer révén megmutatták, egy külső neon réteggel rendelkező hibrid WD deflagrációja jó egyezést mutat az SN 2008ha extrém alacsony fényességével.

A deflagrációs modellek szintetikus színképei ugyanazon epochánál nagyfokú hasonlóságot mutatnak, eltekintve az eltérő luminozitásokból eredő kontinuum-különbségektől. Az Iax szupernóvák színképeiben megfigyelt összes spektrálvonal megjelenik a szintetikus színképekben is, a különbségek (pl. kontinuum-fluxus terén) jelentős része pedig betudható annak, hogy a deflagrációs modell-hálózat nem folytonos. A megfigyelt spektrumokkal való összevetés során ezen felül néhány szisztematikus különbség is feljegyezhető. Ilyen pl. a túlságosan széles, gyakran kékeltolódott vonalprofilok vagy a korai színképek túl erős vas- és szén-abszorpciói, amelyek egyaránt a szupernóva-burok külső régiójára vezethetőek vissza. Érdekes eltérés továbbá, hogy amennyiben egy szupernóva teljes színképsorozatát vizsgáljuk, az idő előrehaladtával mindig egyre nagyobb energiájú deflagrációs modellekkel mutatkozik jó egyezés.

A kezdeti 3D-s hidrodinamikai szimulációk (Jordan és mtsai, 2012; Kromer és mtsai, 2013) megmutatták, hogy a deflagrációs hullám nem feltétlenül semmisíti meg teljesen WD-t, hanem hátrahagy egy kötött maradvány, amelyben ugyanúgy megtalálhatóak a fúzió által termelt elemek, mint a szétrepülő burokban. A Fink és mtsai (2014) által vizsgált modell-hálózatban a gyújtási pontok alkalmazásával vizsgálták a deflagráció erősségét és annak hatását. Az eredmények alapján csak a legerősebb, N > 100 robbanások kinetikus energiája elegendő, hogy szétvesse a WD-t - ezek azonban nem biztos, hogy valóban léteznek a természetben. Ezekkel



14. ábra. Az Iax szupernóvákkal összefüggésbe hozható deflagrációs modellek (Fink és mtsai, 2014) abundancia-profiljai. A nikkel abundancia-függvényei tartalmazzák a radioaktív ^{56}Ni tömegarányát (szaggatott vonal).

szemben, az Iax szupernóvák fényességtartományába eső N1def-N20def modellek mind eredményeznek kötött maradványokat, melyeknél a burok tömege M_{ej} = 0,08 - 0,86 $M_\odot$ között változik. A deflagrációs modellek által jósolt kötött maradványok mind fizikai (tömeg, hőmérséklet), mind kémiai (radioaktív izotópok mennyisége) paramétereik alapján magyarázatot jelenthetnek a késői Iax színképek fotoszferikus komponensére.

Az Iax szupernóvák anyagfelhőjének összetétele a fizikai paraméterekhez képest alacsony fokú változatosságot mutat. A maximum környéki színképei közötti különbségek elsősorban a ledobott anyag széles skálán változó tömegének, valamint tágulási sebességének tudható be. Az alapul vett öt modellben (Fink és mtsai, 2014) a kémiai elemek tömegaránya közel konstans a teljes burokban, amely robbanás során történő nagyfokú keveredésre utal. Jelentős változást csak az N20def modell legbelső, 5 000 kms^{-1} alatti rétegeiben mutatkozik, ahol a WD erdeti anyagából származó szén és oxigén válik dominánssá. Ezt leszámítva a modellek teljes tartományában a radioaktív ^{56}Ni a leggyakoribb izotóp, 40-50% közötti tömegaránnyal. Ezt követi az oxigén ($\sim$20%), valamint a szén ($\sim$15%), amelyek szintén közel állandó abundanciával vannak jelen. A vas és szilícium ugyan mutat némi rétegződést - előbbi a burok külső, míg utóbbi a belső tartományában gyakoribb ($\sim$10%) -, ennek mértéke azonban messze elmarad pl. DDT robbanások során kialakuló, jól elkülöníthető rétegektől.

"Exactly!" said Deep Thought. "So once you do know what the question actually is, you'll know what the answer means."

Douglas Adams, The Hitchhiker's Guide to the Galaxy

2. Alkalmazott vizsgálati módszerek

2.1. Egyszerűsített szupernóva-modell

Asztrofizikai objektumok légkörében a sugárzás terjedését a transzfer-egyenlet írja le, ahol a fény-anyag kölcsönhatás (abszorpció, emisszió, valamint szóródás) miatt az egységnyi frekvenciatartományba eső sugárzás (I_ν) változása ds útszakaszon:

$$\frac{d\,I_\nu}{d\,s} = -\kappa_\nu \rho I_\nu + \rho j_\nu - \chi_\nu \rho (I_\nu - J_\nu)\,, \tag{19}$$

ahol κ_ν és χ_ν az abszorpciós-, valamint a szórási-koefficiens, j_ν az egységnyi tömegre vonatkozó emissziós koefficiens, J_ν a közepes intenzitás. A fenti egyenletet átrendezve:

$$\frac{1}{(\kappa_\nu + \chi_\nu)\rho}\frac{d\,I_\nu}{d\,s} = \frac{\chi_\nu J_\nu + j_\nu}{\kappa_\nu + \chi_\nu} - I_\nu = S_\nu - I_\nu\,, \tag{20}$$

bevezetésre kerül az S_ν forrásfüggvény, amely a megfigyelő számára keletkező és elvesző sugárzás arányát írja le. Csillag-, illetve szupernóva-légkörökben jó közelítés a plánparalel közeg, amelyben a sugárzás terjedési iránya, valamint a közeg normálisa által bezárt szög (θ) alkalmazásával bevezethető az ún. optikai mélység fogalma:

$$d\tau_\nu = -(\kappa_\nu + \chi_\nu)\rho \cos\theta\, ds\,. \tag{21}$$

Az optikai mélység a közeg átlátszóságát jellemző dimenziótlan mennyiség. A színképek kialakulásánál mind a feketetest-sugárzás, mind az atomi átmenetek hozzájárulnak egy adott hullámhosszon megfigyelhető optikai mélységhez. Az optikai mélység behelyettesítésével a transzfer-egyenlet a jól ismert alakra hozható:

$$\cos\theta\,\frac{d\,I_\nu}{d\,\tau_\nu} = I_\nu - S_\nu\,, \tag{22}$$

A transzfer-egyenlet formális megoldása a következő alakú:

$$I_\nu(\tau_b) = I_\nu(\tau_a)\exp\left(\frac{\tau_b - \tau_a}{\cos\theta}\right) + \exp\left(\frac{\tau_b}{\cos\theta}\right)\int_{\tau_b}^{\tau_a} S_\nu \exp\left(\frac{-\tau_\nu}{\cos\theta}\right)\frac{d\tau_\nu}{\cos\theta}\,. \tag{23}$$

A szupernóvák azonban optikai szempontból feloszthatóak két jól elkülöníthető tartományra, amelyekre külön-külön a megfelelő közelítéseket alkalmazva jelentősen egyszerűsödnek a számítások. Közvetlenül a robbanást követően a ledobott anyag szinte teljesen ionizált, így a szabad elektronok sűrűsége magas. A rajtuk történő Thompson-szóródás olyan nagy opacitást

eredményez, hogy a szupernóva optikailag átlátszatlan ($\tau_a = \infty$). Ekkor a felszínen ($s = 0$), ahol az optikai mélység zérus ($\tau_b = 0$), a megfigyelhető intenzitás:

$$I_\nu(0) = \int_0^\infty S_\nu \exp\left(\frac{-\tau_\nu}{\cos\theta}\right) \frac{d\tau_\nu}{\cos\theta} \,. \tag{24}$$

Mivel ebben a kezdeti stádiumban a szupernóvák, akárcsak a csillagok, a legnagyobb teljesítményű teleszkópokkal is felbonthatatlanok, a megfigyelő valójában csak a felé eső felszínről érkező fluxust tudja detektálni. Kiintegrálva a fenti intenzitás értékét a felszín felére, valamint bevezetve a $\cos\theta = \mu$ jelölést, az alábbi kifejezést kapjuk az optikailag átlátszatlan burok fluxusára:

$$F_\nu = 2\pi \int_0^1 I_\nu(0)\mu d\mu = 2\pi \int_0^\infty S_\nu \int_0^1 \exp\left(\frac{-\tau_\nu}{\cos\theta}\right) d\mu \, \frac{d\tau_\nu}{\cos\theta} \,. \tag{25}$$

Feltételezve, hogy a forrásfüggvény az optikai mélység lineáris függvénye ($S_\nu = x\tau_\nu + y$), adódik a fluxus alábbi kifejezése:

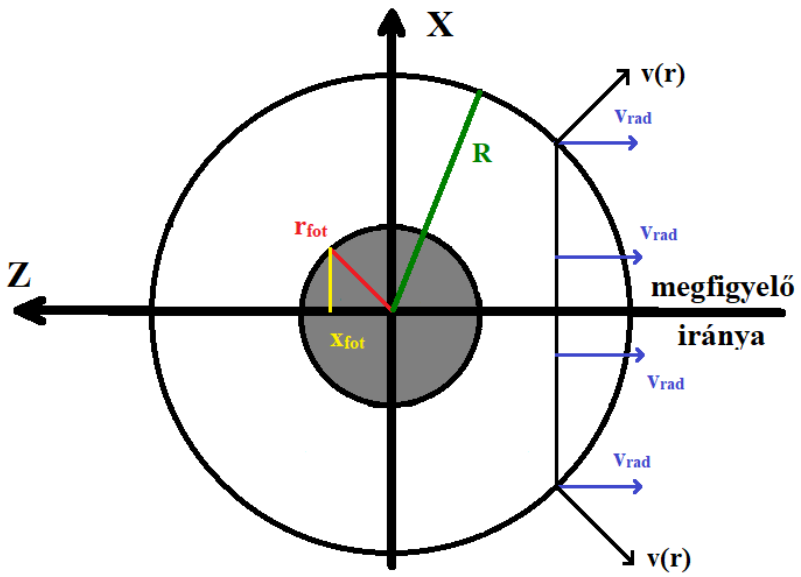
$$F_\nu = \pi(\frac{2}{3}x + y) = \pi S(\tau_\nu = \frac{2}{3}) \tag{26}$$

Mivel szupernóvák optikailag vastag régióinál lokális termodinamikai egyensúly (local thermodynamic equilibrium, LTE) feltevése többé-kevésbé helytálló, a feketetest-sugárzás jó közelítéssel megfelel forrásfüggvénynek. Az ebből a tartományból megfigyelhető fluxus tehát egy olyan Planck-függvénnyel írható le, amelynek effektív hőmérséklete a $\tau = \frac{2}{3}$ optikai mélységnél lévő réteg hőmérséklete. Ezt a feketetest-sugárzó réteget a csillagok mintájára fotoszférának nevezzük.

Ahogy a szupernóva tágul, a burok anyaga felhígul és lehűl. Ahol az atomok nagy arányban rekombinálódnak, az elektron-sűrűség lecsökken és a Thomson-szóródás már nem lesz többé domináns a fény-anyag kölcsönhatás során. Ezáltal a fotoszféra fokozatosan visszahúzódik, a felette lévő rétegek pedig optikailag átlátszóvá válnak. Ezt a tartományt nevezzük szupernóva-atmoszférának. Az atmoszférában a transzfer-egyenlet formális megoldása a következő alakú:

$$I_\nu(0) = \int_0^{\tau_a} S_\nu \exp\left(\frac{-\tau_\nu}{\cos\theta}\right) \frac{d\tau_\nu}{\cos\theta} = S_\nu\Big(1 - \exp(-\tau_a)\Big) \,. \tag{27}$$

A fotonoknak az atomokkal való kölcsönhatása során spektrálvonalakat formálnak, amelyek rárakódva a fotoszféra kontinuum-fluxusára, együttesen eredményezik a megfigyelhető színképet. Az atmoszférában a transzfer-egyenlet direkt kiszámítása igen bonyolult feladat, alkalmazható azonban a csillagszelek emissziós színképeihez kidolgozott Sobolev-közelítés (Sobolev, 1960), amely révén a számítások jelentősen egyszerűsödnek. A Sobolev-közelítés alapja, hogy



15. ábra. Az egyszerűsített szupernóva-modell vázlatos keresztmetszete a számításokban szereplő paraméterek ábrázolásával.

a makroszkópikus sebesség-gradiens dominál a sebességturbulenciák felett. Mivel az atomok nagy sebességgel mozognak és gyakran ütköznek, így a gerjesztési élettartamuk rövid. Ennek következtében az abszorbeált fotonokat azonnal ki is bocsájtják a gerjesztéssel megegyező hullámhosszon, izotróp módon. A fény-anyag kölcsönhatás ilyen módját, mely során a fotonok energiája nem, irányuk viszont megváltozik, rezonáns szórásnak nevezzük. Ekkor egy adott atomi átmenetet csak olyan fotonok tudnak gerjeszteni, amelyeknek a tágulás keltette Doppler-eltolódása révén megváltozott hullámhossza megegyezik a gerjesztési hullámhosszal.

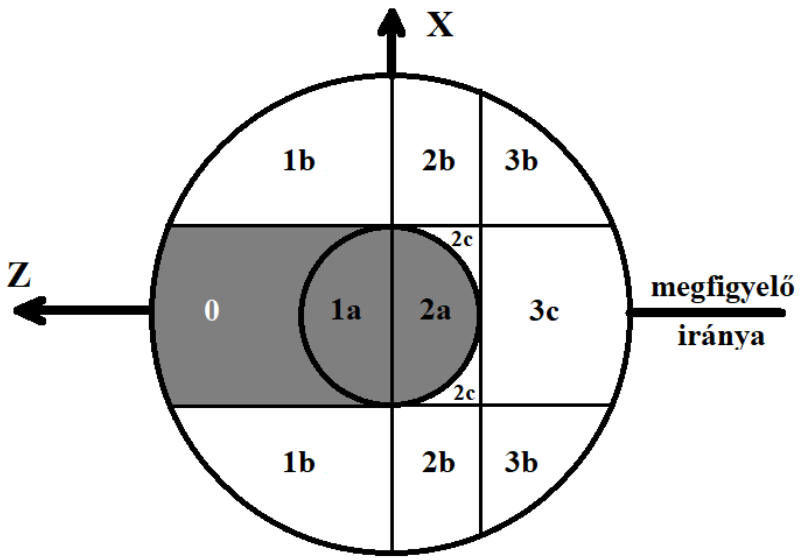
Mivel a szupernóva atmoszférában a rezonáns szórás a fény-anyag kölcsönhatás domináns módja, a 20. egyenletben a szórási koefficiens mellett az abszorpciós- és emissziós koefficiens elhanyagolhatóvá válik. Következésképp, a forrásfüggvény megegyezik a közepes intenzitással, amely pedig a fotoszféra térszögre vonatkozó átlagának felel meg:

$$S_\nu = J_\nu = \frac{1}{4\pi} \int_0^{4\pi} I_{fot}\, d\Omega\,. \tag{28}$$

A fotoszféra I_{fot} intenzitása izotróp, így kiemelhető az integrálásból. Megmutatható, hogy a térszög integrálja kifejezhető a radiális koordináta segítségével:

$$S_\nu(r) = \frac{I_{fot}}{4\pi} \times 2\pi \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{r_{fot}}{r}\right)^2}\right), \tag{29}$$

ahol r_{fot} a fotoszféra sugara. A szupernóva atmoszférában tehát a forrásfüggvény a fotoszféra Planck-függvényének higított változatával egyezik meg. Megjegyzendő azonban, hogy bár a higított feketetest-sugárzás viszonylag jó közelítést ad a szupernóvák kontinuum-fluxusára



16. ábra. Az egyszerűsített szupernóva-modell integrálási tartományai.

az optikai hullámhossztartományon, az LTE követelmények nem teljesül maradéktalanul a termonukleáris szupernóvákban, ezáltal eltérések léphetnek fel a fenti közelítéseket alkalmazó modellek és a megfigyelések között.

A burok növekedését érdemben semmilyen külső hatás nem akadályozza, így a szupernóva homológ módon tágul. Ekkor egy réteg tágulási sebessége a középponttól mért távolságával arányos, így pl. a fotoszféra sebessége arányos a fotoszféra sugarával: $v_{fot} \sim r_{fot}$. Megmutatható, hogy ilyen közegben a megfigyelő számára az egyenlő radiális sebességű pontok egy, a látóirányra merőleges sík mentén helyezkednek el:

$$v_{rad} = v(r)\,\cos\phi = v(r)\,\frac{z}{r} \sim r\,\frac{z}{r} = z\,, \tag{30}$$

ahol r a vizsgált réteg sugara, z pedig a hozzá tartozó látóirányú koordináta. Mivel a fotonok hullámhossza függ a radiális sebességtől, így energiájuk (amellyel gerjeszthetik a a környezetükben lévő ionokat) a z látóirányú koordináta függvénye. Mindez azt jelenti, hogy egy ion atomi átmenetéhez tartozó vonalprofil egy kiválasztott hullámhosszán detektált fotonok mind ugyanazon látóirányú síkban szenvedtek rezonáns szórást az adott típusú ionokon. Az általános vonalprofil kiszámításához előbb a látóirányú síkokon kell összegeznünk a megfigyelő számára beérkező sugárzást, majd mindezt a hullámhossz függvényében ábrázolnunk. Az alábbiakban az 16. ábra szerint három tartományon összegezzük a Sobolev-közelítés szerinti fluxusokat, úgy, hogy fenti egyenletet a látóirányra merőleges koordináta szerinti integrálásra írjuk át.

Az első tartomány a szupernóva megfigyelővel ellentétes félteke, amelynek látóirányú koordinátája $z > 0$. A fotoszféra mögött, annak árnyékában elhelyezkedő régióból a fotonok nem tudnak a megfigyelő irányába beszóródni, így ennek a tartománynak a járuléka zérus. A $z > 0$ régióból érkező fotonok egyrészt származhatnak a fotoszférán belülről, ha azok szóródás nélkül

érik el a megfigyelőt és hozzájárulva a feketetest-sugárzáshoz; másrészt a fotoszférán kívülről, amikor is a megfigyelő irányába beszóródó fotonok plusz járulékot adnak a laboratóriumihoz képest vöröseltolódott hullámhosszokon.

$$F_1 = \int_0^{r_{fot}} 2\pi I_{fot} x dx \; + \int_{r_{fot}}^{R} 2\pi S_\nu \Big(1 - \exp(-\tau(r))\Big) x dx \tag{31}$$

A második vizsgálandó régió a szupernóva megfigyelő oldalán lévő $|z| < r_{fot}$ tartománya. A fotoszféra járuléka ebben az esetben csökken, mivel az $x_{fot} < x < r_{fot}$ (ahol $x_{fot} = \sqrt{r_{fot}^2 - z^2}$) régiókban a fotonok kiszóródhatnak a látóirányból. Az $x > x_{fot}$ koordinátájú pontokban szóródó fotonok egy része a megfigyelő irányába került, így ez többlet fluxust jelent az adott kékeltolódott hullámhosszokon.

$$F_2 = \int_0^{x_{fot}} 2\pi I_{fot} x dx \; + \int_{x_{fot}}^{r_{fot}} 2\pi I_{fot} \exp(-\tau(r)) x dx \; + \int_{x_{fot}}^{R} 2\pi S_\nu \Big(1 - \exp(-\tau(r))\Big) x dx \tag{32}$$

A harmadik, $z < -r_{fot}$ integrálási tartományban a fotoszféra járuléka már nincs jelen. A megfigyelő és a fotoszféra közötti tartomány csökkenti az eredetileg a megfigyelő irányába tartó fotonok számát, míg az ezt körülvevő régióból ismét beszóródási komponens származik.

$$F_3 = \int_0^{r_{fot}} 2\pi I_{fot} \exp(-\tau(r)) x dx \; + \int_0^{R} 2\pi S_\nu \Big(1 - \exp(-\tau(r))\Big) x dx \tag{33}$$

A nem tisztán fotoszferikus tagok integrációjából kirajzolódik az egyszerűsített szupernóva-modell általános vonalprofilja, amely egy kékeltolódott abszorpciós és egy laboratóriumi hullámhosszon lévő emissziós komponensből áll. A Sobolev-közelítésben tehát az ilyen, ún. P Cygni vonalprofilok rakódnak a feketetest-sugárzásból származó kontinuum fluxusra. Az egyszerűsített szupernóva-modell viszonylag pontos képet ad a spektrális tulajdonságokról, ugyanakkor kellően alacsony számítási kapacitást igényel, hogy a vonalak vagy éppen a teljes színkép gyorsan előállítható legyen. A fenti közelítéseket számos analízis alkalmazta, többek között a széles körben elterjedt SYN++ spektrummodellező kód.

2.2. Spektrumillesztések a SYN++ kóddal

A SYN++ program (Thomas és mtsai, 2011) az eredeti SYNOW kód (Fisher és mtsai, 1997) C++-környezetbe átültetett, valamint kibővített változata, amely az egyszerűsített szupernóva-modell alapján számolja ki az individuális spektrumvonalakat és szintetizálja a teljes színképet. A kód alacsony számítási igénye miatt (egy átlagos személyi számítógépen a futási idő ∼2-3 másodperc) a szintetikus színkép gyorsan alakítható és illeszthető a megfigyelt spektrumok-

hoz. Ezt segti a SYNAPPS elnevezésű automatikus illesztő algoritmus, amely a bemeneti adatok egy részének vagy egészének variálásával keresi a legjobb illeszkedést mutató paraméterkombinációt, amelynek elérése tipikusan néhány ezer SYN++ futtatást vesz igénybe.

A színkép egészére vonatkozó fizikai paraméterek a fotoszféra sebessége (v_{fot}) és hőmérséklete (T_{fot}), amely alapján a SYN++ egy sima, gömbszimmetrikus fotoszférát feltételezve számítja ki a színkép kontinuum-fluxusát adó feketetest-sugárzást. Megjegyzendő, hogy az egyszerűsített szupernóva-modell fentebb ismeretett korlátai miatt az éles fotoszféra-közelítés csak részben állja meg a helyét. Továbbá, a kód a T_{fot} paraméter révén csak a feketetest-függvény alakját határozza meg, ezáltal T_{fot} paraméter nem a valós hőmérsékleti viszonyokat írja le. Hasonlóan, v_{fot} is csak közelítő átlagértékként felel meg a vonalformáló régiók alsó sebességhatárának. Mivel a SYN++ kóddal általában relatív fluxusokat szoktak modellezni, az eredményül kapott kontinuum szabadon skálázható vagy normalizálható.

A spektrumvonalak definiálása iononként történik, amelyeket a felhasználó szabadon választhat ki. A kód nem tartalmaz semmiféle korlátozást abban a tekintetben, hogy a feltételezett termális környezet függvényében egy adott kémiai elem mely ionjai milyen arányban vannak jelen. Minden kiválasztott ion esetében a következő paramétereket kell megadni:

- log_τ : az adott ion referencia optikai mélységének (τ_{ref}) logaritmusa
- v_min : az atmoszféra alsó határa, ahol jelen van az ion [1000 kms^{-1}]
- v_max : az atmoszféra felső határa, ahol jelen van az ion [1000 kms^{-1}]
- aux : az ion optikai mélységének exponenciális skálamagassága [1000 kms^{-1}]
- $temp$: az ion Boltzmann-féle gerjesztési hőmérséklete [1000 K]

A fotoszféra feletti rétegekben az egyes ionok optikai mélysége exponenciélisan csökken a sebességgel:

$$\tau(r) = \tau_{ref} \exp\left(\frac{(v_{ref} - v(r))}{aux}\right), \tag{34}$$

ahol τ_{ref} az optikai mélység értéke a v_{ref} sebességértéknél. A Sobolev-közelítés alapján, ha a szupernóva-atmoszféra hőmérsékletét állandónak feltételezzük, az optikai mélység csak a sűrűség függvénye. A SYN++ kód tehát egy exponenciális sűrűség-profilt feltételez, amely logaritmusának meredekségét az aux paraméterrel skálázhatjuk. A kisebb aux értékek egy gyorsan csökkenő, ezáltalál kevésbé széles spektrálvonalakat produkáló profilt adnak, míg a nagyobb skálamagasságok mind az abszorpciós, mind az emissziós részen elnyújtott vonalprofilokat eredményeznek. Megjegyzendő, hogy mind a hidrodinamikai szimulációk, mind pedig

a színkép-modellezések olyan sűrűség-profilokat jósolnak a termonukleáris szupernóvák esetében, amelyek exponenciális függvénnyel jól közelíthetőek; így pl. a normál Ia szupernóvák színképeit elsőként reprodukáló W7-modell exponenciális illesztéséből $aux = 2670$ kms^{-1} adódik.

Fontos kiemelni, hogy τ_{ref} csak az adott ion referencia vonalára vonatkozik, amely átmenet alsó energiaszintje rendre az ion alapállapota. A SYN++ kód az ion összes többi, adatbázisában szereplő vonalra a Boltzmann-eloszlás alapján számolja ki az adott energiaszint alsó szintjének populációját:

$$\frac{n_a}{n_{ref}} = \frac{g_a}{g_{ref}} \exp\left(-\frac{\chi}{kT}\right), \tag{35}$$

ahol k a Boltzmann-állandó, g az az energiaszintekhez tartozó súlytényező, χ pedig a vizsgált átmenet gerjesztési energiája. T gerjesztési hőmérséklet a bemeneti paramétereknél megadott $temp$ értékével egyezik meg. A kód a modell-atmoszféra egészére ugyanazt a gerjesztési hőmérsékletet alkalmazza egy adott ion esetében. Mivel a $temp$ paramétert minden ion esetében külön definiálhatjunk, modellünkben a gerjesztési hőmérsékletek jelentősen is különbözhetnek egymástól, ami viszont ellentmond a fizikailag realisztikus képnek.

A v_{min} és v_{max} sebességhatárok az ion jelenlétét adják meg a modell-atmoszférában. Mivel a növekvő sebességgel az átmenetek optikai mélységei exponenciálisan csökkennek, így a legkülső régiók járuléka a vonalprofilhoz általában elhanyagolható. A felső sebességhatárt azonban érdemes kellően nagynak választani, hogy a modell biztosan lefedje a vonalformáló régiókat; ez Ia szupernóvák színképeiben észlelt HVF-k esetében $v_{max} \sim 40.000$ kms^{-1}. A vonalformáló régiók alsó sebességhatára ezzel szemben minden esetben kritikus a vonalprofilok kialakításában. A SYN++ kód a sebességgel exponenciálisan csökkenő optikai mélységeket feltételez, ezért a legtöbb ion v_{min} paraméterei megegyezik a fotoszféra v_{fot} sebességével. Kivételt képeznek ez alól azok az ionok, amelyek csak a fotoszféránál magasabb rétegekben találhatóak meg vagy több vonalformáló régiójuk is van (pl. Ca II PVF és HVF esetében). Ilyen esetekben az adott v_{min} értékét a vonalprofil abszorpciós minimumának Doppler-eltolódásához kell igazítani.

A SYNAPSS automatikus színképillesztő algoritmusban a fent részletezett változók mindegyike megadható illesztési paraméterként. Az algoritmus véletlenszerűen változtatja a paramétereket a felhasználó által beállított tartományon, az új szintetikus spektrumot pedig a mért színképpel való χ^2 teszt alapján tartja meg vagy veti el. Fontos azonban leszögezni, hogy a változók nagy száma miatt a SYNAPPS nem képes a teljes paraméterteret kiértékelni, valamint a mintavételezési technikája miatt az algoritmus a paramétertér lokális minimumán ragadhat. Továbbá, a SYNAPPS nem képes a spektrumhoz szignifikánsan hozzájáruló ionok kiválasztására, illetve egyazon ion több vonalformáló régiójának beállítására. Ebből kifolyólag, minden esetben először a SYN++ kód manuális használata által kell a vonalformáló régiókat beállítani

és a lehető legjobb kiinduló modellt megalkotni, mielőtt a SYNAPPS futtatására sor kerülne.

2.3. Radiatív transzfer modellezése szupernóva légkörben

Az egyszerű, ám rövid futási idejű és automatizálható algoritmusok mellett természetesen igény van komplexebb, a kevesebb egyszerűsítést alkalmazó kódokra is az asztrofizikai modellezésekben. Utóbbiak egyik végletét jelenti a makrofizikai (pl. anyag áramlása, lökéshullámuk hatása stb.) és mikrofizikai (pl. fúzió, ionizáció stb.) folyamatokat egyaránt közvetlenül szimuláló hidrodinamikai kódok. Ezek számítási igénye óriási, szuperszámítógépeken való futtatásuk is hónapokig tarthat. Számos kód ugyanakkor vegyíti a mikrofizikai komplexitást és a gyors számításokat lehetővé tevő makrofizikai egyszerűsítéseket oly módon, hogy csak egy adott állapotú asztrofizikai közegben lezajló sugárzási folyamatokat modellezi. Az ilyen algoritmusokat radiatív transzferkódoknak nevezzük. A szupernóvák modellezésének területén az úttörő ML93 program óta több radiatív transzferkód is kifejlesztésre került, így pl. a SEDONA (Kasen és mtsai, 2006), a CMFGEN (Hillier és Dessart, 2012) vagy az ARTIS (Kromer és Sim, 2009), amelyek bár az alkalmazott közelítések némelyikében jelentősen eltérnek, struktúrájukban hasonlóak egymáshoz. Munkám során a nyílt forráskódú TARDIS programcsomagot használtam, mivel moduláris szerkezete lehetővé tette komplex szupernóva-légkörök gyors modellezését és ezáltal a szintetikus színképek illesztését a mért adatsorokhoz. Az alábbiakban a TARDIS felépítésén keresztül mutatom be a radiatív transzfer-kódok főbb elemeit.

A TARDIS egy Monte Carlo alapú radiatív transzfer-kód, amelyet termonukleáris szupernóvák megfigyelési paramétereinek modellezéséhez fejlesztettek. A számítási tér egy 1 dimenziós, radiális cellákra osztott szupernóva (SN) atmoszféra-modell, amelyet az egyes cellákhoz tartozó sűrűségek középértékével és a bennük található kémiai elemek arányával definiálhatunk. Az atmoszféra számos további fizikai paramétere (pl. a radiális hőmérséklet, elektronsűrűség stb.) szintén megadható az atmoszféra definiálása során vagy kiszámítható a TARDIS iteratív közelítése útján (a jelen, valamint a 2.4 alfejezetekben utóbbira mutatok példát). A bemeneti paraméterek közé tartozik továbbá minden modellezett epocha esetén az atmoszféra által kibocsájtott luminozitás és a fotoszféra sebessége, utóbbi mint a számítási tér alsó határa.

A radiatív transzfer kód számítási hátterének egyik alapvető feltételezése a lokális termodinamikai egyensúly (LTE), vagyis hogy a gerjesztési/ionizációs viszonyokat a sugárzási tér határozza meg. Az egyes radiális cellákban az ionizációs viszonyok, pontosabban két egymást követő ionizációs szint populációja (N_j) számolhatóak a Saha-egyenlet alapján (*lte* mód):

$$\frac{N_{j+1}n_e}{N_j} = \frac{2Z_{j+1}(T_R)}{Z_j(T_R)} \cdot \left(\frac{2\pi m_e k T_R}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{\chi_j}{kT_R}} = \Phi_{j,T_R}\,, \tag{36}$$

ahol n_e a elektronok számsűrűségét, T_R a sugárzási hőmérsékletet jelöli, míg Z_j és χ_j a j. ionizációs szinthez tartozó állapotösszeg és ionizációs energia. Ugyanebből a célból választható az ún. módosított nebuláris közelítés is (*nebular* mód):

$$\frac{N_{j+1}n_e}{N_j} = W \cdot \left[\delta\zeta_j + W(1-\zeta_j)\right]\left(\frac{T_e}{T_R}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \Phi_{j,T_R}\,, \tag{37}$$

amelyben W a fentebb bevezetett higítási faktor, ζ_j azon rekombinációk aránya, amelyek egyből a j. ionizációs szint alapállapotát eredményezik, T_e pedig az elektronhőmérséklet, amelyről feltételezzük, hogy $T_e = 0,9\,T_R$. A fenti egyenletekben n_e a elektronok számsűrűségét, T_R a sugárzási hőmérsékletet jelöli,

Hasonlóan az egyes gerjesztési állapotok számsűrűségei meghatározhatóak a Boltzmann-képlet alapján (*lte* mód):

$$n_{j,k} = \frac{g_{j,k}}{Z_j} \cdot N_j \cdot e^{-\frac{\epsilon_{j,k}}{kT_R}} = \Psi_{j,k} \tag{38}$$

illetve ennek a higítási faktorral súlyozott alakjával (*dilute-lte* mód), amely enyhe NLTE-közelítésként funkcionál (Lucy, 1999):

$$n_{j,k} = W \cdot \Psi_{j,k} \tag{39}$$

Az LTE közelítések mellett a gerjesztési viszonyok meghatározhatóak a statisztikai egyensúlyi egyenletek megoldásával (NLTE mód). Habár ez utóbbi szofisztikáltabb módszer a fenti lte metódosukhoz képest, az egyenletekben szereplő Einstein-koefficiensek jelentős bizonytalanságot hordozhatnak, néhány esetben pedig nem ismertek. Továbbá, habár az NLTE kalkulációk jelentősen megnövelik a modellezés számítás-igényét, több ion esetében nem mutatható ki számottevő különbség az LTE közelítésekhez képest. Mindezt szem előtt tartva, az NLTE számításokat csak néhány ion esetében érdemes alkalmazni; ezeket a konfigurációs fájlban adhatjuk meg.

A szimuláció a gerjesztési/ionizációs populációk kiszámítása után az N db foton-csomag (MC kvantum) inicializálásával folytatódik a szimuláció. Minden egyes foton csomag azonos energiájú (ám eltérő frekvenciájú!), radiális irányú és megbonthatatlan. A hullámhosszuk a számítási tér alsó határához rögzített feketetest sugárzás mintavételezése alapján kerül megállapításra. Egy foton csomag energiája az együttmozgó koordináta-rendszerben a luminozitás alapján kerül kiszámításra:

$$E = \frac{4\pi r_{fot}^2 \sigma T_{fot}^4}{N}\Delta t = \frac{L}{N}\Delta t \tag{40}$$

amelybből r_{fot} a robbanás óta eltelt időből és a fotoszféra sebességéből számítható, míg T_{fot}-ot a kód a megadott luminozitáshoz igazítja iteratív módon.

A fotoncsomagok kezdeti, véletlenszerű μ iránya:

$$\mu = cos\Theta = \sqrt{z},\ z\ \in (0;1] \tag{41}$$

A TARDIS szimulációjában a fotonok Thomson-szóródás útján kerülhetnek kölcsönhatásba a szabad elektronokkal. A szóródás opacitása (Lucy, 2005):

$$\tau_e = \sigma_T\, n_e\, s\, D_\mu \tag{42}$$

ahol σ_T a Thomson hatáskeresztmetszet, n_e az elektron-sűrűség, s a fotoncsomag által megtett (vizsgált) útszakasz, míg D_μ az elektron Doppler-faktorja:

$$D_\mu = 1\ -\ \mu\,\frac{v}{c} \tag{43}$$

A fotoncsomagok megőrzik a szóródás előtti hullámhosszukat, új irányuk (μ) viszont izotróp eloszlást követ:

$$\mu\ = -1\ +\ 2z\ ,\ z\ \in (0;1] \tag{44}$$

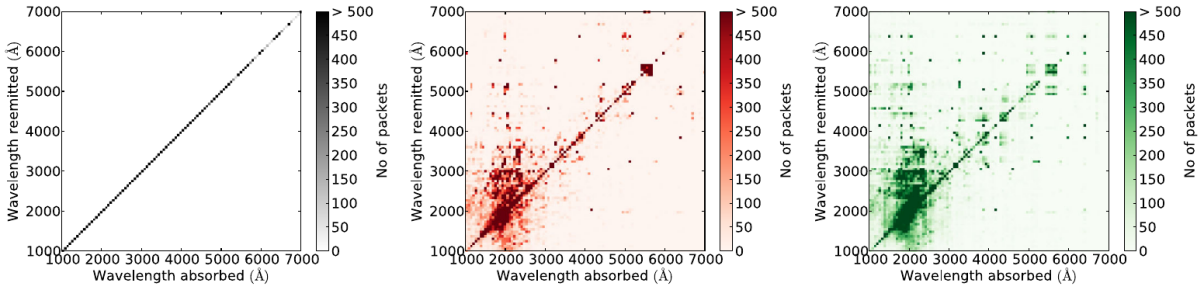
A fotonokat útjuk folyamán kötött-kötött átmenetek révén nyelhetik el, majd bocsájthatják ki újra az atomok. A TARDIS jelenleg háromféleképpen tudja kezelni a fotoncsomagok és az atomok közötti kötött-kötött kölcsönhatást.

A ***scatter*** módban az atom a rezonáns szóródásnak megfelelően (Branch, 1985; Lucy és Abbott, 1999) ugyanazon a hullámhosszon emittálja a fotont, amelyen abszorbeálta, csupán az irányát változtatja meg izotróp módon. Az egyszerűbb spektrum-modellező algoritmusok (pl. SYN++) szintén a rezonáns szóródás közelítését alkalmazzák.

A ***downbranch*** közelítés során az elnyelt foton az átmenet felső szintjére gerjeszti az atomot. Ezt követően az algoritmus a fluoreszcencia egyszerűsített modelljének megfelelően (Lucy, 1999) az atommodel alapállapotba kerülésével emittálja a fotont. A kölcsönhatás során a fotoncsomagnak így nem csak az iránya, hanem a hullámhossza is megváltozhat, amennyiben a gerjesztett atommodell eredetileg nem alapállapotban volt. A *downbranch* közelítést alkalmazza a szakirodalomban felbukkanó másik, a TARDIS-hoz hasonló radiatív transzfer-kód,

A ***macroatom*** módszer a *downbranch* közelítés komplexebb verziója. Ebben az esetben a belső atomi átmenetek valószínűsége már nem zérus, így az atommodell a Lucy (2003) által leírt algoritmusnak megfelelően több belső átmeneten mehet keresztül mielőtt emittálja a fotoncsomagot.

A modell atmoszféra egyes rétegeiben a következő három esemény egyike zajlik le minden fotoncsomaggal: átléphetnek a következő radiális cellába, kölcsönhathatnak a jelen lévő ionok



17. ábra. A TARDIS által kínált foton-atom kölcsönhatások (scatter, downbranch és macroatom) hullámhossz-eloszlása. Forrás: Kerzendorf és Sim (2014)

egyikével a választott kötött-kötött átmenet szerint, illetve Thomson-szóródást szenvedhetnek el a szabad elektronokon. Annak eldöntésére, hogy melyik következik be, a kód mindhárom eseményhez kiszámít egy-egy karakterisztikus úthosszat. A radiális cella elhagyásának jellemző úthossza kézenfekvő módon a fotoncsomag távolsága a cella határától: d_s. Mivel a fotonok iránya a kölcsönhatások során változik, ezért a fotoncsomag aktuális irányától függően az említett határ lehet a cella alsó- vagy felső korlátja is.

Következőként a kód megkeresi a fotoncsomag együttmozgó koordinátarendszerben mért hullámhosszához legközelebbi, vörös oldali atomi átmenetet. A kötött-kötött kölcsönhatás karakterisztikus úthossza d_l távolság, amelyet megtéve a fotoncsomag Doppler-eltolódása megegyezik az adott átmenettel és így a Sobolev-közelítés szerinti rezonanciába kerül vele.

Végül a kód a sugárzás abszorpciós törvénye alapján véletlenszerűen választja ki τ_n optikai mélységet, amelyet a fotoncsomag elnyelődés nélkül megtesz:

$$\tau_n = ln(z) = \kappa_e d_e,\ z \in (0; 1] \tag{45}$$

ahol κ_e a Thomson-szóródás koefficiense, d_e pedig a karakterisztikus távolsága.

A fentiek alapján kiszámított d_s, d_l és d_e távolságokat az algoritmus az alábbi módon hasonlítja össze. Amennyiben d_l a legrövidebb útszakasz, úgy az ion általi abszorpció létrejöhet. Annak eldöntésére, hogy ez be is következik-e, a kód összeveti a τ_n értékét az kötött-kötött átmenethez tartozó teljes optikai mélységgel, amely a fotoncsomag Doppler-eltolódásából származó és az atomi átmenet Sobolev-féle optikai mélységének összege:

$$\tau_{teljes} = \tau_{Sob} + \tau_{Dop} = \tau_{Sob} + \sigma_T n_e d_l\,. \tag{46}$$

Amennyiben $\tau_n < \tau_{teljes}$, az atomi átmenettel való kölcsönhatás létrejön: a fotoncsomag az ionnal való Sobolev-rezonancia síkjáig jut el, ahol az ion elnyeli, majd a választott fény-anyag interakció szerint bocsájtja ki. Ha $\tau_n > \tau_{teljes}$, a kód csökkenti τ_n értékét a vizsgált vonal τ_{Sob} optikai mélységével, ez alapján pedig újraszámolja d_e távolságot. A kód kiválasztja a hul-

lámhossz szerinti következő atomi átmenetet és ez alapján d_l értékét is újrakalkulálja. Az új paraméterekkel újra lefolyik a vizsgálat, egészen addig, amíg az atomi átmenet be nem következik vagy pedig d_l már nem a legrövidebb a karakterisztikus távolságok közül.

Abban az esetben, ha a karakterisztikus úthosszak közül d_e a legrövidebb, a fotoncsomag megteszi ezt a távolságot, majd szóródik a szabad elektronokon a Thomson-szórás fentebb leírt módján. Végül, ha d_s távolság a legkisebb, a fotoncsomag eléri a atmoszféra-modell aktuális cellájának határát és a következő cellába lép. Amennyiben a fotoncsomag a számítási tér alsó határán (a szupernóva modell fotoszféráján) halad át, az útja véget ér és elveszik. A számítási tér külső határát átlépő fotoncsomagok hozzájárulnak a szintetikus színképhez. A fotoncsomagok útjának egyszeri kiszámítása azonban csak egy adott, a felhasználó által meghatározott konfiguráció szimulációja; a szupernóva-atmoszféra önkonzisztens modelljéhez iteratív úton juthatunk el.

A bemeneti paraméterekből ugyanis nem következik sem a feketetest-eloszlást meghatározó T_{fot} fotoszféra hőmérséklet, valamint az ionizációs/gerjesztési viszonyokat meghatározó W higítási paraméter és T_R sugárzási hőmérséklet sem. Ezeket a paramétereket inicializálni kell a TARDIS számára. A fotoszféra hőmérsékletét az első szimuláció során a felhasználó által megadott luminozitás határozza meg:

$$T_{fot} = \left(\frac{L}{4\pi r_{fot}^2 \sigma} \right)^{1/4} . \tag{47}$$

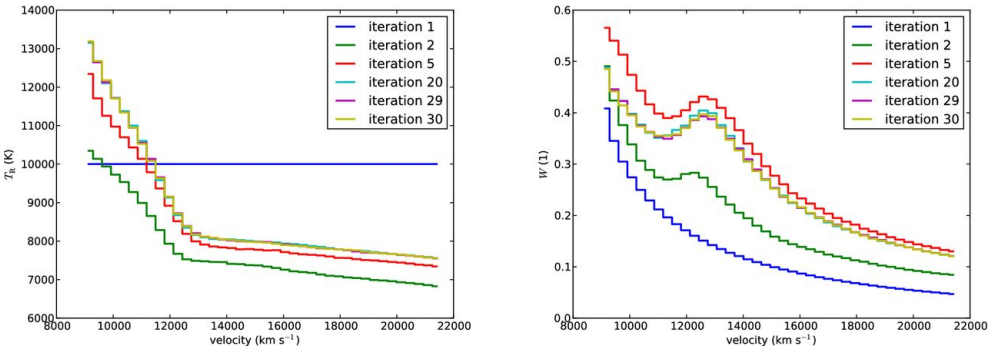
Ez az egyenlet azonban csak közelítésként állja meg a helyét, ugyanis - ahogy azt a fotoncsomagok útjának leírásánál is láthattuk - a fotonok egy része elvész a visszaszóródás következtében, amikor áthaladnak a fotoszférán. A második iterációtól kezdve a fotoszféra hőmérséklete mindig az előző szimuláció során kijutó fotoncsomagok szerint változik. Vagyis, amennyiben a detektálható fotoncsomagok össz-energiája meghaladja a felhasználó által megadott luminozitást, a kód következő szimulációja során alacsonyabb fotoszféra hőmérsékletet alkalmaz, és fordítva.

A beállításoknak megfelelően a sugárzási hőmérséklet kezdeti értékét a kód állandónak veszi minden radiális cellára, pl. $T_R(r) = 10000$ K; míg a higítási paramétert a geometriai higításnak megfelelően inicializálja a kód:

$$W(r) = \frac{1}{2}\left(1 - \sqrt{1 - (r_{fot}/r)^2}\right). \tag{48}$$

A $T_R(r)$ és $W(r)$ paraméterek iteratív meghatározásához a TARDIS két operátort definiál minden radiális cellára, amelyeket minden iteráció végén a fotoncsomagok útvonala alapján határoz meg. Ezek:

$$J_{op} = \frac{1}{4\pi \Delta t V} \sum E l D_\mu \, , \tag{49}$$



18. ábra. Konvergencia-teszt a TARDIS szimulációk sugárzási hőmérsékletének és higítási-paraméterének iteratív meghatározásáról. Forrás: Kerzendorf és Sim (2014)

valamint

$$\nu_{op} = \frac{1}{4\pi\Delta t V} \sum E l D_\mu \nu \,, \tag{50}$$

ahol a szummák az egyes fotoncsomagokra összegeznek úgy, hogy E a fotoncsomag energiája, ν a frekvenciája, l az útvonal hossza az adott radiális cellában, míg D_μ az első rendű Doppler-faktor. Minden szimulációt követően a kód az alábbi módon frissíti a sugárzási hőmérsékleteket, illetve a higítási-faktorokat:

$$T_R = \frac{h\pi^4}{360k\zeta(5)} \frac{J_{op}}{\nu_{op}} \,, \tag{51}$$

amelyben ζ a Riemann-féle zéta függvény; valamint

$$W = \frac{\pi}{\sigma T_R^4} J_{op} \,. \tag{52}$$

A frissített T_{fot}, T_R és W ismeretében a TARDIS újraszámolja a fotoszféra-, valamint a radiális cellák fizikai paramétereit, majd újabb szimulációt hajt végre, amelynek végén ismételten felülvizsgálja plazma-változókat. Az iteráció addig folytatódik, amíg a plazma állapota nem konvergál kellő pontossággal vagy amennyiben a kód nem teljesítette a felhasználó által megadott iteratív-ciklusszámot. Ez utóbbit érdemes kellően nagynak választani, de a tapasztalatok alapján 20-25 iteráció után a plazma-paraméterek érdemben már nem változnak (18. ábra).

2.4. Spektrumillesztések a TARDIS kóddal

A TARDIS a 2.3 fejezetben leírtak szerint számítja ki a felhasználó által megadott szupernóva-modellből származó szintetikus színképet. A modell definiálásához a teljes kibocsájtott luminozitást, valamint az aktuális atmoszféra struktúráját kell (sebességhatárok, sűrűség-profil, kémiai

```
tardis_config_version: v1.0
supernova:
    luminosity_requested: 8.37 log_lsun
    time_explosion: 12.0 day

atom_data: kurucz_cd23_chianti_H_He.h5

model:
    structure:
        type: file
        filename: density.dat
        filetype: simple_ascii
    abundances:
        type: file
        filename: abundance.dat
        filetype: custom_composition

plasma:
    initial_t_inner: 10000 K
    initial_t_rads: 10000 K
    disable_electron_scattering: no
    ionization: nebular
    excitation: dilute-lte
    radiative_rates_type: dilute-blackbody
    line_interaction_type: macroatom

montecarlo:
    seed: 10000000
    no_of_packets : 5.e+4
    iterations: 15
    last_no_of_packets: 15.e+4
    no_of_virtual_packets: 6

    convergence_strategy:
        type: damped
        damping_constant: 1.0
        threshold: 0.05
        fraction: 0.8
        hold_iterations: 3
        t_inner:
            damping_constant: 1.0

spectrum:
    start : 3000 angstrom
    stop : 10000 angstrom
    num: 700
```

19. ábra. Példa a TARDIS konfigurációs fájlja.

elemek tömegarányai) kell megadni a program bemeneti paramétereiként.

A modell-atmoszféra struktúráját, valamint a sűrűség-adatokat ugyanabban a segédfájlban kell megadni (pl. *density.dat*), oly módon, hogy a fájlban minden egyes sor egy-egy radiális cella adatait tartalmaz alsó sebességhatára (a legalsó cella értelemszerűen a v_{fot}-nak felel meg), valamint a sűrűség-függvény középértéke a cellában a referencia időpont pillanatában. A referencia időpontot (t_0) a segédfájl legelső sora tartalmazza. Mivel a sűrűség-profil alakja a homológ tágulás miatt nem változik, így ugyanazt a függvényt használhatjuk egy adott szupernóva összes epochájának modellezésekor. Ugyanakkor, a burok időbeli hígulása miatt a sűrűség-profilt skálázni kell a t_0 óta eltelt idő harmadik hatványa szerint (lásd később). Ezt a TARDIS a konfigurációs fájlban megadott *robbanás óta eltelt idő* ($time_since_explosion$) paraméterrel teszi meg, amely - mivel az egyes mérések időpontjai jól ismertek - csak a robbanás pillanatának függvénye. Mivel több színkép illesztése esetén a sűrűség-profil szabad paramétereinek száma (a sűrűség-függvény paraméterei, valamint a robbanás időpontja) nem változik, így a szupernóva-tomográfiás módszerrel effektíven vizsgálható a burok anyagának eloszlása.

A kémiai elemek eloszlása két módon adható meg a program számára, azonban mind a két metódusban - a SYN++-hoz hasonlóan - a felhasználónak kell meghatároznia, hogy mely kémiai elemek vannak jelen a szupernóva-légkörben. Az *uniform* beállítás a teljes atmoszférára konstans eloszlást feltételez, így elegendő felsorolni a kémiai elemek teljes tömegarányát a konfigurációs fájlban. A *rétegzett* burok esetén egy újabb segédfájlban kell definiálni az egyes radiális cellák az elemek tömegarányait. A segédfájl (pl. *abundance.dat*) első sorában kell felsorolni a kémiai elemeket, majd a következőkben a cellák sorszámát (a *density.dat*-nak megfelelően) és a megadott kémiai elemekhez tartozó tömegarányokat kell megadni. A TARDIS legfrissebb verziója már képes kezelni a radioktív izotópok bomlását is, így közvetlenül megadható pl. a termonukleáris szupernóvákban kulcsszerepet játszó ^{56}Ni mennyisége. A kémiai

density.dat

100 s		
0	3600.000	0.0362871813158
1	3800.000	0.0337213515463
2	4000.000	0.0313369489962
3	4200.000	0.029121145131
4	4400.000	0.0270620185086
5	4600.000	0.0251484906403
6	4800.000	0.0233702663858
7	5000.000	0.021717778564
8	5200.000	0.0201821364792
9	5400.000	0.018755078088
10	5600.000	0.0174289255476

abundance.dat

Index	C	O	Na	Mg	Al	Si	S	Ca	Ti	V	Cr	Fe56	Co	Ni56
0	0.000	0.250	0.000	0.020	0.000	0.100	0.040	0.015	0.005	0.000	0.020	0.050	0.050	0.450
1	0.000	0.250	0.000	0.020	0.000	0.100	0.040	0.015	0.005	0.000	0.020	0.050	0.050	0.450
2	0.000	0.250	0.000	0.020	0.000	0.100	0.040	0.015	0.005	0.000	0.020	0.050	0.050	0.450
3	0.000	0.250	0.000	0.020	0.000	0.100	0.040	0.015	0.005	0.000	0.020	0.050	0.050	0.450
4	0.000	0.320	0.005	0.040	0.000	0.080	0.030	0.010	0.003	0.000	0.012	0.050	0.050	0.400
5	0.000	0.320	0.005	0.040	0.000	0.080	0.030	0.010	0.003	0.000	0.012	0.050	0.050	0.400
6	0.000	0.320	0.005	0.040	0.000	0.080	0.030	0.010	0.003	0.000	0.012	0.050	0.050	0.400
7	0.000	0.320	0.005	0.040	0.000	0.080	0.030	0.010	0.003	0.000	0.012	0.050	0.050	0.400
8	0.050	0.380	0.005	0.045	0.000	0.050	0.020	0.010	0.000	0.000	0.010	0.050	0.050	0.350
9	0.050	0.380	0.005	0.045	0.000	0.050	0.020	0.010	0.000	0.000	0.010	0.050	0.050	0.350
10	0.100	0.400	0.005	0.045	0.000	0.040	0.020	0.010	0.000	0.000	0.010	0.020	0.050	0.300

20. ábra. Az atmoszféra-modell definiáliása a TARDIS bemeneti segédfájljaiban.

segédfájl (*abundance.dat*) első sorában felsorolt izotópok (pl. *Ni56*) tömegarányai a struktúra segédfájl (*density.dat*) referencia időpontjára vonatkoznak. A TARDIS ezek után a automatikus kiszámolja bomlástermékek (*Fe56, Co56, Ni56*) tömegarányát és hozzáadja az adott kémiai elemek tömegarányához (*Fe, Co, Ni*).

Az adott epocha abszolút fényességét a felhasználó a konfigurációs fájlban adhatja meg a kibocsájtott luminozitás logaritmusával. A TARDIS lehetőséget kínál arra, hogy az illesztendő színkép integrált luminozitását adjuk meg. Ekkor a kód az alkalmazott feketetest-függvényt hozzáigazítja a megadott eloszláshoz, csökkentve a luminozitás becslésének hibáját. Ugyanakkor a mért színképek megfigyelt fluxusai csak a távolság ismeretében vethetőek össze a szintetikus színképek luminozitásaival. Habár színkép-illesztések tipikusan csak közeli ($d < 200$ Mpc) szupernóvák esetében működnek, a távolságmérés bizonytalansága bizonyos esetekben még így is elérheti a $\sim$20-30 $\%$-ot.

Könnyen belátható, hogy még egy viszonylag egyszerű (pl. exponenciális-függvénnyel leírható) sűrűség-profil és konstans kémiai abundanciák esetében is két számjegyű szabad paraméter (luminozitás/távolság, robbanás óta eltelt idő, sűrűség-függvény két változója, valamint a $\sim$8 kémiai elem tömegarányai) adódik egy színkép illesztésekor. A helyzet még komplexebb, amikor *rétegzett* kémiai profilt használunk, amely mind a megfigyelési eredmények, mind a hidrodinamikai szimulációk alapján szükséges a termonukleáris szupernóvák színképeinek helyes értelmezéséhez. A kémiai elemek tömegarányát minden radiális cellában (a modell felbontásától és a számítási tér méretétől függően kb. 10-50 db) meg kell adni, amely a paraméterek számának ugrásszerű emelkedéséhez vezet. Az illesztési változók ilyen nagy számánál nem járható be és értékelhető ki a teljes paramétertér. Továbbá, a paraméterek közötti degeneráció és a szupernóva színképek jellegezetességei miatt az illesztés jósága nem jellemezhető hatékonyan egy számmal, amely ellehetetleníti a szintetikus modellek bizonytalanságának becslését. A radiatív transzfer-kódokkal történő illesztések legnagyobb kihívása tehet a szabad paraméterek számának csökkentése, valamint a szintetikus színképek illeszkedésének helyes értékelése.

"Do or do not. There is no try."

Yoda

3. Nagysebességű vonalformáló régiók feltérképezése Ia típusú szupernóvákban

Ahogy az a 2.3. fejezetben bemutatásra került, a szupernóvák kémiai struktúrája az ún. szupernóva-tomográfiás módszerrel térképezhető fel. Ennek egy egyszerű, ám ugyanakkor effektív módja a vonalformáló régiók elhelyezkedésének nyomonkövetése, amelyet az egyes ionok vonalprofiljainak Doppler-eltolódása alapján állapítható meg. Ugyanakkor, a jelentős átfedések miatt az abszorpciós minimumok hullámhossza hamis képet adhat a spektrálvonalak valós helyzetéről. Ennek kiküszöbölése végett érdemes a teljes vonalprofilt leilleszteni, illetve, amennyiben az illesztés igényli, több komponenst alkalmazni.

3.1. Nagysebességű vonalkomponensek azonosítása Gauss-illesztéssel

A szupernóvák színképeiben a vonalprofilok modellezésének legegyszerűbb módja a Gauss-profilok illesztése, amely pusztán az abszorpciók reprodukálására fókuszál (lásd pl. Marion és mtsai, 2013; Maguire és mtsai, 2014). Előnye, hogy az illesztés gyors és automatizálható akár teljes színképsorozatokra vagy több szupernóvára is, ezáltal pedig statisztikai alapú következtetések vonhatóak le a szupernóvák vonalformáló régióinak tulajdonságairól. Ez volt a fő motivációja a Silverman és mtsai (2015) által publikált kutatásnak, amely során a szerzők 210 Ia típusú szupernóva összesen 445 maximum környékén felvett színképére alkalmazták a Gauss-illesztéseket, hogy meghatározzák a nagysebességű- és fotoszferikus vonalkomponensek (HVF és PVF) sebesség-függvényét.

Az analízist megelőzően a minta összes színképét korrigálták a szupernóvák galaxisainak vöröseltolódására, valamint a Tejútrendszer vörösödésére (Schlegel és mtsai, 1998). Az analízis nem a színképek egészére, pusztán a Ca II H&K, Si II λ6355 és a Ca II NIR tripletre korlátozódott, mivel elsősorban ezen spektrumvonalak esetében számíthatunk HVF-k felbukkanására. Mindhárom spektráltartományon az algoritmus először megkeresi az abszorpciós minimumot, majd az első széles lokális maximumokat mindkét irányban. Ez utóbbiak általában a P Cygni profil emissziós csúcsa a vörös irányban irányban, illetve az abszorpció határa kék irányban. A két maximum pontot összekötve állapították meg a pszeudo-kontinuumot, amelyet levontak az észlelt fluxus simításához. Ezt követően külön-külön mindhárom hullámhossztartomány teljes spektrálprofilját illesztették meg több Gauss-függvény együttesével. A Si II λ6355-nél egy, a Ca II NIR tripletnél három, míg a Ca II H&K esetében kettő vagy három spektrálvonalat kerestek; utóbbi hullámhossztartományán ugyanis a Si II λ3858 is hozzájárulhat a spektrálprofilhoz. Mindegyik vonalhoz (az Si II λ3858 kivételével) egy (PVF vagy HVF), illetve két (PVF és HVF) komponenst rendeltek a spektráltartományon talált lokális minimumok függvényében; így például a Ca II NIR triplet spektráltartományának illesztéséhez három vagy hat Gauss-függvényt alkalmaztak. A szabad paraméterek számának csökkentése érdekében a spektrálkomponensnek (pl. Ca II H PVF és Ca II K PVF) szeparációját a laboratóriumi hullám-

hosszak különbségéhez rögzítették, míg a relatív erősségüket a gf szorzathoz igazították, ahol f az atomi átmenet oszcillátor erőssége, g pedig az átmenet súlytényezője. Az illesztést követően a felhasznált egyedi Gauss-függvények paramétereiből megállapították a teljes vonalprofilhoz hozzájáruló abszorpciók ekvivalens-szélességét (pEW, utalva arra, hogy pszeudo-abszorpciókat vizsgáltak), valamint a vonalkomponensek sebességét.

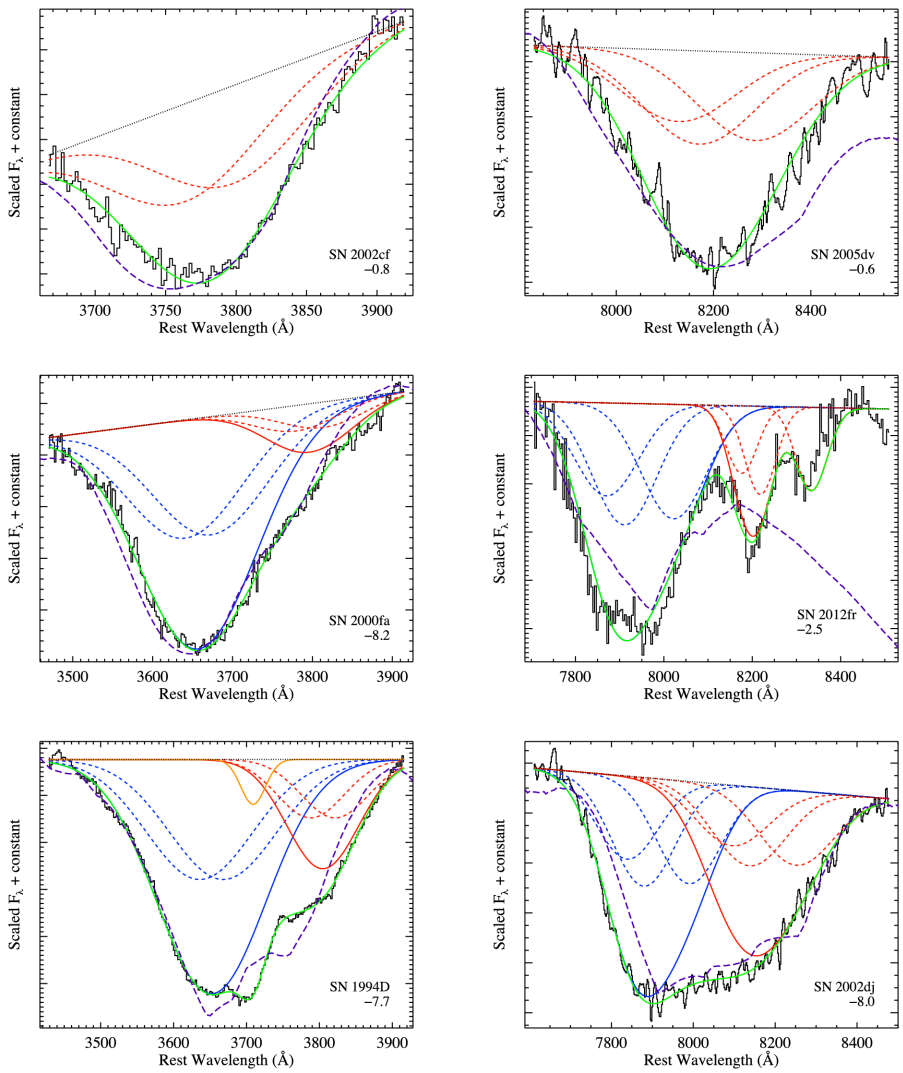
A Gauss-illesztéses módszer ugyanakkor nagyrészt elhanyagolja a P Cygni vonalprofilok laboratóriumi hullámhossznál jelentkező emissziós komponensét, amely több, egymással átfedő vonal esetén (mint amilyen pl. egy HVF és PVF komponenssel is rendelkező spektrálprofil) inkonzisztenciához vezethet. Mivel a Gauss-profilok illesztése még az egyszerűsített szupernóva-modellhez képest is jelentős egyszerűsítéseket alkalmaz, a módszer alkalmazása előtt tesztelésre és kalibrációra szorult. Ezen célból tizenegy színkép esetében a SYN++ kóddal is elvégeztem a teljes színkép illesztését, különös tekintettel a három vizsgált spektráltartományra.

A SYN++ modellek mindegyikében használtam O II, Mg II, Si II, S II és Fe II ionokat, illetve néhány modell tartalmazta a Si III, Fe III és Ti II vonalait is. A vonalkomponensek kiválasztásánál csak a Ca II esetében állítottam be HVF-t, $v_{min} > v_{fot} + 5\,000$ kms^{-1} módon, mivel más ion esetében nem, vagy csak gyenge HVF komponensre számíthatunk a maximumhoz közeli színképekben. A többi ion, valamint a Ca II PVF komponenseinek definiálásakor a v_{min} paramétereket a v_{fot} értékéhez rögzítettem, csökkentve ezzel a szabad paraméterek számát. Hat különböző szupernóva színképeinek illesztése a 21 ábrán látható, szaggatott lila vonallal.

A szintetikus színképek jól reprodukálják a két vizsgált spektráltartományt, azonban az illesztések jósága elmarad a Gauss-profilok illeszkedésétől. Ez annak tudható be, hogy a SYN++ modellekkel a teljes észlelt színképtartomány lehető legjobb leillesztése volt a célunk, így a T_{fot} feketetest hőmérséklet, illetve a v_{fot} fotoszféra sebességekre más értékek adódtak, mint amit pusztán a kalcium spektrumvonalak illesztése indokolt volna. A Gauss-profilok tesztelését illetően a szerzők algoritmusa és a SYN++ modellek ugyanazon esetekben detektáltak szignifikáns erősségű Ca II HVF komponenseket. A két módszerrel mért HVF-sebességek 2σ bizonytalanságon belül megegyeznek, ez nagyságrendileg $\sim$1200 kms^{-1}-nak felel meg. Mindez azt mutatja, hogy a Gauss-profilok illesztése is megbízható módszer az Ia szupernóvák HVF vonalkomponenseinek felderítéséhez, valamint a főbb fizikai paramétereik (ekvivalens szélesség, vonalformáló régió sebessége) meghatározásához.

A Silverman és mtsai (2015) analízisében a Phillips-relációt követő 210 Ia-típusú szupernóva összesen 445, legfeljebb +5 nap epochájú színképe alkotta a mintát. A megfigyelt hullámhossztartományok kék oldali levágása miatt a Ca II H&K vonalakat csak 126 színkép esetében tudták vizsgálni. Ezek közül 5 mutatott csak HVF, 94 HVF és PVF, valamint 27 csak PVF komponenst; utóbbi két kategóriában 15-15 színképnél a Si II $\lambda 3878$ vonalra is szükség volt a helyes illesztéshez. Ugyanez a statisztika a Ca II NIR tripletre a következőképpen néz ki: 382 színképből 16 mutatott csak HVF-t, 261 HVF+PVF-t és 105 csak PVF-t.

Ha a detektálásokat a epochák függvényében vizsgáljuk, azt találjuk, hogy a Ca II vonalkomponensek időbeli fejlődést mutatnak a HVF -> HVF + PVF -> PVF módon. Ezt támasztja



21. ábra. A Gauss-profilok, valamint a SYN++ illesztések a a Silverman és mtsai (2015) mintájának hat színképére.

alá az is, hogy a pusztán HVF komponenseket mutató nyolc szupernóva színképek a maximumot legalább egy héttel megelőző epochákhoz tartoznak. Közülük az a három szupernóva, amelyik későbbi színképekkel is rendelkezik, a maximum környékén már PVF komponenseket is mutatott. Hasonlóan, a csak PVF-t tartalmazó színképek is időben korlátozottak, a maximumot megelőző 12. napot követően jelennek meg. A HVF+PVF színképek epochái átfednek az előző két csoporttal, és a maximumhoz vizonyítva -16 és +5 nap (utóbbi egyben a teljes minta legkésőbbi színképeinek epochája is) között jelentkeznek. Igaz, többségük -4 napnál korábbra korlátozódik, amikor a minta szupernóváinak 91%-a mutatott legalább HVF vonalkomponenst. Mivel a minta maradék 9%-a a halványabb 91bg alcsoporthoz tartozik, így valószínűsíthető, hogy *minden* normál Ia szupernóva színképében fellelhetőek a Ca II HVF komponensei a maximum előtt néhány nappal. Ez a konklúzió egybecseng Mazzali és mtsai (2005) eredményeivel, igaz, a szerzők egy sokkal kisebb, mindössze 17 színképet tartalmazó minta analízise során jutottak erre a következtetésre.

A Si II $\lambda 6355$ spektrálvonal felépítése szintén a Silverman és mtsai (2015) vizsgálatának tárgyát képezte. Önálló, PVF nélküli HVF komponenst mindössze egyetlen szupernóva, az SN 2012fr korai színképei (<-14 nap) mutattak. Az Si II HVF komponensek általános detektálásai is jóval ritkábbak, mivel a 422 vizsgált színkép közül csak 94-ben volt kimutatható a kettős, PVF + HVF vonalprofil. A korai, -5 napot megelőző epochákat figyelembe véve is csak 32%-ot tesz ki ez az arány, ami jóval alacsonyabb, mint a Ca II HVF-ek 91%-os detektálása. Ugyanakkor az extrém korai, -11 napot megelőző epocháknál minden színképben jelen van a HVF komponens. Mindezek alapján, hasonlóan a Ca II spektrálvonalak időbeli fejlődéséhez, az Si II vonalak is a HVF+PVF kompozícióból válnak pusztán PVF komponenssé.

3.2. Az extrém sebességű SN 2010kg színképsorozatának analízise SYN++ modellek illesztésével

Ahogy azt az 3.1 alfejeztben ismertetett cikk (Silverman és mtsai, 2015) eredményei megmutatták, a vonalformáló régiók időbeli fejlődésével kimutathatóak a szupernóva atmoszféra eltérő kémiai- és/vagy fizikai tulajdonságú tartományai, amelyek magyarázatul szolgálhatnak a termonukleáris szupernóva-robbanások diverzitására. A spektrumvonalakat létrehozó ionok, valamint a vonalprofilokra hatással levő fizikai paraméterek magas száma miatt a relatíve egyszerű modellező algoritmusokkal is számos nehézségbe ütközik a vonalformáló régiók teljes feltérképezése. A kevés vonalkomponensre szorítkozó, ám nagy adatbázist feldolgozó módszerek (pl. Silverman és mtsai, 2015) mellett egy másik lehetséges stratégia az egyedi objektumokra fókuszáló, ám részletekbe menő analízis. Utóbbira példa a Barna és mtsai (2016) által közölt SYN++ modellezés, amelyet az SN 2010kg maximumot megelőző és annak környékén felvett színképeire végeztem el.

Az SN 2010kg szupernóvát 2010 november 30-án fedezték fel (Nayak és mtsai, 2010) a Lick Observatory Supernova Search program keretein belül. A szupernóva a z =0,0166 vöröseltolódású NGC 1633 spirálgalaxisban robbant fel, melynek a Tully-Fisher módszerrel becsült távolsága 54,4 és 68,9 Mpc között szóródik (Theureau és mtsai, 2007). A szupernóva nyomon követése a texasi McDonald Observatory 8,8 méter effektív átmérővel bíró Hobby-Eberly Telescope-pal történt, a színképeket pedig ugyanezen teleszkóp Marcario Low Resolution Spectrograph detektorával vették fel. A megfigyelt spektráltartomány 4 100 és 10 500 Å között húzódik, amelynek közepénél a felbontás 19 Å, a jel/zaj viszony pedig (az ég minőségétől és az expozíciós időtől függően) 70 és 120 közötti. Az alábbiakban részletezett tanulmányban a B-színszűrőben mért maximális fényesség időpontjához képest (2010. december 12.5) -10 és +5 nap közötti tizenegy színképet vizsgáltam.

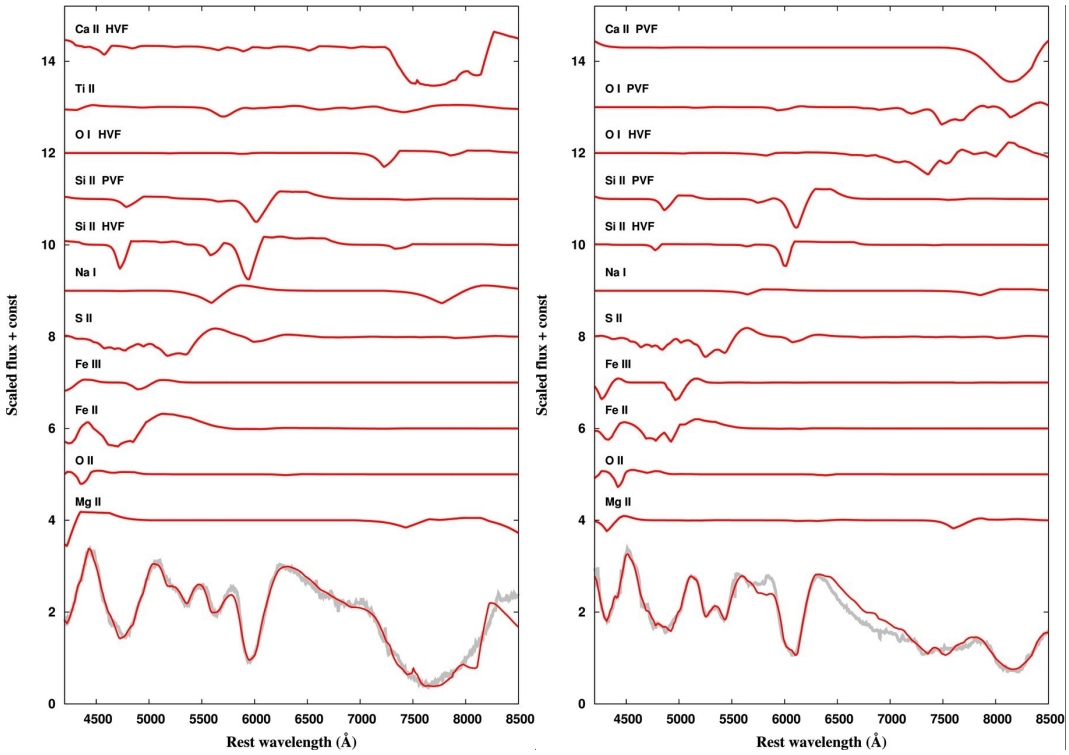
Mivel a SYN++ szintetikus színképei a szupernóva nyugalmi rendszerében mérhető fluxuseloszlást modellezik, ezért az illesztés megkezdése előtt mindegyik mért adatsort korrigálnia kell vöröseltolódásra és az intersztelláris extinkció okozta vörösödésre. Különösen az extinkció becslése jelent kihívást a megfigyelő csillagászat számára, ugyanis a galaktikus komponens

mellett figyelembe kell venni a szupernóva galaxisának poranyaga által okozott vörösödést is. Előbbire jó megoldást jelent a NASA Extragalactic Database-ben (NED) is megtalálható extinkciós adatok, amelyeket a COBE/DIRBE és IRAS/ISSA mérései alapján a tejútrendszerbeli por emissziójából határoztak meg (Schlafly és Finkbeiner, 2011). Az extragalaktikus vörösödés meghatározására számos módszer kínálkozik (pl. a Na I D vonalának ekvivalens szélessége, lásd Poznanski, Prochaska és Bloom, 2012), amelyek alapján az SN 2010kg esetében ez a komponens elhanyagolható. A színképeket tehát a NED adatai alapján $E(B-V) = 0{,}137$ mag vörösödésre korrigáltam a Fitzpatrick és Massa (2007) által publikált extinkciós függvény alapján, $R = 3{,}1$ együtthatót feltételezve.

3.2.1. SN 2010kg vonalformáló régiónak feltérképezése

A SYN++ bemeneti paramétereit a 2.2 fejezetben ismertettem. Mivel a kód a színképek relatív fluxus-eloszlását számítja ki, ezért a szupernóva távolságával nem foglalkozva, pusztán az $a0$ szorzóparaméter beállításával skáláztam a szintetikus színképeket a mért adatokhoz. A szabad változók csökkentésének érdekében az $a1$, illetve $a2$ skálázó paramétereket zérusnak rögzítettem. A T_{fot} fotoszferikus hőmérsékletet illesztési paraméterként alkalmaztam a színképek kontinuum-fluxusának reprodukálásához. Hasonlóan, a színkép egészére hatással levő v_{fot} fotoszferikus sebességet is szabad változóként hagytam meg, amely az egyes vonalformáló régiók alsó sebességhatárát határozta meg. Ugyanakkor az alkalmazott ionok vonalformáló régióinak v_{min} minimum sebességét nem rögzítettem a v_{fot} értékéhez, hanem bevezettem az ún. "köztes" (detached feature, DF) vonalak alkalmazását. Ezek sebessége jelentősen magasabb, mint a fotoszferikus sebesség, így nem tekinthetőek PVF komponensnek, ugyanakkor tipikusan elmaradnak a HVF-k sebességétől. A DF-ként hivatkozott vonalak nem rendelkeznek második, akár PVF vagy akár HVF komponenssel. A 3.1. fejezetben ismertetett és a Silverman és mtsai (2015) által is vizsgált "klasszikus" PVF+HVF vonalkomponenseket csak három ion esetében engedélyeztem: a várható Ca II és a valószínűsíthető Si II mellett, az O I $\lambda 7770$ triplet illesztése is indokolta a kettős vonalprofil alkalmazását. A vonalformáló régiók felső határát minden esetben a kellően magas, 40.000 kms^{-1}-os sebességhez rögzítettem. A beállított ionok τ referencia optikai mélysége, aux exponenciális faktora és T_{exc} gerjesztési hőmérséklete mind szabad paraméterként szerepeltek az illesztésben.

A SYN++ modellek illesztésében különösen kritikus a felhasználó által beállított ionok kiválasztása. Némely esetben az ionok hozzájárulása a megfigyelt színképekhez nyilvánvaló, így pl. a maximum fényesség környékén minden Ia szupernóva színképében a Ca II H&K és az Si II $\lambda 6355$ vonalai, az S II $\sim$5500 Å-nél található "W" dublettje, valamint a Ca II NIR tripletje dominálja az optikai spektráltartományt. A további ion-szelekcióhoz a szakirodalom hasonló publikációit vettem alapul, amelyekben normál Ia szupernóvák +14 napnál korábbi színképein végeztek vonalazonosítást (Branch és mtsai, 2006; Tanaka és mtsai, 2008; Parrent és mtsai, 2012; Hsiao és mtsai, 2013; Jack és mtsai, 2015; Marion és mtsai, 2015). A szakcikkek mindegyike azonosította az O I, Mg II, Fe II és Fe III spektrálvonalait, így ezeket az ionokat is



22. ábra. Az SN 2010kg -10 napos és a maximum fényesség környékén felvett spektrumai (szürke vonal) és az egyes ionok hozzájárulása a legjobb illeszkedést mutató SYN++ színképhez (piros vonal). Forrás: Barna és mtsai (2016)

alkalmaztam a modell-illesztések során. Néhány ion spektrális hozzájárulásának kérdésében egyelőre nincs konszenzus a szakirodalomban, lévén, hogy csak néhány szakcikk azonosította a vonalaikat a maximumot megelőző Ia színképekben. A C I (Hsiao és mtsai, 2015), a C II (Silverman és Filippenko, 2012), a Na I (Branch és mtsai, 2005), a Ti II (Filippenko és mtsai, 1992), valamint a Co II és a Ni II (Branch és mtsai, 2005) ionok esetében előzetes teszt-illesztéseket végeztem a SYN++-szal, annak felderítésére, hogy különböző T_{exc} gerjesztési hőmérsékletek mellett milyen hullámhosszaknál keltenek spektrálvonalakat. A tesztek eredményeként a Na I és Ti II ionokat vettem fel az illesztendő SYN++ modellekbe, mivel az S II "W" és a Si II $\lambda 6355$ abszorpció között húzódó hullámhossztartomány illesztését jelentősen javították. Ugyanakkor Hatano és mtsai (1999a) LTE-alapú optikai mélység számításai alapján a két említett ion tipikusan csak olyan alacsony (<7000 K) hőmérséklet esetén képes erős vonalat kelteni, amelyre az Ia szupernóvák atmoszférájában nem, esetleg csak a legkülső tartományban várható.

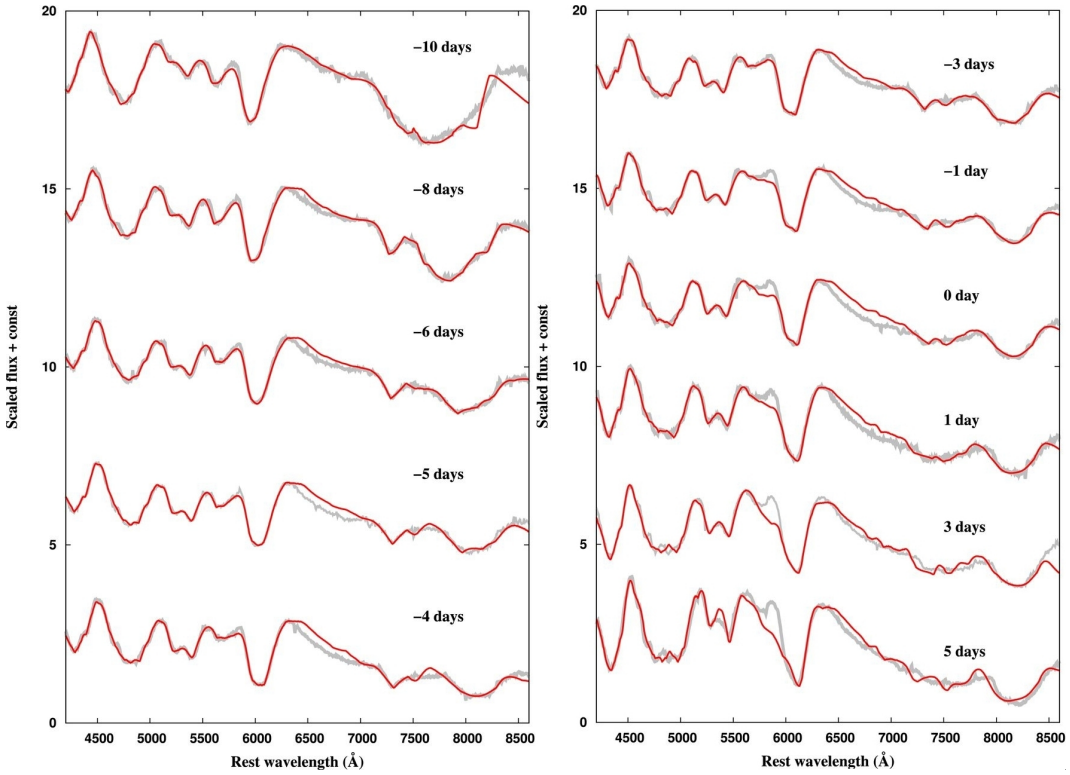
A modellezéshez használt ionok hozzájárulása a legjobb illeszkedést mutató szintetikus színképekhez a 22. ábrán láthatóak. Megjegyzendő, hogy a fentebb felsorolt és a SYN++ modellekbe felvett ionok pusztán a vizsgált 4 100 - 10 500 Å közötti hullámhossztartomány spektrumvonalainak illesztése alapján kerültek kiválasztásra. Bizonyos, a modellezésből kizárt ionoknak bizonyítottan van hozzájárulása a színképek formázásához az említett hullámhosszakon kívül (pl. Ni II a közeli UV tartományban); míg más, felhasznált ionok jelenléte megkérdőjelezhető az egyszerűsített szupernóva modell LTE-közelítésén kívül. Ahogy azt a későbbiekben

részletezem, a ∼4400 Å-nél található abszorpció további elemezés tárgyát képezte, amelynek eredményeként az O II ion is a végső SYN++ modell része lett.

Habár a kódhoz tartozik egy automatikus illesztő algoritmus, a SYNAPPS (Thomas és mtsai, 2011), a 40-45 szabad paraméterrel nagyon hosszúra nyúlhat a kód futási ideje. További gondot jelenthet, hogy a SYNAPPS χ^2-alapú algoritmusa beragadhat egy lokális minimumot jelentő paraméterkombinációnál. A problémák kiküszöbölése végett az illesztés menetének jelentős része a SYN++ paramétereinek manuális finomhangolásával történt, hogy aztán az így kapott eredményeket kiinduló paraméterekként adjam meg a SYNAPPS számára. Amennyiben egy spektrumvonal manuális reprodukálása során kellően jó illeszkedést sikerült elérni, a hozzátartozó ion paramétereit rögzítettem vagy szigorúbb alsó- és felső-határokat határoztam meg. A SYN++ manuális finomhangolása nagyjából a felére csökkentette a szabad változók számát és a felderítendő paraméterteret, továbbá jó kiindulási alapként szolgált ahhoz, hogy a SYNAPPS által talált végeredményt a legjobb illeszkedést adó megoldásként fogadjuk el.

Az SN 2010kg teljes színképsorozat-illesztésének eredménye a 23. ábrán látható. A szintetikus színképek remek egyezést mutatnak a mért adatokkal, különösen igaz ez az abszorpciók által dominált hullámhossztartományokra (4 100 - 5 600 Å, Si II $\lambda 6355$, Ca II NIR triplet). A modellek a -1 napos epochától kezdődően nem tudják reprodukálni az ∼5800 Å környékén található, egyre erősödő (pszeudo-)emissziós csúcsot, amelynek pontos oka egyelőre ismeretlen. A lehetséges okok között szerepel a SYN++ elnagyolt feketetest-kontinuum közelítése, illetve az emisszió nem rezonáns szórásból származó eredete (lásd, *macroatom* közelítés a 2.3 fejezetben). A másik, következetesen rosszul kezelt hullámhossztartomány a 6 400 és 7 000 Å közötti lejtő, amelynél a SYN++ modellek szintetikus színképei kisebb-nagyobb mértékben mindig túl magas fluxusokat mutatnak. Habár az O II ion alkalmazásával a régió illesztése javítható, ehhez azonban fizikailag irrealisztikus (HVF jellegű v_{min}, extrém magas aux skálaparaméter és τ optikai mélység) paraméterek szükségesek, valamint ezek alkalmazása más hullámhosszakon lerontaná az illesztést jóságát. A szupernóva atmoszféra külső tartományában lévő nagy mennyiségű és forró oxigén feltételezésénél valószínűbb következtetés, hogy az eltérést a SYN++ pontatlan fotoszféra-közelítése okozza. Ezt támasztja alá az is, hogy míg a legtöbb egyszerű modellező kód nem tud megbirkózni a 6400 és 7000 Å közötti fluxus-lejtővel, a fotoszféra-közelítés helyett komplexebb, ún. szürke atmoszféra megközelítést alkalmazó ARTIS radiatív transzfer-kód képes reprodukálni ezt a hullámhossztartományt.

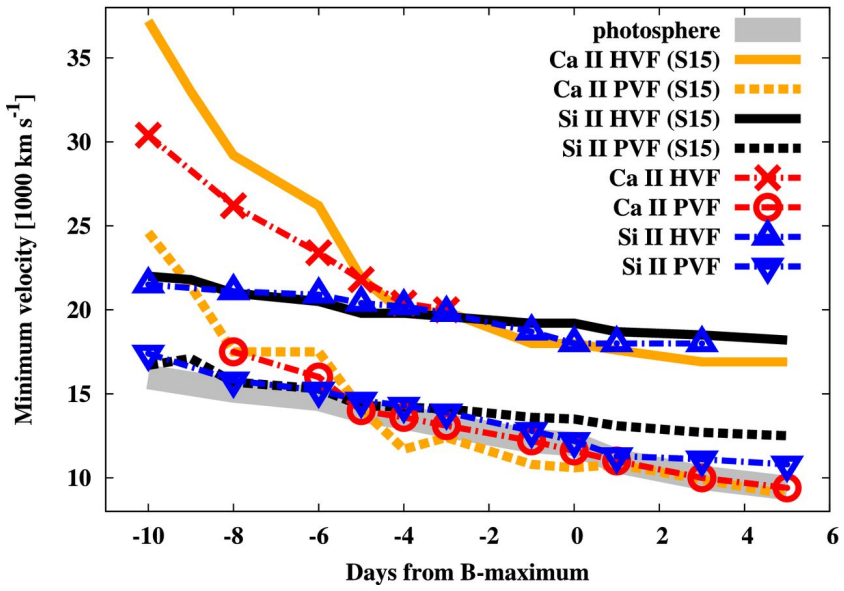
Ahogy azt Silverman és mtsai (2015) nagy elemszámú mintán kimutatták, a maximum előtti egy hétnél korábbi színképek mindegyikében számíthatunk nagysebességű Ca II vonalkomponens felbukkanására. A rendelkezésünkre álló SN 2010kg színképek jól lefedik a HVF-k epocháit, azonban a mért hullámhossztartomány nem terjed ki a Ca II H&K vonalára, ahol a $\lambda 3969$ és $\lambda 3934$ átmenetek dupla csúcsa könnyen azonosítható lenne. A vizsgált színképekben a közeli infravörösben található $\lambda 8498$, $\lambda 8542$ és $\lambda 8662$ vonalak jelentik az egyedüli szignifikáns kalcium abszorpciók, az együttesen alkotott NIR triplet azonban más normál Ia szupernóvák színképeiben látottakhoz képest extrém erősségű. Más spektrálvonalak hiányában, valamint a



23. ábra. Az SN 2010kg színképsorozata (szürke vonal) és az egyes epochák legjobb illeszkedést mutató SYN++ szintetikus színképei (piros vonal). Forrás: Barna és mtsai (2016)

NIR triplet feloldása nélkül a Ca II vonalkomponensek paraméterei erősen degeneráltak. Valószínűsíthetően ennek tudható be, hogy a várakozásokkal ellentétben a maximum időpontjában, valamint az azt követő napokban már nem lehet azonosítani a Ca II HVF jelenlétét, mivel a PVF vonalak is jó illeszkedést tudnak adni a NIR triplet abszorpciójára. Utóbbi a -8 napos epochánál detektálható először, vonalformáló régiójának a sebessége kezdetben 2 500 - 3 000 kms^{-1}-mal a modell fotoszférája felett helyezkedik el. A Ca II PVF sebessége -5 napnál válik egyenlővé a v_{fot} értékével, onnantól pedig a megfigyelt epochák végéig együtt csökkennek közel lineáris ütemben. A Ca II HVF komponense 30.400 kms^{-1} sebességet mutat a legkorábbi epocha idején, majd a v_{fot} változásánál jóval gyorsabb ütemben csökken 20.000 kms^{-1}-ig, ahol a sebességprofil ellaposodik. A SYN++ modellek sebességeit összevetve a Silverman és mtsai (2015) eredményeivel jó egyezés mutatkozik, mind a HVF sebességek leszálló ága, mind pedig a teljes PVF sebesség-profil esetében. Az egyedüli különbség a legkorábbi színképek HVF komponensének esetében lelhető fel, ahol az említett szakcikk Gauss-profil illesztéseiből 4 - 6 000 kms^{-1}-mal magasabb sebesség adódott a HVF profil sebességére. Tekitnve, hogy a vonalformáló régió általam meghatározott sebessége is extrém a szakirodalomban fellelhető többi értékehez képest (21.000 - 26.500 kms^{-1} 10 nappal a maxim előtt; Parrent és mtsai, 2012; Marion és mtsai, 2013), valószínűsíthető, hogy a SYN++ modellek pontosabb megoldást adnak a Ca II NIR triplet illesztésére.

Az Si II abszorpciói több helyen is feltűnnek az optikai tartományon, azonban a vas abszorpciók által többszörösen átfedett $\lambda 5055$ és a gyenge $\lambda 5979$ spektrálvonalakkal szemben



24. ábra. Az SN 2010kg színképsorozatának illesztéséből származó SYN++ modellek egyszeresen ionizált kalcium- és szilícium vonalformáló régióinak minimum sebességei. A fozoszféra sebességét szürke vonal jelöli. Forrás: Barna és mtsai (2016)

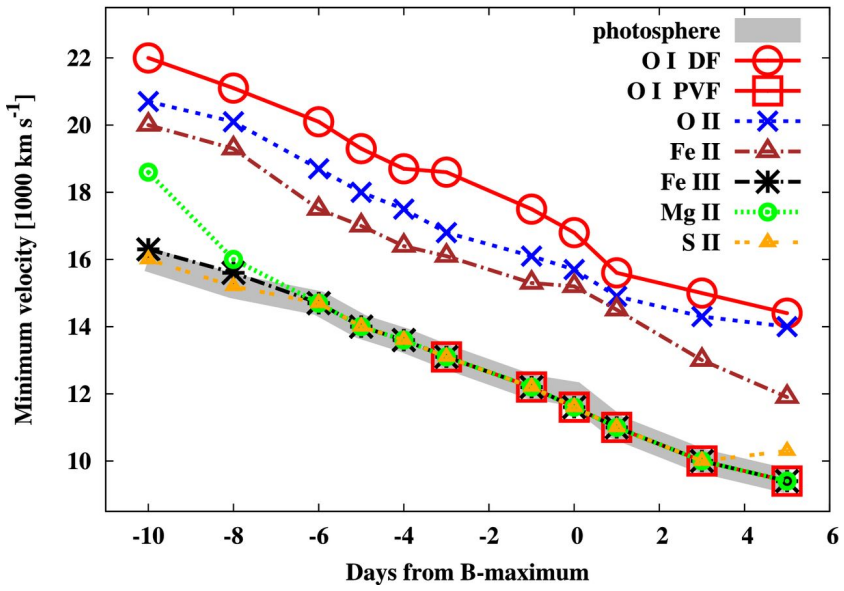
egyedül a $\lambda 6355$ átmenet ad támpontot a vonalkomponenseket illetően. A vonalprofil időbeli változását követve jól látható, ahogy az egyre gyengülő HVF helyét átveszi a PVF komponens. Az átmenetre -4 nap környékén kerül sor, a HVF komponens azonban még a maximumot követően is detektálható maradt. A vonalformáló régió a nagysebességű Ca II vonallal ellentétben csak lassan süllyed 22.000-ről 18.000 kms^{-1}-ra, amely jó egyezést mutat Silverman és mtsai (2015) által közölt eredményekkel. Az Si II PVF vonalkomponens már a legkorábbi epochánál is szignifikáns hozzájárulást mutat a vonalprofilhoz. Sebességprofilja követi a v_{fot} csökkenési ütemét, azonban végig a fotoszféra felett található 500 - 1 500 kms^{-1}-mal. A PVF komponens a -2 napot követően fokozatosan egyre jobban eltér a Gauss-profil illesztésekből (Silverman és mtsai, 2015) származó sebességektől. Ez valószínűleg annak tudható be, hogy az Si II PVF vonalkomponense ekkora szaturálttá válik, ennélfogva az abszorpciós minimum pozíciója már nem követi a vonalformáló régió Doppler-eltolódását. Mivel a SYN++ modellek illesztése során a vonalformáló régió sebessége megállapítható a szintetikus vonalprofil az abszorpciójának vörös oldali eltolódásából is, így ezek az eredmények valószínűsíthetően pontosabb képet adnak a Gauss-illesztéseknél. Az Si II PVF komponens sebességének fotoszférával együtt történő folyamatos csökkenése azt támasztja alá, hogy a szupernóva-atmoszféra vizsgált rétegeiben a szilícium jelenléte folytonos.

A semleges oxigén legerősebb vonalprofilja a $\sim$7770 Å környékén található triplet, amelyet megfigyelési és modellezési eredmények (Nugent és mtsai, 2011; Parrent és mtsai, 2012) alapján nagysebességű vonalkomponens alkot. Ezt alátámasztják a hidrodinamikai szimulációk eredményei, amelyek deflagrációs-, illetve DDT-robbanások során nagy mennyiségű oxigént jósolnak a szupernóva külső, > 20.000 kms^{-1} régióban. Ugyanakkor a radiatív transzfer kóddal történő szupernóva-tomográfiás analízisek azt mutatták ki, hogy a belsőbb, 10.000 < v <

20.000 kms^{-1} tartományban is jelen van az oxigén, kisebb, $\sim$10 %-os tömegaránnyal. Mindezek alapján az O I esetében (a Ca II és az Si II ionokhoz hasonlóan) két vonalkomponenst állítottam be a SYN++ modellekben. Az O I HVF komponensének 21 - 22.000 kms^{-1}-os sebessége a legkorábbi epocháknál gyakorlatilag megegyezik az Si II HVF komponensével. A későbbiekben viszont a sebességprofilja nem mutat a nagysebességő vonalkomponensekre jellemző ellaposodást, helyette folyamatosan süllyedve, ám mindig legalább 5 000 kms^{-1}-mal a fotoszféra felett található a vonalformáló régiója. Az O I triplet vonalprofiljának illesztése a -3 napos epochától kezdődően követeli meg a PVF komponens alkalmazását is, amely végig a v_{fot}-tal megegyező sebességet mutat. A vizsgált időtartam során az O I HVF legalacsonyabb sebessége 14.000 kms^{-1}, míg a PVF legmagasabb sebessége 13.100 kms^{-1}, tehát a két vonalformáló régiót ugyanaz a folytatólagos oxigén eloszlás alakítja ki. A szupernóvák burkában található oxigén származhat a fehér törpe eredeti anyagából, illetve a szén fúziójából is, ezért változó tömegaránnyal, de minden rétegben jelen lehet szignifikáns mennyiségű oxigén. Mivel az O I nagysebességű és fotoszférikus komponensének vonalformáló régiója nem diszjunktak, előbbit a klasszikus HVF vonalaktól eltérően valószínűleg egyszerű opacitás effektus eredményezi: alacsonyabb sebességeknél a nagy sűrűség, míg magasabb sebességeknél az alacsony hőmérséklet eredményezheti a vonalakat kialakító oxigén-gerjesztettséget.

A két vas-ion, az Fe II és az Fe III együttesen felelős a $\sim$4 200 Å-nél található abszorpció kék oldalának, valamint a 4 600 és 5 200 Å közötti komplex vonalprofil kialakításért. Mivel előbbi hullámhossztartományon az Mg II, míg utóbbin az Si II és az S II ionok is hozzájárulást mutatnak a színkép kialakításához, az Fe II és Fe III sebességek meghatározása első látásra nehézségbe ütközik. A SYN++ modellek különböző vas-konfigurációkkal való tesztelése során kiderült, hogy a 4 600 és 5 200 Å közötti komplex struktúra vörös oldalának illesztéséhez fotoszférkus Fe III sebességre van szükség, így ezt a változót az illesztések során kötött paraméterként alkalmaztam (ez alól csak az első két epocha jelentett kivételt, ahol a SYNAPSS-szal történő végső illesztés néhány száz kms^{-1}-mal magasabb sebességet határozott meg az Fe III-ra). Az Fe II esetében hasonló megszorítást nem tudtam tenni, azonban a SYNAPPS illesztések következetesen magas, $\sim v_{fot}$+3 500 kms^{-1}-os sebességet adtak. Ezt az eredményt alátámasztja az a várható fizikai kép, miszerint a szupernóva atmoszférájában a hőmérséklet kifelé monoton csökken. Az oxigén vonalformáló régióival ellentétben nem detektálhatjuk egyazon vas-ion két, párhuzamosan létező vonalformáló régióját. Ennek oka, hogy az O II-vel ellentétben a mind az Fe II, mind az Fe III átmeneteinek optikai mélység-függvényei magas értékeket mutatnak a 9 000 K felett (Hatano és mtsai, 1999a), azonban mindkét esetben jól elkülönülő, viszonylag szűk hőmérsékelti tartományban (ellentétben az O I optikai mélység-függvényével). Az Fe II sebesség-profilja arra is rámutat, hogy 20.000 kms^{-1} környékén is számíthatunk szignifikáns mennyiségű vasra (esetleg radioaktív ^{56}Ni-re) az Ia szupernóvákban.

Az egyszeresen ionizált magnézium és kén vonalformáló régiói a megfigyelt időtartamon szinte végig a fotoszféra sebességéhez voltak kötve, ez alól csak az Mg II első két epocha során mutatott sebessége jelent kivétel. Tíz nappal a maximum előtt az Mg II λ4481 vonala a



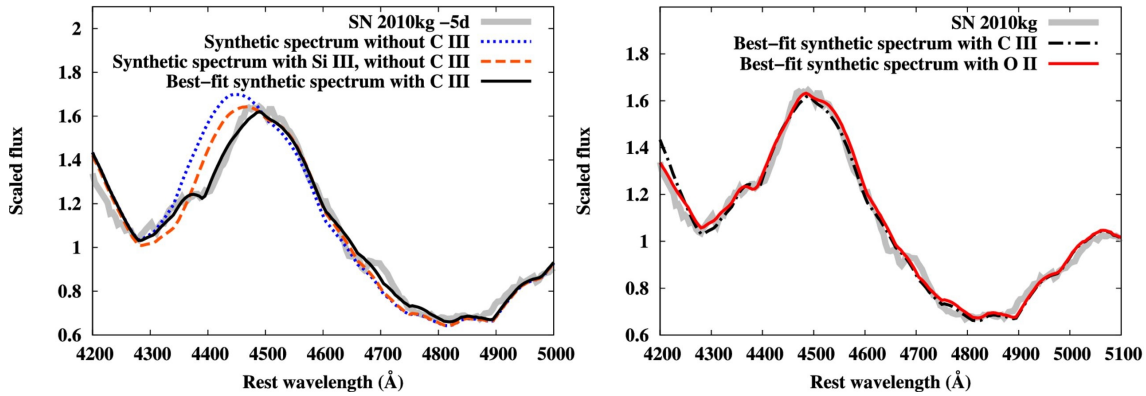
25. ábra. Az SN 2010kg színképsorozatának illesztéséből származó SYN++ modellek oxigén-, magnézium-, kén- és vas ionok vonalformáló régióinak minimum sebességei. A fotoszféra sebességét szürke vonal jelöli. Forrás: Barna és mtsai (2016)

fotoszféra felett 2000 kms^{-1}-mal DF-ként kezd, azonban sebessége néhány nap alatt a v_{fot}-hoz konvergál. Az Mg II magasabban lévő vonalformáló régiójának valódiságát nem lehet meghatározni a rendelkezésre álló információkból, a vizsgált vonalat pedig ugyanezen epocháknál azonosították PVF (Marion és mtsai, 2013) és DF (Parrent és mtsai, 2012) vonalkomponensként is a szakirodalomban.

3.2.2. A 4400 Å-nál található spektrumvonal eredete

A vizsgált SN 2010kg színképek kék oldali végénél, 4 100 és 4 500 Å közötti struktúrában az Fe II, Fe III és Mg II által formált erős abszorpció mellett egy második abszorpciós minimum is található, amely nem hozható összefüggésbe az említett három ionnal. A szimpla csúcs alapján egyetlen, a vonalprofil vörös oldalának meredeksége miatt valószínűsíthetően DF vonalkomponens alakította ki. A szakirodalomban több szerző is a kétszeresen ionizált szilícium λ4560 átmeneteként azonosította a spektrumvonalat. A SYN++ modellek illesztése folyamán arra az eredményre jutottam, hogy a SYN++ modellekben csak a más ionok (Mg II, S II, Fe III) vonalai alapján meghatározott v_{fot}-nál 3.000 kms^{-1}-mal alacsonyabb sebességgel tudná leilleszteni az Si III ion az említett spektrumvonalat. Mivel a fotoszféra alatti vonalformáló régió alapjaiban mond ellent az egyszerűsített szupernóva modellnek, valamint mivel a v_{fot} ilyen drasztikus mértékű megváltoztatása lerontaná a szintetikus színképek illeszkedését, ezért egy alternatív megoldást kerestem az SN 2010kg SYN++ modelljei számára.

A termonukleáris szupernóvarobbanások során keletkező kémiai elemek ionjai közül az ionizált oxigén λ4640 és a kétszeresen ionizált szén λ4647 vonala is jó illeszkedést adott a vizsgált spektrumvonalra (26. ábra). Mivel a SYN++ modellekben az egyedi ionok illesztési

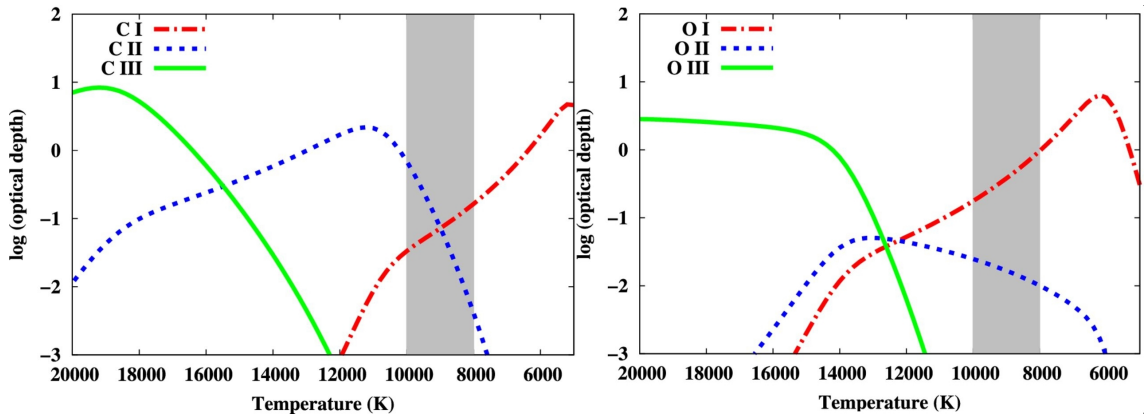


26. ábra. **Balra:** A vizsgált ∼4400 Å-nél található abszorpció illesztése kétszeresen ionizált szén alkalmazása (fekete vonal), illetve annak hiánya (kék szaggatott) esetén, valamint kétszeresen ionizált szilícium felhasználásakor (sárga szaggatott). **Jobbra:** az ionizált oxigén és a kétszeresen ionizált szén alkalmazása egyformán jó illeszkedést ad a vizsgált spektrumvonalra. Forrás: Barna és mtsai (2016)

paraméterei egymástól függetlenül változtathatóak, mindkét ion esetében beállítható volt olyan konfiguráció, amelyek esetében csak 4400 Å környékén keltettek abszorpciót az optikai hullámhossztartományon. Önmagában tehát az illesztés minősége alapján nem eldönthető, melyik ion adhatna jobb magyarázatot a megfigyelt abszorpcióra. Garavini és mtsai (2004) az SN 1999aa színképeiben azonosította a C III $\lambda 4647$ átmenetét, igaz, PVF sebeséggel és a fentebb említett Si III abszorpció mellett. O II vonal azonosítására ezt megelőzően még nem volt példa a szakirodalomban.

Mind a C III, mind pedig az O II alkalmazása esetén DF vonalkomponensként illeszthető le a 4 400 Å-nél található abszorpció, a fotoszféra felett 5 000 kms^{-1}-os vonalformáló régiót feltételezve. Ez magasabb az Fe II DF sebességénél és csak kicsit marad el az Si II HVF sebességétől. A vonalformáló régiók pillanatnyi rétegződése támpontot adhat a szupernóva atmoszféra hőmérséklet-függvényére és közvetve a keresett DF azonosításához. Habár a SYN++ modellek T_{fot} fotoszférikus hőmérséklete és az egyes ionok T_{exc} gerjesztési paraméterei nem megbízható indikátorai a valós hőmérsékleti viszonyoknak, az optikai mélységek hőmérséklet-függése alapján viszont lehetséges hozzátevőleges következtetéseket levonni. A Hatano és mtsai (1999a) szakcikkben közölt optikai mélység-függvények azt mutatják, hogy 8 - 10 000 K lokális hőmérséklet esetén számíthatunk egyszeresen ionizált szilícium és vas vonalakra a kétszeresen ionizált társaik megjelenése nélkül. Mivel az Fe II DF és Si II HVF vonalformáló régiói közrefogják az esetleges O II vagy C III vonal keletkezési helyét, a fenti hőmérséklettartomány reális becslésnek tűnik a vizsgálatunk számára.

Következő lépésként a Hatano és mtsai (1999a) munkája alapján kiszámítottam a C III és az O II vizsgált átmeneteinek, valamint a többi szén- és az oxigén ionok egy-egy karakterisztikus vonalának optikai mélységét a hőmérséklet függvényében. A lokális sűrűség becsléséhez a W7 modell sűrűség-profilját feltételeztem, amelynek 20.000 kms^{-1}-nál a robbanást követő tizedik napon (megfeleltethető nagyjából a -8 napos epochának) vett értékét alkalmaztam. Az



27. ábra. A szén (balra) és az oxigén (jobbra) ionok karakterisztikus vonalainak optikai mélysége a hőmérséklet függvényében, az adott ion $N_i = 5 \times 10^9$ számsűrűségét, valamint $N_e = 5 \times 10^9$ elektron-sűrűséget feltételezve. Forrás: Barna és mtsai (2016)

oxigén tömegarányát 24, míg a szénét 18 %-nak állítottam be (a kémiai abundancia csak a optikai mélységek abszolút értékét befolyásolják, hőmérséklet-eloszlásukat nem), amelyek mindkét elem esetében $\sim 5 \times 10^9$ cm^{-3} számsűrűséget eredményeztek. Az elektronsűrűséget szintén 5×10^9 cm^{-3}-ként határoztam meg. A Saha-, valamint a Boltzman-féle gerjesztési egyenlet alkalmazását követően az optikai mélységek 27. ábrán látható függvényeire jutottam.

Az előző bekezdésben leszűkített 8 - 10 000 K-es hőmérséklettartományon a semleges és az egyszeresen ionizált szén optikai mélysége szignifikáns, míg a C III magas ionizációs energiaszintje miatt csak ∼14 000 K felett számíthatunk szignifikáns vonalakra. Továbbá, a realisztikus hőmérsékleteknél a C III vonalai mellett mindig várható a C II vonalak felbukkanása, amelyn ion erős átmeneteinek hullámhosszain nem láthatunk szignifikáns abszorpciót. Ezzel szemben a vizsgált hőmérséklettartományon a domináns O I mellett az O II optikai mélység függvénye csak egy nagyságrenddel marad el. Mivel a SYN++ modellekben az O I DF komponense az O II feltételezett vonalformáló régiója felett mindössze ∼1000 kms^{-1}-mal található, utóbbi jelenléte plauzibilis megoldást jelenthet a 4400 Å-nél található spektrumvonal eredetét illetően. Amennyiben elfogadjuk az O II DF vonalkomponens létezését, az fontos információt jelenthet az SN 2010kg oxigén eloszlását illetően. A maximum fényességet követően a 4400 Å spektrumvonal ugyanis fokozatosan gyengül, az O II (és kisebb mértékben az O I DF) sebesség-profilja pedig ellaposodik és 14.000 kms^{-1}-hoz konvergál, vagyis, a fizikai- és/vagy kémiai viszonyok már egyre kisebb mértékben tudják gerjeszteni az ionizált oxigén atomokat. Ennek legvalószínűbb oka az oxigén abundancia visszaesése az atmoszféra 14.000 kms^{-1} alatti régiójában, amelyet több robbanási modell hidrodinamikai szimulációja is megerősít (lásd pl. Sim és mtsai, 2010; Röpke és mtsai, 2012; Seitenzahl és mtsai, 2013).

"The most exciting phrase to hear in science, the one that heralds new discoveries, is not 'Eureka!' (I've found it!), but 'That's funny...' "

Isaac Asimov

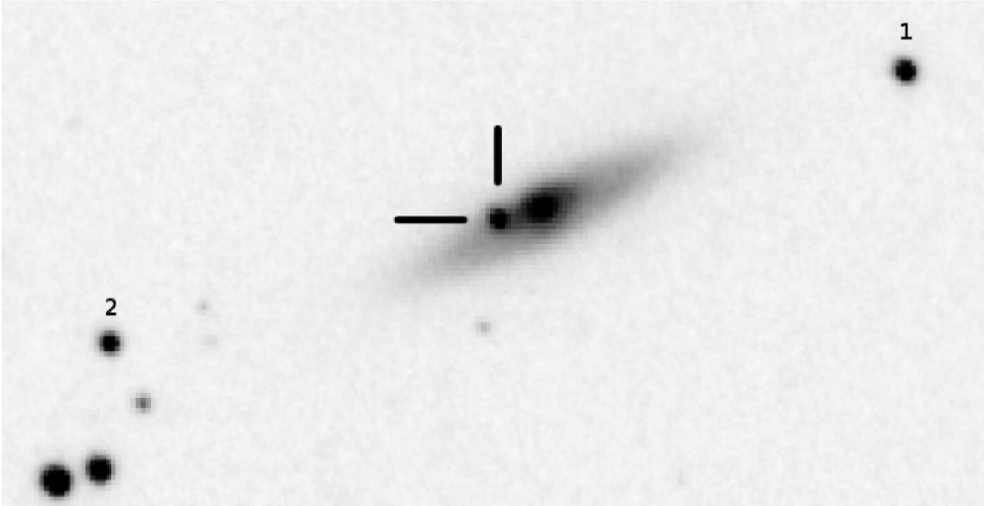
4. Az Iax típusú SN 2011ay szupernóva-tomográfiás analízise

A szupernóva-tomográfia (az angol terminológia alapján "abundance tomography"; Stehle és mtsai, 2005) módszerének lényege, hogy egy színkép független analízise helyett a szupernóva teljes színképsorozatát vizsgáljuk. A szupernóva-burok tágulása miatti sűrűség-csökkenés és lehűlés miatt egyre mélyebb rétegek válnak átlátszóvá és járulnak hozzá a színkép kialakításához. Az atmoszférába újonnan "belépő" mélyebb és a hígulás miatt egyre kevésbé szignifikáns külső rétegek révén a színképek gyakorlatilag végig mintavételezik a szupernóva-burkot, a sorozat modellezésével pedig feltérképezhetővé válnak a fizikai- és kémiai paraméterek térbeli függvényei. A tomográfiás módszer további előnye, hogy míg a spektrumvonalak és a kontinuum időbeli változásával számos új információt nyerünk az illesztendő modell paramétereinek meghatározásához, addig az illesztési paraméterek száma érdemben nem növekszik.

A szakirodalomban mindössze néhány példát találunk a szupernóva-tomográfia alkalmazására. Az első ilyen jellegű publikáció Stehle és mtsai (2005) munkája volt, amelyben a szerzők az SN 2002bo normál Ia szupernóva -13 és +6 nap közötti színképsorozatát illesztették meg a Mazzali és Lucy által fejlesztett Monta Carlo radiatív transzfer-kód (a továbbiakban ML; Mazzali és Lucy, 1993; Lucy, 1999; Mazzali és mtsai, 2000) szintetikus színképeivel. A későbbiekben az itt ismertetett módszert és az ML kódot alkalmazták az Ia típusú SN 2003du (Tanaka és mtsai, 2011), az SN 2004eo (Mazzali és Sauer, 2008), az SN 2011fe (Mazzali és mtsai, 2014, 2015) és az SN 2014J (Ashall és mtsai, 2014), valamint az alacsony fényességű SN 1986G szupernóvákra (Ashall és mtsai, 2014). A pekuliáris, halvány Iax alcsoport tagjai közül ezt megelőzően csak az SN 2005hk volt tomográfiás analízis tárgya. A Sahu és mtsai (2008) a szupernóva -6 és +45 nap közötti epocháknál felvett színképeit illesztették az ML kód segítségével, konstans kémiai abundanciákat feltétlezve az atmoszférában. Utóbbi publikáció eredményeit összehasonlításhoz használtam fel a hasonló megfigyelési paraméterekkel rendelkező SN 2011ay szupernóva-tomográfiájából származó kémiai tömegarányokhoz (Barna és mtsai, 2017).

4.1. Korábbi eredmények az SN 2011ay megfigyelési jellemzőiről

Az SN 2011ay szupernóvát március 18-án fedezte fel a Lick Observatory KAIT teleszkópja a LOSS program keretében (Blanchard és mtsai, 2011) az NGC 2315 spirálgalaxisban ($d = 86.9 \pm 6.9$ Mpc a Hubble-áramlás alapján). Az első optikai színképet március 23-án rögzítette a HET távcső Marcario LRS spektrográfja, amellyel követni kezdték az SN 2011ay spektrális fejlődését. Március 30-án csatlakozott a spektrális nyomonkövetéshez a KAIT teleszkóp, amelynek első felvett színképe alapján Silverman és mtsai (2011) Iax típusú szupernóvaként azonosította az SN 2011ay-t. Ugyanezen spektrum a Supernova Identification kód (Blondin és Tonry, 2007) keresztkorrelációs vizsgálata alapján az SN 2008A szupernóva egy nappal a maximum után felvett színképével mutatta a legnagyobb egyezést. Az SN 2011ay fotometria és spektroszkóiai méréseinek első publikációja a Foley és mtsai (2013) szakcikkében került sor,

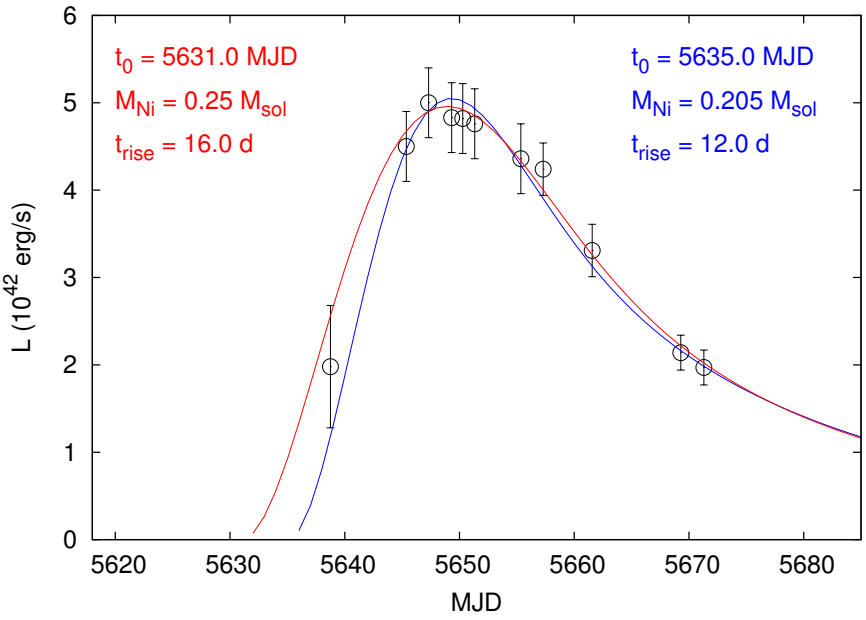


28. ábra. Az SN 2011ay és galaxisa, az NGC 2315 a Konkoly Obszervatórium Schmidt távcsövének UBV-felvételeinek kompozitján. Forrás: Szalai és mtsai (2015)

amelyben a szerzők megerősítették az objektum Iax szupernóvaként történő klasszifikációját, egyben az alcsoport legluminózusabb tagjaként azonosították.

Az SN 2011ay megfigyelési jellemzőinek alapos analízisét Szalai és mtsai (2015) végezték el, amely a szupernóva -10 és +17 napos epochái között a HET teleszkóppal készült színképei mellett a piszkéstetői Konkoly Obszervatóriumból mért fényességértékeit is vizsgálta. A fotometriai megfigyelések a 0.6/0.9 méteres Schmidt-, illetve az 1.0 méter átmérőjű RCC teleszkóppal készültek, Bessel-féle BVRI szűrkön keresztül. A megfigyelési adatok kiredukálását és korrekcióját követően a maximum környéki fényességadatokra alacsony rendű polinomfüggvényt illesztettek, amely alapján a B- és V-fénygörbék maximumainak időpontja ($T_{Bmax} = 2405646,6 \pm 1,1$ és $T_{Vmax} = 2405653,6 \pm 0,4$) között jelentős, hét napos különbség adódott (megjegyzés: a továbbiakban az SN 2011ay spektrális epocháit a V-fénygörbe maximumához viszonyítom). Az SN 2011ay szín-függvénye a -5 naptól kezdődően ($B - V \sim 0$ mag) folytonosan vörösödik, majd nagyjából 10 nappal a maximumot követően közel konstans értékhez ($B - V \sim 1,2$ mag) konvergál. Ez a szín-fejlődés megfelel a Foley és mtsai (2013) által közölt Iax értékeknek, amely arra utal, hogy a szupernóva extragalaktikus vörösödése alacsony. Valóban, mivel az NGC 2315 vöröseltolódásánál nem lehetett azonosítani szignifikáns Na I D vonalat, a szerzők csak a Tejútrendszer adott irányában mért $E(B - V) = 0.081$ mag vörösödésre korrigálták a fotometria és spektrális méréseket.

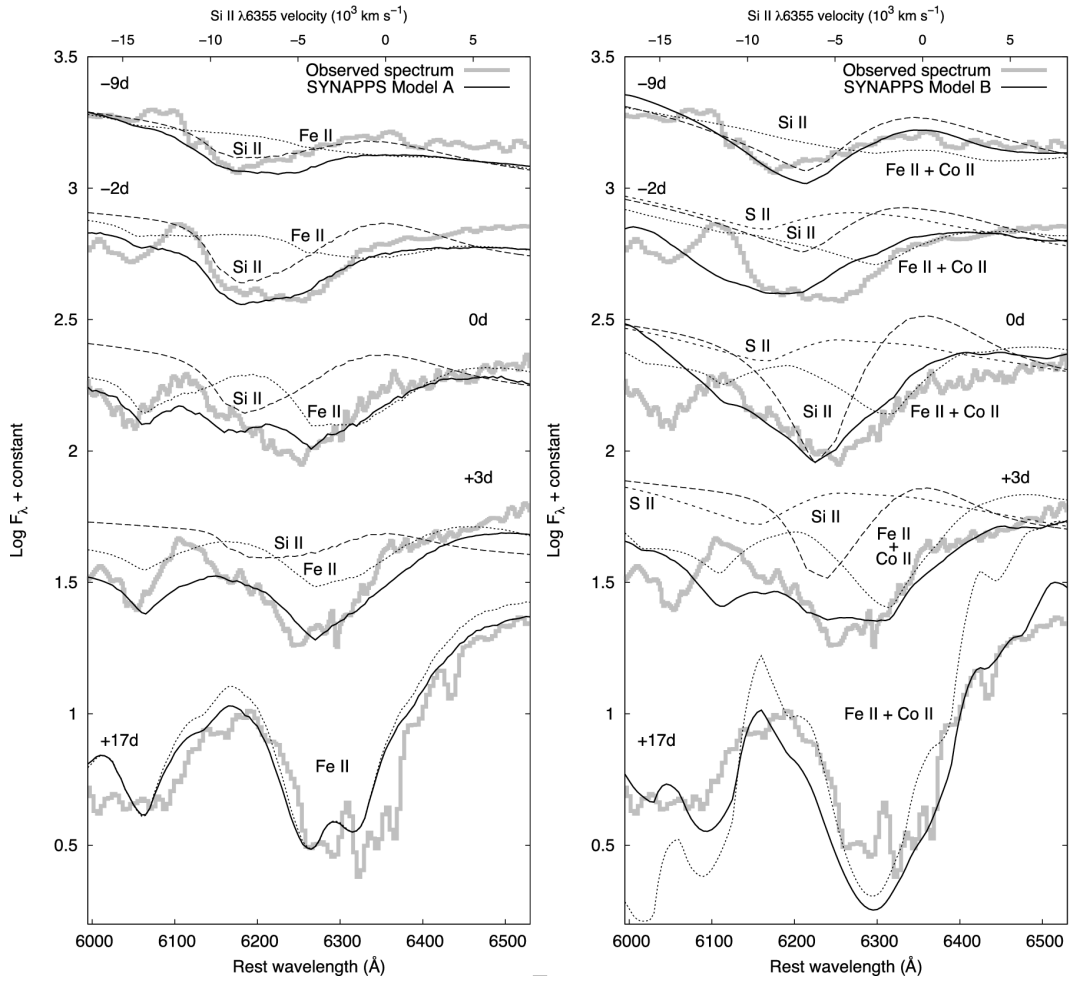
A piszkéstetői fényességméréseket a Swift űrtávcső UVOT kamerájának B-, U- és UW1-szűrőkben felvett fotometriája egészítette ki, amelyek alapján számolt fluxusokból a Szalai és mtsai (2015) szerzői előállították az SN 2011ay spektrális energia eloszlását (spectral energy disrtibution, SED). Az UV-optikai SED-függvények integrálásából határozták meg a szupernóva (kvázi-)bolometrikus fénygörbéjét, azaz a luminozitás időfüggését. A tíz fotometriai epochánál számolt luminozitásokat Blanchard és mtsai (2011) felfedezést jelentő, színszűrő nélküli mérésével egészítették ki, amely bár jóval nagyobb hibahatárokkal, de a piszkéstetői mérések-



29. ábra. Az SN 2011ay kvázi-bolometrikus fénygörbéje és a legjobb illeszkedést mutató Arnett-modellek a legelső adatpont (Blanchard és mtsai, 2011) alsó- (kék) és felső (piros) hibahatárát feltételezve. Az utóbbiakból származtatott robbanási időpontok (t_0), radioaktív nikkeltömegek (M_{Ni}) és felfényesedési idők (t_0) szintén fel vannak tüntetve.

nél egy héttel korábbról adott támpontot a szupernóva felfényesedését illetően. Ezt követően az adatpontok a Chatzopoulos, Wheeler és Vinkó (2012) cikkében közölt analitikus fénygörbemodellje által kerültek illesztésre oly módon, hogy a Blanchard és mtsai (2011)-féle mérés becsült hibahatárait fix pontokként kezelve alső és felső becslést adtak a fizikai paraméterekre. A kétfajta illesztés középértéke alapján az SN 2011ay T_{exp} =2 455 633,0±2,0 Julián-dátum szerint bekövetkezett robbanásában $0.225 \pm 0.020 M_{\odot}$ ^{56}Ni keletkezett. Akárcsak a radioaktív nikkel tömege, úgy a $t_{fel} = 14 \pm 1$ napos felfényesedési idő szignifikánsan alacsonyabb, mint a normál Ia szupernóvák tipikus értékei (∼0,6 M$_{\odot}$ és ~ 20 nap; Contardo, Leibundgut és Vacca, 2000). Utóbbi egyben a burok alacsonyabb tömegét is feltételezi, amelyre a szerzők a Foley és mtsai (2009) által közölt arányossági módszerrel M$_{ej}$ ∼0,8 M$_{\odot}$ becslést adtak.

A Szalai és mtsai (2015) által bemutatott analízis során a SN 2011ay vörösödésre és a vöröseltolódásra korrigált színképeit a 2.2 fejezetben ismertetett SYN++ kód szintetikus spektrumaival illesztették meg. Az alkalmazott ionok listája az SN 2010kg SYN++ modelljeivel (Barna és mtsai, 2016, megjegyzés: mivel ezen publikáció az SN 2011ay analízise után jelent meg, az ionszelekciók között nincs összefüggés) szinte teljes egyezést mutatnak; a közeli UV tartományra is kiterjedő KAIT spektrumok illesztéséhez azonban ionizált kobaltot is felhasználtak. A szerzők két megközelítést is alkalmaztak a modellek meghatározásához: az A modellben minden ion vonalformáló régiója a fotoszféra sebességéhez rögzítették, míg a B modellben lehetővé tették a fotoszféra feletti DF típusú vonalak jelenlétét. További jelentős eltérés, hogy mivel utóbbi modell konfigurációban a fotoszféra sebessége gyengén meghatározott, azt a Silverman és mtsai (2011) és a Foley és mtsai (2013) által az Si II $\lambda 6355$ abszorpciós minimumának eltolódásából



30. ábra. Balra: Az SN 2011ay spektrális fejlődése a 6000-6500 Å hullámhossztartományon (szürke vonal). A legjobb illeszkedét mutató A típusú SYN++ modellt (folytonos fekete vonal), illetve az Si II (pontozott) és Fe II ionok (szggatott) hozzájárulását a szintetikus színképhez szintén ábrázolták. Jobbra: hasonló a bal oldali panelhez, de a B típusú modellel, az S II és Co II ionok hozzájárulását is szemléltetve. Forrás: Szalai és mtsai (2015)

számított $v_{fot} \approx 6\,000$ kms^{-1} értékhez állították be a SYNAPPS illesztések előtt. Ennek eredményeként a B modellben a fotoszféra sebessége $\sim$3 000 kms^{-1}-mal alacsonyabbnak adódott, mint az A modellben. Mivel a SYN++ modellek illesztése révén történő sebességmérés becsült bizonytalansága 500-1 000 kms^{-1} (Parrent és mtsai, 2014), meglepő, hogy mindkét modell konfiguráció eredményesen tudta reprodukálni az SN 2011ay színképsorozatának főbb jellemzőit. A szerzők ezt követően megvizsgálták, hogy a B modell típusú illesztési stratégiát, illetve a szakirodalomban gyakran alkalmazott "quick-look" sebességmérést nagymértékben befolyásoló, $\sim$6 200 Å környékén található abszorpció mennyiben magyarázható pusztán az Si II $\lambda 6355$ által. A tesztjeik alapján az SN 2011ay spektrális fejlődése során a vizsgált abszorpcióhoz egyre jelentősebb hozzájárulást produkálnak az Fe II és a Co II $\sim$6 400 Å laboratóriumi hullámhossznál lévő átmenetei, vagyis, az abszorpció tisztán Si II vonalként való kezelése a fotoszférikus sebesség szisztematikus alulbecslését eredményezheti.

1. táblázat. Az SN 2011ay vizsgált színképeinek adatai. Az epochák a B-szűrőben mért maximum fényesség időpontjához (T_{max} = 2,4556,46.6; Szalai és mtsai, 2015) képest vannak megadva. A további paraméterek, a robbanás óta eltelt idő, a kibocsájtott luminozitás és a fotoszféra sebessége a TARDIS modell-illesztésekből származnak.

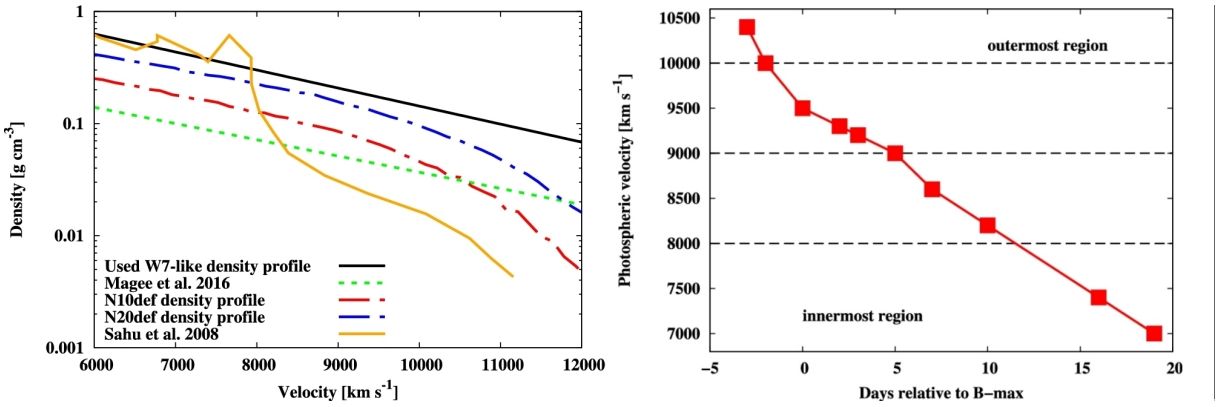
Obszervatórium	JD -2 450 000	t_{epoch} (days)	t_{exp} (days)	log (L_e)	v_{fot} (km s^{-1})
HET	5643.2	-3.4	10.2	42.54	10,400
HET	4644.2	-2.4	11.2	42.58	10,000
HET	5646.2	-0.4	13.2	42.64	9,500
HET	5648.2	+1.6	15.2	42.66	9,300
Lick	5649.2	+2.6	16.2	42.69	9,200
HET	5651.2	+4.6	18.2	42.70	9,000
Lick	5653.2	+6.6	20.2	42.71	8,600
Lick	5656.2	+9.6	23.2	42.61	8,200
Lick	5662.2	+15.6	29.2	42.47	7,400
HET	5665.2	+18.6	32.2	42.43	6,800

4.2. Az SN 2011ay színképeinek illesztése radiatív transzfer kóddal

A Barna és mtsai (2017) általam publikált szupernóva-tomográfiás vizsgálata volt az első ilyen jellegű analízis a TARDIS radiatív transzfer-kóddal. Az objektumra azért esett a választás, mert az Iax-típusú szupernóvák színképei a keskeny, kevésbé átfedő spektrumvonalaik révén jóval több illesztési feltételt kínálnak, mint normál Ia társaiké; valamint, az SN 2011ay spektrális fejlődéséről részletes adatsorral rendelkeztünk a HET teleszkóp méréseinek köszönhetően. A B-színszűrőben mért maximum fényességhez képest -3 és +19 nap közötti színképeket a KAIT teleszkóp nyilvános adatbázisokból elérhető adatsorai egészítették ki. Azon epocháknál, ahol átfedés mutatkozott a két forrásból származó spektrumok között, a KAIT-féle színképeket részesítettem előnyben a nagyobb spektrális tartomány okán. Az SN 2011ay illesztésre szánt színképsorozatának adatait a 3. táblázat tartalmazza.

A TARDIS szintetikus színképeit a radiatív transzfer-kód paramétereinek manuális változtatásával illesztettem. A 2.4 fejezetben ismertetett módszer kihívása a nagyszámú bemeneti paraméter kezelése, így a illesztés megkezdése előtt igyekeztem minél több változó értékét rögzíteni. A robbanás időpontjának, ezáltal pedig az egyes epochák robbanás óta eltelt idejének (t_{exp}) meghatározásához a Szalai és mtsai (2015) kvázi-bolometrikus fénygörbéje által meghatározott dátumot, T_{exp} =2 455 633,0 JD-t vettem alapul. Hasonlóan jártam el az egyes epochák luminozitásainak esetében is, a kvázi-bolometrikus fénygörbe közvetlen alkalmazása azonban jelentős inkonzisztenciákat jelentett az illesztések során. A TARDIS modellek luminozitását ezért illesztendő paraméterként kezeltem, értéküket csak a kvázi-bolometrikus fénygörbe becsült bizonytalanságán ($\pm 5 \times 10^{41}$ erg s^{-1}) belül változtattam.

Vizsgálataimat megelőzően a szakirodalomban változatos struktúrákat publikáltak az Iax típusú szupernóvák sűrűség-profiljait illetően. Ezek önmagukban nem jelentettek támpontot a paramétertér szűkítéséhez, közös jellemzőjük azonban a sűrűségek exponenciális csökkenése a



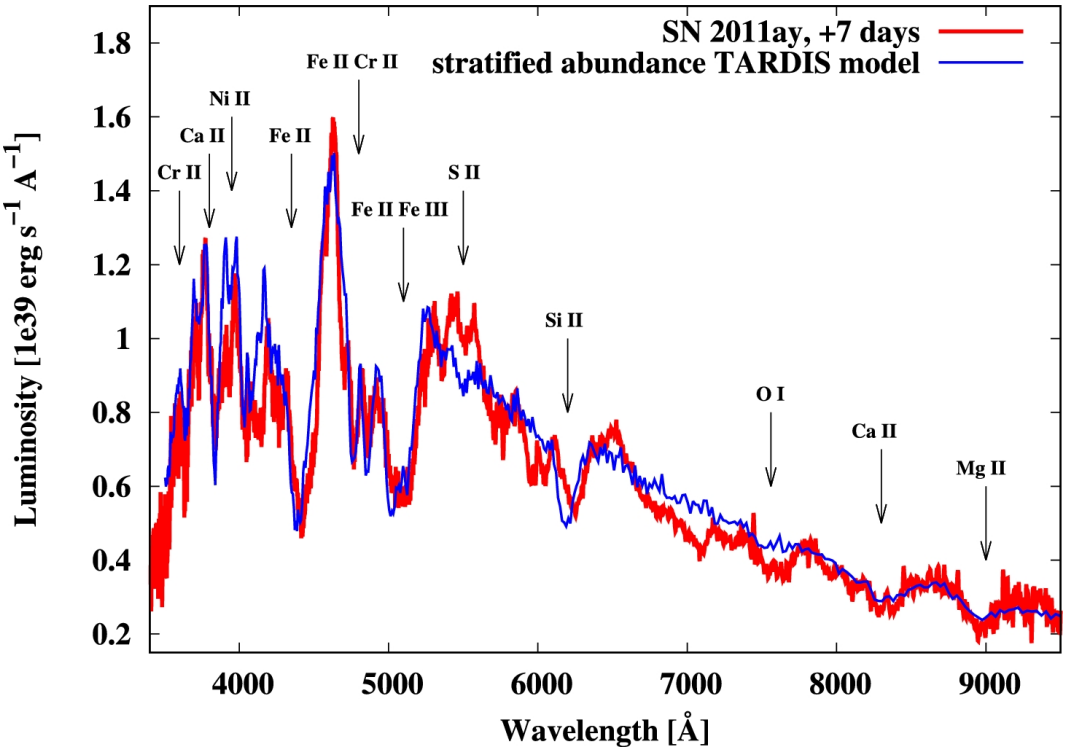
31. ábra. Balra: az alkalmazott W7 modell exponenciális illesztése, valamint a szakirodalomban fellelhető, Iax-szupernóvákkal összefüggésbe hozható robbanási modellek sűrűség-profiljai (Fink és mtsai, 2014; Magee és mtsai, 2016; Sahu és mtsai, 2008). Jobbra: az SN 2011ay színképsorozatának illesztéséből származó fotoszférikus sebességek az epochák függvényében. Forrás: Barna és mtsai (2017)

sebességgel:

$$\rho(v, t_{exp}) = \rho_0 \cdot \left(\frac{t_{exp}}{t_{ref}}\right)^{-3} \cdot \exp\left(-\frac{v}{aux}\right) , \tag{53}$$

ahol t_{exp} a robbanás óta eltelt idő, ρ_0 a centrális sűrűség t_{ref} időpillanatban, v az atmoszféra adott rétegének tágulási sebessége, aux pedig a sűrűségprofil csökkenési üteme. A Barna és mtsai (2017) által közölt modellezéséhez az exponenciális sűrűség-függvény két paraméterét ($\rho_0 = 9 \times 10^{-9}$ gcm^{-3} és $aux = 2\,670$ kms^{-1}) úgy választottam meg, hogy az jól illeszkedjen az ismert W7 modell sűrűség-profiljához. Habár a W7 parametrizált modellt az Ia szupernóvák megfigyelési jellemzőinek reprodukálásához fejlesztették ki (Nomoto, Thielemann és Yokoi, 1984), logikus választásnak ígérkezett az alkalmazása, mivel az SN 2011ay a legfényesebb Iax szupernóva, illetve a radioaktív nikkel és a ledobott anyag becsült tömege is közel áll a normál Ia szupernóvák értékeihez. A modell-atmoszféra alsó határát, vagyis a fotoszférikus sebességet minden színkép illesztésénél szabad paraméterként kezeltem, a külső limitet viszont minden esetben $v_{fot} + 5\,000$ kms^{-1}-hez rögzítettem. A modell atmoszférát 50 db 100 kms^{-1}-os számítási cellára osztottam, amelyben a 2.3 fejezetben leírtaknak megfelelően számította ki a TARDIS a fizikai jellemzőket.

A szupernóva-tomográfiás módszert a kémiai abundanciák (innentől röviden csak abundanciák) meghatározására is kiterjesztettem az elemek nem-konstans tömegarányainak alkalmazásával. Mivel legalább tíz kémia elem használatára van szükség az Iax színképek reprodukálásához, a paraméterek nagy száma (10 változó mind az 50 számítási cellában) kezelhetetlen az illesztés során. Ennek feloldására a számítási celláktól függetlenül 1000 kms^{-1}-os intervallumokon definiáltam az abundanciákat, ezzel nagyságrendileg ∼50-re csökkentve a szabad paraméterek számát. A homológ tágulás miatt a szupernóva kémiai struktúrája nem változik



32. ábra. Az SN 2011ay színképe 7 nappal a B-maximumot követően (piros), valamint a legjobb illeszkedést mutató TARDIS szintetikus színkép. Az egyes spektrumvonalakat keltő ionok a színképek felett vannak feltüntetve. Forrás: Barna és mtsai (2017)

az idővel, vagyis a korábbi epochák illesztése során egy adott sebességnél meghatározott abundanciák a későbbi epochákra is érvényesek. A visszahúzódó fotoszféra miatt az atmoszféra legkülső, 10.000 kms^{-1} feletti tartományát a -3 és -2, a 9 - 10.000 kms^{-1} közötti részt a 0, +2, +3 és a +5, a 8 - 9 000 kms^{-1} régiót a +7 és +10 napos epochák határozták meg elsősorban. Esetleges ellentmondás esetén visszatértem a korábbi színképhez és amennyiben lehetséges volt, új kémiai kompozíciót kerestem. Az atmoszféra legbelső, 8 000 kms^{-1} alatti régiója a későbbi epochák hiánya miatt gyengébben meghatározott.

Az időben állandó kémiai tömegarányok alól kivételt jelentenek a radioaktív izotópok. A különböző robbanási modellek jóslatai alapján egyedül az ^{56}Ni, illetve a belőle keletkezett ^{56}Co esetében kell szignifikáns tömegaránnyal számolni a vizsgált időszakban, így az összes többi radioaktív izotóp jelenlétét elhanyagoltam a modellezés során. További egyszerűsítésként feltételeztem, hogy a közvetlenül a robbanás során keletkezett kobalt és stabil nikkel aránya elhanyagolható. A modellezés során így csak az ^{56}Ni kezdeti tömegaránya szerepelt illesztési paraméterként, amelyből felezési ideje és t_{exp} alapján minden epochára kiszámítottam a keletkezett ^{56}Fe és ^{56}Co tömegarányát.

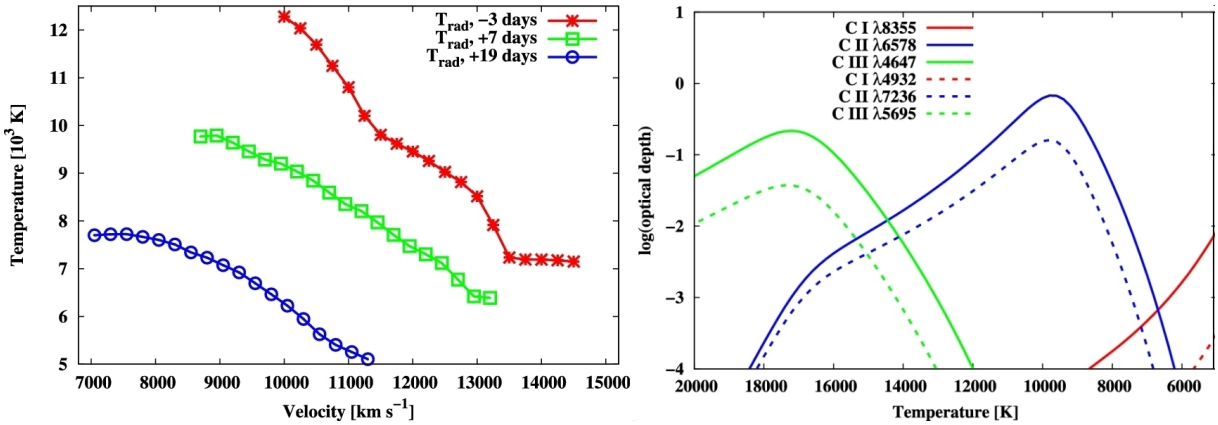
A szintetikus TARDIS szupernóva-modell felépítéséhez csak olyan kémiai elemeket használtam, amelyek legalább egy szignifikáns és egyértelműen azonosítható spektrumvonalat mutattak legalább egy epocha idején. Ennek a kritériumnak az oxigén, a magnézium, a szilícium, a kén, a kalcium, a króm, valamint az előző bekezdésben említett vas, kobalt és nikkel felelt

meg. Ezzel a megközelítéssel elkerülhető a kémiai elemek téves azonosítása, valamint a nagy bizonytalansággal bíró tömegarányok becslése. Ugyanakkor fontos megjegyezni, hogy a módszer valószínűsíthetően elhanyagolja több kémiai elem tömegarányát is; ilyen többek között a WD eredeti anyagából visszamaradó szén, a robbanási szimulációk által szignifikáns mennyiségűre becsült neon, nátrium és argon, illetve az SN 2012Z donorcsillaga okán feltételezett hélium. Ezek a "rejtőzködő" elemek, bár nem mutatnak egyértelműen azonosítható spektrumvonalakat, jelentős százalékát tehetik ki a szupernóva burok tömegének.

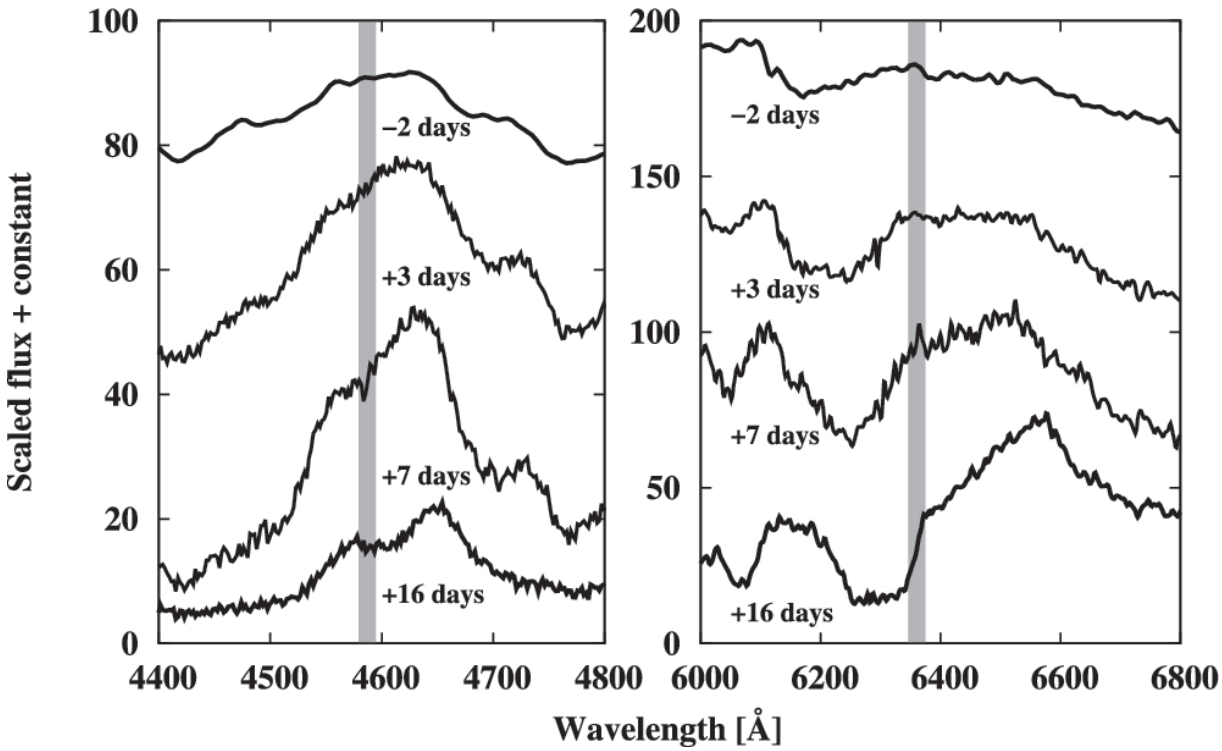
A TARDIS szintetikus színképek illesztése során arra az eredményre jutottam, hogy a legkülső, 10.000 kms^{-1} feletti tartományban nagymértékű, epochától és sebességtől függően 0,10-0,50 tömegarányt nem tudnak magyarázni az alkalmazott kémiai elemek. A jelenségnek több okozója is lehetséges, pl. a helytelen sűrűség-profil alkalmazása vagy az előző bekezdésben említett "rejtőzködő" elemek elhanyagolása. További lehetőség, hogy a hiányzó tömegarányért olyan kémai elem a felelős, amely bár szerepel a TARDIS modellünkben, azonban erős, szaturációhoz közel álló spektrumvonala(i) nem teszi(k) lehetővé a tömegarány helyes becslését. Utóbbira példa lehet az oxigén, amely a vizsgált időszakban spektráltartományon csak egy szignifikáns spektrumvonallal képviselteti magát ∼7 500 Å környékén. A hiányzó tömegarány problémájára ezáltal találtam megoldást: a modellezési folyamat során az oxigént afféle "kitöltő" elemként használtam, lefedve a hiányzó tömegarányt. Ezzel elkerülhetővé vált a kémiai elemek téves azonosítása, valamint lehetővé vált a sűrűség-profil szabad megválasztása és paramétereinek rögzítése (lásd fentebb). Ugyanakkor, az oxigén tömegaránya valószínűleg felülbecsült a TARDIS modelleinkben.

Mivel a szén a termonukleáris szupernóvák egyik kulcsfontosságú kémiai eleme, a TARDIS modelljeinkben való alkalmazhatóságát részleteiben is megvizsgáltam. (Foley és mtsai, 2013) szerint *minden* Iax szupernóva maximum előtti színképe mutatja a szén jelenlétét; de szenet azonosítottak az SN 2005hk (Chornock és mtsai, 2006), az SN 2007qd (McClelland és mtsai, 2010) és az SN 2008ha (Foley és mtsai, 2010a) optikai spektrumainak analízise során is. Ugyanakkar, a többek által is elemzett SN 2005hk színképsorozatának SYNOW illesztése nem erősítette meg egyik szén ion jelenlétét sem (Phillips és mtsai, 2007), ugyanezen objektum radiatív transzfer modellezésével pedig csak nagyon alacsony ($X(C) < 0.01$) felső limitet tudtak korábban megállapítani (Sahu és mtsai, 2008).

Annak eldöntésére, hogy az SN 2011ay TARDIS modelljének felépítéshez alkalmazzak-e szenet, a Barna és mtsai (2016)-ban is ismertetett optikai mélység-becslés módszerét követtem. A hőmérséklet becslését ezúttal nem korlátoztam pusztán a fotoszférához közel eső rétegekre, mivel a WD eredeti anyaga koncentrálódhat az ettől távol eső legkülső tartományra is. A TARDIS modellek illesztésének kezdeti szakaszában a luminozitások, valamint a fotoszféra aktuális sebességének meghatározása után kirajzolódott a modell-atmoszféra hőmérséklet-profilja, amit az abundanciák változtatása (pl. szén hozzáadása vagy elvétele) már nem befolyásol jelentősen (a végső, legjobb illeszkedést adó TARDIS modell három epochájának hőmérséklet-profiljait lásd a 34 ábra baloldali paneljén). A vizsgált időtartományban és a szupernóva-atmoszféra



33. ábra. Balra: az SN 2011ay színképeihez illesztett TARDIS modellek hőmérséklet-profilja. Jobbra: szén ionok két-két karakterisztikus vonalának optikai mélysége a hőmérséklet függvényében. A szén feltételezett számsűrűsége megfelel 10 000 kms^{-1}-nél jelenlévő $X(C) = 0.10$ tömegaránynak az alkamazott modellben. Forrás: Barna és mtsai (2017)



34. ábra. Az SN 2011ay megfigyelt színképei a C II $\lambda4746$ és $\lambda6578$ színképvonalainak környékén. A szürke sávok az említett átmenetek laboratóriumi hullámhosszainak 10 000 kms^{-1}-mal kékeltolódott pozícióját jelölik. Forrás: Barna és mtsai (2017)

egyes rétegeiben a hőmérséklet jelentősen változik, de mindvégig 5 000 és 12 000 K között marad. Következő lépésként kiszámítottam a semleges, valamint az egy- és kétszeresen ionizált szén ionok prominens spektrumvonalainak optikai mélység-függvényeit a hőmérséklet függvényében (lásd 3 fejezet). A függvényt mindegyik ion esetében két-két, magas oszcillátor erősségű átmenetre határoztam meg, 10.000 kms^{-1}-nél jelenlévő $X(C)$ =0,10 tömegarányú szenet és az ebből származó számsűrűséggel megegyező elektronsűrűséget feltételezve. A

detektálhatóság határát $\tau \approx 0,1$ optikai mélységként becsülve megállapítható, hogy még a fent említett igen széles hőmérséklettartományon is kizárható a semleges- és az kétszeresen ionizált szén vonalak megjelenése; amennyiben pedig léteznek, az egyszeresen ionizált szén vonalai is valószínűleg gyengék.

A vizsgált optikai tartományon a legerősebb C II spektrumvonalak a λ4746 (több gyengébb átmenet kelti, ezért nem szerepel a 34 ábrán), a λ6578 és a λ7236. Az első két átmenet $\sim$10.000 kms^{-1} Doppler-eltolódással számolt hullámhosszának közelében nem azonosítható szignifikáns abszorpciós csúcs, igaz, $\sim$4500 Å környékén az Si III, míg $\sim$6300 Å-nél az Si II spektrumvonala fed át erősen a vizsgált hullámhosszakkal. A C II λ7236 vöröseltolódott hullámhossza összefüggésbe hozható a $\sim$7000 Å-nél található abszorpcióval. Az ezen atomi átmenet paraméterei alapján azonban gyengébb abszorpciót kell keltenie, mint C II másik két, nem detektált spektrumvonalának, így a megfigyelt abszorpció valószínűsíthetően nem a szénnek tudható be. Hasonló következtetésre jutott Szalai és mtsai (2015), amelyben a szerzők SYN++ modelleket illesztettek az SN 2011ay színképeihez, szenet azonban egyik epocha esetében sem mutattak ki.

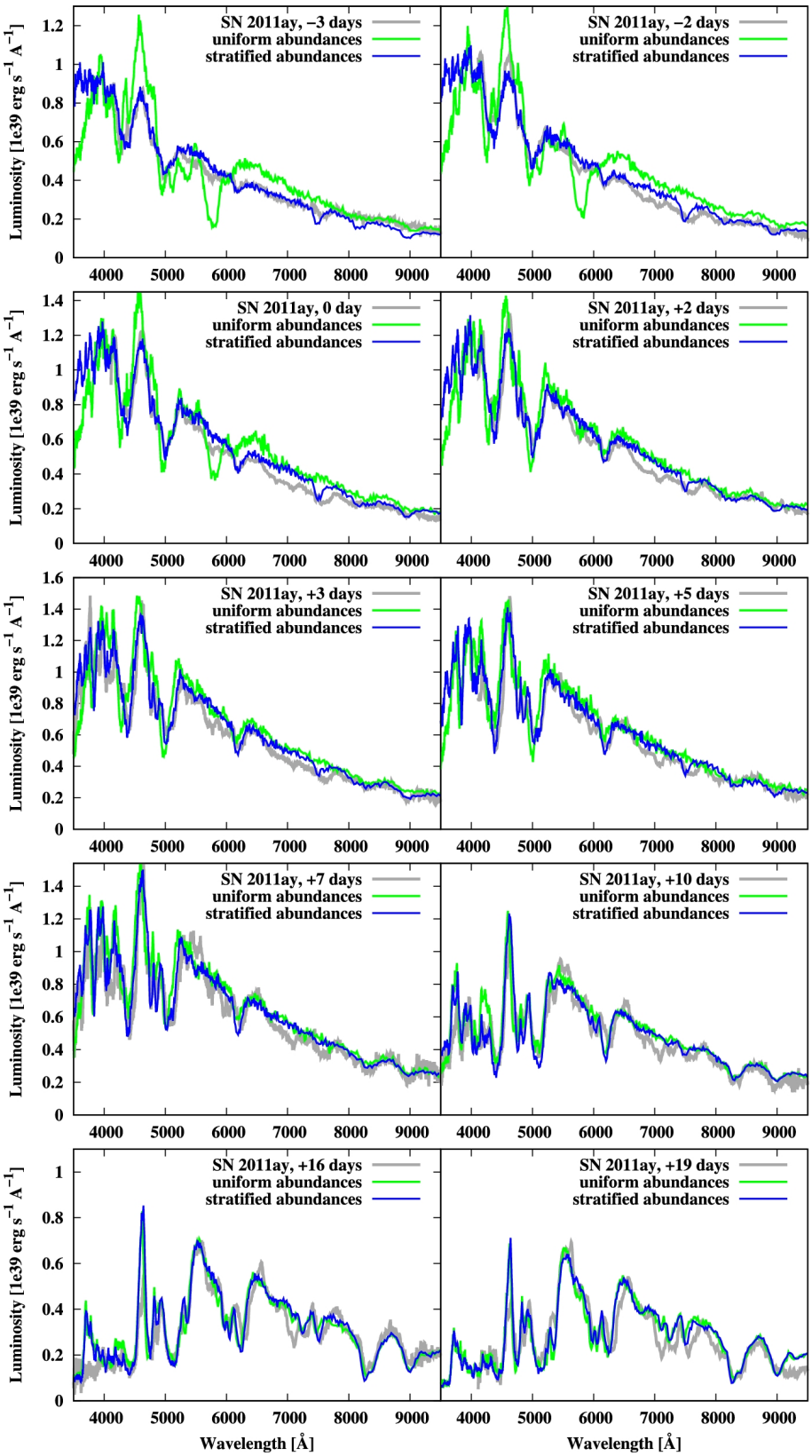
Összességében elmondható, hogy a TARDIS kód limitációja, valamint a nem egyértelműen azonosítható spektrumvonalak miatt a szupernóva-tomográfiás analízis nem tud hitelt érdemlő információt adni az SN 2011ay atmoszférájában található szén mennyiségéről, ezért a fentebb részletezett modellezési stratégiának megfelelően egyáltalán nem alkalmaztam szenet az illesztések során.

4.3. Az SN 2011ay szupernóva-tomográfiás analíziséből származó eredmények

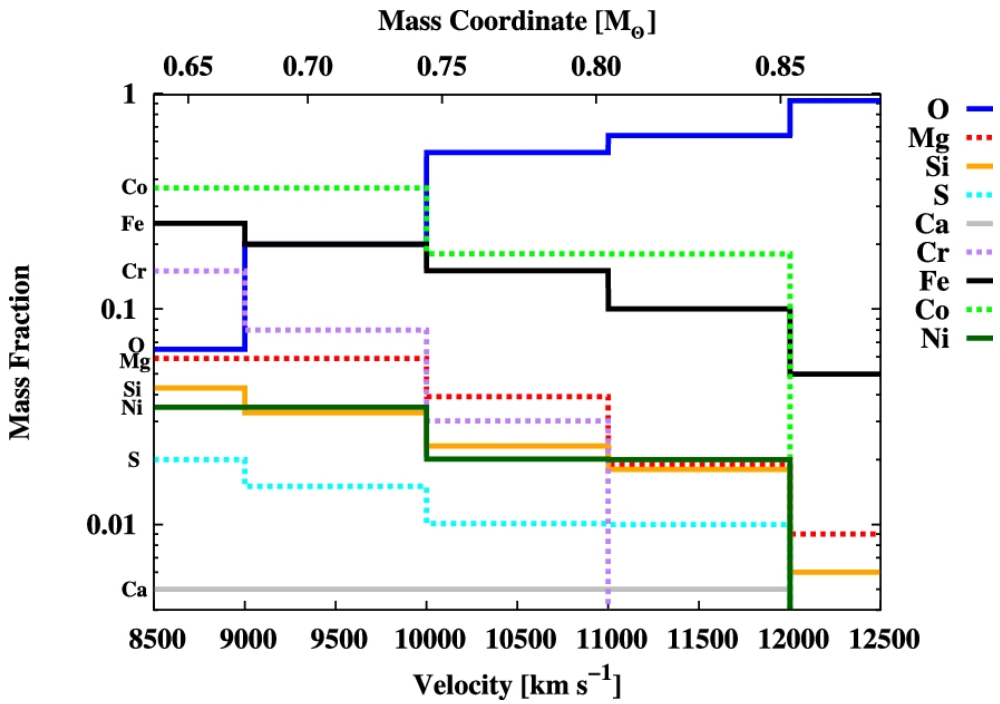
A 4.2 fejezetben vázolt modellezési folyamat végeredménye, az egyes epochák színképeivel legjobb illeszkedést mutató TARDIS szintetikus spektrumok a 35. ábrán láthatóak. Az ezeket a szintetikus színképeket eredményező abundancia-struktúra a 36. ábrán van feltüntetve.

Az illesztés révén kapott abundancia-profilok csökkenő tendenciát mutatnak a növekvő sebességgel, vagyis a modell-atmoszféra külső tartományának irányába. Az egyedüli kivételt az oxigén jelenti, amely dominálja a legkülső, 10 000 kms^{-1} feletti régiót. Ugyanakkor, ahogy arra a 4.2. fejezetben felhívtam a figyelmet, ebben a sebességtartományban jelentős a nemazonosított tömegarány; így, mivel az O I spektrumvonalak reprodukáláshoz $X(O)$ $\approx$0,20 - 0,30 tömegarány is elegendő lenne, az oxigén abundanciája valószínűsíthetően felülreprezentált a modellben.

A alsóbb sebességtartományokat az IGE-k, pontosabban a ^{56}Ni és annak radioaktív származékai uralják. 10.000 kms^{-1} alatt a tömegarányuk közel állandó, összesítve $X(IGE)$ $\approx$0,60, amely a 10-12.000 kms^{-1} közötti régióra $\sim$0,35-re csökken. A vas esetében az alkalmazott tömegarány két forrásból származik: a modell kiindulási, vagyis a robbanás során szintetizálódott ($t_{exp} = 100$ s) jelenlévő vasból, valamint a ^{56}Ni bomlásából származó mennyiségből. A vizsgált epochák esetében előbbi forrás a jelentősebb; az abundancia-profil pedig a 12 - 13.000



35. ábra. Az SN 2011ay -3 és +19 nap közötti színképei (szürkével), a legjobb illeszkedést mutató TARDIS modell szintetikus színképei (kék), valamint a konstans abundanciájú TARDIS modell tesztelésének szemléltetése (zöld). Forrás: Barna és mtsai (2017)



36. ábra. Az SN 2011ay színképeihez legjobb illeszkedést nyújtó TARDIS modell rétegzett abundancia-struktúrája. A vas-, kobalt- és nikkel-tömegarányok a maximum utáni +7 napos epocha idején lévő abundanciákat tükrözik. Forrás: Barna és mtsai (2017)

kms^{-1} tartományban is 5%-os tömegarányt mutat, ahol a legkorábbi epochák illesztése alapján egyáltalán nem alkalmaztam nikkel és kobalt abundanciákat. Az IME-k kisebb mennyiséggel szerepelnek a végső modellben, egyik elem tömegaránya sem haladja meg a 6%-ot a vizsgált sebességtartományokon. A magnézium, szilícium és kén abundancia-profiljai a többi elemhez hasonlóan csökkenő trendet mutatnak az atmoszféra külső régiói felé haladva: $X(Mg) =$ 0,01 - 0,06, $X(Si) =$ 0,005 - 0,04, $X(S) =$ 0,005 - 0,02. A kalcium alacsony, $X(Ca) =$ 0,005-os tömegarányt mutat a teljes, 12.000 kms^{-1} alatti sebességtartományon.

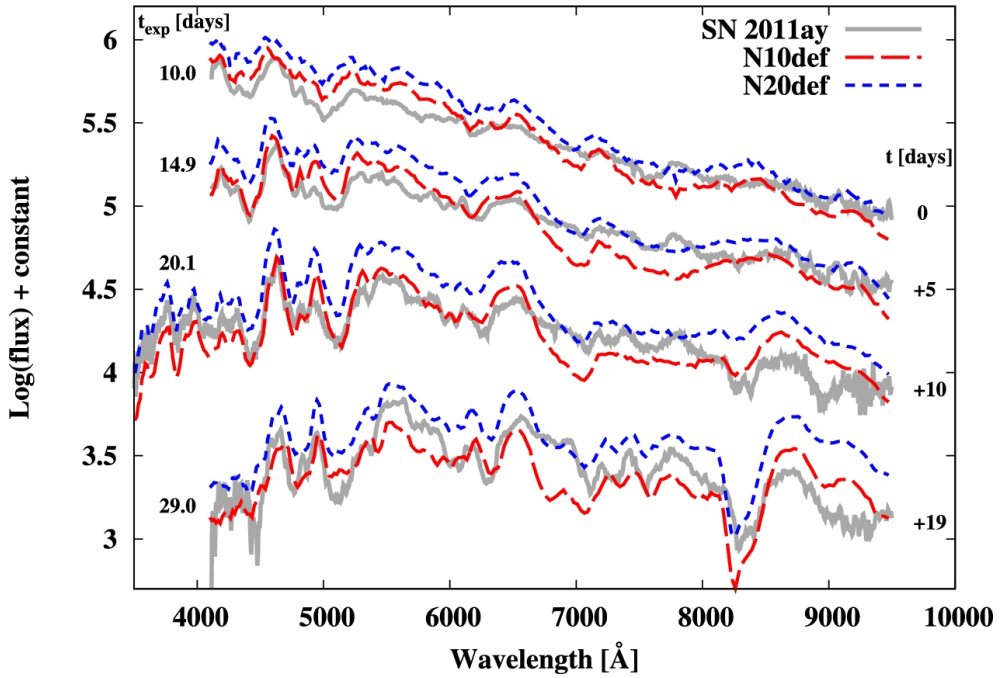
Az abundancia-struktúra láthatóan az összes epocha esetében képes reprodukálni az SN 2011ay színképeinek alakját és a főbb spektrumvonalakat. Szem előtt kell azonban tartani, hogy szabad paraméterek nagy száma miatt nem volt felderíthető a teljes paramétertér, így természetesen nem állítható, hogy a valóságot legjobban közelítő megoldást sikerült megtalálni (az egyszerűség kedvéért a szövegben gyakran előfordulnak a "legjobb illeszkedést adó", illetve az ábrákon a "best-fit" modell kifejezések). Az illesztésből származó abundancia-profilok ugyanakkor könnyen összevethetőek más, spektrumillesztésekből avagy hidrodinamikai szimulációkból származó kémiai struktúrákkal és ezáltal tesztelhetőek az SN 2011ay szupernóva-tomográfiája alapján nyert eredmények.

Az Iax szupernóvák robbanásaira mindezidáig a tisztán deflagrációs modellek kínálják a legjobb magyarázatot, amelyek három dimenziós hidrodinamikai szimulációi erősen kevert struktúrát jeleznek (Fink és mtsai, 2014; Jordan és mtsai, 2012), közel konstans abundanciákat eredményezve az általam is vizsgált sebességtartományokon. A konstans abundanciájú struktúra

tesztelése kiemelten fontos, hogy választ kapjunk, vajon a szimulációk által jósolt és kevesebb szabad paraméterrel operáló modelltípus is képes-e reprodukálni az SN 2011ay színképsorozatának jellemzőit. Mindehhez először a +7 napos epochájú színképet illesztettem meg egy konstans abundanciájú atmoszféra-modellel, majd az így kapott abundanciaértékeket alkalmaztam a korábbi és későbbi epochákra. Ahogy az a 35. ábrán látható, az ily módon előállított konstans abundanciájú modell ugyanúgy alkalmas a +5 napos és későbbi színképek reprodukálásra; a korábbi színképek esetében azonban egyre jelentősebb eltéréseket találunk a mért spektrumokhoz képest. A szintetikus színkképekben megjelenő erős spektrumvonalak kivétel nélkül IGE-k ionjaival hozhatóak összefüggésbe, vagyis a maximum előtti színképek által lefedett atmoszféra tartomány jóval kevesebb IGE-t tartalmaz, mint a maximum utáni spektrumok által mintavételezett régió. Mindebből arra lehet következtetni, hogy az SN 2011ay burkának struktúrája nem egységes, legalább két, eltérő abundanciájú részre bontható. Ezt támasztja alá az is, hogy a legjobb illeszkedést biztosító rétegzett abundancia profil a belső, 10.000 kms^{-1} alatti tartományon már nem változik jelentősen, míg e felett az abundanciaprofilok erősen rétegzett jelleget mutatnak.

A legjobb illeszkedést mutató szintetikus színképeket és az azokat produkáló TARDIS modelleket közvetlenül is összevetettem a Fink és mtsai (2014) által publikált tisztán deflagrációs robbanások hidrodinamikai szimulációinak eredményeivel. A robbanás során keletkezett $M_{^{56}Ni} = 0{,}22$ M$_\odot$ radioaktív nikkel, valamint a ledobódott burok $M_{ej} = 0{,}8$ M$_\odot$ becsült tömege (Szalai és mtsai, 2015) alapján az SN 2011ay az N10def és N20def modellekkel mutatja a legtöbb hasonlóságot. Valóban, ahogy a 37. ábrán is látható, a két szimuláció szintetikus színképei többé-kevésbé jól reprodukálják az SN 2011ay különböző időpontokban felvett spektrumait, azonban egyik modell konfigurációs sem mutat jó egyezést a szupernóva valamennyi epochájával. A nagyobb luminozitású N20def modell elsősorban a korai ($t_{exp} = 10$ - 14,9 nap) színképek hosszabb hullámhosszakon tapasztalt kontinuum-fluxusához illeszkedik jól, míg a halványabb N10def a későbbi időpontokban és a rövidebb hullámhosszakon produkálja a megfigyelt abszorpciókat.

Mivel az N10def deflagrációs szimuláció a megfigyelt időintervallum egy részén nem csak a kontinuum-fluxus egy részét, de konkrét abszorpciókat is nagy pontossággal képes reprodukálni, a modell abundancia-profiljait összevetettem a legjobb illeszkedést produkáló TARDIS modell kémiai struktúrájával. Általánosságban elmondható, hogy a két forrásból származó abundancia-profilok a külső régióban jelentősen eltérnek, köszönhetően a TARDIS modellek rétegzett jellegének, amelyre a korai színképek gyenge vas vonalai miatt volt szükség. A belsőbb tartományok felé haladva ezek a különbségek azonban fokozatosan eltűnnek, 10.000 kms^{-1} alatt pedig a legtöbb elem esetében nem szignifikáns a differencia. Ez utóbbi állítás alól kivételt képez a magnézium, amelynek a tömegaránya a TARDIS-modellben nagyjából hatszorosa az N10def által jósoltnak, valamint a króm, amely valószínűleg jócskán felülreprezentált a TARDIS-szal végzett szupernóva-tomográfia eredményeiben. A többi, szignifikáns spektrumjellemzőket kialakító kémiai elemek, mint a szilícium, a kén, a vas és a radioaktív nikkel, jó



37. ábra. Az SN 2011ay megfigyelt spektrumainak, valamint az N10def és N20def deflagrációs szimulációk szintetikus színképeinek összehasonlítása. Az ábra bal oldalán lévő időpontok (t_{exp} a TARDIS modellek robbanás óta eltelt idejét, míg a jobb oldali t oszlop a színképek B-maximumhoz viszonyított epocháját mutatja. Forrás: Barna és mtsai (2017)

egyezést mutatnak a deflagrciós által jósolt értékekkel. Megjegyzendő, hogy a tomográfia által feltérképezett sebességtartomány nem elégséges annak megítélésére, vajon a TARDIS modellek a szupernóva legbelső rétegeiben is a deflagrációs modellekkel közel megegyező, konstans abundanciákat mutatnának. Ugyanakkor, ahogy a fentebb bemutatott konstans abundanciájú modell tesztje is rávilágított, a vizsgált sebességtartomány legalább két, kémiailag elkülöníthető részre osztható.

"Every revolutionary idea seems to evoke three stages of reaction. They may be summed up by the phrases: (1) It's completely impossible. (2) It's possible, but it's not worth doing. (3) I said it was a good idea all along."

Arthur C. Clarke

5. Fényes Iax szupernóvák spektrumainak tomográfiás analízise

A 4. fejezetben részletezett tanulmányomban (Barna és mtsai, 2017) megmutattam, hogy a TARDIS radiatív transzfer-kóddal hatékonyan modellezhetőek az Iax típusú szupernóvák maximum előtt és annak környékén felvett színképei. Sőt, egy szupernóva hosszabb időszakot lefedő színképsorozata is jól illeszthető ugyanazon önkonzisztens atmoszféra-modellel, így térképezve fel a vizsgált SN 2011ay ledobott anyagának jelentős tartományát. Az analízis logikus folytatása egyrészt a korábban alkalmazott közelítések és egyszerűsítések felülvizsgálata, valamint a tomográfiás módszer kiterjesztése egy több elemből álló Iax-mintára. A kétféle célkitűzést a Barna és mtsai (2018) publikációjában teljesítettem, amelyben az SN 2011ay, az SN 2012Z, az SN 2005hk, az SN 2002cx és az SN 2015H szupernóvákból álló mintára végeztem el a szupernóva-tomográfiás analízist.

5.1. A vizsgált Iax szupernóva minta

A vizsgálandó minta kiválasztása során csak a szabad hozzáférésű online adatbázisokban (lásd, WISeREP és Open Supernova Catalog; Yaron és Gal-Yam, 2012; Guillochon és mtsai, 2017) fellelhető Iax színképeket vettem alapul. Ennek oka, hogy kutatócsoportunknak, illetve a velünk tudományos kollaborációban lévő kutatóknak nem álltak rendelkezésére alkalmas adatsorok, a halvány Iax szupernóvák spektrális követésére pedig a magyar távcsőpark nem alkalmas. Megjegyzendő, hogy ezekben az adatbázisokban csak korábban publikált és analizált színképek szerepelnek, azonban az általam alkalmazott szupernóva-tomográfiás módszerrel csak az SN 2011ay 1. táblázatban felsorolt színképei voltak vizsgálat tárgyai. Az alábbiakban részletezett színképillesztések és az abból levont következtetések tehát a spektrumok forrásától függetlenül új eredménynek számítanak.

A szupernóva-tomográfiás vizsgálatokhoz a lehető leghosszabb időtartamot lefedő és a legjobb időfelbontású színképsorozatra van szükség. Utóbbit a távoli és halvány tranziens objektumok megfigyelési adatsorai korlátozzák; a legtöbb Iax szupernóva esetében mindössze néhány színkép áll rendelkezésre a maximum környéki időszakról. A vizsgált időszakot (és ezzel együtt a szupernóva-atmoszféra feltérképezhető részét) a TARDIS egyik fő egyszerűsítését jelentő fotoszféra-közelítés limitálja, ami a becslések szerint csak a robbanást követő 30-35 napig állja meg helyét. A minta kiválsztása során így csak olyan szupernóvákra szorítkoztam, amelyeknek az említett időszakban legalább három színképe elérhető, továbbá epocháik legalább egy hetes időtartományt fednek le. További megkötésként szükség volt az egyes szupernóvák gazdagalaxisainak megbízható vörösödés-becslésére is, hogy a galaktikus komponenssel kiegészítve korrigálhassam a megfigyelt színképeket és reprodukáljam a szupernóva által kibocsájtott valódi fluxuseloszlást. A fent vázolt kritériumoknak az alábbi öt Iax szupernóva felelt meg.

Az SN 2011ay színképeit és atmoszférájának felépítését ugyan már a Barna és mtsai (2017)

publikációmban is elemeztem, az ott közölt feltevések és fixált paraméterek felülvizsgálata végett új illesztési stratégiával is elvégeztem a szupernóva-tomográfiás analízist. Az SN 2011ay jellemzőit, megfigyelési adatait, illetve a szupernóvával kapcsolatos korábbi eredményeket a 4.1 fejeztetben mutattam be részletesen.

Az SN 2012Z-t szintén a LOSS program keretében fedezték fel a KAIT műszerével (Cenko és mtsai, 2012). Maximális fényessége alapján összemérhető az SN 2011ay-nal; szülőgalaxisának, az NGC 1309 ($z = 0{,}007$) becsült távolságától függ, hogy a két objektum közül melyik az eddig megfigyelt legfényesebb Iax szupernóva. Megjegyzendő, hogy a (Barna és mtsai, 2018)-ban közölt színképek esetében tévedésből nem következetesen használtam a szakirodalomban előforduló, az NGC 1309 $d_1 = 29{,}8 \pm 3{,}8$ Mpc (Yamanaka és mtsai, 2015) és $d_2 = 32{,}59 \pm 1{,}4$ Mpc távolságadatokat (Stritzinger és mtsai, 2014). Az alábbiakban a mért színképek fluxussűrűségeit a d_1 távolság szerint skáláztam át luminozitássűrűségekké. A vörösödésre való korrekcióhoz $E(B-V) = 0{,}036$ mag galaktikus komponens mellé (Schlafly és Finkbeiner, 2011) $E(B-V) = 0{,}07$ mag extragalaktikus komponenst használtam, utóbbit az NGC 1309 Na I és K I vonalainak ekvivalens szélességére (Stritzinger és mtsai, 2014), valamint a λ5780 diffúz intersztelláris sávra alapozva (Phillips és mtsai, 2013).

A szupernóva optikai színképeit a Stritzinger és mtsai (2014) és (Yamanaka és mtsai, 2015) szakcikkekben publikálták. A szerzők egyszerű spektroszkópiai analízist is végeztek a mért adatsorokon, ugyanakkor szintetikus színképeket nem illesztettek a mért adatsorokhoz, a vonalazonosítások pedig ránézéses alapon történtek. A szupernóva-tomográfiás vizsgálatomból származó eredmények így csak részben vethetőek össze a más forrásból származó adatokkal. Mindkét publikáció azonosította a normál Ia szupernóvákban domináns Si II, S II és Ca II vonalakat, a maximum környéki domináns abszorpciókat pedig egy- és kétszeresen ionizált vas átmeneteivel magyarázták. Mivel utóbbiak számos, gyengébb átmenet együttes hatásából formálódnak, a Doppler-eltolódásuk alapján számolt tágulási sebességek jelentős szórást mutatnak. Az általában erre a célra használt Ca H&K, illetve Si II λ6355 abszorpciós minimumai $\sim$7 500 kms^{-1} tágulási sebességet mutatnak a B-maximum idején (Stritzinger és mtsai, 2014).

Az SN 2012Z jelentőségét növeli, hogy jelen dolgozat megírásának pillanatában ez az egyetlen termonukleáris eredetű szupernóva, amelynek progenitorrendszerét azonosították. Gazdagalaxisa, az NGC 1309 célpontja volt a Hubble űrtávcső 2005/06-os mérési kampányának, amely során Cefeida-változókat kerestek több színszűrős, extrém mély képalkotással. A nagy felbontású felvételeken egy fényes kék csillag ($M_V = -5,1$ mag, $B - V =$ -0,01 mag; McCully és mtsai, 2014a) volt azonosítható az SN 2012Z későbbi robbanási pozícióján. A későbbi fotometriai megfigyelések megerősítették, hogy a talált forrás a szupernóva burok elhalványulása után is megfigyelhető volt, közel állandó fényességgel. A McCully és mtsai (2014a) által közölt eredmények alapján a héliumban gazdag csillag a felrobbanó WD donorcsillaga lehetett, vagyis az SN 2012Z az SD modell alapján bekövetkezett robbanás eredménye.

Az SN 2005hk viszonylag nagy látható fényessége és korai felfedezése okán az egyik legjobban megfigyelt és dokumentált Iax szupernóva a szakirodalomban. Az UGC 272 galaxisban

2. táblázat. A vizsgált Iax-minta szupernóváinak V-színszűrőben mért maximális abszolút fényességei (az SN 2015H esetében r-színszűrőben), valamint az egyes objektumok vöröseltolódása, távolságmodulusa, tejútrendszerbeli és extragalaktikus vörösödése.

Objektum	M_{peak}	z	μ	$E(B-V)_{MW}$	$E(B-V)_{host}$	Publikáció
SN 2011ay	-18,39 $\pm$ 0,18	0,021	34,69 $\pm$ 0,15	0,069	0,00	Szalai és mtsai (2015)
SN 2012Z	-18,50 $\pm$ 0,09	0,007	32,59 $\pm$ 0,09	0,036	0,07	Stritzinger és mtsai (2014)
SN 2005hk	-18,08 $\pm$ 0,29	0,012	33,46 $\pm$ 0,27	0,019	0,09	Phillips és mtsai (2007)
SN 2002cx	-17,62 $\pm$ 0,35	0,024	35,09 $\pm$ 0,32	0,034	0,00	Li és mtsai (2003)
SN 2015H	-17,27 $\pm$ 0,07	0,012	33,91 $\pm$ 0,07	0,048	0,00	Magee és mtsai (2016)

3. táblázat. A Barna és mtsai (2018) publikációban vizsgált Iax-minta színképeinek adatai. A robbanás óta eltelt idő (t_{exp}) szabad paraméterként szerepelt a TARDIS modellek illesztése során (lásd valamelyik fejezet); a fázisok a B-színszűrőben mért maximális fényesség időpontjához képest vannak megadva.

MJD	t_{exp} [nap]	Fázis [nap]	Teleszkóp\Detektor	Hullámhossz [Å]	Publikáció
			SN 2011ay		
55642,7	10,0	-3,4	HET\LRS	4100-10000	Szalai és mtsai (2015)
55643,7	11,0	-2,4	HET\LRS	4100-10000	Szalai és mtsai (2015)
55645,7	13,0	-0,4	HET\LRS	4100-10000	Szalai és mtsai (2015)
55647,7	15,0	+1,6	HET\LRS	4100-10000	Szalai és mtsai (2015)
55648,7	16,0	+2,6	Lick\Kast	3350-9850	Silverman és Filippenko (2012)
55650,7	18,0	+4,6	HET\LRS	4100-10000	Szalai és mtsai (2015)
55652,7	20,0	+6,6	Lick\Kast	3400-9700	Silverman és Filippenko (2012)
55655,7	23,0	+9,6	Lick\Kast	3400-9700	Silverman és Filippenko (2012)
55661,7	29,0	+15,6	Lick\Kast	3350-10550	Silverman és Filippenko (2012)
55664,7	32,0	+18,6	HET\LRS	4100-10000	Szalai és mtsai (2015)
			SN 2012Z		
55958,2	5,4	-9,2	Lick\Kast	3400-10000	Stritzinger és mtsai (2014)
55959,2	6,4	-8,2	Lick\Kast	3400-10000	Stritzinger és mtsai (2014)
55960,4	7,6	-7,0	KAO\LOSA	4100-7900	Yamanaka és mtsai (2015)
55965,4	12,6	-2,0	KAO\LOSA	4100-7900	Yamanaka és mtsai (2015)
55968,5	15,7	+1,1	KAO\LOSA	4100-7900	Yamanaka és mtsai (2015)
55973,1	20,3	+5,7	FLWO\FAST	3400-10000	Stritzinger és mtsai (2014)
			SN 2005hk		
53675,2	5,3	-9,3	FLWO\FAST	3500-7400	Blondin és mtsai (2012)
53676,2	6,3	-8,3	Lick\KAST	3300-10400	Phillips és mtsai (2007)
53678,2	8,3	-6,3	APO\DIS	3600-9600	Phillips és mtsai (2007)
53679,4	9,5	-5,1	Keck\LRIS	3200-9200	Phillips és mtsai (2007)
53680,1	10,2	-4,4	APO\DIS	3600-9600	Phillips és mtsai (2007)
53681,2	11,3	-3,3	FLWO\FAST	3500-7400	Blondin és mtsai (2012)
53683,2	13,3	-1,3	FLWO\FAST	3500-7400	Blondin és mtsai (2012)
53688,2	18,3	+3,7	MDM\CDSS	3900-7300	Phillips és mtsai (2007)
			SN 2002cx		
52411,2	7,2	-4,0	FLWO\FAST	3500-7500	Li és mtsai (2003)
52414,2	10,2	-1,0	FLWO\FAST	3700-7500	Li és mtsai (2003)
52427,2	23,2	+12,0	FLWO\FAST	3700-7500	Li és mtsai (2003)
			SN 2015H		
57065,1	18,9	+3,2*	EFOSC2	3650-9250	Magee és mtsai (2016)
57068,2	22,0	+6,3*	EFOSC2	3350-10000	Magee és mtsai (2016)
57072,3	26,1	+10,4*	EFOSC2	3350-10000	Magee és mtsai (2016)

* Az SN 2015H esetében az r színszűrőben mért maximum időpontjától mérve.

(z = 0,012) fedezték fel egymástól függetlenül a LOSS és az SDSS-II mérései során. A szülőgalaxis vörösödését a Na I D vonalának erőssége alapján $E(B-V) = 0,09$ mag-ra becsülve (Chornock és mtsai, 2006) a teljes vörösödési korrekciót $E(B-V)$ = 0,11 mag-ra végeztem el. A szupernóva távolságára $d = 48$ Mpc értéket alkalmaztam, amely alapján abszolút maximális fényessége M_V = -18,08 mag-nak adódott.

Az alábbi tomográfiás analízis során a szupernóva nyolc színképét vizsgáltam, amelyek epochái a B-maximumhoz viszonyított -9,3 és +3,7 nap közötti időtartományt fedték le. A színképek először (Phillips és mtsai, 2007), valamint (Blondin és mtsai, 2012) publikációiban kerültek közlésre. Előbbi szerzői a SYNOW kód szintetikus színképeit illesztették az SN 2005hk mért spektrumaihoz, amely alapján az idővel folytonosan csökkenő fotoszferikus sebesség a maximum fényesség idején $v_{fot} \approx 6\,800$ kms^{-1}-t ér el. (Magee és mtsai, 2017) az általam is használt TARDIS kódot használva illesztett meg egy maximum környéki színképet az N5def deflagrációs modell kémiai abundanciáit feltételezve. A fizikai paraméterek variációja során a legjobb megoldást $v_{fot} = 6\,800$ kms^{-1} érték adta. Sahu és mtsai (2008) további tizenkét színképet közölt a -6,2 és +32,3 nap közötti időtartományból, amelyek közül négy esetében a szerzők szupernóva-tomográfiás analízist is végeztek a TARDIS-hoz hasonló ML spektrum szintézis-kóddal (Mazzali és mtsai, 2000). A legjobb illeszkedést adó abundancia-profilok jelentős eltérést mutattak a tisztán deflagrációs szimulációk által jósolt konstans kémiai struktúrától, valamint a modellek csak minimális, $X(C) < 0,01$ mennyiségű szén szerepelt. A hasonló vizsgálati módszerek miatt jelen munkám eredményeinek értékeléséhez a Sahu és mtsai (2008) modelljei jelentették az elsődleges összehasonlítási alapot.

Az SN 2002cx az Iax alcsoport első azonosított objektuma (Li és mtsai, 2003) és ezáltal prototípusa is egyben. A szupernóva először 2002. május 12-én bukkant fel a Palomar Observatory Oshin teleszkópjának felvételein (Wood-Vasey és mtsai, 2002). Gazdagalaxisa a CGCG 044-035 galaxisban ($z = 0,024$) robbant fel, amelynek $d = 100$ Mpc távolságával számolva a szupernóva maximum fényessége M_V = -17,6 mag. A nagyfelbontású színképek Na I D vonalainak vizsgálata alapján az gazdagalaxis vörösödése elhanyagolható mértékű, így csak a Tejútrendszer $E(B-V)$ = 0,034 mag komponensére korrigáltam.

A szupernóva maximum környéki színképei, amelyeket kivétel nélkül Li és mtsai (2003) publikálták, az FLWO teleszkóp FAST műszerével készültek és a 3 700 - 9 500 Å spektráltartományt fedik le. Branch (2004) ezek közül a (B-maximum időpontjához viszonyított) -1, +12, +25 és +56 nap epochájú színképeket vizsgálták SYNOW modellek illesztésével. A maximumhoz legközelebb felvett színkép illesztése során $v_{fot} = 7\,000$ kms^{-1} tágulási sebességet állapítottak meg, az Si II, S II, Ca II és Fe II ionok abszorpciói mellett pedig a forróbb ($> 12\,000$ K) hőmérsékletet feltételező Si III és Fe III spektrumvonalakat is azonosítottak. A későbbi színképekben jelen van a normál Ia szupernóvák esetében is egyértelműen azonosított Na I, valamint olyan, robbanási modellek alapján alacsony mennyiségűre ($X < 0,01$) becsült ionok is, mint a Ti II és a Cr II.

Az SN 2015H a Backyard Observatory Supernova Search programjának mérései alapján

azonosították 2015 február 10-én (Parker, 2015) az NGC 3464 galaxisban (z = 0,012). Habár a szupernóva nyomonkövetése azonnal megkezdődött, a felfedezés már a maximum után történt, így a +4 napos színkép a legkorábbi epochájú spektroszkópiai megfigyelés. Ugyanakkor a La Silla Quest Variability felmérésének köszönhetően a robbanást megelőzően és a felfényesedés szakaszából is rendelkezésre állnak fotometriai mérések, amely révén a robbanás $T_{exp} = 57\,046\pm$ 0,5 MJD időpontja a mintában szereplő több szupernóvához képest pontosabban meghatározott.

Az SN 2015H spektroszkópiai nyomonkövetése a PESSTO (Public ESO Spectroscopic Survey of Transient Objects) programon keretein belül történt az NTT teleszkóp EFOSC2 (optikai tartomány) és SOFI (infravörös) detektoraival. A tizenegy felvett színkép mindegyike Magee és mtsai (2016) által került publikálásra, az r-maximumhoz (T_r = 57 061,9 MJD) képest +3 és +113 nap között. Ezek közül a látható fény tartományban felvett +3, +6 és +10 napos színképeit vizsgáltam a szupernóva-tomográfiás módszerrel, melyek hullámhossztartománya 3 650 - 9 250, valamint 3 345 - 9 995 Å-re terjed ki.

Magee és mtsai (2016) a sztenderd vonalazonosítási kísérleten túl a TARDIS kóddal generált szintetikus spektrumát is illesztették a +6 napos szintetikus színképhez. Az alkalmazott sűrűségprofilhoz az r-szűrős fénygörbe alapján megállapított robbanási időpontot, valamint egy két változós, tisztán exponenciális függvényt vettek alapul (hasonlóan a 53. egyenlethez), míg a kémiai struktúra meghatározásához konstans abundanciákat feltételeztek a modell teljes tartományán. Fontos, hogy a szerzők csak egy epochára végezték el a színképillesztést, így az analízisük eredményei természetes eltéréseket mutat a korábbi és későbbi epochákat is figyelembe vevő tomográfiás vizsgálattól. A két fajta modellezés összehasonlítása a 5.9. fejezetben kerül kifejtésre.

5.2. Az Iax szupernóva minta színképsorozatainak illesztése radiatív transzfer kóddal

A TARDIS kóddal végzett szupernóva-tomográfiás analízis elméleti hátterét a 4.2. fejezetben ismertettem. Az ott bemutatott illesztési folyamatot és az alkalmazott egyszerűsítéseket a Barna és mtsai (2018) publikációjában felülvizsgáltam, az attól való eltéréseket az alábbiakban részletezem. A korábbi analízis (Barna és mtsai, 2017) tárgya, az SN 2011ay új tomográfiás vizsgálata során szintén alkalmaztam a változtatásokat.

A legtöbb Iax típusú szupernóva esetében a robbanási időpontját nem lehetséges pontosan meghatározni, mivel a fotometria nyomonkövetésük nem kezdődött el kellően korán. Az Iax minta szupernóva-tomográfiás vizsgálata során a robbanás időpontját - amely az egyes epochák aktuális sűrűség-profilját befolyásolja - nem kötöttem a szakirodalomban fellelhető értékek egyikéhez, mint tettem azt az SN 2011ay korábbi vizsgálata esetében (Barna és mtsai, 2017). Ehelyett a robbanási időpontokat a becsült $\pm$1,5 napos bizonytalanságukon belül változtatva illesztési paraméterként kezeltem mindegyik szupernóvára. A luminozitások esetében

megtartottam a hasonló illesztési stratégiát, miszerint az elérhető bolometrikus fénygörbék értékeihez képest ±0,1 dex-en belül variáltam az aktuális modell L_e paraméterét.

A számítási tér alsó határát jelentő v_{inner} paramétert, amely - mint ahogy azt a 4.2. fejezetben kifejtettem - a fotoszférikus sebességnek feleltethető meg, jelen tomográfiás vizsgálat során nem rögzítettem a SYN++ modellek illesztése alapján talált v_{fot} értékhez. A szabad paraméterként való alkalmazása révén kimutathatóvá válnak az esetleges eltérések a fotoszferikus sebességek különböző módszerekkel (vonal-minimumok eltolódása, SYN++ modellek illesztése, stb.) történő számításai között, valamint felülvizsgálható az SN 2011ay esetében felmerült sebesség-degenerációs probléma (lásd, A és B modellek a 4.1. fejezetben; Szalai és mtsai, 2015). Egyedüli megkötés a tágulási sebességek időben való monoton csökkenése volt, vagyis $v_{fot}(t_1) \geq v_{fot}(t_2)$, ahol t_2 egy, a t_1-nél későbbi epochát jelöl. További eltérés a korábbi munkámhoz képest, hogy a számítási tér felső határát nem az aktuális fotoszféra feletti sebességhez rögzítettem, hanem egy szupernóva minden epochája esetében a $v_{fot1} + 4\,000$ kms^{-1} sebességéhez, ahol v_{fot1} a legkorábbi epocha fotoszférikus sebességét jelöli. A két határsebesség által kijelölt számítási teret minden esetben 100 kms^{-1}-es lépésközzel osztottam fel radiális cellákra (mivel v_{outer} állandó minden epochára és v_{inner} pedig monoton csökken, az egyes epochák modelljei eltérő számú radiális cellát tartalmaznak).

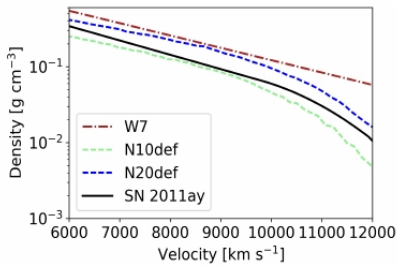
A szupernóva burkok modelljeinek megkonstruálásnál az egyes objektumok maximális fényességeihez legközelebb álló deflagrációs modelleket (Fink és mtsai, 2014) vettem alapul és kiindulási pontnak. Ezek a deflagrációs modellek 1.3.4 az N10def az SN 2011ay és az SN 2012Z, az N5def az SN 2005hk, valamint az N3def az SN 2002cx és az SN 2015H esetében. Az általam alkalmazott illesztési stratégia elve, hogy a modell struktúra (sűrűség- és abundancia-profilok) kiindulási paraméterein csak akkor változtattam, ha az illesztés jóságának javítása ezt megkövetelte. A sűrűség-profilok illesztésének kezelésére egy empirikus függvényt alkalmaztam, amely két változóval képes reprodukálni a számításba vett deflagrációs modellek sűrűség-profiljait:

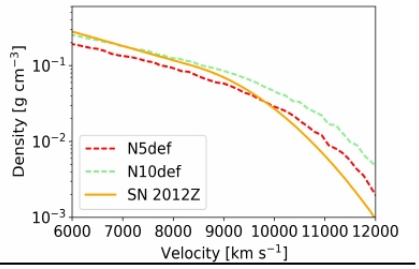
$$\rho(v, t_{exp}) = \rho_0 \cdot \left(\frac{t_{exp}}{100\ s}\right)^{-3} \cdot \exp\left(-\frac{v}{2300\ km\ s^{-1}}\right) \cdot 64^{-\frac{(v - v_{cut})^2}{v_{cut}^2}}, \tag{54}$$

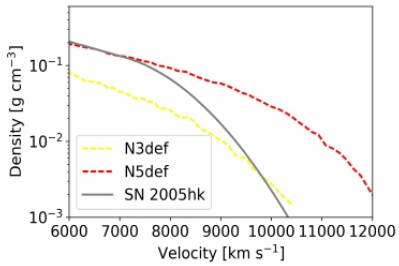
A függvény tisztán exponenciális a v_{cut} sebességhatár alatt, míg afelett egy viszonylag éles levágással csökken a sűrűség. A profil tartalmazza a homológ tágulás miatt fellépő hígulást is, amely a robbanás óta eltelt t_{exp} idő harmadik hatványának felel meg. A függvény tehát mindössze két szabad paraméter, a levágás kezdetét jelző v_{cut} és a referencia időpont (100 s) idején megadott ρ_0 központi sűrűség illesztésével reprodukálni tudja a fent említett deflagrációs szimulációk sűrűség-profiljait, valamint alkalmas arra, hogy a paramétertér felderíthető legyen.

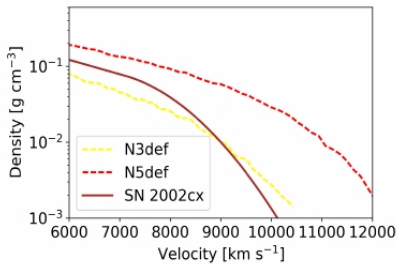
A modellek kémiai profilját 500 kms^{-1}-os lépésközzel definiáltam, amelyekben minden kémiai elem tömegaránya szabad illesztési paraméter volt. Kiindulási értékként minden cellában az adott szupernóvához tartozó deflagrációs modell kémiai abundanciáit használtam. Ezt kö-

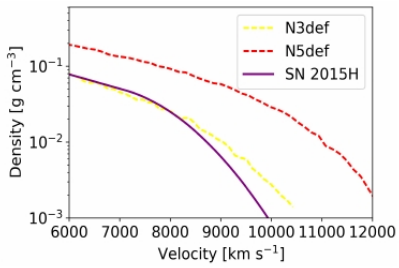
t_{exp} [days]	L_e [log $L_\odot$]	v_{phot} [km s^{-1}]	ρ_0 [g cm^{-3}]	v_{cut} [km s^{-1}]
	SN 2011ay		4.65	9 500
10.0	8.94	10 000		
11.0	8.99	9 800		
13.0	9.04	9 400		
15.0	9.07	9 200		
16.0	9.10	9 000		
18.0	9.11	8 900		
20.0	9.11	8 500		
23.0	9.03	8 300		
29.0	8.86	7 400		
32.0	8.82	6 800		
	SN 2012Z		3.80	8 400
5.4	8.86	10 700		
6.4	8.92	10 300		
7.6	8.94	10 000		
12.6	9.06	9 000		
15.7	9.04	8 500		
20.3	9.00	7 700		
	SN 2005hk		2.80	7 100
5.3	8.83	9300		
6.3	8.92	9 000		
8.3	8.99	8 600		
9.5	9.01	8 200		
10.2	9.03	8 000		
11.3	8.99	7 900		
13.3	9.02	7 600		
18.3	8.98	6 900		
	SN 2002cx		1.75	7 000
7.2	8.74	8200		
10.2	8.82	7 500		
23.2	8.74	5 600		
	SN 2015H		1.06	7 100
18.9	8.62	5800		
22.0	8.52	5 500		
26.1	8.42	5 100		











38. ábra. A vizsgált mintában szereplő Iax szupernóvák egész színképet érintő illesztési paraméterei: a robbanás óta eltelt idő (t_{exp}), a kibocsájtott luminozitás (L_e és a fotoszféra sebessége (v_{fot}). Az illesztések eredményeül kapott sűrűség-profilokat, valamint azok paramétereit szintén feltüntettem. Az ábrákon a deflagrációs szimulációk (Fink és mtsai, 2014) sűrűsgei szerepelnek összehasonlításként. Forrás: Barna és mtsai (2018)

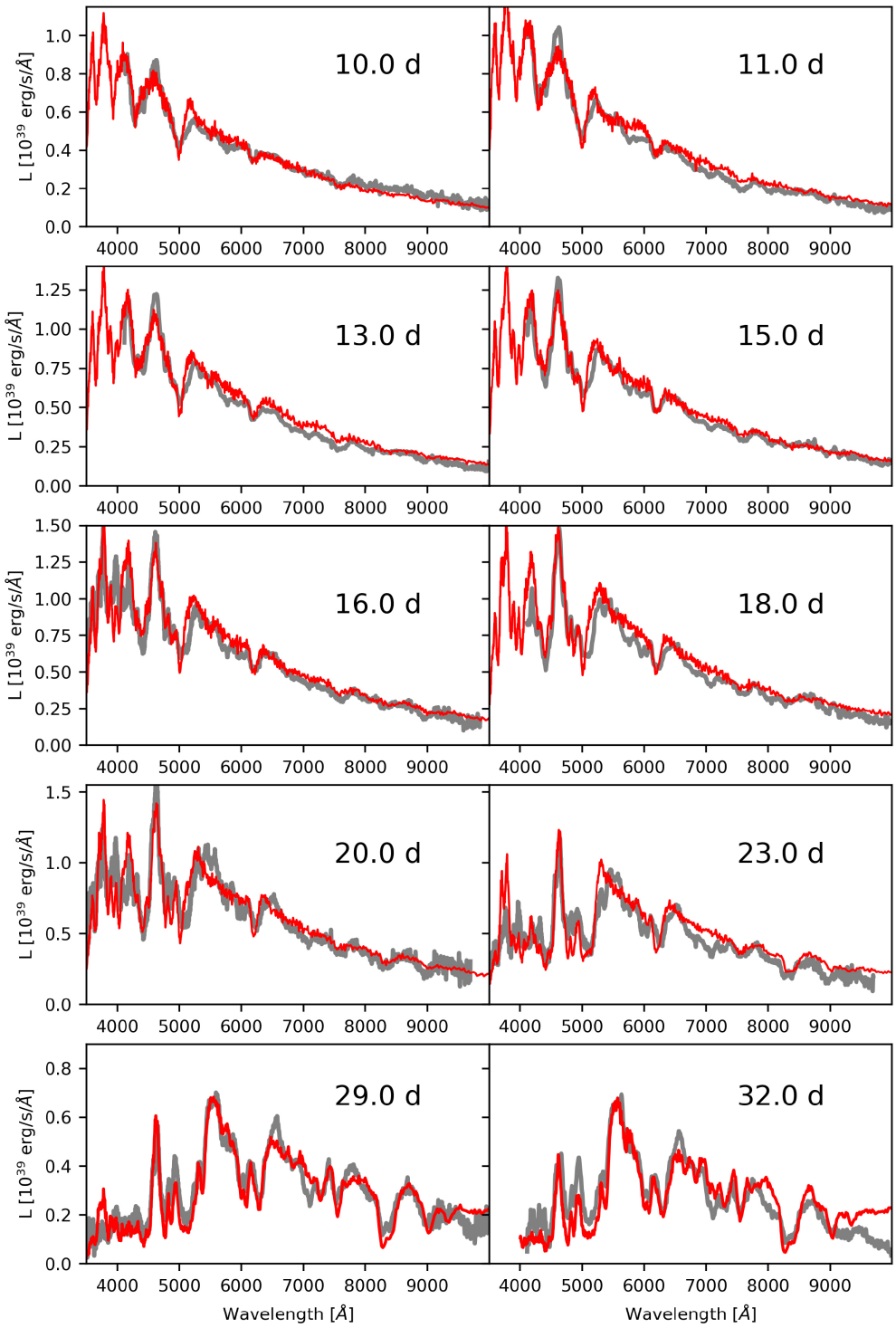
vetően eltávolítottam a modellből azokat az elemeket, amelyeknek a Fink és mtsai (2014) által végzett radiatív transzfer modellezések alapján nincs számottevő hozzájárulása a színképek kialakításához. Ezen elv alapján a C, O, Na, Mg, Si, S, Ca, Ti, V, Cr, Fe, Co és Ni kémiai elemek tömegarányait vettem számításba, ami a Barna és mtsai (2017) által végzett modellezéshez képest néggyel több elem alkalmazását jelenti. Minden más tekintetben a 4.2. fejezetben ismertetet modellezési stratégia szerint jártam el. Az oxigént ezúttal is "kitöltő" elemként használtam, vagyis a tömegarány azon hányadát, amelynek a hovatartozását nem sikerült meghatározni az illesztés során, automatikusan oxigénnek soroltam be. A deflagrációs modellekből következő kiindulási értékeken csak abban az esetben változtattam, amennyiben a szintetikus színképek illesztése azt megkövetelte. Utóbbi kitétel elsősorban a szén tömegarányának meghatározását érintette. Ahogy a Barna és mtsai (2017) cikkben megmutattuk, a mért színképekkel való összevetések alapján nem egyértelmű, hogy szükséges-e a szén alkalmazása a tomográfiás modellezés során, ugyanakkor a deflagráció hidrodinamikai modelljeiben a szén az egyik legnagyobb arányban jelenlévő kémiai elem. Mindezek eredőjeként az alábbiakban bemutatott modellekben a szén abundancia-profiljai pusztán a tömegarányuk felső határát jelzik a pontos meghatározásuk helyett.

5.3. Az Iax szupernóva minta analíziséből származó eredmények

Az alábbi, 39-43. ábrákon látható, hogy az illesztési folyamat végén kapott modellek alapján kalkulált szintetikus spektrumok képesek reprodukálni a mért színképeket. Habár a nagy számú szabad paraméter miatt a teljes paramétertér felderítése nem volt lehetséges, az illesztési stratégiánknak megfelelően a lehető legjobb egyezést mutató szintetikus színképeket sikerült produkálni. Ennek megfelelően az alábbi fejezetben bemutatott TARDIS modellekre mint a legjobb illeszkedést adó konfigurációk hivatkozok.

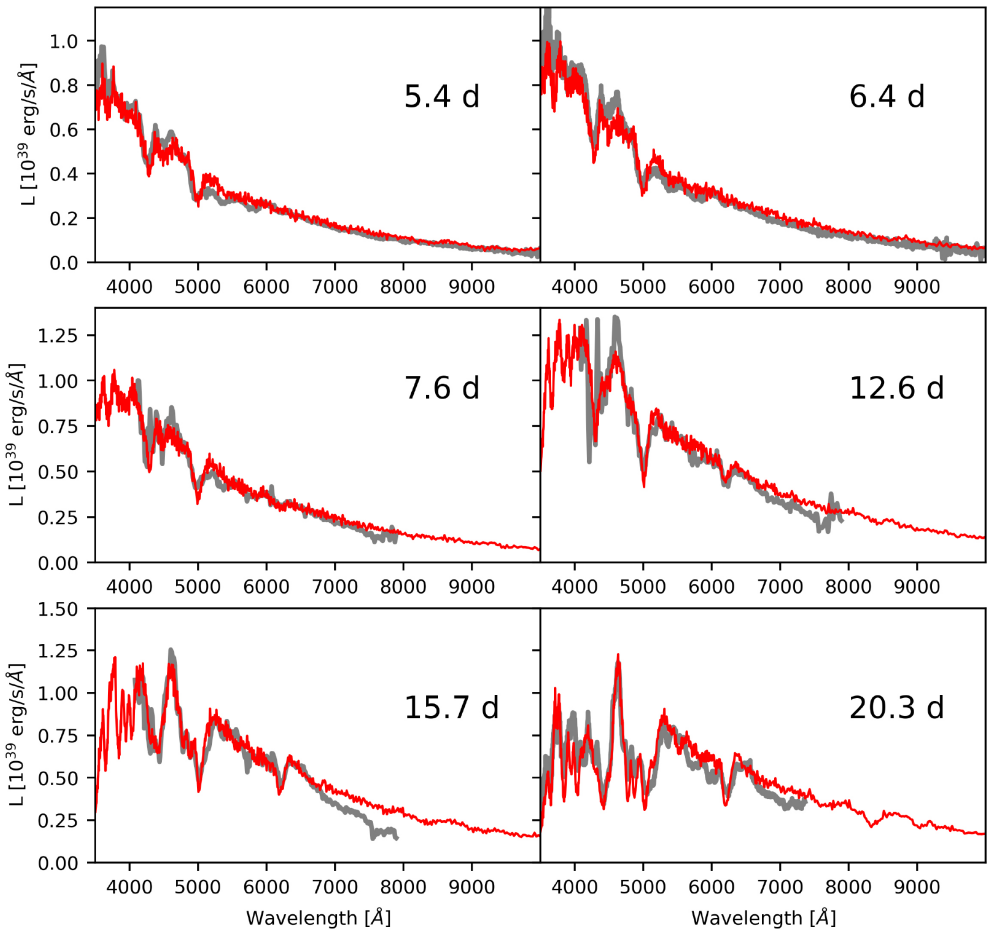
Az egyes epochákra vonatkozó fizikai paraméterek, vagyis a t_{exp} robbanás óta eltelt idő, az L_e bolometrikus luminozitás, valamint a v_{fot} fotoszferikus sebesség a 38. ábra táblázataiban találhatóak. Az illesztések révén megállapított, valamint a fénygörbék alapján számolt robbanási időpontok közti különbség egyik szupernóva esetében sem különbözik szignifikáns mértékben. Az SN 2015H esetében, amelynél a robbanás időpontja precízen megállapítható a teljes r-fénygöbe alapján, pontosan a Magee és mtsai (2016) által számított értékkel nyertem a legjobb illeszkedést, ami további megerősítését ad az általam alkalmazott munkamódszernek.

A fotoszférikus sebességek mindegyik szupernóva esetében monoton csökkennek, közel lineárisan. Habár a sebesség-függvények között jelentős különbségek vannak, a csökkenés üteme mindegyik esetben hasonló ~ 100 kms^{-1}nap^{-1}. A legkorábbi színképekkel rendelkező SN 2005hk és az SN 2002cx esetében, a $t_{exp} < 8$ nap epocháknál a fotoszféra süllyedése ettől gyorsabbanak, ~ 200 kms^{-1}nap^{-1}-nak tűnik, azonban a korai adatpontok kis száma miatt a sebességváltozás ilyen mértéke nem egyértelmű. Az Iax szupernóvák tágulási sebessége, valamint azok abszolút fényessége közötti kapcsolatról már több alkalommal is publikáltak a szakiroda-



39. ábra. Az SN 2011ay vizsgát spektrumai (szürke vonal) és a legjobb illeszkedést adó TARDIS modell szintetikus színképei (piros). Forrás: Barna és mtsai (2018)

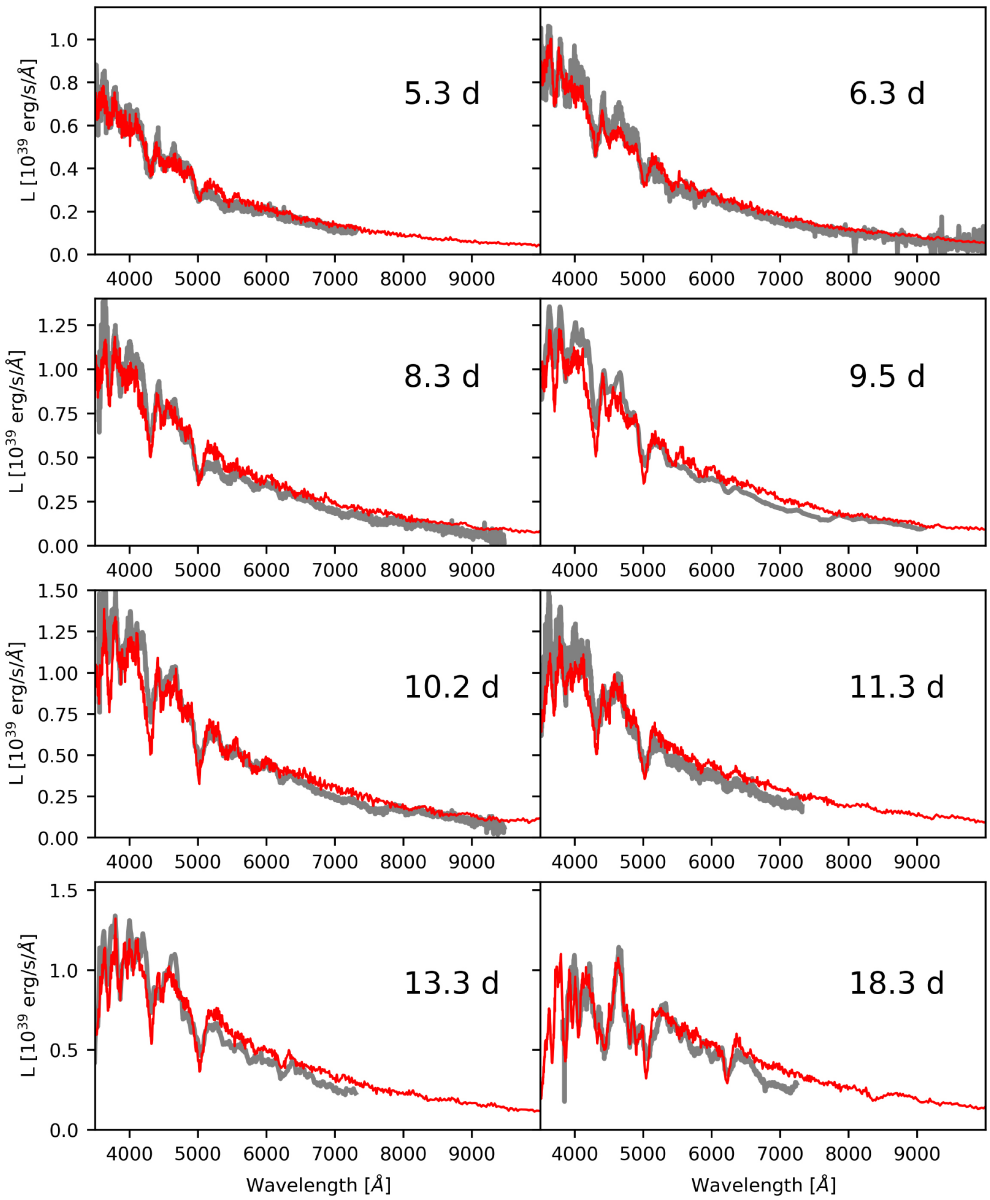
lomban, miszerint a halványabb objektumok lassabb fotoszférikus sebességgel rendelkeznek. A korreláció az eddigi vizsgálatok alapján gyengének bizonyult (Tomasellas és mtsai, 2016). Ez az állítás azonban felülvizsgálatra szorulhat, miután a szupernóva-tomográfiából származó analízis az eddigieknél jóval szorosabb korrelációt mutattak a v_{fot} sebességfüggvények és a maximális luminozitások között. A vizsgált mintában ráadásul három olyan Iax szupernó-



40. ábra. Az SN 2012Z vizsgát spektrumai (szürke vonal) és a legjobb illeszkedést adó TARDIS modell szintetikus színképei (piros). Forrás: Barna és mtsai (2018)

va is szerepel, amelyek a korábbi vizsgálatok alapján nem támasztják alá a fenti összefüggést. Fontos azonban megjegyezni, hogy a szakirodalom két olyan Iax szupernóvát ismer, amelyek jelentősen eltérnek a fent említett korrelációt mutató Iax szupernóváktól. Mind az SN 2009ku (Narayan és mtsai, 2011), mind pedig az SN 2014ck Tomasellas és mtsai (2016) extrém alacsony, 2 000 - 3 000 kms^{-1}-os fotoszféra sebességet mutatnak a nagy abszolút fényességük időpontjában. A korreláció létezését illetően további vizsgálatok szükségesek, amelyeket egy, a közeljövőben elkészülő publikációmban tervezek elvégezni.

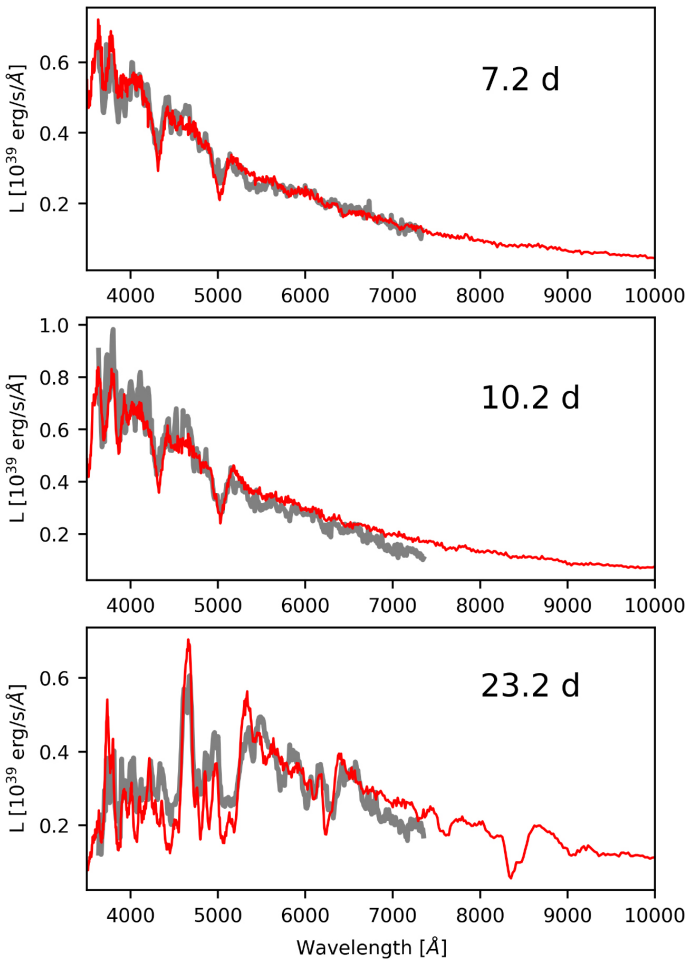
A legjobb illeszkedést adó modell-struktúrák sűrűség-függvényei szintén a 38. ábrán láthatóak, összevetve a releváns deflagrációs profilokkal. Az illesztésekhez használt empirikus függvények ρ_0 paraméterei (lásd 5.2. fejezetben) nem térnek el jelentősen a kiindulási értékeket definiáló deflagrációs modellekétől. Ugyanakkor a modell-struktúrák külső régióiban a sűrűség-profilok levágásai rendre meredekebbek, vagyis a v_{cut} paraméter alacsonyabb értékeket vesz fel a legjobb illeszkedést adó modellekben, mint a deflagrációs modellekben. Ennek eredményeként kevesebb anyag van jelen a nagyobb sebességeknél, mint ami a hidrodinamikai szimulációk alapján várható lenne. Az alacsonyabb levágási határsebesség szintetikus színképekre gyakorolt hatása az egyes spektrumvonalak pszeudo-emisszióinál, valamint az abszorpci-



41. ábra. Az SN 2005hk vizsgát spektrumai (szürke vonal) és a legjobb illeszkedést adó TARDIS modell szintetikus színképei (piros). Forrás: Barna és mtsai (2018)

ók kék szárnyánál jelentkezik, ahol a vonalprofil keskenyebbé válik. A 39-43. ábrákon látható maximum utáni színképek illesztéseinél a túlzottan erős kék szárnnyal rendelkező vonalprofilok még így is jelen vannak, ami azt mutatja, hogy részben abundancia-effektus felelős a keskeny abszorpciókért.

Az egyes szupernóvák kémiai abundancia-profiljai a 44. ábrán láthatóak. Akárcsak a korábbi, SN 2011ay tomográfiás vizsgálatát elvégző tanulmányban (Barna és mtsai, 2017), úgy a jelen minta mind az öt objektumának modellezése során is rétegzett abundancia-eloszlást azonosítottam. Az egyes kémiai elemek tömegarányai különösen a szupernóva burkok külső rétegeiben változnak jelentősen, ahol a növekvő sebességel az IGE-k aránya gyors ütemben csökken, míg az oxigén jelenléte dominánssá válik. Ez utóbbi jelenség valószínűleg az illesztési stratégiánk következménye és az oxigén felhalmozódása nem feltétlenül valódi jelenség. Ugyan-

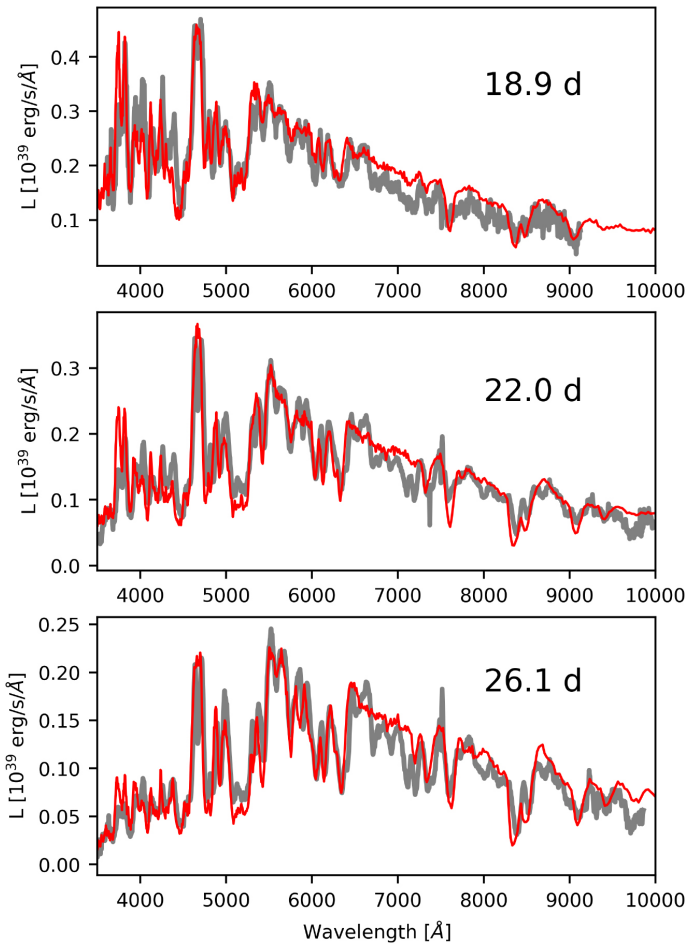


42. ábra. Az SN 2002cx vizsgát spektrumai (szürke vonal) és a legjobb illeszkedést adó TARDIS modell szintetikus színképei (piros). Forrás: Barna és mtsai (2018)

akkor a korai epochájú színképek illesztése megköveteli, hogy legtöbb kémiai elem (IGE-k és IME-k egyaránt) ne, vagy csak kis százalékban legyenek jelen a modell-struktúrák külső tartományaiban. A maximum környéki és az azt követő epochák színképillesztéseihez, amelyek már elsősorban a burkok mélyebb rétegeit mintavételezik, nagyságrendileg $X(IGE) \approx 0{,}60$ és $X(IME) \approx 0{,}25$ tömegarányok szükségesek. Az oxigén, valamint a nikkel(származékok) által domináltt külső-, illetve belső tartományok jól elkülöníthetőek az egyes abundancia-ábrákon. Az ezeket elválasztó határra, amely felett $X(^{56}Ni) < X(O)$, tranzíciós sebességként hivatkozom a továbbiakban.

5.4. Abundancia-sablon az Iax szupernóvákhoz

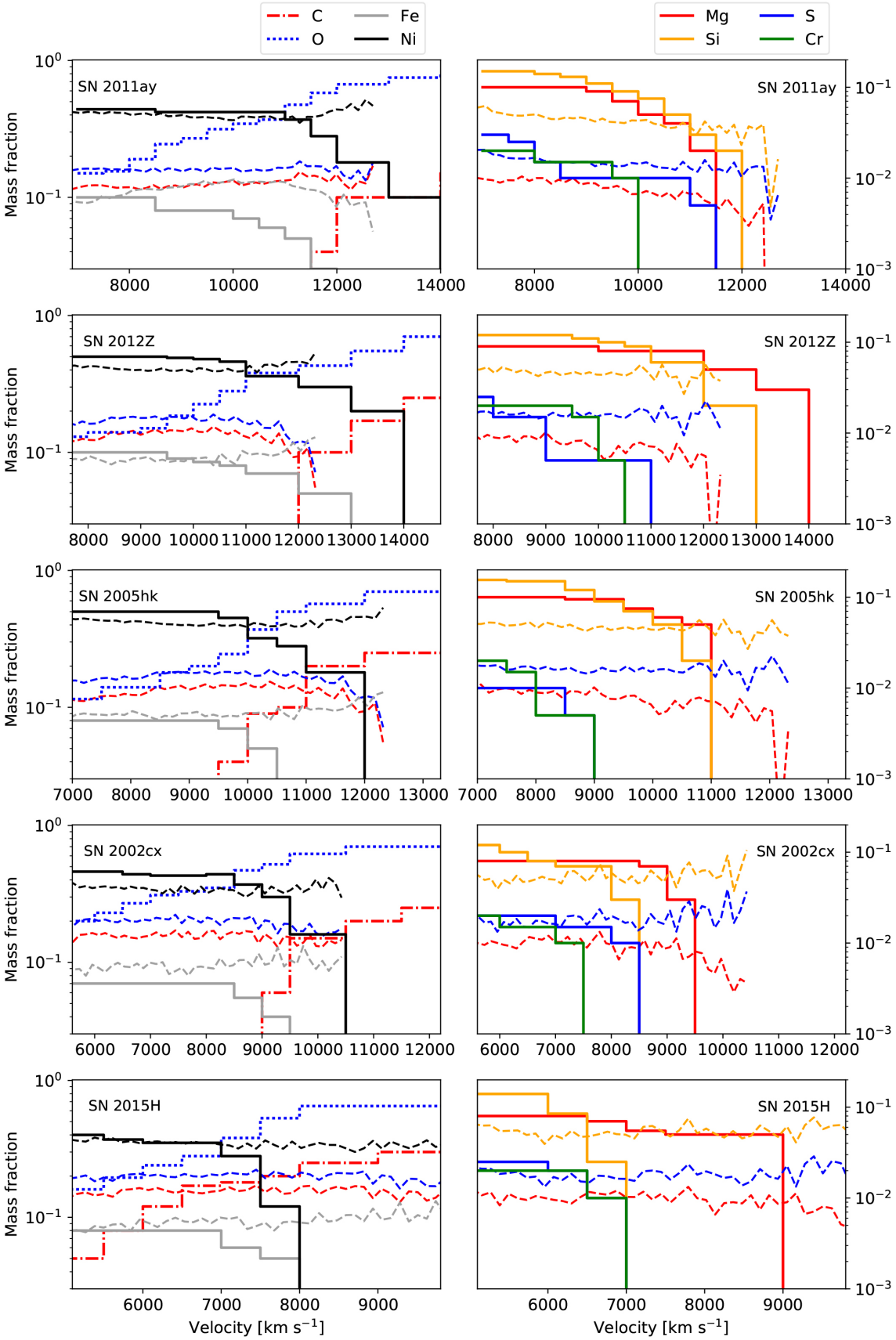
A mintában szereplő Iax szupernóvák kémiai abundancia-profiljai közötti hasonlóságok már a 44. ábrára tekintve is szembeötlőek, habár a közös jellemzők más-más sebességnél fordulnak elő. Ez lehet annak is a következménye, hogy bár a vizsgált szupernóvák ledobott burkai ugyanazon robbanási mechanizmus eredményeként jöttek létre, az eltérő energiájú robbanások különböző sebességekre gyorsítják a létrejövő abundancia-profil egyes rétegeit. A robba-



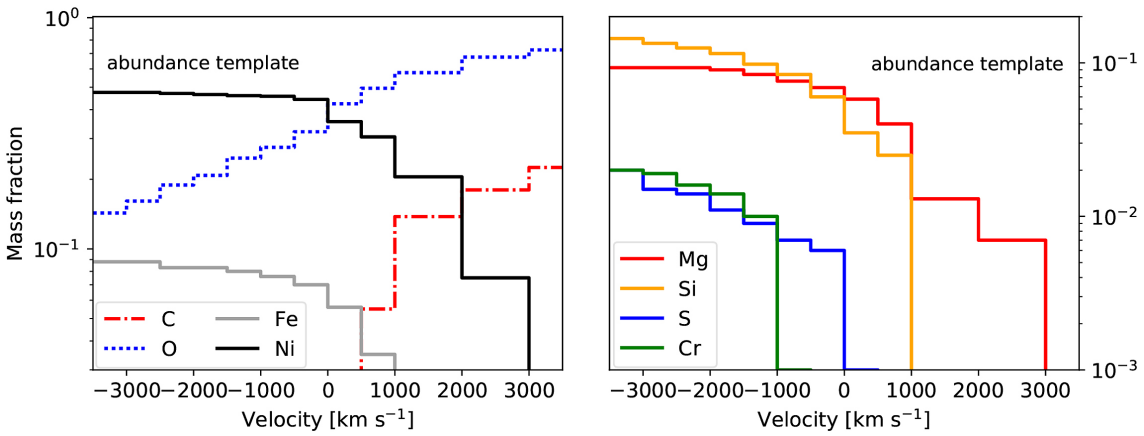
43. ábra. Az SN 2015H vizsgát spektrumai (szürke vonal) és a legjobb illeszkedést adó TARDIS modell szintetikus színképei (piros). Forrás: Barna és mtsai (2018)

nási paraméterek finomhangolásával előállíthatóak olyan szupernóva modellek, amelyek bár alapjaiban megegyeznek egymással, a burok kinetikus energiája azonban jelentősen különbözik. Jó példa erre a tisztán deflagrációs modellek, amelyek igen hasonló (bár közel konstans) abundancia-profilokat jósolnak jelentősen különböző tágulási sebességgek mellett. Az egyes szupernóvák kémiai abundancia-profiljai közti hasonlóságok tehát akkor is a szupernóvák közös eredetére utal, ha a ledobott anyag sebesség-struktúrája jelentősen eltérő.

A vizsgált Iax minta kémiai hasonlóságainak tesztelése végett egy abundancia-sablont gyártottam, ami alkalmas lehet kevés paraméter felhasználásával is az egyes szupernóvák teljes színképsorozatának modellezésére. Először az Iax minta tomográfiás vizsgálata révén kapott kémiai abundancia-profilokat (az SN 2015H kivételével, lásd a 5.9. fejezetben) eltoltam a sebességtérben oly módon, hogy a tranzíciós sebességek (ahol $X(^{56}Ni) = X(O)$) egybeessenek. Az ehhez a sebességhez viszonyított 500 kms^{-1}-os abundancia-cellákban minden kémiai elemre átlagoltam a szupernóvák modelljeiben szereplő tömegarányaikat. Eredményül a 46. ábrán látható, sebességtérben eltolható átlagos abundancia-profilt kaptam, amely megőrizte a szupernóvák egyedi kémiai eloszlásainak közös jellemzőit. Ezen sablonon keresztül bemutatható a mintában szereplő szupernóvák kémiai struktúrája is.



44. ábra. Soronként a vizsgált szupernóvákhoz tartozó legjobb TARDIS modellek abundancia-profiljai. Forrás: Barna és mtsai (2018)



45. ábra. A 44. ábrán látható abundancia-profilok alapján számolt abundancia-sablon az Iax szupernóvákhoz. Forrás: Barna és mtsai (2018)

Az abundancia-sablon tranzíciós sebesség alatti, belső tartományában az IGE-k szerepelnek legnagyobb arányban. A robbanás utáni ($t_{exp} = 100$ s) állapotot mutató abundancia-sablonban a radioaktív ^{56}Ni fedi le a tömeg többségét $X(^{56}Ni) =$ 0,40 - 0,50 százalékkal. Ugyanebből a forrásból származik a 3 - 4 000 Å közötti hullámhossztartományon vonalakat keltő kobalt teljes egésze, valamint a maximum környéki domináns vas-vonalak jelentős része. Ugyanakkor a korai színképek Fe III abszorpcióinak leillesztéséhez nem lenne elegendő a ^{56}Co bomlásából származó vas, így az egyes szupernóvák illesztése során a közvetlenül a fúzióból származó mennyiséget is figyelembe vettem. Ennek tömegaránya az abundancia-sablon belső tartományában $X(Fe) =$ 0,04 - 0,10 között változik. A tranzíciós sebesség felett a $X(^{56}Ni)$ függvény gyors csökkenése veszi kezdetét, amelyet a maximum környékén megfigyelhető Ni II λ4000 vonal és a kisebb kobalt-abszorpciók kék szárnyainak illesztése indokolt. Ebből az okból kifolyólag a ^{56}Ni +3 000 kms^{-1} felett már nem szerepel az abundancia-sablonban. Az $X(Fe)$ menete jól követi a ^{56}Ni tömegarányának változását. Viszont a korai színképek 4 400 és 5 600 Å között található erős Fe III vonalai nagyon érzékenyek a külső régióban található vas mennyiségére, ezért a függvény már jóval korábban, +1000 kms^{-1}-nél levágást mutat.

Az IME-k összességében alacsonyabb abundanciával vannak jelen, mint az IGE-k. A szilícium és a kén tömegarányai jól megkonstruáltak, köszönhetően a viszonylag erős, de - a normál Ia szupernóvákkal ellentétben - nem szaturált Si II 6355, Si III λ4588, valamint a S II "W" abszorpcióknak. Ezen két elem tömegarányai hasonló módon változnak 0,01 és 0,10 értékek között, a szilícium azonban mindig 4-5-ször abundánsabb a kénnél. A kalcium abundanciája szintén jól meghatározott a Ca II H&K, valamint a közeli infravörös triplet illesztése révén, tömegaránya minden sebességnél 0,01 alatt maradt. A magnézium mennyisége az abundancia-sablon belső tartományán közel konstans $X(Mg) =$ 0,08 értékkel. Tömegaránya a külső régiókban a többi IME-hez hasonlóan csökkenést mutat, de a szilíciumhoz és a kénhez képest nagyobb sebességnél, +3000 kms^{-1}-nál tűnik el teljesen. Meghatározása nagyobb bizonytalansággal jár együtt, az Iax szupernóvákban ugyanis az Mg II λ4481 vonala csak gyenge abszorpciót kelt, a közeli infravörös tartományban található Mg II λ9218 környékén pedig a kontinuum-fluxus általában

rosszul meghatározott, némelyik színkép pedig nem is fedi le a hullámhossztartományát.

Fontos megjegyezni, hogy az Iax szupernóva minta tomográfiás vizsgálata során talált abundanciaprofilok rétegzett jellege ellentmond a deflagrációs modellek által jósolt közel konstans tömegarányoknak. Ugyanakkor, az egyedi szupernóva-modellek belső régiójában - akárcsak az abundancia-sablon esetében - az abundancia-függvények nem, vagy csak kis mértékben változnak. A színképek prominens vonalainak kialakításában fontos szerepet játszó kémiai elemek, vagyis az oxigén, a szilícium, a kén, a kalcium, a vas, valamint a radioaktív nikkel rendre a deflagrációs hidrodinamikai szimulációk abundanciáihoz nagyon hasonló tömegarányokat mutatnak egy bizonyos (szupernóvánként változó) sebesség alatt. Mindez arra utal, hogy az eredményeim nem mondanak fundamentálisan ellent az Iax-k eredetének legígéretesebb magyarázatának számító deflagrációs modelleknek. Mivel a különbségek jobbára csak a szupernóvák külső rétegeit érintik, lehetségesnek tűnik a deflagrációs elméletek olyan finomhangolása, ami egyezést mutat az IME/IGE-szegény külső burokkal.

Akadnak azonban jelentős eltérések a szupernóva-modellek belső abundancia-profiljai és a deflagrációs számítások között. A fentebb részletezett magnézium hat-hétszeres abundanciával szerepel a tomográfiából származó modellekben. Ennél is jelentősebb a differencia a króm és a titán esetében, amely elemek, bár csak kis mennyiségben van jelen a legjobb TARDIS modellekben, így is egy, illetve három nagyságrenddel haladják meg a deflagráció esetén valószínűsített tömegarányokat. A króm az alkalmazott illesztési módszerrel elviekben jól meghatározott, ugyanis két jól elkülönülő abszorpciós csúccsal is rendelkezik a maximum környékén ($\lambda 4588$, $\lambda 5327$), valamint csak szignifikáns Cr II jelenlétében sikerült reprodukálni a $\sim$3 800 Å alatti meredek fluxus-csökkenést. Mindezek alapján a króm tömegaránya $X(Cr) =$ 0,005 - 0,03 az abundancia-sablon belső tartományán. A titán alkalmazása a legjobb illeszkedést nyújtó TARDIS modellekben egyedül a $\sim$4 300 Å környékén található széles abszorpció kék oldalának illesztését segíti. Mivel ez egy több ion (Fe II, Fe III, Mg II) által is befolyásolt tartomány, a $X(Ti) =$ 0,002 - 0,005 abundancia erősen bizonytalan.

A szén jelenlétét részletesen vizsgáltuk (Barna és mtsai, 2017) az SN 2011ay színképsorozatának analízisével, valamint jelen dolgozat 4.3. fejezete. A fentebb ismertetett illesztési stratégiának (5.2. fejezet) megfelelően jelen analízisből nem zártam ki a szén jelenlétét, helyette a deflagrációs modellek által jósolt tömegarányok módosításával igyekeztem meghatározni a szén abundanciájának felső korlátját. Mivel már kis tömegarányú szén ($X(C) \approx$ 0,01) is jelentős abszorpciókat keltene a $\lambda 4764$ és a $\lambda 6678$ átmeneteken, ezért a szupernóvák modellek belső tartományából teljesen kizártam a szenet. Az egyedüli kivételt az SN 2015H jelentette, amelynél még $X(C) \approx$ 0,10 tömegaránú szén sem keltett jelentős spektrumvonalat. Az SN 2015H esetében azonban csak maximum fényesség után színképeket tudtam vizsgálni, ami megnövelte a szén mennyigének bizonytalanságát. Ezen oknák fogva az SN 2015H-t nem használtam fel az abundancia-sablon megkonstruálásához.

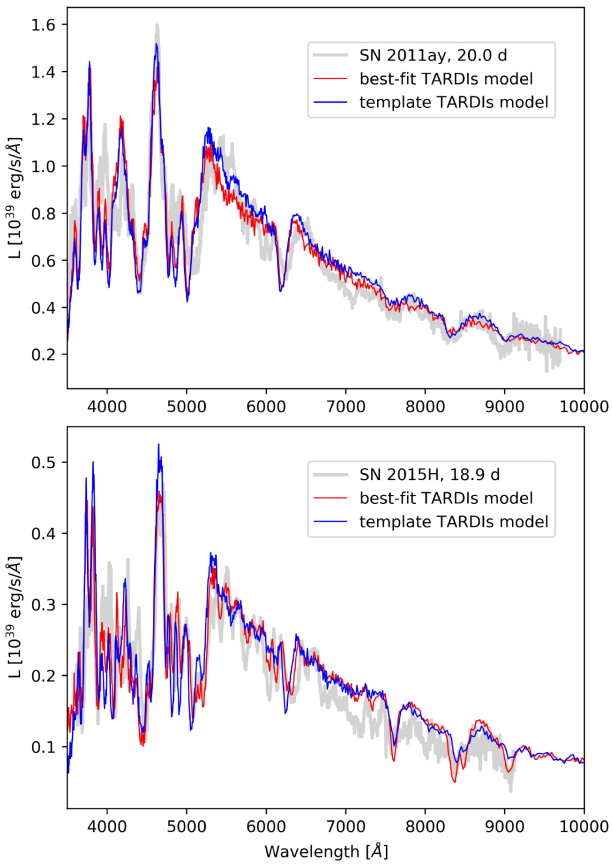
Az abundancia-sablon tranzíciós sebesség feletti, külső tartományát az oxigén dominálja, amelynek tömegaránya $X(O) =$ 0,40-ről folyamatosan növekedve 3 000 kms^{-1}-rel feljebb el-

éri a $X(O) = 0{,}80$-t. Fontos azonban megjegyezni, hogy mivel az oxigént "kitöltő" elemként használtam az analízis során, az ilyen nagy mértékű abundancia az illesztési stratégia mesterséges következménye lehet. Az oxigén abundancia-profiljából ezáltal nem lehet messzemenő következtetéseket levonni. A szén jelenléte csak az abundancia-profil külső régiójában engedhető meg. Mivel a szén teljes eliminálása csak elhanyagolható mértékben változtat a szintetikus spektrumon, a megállapított tömegarányára felső limitként tekinthetünk. A szén abundancia-profilja a tranzíciós sebességtől felfelé fokozatosan nő egészen $X(C) = 0{,}20$ százalékig. Hogy szemléltessem a szén szerepét a színkép kialakításában, a 48-52. ábrákon a prominens C II vonalak esetében három különböző abundancia-profil alapján számolt szintetikus vonalprofilt is ábrázoltam: a legjobb illeszkedést adó modellel ($X(C) = 0{,}00$ - 0,20, csak a külső régióban), a deflagráció hidrodinamikai szimulációja alapján ($X(C) \approx 0{,}18$ az egész modell struktúrában), illetve a szenet egyáltalán nem tartalmazó abundancia-profillal ($X(C) = 0{,}00$).

A legkülső abundancia-cellákban, +3 000 kms^{-1} felett a fentebb részletezett okok miatt bizonytalanul meghatározott oxigénen és szenen kívül csak nátrium jelenléte azonosítható. A maximum környékén megjelenő Na I D vonal illesztése $X(Na) = 0{,}01$-0,02 tömegarányt igényel a szupernóva-modell leghűvösebb ($T_r \approx$ 5-6 000 K) tartományában. Habár ilyen mennyiségű nátrium szintetizációjának magyarázata (egyelőre) problémába ütközik, a fenti két elemmel ellentétben a nátrium abundanciája jól megkonstruált a modellünkben. A többi kémiai elem tömegaránya a külső régióban monoton csökken. A radioaktív nikkel és a magnézium 3 000, a vas és a szilícium pedig 1 000 kms^{-1}-mal a tranzíciós sebességhatár felett tűnik el az abundancia sablonban.

A fent részletezett abundancia-sablon relevanciáját teszteltem oly módon, hogy belőle szintetikus színképeket generáltam a szupernóvák néhány, a teljes mintát jól reprezentáló epochájához, majd azokat összevetettem a legjobb illeszkedést mutató modellek spektrumaival. Ehhez az abundancia sablont minden esetben eltoltam úgy, hogy a 46. ábrán 0 kms^{-1}-nél szereplő tranzíciós sebesség megegyezzen az egyes szupernóvákhoz tartozó értékkel; vagyis az eltolás mértéke 7 000 kms^{-1} az SN 2015H-nál, 8 500 kms^{-1} az SN 2002cx-nél, 10.000 kms^{-1} az SN 2005hk-nál, valamint 11.000 kms^{-1} az SN 2012Z és az SN 2011ay esetében. Az így kapott abundancia-profilok alapján úgy gyártottam le a szintetikus színképeket, hogy minden objektumra megőriztem a legjobb illeszkedést adó modell robbanási időpontját és sűrűség-profilját, valamint az egyes epochákhoz talált L_e és v_{fot} paraméterek értékét. Ezáltal az abundancia-sablonnal készített, valamint a legjobb illeszkedést mutató szintetikus színképek összehasonlítása ténylegesen csak az abundancia-profil tesztjét szolgálja.

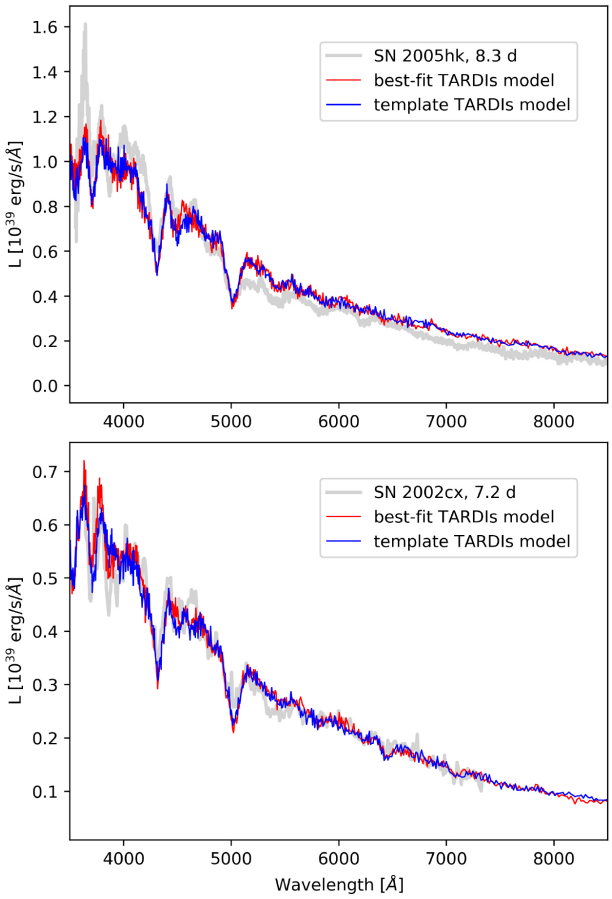
Ahogy az a 46-47. ábrákon kiválasztott négy színkép esetében látható, az abundancia-sablon jól képes reprodukálni a különböző szupernóvák és epochák spektrális jellemzőit. Sőt, az SN 2005hk és az SN 2002cx korai színképeinél (t_{exp} = 8,3 és 7,2 nap) az abundancia-sablonból számolt spektrum gyakorlatilag megkülönböztethetetlen a legjobban illeszkedő színképtől. Ez a hasonlóság jól mutatja, miszerint a vizsgált Iax szupernóvák korai színképei által mitavételezett részei, vagyis a külső régiói jól magyarázhatóak a nagyobb sebességek felé csökkenő IGE-IME



46. ábra. Az abundancia-sablon alapján generált szintetikus színkép (kék vonal) összevetése az SN 2011ay és az SN 2015H hasonló epochájú spektrumaival (szürke), valamint a legjobb illeszkedést mutató modellből származó színképekkel (piros). Forrás: Barna és mtsai (2018)

abundanciákkal és a domináns mennyiségű oxigénnel. A maximumot követő epochákon végzett teszt eredményét az SN 2011ay és az SN 2015H egy-egy spektrumán (t_{exp} = 20,0 és 18,9 nap) mutatom be. Habár a kontinuum-fluxust hasonlóan jól reprodukálják az abundancia-sablon alapján készített színképek, a spektrumvonalak terén már hiányosságokat tapasztalni. A vas-, kobalt- és szilícium-vonalak kék szárnya túlságosan erős a mért vonalprofilokhoz viszonyítva, vagyis ezen kémiai elemek jelenléte a szupernóva burok külső régióiban valószínűsíthetően nem egyenletes az Iax szupernóvák körében. Hasonlóan, az SN 2015H színképével való egyezést vizsgálva azt találtam, hogy az abundancia-sablonnal generált magnézium- és kalcium abszorpciók gyengébbek, mint azt a mért spektrumvonalak megkövetelnék, ami arra utal, hogy belső struktúra kémiai elemgyakoriságai kis mértékben különbözhetnek az egyes szupernóváknál.

Mindezen különbségek ellenére figyelemreméltó, hogy a mintában szereplő öt, teljesen eltérő fizikai jellemzőket mutató szupernóva ledobott anyagának kémiai összetétele láthatóan jól leírható a kreált abundancia-sablonnal. Amennyiben elfogadjuk, hogy a vizsgált Iax szupernóvák kémiai elem-eloszlása mindössze egy paraméterben, az abundancia-profilok eltolódásában különböznek egymástól, úgy az eredmény erős bizonyítékot szolgáltat ezen robbanások közös eredetére. A vizsgált minta jól reprezentálja az Iax szupernóvák luminózusabb részhalmazát, így a konklúzió kiterjeszthető a termonukleáris szupernóvák ezen alcsoport fényesebb felére



47. ábra. Az abundancia-sablon alapján generált szintetikus színkép (kék vonal) összevetése az SN 2005hk és az SN 2002cx hasonló epochájú spektrumaival (szürke), valamint a legjobb illeszkedést mutató modellből származó színképekkel (piros). Forrás: Barna és mtsai (2018)

($M_V < -17,3$ mag). A kutatást a jövőben ki fogom terjeszteni az Iax alcsoport halványabb tagjaira is, mivel az itt találtakhoz hasonló kémiai abundancia-profilok eloszlathatják a kétségeket (Valenti és mtsai, 2009) azt illetően, hogy az összes Iax szupernóvaként azonosított robbanás ugyanolyan progenitorból és robbanási mechanizmusból származik.

5.5. SN 2011ay

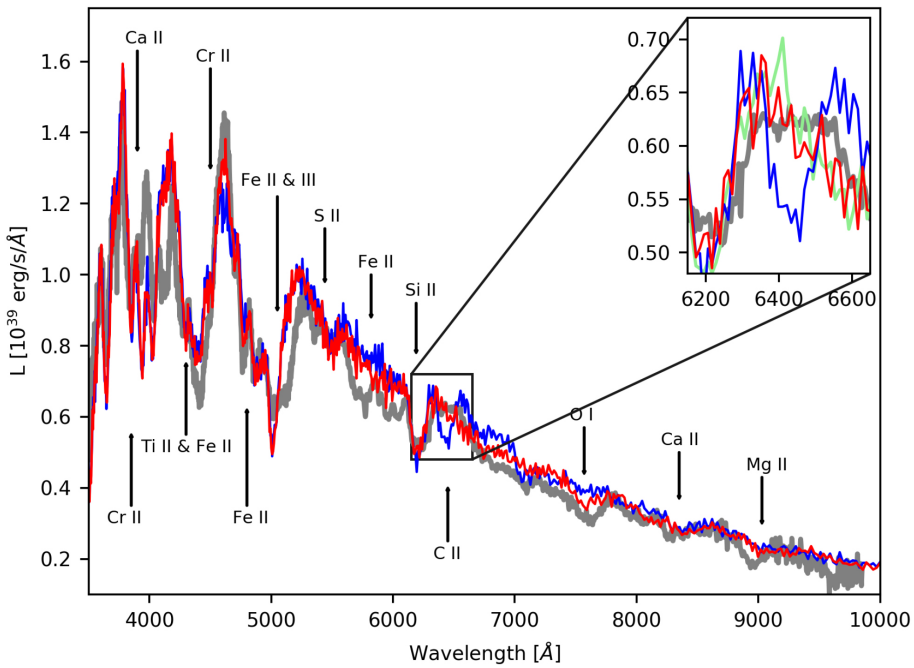
A Barna és mtsai (2017) szakcikkben részletezettek szerint már elvégeztük az SN 2011ay szupernóva-tomográfiás analízist (lásd 4. fejezet), az ott használt modellezési stratégia azonban több ponton eltér a jelen fejezetben részletezett metódustól. A legmarkánsabb különbség, hogy az SN 2011ay első analízise során - a szabad paraméterek számának csökkentése végett - az alkalmazott sűrűségprofil fix volt, a W7 modell (Nomoto, Thielemann és Yokoi, 1984) sűrűségfüggvényének exponenciális illesztéséhez rögzítve. Ezzel szemben a Barna és mtsai (2018) által végzett tomográfiás vizsgálat során a deflagrációs sűrűség-függvényeket reprodukáló empirikus formula révén az anyagmennyiség eloszlása is vizsgálhatóvá vált. Az ennek eredményeként kapott sűrűségprofil a vizsgált sebességtartományon hasonló az N10def deflagrációs modellhez, viszont 9 000 kms^{-1} felett lassabban csökkenő függvénnyel.

A kémiai abundanciákat szintén felülvizsgáltam a korábbi tanulmányomban közöltekhez képest és az új illesztési stratégiának megfelelően új elemeket (szén, nátrium, titán) is felvettem a modellezésbe. Dacára a jelentősen átalakuló paramétertérnek, a legjobb illeszkedést jelentő abundancia-struktúra nem változott drasztikusan, a Barna és mtsai (2017) által jegyzett főbb eredmények az új megközelítésben is érvényesek. A robbanás időpontjának $T_0 = 55632,7$ MJD adódott, ami mindössze 0,2 nappal későbbi, mint a korábbi publikációban feltételezett dátum. A sűrűség-profil megváltoztatása elsősorban a hosszabb hullámhosszakon okoz változást a korai epochák szintetikus színképeiben, ahol a kontinuum-fluxus közelebb kerül a mért értékekhez, jelentősen javítva az illeszkedés jóságát. A későbbi epochák esetében az illesztés minősége nem változott szignifikánsan.i A legjobb TARDIS modell abundancia-profiljai a 44. ábra felső sorában látható. Összehasonlítva a luminozitás szempontjából legtöbb hasonlóságot mutató N10def deflagrációs modell (M_V = -18,38 mag) kémiai struktúrájával, a legtöbb elem (O, Si, S, Ca, Fe, ^{56}Ni) tömegarányai közel megegyeznek. Az abundanciák csak a tranzíciós sebességhatár, 11.000 kms^{-1} felett kezdenek el szignifikánsan eltérni. Ugyanakkor a robbanás során keletkezett radioaktív nikkel tömege az N10def modellben (M_{Ni} = 0,26 M$_\odot$) szintén közeli a bolometrikus fénygörbe alapján kalkulált értékhez (Szalai és mtsai, 2015). A látszólagos ellentmondás feloldása, hogy a legkülső rétegek sűrűsége alacsony, ezáltal hozzájárulásuk a teljes, fúzió során szintetizált tömeghez nem szignifikáns. További eltérés, hogy a TARDIS modell belső tartományán nem engedhető meg a szén jelenléte (lásd, 48. ábra), ami az N10def abundancia stuktúrájában a harmadik leggyakoribb elem, közel konstans, $X(C) \approx$ 0,18 tömegaránnyal. A radioaktív nikkellel ellentétben a deflagrációs szimuláció által jósolt tömegarányok csak 11.000 kms^{-1} felett lehetségesek a szupernóva-tomográfia alapján.

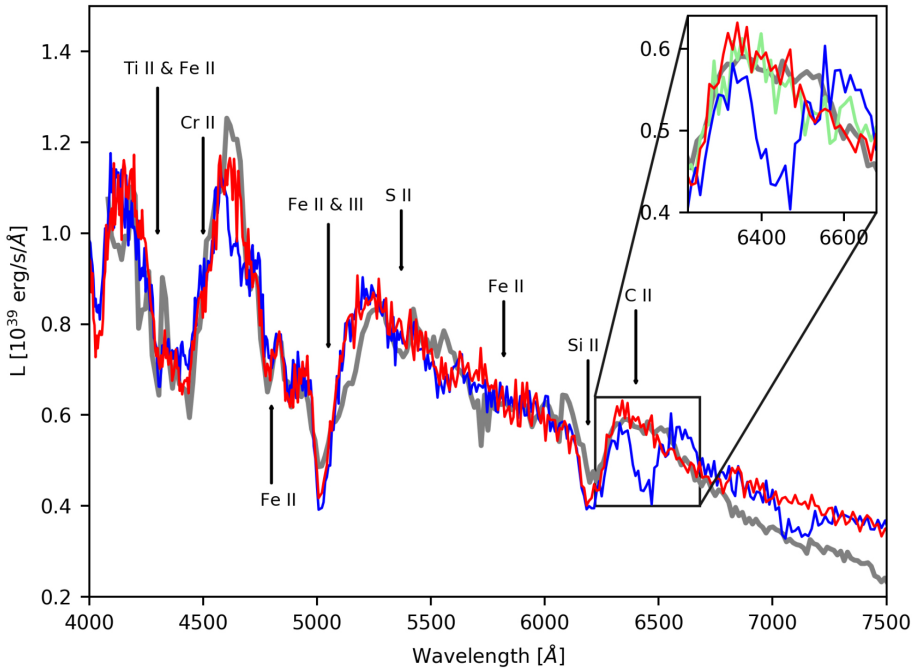
5.6. SN 2012Z

Ahogy az a 40. ábrán látható, a szintetikus színképek illeszkedése az SN 2012Z spektrumsorozatához némiképp elmarad az SN 2011ay esetében elérttől. A főbb spektrumvonalak ugyan kivétel nélkül megjelennek a szintetikus színképekben, a maximum fényesség előtt a vas-, azt követően pedig a kobalt- és a nikkel-vonalak profiljanak kék szárnya lettek túlbecsülve. Fontos azonban megjegyezni, hogy ezek a pontatlanságok nem közvetlenül az egyes vonalak illesztéséből következtek, hanem az IGE-k abundanciának csökkentése nem javított, esetenként pedig csak rontott az illeszkedés minőségén. Továbbá, az IGE-k a fluoreszcens-fotonok emissziója révén jelentősen befolyásolják a kontinuum-fluxust, amely az SN 2012Z színképsorozatában rendre jól megkonstruált. Mindezekből kifolyólag a kapott vas- és radioaktív nikkel-abundanciákat ugyanolyan relevánsnak vettem, mint az SN 2011ay esetében.

Az SN 2012Z robbanás időpontját T_0 = 55952,8 MJD dátumként határoztam meg. A sűrűség-profil paramétereinek illesztése során az N10def modellből (M_V = -18,38 mag) indultam ki, a végeredmény azonban egy, 8 000 kms^{-1} felett meredekebben csökkenő függvény lett. A modell struktúra ezen tulajdonsága elsősorban a vas-vonalak és az Si II $\lambda 6355$ abszorp-



48. ábra. Az SN 2011ay +2,6 napnál felvett spektruma (szürke vonal), a legjobb illeszkedét mutató TARDIS modell szintetikus színképe (piros) az abszorpciókat kialakító ionok feltüntetésével. Az ábrán szerepel két teszt-modell színképe is, amelyeket $X(C) = 0,18$ (kék) és $X(C) = 0,00$ (zöld, csak a kinagyított hullámhossztartományon) konstans szén-abundanciák esetén kerültek kiszámításra. Forrás: Barna és mtsai (2018)



49. ábra. Az SN 2012Z +1,1 napnál felvett spektruma (szürke vonal), a legjobb illeszkedét mutató TARDIS modell szintetikus színképe (piros) az abszorpciókat kialakító ionok feltüntetésével. Az ábrán szerepel két teszt-modell színképe is, amelyeket $X(C) = 0,18$ (kék) és $X(C) = 0,00$ (zöld, csak a kinagyított hullámhossztartományon) konstans szén-abundanciák esetén kerültek kiszámításra. Forrás: Barna és mtsai (2018)

ciójának kék oldali illesztése végett volt szükséges. Az SN 2012Z abundancia-profiljai (44. ábra) nagyfokú hasonlóságot mutatnak az SN 2011ay TARDIS modelljével, ennek megfelelően a tranzíciós sebesség (v_{tr} = 11.000 kms^{-1}) alatt az elemek tömegarányai közel megegyeznek az N10def által jósoltakkal. Jelentős eltérés a magnézium tömegaránya esetében mutatkozott, amely egészen magasan, 14.000 kms^{-1}-nél tűnik el az abundancia-profilból.

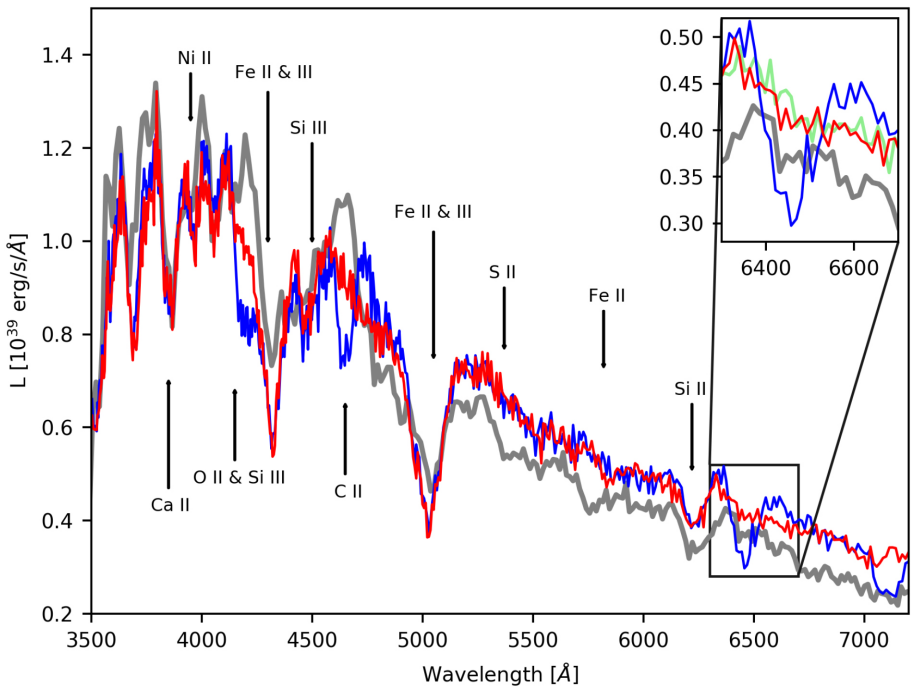
Az SN 2012Z kiemelt jelentőségét a McCully és mtsai (2014a) által felfedezett, héliumban-gazdag társcsillaga és az ezáltal bizonyított SD robbanási forgatókönyv adja. A szupernóva-tomográfiás analízis során nem mutattam ki olyan jellemzőt, ami egyértelműen a donorcsillaghoz köthető (pl. hélium jelenléte a burok külső tartományában). Ugyanakkor az SN 2011ay és az SN 2012Z abundancia-profiljai közti hasonlóságok arra emgednek következtetni, hogy a két szupernóva ugyanolyan körülmények között robbanhatott fel.

5.7. SN 2005hk

Habár az SN 2005hk az egyik legjobban mintavételezett Iax szupernóva, a szintetikus és mért színképek közti eltérés ebben az esetben a legjelentősebb, ami a meredeken változó kontinuum-fluxusnak tudható be. A robbanás időpontjának későbbre tolásával (vagyis az egyes epochák t_{exp} értékeinek redukálásval), valamint a fotoszférikus sebességek további csökkentésével a modell fotoszférikus hőmérséklete növelhető lett volna olyan mértékig, hogy a feketetest-függvény jobb egyezést mutasson a megfigyelt kontinuummal, ez azonban a magasabb ionizáltságú atomok (O II, Fe III, Ni III, Si III stb.) vonalait gerjesztette volna túlzott mértékben. Ezen felül a robbanási időpontot a publikált fotometriai analízisek eredményei, míg a fotoszférikus sebességetó a vonalprofilok vörös oldali szárnyának illesztése korlátozza. Az IGE vonalprofilok kék oldalai szintén gyengén illesztettek a maximum környékén, a probléma kiküszöbölése azonban olyan extrém módon meredek sűrűség- vagy abundancia-profilt igényelne, ami elrontaná a korai epochák relatíve jó vonalillesztéseit. Összességében tehát elmondható, hogy a 50. ábrán látható illesztések egy több fizikai szempontot figyelembe vevő kompromisszum eredményei.

A 44. ábrán a legjobb TARDIS modell abundancia-profiljait hasonlítottam össze az N5def deflagrációs modell kémiai struktúrájával, amelynek maximális fényessége (M_B = -17,85 és M_V = -18,24 mag) a legnagyobb hasonlóságot mutatja az SN 2005hk-val (M_B = -18,02 és M_V = -18,08 mag). A tranzíciós sebesség 10.000 kms^{-1}-nél található.

Magee és mtsai (2017) szintén az N5def modell struktúráját használták, hogy az SN 2005hk (B-maxhoz viszonyított) +3,6 napos spektrumához hozzáigazítsák a TARDIS által generált szintetikus színképet. Módszerükben a robbanás óta eltelt idő, az epocha luminozitása, valamint a számítási tér alsó és felső határa szerepelt illesztési paraméterként. Habár a robbanás időpotjának tekintetében tökéletes az egyezés (T_0 = 53670,0 MJD), a többi paraméternél jelentős eltérések mutatkoznak a saját eredményeimmel való összevetés során. Magee és mtsai (2017) egy kis kiterjedésű, 7 800 és 9 400 kms^{-1} közötti modellezési teret alkalmaztak, ami mesterségesen oldja fel a vékony vonalprofilok illesztési problémáját. Ugyanezen célból az egyes abundancia-



50. ábra. Az SN 2005hk -1,3 napnál felvett spektruma (szürke vonal), a legjobb illeszkedét mutató TARDIS modell szintetikus színképe (piros) az abszorpciókat kialakító ionok feltüntetésével. Az ábrán szerepel két teszt-modell színképe is, amelyeket $X(C) = 0{,}18$ (kék) és $X(C) = 0{,}00$ (zöld, csak a kinagyított hullámhossztartományon) konstans szén-abundanciák esetén kerültek kiszámításra. Forrás: Barna és mtsai (2018)

profilok térbeli korlátozását, illetve a sűrűség-profil meredekebb levágását alkalmaztam, amelyek fizikailag realisztikusabb megoldások a szupernóva burok éles határának feltételezéséhez képest. Az általam talált $v_{fot} = 6\,900$ kms^{-1} szignifikánsan, 9 00 kms^{-1}-mal alacsonyabb, amely viszont közelebb található a SYN++ kóddal végzett spektrumillesztések alapján becsült sebességekhez ($\sim$6 000 kms^{-1}; Phillips és mtsai, 2007).

Magee és mtsai (2017) megállapítása szerint az N5def kémiai struktúra alkalmas arra, hogy reprodukálja az SN 2005hk színképének kontinuum-fluxusát és főbb jellegzetességeit, fontos azonban kiemelni, hogy mindez csak egy epocha illesztése alapján levont következtetés. Ugyanakkor fontos kiemelni, hogy pusztán a szerzők által vizsgált 7 800 és 9 400 kms^{-1} közötti tartományon az általam készített modell szinte megegyezik az N5def abundanciáival. További egyezés, ahogy azt Magee és mtsai (2017) megállapították, az N5def kémiai struktúrájában szereplő szén mennyisége túl erős abszorpciót produkál a C II λ6580 átmenetén. A szerzők az SN 2005hk +3,6 napos epochájához illesztett végső modelljében a szén ezért a kiindulási tömegarány tizedére lett redukálva.

Az SN 2011ay analízisét megelőzően az SN 2005hk volt az egyetlen Iax típusú szupernóva, amely szupernóva-tomográfiás vizsgálat tárgya volt. Sahu és mtsai (2008) a Monte Carlo radiatív spektrum szintézis kódot használták (Mazzali és Lucy, 1993; Lucy, 1999; Mazzali és mtsai, 2000), ami, bár elvi felépítésében megegyezik a TARDIS-szal, azonban attól eltérő közelítéseket alkalmaz a sugárzás-anyag kölcsönhatások kezelésére. Mindezen tényezőket is figyelembe

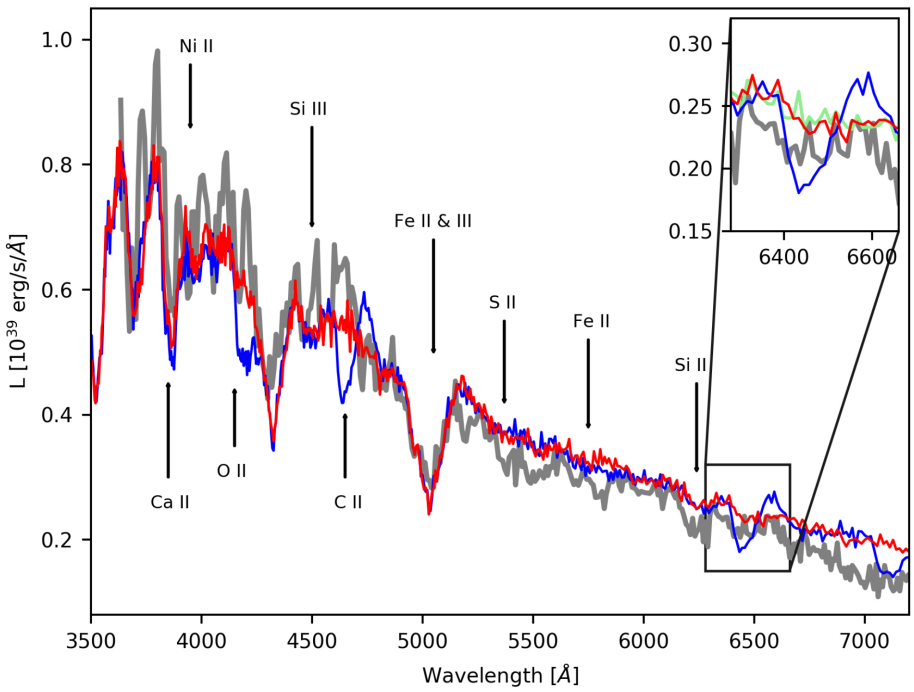
véve, a szerzők SN 2005hk-val kapcsolatos eredményei egyedi lehetőséget nyújtanak a TARDIS modellek érvényeségének tesztelésére. Sahu és mtsai (2008) összesen öt epocha színképét illesztették meg tomográfiás vizsgálataik során, ezek közül azonban csak a -6 és +3 napos (B-maxhoz viszonyítva) epochák mutatnak átfedést az általam vizsgált színképsorozattal. Sűrűségprofilnak a bolometrikus fénygörbe alapján számolt E03 modellt alkalmazták, ami a jól ismert W7 modell átparaméterezése. A profil exponenciális illesztése csaknem egy nagyságrenddel magasabb központi sűrűséget, de jóval meredekebb, $aux \approx 1\,200$ kms^{-1}-os csökkenést mutat, ezáltal jelentősen különbözik a deflagrációs modellekétől, valamint az általam alkalmazott deflagráció-szerű sűrűség-függvényektől. Sahu és mtsai (2008) a két említett epochára 6 500, illetve 6 000 kms^{-1} fotoszférikus sebességet állapítottak meg, ami jelentpsen alacsonyabb a TARDIS modellekben szereplő értékeknél (8 200 és 6 900 kms^{-1}).

A fentebb részletezett különbségek ellenére az abundancia-profilok meglepően jó egyezést mutatnak. Sahu és mtsai (2008) ugyan konstans abundanciájú modell-struktúrával végezték az illesztéseket, azonban minden epochára új abundancia-profilokat kerestek, így térképezve fel a szupernóva burkát. Az általuk meghatározott legkorábbi, ezáltal a burok külső részét mintavételező atmoszféra-modellt $X(O) =$ 0,86 tömegarányával az oxigén dominálja, akárcsak a legjobb TARDIS modell esetében. Habár Sahu és mtsai (2008) publikációja nem tér ki rá, valószínűsíthető, hogy a magas oxigén abundanciát nem az O I és O II abszorpciók illesztése motiválta, hanem a saját illesztési stratégiámhoz hasonlóan a többi kémiai elemhez nem volt hozzárendelhető ez a nagy mértékű tömegarány. Az IGE-k $\sim 0,6$, míg az IME-k $\sim 0,03$ tömegaránnyal vannak jelen a legjobb illeszkedést nyújtó MC modellben. Nagyjából kilenc nappal később az oxigén még mindig domináns ($X(O) = 0,77$), a radioaktív nikkel ($X(^{56}Ni) =$ 0,14) és a szilícium tömegaránya is növekszik ($X(Si) =$ 0,02). Habár ezen, +9 napos epocha esetében az egyes elemek abundanciái nem mutatnak olyan pontos egyezést az általam kreált modellekével, a tendenciák, miszerint az oxigén tömegaránya csökken, míg az IGE-ké növekszik az idővel, mindkét tomográfiás analízis sajátos eredménye.

További közös jellemzője a saját, illetve Sahu és mtsai (2008) által alkotott modelleknek a szén alacsony abundanciája. A szerzők a két első epochára $X(C) <$ 0,001 felső határt állapítottak meg, ami ellentmond a deflagrációs modellek jósolta $X(C) \approx 0,18$ abundanciának, viszont jól egybecseng a saját eredményeimmel. A szén a deflagrációs modellek mindegyikében jelentős, $X(C) >$ 0,10 tömegaránnyal szerepel a modellstruktúrák teljes tartományán, a megfigyelési eredmények azonban nem támasztják alá szignifikáns mennyiségű jelenlétét. Ezen ellentmondás fényében a deflagrációs hidrodinamikai szimulációk finomhangolására, esetleg az Iax szupernóvák robbanási modelljének felülvizsgálatára lehet szükség.

5.8. SN 2002cx

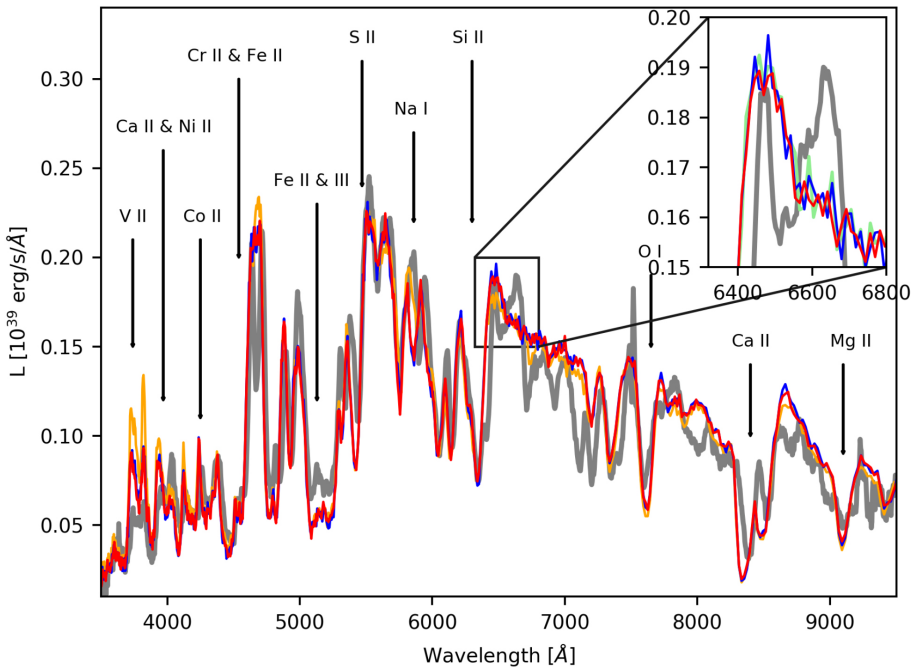
Az SN 2002cx esetében mindössze három színkép állt rendelkezésemre a 5. fejezetben ismertetett szelekciós kritériumok alapján. Az első két epocha a B-maximum előtt került felvételre,



51. ábra. Az SN 2002cx -1,0 napnál felvett spektruma (szürke vonal), a legjobb illeszkedét mutató TARDIS modell szintetikus színképe (piros) az abszorpciókat kialakító ionok feltüntetésével. Az ábrán szerepel két teszt-modell színképe is, amelyeket $X(C) = 0{,}18$ (kék) és $X(C) = 0{,}00$ (zöld, csak a kinagyított hullámhossztartományon) konstans szén-abundanciák esetén kerültek kiszámításra. Forrás: Barna és mtsai (2018)

míg a harmadik tizenkét nappal később. A megfigyelési lyuk közel 2 000 kms^{-1}-os ugrást jelent a második és harmadik epocha fotoszférikus sebességei között, szignifikáns bizonytalanságot jelentve a szupernóva-tomográfia eredményeire. Mindhárom spektrum alacsony zaj/jel arányú, ami tovább nehezíti a megfelelő minőségű illesztés elérését. Mindezen hátráltató tényezők ellenére az SN 2002cx spektrumillesztései jó minőségűek, összességében helyesen reprodukálják mind a kontinuumot, mind pedig az fontosabb spektrumvonalak profilját.

A legjobb TARDIS modell robbanási időpontja $T_0 = 52\,404{,}0$ MJD. A sűrűség-függvény meghatározásakor az N5def modellből indultam ki, a végeredmény azonban közelebb található az N3def modell profiljához (M_V = -15,52 mag), a magasabb sebességeknél (>9000 kms^{-1}) azonban még utóbbinál is alacsonyabb értékeket vesz fel. A 44. ábrán látható abundancia-profilban a tranzíciós sebesség $v_{tr} = 8\,500$ kms^{-1}-nál található, szignifikánsan alacsonyabban, mint az SN 2005hk esetében ($v_{tr} = 10\,000$ kms^{-1}). A tranzíciós sebesség felett a TARDIS modell abundanciái kezdenek eltávolodni az N3def hasonló értékeitől, kivéve a szén esetében, amely 9 000 kms^{-1} felett hasonló, $X(C) = 0{,}22$ tömegarányt mutat, mint az N3def modellben. Az Iax mintában szereplő fényesebb szupernóvákkal ellentétben az SN 2002cx-hez konstruált modellekben a vanádium esetleges jelenlétét és mennyiségét is vizsgáltam. Az eredmény szerint a maximum utáni spektrumban, amely a rövidebb hullámhosszakon a közeli UV tartományig terjed, a $\sim$3 800 kms^{-1} alatt található fluxus-csökkenés jobban reprodukálható kis, $X(V) = 0{,}01$-$0{,}02$ tömegarányú vanádium feltételezése esetén a 7 500 kms^{-1} alatti tartomá-



52. ábra. Az SN 2015H +10,4 napnál felvett spektruma (szürke vonal), a legjobb illeszkedét mutató TARDIS modell szintetikus színképe (piros) az abszorpciókat kialakító ionok feltüntetésével. Az ábrán szerepel két teszt-modell színképe is, amelyeket $X(C) = 0{,}18$ (kék) és $X(C) = 0{,}00$ (zöld, csak a kinagyított hullámhossztartományon) konstans szén-abundanciák esetén kerültek kiszámításra. Továbbá ábrázoltam a a legjobb TARDIS modell vanádium-mentes változata alapján készített spektrumot is (narancssárga). Forrás: Barna és mtsai (2018)

nyon. Ugyanakkor a vanádium már ilyen kis abundancia esetén is 1-2 nagyságrendnyi különbséget mutat bármely hidrodinamikai szimuláció jóslataival, így messzemenő következtéseket nem lehet levonni az elem mennyiségét illetően.

5.9. SN 2015H

Az SN 2015H esetében szintén három színkép állt rendelkezésre a tomográfiás vizsgálathoz, az SN 2002cx-szel ellentétben azonban nem a jelentős időugrás, hanem a maximum előtti epochák hiánya jelentett nehézségeket a modellezés során. Ezáltal kritikus információkat veszít az analízis a szupernóva külső rétegeiről, továbbá a mindössze egy hetet lefedő színképek csak a szupernóva burok egy szűk sebességtartományát mintavételezik. Ahogy az a 43. ábrán látható, az r-szűrőben mért maximumhoz képest +3,2, +6,3 és +10,4 nappal később felvett színképekhez magas minőségű illesztést sikerült készíteni, a többi szupernóva illesztésével ellentétben még a 6 500 és 7 000 Å közötti spektrumtartományt viszonylag jól sikerült reprodukálni. Az erős abszorpciókon túlmenően az olyan gyengébb vonalak is illesztésre kerültek, mint a Na I $\lambda 5890$, az Fe II $\lambda 5914$ és az Si II $\lambda 5979$. Azonban az illesztések ilyen fokú minősége elsősorban a korai színképek jelentette korlátozások hiányának tudható be, vagyis hogy a többi szupernóvához képest ugyanannyi paraméterrel, de kevesebb megkötéssel kellett modellezni a színképeket.

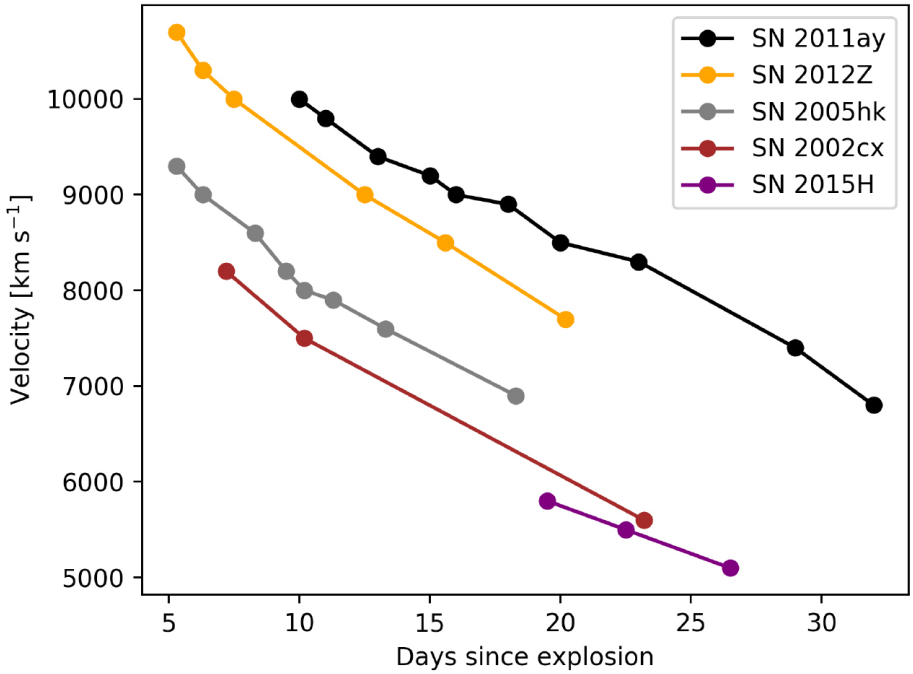
A +6,3 napos színkép volt már TARDIS-szal végzett illesztés tárgya, Magee és mtsai (2016)

azonban nem tomográfiós analízist, hanem csak ezen egy színkép illesztését végezték el. A szerzők TARDIS modelljében szereplő t_{exp} = 22,0 nap pontosan megfelel az általam talált T_0 = 57 046,2 MJD robbanási időpontnak. A sűrűség-profil modellezéséhez egyszerű exponenciális függvényt használtak (hasonlóan a korábbi munkámhoz, amit a Barna és mtsai, 2017, cikkünkben közöltünk, lásd 4.2. fejezet), az illesztési paraméterek végeredménye ρ_0 = 1,13 gcm^{-3} és aux = 3 000 kms^{-1}. Vagyis, a központi sűrűség értéke szinte pontosan megegyezik a tomográfiás analízisemből származó eredménnyel ρ_0 = 1,06 gcm^{-3}, a függvény meredeksége viszonyt enyhébb (aux = 2 300 kms^{-1}) és nélkülözi a magasabb sebességeknél feltűnő meredek levágást is. A sűrűségprofil lassú csökkenését egy szűk, 2 000 kms^{-1}-os modellezési térrel ellensúlyozták, amellyel a vékony spektrumvonalak is jól illeszthetővé váltak. A fotoszféra sebességére v_{fot} = 5 500 kms^{-1}-t határoztak meg, ami szintén egybeesik a tomográfiás vizsgálat ezen epochájára vonatkozó értékkel.

Magee és mtsai (2016) konstans abundancia-struktúrát alkalmaztak, amelybe az általam is használt tíz kémiai elemet vették fel (radioaktív nikkel helyett azonban külön határozták meg a kobalt és a nikkel aktuális tömegarányát). A szerzők az N3def deflagrációs modellhez hasonlították az abundancia-profilokat, amelyek közül a szén, az oxigén, a kobalt és a nikkel nagyon jó egyezést mutatott az N3def jóslataival. Másrészről, az IME-k következetesen alacsonyabb tömegaránnyal jelennek meg a Magee-féle modellben, különösen igaz ez a szilícium és a kén esetére ($X(Si)$ = $X(S)$ = 0,008); míg a vas $X(Fe)$ = 0,259 tömegaránya háromszorosan haladta meg a hidrodinamikai szimuláció alapján várt abundanciát.

A tomográfiás vizsgálatból származó saját TARDIS modellek kémiai struktúráját szintén az N3def modellel hasonlítottam össze. Akárcsak a többi vizsgált Iax szupernóva esetében, úgy az SN 2015H-nál is jó egyezés mutatkozik a hozzá tartozó (M_V = -17,52 mag) deflagrációs modellel a tranzíciós sebesség alatt (v_{tr} = 7 000 kms^{-1}). A külső régióban az IME-k és az IGE-k gyorsan, már 7 000, illetve 8 000 kms^{-1}-nál eltűnnek a modell atmoszférában; az egyedüli kivételt a magnézium jelentik. Jelentős eltérés azonban az Iax minta többi abundancia-struktúrjához képest, hogy a szén szinte a teljes vizsgált sebességtartományon megengedhető, habár a szintetikus színképhez való hozzájárulása az SN 2015H esetében is elhanyagolható. A szén korlátozásában tapasztalt eltérés valószínűsíthetően annak következménye, hogy csak maximum utáni színképek álltak a rendelekzésemre, amelyek idején a modell-atmoszféra belső tartománya is kellően lehűlt ahhoz, hogy ne gerjessze a C II ion átmeneteit. Mivel a szén eltérő abundancia-profilja a jó eséllyel a nem megfelelő mérési mintavételezésnek tudható be, az SN 2015H-t nem használtam fel az abundancia sablon kiszámításához használt átlagolás során. A széntől eltekintve a többi kémia elem abundancia-profilja a lehetséges keretek között jól meghatározott, és megfelelő illesztést nyújtanak a mért színképek vonalprofiljaihoz.

A Magee és mtsai (2017) által illesztett szintetikus színkép kétségkívül remek egyezést mutat a +6,3 napos spektrummal. Ugyanakkor ez az eredmény jelentős részben köszönhető a mesterségesen kicsire méretezett modell-atmoszférának, amellyel egyszerűen reprodukálhatóvá váltak a keskeny vonalprofilok. Ahogy azt a Barna és mtsai (2017) publikációmban megmu-



53. ábra. A vizsgált Iax mintában szereplő szupernóvák fotoszférikus sebességeinek fejlődése a legjobb illeszkedést mutató TARDIS modellek alapján. Forrás: Barna és mtsai (2018)

tattam, a szupernóva atmoszféra külső régiójában lévő abundanciáknak jelentős ráhatása van a színkép kialakítására, még akkor is, ha a sűrűség-profil meredeken csökken a sebességgel. Egy 4 - 5 000 kms^{-1} széles modell-atmoszféra esetén a konstans abundancia-profilok már nem elégségesek az Iax szupernóvák spektrumvonalainak illesztéséhez, hanem az általam is alkalmazott rétegzett struktúra szükséges.

5.10. Az Iax szupernóvák sebesség-luminozitás relációja

Ahogy azt a 5.3. fejezetben már érintettem, az Iax szupernóvák fotoszférikus sebessége (ami reprezentálja a teljes burok tágulási sebességét) és maximális luminozitása közötti arányosság több alkalommal is felmerült a szakirodalomban. Az utóbbi évek konklúziója szerint azonban a korreláció gyenge, valamint legalább két szupernóva, az SN 2009ku (Narayan és mtsai, 2011) és az SN 2014ck (Tomasellas és mtsai, 2016) extrém módon kilóg ebből az összefüggésből. A publikációk ugyanakkor nem végeztek részletekbe menő analízist a vonalanazonosítás során, az fotoszférikus sebességeket pedig az abszorpciós minimumok Doppler-eltolódása, illetve SYN++ modellek illesztése révén határozták meg. A szupernóva tomográfis analízis egyrészt önkonzisztens vonalazonosítást tesz lehetővé, másfelől a fotoszféra pozíciója több szempont alapján (fotoszféra hőmérséklet, spektrumvonalak eltolódása) lett meghatározva. Habár fentebb a említett két kivétel nem képezte részét a tomográfiás analízisnek, a vizsgált öt szupernóva jól fedi le az Iax szupernóvák fényesebb felét, alkalmassá téve a mintát a sebesség-luminozitás reláció felülvizsgálatára.

Az öt vizsgált szupernóva esetében a maximális fényesség (B- és V-szűrőben mérve egy-

aránt) és a maximum idején mért fotoszférikus sebesség erős egyenes arányosságot mutat. Mivel a tágulási sebességek közel lineárisan csökkennek, a sebességprofilok nem metszik egymást, vagyis a v_{fot} aktuális értéke szintén laza korrelációt követ a maximális luminozitással minden epocha idején (53. ábra). Fontos megjegyezni, hogy a kimutatott korreláció még nem bizonyítja, hogy a fényesebb Iax-ek minden esetben gyorsabban tágulnak. Ugyanakkor érdemes figyelembe venni, hogy a tisztán deflagrációs robbanási szimulációk pontosan ilyen korrelációt jeleztek előre. Amennyiben a illesztések során talált sűrűség- és abundancia-profilok alapján elfogadjuk, hogy az Iax szupernóvák alapvetően deflagrációs robbanások eredményei, úgy a hidrodinamikai szimulációk és a modellezések is alátámasztják a tágulási sebességek és a maximális luminozitások közötti összefüggést.

Egy ilyen jellegű korreláció felderítése több szempontból hatalmas előrelpés lenne a termonukleáris szupernóvák kutatásában. A sebesség-luminozitás összefüggés alapján elvégezhető a deflagrációs modellekkel finomhangolása, ezzel pontosan megállapítva az Iax robbanási mechanizmusát. Az egyszerűen mérhető fotoszférikus sebességek alapján megállapíthatott abszolút fényességek révén egy új, effektív módszert nyerhetünk a kozmikus távolságmérésekhez. A jelenleg felfedezett kis számú ($\sim$70 db) és viszonylag közeli (<200 Mpc) Iax szupernóvákkal ugyan csak a jelenleg is ismert és alkalmazott módszerek (pl. cefeidák periódus-fényesség relációja, közeli Ia szupernóvák) további kallibrációja lehetséges, azonban az egyre fejlettebb és kiterjedtebb megfigyelési kampányok az Iax szupernóvák számának gyors emelkedését vetítik előre. Ezáltal a megfelelően kalibrált sebesség-luminozitás összefüggésre alapozott távolságméréseket a jövőben a csillagászat számos ága alkalmazhatja. Mindezen célkitűzések a jövőbeli kutatási törekvéseim részét képezik.

"So long, and thanks for all the fish."
Douglas Adams, The Hitchhiker's Guide to the Galaxy

6. Összefoglaló

A több évtizedes intenzív kutatás ellenére is a termonukleáris szupernóva-robbanások pontos mechanizmusa mind a mai napig nem ismert számunkra. Az Ia szupernóvák időközben azonosított alosztályai alapján valószínűsíthető, hogy a fehér törpecsillagok többféle forgatókönyv alapján is felrobbanhatnak. Az ezen modellek által jósolt kémiai összetételek általában jelentős eltéréseket mutatnak, ami lehetőséget ad, hogy a megfigyelt szupernóvák eredetét színképeik alapján osztályozzuk.

A táguló szupernóva jellegzetessége, hogy a folyamatosan híguló és lehűlő burokban az átlátszatlan belső tartomány és a külső szupernóva-légkör közötti fotoszféra fokozatosan visszahúzódik. Így az idő előrehaladtával egyre mélyebb rétegek járulnak hozzá a színképvonalak kialakításához, ezzel párhuzamosan pedig a legkülső régiók az alacsonyabb sűrűségek miatt folyamatosan veszítenek a jelentőségükből. Mindezek eredményeként, egy adott szupernóva színképsorozata kívülről befelé végig mintavételezi a teljes ledobot anyagfelhőt. Amennyiben a színképanalízis során nem csak egy epochához, hanem a teljes sorozathoz illesztjük egyazon önkonzisztens modell szintetikus színképeit, úgy a burok fizikai- és kémiai tulajdonsgainak eloszlása feltérképezhető. Ez a fajta vizsgálati módszert szupernóva-tomográfiának nevezzük.

Doktori kutatómunkám első részében a normál Ia típusú szupernóvák kémiai rétegződését vizsgáltam, különös tekintettel a ledobott burok legkülső rétegeiben keletkező ún. nagysebességű-vonalkomponensekre (HVF-k). Az egyszerűsített szupernóva-modellre épülő SYN++ modellező algoritmus alkalmazásával illesztettem meg több Ia szupernóva maximum előtti színképét, majd a vonalformáló régiók modellekből származó sebességeit összevetettük egy automatizált Gauss-illesztés alapján kalkulált Doppler-eltolódásokkal. Az összehasonlításból kiderült, hogy a két módszerből származó HVF sebességek hibahatáron belül megegyeznek, a szimpla Gauss-profilok illesztése tehát helytálló vizsgálati módszernek bizonyult. Szintén a SYN++ modellek illesztésével vizsgáltam a normál Ia SN 2010kg színképsorozatát, pusztán a vonalformáló régiók elhelyezkedésére irányuló tomográfiás analízist folytatva. A szupernóva extrém erős és kékeltolódott Ca II és Si II HVF vonalakat mutatott a maximumot megelőző epochák idején. A SYN++ modellek illesztése révén az összes, szignifikáns abszorpciót keltő ion vonalformáló régióinak sebességfejlődését sikerült megállapítani. Az ionok közül a szupernóva-légkörben folytonosan jelen levő ionok PVF komponensei, valamint a legkülső rétegeiből származó HVF komponensek mellett több, ún. DF (detached feature) vonalat is azonosítottam, amelyek vonalformáló régiói az előző két csoport között helyezkednek el.

A későbbiekben a termonukleáris szupernóvák egyik alosztálya, az Iax szupernóvák álltak kutatásaim középpontjában, amelyek alapos vizsgálata csak néhány éve kezdődött el. Ezen az objektumok elméleti magyarázata komoly kihívást jelent, mivel luminozitásuk és tágulási sebességeik rendkívül széles skálákat fednek le. Ugyanakkor, utóbbi tulajdonságaik miatt a kevésbé kiszélesedett spektrumvonalaik remek lehetőséget kínálnak a precíz vonalazonosításra és a szupernóva-tomográfiás analízisre. Az első ilyen vizsgálatot az egyik legfényesebb Iax szu-

pernóva, az SN 2011ay színképsorozatán végeztem el. Az illesztendő szintetikus színképeket a TARDIS radiatív transzfer kóddal állítottam elő. A legjobb egyezést adó modell kémiai struktúrája nem egyeztethető össze a deflagrációs modellekkel, ugyanis a legtöbb kémai elem csökkenő trendet mutatott a burok külső rétegeinek irányába. A burok vizsgált tartományának legkülső részein sem IGE, sem pedig IME elemek nem lehetnek jelen, ezért - az előzetesen felvázolt modellezési startégiát követve - a nagy sebességeknél oxigénnel töltöttem fel a modell-struktúrát.

Az SN 2011ay-on végzett analízis logikus folytatása volt a tomográfiás vizsgálat kiterjesztése több Iax szupernóvára. A szabad hozzáférésű adabázisokból a szupernóva-tomográfia minimális követelményei alapján összeállítottam egy öt objektum álló mintát, amelynek elemei jól reprezentálják az Iax alcsoport fényesebb felét. A mintában szereplő szupernóvák az SN 2015H, az SN 2002cx, az SN 2005hk, az SN 2012Z és az SN 2011ay, utóbbi esetében a tomográfiát megismételtem. A Barna és mtsai (2017) által felvázolt illesztési stratégiát úgy módosítottam, hogy a kiindulási modellek a deflagrációs szimulációk által eredményezett sűrűség- és abundanciaprofilok voltak, közvetlenül tesztelve ezzel a szakirodalom által a legvalószínűbbnek tartott robbanási forgatókönyv jóslatait. A legjobb illeszkedést mutató TARDIS modellek sűrűségprofiljai a vártnál alacsonyabb sebességeknél kezdtek eltérni a tisztán exponenciális függvényektől, az ezen sebesség feletti levágás pedig meredekebb. A sűrűségfüggvény levágása a külső tartományokon önmagában nem volt képes reprodukálni a spektrumvonalak kék oldali szárnyát, ezért a legtöbb kémiai elem (akárcsak a Barna és mtsai, 2017, által publikált modellben) kifelé csökkenő abundanciával volt jelen a modellben. Kivételt jelent ez alól a oxigén, amelyet ezúttal is kitöltő elemként alkalmaztam, valamint a szén, amely bár nem szükséges a megfigyelt spektrumvonalak reprodukálásához, a legkülső sebességtartományon nem zárható ki a jelenléte. Ugyanakkor a vizsgált ötből négy objektumnál kizárható a deflagrációs szimulációk által jósolt közel konstans szén abundancia. A hidrodinamikai szimulációktól való eltérések - az IME/IGE elemek tömegarányának csökkenése a külső-, valamint a szén hiánya a belső tartományon - miatt a deflagráció, mint az Iax szupernóvák legvalószínűbb robbanási forgatókönyve, felülvizsgálatra szorul.

Habár az Iax szupernóvák tágulási sebességei nagymértékben különböznek, a legjobb illeszkedést adó modellek abundanciái hasonló jellemzőket mutatnak. Egy referencia sebességet definiálva, az ahhoz viszonyított rétegekben minden elemre átlagoltam a minta szupernóváinak tömegarányait, egy abundancia-sablont hozva ezzel létre. A sablont a sebességtérben eltolva hasonlóan jó illeszkedés volt elérhető, mint a tomográfiás modellezésből származó, objektumonként különböző abundanciaprofilokkal. Az eredmény, miszerint a fényesebb Iax szupernóvák kémiai tulajdonságai jellemezhetőek egyetlen paraméterrel, az abundancia-sablon eltolásával, megerősíti a feltételezést, miszerint az Iax osztályba sorolt szupernóvák ugyanolyan módon robbannak fel. Szintén ezt erősíti a tomográfiás illesztésekből származó fotoszférikus sebességek és a luminozitások közti korreláció is, amely saját vizsgálataim alapján jóval erősebb, mint ahogy azt a szakirodalom korábban feltételezte. Ez utóbbi eredmény felveti annak is a lehetőségét, hogy az Iax szupernóvák is alkalmazhatóak extragalaktikus távolságok meghatározására.

7. Conclusions

Despite decade-long intensive research, the origin of thermonuclear supernova explosions is still unclear. The discovery of several subclasses of the well-known Type Ia SNe suggests that multiple white dwarf explosion scenarios may exist in the Universe. The different types of explosions produce various ejecta structures. Thus, these explosion scenarios may be identified based on spectral footprints of their chemical abundance profiles.

The constantly expanding supernova ejecta cools down and dilutes with time. The photosphere, which is the boundary between the opaque inner- and the transparent outer regions, moves inward in the expanding ejecta. Thus, we get insight into deeper and deeper layers, as those contribute to the observed spectra, while the less dense outer layers lose their impact with time. As a result, the spectral time series of a supernova sample through the whole ejecta. To gain all the information from such a sampling, we have to fit not only one spectrum but the whole available spectral time series with the same, self-consistent ejecta model. This method called abundance tomography can map the distribution of the physical and chemical properties in the ejecta. However, such an ambitious analysis requires either a sophisticated modeling code and carefully chosen spectra or a fast modeling algorithm with a larger sample. My PhD research shows examples of both methods in abundance tomography.

To examine the chemical stratification of the normal Type Ia SNe, the most widely used spectral synthesis code is the SYN++. This code is based on the elementary supernova assumption, where the radiation emitted by the photosphere interacts with ions via resonant scattering in the homologously expanding supernova ejecta. As a result, the output synthetic spectrum contains P Cygni line profiles sitting on a blackbody continuum. Because of the neglected micro- and macro-physical processes, the output of the SYN++ code is not physically self-consistent. At the same time, SYN++ is an effective tool for line identification and estimating the velocity of the line forming regions.

Silverman és mtsai (2015) used an even simpler, automatized method by fitting Gaussian profiles to the Ca II H&K, the Si II $\lambda 6355$ and the Ca II NIR triplet. The so-called high-velocity features (HVFs), which are formed in the outermost region of the supernova ejecta, are observable at these spectral lines. The authors studied the velocity evolution of the HVFs in a larger supernova sample to investigate the still unknown physical processes behind the formation of these features. In order to do that, the Gaussian fitting had to be tested against the results from the SYN++. I fit the spectra obtained around maximum light for eight supernovae and compared the line velocities from the modeling to those from the Gaussian fitting. According to the comparison, the two methods resulted in the same HVF velocities within the assumed uncertainties. Thus, the Gaussian fitting algorithm adopted by Silverman és mtsai (2015) is a reliable method for the study of HVFs.

I also used SYN++ to investigate the velocity evolution of all the line forming regions in the ejecta of the normal Type Ia SN 2010kg. This supernova showed extremely strong HVFs

and high expansion velocities, which make it an excellent object of the tomography analysis. Although, because of the limitation of the SYN++ code, I could only estimate the velocity evolution of the identified ions, even this information could lead us to basic conclusions about the stratification. Beyond the HVFs formed in the outermost regions and the PVFs (photospheric velocity features) formed close to the photosphere, another line forming regions with intermediate velocities were also identified, referred as DFs (detached features). As it was expected, Ca II and Si II showed very strong extremely blueshifted absorption peaks, and these ions also formed PVFs. The different features of the same ion have to be different origins because of the presence of calcium and silicon is not continuous in the whole ejecta. The neutral oxygen also showed double lines, but the velocity evolution of HVF and the PVF components overlap each other, thus, the two line forming regions are the results of temperature and abundance effect. Similar effects could simultaneously form the Fe II and Fe III features. Based on the careful investigation of the absorption line at $\sim$4400 Å, it was unlikely formed by Si III. Since no other possible footprints of carbon ion were found in the observed spectra, I came to the conclusion that the mentioned spectral feature might have a strong contribution from O II, and it is identified as a DF.

Although abundance tomography is a very promising method to discover the exact origin of the thermonuclear explosion, its application on normal Type Ia supernova is problematic. The high expansion velocities cause very broadened absorptions, which overlap each other, challenging even the identification of the spectral features. However, the peculiar subclass of Type Iax supernovae can offer the feasibility to explore the thermonuclear explosion of WDs.

Type Iax SNe are fainter and less energetic compared to the normal SNe Ia. Moreover, these attributes cover an extremely large range: the peak luminosities vary from -14.4 up to -18.4 mag, while the photospheric velocities spread from 2,500 to 9,000 kms^{-1} at the moment of maximum light. The estimated ejecta masses do not exceed 0.8 $M_{\odot}$ and it distributes according to a less dense and steeper density profile compared to those of Type Ia SNe. Such an ejecta-structure forms narrower spectral lines, making SNe Iax ideal targets for the abundance tomography analysis. Despite some doubt, there is an agreement in the literature that Type Iax SNe originate from a Chandrasekhar-mass C/O WD. The most promising explosion scenario is the pure deflagration, which is not energetic enough to completely unbound the WD and leaving behind a bound remnant (also referred as "failed SN"). Such a deflagration produces well-mixed ejecta with a high mass fraction of unburnt material, which can be effectively tested via abundance tomography.

My first studied Type Iax object was SN 2011ay, one of the most luminous objects of the subclass. In the pilot-study (Barna és mtsai, 2017), I used the radiative transfer code TARDIS to fit the spectral time series of SN 2011ay making the second Iax abundance tomography analysis in the literature (Sahu és mtsai, 2008). Although the code does not contain a fitting algorithm, it has the advantage to model stratified ejecta structures (with abundance and density profiles) based on reliable physical assumptions. The density profile was fixed to the exponential fit

of the well-known W7 model to reduce the number of free parameters. Despite the more-or-less arbitrary choice, the resulted synthetic spectra showed good agreement with the studied ten spectra of SN 2011ay, each obtained within five weeks after the explosion. This spectral time series allowed us to map the chemical structure between 7,000 - 14,000 kms^{-1}. The resulted abundance profile didn't show constant values, instead, all the IMEs and IGEs appeared with decreasing mass fractions toward the higher velocities. Since the adopted fitting strategy allowed to use only elements with at least one clear identification at least one epoch, the outer layers of the TARDIS models suffered from the deficit of chemical elements. To solve the issue, I used oxygen as a "filling" element for the missing mass fractions. This choice didn't spoil the goodness of the fits, and the false identification of elements was avoided, however, the dominance of oxygen in my best-fit models is obviously an artificial feature. Although the inner layers of the studied ejecta volume showed resemblance with the constant mass fractions of the hydrodynamical simulations, the decreasing trends of IME and IGE abundances contradict the concept of the well-mixed ejecta. The discrepancy at the outermost layers could be also explained by the incorrect choice of the density function, but the lack of carbon in my best-fit models highlighted that some of the predictions of the pure deflagration scenario are not compatible with the observed spectral evolution.

I extended the abundance tomography method on other Type Iax SNe as a logical continuation of my work. Looking through the free-access databases, I put together a small sample of five SNe Iax, which meet the requirements of abundance tomography. The five objects, namely that SN 2015H, SN 2002cx, SN 2005hk, SN 2012Z, and SN 2011ay, represent well the more luminous half of the whole SN Iax population. In the case of SN 2011ay, I repeated the abundance tomography analysis according to the new fitting strategy. The point of the new method was direct testing the predictions of the pure deflagration scenario. In order to do that, the starting point of all fitting was the model structures of the corresponding hydrodynamical simulations for both the abundances and the density profiles. During the fitting, these variables were changed only if the goodness of the fit required it. In the case of each SNe, the best-fit TARDIS model showed density functions with a steeper than expected cut-off toward the higher velocities. However, this change alone could not reproduce the blue wings of the spectral absorptions, thus, all IMEs and IGEs appeared with decreasing mass fractions outward the ejecta, just like in Barna és mtsai (2017). The only exception is the oxygen, which is used again as a "filler" element, and carbon, whose presence is allowed in the outer, but forbidden in the inner layers. Otherwise, the inner layers show remarkably similar abundance profiles as the hydrodynamical simulations of the pure deflagration models, but the discrepancies in the carbon distribution to the predictions of the pure deflagration simulations

On the whole, the constrained mass fractions showed similar distributions as in the pilot study of Barna és mtsai (2017), but the abundance features appeared at a different velocity in each supernova. I created an abundance template by shifting the abundance profiles to a reference velocity (where $X(^{56}Ni = X(O))$ and averaging the mass fractions of each ion. In

order to test the abundance template, it was shifted in velocity space for each SN, and synthetic spectra were produced at various epochs and compared to the best-fit spectra. As a result, the abundance template ensured only a slightly worse match to the observed data and reproduced both the flux continuum and the line profiles effectively. We can assume that the chemical structure of the Iax sample can be described with only one parameter, the velocity shift of the abundance template. Since the studied sample represents the more luminous half of the Iax population, extrapolating this assumption is reasonable. The same abundance structure supports the assumption that these kinds of explosions share a common origin. Moreover, the inferred photospheric velocities showed a much tighter correlation with peak luminosities than it was expected based on the literature. This result not only strengthens the idea of the common origin but also raises the possibility that Type Iax SNe could be used as distance estimators in the near future.

8. Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretném megköszönni témavezetőmnek, Dr. Vinkó Józsefnek, hogy lehetővé tette számomra a kutatómunkám megkezdését és megismertetett a szupernóvák világával. Emellett kritikus meglátásaival és tanácsaival hozzájárult ahhoz, hogy többé-kevésbé komoly kutató váljon belőlem.

Külön köszönet illeti,

- Dr. Szalai Tamást, akivel több projekten is együtt dolgoztunk és a segítségével vághattam bele az Iax szupernóvák rejtélyeinek felderítésébe;
- a Csillagászat Napja "igazgatótanácsának" tagjait, Dr. Nagy Andreát, Bódi Attilát és Ordasi Andrást, hogy velük küszködhettem végig az MSc és a PhD éveit;
- Dr. Bruno Leibundgut-ot és Dr. Wolfgang Kerzendorf-ot, akik az ESO-nál kitárták előttem a nemzetközi csillagászat kapuit;
- középiskolai fizika tanáromat, Lakner Attilát, aki felkészített az egyetemre és annak idején kezembe nyomta Az idő rövid története c. könyvet.

Szeretnék köszönetet mondani szüleimnek, akik mindenben támogattak; nővéremnek, akitől mindig kérdezhettem, mert ezt az utat már végigjárta; és Rékának, aki végig mellettem volt.

Köszönöm az European Southern Observatory Studentship programjának, hogy egy olyan világszínvonalú kutatóintézetben dolgozhattam, ahol ingyen volt a kávé. Köszönettel tartozom az SZTE Doktori Iskolájának, valamint az Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékének is, hogy lehetővé tették a doktori képzésem elvégzését.

Munkámat a Nemzeti Kutatási és Fejlesztési Iroda által meghirdetett GINOP 2.3.2-15-2016-00033 azonosítószámú Tranziens Asztrofizika Objektumok pályázat támogatta. Tanulmányútjaimat a Campus Mundi Rövid Külföldi Tanulmányút CM-SMR/252212/2017, valamint az Új Nemzeti Kiválóság Program UNKP-17-3-IV-SZTE-2 ösztöndíja tette lehetővé.

Hivatkozások

Ashall, C., et al. 2014, MNRAS, 445, 4427

Ashall, C., et al. 2016, MNRAS, 460, 3529

Arnett, W. D. 1979, ApJ, 230, L37

Barna B. et al. 2016, MNRAS, 457, 3225

Barna B. et al. 2017, MNRAS, 471, 4865

Barna B. et al. 2018, MNRAS, 480, 3609

Blanchard, P. et al. 2011, Cent. Bureau Electron. Telegrams, 2678, 1

Blondin, S. & Tonry, J. L. 2007, ApJ. 666, 1024

Blondin, S. et al. 2012, AJ, 143, 126

Branch, D. 1985, ApJ, 294, 619

Branch, D. 2004, PASP, 116, 903

Branch, D., et al. 2005, PASP, 117, 545

Branch, D., et al. 2006, PASP, 118, 560

Cenko, S. B. et al. 2012, CBET 3014

Carrol, B. W., & Ostlie, D. A. 2007, An Introduction to Modern Stellar Astrophysics (Pearson Addison-Weasley, San Francisco)

Chatzopoulos, E., Wheeler, J. C., Vinkó J. 2012, ApJ, 746, 121

Chornock, R. et al. 2006, PASP, 118, 722

Contardo, G., Leibundgut, B., Vacca, W. D. 2000, A&A, 359, 876

Denissenkov, P. A., et al. 2015, MNRAS, 447, 2696

Filippenko, A. V., et al. 1992, AJ, 104, 1543

Fink, M. et al., 2014, MNRAS, 438, 1762

Firth, R. E. 2015, MNRAS, 446, 3895

Fisher, A., et al. 1997, ApJ, 481, 89

Fitzpatrick, E. L. & Massa, D. 2007, ApJ, 663, 320

Foley, R. J., et al. 2009, AJ, 138, 376

Foley, R. J., et al. 2010a, ApJ, 708, 61

Foley, R. J., et al. 2013, ApJ, 767, 57

Foley, R. J., et al. 2014, ApJ, 792, 29

Foley, R. J., et al. 2016, MNRAS, 461, 433

Fox, O. D., et al. 2016, ApJL, 816, L13

Garavini, G., et al. 2004, AJ, 128, 387

Gerardy, C. L., Höflich, P., Fesen, R. A., et al. 2004, ApJ, 607, 391

Galbany, L., et al. 2016, MNRAS, 457, 525

Guillochon, J., et al. 2017, ApJ, 835, 64

Guy, J., et al. 2007, A&A , 466, 11

Jack, D., et al. 2015, MNRAS, 451, 4104

Jha, S. W., Riess A. G. & Kirshner R. P. 2007, ApJ , 659, 122

Jha, S. W. 2017, Handbook of Supernovae, Springer International Publishing AG, 375

Jordan, G. C., et al. 2012, ApJL , 761, L23

Hatano, K. et al. 1999, ApJS, 121, 233

Hatano, K. et al. 1999, ApJ, 525, 881

Hillier, J. D., Dessart, L. 2012, MNRAS, 424, 252

Hsiao, E. Y. et al. 2013, ApJ, 766, 72

Hsiao, E. Y. et al., 2015, A&A, 578, 9

Kasen, D., Nugent, P., Wang, L., et al. 2003, ApJ, 593, 788

Kasen, D., Thomas, R. C. & Nugent, P. 2006, ApJ, 651, 366

Kerzendorf, W. & Sim, S. 2014, MNRAS, 440, 387

Kromer, M. & Sim, S. A. 2009, MNRAS, 398, 1809

Kromer, M. et al. 2013, MNRAS, 429, 2287

Kromer, M. et al. 2015, MNRAS, 450, 3045

Li, W. et al. 2003, PASP, 115, 453

Liu, Z.-W., Moriya, T. J., Stancliffe, R. J., Wang, B. 2015, A&A, 574, A12

Lucy, L. B. & Abott, D. C. 1993 A&A, 405,, 738

Lucy, L. B. 1999 A&A, 345, 211

Lucy, L. B. 2002 A&A, 384, 725

Lucy, L. B. 2003 A&A, 403, 261

Lucy, L. B. 2005 A&A, 429, 19

Narayan, G., et al. 2011, ApJ, 731, 11

Nayak, I. et al. 2010, Cent. Bur. Electron. Telegrams, 2561, 1

Nomoto, K., Thielemann, F.-K., Yokoi, K., 1984, ApJ, 286, 644

Nugent, P. E., et al. 2011, Nature, 480, 344

Magee, M. R., et al. 2016, A&A, 589, 18

Magee, M. R., et al. 2017, A&A, 601, 12

Maguire, K., et al. 2014, MNRAS, 444, 3258

Marion, G. H. et al. 2013, ApJ, 777, 40

Marion, G. H. et al., 2015, ApJ, 798, 39

Mazzali, P. A. & Lucy, L. B. 1993, A&A, 279, 447

Mazzali, P. A. 2000, AA, 363, 705

Mazzali, P. A., et al. 2005, ApJL, 623, L37

Mazzali, P. A. & Sauer, D. N. 2008, MNRAS, 386, 1897

Mazzali, P. A., et al. 2014, MNRAS, 439, 1959

Mazzali, P. A., et al. 2015, MNRAS, 450, 2631

McClelland, M. C., et al. 2010, ApJ, 720, 704

McCully, C. et al. 2014, ApJ, 512, 54

McCully, C., et al. 2014, ApJ, 786, 19

Moriya, T. et al. 2010, ApJ, 719, 1444

Parker, S. 2015, Central Bureau Electronic Telegrams, 4093, 2

Parrent, J. T. et al. 2012, ApJ, 752, L26

Parrent, J., Friesen, B., Parthasarathy, M. 2014, Ap&SS, 351, 1

Perlmutter, S., et al. 1999, ApJ, 517, 565

Phillips, M. M. 1993, ApJ, 413, L105

Phillips, M. M., et al. 1999, AJ, 118, 1766

Phillips, M. M., et al. 2007, PASP, 119, 360

Phillips, M. M., et al. 2013, ApJ, 779, 38

Poznanski, D., Prochaska, J. X. & Bloom, J. S. 2012, MNRAS, 426, 1465

Pskovskii, Iu. P. 1977, Soviet Astronomy, 21, 675

Pumo, M. L. 2009, ApJL, 705, L138

Riess, A. G., Press, W. H. & Kirshner, R. P. 1996, ApJ, 473, 88

Riess, A. G., et al. 1998, AJ, 116, 1009

Riess, A. G., et al. 2016, ApJ 826, 56

Riess, A. G., et al. 2018, ApJ 855, 136

Röpke, F. K., et al. 2012, ApJ, 750, 19

Sahu, D. K., et al. 2008, ApJ, 680, 590

Schlafly, E. F. & Finkbeiner, D. P. 2011, ApJ, 737, 103

Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P. & Davis M. 1998, ApJ, 500, 525

Schmidt, W., Niemeyer, J. C., Hillebrandt, W. 2006, A&A, 450, 265

Schmidt W., et al. 2006, A&A, 450, 283

Seitenzahl I. R., et al. 2013, MNRAS, 429, 1156

Silverman, J. M., et al. 2011, Cent. Bureau Electron. Telegrams, 2681, 1

Silverman, J. M. & Filippenko, A. V. 2012, MNRAS, 425, 1917

Silverman, J. M., et al. 2015, MNRAS, 451, 1973

Sim, S. A. 2007, MNRAS, 375, 154

Sim, S. A. 2007, ApJ, 714, 52

Sobolev, V. V. 1960, Moving Envelopes of Stars, Harvard Univ. Press, Cambridge

Stehle, M., et al. 2005, MNRAS, 360, 1231

Stritzinger, M. D., et al. 2014, A&A, 561, 146

Szalai T., et al. 2015, MNRAS, 453, 2103

Tanaka, M., et al. 2006, ApJ, 645, 470

Tanaka, M., et al. 2008, ApJ, 677, 448

Tanaka, M., et al. 2011, MNRAS, 410, 1725

Theureau, G., et al. 2007, A&A, 465, 71

Thomas, R. C., Nugent P. E., Meza J. C. 2011, PASP, 123, 237

Tomasella, L., et al., 2016, MNRAS, 459, 10118

Yamanaka, M., et al. 2015, ApJ , 806, 191

Yaron, O. & Gal-Yam A. 2012, PASP, 124, 668

Valenti, S., et al. 2009, Nature, 459, 674

Wang, L., et al. 2003, ApJ , 591, 1110

Wang, B., et al. 2013, A&A , 559, 94

Wood-Vasey, W. M., et al. 2002, IAU Circ. 7902

Zhang, T., et al. 2010, PASP, 122, 1